

ВРЕМЯ ЖИЗНИ И ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ  $D^-$ -ЗОНЫ В КРЕМНИИЛ.А.Ворожцова, А.П.Мельников, В.В.Рыльков<sup>1)</sup>

Впервые обнаружена фотопроводимость по  $D^-$ -зоне. Определены значения времен жизни и подвижности электронов  $D^-$ -зоны в легированном кремнии.

В<sup>1</sup> было показано, что времена жизни фотовозбужденных электронов в легированном Si определяются непрямой рекомбинацией, заключающейся в захвате электронов нейтральными примесными центрами (НЦ), их а) прыжковым по НЦ, или б) дрейфовым по  $D^-$ -зоне движении к притягивающим центрам (ПЦ) и последующей рекомбинацией. Модель предполагает, что захваченные носители достаточно долго находятся в  $D^-$ -зоне и могут давать вклад в фотопроводимость (ФП).

Нами впервые обнаружена ФП по  $D^-$ -зоне ( $\sigma_g$ ) и определены важнейшие количественные характеристики – время жизни ( $\tau_g$ ) и подвижность ( $\mu_g$ ) электронов  $D^-$ -зоны. Результаты получены для легированного Si ( $N > 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) с очень малой компенсацией ( $K < 10^{-4}$ ) при измерениях величины ФП ( $\sigma$ ), постоянной Холла ( $R_H$ ) и времени релаксации ФП ( $\tau_{\text{рел}}$ )<sup>2</sup>. Эксперименты проведены при небольшой интенсивности примесного возбуждения  $W_{\text{ф}} N$  ( $W_{\text{ф}} \cong 4 \text{ с}^{-1}$ ) и иллюстрируются результатами для двух образцов Si: В с одинаковой концентрацией основной примеси ( $N \cong 5,9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), но различной компенсирующей  $N_k$ :  $1 - 3,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $2 - 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Рассуждения проведены для материала  $n$ -типа.

На рис. 1 показана упрощенная схема электронных переходов при непрямом захвате. Фотовозбужденные с НЦ электроны (переход 1, вероятность  $W_{\text{ф}}$ ) захватываются на НЦ а) вблизи ПЦ в состояния с энергией  $\epsilon = \epsilon(R_{\text{эфф}})$  (переход 2,  $\alpha_{\text{эфф}} N_k^{-1}$ ), б) вдали от ПЦ в полосу делокализованных  $D^-$ -состояний (переход 2',  $\alpha^0 N$ ). Для захваченных электронов возможны: либо термический выброс в свободную зону (переходы 3, 3',  $W_T = \alpha^0 N_c \exp(-\epsilon/kT)$ , где а)  $\epsilon \cong \epsilon(R_{\text{эфф}})$  или б)  $\epsilon \cong \epsilon_x$ ,  $\epsilon_x$  – энергетическое положение максимума распределения электронов  $D^-$ -зоны), либо спуск по энергии в полосу  $D^-$ -состояний (переходы 4, 4',  $W_{\text{п}}$ ) заканчивающийся захватом на ПЦ (переходы 5, 5'). Выражение для времени жизни в свободной зоне в общем случае имеет вид

$$\tau_c^{-1} = \alpha^0 N \frac{W_{\text{п}}}{W_T + W_{\text{п}}} + \alpha_{\text{эфф}} N_k, \quad (1)$$

где  $W_{\text{п}}$  – обратное время спуска по энергии на величину  $\cong kT$ ,  $\alpha_{\text{эфф}}$  – коэффициент непрямого захвата, определяемый радиусом сферы  $R_{\text{эфф}}$ , при котором  $W_T(R_{\text{эфф}}) \cong W_{\text{п}}(R_{\text{эфф}})^{-1}$ . В выбранных образцах с  $N$ , близкой к порогу делокализации  $D^-$ -состояний, увеличение  $N_k$  в  $\cong 20$  раз значительно уменьшает объем пространства, охваченного делокализацией<sup>3</sup> и, следовательно, относительную роль слагаемых в формуле (1). При "больших"  $N_k$   $\tau_c^{-1} = 1/\alpha_{\text{эфф}} N_k^{-1}$  и  $\sigma_c \gg \sigma_g \approx 0$ ; при "малых"  $N_k$  и развитой  $D^-$ -зоне

$$\tau_c \cong (W_{\text{п}} + W_T) / \alpha^0 N W_{\text{п}} \quad (2)$$

и, предположительно,  $\sigma_c \cong \sigma_g \neq 0$ .

На рис. 2 приведены зависимости  $\sigma R_H(T) = \mu^*$  для образца №1 (кривая 1) и образца №2 (кривая 2). Видно, что для образца №1  $\mu^* = \text{const} = \mu_c$  (где  $\mu_c$  – подвижность, соответствующая рассеянию на НЦ), поэтому  $\sigma = \sigma_c \sim 1/\alpha_{\text{эфф}} N_k \sim T^{2,3}$ <sup>1</sup> (кривая 1'). Для образца №2  $\mu^*$  меняется с  $T$ , что свидетельствует о наличии двух механизмов проводимости с разной подвижностью и разными зависимостями от  $T$ . Предполагая, что  $\mu_g/\mu_c \ll 1$ ; в малых магнитных полях  $H((\mu_g H/c)^2 \ll 1)$  можно пренебречь вкладом носителей  $D^-$ -зоны в холловское

<sup>1)</sup> Сотрудник ИРЭ АН СССР.

поле. Тогда, в рамках двузонной модели проводимости имеем:

$$R_H = \frac{\sigma_c \mu_c}{(\sigma_c + \sigma_g)^2 + \sigma_g^2 \mu_c^2 H^2 / c^2}; \quad \sigma = \sigma_c + \sigma_g \quad (3)$$

В результате обработки данных по (3) получены значения  $\sigma_c$  (кривая 2') и  $\sigma_g$  (кривая 3). Видно, что  $\sigma_g \sim T^2$ , а зависимость  $\sigma_c(T)$  при  $5 \text{ К} < T < 10 \text{ К}$  близка к экспоненциальной  $\sigma_c \sim \tau_c \sim N_c \exp(-\epsilon_x/kT)$  (рис. 3, кривая 2), где  $\epsilon_x \cong 36 \text{ К}$ , т.е.  $\tau_c$  соответствует формуле (2) при  $W_T \gg W_{II}$  ( $W_{II} = W_T$  при  $T = T_k \cong 5 \text{ К}$ ). Изменение отношения  $\sigma_g/\sigma_c$  с  $T$  приведено на рис. 3 штриховой линией. При  $T = 4, 2 \text{ К}$   $\sigma_g/\sigma_c \cong 3$ . Таким образом, для образца № 2 при  $T = 4, 2 \text{ К}$  ФП осуществляется в основном по  $D^-$ -зоне и релаксация нестационарной ФП должна соответствовать релаксации  $\sigma_g$ .

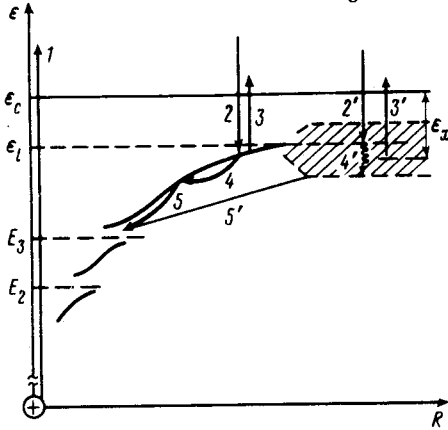


Рис. 1. Схема электронных переходов при непрямом захвате

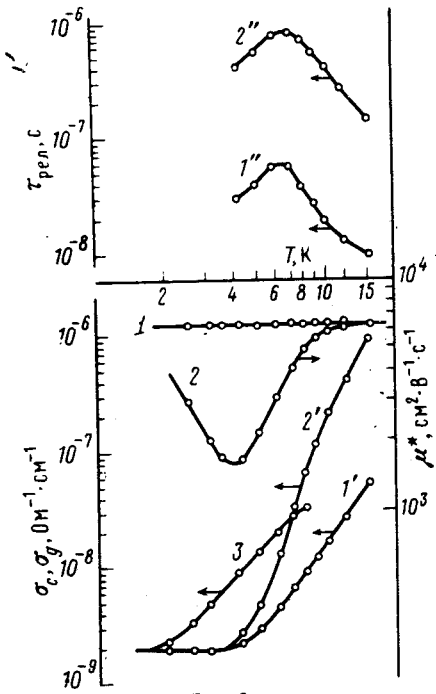


Рис. 2

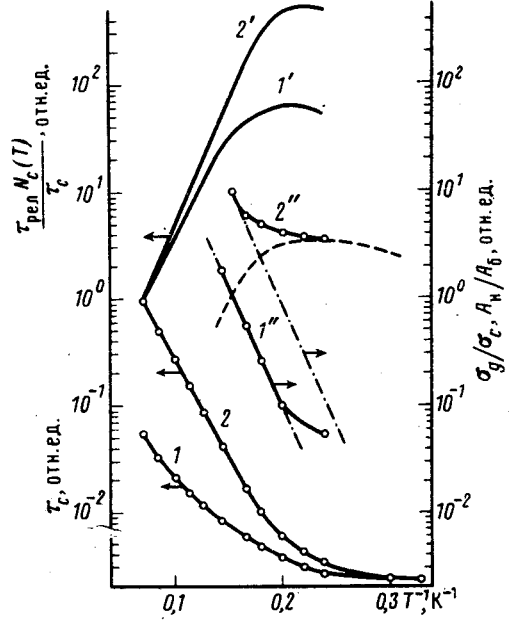


Рис. 3

Рис. 2. Температурные зависимости  $\mu^*$ ,  $\sigma_c$ ,  $\tau_{\text{рел}}$  для образцов № 1 (1, 1', 1'') соответственно и № 2 (2, 2', 2'') и  $\sigma_g(T)$  для образца № 2 (кривая 3)

Рис. 3. Температурные зависимости  $\tau_c$ ,  $(\tau_{\text{рел}} N_e)/\tau_c$ ,  $A_M/A_B$  для образцов № 1 (1, 1', 1'') соответственно и № 2 (2, 2', 2'') штриховая линия – зависимость  $\sigma_g/\sigma_c$ ; штрих-пунктир – расчетная зависимость  $A_M/A_B = W_T/W_{II}$  для образца № 2

Обсудим процессы релаксации ФП в рассматриваемых образцах. Для времени релаксации  $\sigma_c$  из уравнений кинетики приближенно<sup>2)</sup> получается

$$\tau_{\text{рел}}(\sigma_c) \cong \tau_c \left( 1 + \frac{\alpha^0 N}{W_T + W_{\Pi}} \right). \quad (4)$$

При  $W_T \gg W_{\Pi}$  НЦ играют роль обычных уровней прилипания<sup>4</sup>, спад  $\sigma_c$  описывается одной постоянной времени; при этом зависимость  $\lg(\tau_{\text{рел}} N_c / \tau_c)$  в функции  $1/T$  имеет линейный характер (рис. 3, кривые 1', 2'). Из наклона кривой 2' можно определить  $\epsilon_x$ . Величина  $\epsilon_x \cong 38$  К, т.е. близка к значению  $\epsilon_x$ , определенному из зависимости  $\tau_c(T)$  для образца №2.

При  $W_T < W_{\Pi}$  для непрямого захвата  $\tau_c = 1/\alpha^0 N$  и  $\tau_{\text{рел}}(\sigma_c) = W_{\Pi}^{-1}$  т.е. время релаксации  $\sigma_c$  определяется временем остывания электронов в полосе  $D^-$ -состояний. Кроме того, на кривой спада импульса ФП должны наблюдаться два характерных участка — участок быстрого (с амплитудой  $A_B$  и  $\tau = \tau_c$ ) и медленного (с амплитудой  $A_M$  и  $\tau \cong W_{\Pi}^{-1}$ ) падения  $\sigma_c$ , причем отношение амплитуд  $A_M/A_B$  должно экспоненциально падать с понижением  $T$ . Это падение обусловлено тем, что отношение интенсивностей генерации с  $D^-$ -центров и НЦ уменьшается с понижением  $T$ : при  $W_T < W_{\Pi}$  число носителей в  $D^-$ -состояниях ( $n_g$ ) определяется величиной  $W_{\Pi}$ :  $n_g = W_{\Phi} N / W_{\Pi}$ , так что  $A_M/A_B \cong n_g W_T / W_{\Phi} N \cong W_T / W_{\Pi}$ . Именно такая зависимость  $A_M/A_B(T)$  наблюдается для образца №1 (рис. 3, кривая 1'').

Релаксация  $\sigma_g$  определяется временем прибывания электронов  $D^-$  зоны в проводящем состоянии —  $\tau_g$ . Времена  $\tau_g$  и  $W_{\Pi}^{-1}$  не тождественны, но они близки по смыслу и, по-видимому, по величине. Поэтому и в образце №2 в области, где преобладает  $\sigma_g$ , должна наблюдаться ФП с постоянной спада, близкой к  $W_{\Pi}^{-1}$  (рис. 2).

Таким образом, измерения только постоянных спада ФП не позволяют различить  $\sigma_g$  и  $\sigma_c$ . Для идентификации механизма ФП важна зависимость  $A_M/A_B(T)$ . На рис. 3 дана расчетная кривая  $A_M/A_B$  для образца №2, полученная в пренебрежении  $\sigma_g$  (штрих-пунктир). Там же приведена экспериментальная зависимость  $A_M/A_B(T)$  (кривая 2''). Она кардинально отличается от расчетной, причем измеренные значения отношений  $A_M/A_B$  и  $\sigma_g/\sigma_c$  при  $T = 4,2$  К близки. Этот факт является, на наш взгляд, независимым подтверждением того, что в образце №2 при  $T < 5$  К наблюдается ФП по  $D^-$ -зоне. Измеряемое в этом случае  $\tau_{\text{рел}}$  соответствует  $\tau_g$  ( $\tau_g \cong 4 \cdot 10^{-7}$  с). Отсюда, зная величины  $\sigma_g$  и  $N_k$ , и считая, что  $\tau_g = 1/\alpha_g N_k$ , определяем значения  $\mu_g$  и  $\alpha_g$ :  $\mu_g \cong 1 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $\alpha_g \cong 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Авторы выражают признательность Е.М.Гершензону, Ю.А.Гурвичу и А.Г.Ждану за постоянное внимание к работе.

#### Литература

1. Ворожцова Л.А., Гершензон Е.М., Гурвич Ю.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 480.
2. Ждан А.Г., Засавицкий И.И., Лифшиц Т.М. и др. ПТЭ, 1985, № 6, 177.
3. Банная В.Ф., Гершензон Е.М., Мельников А.П. и др. ЖЭТФ, 1983, 85, 746.
4. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963, гл. 6.

Государственный педагогический институт  
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию  
10 июля 1987 г.

<sup>2)</sup> Подробно этот вопрос будет рассмотрен отдельно.