

ГИБРИДНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОНЫ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК

Ю.И. Балкарей, В.Г. Бару

Межзонные переходы в металлах существенно влияют на характер плазменных колебаний [1]. В некоторых случаях учет дисперсии электронной части $\epsilon(\omega)$, связанный с межзонными переходами, приводит к возникновению объемных "гибридных" плазмонов, частота которых значительно меньше плазменной частоты свободных электронов. Такой "гибридный" плазмон экспериментально наблюдался в Ag [2]. Близкая ситуация возникает на границе металла с полупроводником, где учет дисперсии $\text{Re } \epsilon(\omega)$ вблизи особенностей межзонной плотности состояний полупроводника приводит к появлению поверхностных волн нового типа.

Рассмотрим контакт металла и полупроводника. Пусть для простоты работа выхода у них одинакова или такова, что область где играет роль загиб зон, мала по сравнению с длинами волн, которые будут существенны.

Действуя обычным образом [3], без учета эффектов запаздывания, найдем решения уравнений Максвелла поверхностного типа в виде:

$$E_0^{(1)} \exp[i(k_1 x + k_2 y + i\kappa_1 z)] \quad (z > 0 - \text{полупроводник})$$

$$E_0^{(2)} \exp[i(k_1 x + k_2 y - i\kappa_2 z)] \quad (z < 0 - \text{металл})$$

Используя обычные граничные условия, пренебрегая пространственной дисперсией и полагая полупроводник и металл изотропными, получаем:

$$\kappa_1 = \kappa_2 = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}, \quad (1)$$

$$\epsilon^{(1)}(\omega) + \epsilon^{(2)}(\omega) = 0, \quad (2)$$

где $\epsilon^{(1)}(\omega)$ и $\epsilon^{(2)}(\omega)$ – соответственно диэлектрические проницаемости полупроводника и металла. Уравнение (2) определяет возможные частоты поверхностных колебаний. Если для $\epsilon^{(2)}(\omega)$ взять простое плазменное выражение:

$$\epsilon^{(2)}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (3)$$

где ω_p – плазменная частота электронов в металле, и не учитывать частотную дисперсию $\epsilon^{(1)}(\omega)$, то уравнение (2) дает известное решение

для частоты поверхностного плазмона $\omega = \omega_{p2} / \sqrt{1 + \epsilon^{(1)}(\infty)}$. В действительности $\epsilon^{(1)}(\omega)$ может иметь сильную частотную зависимость вблизи некоторых особых точек межзонной плотности состояний [2,4]. В этих случаях уравнение (2) должно содержать дополнительные новые решения на частотах $\tilde{\omega} \ll \omega_{p2} / \sqrt{1 + \epsilon^{(1)}(\infty)}$. Мы сначала продемонстрируем это на простейшей модели полупроводника, позволяющей получить $\epsilon^{(1)}(\omega)$ во всем интервале частот, не прибегая к экспериментальным данным. Затем обсудим некоторые реальные случаи, когда следует ожидать существование новых решений.

Выражение для $\epsilon^{(1)}(\omega)$ получим для полупроводника в приближении слабой связи, используя модель [5], в которой полупроводник получается из металла с радиусом Ферми-поверхности p_{F1} в результате появления сферически симметричной диэлектрической щели 2Δ на Ферми поверхности. При вычислении $\epsilon^{(1)}(\omega)$ учитываются только переходы из валентной зоны в зону проводимости. Мнимая часть $\text{Im} \epsilon^{(1)}(\omega)$ в указанной модели имеет вид:

$$\text{Im} \epsilon^{(1)}(\omega) = \begin{cases} 0 & (\omega < 2\Delta) \\ \frac{16}{3\alpha_0 p_{F1}} \left(\frac{\epsilon_{F1}}{2\Delta} \right) \left(\frac{2\Delta}{\omega} \right)^4 \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - 4\Delta^2}} \left\{ 1 - \left[\left(\frac{\omega}{4\epsilon_{F1}} \right)^2 - \left(\frac{\Delta}{2\epsilon_{F1}} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} & (\omega > 2\Delta). \end{cases} \quad (4)$$

Здесь: α_0 – боровский радиус, ϵ_{F1} – энергия Ферми. С помощью дисперсионного соотношения найдем $\text{Re} \epsilon^{(1)}(\omega)$ в области $\omega < 2\Delta$. Пренебрегая поправками, содержащими степени малого параметра $2\Delta/\epsilon_{F1}$, получим:

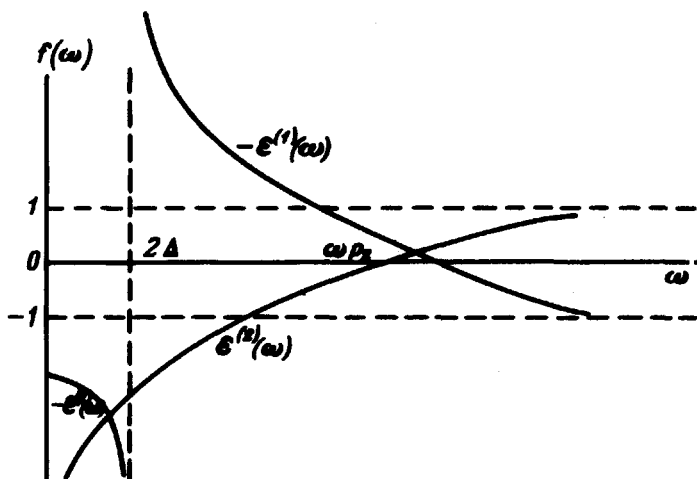
$$\text{Re} \epsilon^{(1)}(\omega) \approx \frac{16}{3\alpha_0 p_{F1}} \frac{2\Delta}{\sqrt{(2\Delta)^2 - \omega^2}} \text{arctg} \frac{2\Delta}{\sqrt{(2\Delta)^2 - \omega^2}} (\omega < 2\Delta). \quad (5)$$

При $\omega > 2\Delta$ вид $\text{Re} \epsilon^{(1)}(\omega)$ можно найти в [5]. Схематически решение уравнения (2) с использованием (5) представлено на рисунке. Перенормировка обычного плазменного корня для нас сейчас не существенна. Основной интерес представляет корень на частоте $\omega < 2\Delta$. Положение нового решения в предположении его близости к 2Δ определяет-

ся выражением:

$$\tilde{\omega} \approx 2\Delta \sqrt{1 - \left(\frac{16}{3\sigma_0^D P_{F1}}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_{F1}}{\omega_{p2}}\right)^2 \left(\frac{2\Delta}{\omega_{p2}}\right)^2}. \quad (6)$$

При типичных значениях параметров $\sigma_0^D P_{F1} \sim 1$, $\epsilon_{F1} \sim \omega_{p2}$, $2\Delta/\omega_{p2} \sim 10^{-1}$ $\tilde{\omega}$ действительно оказывается вблизи 2Δ . Затухание новой моды определяется мнимыми частями $\epsilon^{(1)}(\omega)$ и $\epsilon^{(2)}(\omega)$ при $\omega \sim \tilde{\omega}$.



В этой области частот $\text{Im}\epsilon^{(1)}(\omega) = 0$. $\text{Im}\epsilon^{(2)}(\omega)$ в приближении случайных фаз имеет вид при $T = 0$ [1]:

$$\text{Im}\epsilon^{(2)}(\omega) = \frac{\pi}{2} \frac{\tilde{\omega}}{k v_{F2}} \frac{\kappa_{D2}}{k^2} \theta(k v_{F2} - |\tilde{\omega}|), \quad (7)$$

где κ_D – обратный Дебаевский радиус, v_F – скорость на Ферми-поверхности;

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}$$

Таким образом, как и для обычных плазмонов, при $k < \tilde{\omega}/v_{F2}$ в приближении случайных фаз затухание новых поверхностных плазмонов отсутствует. Затухание появляется в этой области k при учете рассеяния электронов в плазме металла.

Как видно из предыдущего рассмотрения, появление нового решения на частотах $\omega \ll \omega_{p2}$, где $\text{Re}\epsilon^{(2)}(\omega)$ отрицательно и велико, возможно только в области, где $\text{Re}\epsilon^{(1)}(\omega)$ велико и положительно, т.е. в области сильной частотной дисперсии. Конкретный характер дисперсии роли не играет.

В рассмотренной модели сильная дисперсия появляется вблизи порога межзонного поглощения. В действительности сильный рост $\text{Re}\epsilon^{(1)}(\omega)$ обычно имеет место не на пороге, а вблизи первого гребня межзонной плотности состояний. Причем, в этой области $\text{Im}\epsilon^{(1)}(\omega) \ll \text{Re}\epsilon^{(1)}(\omega)$. Такой характер $\epsilon^{(1)}(\omega)$ был получен экспериментально для Ge, Si, InSb, InAs, GaAs, GaP, Ag, Cu [2,4]. Особенно сильная дисперсия наблюдается, например, в Si, где в интервале $3,2 - 3,4$ эВ $\text{Re}\epsilon^{(1)}(\omega)$ растет примерно в 4 раза. В Ag сильная дисперсия $\text{Re}\epsilon^{(1)}(\omega)$, связанная с началом межзонных переходов при $\hbar\omega \sim 3,9$ эВ, приводит к появлению объемного "гибридного" плазмона, обнаруженного экспериментально [2].

В случае, если сильная дисперсия $\text{Re}\epsilon^{(1)}(\omega)$ связана с экситонными уровнями, новые поверхностные решения должны возникнуть перед краем собственного поглощения.

Плазмоны, рассмотренные здесь, могут дать существенный вклад в образование сверхпроводимости слоистых структур металл-полупроводник ¹⁾.

Экспериментально они могут появиться в спектре характеристических потерь, при туннелировании электронов, а также при определенных условиях, возбуждаться электромагнитным полем [3,7].

Благодарим В.Б.Сандомирского и Л.Н.Булаевского за обсуждение работы и полезные замечания.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 августа 1969 г.
После переработки
21 августа 1969 г.

Литература

- [1] Д.Пайнс. Элементарные возбуждения в твердых телах. Изд. Мир, М., 1965, стр.272.
- [2] H.Ehrenreich, H.R.Philipp. Phys. Rev., 128, 1622, 1962.
- [3] В.М.Агранович. Теория экситонов. Изд. Наука, М., 1968, стр.246.
- [4] H.R.Philipp, H.Ehrenreich. Phys. Rev., 129, 1550, 1963.
- [5] A.Bardasis, D.Hone. Phys. Rev., 153, 849, 1967.
- [6] Э.А.Пашицкий. ЖЭТФ, 56, 622, 1969.
- [7] D.Beaglehole. Phys. Rev. Lett., 22, 708, 1969.

¹⁾ В работе [6], например, обсуждается возможность возникновения высокотемпературной сверхпроводимости на гетеропереходе за счет поверхностных плазмонов.