

Связанные плазменные волны в системе двух двумерных сверхрешеток в присутствии квантующего электрического поля

© С.Ю. Глазов*[¶], Е.С. Кубракова*, Н.Е. Мещерякова⁺

* Волгоградский государственный социально-педагогический университет,
400131 Волгоград, Россия

⁺ Волгоградский институт бизнеса,
400048 Волгоград, Россия

(Получена 11 октября 2012 г. Принята к печати 25 февраля 2013 г.)

Исследовано влияние постоянного электрического поля на связанные плазменные волны в системе двух двумерных сверхрешеток. В случае высоких температур получено дисперсионное соотношение и численно исследованы основная и резонансные моды плазменных волн. Расчеты выполнены на основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса.

1. Введение

Физика полупроводников существенно влияет на развитие современной техники, поскольку функциональность и применение многих оптоэлектронных приборов зависит от исследований в этой области. Важным и широко охваченным разделом этой науки является изучение свойств низкоразмерных структур: сверхрешеток (СР), квантовых проволок, нанотрубок, квантовых точек и систем на их основе.

Хотя полупроводниковые СР давно создаются и изучаются, интерес к таким структурам не угасает до сих пор, в связи с обилием нелинейных эффектов, для которых характерна высокая чувствительность к различным внешним воздействиям. Известно, что постоянное электрическое поле, приложенное вдоль оси СР, приводит к существенному изменению электронного энергетического спектра — так называемому штарковскому квантованию [1,2]. Квантовая теория плазменных колебаний в одномерной полупроводниковой СР в присутствии сильного постоянного электрического поля построена в работах [3–6]. В последнее время активно исследуются плазменные колебания в двумерном (2D) электронном газе 2D СР [7] и влияние на них сильного постоянного [8,9] и высокочастотного электрических полей [10]. Практический интерес к двумерным структурам обуславливается тем, что, изменяя параметры исследуемой системы (концентрацию свободных носителей в электронном газе, диэлектрическую проницаемость окружающей среды, внешние электрические и магнитные поля), легко регулируются частотные характеристики таких структур.

Особый интерес в плане практического применения вызывают системы, в которых помимо одного 2D электронного газа имеется какая-то другая подсистема с иными параметрами взаимодействия [11] или на данную систему воздействуют различные внешние электрические поля [12–14]. Также проводился ряд экспериментов по изучению коллективных возбуждений и их взаи-

модействия с электромагнитными полями в двойных квантовых ямах и электронных слоях [15,16].

В настоящее время изучаются современные полупроводниковые материалы — идеальные СР на квантовых точках различных размерностей [17,18]. Данные структуры обладают существенно лучшими характеристиками по сравнению со СР на квантовых ямах, благодаря чему появляется возможность исследования СР в более широком диапазоне параметров и изучения новых эффектов, для наблюдения которых необходима высокая подвижность носителей. Так, например, в работе [19] показана возможность проявления плазменно-штарковского резонанса в 2D электронном газе 2D сверхрешетки на квантовых точках.

В этой связи представляется актуальным исследовать влияние постоянного электрического поля на связанные плазменные волны в двух 2D электронных газах в системе с периодическим потенциалом в широкой области изменения напряженности поля.

2. Основные уравнения

Рассмотрим твердотельную структуру, в которой находятся 2D электронные газы в системе с 2D периодическим потенциалом, расположенные в параллельных бесконечных плоскостях (рис. 1).

Влияние дополнительного периодического потенциала можно учесть, записав энергетический спектр носителей тока в приближении сильной связи:

$$\varepsilon_j(\mathbf{p}) = \Delta_j - \frac{\Delta_j}{2} [\cos(p_x d_j) + \cos(p_y d_j)], \quad (1)$$

где Δ — полуширина мини-зоны проводимости; d — период СР; p_x, p_y — компоненты квазиимпульса электрона в плоскости СР, ($j = a, b$), здесь и далее $\hbar = 1$.

Электронные газы разделяют пространство на три среды с разными диэлектрическими проницаемостями: для $z < z_a$ диэлектрическая постоянная равна ε_1 , для $z_a < z < z_b$ диэлектрическая постоянная — ε_2 , для $z > z_b$ диэлектрическая постоянная равна ε_3 .

[¶] E-mail: ser-glazov@yandex.ru

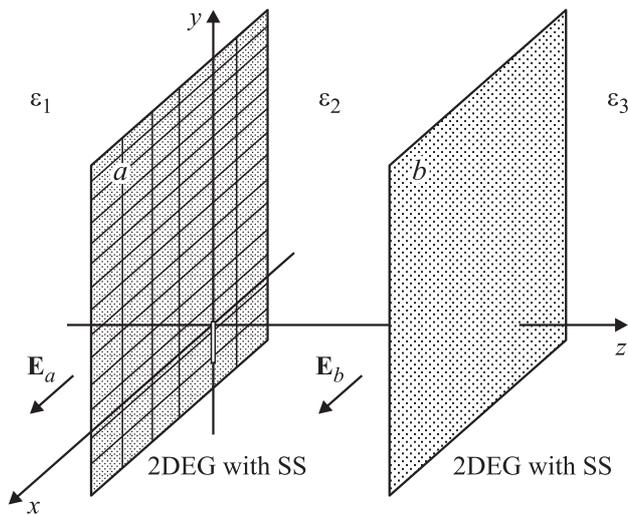


Рис. 1. Геометрия задачи.

Для невырожденного электронного газа в случае высоких температур $\Delta \ll T$ (T — температура в энергетических единицах) на основе квантовой теории в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса, действуя аналогично [12], получено выражение для нахождения закона дисперсии связанных плазменных колебаний

$$F(\mathbf{q}, \omega) = 0, \tag{2}$$

где

$$F(\mathbf{q}, \omega) = \frac{S^2(\mathbf{q}, h(\mathbf{q} + \mathbf{g}))\Pi_a(\mathbf{q}, \omega)\Pi_b(\mathbf{q}, \omega)}{[1 - S(\mathbf{g}, f_a(\mathbf{q} + \mathbf{g}))\Pi_a(\mathbf{q}, \omega)][1 - S(\mathbf{q}, f_b(\mathbf{q} + \mathbf{g}))\Pi_b(\mathbf{q}, \omega)]} - 1,$$

$$\Pi_j(\mathbf{q}, \omega) = 4\pi e^2 \sum_{\mathbf{p}} \sum_l J_l^2(\gamma_j) \times \frac{n_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - n_{\mathbf{p}}}{\varepsilon(p_y + q_y) - \varepsilon(p_y) - \omega + l\Omega_j},$$

$$S(\mathbf{q}, \delta) = \sum_{n,m} \frac{|M([\mathbf{q} + \mathbf{g}]_x)|^2 |M([\mathbf{q} + \mathbf{g}]_y)|^2}{\sqrt{(q_x + g_x)^2 + (q_y + g_y)^2}} \delta,$$

$$f_a(q) = \frac{\varepsilon_2 \operatorname{ch}(qL) + \varepsilon_3 \operatorname{sh}(qL)}{u(q)},$$

$$f_b(q) = \frac{\varepsilon_2 \operatorname{ch}(qL) + \varepsilon_1 \operatorname{sh}(qL)}{u(q)},$$

$$u(q) = \varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_3) \operatorname{ch}(qL) + (\varepsilon_2^2 + \varepsilon_1\varepsilon_3) \operatorname{sh}(qL),$$

$$h(q) = \frac{\varepsilon_2}{u(q)}, \quad \gamma_j = \frac{\Delta}{\Omega_j} \sin\left(\frac{q_x d_j}{2}\right),$$

$n(\mathbf{p})$ — равновесная функция распределения носителей, \mathbf{q} — волновой вектор в плоскости XY , $\mathbf{g}_j = (n2\pi/d_j, m2\pi/d_j)$, $J_n(x)$ — функция Бесселя 1-го рода вещественного аргумента, L — расстояние между плоскостями с 2D электронными газами.

Множитель $S(\mathbf{q}, \delta)$ определяется потенциалом межэлектронного взаимодействия и требует знания конкретного вида потенциальных ям, образующих 2D СР. В данной задаче потенциал межэлектронного взаимодействия выберем так же, как и в работе [7].

При произвольных значениях \mathbf{q} сумма в $S(\mathbf{q}, \delta)$ не выражается через табулированные функции. Однако при малых значениях q ($q_x, q_y \ll \pi/d$) $S(\mathbf{q}, 1)$ ведет себя как $1/|q|$.

В условиях сильного постоянного электрического поля, удовлетворяющего условию $\Omega_j \tau \ll 1$ (где τ — время свободного пробега электрона, $\Omega_j = eEd_j$ — штарковская частота, E — напряженность электрического поля), в [12] была аналитически получена зависимость частоты плазменных колебаний от волнового вектора в явном виде для случая $\Omega \gg \omega$, при котором вычисление суммы в уравнении для нахождения дисперсии значительно упрощается, так как наибольший вклад оказывает слагаемое при $l = 0$.

В данной работе дисперсионное уравнение исследуется в случае $\Omega \geq \omega$, при котором нельзя ограничиться нулевым членом суммы. Анализ закона дисперсии (2) в силу его сложности проводился численно.

3. Основные результаты численного анализа

Для численного исследования были выбраны следующие параметры 2D СР: поверхностная плотность электронного газа $N_0 \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $d \approx 10^{-6} \text{ см}$ и $\Delta \approx 10^{-2} \text{ эВ}$ взяты из [18,20]. Расчеты выполнены для невырожденного электронного газа в случае высоких температур $\Delta \ll T$ (T — температура в энергетических единицах).

В результате численного анализа закона дисперсии связанных плазмонов (2) в системе двух двумерных сверхрешеток в присутствии постоянного электрического поля, удовлетворяющего условию $\Omega \geq \omega$, были построены графики зависимости $\omega(\mathbf{q})$.

Исследовав функцию $F(\mathbf{q}, \omega)$, можно сделать вывод о возможности существования нескольких ветвей связанных плазменных колебаний двух двумерных газов — основной и резонансной, каждая из которых вследствие самосогласованного взаимодействия двух газов может распадаться на две моды (рис. 2).

В случае, когда $L = 0$, получаются решения дисперсионного уравнения, характерные для системы с одним 2D электронным газом в системе с периодическим потенциалом [19], значение поверхностной плотности которого равно сумме плотностей, составляющих данную систему 2D электронных газов. Случай, когда $L \rightarrow \infty$, соответствует не взаимодействующим 2D электронным газам.

Из анализа закона дисперсии видно, что при уменьшении напряженности поля происходит снижение значения

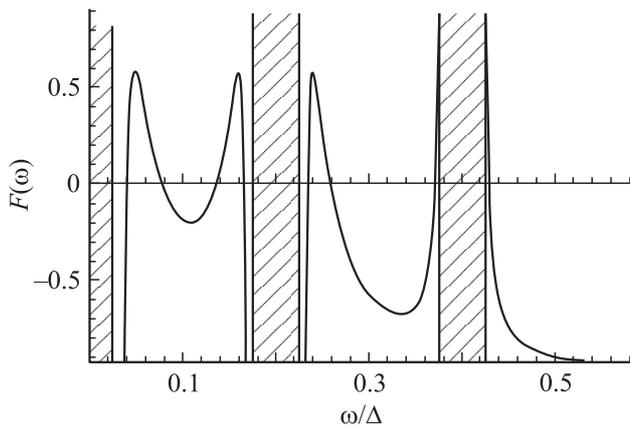


Рис. 2. Зависимость $F(\omega)$ при $\Omega/\Delta = 0.2$, $L/d = 1$, $q_y d = 0.05$, $q_x d = 0.5$.

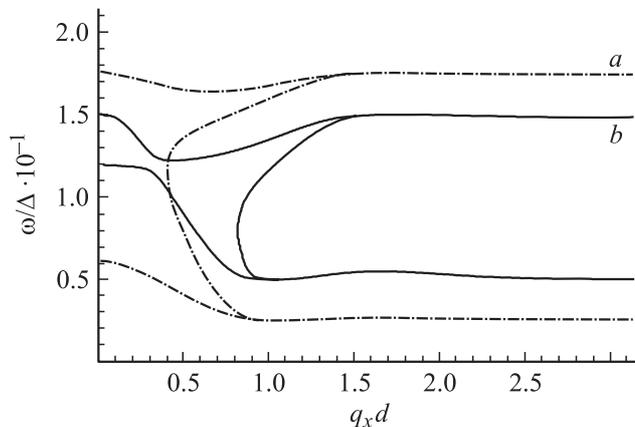


Рис. 3. Закон дисперсии $\omega(q_x)$ при $\Omega/\Delta = 0.2$, $L/d = 1$, $a - q_y d = 0.05$, $b - q_y d = 0.1$.

частоты второй моды. По сравнению со второй, значения частоты первой моды слабо меняются.

На рис. 2 представлен набор корней дисперсионного уравнения, где первый и второй корни соответствуют основной ветви, а третий и последующие — резонансным ветвям частоты плазменных колебаний и квантующего поля. Расщепление собственной и резонансных частот на две моды зависит от волнового вектора \mathbf{q} и расстояния L между СР и обусловлено самосогласованным взаимодействием двух газов.

Также на рис. 2 отмечены штриховкой области одночастичных возбуждений, которые при увеличении одной из составляющих волнового вектора q_y также увеличиваются. Спектр одночастичных возбуждений определяется законом сохранения энергии для процессов поглощения (излучения) плазмона электроном:

$$\omega = \varepsilon(p_y + q_y) - \varepsilon(p_y) \pm l\Omega. \quad (3)$$

Рассмотрим один из частных случаев, когда параметры двух СР, расположенных в параллельных плоскостях, одинаковы. На рис. 3 приведены графики зависимости

плазменной частоты от волнового вектора $\omega(q_x)$ для основной ветви первых и вторых мод. Появление дополнительных мод и их слияние с основными зависит от волнового вектора и обуславливается условием взаимодействия электронных газов.

Меняя начальные параметры СР (концентрацию свободных носителей в электронном газе и период решетки), диэлектрические проницаемости окружающей среды и прослойки между газами, можно регулировать частотные характеристики системы.

Отметим осцилляционную зависимость частоты первой моды ω_0 от волнового числа q_x . Для оценки проявления осцилляционной зависимости $\omega(q_x)$ можно ограничиться рассмотрением нулевого порядка функции Бесселя $J_0^2(\gamma)$. При $\gamma > \gamma_0$ ($\gamma_0 \approx 2.41$ — наименьший корень функции Бесселя) будут наблюдаться осцилляции. Первый минимум при $\Delta = 10^{-2}$ эВ, $q_x \approx 10^5$ см $^{-1}$ должен наблюдаться при $E \leq 10^3$ В/см.

Для проявления штарковского квантования необходимо выполнение условия $\Omega\tau \gg 1$ (τ — среднее время свободного пробега электрона). Последнее неравенство может быть выполнено при $\tau > 10^{-11}$ с, что является довольно жестким условием на чистоту образца. Подходящими объектами для наблюдения данных эффектов являются СР на квантовых точках, так как скорость затухания блоховских осцилляций в них значительно меньше, чем в СР на квантовых ямах [17,18].

4. Заключение

В заключение сформулируем кратко основные выводы из проделанной работы.

1. В случае высоких температур ($\Delta \ll T$) в широком диапазоне напряженности электрического поля получено выражение для нахождения закона дисперсии связанных волн в двух 2D электронных газах со СР.

2. Выявлено расщепление собственных и резонансных частот плазменных волн на две моды, обусловленных самосогласованным взаимодействием двух 2D электронных газов со СР.

3. Выявлены условия проявления осцилляционной зависимости $\omega(\mathbf{q}, E)$.

4. Исследованы области одночастичных и коллективных возбуждений в двух 2D электронных газах в системе с периодическим потенциалом.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 p_поволжье_a, проектом государственных заданий на научно-исследовательскую работу Министерства образования и науки РФ на 2013 год № 2.8298.2013.

Список литературы

- [1] G.H. Wannier. Phys. Rev. B, **11**, 432 (1960)
- [2] В.А. Яковлев. ФТТ, **3** (7), 1983 (1961).
- [3] Э.М. Эпштейн. ФТП, **13** (7), 1394 (1979).

- [4] Э.М. Эпштейн. ФТТ, **21** (6), 1719 (1979).
- [5] Н.К. Су. Sol. St. Commun., **71** (9), 769 (1989).
- [6] Н.Н. Белецкий. ФТП, **14** (3), 562 (1980).
- [7] С.Ю. Глазов, С.В. Крючков. ФТП, **34** (7), 835 (2000).
- [8] С.Ю. Глазов, С.В. Крючков. ФТП, **35**(4), 456 (2001).
- [9] С.Ю. Глазов. Вестн. ВГТУ, **2** (8), 102 (2006).
- [10] С.Ю. Глазов, Е.С. Кубракова. Изв. РАН. Сер. физ., **73** (12), 1711 (2009).
- [11] С.Ю. Глазов, Е.С. Кубракова. Уч. записки Казан. ун-та. Сер. физ.-мат. науки, **152** (2), 54 (2010).
- [12] S.Yu. Glazov, E.S. Kubrakova, N.E. Meshcheryakova. Phys. Wave Phenomena, **18** (4), 313 (2010).
- [13] Э.М. Эпштейн. ФТТ, **33** (5), 1431(1991).
- [14] Е.М. Epshtein, G.M. Shmelev. Phys. Status Solidi B, **160** (1), 179 (1990).
- [15] С.В. Товстоног, В.Е. Бисти. Письма в ЖЭТФ, **78** (11), 1237 (2003).
- [16] С.В. Товстоног, И.В. Кукушкин, Л.В. Кулик, В.Е. Кирпичев. Письма ЖЭТФ, **76** (8), 592 (2002).
- [17] И.А. Дмитриев, Р.А. Сурис. ФТП, **36** (12), 1460 (2002).
- [18] И.А. Дмитриев, Р.А. Сурис. ФТП, **36** (12), 1449 (2002).
- [19] С.Ю. Глазов, Е.С. Кубракова. Известия РАН. Сер. физ., **75** (12), 1720 (2011).
- [20] Г.М. Гусев, З.Д. Квен, В.Б. Бесман. ФТП, **26** (3), 539 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

Coupled plasma waves in the two of two-dimensional superlattices in the presence of quantum of electric field

*S.Yu. Glazov**, *E.S. Kubrakova**,
N.E. Mescheryakova⁺

* Volgograd State Social Pedagogical University,
400131 Volgograd, Russia

⁺ Volgograd Business Institute,
400048 Volgograd, Russia

Abstract The influence of constant electric field on coupled plasmas waves in two two-dimensional superlattices is investigated. A dispersion relation of oscillations is obtained in high temperature approach. Main and resonant modes of plasma waves are investigated numerically. Calculations were performed on base of the quantum theory plasma oscillations in random phase approximation taking into account the umklapp processes.