

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ИНФРАКРАСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ МАЛЫМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

*Б.И.Шкловский*

Показано, что при низких температурах учет отталкивания электронов, приводящего к нейтральности малых металлических частиц, уменьшает на единицу показатель  $\alpha$  степенной зависимости коэффициента поглощения инфракрасного излучения  $K$  от частоты ( $K \propto \omega^\alpha$ ) по сравнению с существующими теориями.

В работе <sup>1</sup> было показано, что учет электрон-электронного взаимодействия усиливает инфракрасное поглощение в неупорядоченных системах и ослабляет его частотную зависимость. В настоящей работе мы хотим привлечь внимание к тому, что аналогичный эффект имеет ме-

сто и для малых металлических частиц со случайным расположением уровней. После работ Кубо<sup>2</sup> и Горькова и Элиашберга<sup>3</sup> инфракрасное поглощение малыми частицами обсуждалось во многих работах (см. обзоры<sup>4</sup>). Основное внимание при этом уделялось двум вопросам: статистике уровней в частице, т.е. виду функции распределения  $\Phi(\hbar\omega)$  энергий перехода, и учету различия между внешним и действующим полем. В настоящей работе мы не будем останавливаться на этих вопросах, а рассмотрим лишь следствия того, что благодаря отталкиванию электронов при низких температурах все частицы нейтральны. На это обстоятельство впервые обратил внимание Кубо<sup>2</sup>, но как нам кажется, при вычислении коэффициента поглощения до сих пор оно не было адекватно учтено.

Система малых частиц может быть характеризована двумя основными энергетическими параметрами: средней энергией, необходимой для помещения лишнего электрона на частицу,  $e^2/\kappa a$  и средним расстоянием между уровнями нейтральной частицы  $\Delta = (ga^3)^{-1}$  (средней энергией возбуждения частицы). Здесь  $g$  — плотность состояний металла на уровне Ферми,  $a$  — размер частицы,  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость окружающей ее среды. Практически для любых частиц  $\Delta \ll e^2/\kappa a$ . Мы рассмотрим сначала область частот и температур, удовлетворяющих неравенству

$$kT \ll \hbar\omega \ll \Delta \ll \frac{e^2}{\kappa a}. \quad (1)$$

В условиях (1) все частицы нейтральны и поглощение происходит теми частицами, у которых случайно первый возбужденный уровень отстоит от основного на величину  $\hbar\omega$ . Обычно<sup>5</sup> сечение фотопоглощения частицей записывают в виде

$$\sigma = \frac{4\pi^2 e^2}{3c} \sum_{\lambda, \lambda'} (\epsilon_{\lambda'} - \epsilon_{\lambda}) |R_{\lambda, \lambda'}|^2 (n_{\lambda} - n_{\lambda'}) \delta(\hbar\omega - \epsilon_{\lambda'} + \epsilon_{\lambda}), \quad (2)$$

где  $\lambda, \lambda'$  — одноэлектронные уровни частицы,  $n_{\lambda}$  и  $\epsilon_{\lambda}$  — число заполнения и энергия уровня  $\lambda$ ,  $|R_{\lambda, \lambda'}|^2$  — отнесенный к  $(eE)^2$  квадрат модуля матричного элемента взаимодействия внешнего поля  $E$  с дипольным моментом частицы. (Если не учитывать отличие действующего поля от внешнего, то  $R$  — координата электрона, совершающего переход между состояниями  $\lambda$  и  $\lambda'$ ). В рассматриваемой области частот величина  $|R_{\lambda, \lambda'}|^2$  не зависит от  $\omega^{3,5}$ .

Для усреднения по частицам обычно сумму по  $\lambda, \lambda'$  в (2) заменяют на

$$\Delta^{-2} \iint d\epsilon_{\lambda} d\epsilon_{\lambda'} \Phi(|\epsilon_{\lambda} - \epsilon_{\lambda'}|),$$

где функция  $\Phi$  учитывает отталкивание уровней (она равна единице, если энергии уровней не коррелированы). Далее считают, что  $n_{\lambda}$  есть функция от  $\epsilon_{\lambda}$ , убывающая с ростом  $\epsilon_{\lambda}$  от единицы до нуля, и разность  $n_{\lambda} - n_{\lambda'}$ , записывают в виде

$$n_{\lambda} - n_{\lambda'} = \frac{dn_{\lambda}}{d\epsilon_{\lambda}} (\epsilon_{\lambda} - \epsilon_{\lambda'}). \quad (3)$$

В результате для  $\langle \sigma \rangle$  получают<sup>5</sup>:

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_0 (\hbar\omega/\Delta)^2 \Phi(\hbar\omega), \quad (4)$$

$$\sigma_0 = \frac{4\pi^2 e^2}{3c\hbar} \langle |R_{\lambda, \lambda'}|^2 \rangle. \quad (5)$$

Коэффициент поглощения  $K = n \langle \sigma \rangle$ , где  $n$  — концентрация частиц. Нас будет интересовать только частотная зависимость  $K$ . Из (4) следует, что например, для ортогонального ансамбля<sup>3</sup>, для которого при  $\hbar\omega \ll \Delta$  функция  $\Phi \propto \hbar\omega/\Delta$ , коэффициент поглощения  $K \propto \omega^3$ .

На наш взгляд, в условиях (1) рассуждения, приводящие от (2) к (4), неправильны. Мы покажем ниже, что одна степень множителя  $\hbar\omega/\Delta$  в (4) должна быть опущена так, что, например, для ортогонального ансамбля в условиях (1)  $K \propto \omega^2$ , а не  $\omega^3$ .

Дело в том, что, поскольку частицы не могут обмениваться электронами, число заполнения  $n_\lambda$  в действительности не является общей для всех частиц функцией  $\epsilon_\lambda$ . Например, энергия последнего заполненного уровня частицы флуктуирует от частицы к частице на величину, много большую  $\hbar\omega$ , а в некоторых частицах пустые уровни лежат значительно ниже, чем заполненные уровни других частиц. Единственным требованием для того, чтобы частица давала вклад в поглощение на частоте  $\omega$  состоит в том, чтобы разность энергии первого пустого и последнего заполненного уровней  $\epsilon$  (минимальная энергия возбуждения частицы) совпадала с  $\hbar\omega$ . При этом никаких физических условий не налагается на значение энергии последнего заполненного уровня. Использование же формулы (3) фактически соответствует тому, что принимается существование хорошо определенного общего для всех частиц уровня Ферми в том смысле, что заполнение уровней  $\epsilon_\lambda$  считается однозначной функцией энергетического расстояния от уровня Ферми. При этом в условиях  $kT \ll \hbar\omega$ , естественно, получается, что поглощение происходит только за счет таких частиц, у которых последний заполненный уровень находится в полоске шириной  $\hbar\omega$  под уровнем Ферми. Отсюда и возникает второй из множителей  $\hbar\omega / \Delta$  в (4), который, на наш взгляд, следует опустить.

Для усреднения формулы (2) по частицам в условиях (1), на наш взгляд, следует оставить в сумме только одну пару уровней  $\lambda$  и  $\lambda'$ , соответствующую наименьшей энергии возбуждения, и для нее заменить  $n_\lambda - n_{\lambda'}$  на единицу. Затем нужно усреднить (2) по величине наименьшей энергии возбуждения  $\epsilon$ . Это дает

$$\langle \sigma \rangle = (1/\Delta) \int \sigma \Phi(\epsilon) d\epsilon = \sigma_0 \frac{\hbar\omega}{\Delta} \Phi(\hbar\omega), \quad (6)$$

т.е. в  $\Delta/\hbar\omega$  раз больше, чем (4).

До сих пор мы рассматривали ситуацию предельно низких температур (1), которая, впрочем, без особых трудностей реализуется в эксперименте. Если  $\hbar\omega \ll kT \ll \Delta$ , то для поглощения по-прежнему существенны частицы с очень малыми энергиями возбуждения  $\epsilon$ . Эти частицы можно рассматривать как двухуровневые системы, т.е. вместо  $n_\lambda - n_{\lambda'}$ , писать  $[\exp(-\epsilon/kT) + 1]^{-1}$ . Тогда при  $kT \gg \hbar\omega$  получаем

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_0 \frac{(\hbar\omega)^2}{kT \Delta} \Phi(\hbar\omega). \quad (7)$$

Если любая из величин  $kT$  или  $\hbar\omega$  превышает  $\Delta$ , то особенности, которым посвящена эта работа исчезают и  $\langle \sigma \rangle$  дается формулой (4). Таким образом, при  $\hbar\omega \ll \Delta$  температурная зависимость  $\langle \sigma \rangle$  оказывается весьма интересной. При  $kT \gg \Delta$  величина  $\langle \sigma \rangle$  определяется формулой (4), в области  $\hbar\omega \ll kT \ll \Delta$  растет согласно формуле (7), а при  $kT \ll \hbar\omega$  выходит на насыщение на уровне (6).

Я благодарен А.Г. Аронову, В.А. Кособукину, В.И. Перелю, А.Л. Эфросу за обсуждения вопросов, затронутых в этой работе.

#### Литература

1. Шкловский Б. И., Эфрос А.Л. ЖЭТФ, 1981, 81, 407.
2. Kubo R. J. Phys. Soc. Japan 1962, 17, 976; J. de Phys., 1977, 38, Suppl. 7, 96
3. Горьков Л.П., Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1965, 48, 1407.
4. Морохов И.Д., Петин В.И., Трусов Л.И., Петрунин В.Ф. УФН, 1981, 133, 653; Perenboom J.A.A.J., Wyder P., Meyer F. Phys. Reports, 1981, 78, 173.
5. Maksimenko V.V., Simonov A.J., Lushnikov A.A. Phys. Stat. Sol., 1977, (в)83, 377.

Физико-технический институт

А.Ф. Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

26 августа 1982 г.