

## ОБ ЭЛЕКТРОННОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ НЕУПОРЯДОЧЕННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

В.Л.Бонч-Бруевич

Изучены некоторые особенности статической диэлектрической восприимчивости неупорядоченного полупроводника, связанные с характерными чертами его энергетического спектра.

В настоящее время, видимо, установлены две основные черты энергетического спектра неупорядоченных полупроводников со случайным силовым полем: существование всюду плотного спектра дискретных уровней в запрещенной зоне (понимаемой как щель для подвижности) [1–4] и наличие сравнительно плавного случайного искривления зон [4, 5]. В настоящей статье исследуются некоторые особенности статической диэлектрической восприимчивости,  $\alpha$ , материалов указанного типа. Мы будем рассматривать только вклад в  $\alpha$ , обусловленный электронами, локализованными на дискретных уровнях ("атомный" вклад, в связи с пунктами 3, 2, видимо, не представляет особого интереса). Температуру,  $T$  будем считать достаточно малой:  $T \ll E_c - F$ ,  $F - E_v$ , где  $E_c$  и  $E_v$  – верхняя и нижняя границы щели для подвижности,  $F$  – уровень Ферми, расположенный в пределах этой щели.

1) Специфическая температурная зависимость  $\alpha$  определяется перераспределением носителей заряда по уровням: с изменением энергии ионизации,  $W$ , меняется как плотность состояний,  $\rho(W)$ , так и поляризуемость отдельного центра<sup>1)</sup>. Рассматриваемый вклад в поляризуемость есть

$$\alpha = \alpha_e + \alpha_h, \quad (1)$$

где  $\alpha_e$  и  $\alpha_h$  связаны, соответственно, с электронами на донорах и дырками на акцепторах. Очевидно,

$$\alpha_e = \int \tilde{\rho}_e(W) \chi_e(W) n_F(W) dW, \quad (2)$$

где  $\tilde{\rho}_e$  – сглаженная плотность состояний<sup>2)</sup>,  $\chi_e(W)$  – эффективная поляризуемость отдельного центра с энергией ионизации  $W$ ,  $n_F$  – функция

1) Последнее обстоятельство, очевидно, имеет ту же природу, что и отмечавшееся в работе [6] усиление диамагнетизма локализованных электронов.

2) Строго говоря, плотность состояний в данной области спектра есть частотный  $\delta$ -функционал; сглаженная плотность состояний представляет собой ее огибающую [7].

Ферми. Интеграл здесь берется, строго говоря, по всей запрещенной зоне. Формула для  $\alpha_h$  аналогична (2). Термин "эффективная" употреблен, дабы подчеркнуть, что вклад в  $\chi_e$  дает не только деформация электронной оболочки данного центра, но, вообще говоря, и переходы на другие центры. За счет этих переходов сама функция  $\chi_e$  может содержать интеграл по энергии от  $\bar{\rho}$ ; однако, связанная с этим температурная зависимость невелика. Действительно, вклад от переходов в состояния с энергиями, сравнительно близкими к  $F$  (в области энергий  $\Delta W$  около  $F$ ), мал по параметру  $\exp(-2\gamma R)$ , где  $R^3 = 3/4\pi\bar{\rho}(F)\Delta W$ ,  $\gamma$  — обратный радиус локализации электрона на уровне  $F$  (очевидно,  $\Delta W < |F|$ ). С другой стороны степень заполнения состояний с  $W \ll |F|$  практически не зависит от  $T$  (будучи близка к нулю). Температурную зависимость  $\alpha$  можно найти явно в двух предельных случаях. Именно, обозначим через  $W_0$  характерную энергию, на которой заметно изменяется функция  $\bar{\rho}_e(W)$ .

При  $W_0 \gg T$  выражение в правой части (2) есть обычный фермиевский интеграл. Вычисляя его стандартным способом и принимая во внимание условие  $n - p = \text{const}$  ( $n$  и  $p$  — полные концентрации локализованных электронов и дырок), мы получаем

$$\alpha = \alpha_0 + \delta\alpha,$$

$$\alpha_0 = \int_{|F_0|}^{\Delta_0} \bar{\rho}_e(W) \chi_e(W) dW + \int_{\Delta_0 - |F_0|}^{\Delta_0} \bar{\rho}_h(W) \chi_h(W) dW, \quad (3)$$

$$\delta\alpha = \frac{\bar{\rho}_e \bar{\rho}_h}{\bar{\rho}_e + \bar{\rho}_h} (\chi_e + \chi_h) \delta\Delta - \frac{\pi^2}{6} T^2 \left\{ \bar{\rho}_e \chi_e' + \bar{\rho}_h \chi_h' + (\chi_e + \chi_h) \frac{\bar{\rho}_e \bar{\rho}_h' + \bar{\rho}_e' \bar{\rho}_h}{\bar{\rho}_e + \bar{\rho}_h} \right\}. \quad (4)$$

Здесь  $\Delta_0$  — ширина запрещенной зоны при  $T = 0$ ,  $\delta\Delta$  — температурный ее сдвиг,  $F_0$  — уровень Ферми при  $T = 0$ . Первое слагаемое в (3) есть значение  $\alpha$  при  $T = 0$ ; второе — температурная поправка. Знак "минус" во втором слагаемом в (4) связан с тем, что в принятой нормировке энергии ( $E = 0$ )  $F < 0$ . Значения  $\bar{\rho}_e$ ,  $\chi_e$  и  $\bar{\rho}_h$ ,  $\chi_h$  в (4) берутся, соответственно, при  $W = |F_0|$  и  $W = \Delta_0 = |F_0|$ .

Обычно  $\delta\Delta$  линейно зависит от  $T$ . Однако, параметры, входящие в первое и второе слагаемые в правой части (3), могут быть существенно различны, и отбрасывать второе из них, вообще говоря, нельзя. При  $T \gg W_0$  мы получаем

$$\delta\alpha \sim C \exp\left(-\frac{|F|}{T}\right), \quad C > 0. \quad (5)$$

Уровень Ферми при этом отсчитывается от ближайшей к нему границы щели. Отметим эффект изменения вида зависимости  $\delta\alpha(T)$  (и, может быть, знака  $\delta\alpha$ ) при переходе от первого случая ко второму. Наблю-

дение его могло бы, в частности, представить известный интерес для ориентировочной оценки параметра  $W_0$ . Мы неявно предполагали здесь, что величины  $W_0$  одного порядка и для электронов и для дырок; обобщение на противоположный случай очевидно.

2) В принципе температурную активацию электронов на уровни с большими значениями восприимчивости можно заменить оптической (очевидно, это может быть особенно интересно при энергиях квантов  $\leq |F|$ ). Величина этого "фотодиэлектрического" эффекта (название предложено В.С.Вавиловым) очевидным образом зависит от эффективного времени жизни электронов (дырок) в возбужденном состоянии.

3) Внутреннее поле приводит к возникновению плавно изменяющейся в пространстве случайной поляризации материала. В сочетании с большими значениями поляризуемости мелких уровней это обстоятельство может привести к любопытным нелинейным эффектам. Последние, однако, заслуживают специального исследования.

Московский  
государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
30 июля 1973 г.

После переработки  
28 декабря 1973 г.

## Литература

- [1] И.М.Лифшиц. УФН, 83, 617, 1964; ЖЭТФ, 53, 743, 1963.
- [2] N.F.Mott, E.A.Davis. *Electronic Processes in Non-crystalline Materials*. Clarendon Press. Oxford, 1971.
- [3] А.И.Губанов. Квантовоэлектронная теория аморфных и жидких полупроводников. Изд. АН СССР, 1963.
- [4] В.Л.Бонч-Бруевич. ЖЭТФ, 61, 1168, 1971.
- [5] H.Fritzsche. *J. Non-cryst. Sol.*, 6, 49, 1971.
- [6] R.M.White, P.W.Anderson. *Phil Mag.*, 25, 737, 1972.
- [7] В.Л.Бонч-Бруевич. ЖЭТФ, 59, 985, 1970.