

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ $A^+(D^-)$ -ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ЗАРЯЖЕННЫМИ И НЕЙТРАЛЬНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

*В.Н.Александров, Е.М.Гершензон, А.П.Мельников,
Р.И.Рабинович, Н.А.Серебрякова*

Обнаружено увеличение энергии фотоотрыва дырок от A^+ -центров в p-Si с ростом концентрации акцепторов N_A при $N_A = 10^{15} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$; эффект объясняется влиянием поля отрицательно заряженных акцепторов на A^+ -центры и прыжками дырок по нейтральным примесям.

В последнее время (см., например, [1, 2] и ссылки в них) неоднократно сообщалось о различных эффектах в полупроводниках, обусловленных H^- -подобными $D^-(A^+)$ -центрами. Эти центры образуются путем присоединения нейтральным донором D° (акцептором A°) лишнего электрона (дырки). В слабо легированных образцах ($N^{1/3}a < 10^{-2}$, a – боровский радиус, N – концентрация основной примеси) $D^-(A^+)$ -центры можно, по-видимому, считать изолированными [3]; при этом они в условиях собственного или примесного возбуждения носителей в полупроводниках с малой степенью компенсации ($K \ll 1$) при гелиевых температурах часто являются определяющими в рассеянии, рекомбинации и т. д. В образцах, где $0,1 < N^{1/3}a < 0,25$, наблюдается проводимость с энергией активации $\epsilon_2 \lesssim 0,5 \epsilon_\circ$ (ϵ_\circ – энергия ионизации основного состояния примеси); одним из предполагаемых механизмов объяснения ϵ_2 -проводимости является перекрытие волновых функций $D^-(A^+)$ -состояний [4]. Представляет интерес изучение $D^-(A^+)$ -центров при $N^{1/3}a > 10^{-2}$, когда среднее расстояние между примесями $R_c = (3/4\pi N)^{1/3}$ лишь в несколько раз превышает радиус $D^-(A^+)$ -центра $a_{D^-}(a_{A^+})^{1/3}$ и можно ожидать эффектов, обусловленных влиянием на эти центры соседних примесей.

Нами проведены исследования фотопроводимости (ФП) Si: В с $N_A = 3 \cdot 10^{14} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($N^{1/3}a = 0,02 \div 0,1^2$) и $K = 0,01 \div 0,005$ при гелиевых температурах в условиях примесного возбуждения носителей фоном $T = 300 \text{ K}$. Эксперименты выполнены на субмиллиметровых волнах $\lambda = 50 \div 500 \text{ мкм}$, где величина $\delta \sigma/\sigma$ полностью обусловлена фотоотрывом дырок от A^+ -центров. Спектральные зависимости $\delta \sigma/\delta \sigma_{max} = f(h\nu)$ (рис. 1) получены с помощью эшелеттного монохроматора. Видно, что с увеличением N_A длинноволновая граница ФП смещается в область больших энергий, в то время как коротковолновая – мало меняется при $N_A > 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Повышение температуры уменьшает $\delta \sigma/\delta \sigma_{max}$ в длинноволновой части спектра. Зависимости $\delta \sigma/\sigma = f(T)$ (рис. 2) при $\lambda = 450 \text{ мкм}$ (что соответствует энергии фотоотрыва для изолированного

¹⁾ Согласно [4] $a_{D^-} = 4 \cdot 2 a$.

²⁾ Согласно [5] боровский радиус дырки $a = \hbar/\sqrt{2m_\lambda \epsilon_\circ} \approx 22 \text{ \AA}$, где $m_\lambda = 0,17 m_\circ$ – масса легкой дырки, $\epsilon_\circ = 45 \text{ мэв}$.

A^+ центра $\epsilon_i = 2 \cdot 5$ мэВ) получены с использованием высокочувствительного ЛОВ-спектрометра [6]. Из рис. 2 следует, что экспоненциальная зависимость $\delta\sigma/\sigma = f(T)$ сменяется насыщением при $T = T_K$, величина T_K возрастает с ростом N_A .

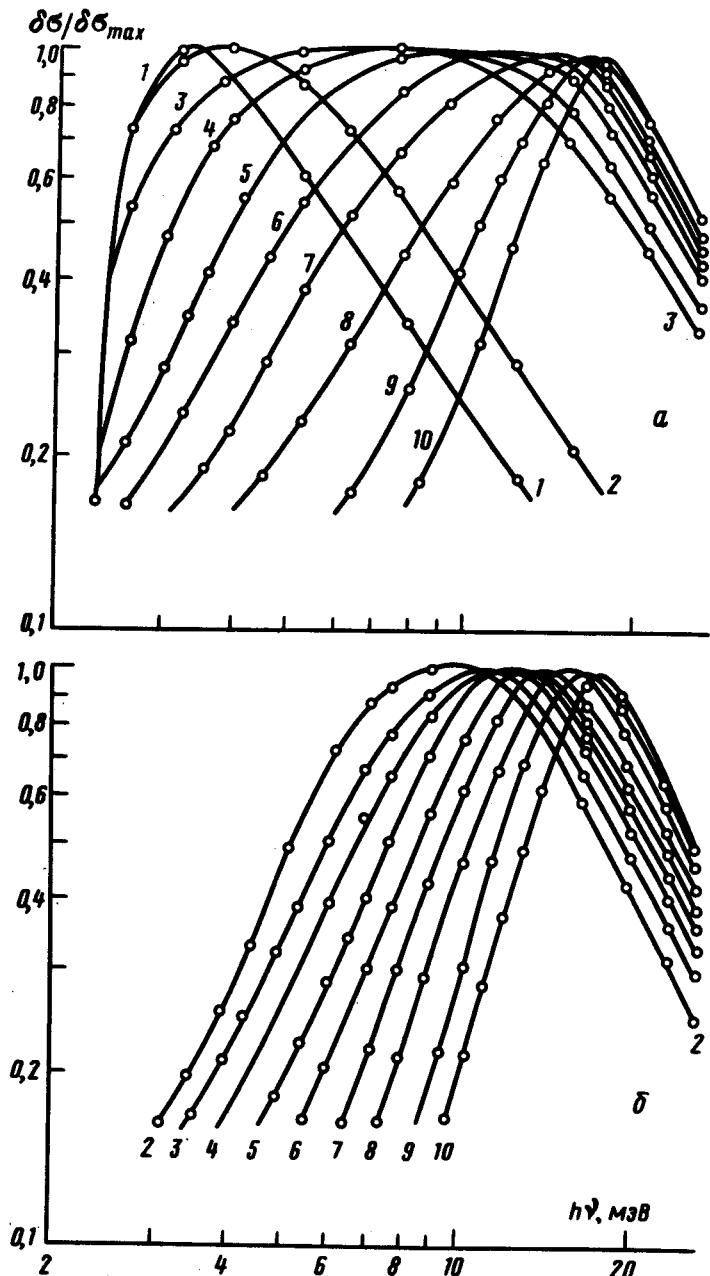


Рис. 1. Спектры фотопроводимости $\frac{\delta\sigma}{\delta\sigma_{max}}(h\nu)$ образцов Si:В с $K = 0,01 - 0,005$ и значениями N_A см $^{-3}$: 1 - $3 \cdot 10^{14}$, 2 - $6 \cdot 10^{14}$, 3 - $1,5 \cdot 10^{15}$, 4 - $3 \cdot 10^{15}$, 5 - $5 \cdot 10^{15}$, 6 - $8 \cdot 10^{15}$, 7 - $1,2 \cdot 10^{16}$, 8 - $3 \cdot 10^{16}$, 9 - $6 \cdot 10^{16}$, 10 - 10^{17} при $a - T = 1,5$ К, $b - T = 4,2$ К

Полученные закономерности можно, на наш взгляд, объяснить следующим: 1. Существование в образцах p -типа изолированных A^- - и D^+ -центров ($N_{A^-} \gg N_D$; $N_{D^+} = N_D$) вызывает изменение энергетических уровней A° -центров из-за кулоновского поля на величину $\Delta(r) = \pm(e^2/\kappa r)$ (r – расстояние между A° -(D^+) и A° -центрами). Присоединение носителя к A° -центру приводит к созданию A^+ -центра с энергией фотоотрыва $\epsilon_{\text{фо}}$, измененной в первом приближении на величину $\Delta(\epsilon_{\text{фо}} = \epsilon_i \pm \Lambda)$.

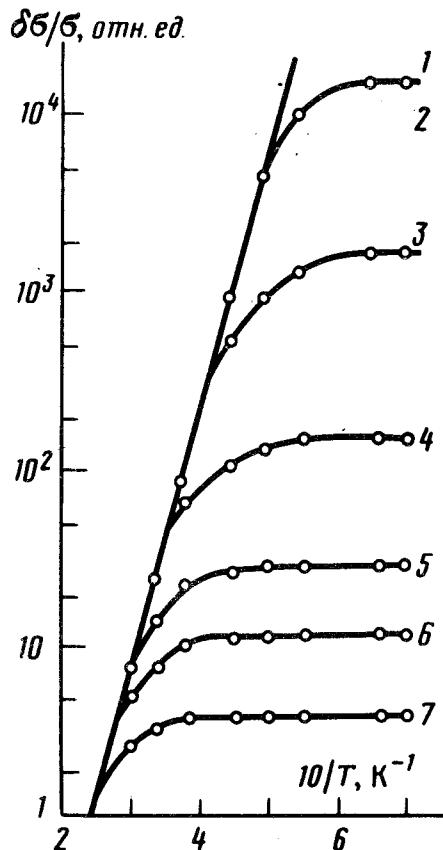


Рис. 2. Зависимость $\frac{\delta\sigma(T)}{\sigma}$ при $h\nu = 2,5$ мэв для образцов 1 – 7.

2. С ростом N_A увеличивается перекрытие волновых функций A^+ -состояний соседних акцепторов и вероятность прыжка дырки ($W = 1/\tau_{\text{пр}} \sim \sim \exp(-2\alpha R_{\text{ср}}/\alpha_{A^+})$, где $\alpha \approx 1$) на ближайший A° -центр. В условиях эксперимента разница энергий соседних центров $\Delta_c = \Delta(r) - \Delta(r + R_{\text{ср}}) > kT$, а вычисленная аналогично [7] $W = 1/\tau_{\text{пр}}$ может стать больше вероятности термической эмиссии дырки $1/\tau_3 \sim \exp(-\epsilon_{\text{фо}}/kT)$. Поэтому захваченная A° -центром дырка прыгает преимущественно к притягивающему центру A^- , так как в этом случае переходы осуществляются с потерей энергии (спонтанная эмиссия акустических фононов). По мере приближения к A^- -центру $\epsilon_{\text{фо}}$ дырки увеличивается (происходит "заглубление" A^+ -центра) и может достичь величины $\epsilon_{\text{фо}} = \epsilon_i + e^2/\kappa R_{\text{ср}}$. При этом мы предполагаем, по-существу, что время жизни комплекса A^- -

A^- (аналогичного ионному состоянию молекулы H_2 [8]) при $r \sim R_{cp}$ не меньше τ_{pr} ¹⁾.

На рис. 3 экспериментальные значения $\epsilon_{\phi 0}$, определенные при $T = 4 \cdot 2K$ как $h\nu$, соответствующие $\delta\sigma = 0,2\delta\sigma_{max}$ наложены на расчетные $\epsilon_{\phi 0}(R_{cp})$ и хорошо им соответствуют. Из этого следует, что в образцах с $N_A > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ большинство A^+ -центров — заглублено. Изменение вида спектра с повышением T (рис. 1 а, б; образцы 1 — 7) объясняется уменьшением числа малозаглубленных A^+ -центров вследствие термического выброса дырок. Слабая зависимость коротковолновой части спектра от N_A (при $N_A > 10^{16} \text{ см}^{-3}$) связана, по-видимому, с тем, что при достаточном сближении A^+ и A^- -центров носитель срывается с A^+ на A^- -центр. Это происходит, когда разность энергий дырки в кулоновском поле на размере A^+ -центра близка к ϵ_i .

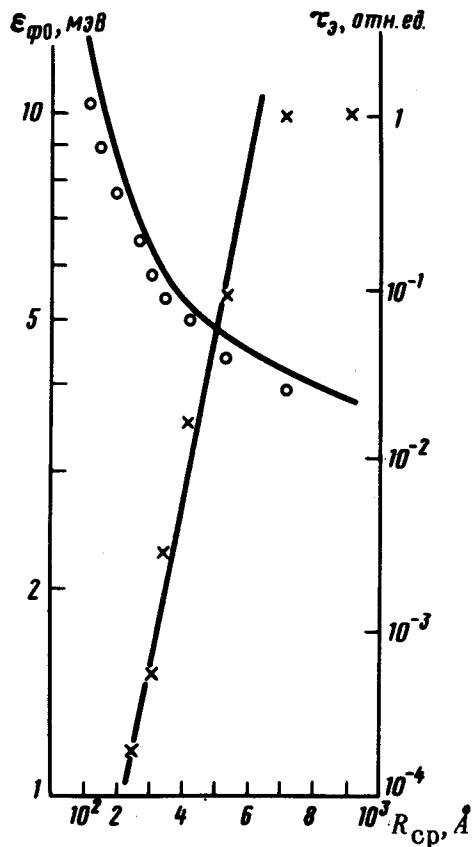


Рис. 3. Зависимости $\epsilon_{\phi 0}(R_{cp})$: сплошная линия — расчет, зависимость $\tau_3(R_{cp})$ при $T = T_K(+)$.

¹⁾ Перечисленные выше механизмы, приводящие к изменению $\epsilon_{\phi 0}$ и T_K с ростом N_A , проявляются и в зависимостях концентрации дырок от температуры в образцах Si с $N_A > 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Прыжки дырок на соседний заглубленный A^0 -центр становятся определяющим механизмом разрушения изолированных A^+ -центров при $1/\tau_{\text{пр}} > 1/\tau_3$. С этим, на наш взгляд, связано наблюдаемое увеличение T_K с ростом (см. рис. 2). На рис. 3 значения τ_3 при $T = T_K$ построены в функции $R_{\text{ср}}$. Видно, что при $R_{\text{ср}} < 700 \text{ \AA}$ зависимость $\tau_3(R_{\text{ср}})$ — экспоненциальная. Зная T_K для ряда образцов и считая $\tau_{\text{пр}} = \tau_3$ при $T = T_K$, можно определить величину a_{A^+} . Она оказалась равной $85 \pm 10 \text{ \AA}$ (при $\alpha = 1$), что хорошо соответствует ожидаемому значению $a_{A^+} = 4 \cdot 2 a \approx 95 \text{ \AA}$ [4].

Во время подготовки данного сообщения к публикации авторам стало известно о работе Нортона [9], в которой сообщается, в частности, об увеличении $\epsilon_{\text{фо}}$ D^- -центров в $n - \text{Si}(\text{Si : P ; Si : As})$. Так, для образца Si : P $N_D = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($N^{1/3}a \approx 0,07$) и $K \approx 10^{-3} \epsilon_{\text{фо}} \approx 6,8 \text{ мэв}$ при $T = 4,2\text{K}$, в то время как ϵ_i изолированных D^- -центров в Si : P соответствует $2,1 \text{ мэв}$ [1]. Этот эффект приписывается активной роли комплексов H_2^- . Согласно нашим результатам, изменение $\epsilon_{\text{фо}}$ с ростом N вплоть до $N \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ обусловлено влиянием притягивающих центров.

Московский
педагогический институт

Поступила в редакцию
28 октября 1975 г.

Литература

- [1] Е.М.Гершензон, Г.Н.Гольцман, А.Л.Мельников. Письма в ЖЭТФ, 14, 281, 1971.
- [2] Э.Э.Годик, Ю.А.Курицын, В.П.Синис. ФТП, 8, 2116, 1974.
- [3] В.Н.Александров, Е.М.Гершензон, А.Л.Мельников, Н.А.Серебрякова. ЖЭТФ, 70, №2, 1976 (в печати).
- [4] H. Nishimura. Phys. Rev., 138, A815, 1965.
- [5] Г.Л.Гельмонт, М.И.Дьяконов. ФТП, 5, 2191, 1971.
- [6] Е.М.Гершензон, Г.Н.Гольцман, Н.Г.Птицина. ЖЭТФ, 64, 587, 1970.
- [7] A. Miller, A. Abrahams. Phys. Rev., 120, 745, 1960.
- [8] Д.Слэтер. Электронная структура молекул. М., изд. Мир, 1965, гл.2.
- [9] P. Norton. Bell Telephone Laboratories, preprint, 1975.