

ПОВЕРХНОСТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ПЛАЗМОНЫ В p - n -ПЕРЕХОДЕ

А. Я. Бланк, Ю. В. Гуляев

Показана возможность распространения квазипродольной поверхностной волны вдоль границы раздела двух проводящих сред, носители тока в которых обладают существенно различными эффективными массами. В отличие от известной коллективной ветви спектра двухкомпонентной плазмы – акустического плазмона – найденная ветвь характеризуется необычной дисперсией, пропорциональной корню из волнового вектора. Волна может наблюдаться в p - n -переходе или в контакте металл-полупроводник.

Недавно сообщалось о наблюдении в полупроводниковой плазме низкочастотной плазменной волны – акустического плазмона ¹. Эта, в принципе, хорошо известная объемная коллективная ветвь спектра двухкомпонентной плазмы твердого тела ² до сих пор еще не была экспериментально обнаружена. Волна характеризуется линейным законом дисперсии и обладает слабым затуханием Ландау. Малость затухания связана с тем обстоятельством, что из-за различия эффективных масс фазовая скорость волны лежит между фермиевскими скоростями двух групп носителей. Возможность распространения волны в объеме двухкомпонентной плазмы предполагает также однородность среды.

В настоящем сообщении мы рассматриваем существенно неоднородную ситуацию, когда две компоненты, обладающие разными массами, например электроны и дырки, пространственно разделены. Эта ситуация реализуется в p - n -переходе или в контакте металл-полупроводник. Оказывается, что в рассматриваемом случае становится возможным распространение поверхностной волны, электрическое поле которой затухает в обе стороны от границы раздела сред. Физическая причина распространения поверхностной волны состоит в том, что в среде с тяжелыми носителями диэлектрическая проницаемость отрицательна в соответствующей области частот, а в среде с легкими – электрическое поле волны является статическим и заэкранированным кулоновским взаимодействием легких носителей. Характерной особенностью поверхностной волны является ее необычная дисперсия, отличающая ее от акустического плазмона, причем наличие границы раздела не накладывает существенных ограничений на условия существования волны.

Рассмотрим распространение поверхностной потенциальной волны на границе раздела двух проводящих сред, которые будем различать индексами „ p ” и „ n ”. Ось x направим вдоль нормали к границе раздела, ось z совместим с направлением волнового вектора \mathbf{k} .

В квазистатическом пределе уравнениями, определяющими электрическое поле волны в обеих средах, служат

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 0 \quad \text{и} \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0. \quad (1)$$

Разложим в уравнениях поля индукцию и поле в интеграл Фурье с помощью следующих формул

$$D_x^n(x) = \int_0^{\infty} D_x^n(k_x) \sin k_x x dk_x, \quad D_x^p(x) = \int_{-\infty}^0 D_x^p(k_x) \sin k_x x dk_x,$$

$$D_z^n(x) = \int_0^{\infty} D_z^n(k_x) \cos k_x x dk_x, \quad D_z^p(x) = \int_{-\infty}^0 D_z^p(k_x) \cos k_x x dk_x.$$

Решение граничной задачи для поля в обеих средах имеет вид

$$E_z^n(0) = \frac{2}{\pi i} D_x^n(0) \int_0^{\infty} k_z dk_x / k^2 \epsilon_n(\omega, k), \quad (2)$$

$$E_z^p(0) = -\frac{2}{\pi i} D_x^p(0) \int_0^{\infty} k_z dk_x / k^2 \epsilon_p(\omega, k), \quad (3)$$

где $\epsilon_{n,p}$ — диэлектрические проницаемости сред.

Граничными условиями служат, как обычно, непрерывность нормальной составляющей индукции и тангенциальных составляющих электрического поля, откуда находим дисперсионное уравнение поверхностной волны

$$\int_0^{\infty} \frac{dq}{1+q^2} (\epsilon_n^{-1}(\omega, k_z, q) + \epsilon_p^{-1}(\omega, k_z, q)) = 0. \quad (4)$$

(Уравнение (4) является обобщением дисперсионного уравнения поверхностных плазмонов на резкой границе проводник — вакуум (см., например, ³) на случай двухкомпонентной неоднородной среды).

В области частот $v_p < \omega/k < v_n$, где v_p, v_n — фермиевские (или тепловые) скорости носителей, для p -компоненты выполняется условие слабой пространственной дисперсии, а для n -компоненты — сильной, т.е.

$$\operatorname{Re} \epsilon_p = 1 - \omega_{pp}^2 / \omega^2, \quad \operatorname{Re} \epsilon_n = 1 + k_{Dn}^2 / k^2.$$

(Здесь ω_{pp} — плазменная частота тяжелых носителей, k_{Dn}^{-1} — дебаевский радиус легких).

Подставляя эти выражения в (4), находим в области частот $\omega \ll \omega_{pp}$ и волновых векторов $k \ll k_{Dn}$

$$\omega = \omega_{pp} (k_z / k_{Dn})^{1/2}. \quad (5)$$

Приведем для сравнения закон дисперсии объемного акустического плазмона

$$\omega = \omega_{pp} k / k_{Dn}. \quad (6)$$

Таким образом, в отличие от объемных акустических плазмонов дисперсия поверхностной волны пропорциональна корню из волнового вектора. Обратим внимание на сходство с законом дисперсии плазменных волн в двумерном электронном газе ⁴, причиной которого является эффективное понижение размерности фазового пространства волны.

Диссипация энергии поверхностной волны, как и в случае безграничной среды, определяется затуханием Ландау более подвижной компоненты. Используя выражение для мнимой части диэлектрической проницаемости

$$\operatorname{Im} \epsilon_n = \frac{\pi k_{Dn}^2 \omega}{2 k^3 v_n},$$

$$\operatorname{Im} \omega = -\frac{\pi}{8} \frac{\omega_{pp}^2}{k_{Dn} v_n} \sim \omega_{pp} \frac{v_p}{v_n}. \quad (7)$$

Малость затухания волны, как и в случае акустического плазмона, обусловлена различием в величинах фермиевских скоростей двух групп носителей.

Обсудим различия в условиях существования объемной и поверхностной волн. Из сравнения законов дисперсии (5) и (6) видно, что частота поверхностной волны лежит несколько выше объемной. Другое различие проистекает из требования малости затухания по сравнению с дисперсией. В то время как для объемной волны критерий Ландау $kv_n > \omega$ выполняется автоматически в силу различия фермиевских скоростей носителей, для поверхностной волны он приводит к дополнительному ограничению снизу на допустимые значения волнового вектора

$$k \gg k_{Dn} (v_p/v_n)^2 \quad (8)$$

и тем самым несколько сужает область существования волны.

С учетом сказанного поверхностная волна может наблюдаться в различного рода объектах, обладающих необходимым различием в эффективных массах носителей. В качестве подходящих объектов укажем p - n -переходы на InSb ($m_n = 0,013 m_0$, $m_p = 0,2 m_0$), на Si ($m_n = 0,123 m_0$, $m_p = 0,523 m_0$), а также GaAs, использовавшийся в ¹ для обнаружения объемной волны.

Поверхностную волну можно наблюдать по отражению лазерного света (как и объемную) или методом НРВО, обычно используемым для поверхностных плазмонов ⁵.

Укажем также на возможность усиления поверхностной волны дрейфом легких носителей при скорости дрейфа v_d , превышающей фазовую скорость волны $kv_d > \omega$. Инкремент нарастания поверхностной волны равен

$$\frac{\pi}{8} \frac{v_d}{v_n} \left(\frac{k}{k_{Dn}} \right)^{1/2} \omega_{pp}. \quad (9)$$

В настоящем сообщении мы рассмотрели резкую границу, что характерно скорее для контакта металл-полупроводник. Для контакта двух полупроводников более реалистичной является ситуация не резкой границы, в случае которой можно ожидать существенных изменений в дисперсии и затухании поверхностной волны ⁶.

Литература

1. Pinczuk A., Shah J., Wolff P.A. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 1487.
2. Pines D., Schrieffer J.R. Phys. Rev., 1961, 124, 1387.
3. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1970.
4. Чаплик А.В. ЖЭТФ, 1972, 62, 746.
5. Агранович В.М. УФН, 1975, 115, 199.
6. Бланк А.Я., Березинский В.Л. ЖЭТФ, 1978, 75, 2317.