

ОБНАРУЖЕНИЕ ПОРОГА ДЕЛОКАЛИЗАЦИИ Н⁻-ПОДОБНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

*Е.М. Гершензон, В.А. Зяцц¹⁾, А.П. Мельников,
Р.И. Рабинович, Н.А. Серебрякова, Ю.В. Товмач¹⁾*

По качественному изменению вида спектров фотопроводимости (ФП) определен концентрационный порог делокализации $N_{кр}$ "лишних" носителей и исследована его зависимость от температуры T . Оказалось, что $N_{кр}$ почти на два порядка меньше значения концентрации, соответствующего переходу Мотта — N_M .

В настоящее время проявляется большой интерес к вопросам делокализации электронов в неупорядоченных системах. Одним из примеров такой системы является слабокомпенсированный полупроводник, легированный мелкими примесями. На примесном центре может быть либо один электрон (нейтральный водородоподобный центр), либо два — "основной" с энергией связи $E_0 = \hbar^2 / 2 m a_0^2$ и длиной спада волновой функции a_0 и "лишний" — с энергией связи $E_i \approx 0,055 E_0$ и длиной спада $a_i = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2 m E_i} \approx 4,2 a_0$ (Н⁻-подобный центр) [1]. При этом

¹⁾Сотрудники ФИАН СССР.

возможно два вида делокализации. Делокализация основных электронов согласно данным теории и эксперимента происходит при $N = N_M$, где $N_M = (8 - 15) \cdot 10^{-3} a_0^{-3}$ (переход Мотта) [2]. Делокализация "лишних" электронов должна приводить к образованию в неупорядоченной системе проводящей примесной зоны (верхней зоны Хаббарда (ВЗХ) или D-зоны). Именно по этой зоне осуществляется так называемая σ_2 -проводимость, характеризуемая энергией активации ϵ_2 [2]. В отсутствие заряженных центров эта делокализация должна происходить при $N = N_x$, где $N_x = \lambda a_i^{-3}$ [3]. Точное значение параметра λ неизвестно. Экспериментальное определение порога делокализации N_x по проявлению статической σ_2 -проводимости в равновесных условиях встречает принципиальные трудности: она должна стать конкурентноспособной с другими механизмами проводимости [2].

Спектральные измерения ФП являются более благоприятными для определения N_x : можно подобрать условия, когда в интересующем спектральном интервале практически отсутствует ФП, не связанная с фотопереходами "лишних" носителей, а заселение H⁻-подобных состояний осуществляется при захвате нейтральными примесями свободных носителей, созданных примесным (фоновым) подсветом.

В настоящей работе определен концентрационный порог делокализации H⁻-подобных состояний; спектральные измерения ФП — $\frac{\delta\sigma}{\sigma} (h\nu)$

легированных ($N = 3 \cdot 10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и слабокомпенсированных ($k < 0,01$) образцов Si : В и Si : Р проводились на фурье-спектрометре ($h\nu = 1 \div 30 \text{ мэВ}$) при $T = 1,5 - 15 \text{ К}$ и примесном подсвете. На рис. 1, а приведены спектры ФП Si : В при различных N и $T = 4,2 \text{ К}$.

С ростом N характер спектра меняется — при $N = N_{\text{кр}}^{\text{ФП}} \approx 2,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ наклон коротковолнового спада уменьшается, а затем наблюдается монотонное возрастание ФП с частотой. Подобные изменения наблюдаются для Si : Р ($N_{\text{кр}}^{\text{ФП}} \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T = 4,2 \text{ К}$) и для Ge : Sb ($N_{\text{кр}}^{\text{ФП}} \approx 2,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 1,46 \text{ К}$) [4]. Аналогичную трансформацию спектра можно получить и на одном образце, повышая температуру (рис. 1, б). На рис. 2 показаны значения $T_{\text{кр}}(N)$ для Si : В и Si : Р, где $T_{\text{кр}}$ — температура, при которой наклон коротковолнового спада уменьшается на 10 — 15%. На рис. 3 приведены зависимости $\delta\sigma(T)$ для нескольких образцов Si : Р; там же стрелками указаны значения $T_{\text{кр}}$. Видно, что при $N > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ возрастание $\delta\sigma$ с T начинается при $T \approx T_{\text{кр}}$.

Монотонное возрастание поглощения с частотой является характерным для межзонных переходов. В условиях эксперимента поверхностная рекомбинация несущественна ввиду малого поглощения, и спектры поглощения и фотопроводимости должны быть аналогичны. Поэтому качественное изменение вида спектра ФП (рис. 1) свидетельствует, на наш взгляд, о делокализации "лишних" носителей. Степень делокализации растет с N и T . Отметим, что значения $N_{\text{кр}}^{\text{ФП}}$ при достаточно высоких T оказываются существенно ниже $N_{\text{кр}}^{\sigma}$, полученных из измерений σ_2 -проводимости (Si : Р — $N_{\text{кр}}^{\sigma} \approx 1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_2 \approx 10 \text{ мэВ}$ [5]; Ge : Sb — $N_{\text{кр}}^{\sigma} \approx 2,9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_2 \approx 3,9 \text{ мэВ}$ [6]; Si : В — $N_{\text{кр}}^{\sigma} \approx 6 \times$

$\times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_2 \approx 16 \text{ мэВ}$). Для дальнейшей детализации обсуждаемой ситуации необходимо определить природу локализованных состояний. Мы считаем, что это есть ионные состояния молекулярного типа ($\text{H}^- - \text{H}^+$), обусловленные наличием притягивающих центров (D^+ или A^-) [7]. Энергия связи "лишнего" носителя в этих состояниях $E = E_i + \frac{e^2}{\kappa R}$, и они лежат внутри щели Мотта - Хаббарда; κ - диэлектрическая постоянная, R - расстояние до притягивающего центра. Энергетический зазор между заполненными локализованными состояниями и дном ВЗХ можно в этом случае оценить как $\delta E = \Delta - J$, где $\Delta = \frac{e^2}{\kappa} \left(\frac{4}{3} \pi N \right)^{1/3}$, J - энергия обменного взаимодействия. При этом само значение J зависит от флуктуационного разброса Δ_{ij} уровней соседних центров из-за наличия заряженных примесей [6]. Пренебрегая влиянием Δ_{ij} на J , зная зависимость J от $N - J(N) \propto \exp\left(-\frac{2N}{a_i}\right)^{1/3}$ при известном a_i и используя значения ϵ_2 при $N_{\text{кр}}^\sigma$ в качестве привязки, можно оценить δE (рис.2, кривые 3 - 5). Отметим, что зависимости $\delta E(N)$ и $T_{\text{кр}}(N)$ качественно подобны. Расхождение $\delta E(N)$ и $T_{\text{кр}}(N)$ для $\text{Si} : \text{B}$ при $N > 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ может быть связано с уменьшением эффективного боровского радиуса основного состояния [8] и, вследствие этого, a_i .

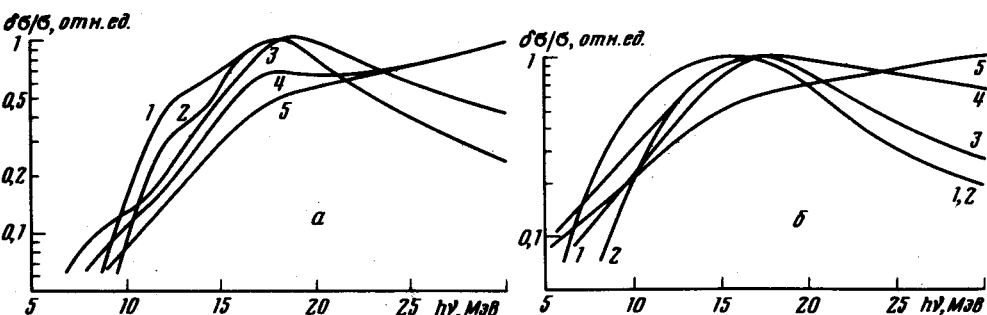


Рис.1. а - Спектры ФП $\text{Si} : \text{B}$ при $T = 4,2 \text{ К}$ и $N, 10^{17} \text{ см}^{-3}$: 1 - 0,1; 2 - 0,5; 3 - 0,9; 4 - 2,5; 5 - 4,5; б - спектры ФП $\text{Si} : \text{P}$ при $N = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и T (К): 1 - 2; 2 - 4,2; 3 - 5,5; 4 - 6,2; 5 - 7

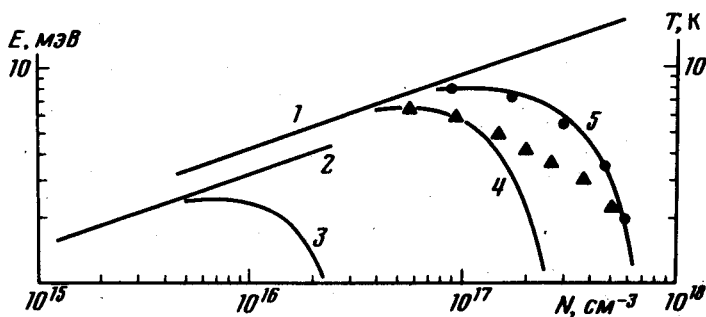


Рис.2. Зависимости $T_{\text{кр}}(N)$ для $\text{Si} : \text{B}$ (\blacktriangle), $\text{Si} : \text{P}$ (\bullet), расчетные значения Δ для Si (1) и Ge (2), δE для $\text{Ge} : \text{Sb}$ (3), $\text{Si} : \text{B}$ (4), $\text{Si} : \text{P}$ (5)

Для достаточно легированных образцов ($\Delta \approx J$) $\delta E \ll \Delta$ и в основном определяет значение $T_{кр}$. Рост T приводит к выбросу носителей из локализованных состояний в ВЗХ, при этом общее число "лишних" носителей не уменьшается (рис.3). При меньших $N - \delta\sigma$ падает с ростом T (рис.3), а, следовательно, уменьшается общее число "лишних" носителей и заряженных центров. При этом относительному перезаселению локализованных и делокализованных состояний с ростом T способствует уменьшение δE , обусловленное падением Δ_{ij} и увеличением J . Из сказанного следует, что для определения N_x следует выбрать оптимальную температуру $T \gtrsim T_{кр}$. Так, по оценкам для Ge : Sb N_x должно быть $\approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а $T_{кр} \gtrsim 2,5 \text{ К}$. Поэтому, полученное в [4] значение $N_x = 2,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ является, на наш взгляд, завышенным из-за малого значения $T = 1,46 \text{ К} < T_{кр}$.

дб, отн.ед.

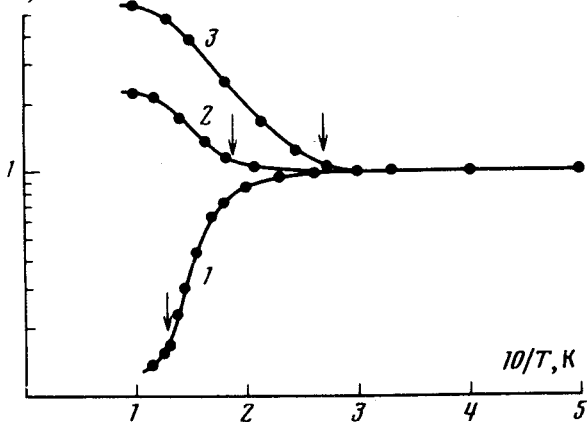


Рис.3. Зависимости $\delta\sigma(T)$ для Si : Ps $N, 10^{17} \text{ см}^{-3}$:
1 - 0,9; 2 - 3; 3 - 5

Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что критическая для делокализации "лишних" носителей концентрация примесей составляет величину $N_x < 0,05 a_i^{-3} \approx 7 \cdot 10^{-4} a_0^{-3}$, т.е. почти на два порядка меньше концентрации, характерной для перехода Мотта.

Московский
государственный педагогический
институт им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
19 июня 1980 г.

Литература

- [1] Г.Бете, Э.Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., ГИФМЛ, 1960.
- [2] Н.Ф.Мотт. Переходы металл - изолятор. М., изд. Наука, 1979.
- [3] А.Л.Эфрос. УФН, 126, 41, 1978.
- [4] Н. Taniguchi, S.Narita, M.Kabayashi. J. Phys. Soc. Jap., 45, 545, 1978.
- [5] S. Togotomi. J. Phys. Soc. Jap., 38, 175, 1975.
- [6] E.Davis, W.Compton. Phys. Rev., 140 A, 2183, 1965.
- [7] В.Н.Александров, Е.М.Гершензон, А.П.Мельников, Р.И.Рабинович, Н.А.Серебрякова. Письма в ЖЭТФ, 22, 573, 1975.
- [8] И.Н.Куриленко, Л.Б.Литвак-Горская. ФТП, 8, 1186, 1974.