

## ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ ПЛАЗМОНОВ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Б.Н.Либенсон, В.В.Румянцев

Из теории, в которой переходное излучение объемных плазмонов и влияние канала возбуждения поверхностных плазмонов на генерацию объемных плазмонов рассматриваются в рамках единого формализма, следует, что тип угловой зависимости интенсивности излучения объемных плазмонов оказывается весьма чувствителен к конкретным параметрам вещества.

Долгое время причина существования зависимости эффективного сечения испускания объемного плазмона от угла падения быстрых электронов на поверхность вещества казалась неясной. Мы считаем, что в настоящее время наиболее правдоподобной представляется та точка зрения, что существование такой зависимости обусловлено сразу двумя процессами — переходным излучением объемных плазмонов и связью каналов неупругого рассеяния частицы, влетающей в среду.

Естественно, что переходное излучение приводит к росту сечения  $\sigma$  испускания объемного плазмона при увеличении угла  $\alpha$  падения быстрой частицы на поверхность среды (угол  $\alpha$  отсчитывается от нормали к поверхности). Связь каналов может приводить к эффекту другого знака — сечение  $\sigma$  испускания объемного плазмона с ростом  $\alpha$  может падать — если наибольшее влияние на возбуждение объемного плазмона в этом смысле оказывает канал неупругого рассеяния, связанный с возбуждением поверхностного плазмона <sup>1</sup>.

В экспериментах, в разных веществах и при различных энергиях падающих частиц, наблюдается как рост  $\sigma$  с увеличением  $\alpha$ , так и падающий характер функции  $\sigma(\alpha)$ , а в некоторых случаях слабая зависимость  $\sigma$  от  $\alpha$  <sup>2-7</sup>. Это свидетельствует о том, что характер угловой зависимости, определяемой конкуренцией двух указанных физически различных механизмов, оказывается чувствительным к значениям основных параметров вещества, от которых зависит  $\sigma$ , и к энергии  $E$  падающих электронов.

В то же время оба процесса, и переходное излучение плазмонов, и связь каналов, хотя и являются физически различными процессами, суть процессы взаимосвязанные. В теоретическом плане эта связь проявляется в том, что вклад в  $\sigma$ , обусловленный обоими процессами, определяется одной и той же функцией Грина  $D$  электрического поля электронов среды.

Эта функция Грина (удобно воспользоваться ею в виде, который приведен в работе <sup>8</sup>), как оказывается, допускает разбиение вида  $D = D_B + D_S$ , где через  $D_B$  может быть найдено сечение возбуждения плазмона в объеме вещества, а членом  $D_S$  определяются поправки к этому сечению, обусловленные влиянием поверхности. Функция  $D_S$  в свою очередь состоит из двух частей:  $D_S = D_{SBC} + D_{STR}$ .

$$D_{SBC} = -2e^2 \pi \hbar \theta(z) \theta(z') [q\epsilon(\omega)]^{-1} \exp[-q(z+z')] \quad (1)$$

Эта функция описывает влияние канала возбуждения поверхностного плазмона на канал, связанный с объемным плазмоном. Функция  $D_{STR}$  имеет вид

$$D_{STR} = -e^2 \hbar \theta(z) \theta(z') \frac{8i\pi v_F}{3\omega\epsilon(\omega)} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\epsilon(\omega)}}\right) \exp[-q(z+z')] \quad (2)$$

и описывает явление переходного излучения объемных плазмонов. То обстоятельство, что  $D_{SBC}$  и  $D_{STR}$  получаются из одной и той же исходной функции Грина, гарантирует корректное описание двух процессов, результаты действия которых могут компенсировать друг друга.

С помощью указанных функций Грина было найдено сечение  $\sigma$  испускания объемного плазмона как функция угла  $\alpha$ . При этом одновременно учитывались черенковский и переходный механизмы генерации и эффект связи каналов. Хотя эта функция имеет очень сложный вид, ее удается получить в аналитическом виде. Ее поведение при различных значениях параметров показано на рис. 1 – 3.

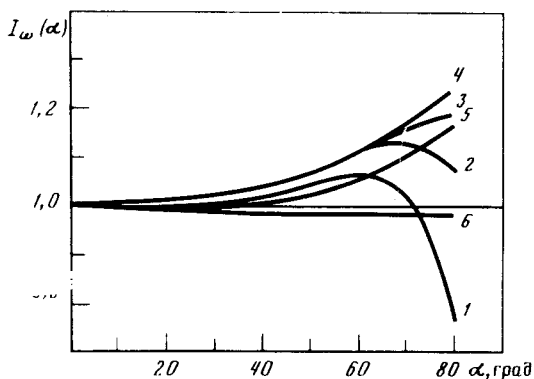


Рис. 1

Рис. 1. Спектральная интенсивность  $I_\omega(\alpha)$  испускания объемных плазмонов как функция угла  $\alpha$  при различных энергиях  $E$  падающих электронов. Кривой 1 соответствует  $E = 150$  эВ, кривой 2 – 300 эВ, 3 – 500 эВ, 4 – 1 кэВ, 5 – 4 кэВ и 6 – 100 кэВ. Остальные параметры имеют значения:  $\mu = 0,2$ ,  $\gamma = 0,01$ ,  $\omega/\omega_p = 1,2$

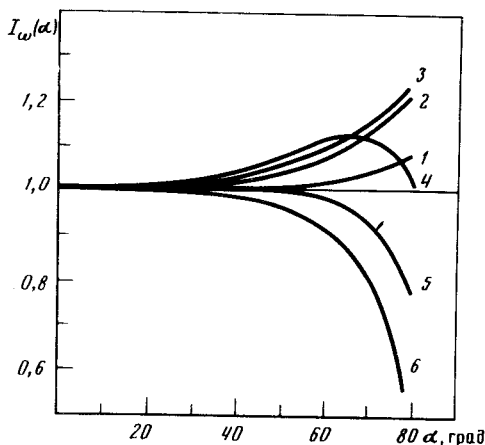


Рис. 2

Рис. 2. Функция  $I_\omega(\alpha)$  при различных значениях параметра  $\mu$ . Кривой 1 соответствует  $\mu = 0,01$ , кривой 2 – 0,05; 3 – 0,1; 4 – 0,2; 5 – 0,5 и 6 – 0,7.  $E = 250$  эВ,  $\gamma = 0,01$ ,  $\omega/\omega_p = 1,2$

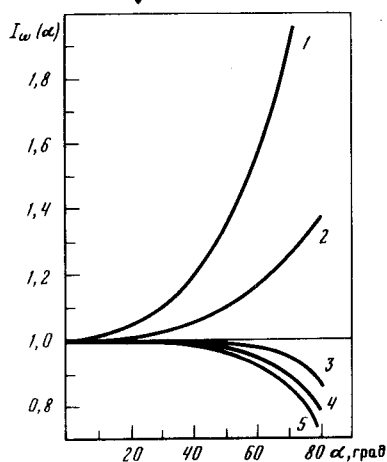


Рис. 3

Рис. 3. Функция  $I_\omega(\alpha)$  при различных значениях параметра  $\gamma$ . Кривой 1 соответствует  $\gamma = 0,001$ , кривой 2 – 0,01; 3 – 0,05; 4 – 0,1; 5 – 0,3 – 0,5.  $E = 450$  эВ,  $\mu = 0,2$ ,  $\omega/\omega_p = 1,4$

Из рис. 1 следует, что спектральная плотность  $I_\omega(\alpha)$  интенсивности излучения объемного плазмона есть растущая функция угла  $\alpha$  при энергии  $E$  быстрой частицы порядка одного или нескольких кэВ. При больших и меньших энергиях  $E$  эффект связи каналов преобладает над переходным излучением. На характере угловой зависимости сказывается также величина отношения  $\omega/\omega_p$ . Эффект связи каналов преобладает над переходным излучением при  $\omega/\omega_p < 1,2$ .

Волновая функция быстрой частицы затухает по мере проникновения внутрь вещества экспоненциальным образом с показателем экспоненты  $(-\mu\omega_p z/v_z)$ . Из рис. 2 видно, что наи-

более благоприятными для наблюдения переходного излучения являются значения параметра  $\mu$  порядка 0,1 – 0,2.

Наиболее критичным по отношению к характеру конкуренции переходного излучения и эффекта связи каналов, как оказалось, является величина  $\gamma$ , характеризующая затухание объемных плазмонов. Из рис. 3 видно, что в области значений  $\gamma$  между 0,01 и 0,05 происходит довольно резкий переход от  $I_{\omega}(\alpha)$ , как растущей функции угла, к падающей.

Наконец, сравнение вкладов в сечение испускания плазмонов, обусловленных переходным механизмом и связью каналов, показывает, что эффект связи каналов оказывается, вообще говоря, настолько существенным, что даже отсутствие выраженной зависимости интенсивности излучения объемного плазмона от угла  $\alpha$  возможно только при наличии интенсивного переходного излучения.

#### Литература

1. Румянцев В.В., Либенсон Б.Н. ЖЭТФ, 1982, 83, 247.
2. Powell C.J. Phys. Rev., 1968, 175, 972.
3. Бронштейн И.М., Краинский И.Л., Либенсон Б.Н. ФТТ, 1977, 19, 958.
4. Крынько Ю.Н., Мельник П.В., Находкин Н.Г. ФТТ, 1980, 22, 1294.
5. Allie J., Blanc E., Duffayard D. Surf. Sc., 1977, 62, 215.
6. Пронин В.П. Сб. "Взаимодействие электронов и фотонов с твердым телом", Л., ЛГПИ: 1984, стр. 47.
7. Артамонов О.М., Виноградов А.Г., Смирнов О.М., Терехов А.Н. ФТТ, 1985, 27, 3138.
8. Либенсон Б.Н., Румянцев В.В. Phys. St. Sol., 1974, B65, 281.