УДК 533.951

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ С БАЗИСОМ

А. В. Ермолин, А. Е. Кучма, В. А. Свердлов

Исследуются условия распространения поверхностных плазменных волн в сверхрешетке типа II.

Основной моделью, используемой для теоретического описания свойств сверхрешеток, является система регулярно расположенных двумерных проводящих слоев, погруженных в диэлектрик [1–7]. При этом движение носителей в плоскости слоев считается свободным, а переходы между слоями запрещены. Такая модель описывает реальные структуры в случае, когда длина распространяющейся волны значительно превосходит размеры переходной области, возникающей на границе раздела полупроводников, образующих сверхрешетку. В работах [1, 2] рассмотрены плазменные колебания в бесконечной сверхрешетке. В случае пространственного разделения слоев с носителями различных типов возможно существование незатухающих колебаний с акустическим законом дисперсии [2], по своей природе аналогичных рассмотренным в [8, 9].

Задача о распространении поверхностных волн вдоль границы раздела сверхрешетка—диэлектрик рассматривалась в работах [3–7]. Здесь, как и в бесконечной структуре, выделяется случай, когда существует пространственное разделение носителей — сверхрешетка состоит из чередующихся с периодом a слоев с носителями различных типов — сверхрешетка типа II (в отличие от случая, когда все слои одинаковы — сверхрешетка типа I). В этой ситуации также могут существовать волны, имеющие в длинноволновом пределе акустический закон дисперсии [7].

В данной работе рассматриваются плазменные волны в сверхрешетке типа II, которая моделируется системой проводящих слоев с различающимися проводимостями, причем поперечные координаты слоев соответственно равны $z_n = na$, $z'_n = na + \Delta$, где a — период сверхрешетки, Δ — параметр, определяющий сдвиг слоев разных типов относительно друг друга; $n = 0, 1, 2, \ldots$ Пространство между слоями заполнено диэлектриком с проницаемостью ε_2, а область $z < 0$ (слева от границы раздела $z = 0$) — диэлектриком с проницаемостью ε_1. В этой модели исследованы условия существования поверхностных волн и найдены соответствующие частоты колебаний.

Представив потенциал поля волны в виде: $\varphi = \varphi(z) e^{iqy - i\omega t}$, для $\varphi(z)$ имеем уравнение

$$\varphi(z) = \sum_{n=0}^{\infty} v(z, z_n) \Pi \varphi(z_n) + \sum_{n=0}^{\infty} v(z, z'_n) \Pi' \varphi(z'_n), \tag{1}$$

где Π, Π' — поляризационные операторы, отвечающие носителям различных типов. В высокочастотном пределе для Π и Π' имеем

$$\Pi = q^2 n_s / m\omega^2, \qquad \Pi' = q^2 n'_s / m' \omega^2,$$

где n_s, n'_s — двумерные концентрации в слоях; m, m' — эффективные массы носителей, $v(z, z')$ — двумерный Фурье-образ энергии межчастичного взаимодействия в рассматриваемой системе

$$v(z, z') = \begin{cases} \dfrac{2\pi e^2}{q\varepsilon_2} e^{q(z-z')} + \dfrac{2\pi e^2}{q\varepsilon_2} \dfrac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} e^{-q(z+z')}, & 0 \leqslant z \leqslant z', \\ \dfrac{2\pi e^2}{q\varepsilon_2} e^{-q(z-z')} + \dfrac{2\pi e^2}{q\varepsilon_2} \dfrac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} e^{-q(z+z')}, & z \geqslant z'. \end{cases} \quad (2)$$

Решение, отвечающее поверхностной волне, удовлетворяет условиям [3] $\varphi(z_k) = \varphi_0 e^{-\alpha ka}$, $\varphi(z'_k) = \varphi'_0 e^{-\alpha ka}$, где $\operatorname{Re}\alpha > 0$. Для амплитуд φ_0 и φ'_0, используя (1), (2), аналогично [4] находим

$$\varphi_0 = \beta\varphi_0 \left(\frac{1}{1-v} - \frac{1}{1-u}\right) + \beta'\varphi'_0 \left(\frac{e^{-q\Delta}}{1-v} - \frac{e^{q\Delta}}{1-u}\right), \quad (3а)$$

$$\varphi'_0 = \beta\varphi_0 \left(e^{q\Delta} \frac{v}{1-v} - e^{-q\Delta} \frac{u}{1-u}\right) + \beta'\varphi'_0 \left(\frac{1}{1-v} - \frac{1}{1-u}\right), \quad (3б)$$

$$\beta\varphi_0 \left(\frac{1}{1-u} + f(\varepsilon) \frac{1}{1-v}\right) + \beta'\varphi'_0 \left(\frac{e^{q\Delta}}{1-u} + f(\varepsilon) \frac{e^{-q\Delta}}{1-v}\right) = 0, \quad (3в)$$

где

$$\beta = \frac{2\pi e^2}{q\varepsilon_2} \Pi, \quad \beta' = \frac{2\pi e^2}{q\varepsilon_2} \Pi', \quad u = e^{(q-\alpha)a}, \quad v = e^{-(q+\alpha)a}, \quad f(\varepsilon) = (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/(\varepsilon_2 + \varepsilon_1).$$

Уравнения (3) — система линейных однородных уравнений для амплитуд φ_0, φ'_0, зависящих от параметра α. Записывая условия совместности системы, для α имеем

$$e^{-\alpha a} = \varepsilon_2 / [2\beta' \operatorname{sh} q\Delta (\varepsilon_1 \operatorname{sh} q(a-\Delta) - \varepsilon_2 \operatorname{ch} q(a-\Delta)) + \varepsilon_2 \operatorname{ch} qa - \varepsilon_1 \operatorname{sh} qa], \quad (4а)$$

$$e^{-\alpha a} = [2\beta \operatorname{sh} q\Delta \varepsilon_2 - (\varepsilon_2 \operatorname{ch} q\Delta + \varepsilon_1 \operatorname{sh} q\Delta)] / [\varepsilon_1 \operatorname{sh} q(a-\Delta) - \varepsilon_2 \operatorname{ch} q(a-\Delta)]. \quad (4б)$$

Приравнивая правые части выражений (4а), (4б), получаем искомое дисперсионное уравнение

$$Y^4 - Y^2 \frac{2x[c(\varepsilon \operatorname{sh} x - \operatorname{ch} x) + c_1(\operatorname{ch} dx + \varepsilon \operatorname{sh} dx)(\varepsilon \operatorname{sh}(1-d)x - \operatorname{ch}(1-d)x)]}{\operatorname{sh} x(\varepsilon^2 - 1)} + \frac{4cc_1x^2 \operatorname{sh} dx(\varepsilon \operatorname{sh}(1-d)x - \operatorname{ch}(1-d)x)}{\operatorname{sh} x(\varepsilon^2 - 1)} = 0, \quad (5)$$

где

$$Y^2 = 2\omega^2\varepsilon_2/(\omega_p^2 + \omega_p'^2), \quad x = qa, \quad d = \Delta/a, \quad c = \omega_p^2/(\omega_p^2 + \omega_p'^2),$$
$$c_1 = \omega_p'^2/(\omega_p^2 + \omega_p'^2), \quad \varepsilon = \varepsilon_1/\varepsilon_2, \quad \omega_p^2 = 4\pi n_s e^2/ma, \quad \omega_p'^2 = 4\pi n'_s e^2/m'a.$$

Для частот колебаний, определяемых уравнением (5), следует, используя (4а) или (4б), вычислить величину $e^{-\alpha a}$ и проверить условие $|e^{-\alpha a}| < 1$, выполнение которого необходимо, чтобы найденные решения отвечали поверхностным волнам. Решение биквадратного уравнения (5) и соответствующие выражения для α можно записать в явной форме, что позволяет аналитически получить условия существования поверхностных волн в виде ограничений на параметры системы. Реально указанная процедура чрезвычайно громоздка, и полученные в общем случае точные формулы мы приводить не будем.

Рассмотрим подробнее зависимость спектра поверхностных волн от параметра Δ, принимающего значения в интервале $0 < \Delta < a$. Наиболее простой вид имеют выражения для частот длинноволновых ($q\Delta \ll 1$) колебаний в сверхрешетке с $\Delta \ll a$

$$\omega_1^2 = \frac{(\varepsilon \operatorname{sh} qa - \operatorname{ch} qa)(\omega_p^2 + \omega_p'^2)}{\varepsilon_2 \operatorname{sh} qa(\varepsilon^2 - 1)} qa. \quad (6а)$$

$$\omega_2^2 = \omega_p^2 \omega_p'^2 q^2 a\Delta / \varepsilon_2 (\omega_p^2 + \omega_p'^2). \quad (6б)$$

Решение (6а) отвечает волне, в которой слои, разнесенные на Δ, колеблются синфазно, и совпадает с решением, полученным в [3]. Решение (6б) соответствует случаю, когда эти слои колеблются в противофазе, и совпадает с полученным в [7].

Условие $|e^{-\alpha a}|<1$ для решения (6а) в главном по $q\Delta$ порядке дает $qa>\ln|(1+\varepsilon)/(1-\varepsilon)|$.

Если выполнено неравенство $1-(\omega_p^2/\omega_p'^2)^2>\varepsilon^2$, что возможно при $\varepsilon<1$, то поверхностное решение, имеющее в длинноволновом пределе акустический закон дисперсии, существует при любых значениях qa.

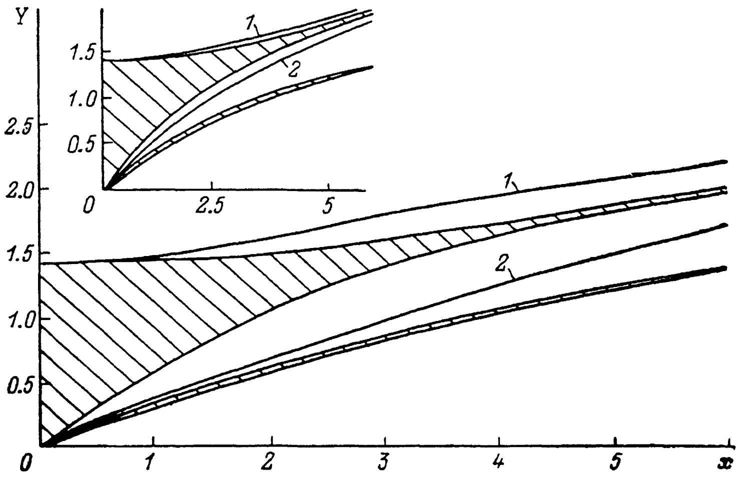

Рис. 1. Дисперсионные зависимости (1, 2) поверхностных волн при $\omega_p'^2/\omega_p^2=2$, $\Delta/a=0.3$, $\varepsilon_1/\varepsilon_2={}^1/_{13}$.

На вставке: $\omega_p'^2\omega_p^2=2$, $\Delta/a=0.5$, $\varepsilon_1/\varepsilon_2=1/13$ [7]. Зоны объемных колебаний заштрихованы.

Если же это условие нарушено, то имеются следующие области существования решения (6б):

$$0<qa<\ln\left\{\frac{\omega_p^2}{\omega_p'^2}\frac{1}{1-\varepsilon}-\frac{1}{1-\varepsilon}\left[\left(\frac{\omega_p^2}{\omega_p'^2}\right)^2+\varepsilon^2-1\right]^{1/2}\right\},$$

$$qa>\ln\left\{\frac{\omega_p^2}{\omega_p'^2}\frac{1}{|1-\varepsilon|}+\frac{1}{|1-\varepsilon|}\left[\left(\frac{\omega_p^2}{\omega_p'^2}\right)^2+\varepsilon^2-1\right]^{1/2}\right\}.$$

Описанная структура спектра согласуется с результатами численного счета. Вместе с тем численный анализ показывает, что в указанной области параметров величина отщепления частоты поверхностных волн от объемных плазмонов мала, что усложняет возможность их экспериментального наблюдения.

Как следует из результатов работы [2], изменение параметра Δ в сверхрешетке с различающимися проводимостями слоев не приводит к качественной перестройке спектра объемных мод — при любых Δ зоны объемных колебаний двух различных типов разделены щелью, в которой лежит дисперсионная кривая одной из поверхностных волн. В этом случае за счет отклонения Δ от $a/2$ можно добиться лишь некоторого увеличения отщепления частот поверхностных колебаний в области $q\Delta$, $qa\gg 1$ от границ объемных зон (рис. 1).

Для сверхрешетки с одинаковыми слоями имеются принципиальные отличия. Такая структура при $\Delta=a/2$ представляет собой сверхрешетку типа I, щель в спектре объемных плазмонов отсутствует [2], и существует только одна ветвь поверхностных плазменных волн [6]. Отклонение Δ от $a/2$ восстанавливает щель в спектре объемных колебаний, вследствие чего появляется возможность существования второго решения, отвечающего поверхностной волне. Соответствующие дисперсионные кривые показаны на рис. 2, *а* для случая $\epsilon < 1$. Как видно, отщепление низкочастотной поверхностной волны от зоны объемных плазмонов мало. При $\epsilon > 1$, когда волна распространяется вдоль границы сверхрешетки с полупроводником, обладающим высокой диэлектрической проницаемостью, ситуация представляется более благоприятной. В этом случае, как видно из рис. 2, *б*, соответствующее отщепление достаточно велико.

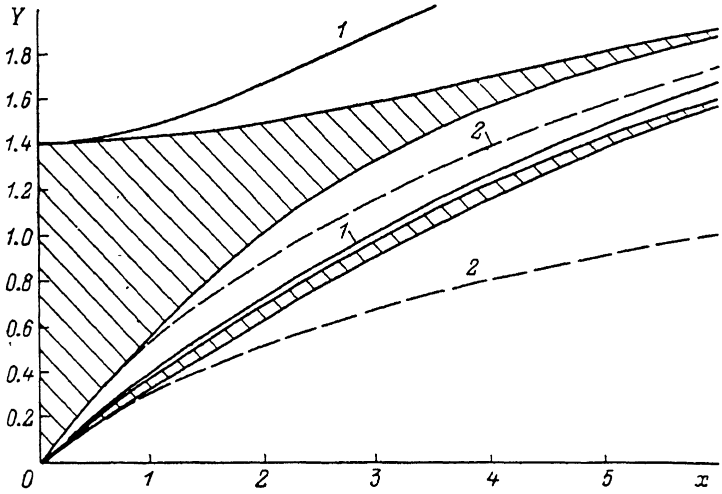

Рис. 2. Дисперсионные кривые поверхностных волн при $\omega_p'^2/\omega_p^2=1$, $\Delta/a=0.3$, $\epsilon_1/\epsilon_2=$ $=1/13$ (*1*) и 5 (*2*).

В заключение отметим, что использованное при расчете спектров высокочастотное приближение для поляризационных операторов Π и Π' справедливо при выполнении условий $(qv/\omega)^2 \ll 1$, $(qv'/\omega)^2 \ll 1$, где v, v' — фермиевские скорости носителей. Для решения, имеющего акустический закон дисперсии, при малых q это приводит к ограничению $\Delta \gg a_Б$, где $a_Б$ — боровский радиус носителей. В области $qa \sim 1$, где частоты колебаний оказываются порядка плазменной, соответствующее ограничение сводится к $a_Б \ll a$.

Список литературы

[1] Quinn J., Tselis A. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 6. P. 3318—3335.
[2] Narkis Tzoar, Chao Zhang // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 2. P. 1050—1056.
[3] Jain J. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 8. P. 5456—5458.
[4] Kobayashi M., Kitahara T., Yonashiro K. // Sol. St. Comm. 1987. V. 61. N 3. P. 167—170.
[5] Yonashiro K., Tomoyose T., Yamashiro M. e. a. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 147. N 1. P. 141—148.
[6] Guiliani G., Quinn J. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 10. P. 919—922.
[7] Guiliani G., Qin G., Quinn J. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 10. P. 6144—6146.
[8] Das Sarma S., Madhukar A. // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 2. P. 805—815.
[9] Р. З. Витлина, А. В. Чаплик. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 3 (9). С. 1011—1021.

Ленинградский государственный университет

Поступило в Редакцию
18 июля 1989 г.
В окончательной редакции
22 февраля 1990 г.