Плотность плазменных возбуждений двумерной полупроводниковой сверхрешетки в широком диапазоне параметров

С. Ю. Глазов[1],* И. С. Громышов[1],† Н. Е. Мещерякова[2‡]
[1]*Волгоградский государственный социально–педагогический университет. Россия, 400131, Волгоград, пр. им. В. И. Ленина, д. 27.*
[2]*Волгоградский Институт Бизнеса. Россия, 400048, Волгоград, ул. Южно-украинская, 2.*

В работе исследована плотность плазменных возбуждений в двумерной полупроводниковой сверхрешетке в зависимости от периода и ширины потенциальных ям, образующих сверхрешетку. Расчеты выполнены на основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса. Оценка параметров сверхрешетки проводилась с использованием модели Кронига–Пенни.

PACS: 73.21.Cd. УДК: 538.915.
Ключевые слова: плазменные волны, сверхрешетка.

Изучение процессов распространения плазменных волн в двумерных полупроводниковых структурах в системе с периодическим потенциалом является важным направлением исследования коллективных явлений в низкоразмерных системах. Фундаментальные теоретические исследования в этой области в основном посвящены получению законов дисперсии $\omega(\vec{k})$ плазменных волн. Знание $\omega(\vec{k})$ позволяет определить плотность плазменных возбуждений, что дает возможность сравнить теоретические результаты с экспериментом.

Для расчета коллективных плазменных возбуждений воспользуемся квантовой теорией плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса. Уравнение, определяющее дисперсионную зависимость $\omega(\vec{k})$ имеет вид [1]

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

где

$$\Pi(\vec{k},\omega)=\sum_{\vec{p}}\;\frac{n_{\vec{p}+\hbar\vec{k}}-n_{\vec{p}}}{\varepsilon(\vec{p}+\hbar\vec{k})-\varepsilon(\vec{p})-\hbar\omega} \tag{2}$$

— поляризационный оператор, множитель $S(\vec{k})$ определяется потенциалом межэлектронного взаимодействия и требует знания конкретного вида потенциальных ям, образующих сверхрешетку (СР), χ — диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки, $\varepsilon(\vec{p})$ — закон дисперсии носителей тока в рассматриваемой минизоне. В [1] для нескольких частных случаев получена зависимость $\omega(\vec{k})$ в явном виде.

Для расчета параметров СР использовалась модель Кронига–Пенни. Уравнение для нахождения $\varepsilon(\vec{p})$ легко получить из уравнения Шредингера в приближении изотропной эффективной массы [2]. В явном виде получить закон дисперсии носителей не представляется возможным, поэтому он анализировался численно. Параметрами, определяющими вид зонного спектра, являются: $V=(2mV_0)^{1/2}d/h$ и $\gamma=d_1/d$, где m — эффективная масса электрона, V_0 — высота потенциального барьера, d — период СР, d_1 — ширина потенциальной ямы. На рис. 1 и 2 представлена зависимость энергии электронов ϵ от ширины потенциальной ямы d_1 для первых четырех минизон, при значениях параметров, характерных для полупроводниковых СР: $m=0{,}067m_e$, $V_0=300$ мэВ (GaAs–Al 0,3 Ga 0,7 As) [2]. Заштрихованные области соответствуют минизонам проводимости.

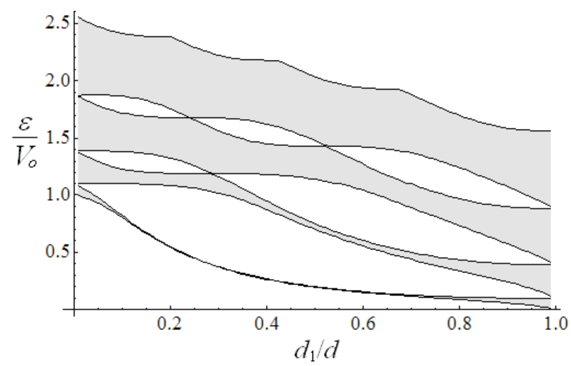

Рис. 1: Зонная структура СР при $d\approx 100$ Å

Спектр $\epsilon(p)$ представляет собой ряд не перекрывающихся друг с другом минизон. Экстремумы их могут находиться только в центре или на краях минизоны Бриллюэна. С ростом номера минизоны ее ширина растет, а расстояния до соседних минизон (запрещенные минизоны) убывают. Минизоны условно делят на подбарьерные ($\epsilon<V_0$) и надбарьерные. Подбарьерные минизоны образуются из локализованных состояний в минимумах потенциала V_0, имеют малую ширину, определяемую туннельной прозрачностью барьеров.

---

*E-mail: ser-glazov@yandex.ru
†E-mail: gromyshov2820@rambler.ru
‡E-mail: dandelion1@yandex.ru

С увеличением V (например, d), уменьшается ширина, расстояние до соседних минизон и положение их дна, увеличивается число подбарьерных минизон.

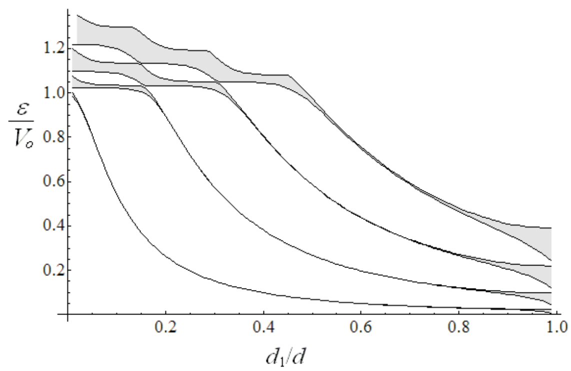

Рис. 2: Зонная структура СР при $d \approx 200$ Å

В данной работе ограничимся рассмотрением самой нижней минизоны проводимости. Аналитическое выражение для закона дисперсии носителей заряда в 2D СР выберем в модельном виде

$$\varepsilon(\vec{p}) = \varepsilon_1 - \varepsilon_2(\cos(p_x d/\hbar) + \cos(p_y d/\hbar)), \qquad (3)$$

где p_x, p_y — компоненты квазиимпульса электрона в плоскости СР.

Коэффициенты ε_i подбирались численно на основе непосредственного решения дисперсионного уравнения с использованием алгоритма Левенберга-Марквардта. Максимальная относительная ошибка при подборе закона дисперсии для $d \approx 100$ Å при $0,2 < d_1/d < 0,7$ составляет 0,1 %. С увеличением V, относительная ошибка уменьшается. Увеличивая V в два раза ($d \approx 200$ Å), относительная ошибка уменьшается в 10 раз.

Закон дисперсии $\omega(\vec{k})$ исследовался численно для невырожденного электронного газа в зависимости от периода и ширины потенциальных ям, образующих СР.

Плотность плазменных возбуждений рассчитывалась численно по формуле

$$g(\omega) = \sum \delta(\omega - \omega(\vec{k})). \qquad (4)$$

Скорость расчета плотности плазменных возбуждений значительно повышается в случае высоких температур: $\varepsilon_2 < T$ (T — температура в энергетических единицах), когда известно аналитическое выражение для поляризационного оператора (2).

На рис. 3 представлена относительная плотность плазменных возбуждений для нескольких частных случаев: *а*)$d \approx 100$ Å, $\varepsilon_2 \approx 1$ мэВ; *б*) $d \approx 200$ Å, $\varepsilon_2 \approx 1$ мкэВ. Область энергий плазменных возбуждений в одноминизонном приближении ограничена, что характерно для 2D СР. При увеличении периода СР ширина области энергий плазменных возбуждений уменьшается. Зависимость ширины области энергий плазмонов от ширины потенциальной ямы имеет сложный характер (сначала уменьшается, затем увеличивается), обусловленный наличием минимального значения ширины минизоны проводимости (для случая *а*) минимум при $d_1/d = 0,35$, для б) — 0,23).

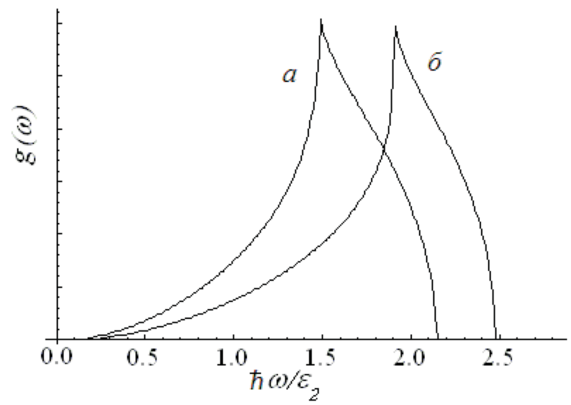

Рис. 3: Относительная плотность плазменных возбуждений для $d_1 = d/2$

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 р_поволжье_а.

[1] *Глазов С. Ю., Крючков С. В.* ФТП. **34**, В.7. С. 835. (2000).
[2] *Силин А.П.* УФН. **147**, В. 3, С. 485. (1985).

Density plasma excitations of two-dimensional semiconductor superlattice in a wide range of parameters

S. Yu. Glazov[1,a], **I. S. Gromyshov**[1,b], **N. E. Mescheryakova**[2,c]
[1] *Volgograd State Social Pedagogical University. Russia, 400131, Volgograd.*
[2] *Volgograd Business Institute. Russia, 400048, Volgograd.*
E-mail: [a]*ser-glazov@yandex.ru,* [b]*gromyshov2820@rambler.ru,* [c]*dandelion1@yandex.ru*

Investigated plasma density excitations in two-dimensional semiconductor superlattice depending on the period and the width of the potential wells, forming a superlattice. Calculations were performed on base of the quantum theory plasma oscillations in random phase approximation taking into account the umklapp processes. Estimation of parameters of superlattice was performed using the Kronig–Penney model.

PACS: 73.21.Cd.

Keywords: plasma waves, superlattice.

Сведения об авторах

1. Глазов Сергей Юрьевич — канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры общей физики Волгоградского государственного социально-педагогического университета; тел.: 8-905-433-64-98, e-mail: ser-glazov@yandex.ru.
2. Громышов Иван Сергеевич — студент Волгоградского государственного социально-педагогического университета; тел.: 8-904-777-29-10, e-mail: gromyshov2820@rambler.ru.
3. Мещерякова Наталья Евгеньевна — канд. физ.-мат. наук, доцент математических и естественных наук Волгоградского института бизнеса; тел.: 8-905-063-38-27, e-mail: dandelion1@yandex.ru.