

## САМОКОМПЕНСАЦИЯ ЦЕНТРОВ ЖЕЛЕЗА В КРЕМНИИ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ

Н. Т. Баграев, А. А. Лебедев, В. А. Машков, И. С. Половцев

Обнаружены и исследованы взаимосвязанные эффекты гашения и регенерации фотопроводимости, persistent проводимости, ОПЯ и ЭПР центров  $Fe^0$  в кремнии *n*-типа, легированном железом, которые обусловлены долговременными процессами туннелирования донорного центра железа между позициями *off*-центра и узлом решетки при перезарядке. Результаты исследования объясняются в рамках модели глубокого центра с локальной отрицательной корреляционной энергией. Определена роль эффекта Штарка в динамике туннелирования глубоких центров, которая управляет процессами рекомбинации в полупроводниках.

Центры с глубокими уровнями в полупроводниках характеризуются взаимосвязанностью низкосимметричных искажений решетки с зарядовыми и спиновыми корреляциями [1-4]. При этом, как показал Андерсон [1], за счет эффективной компенсации электрон-электронного взаимодействия ян-теллеровским возмущением в системе дефекта возникает отрицательная корреляционная энергия  $U$  ( $U < 0$ ). В модели Андерсона константа электрон-колебательного взаимодействия (ЭКВ) монотонно зависит от числа электронов, захваченных на центр, что характерно для эластичных систем в условиях динамического эффекта Яна—Теллера, в которых степень возмущения волновой функции сильно зависит от того, захватит ли узел один или два электрона, а также отсутствует ли туннелирование в решетке при перезарядке центров [1, 2].

На основе результатов исследований амфотерных дефектов, двойных доноров и акцепторов с глубокими уровнями в полупроводниках была предложена обобщенная модель центра с отрицательной корреляционной энергией [4-9] в условиях немонотонной зависимости константы ЭКВ от числа электронов на центре. При этом необходимо учитывать, что [4, 5]: 1) глубокий дефект является сложной электрон-колебательной системой, характеризующейся взаимосвязанностью ЭКВ с зарядовыми и спиновыми корреляциями; 2) в силу особенностей многоэлектронных волновых функций каждому зарядовому и спиновому состоянию дефекта соответствует свое положение равновесия в решетке и своя (отличающаяся по величине и знаку) локальная эффективная корреляционная энергия  $U$ , вследствие чего центр туннелирует между различными положениями равновесия в решетке при изменении зарядового или спинового состояний. В рамках предложенной в [4, 5, 7] концепции локальной отрицательной корреляционной энергии туннелирование центра компенсирует кулоновское отталкивание электронов в отсутствие сильных искажений в системе решетки.<sup>1</sup> Причем в процессе туннелирования центра между узельными и междоузельными позициями в решетке могут изменяться как величина, так и знак корреляционной энергии  $U$  [5, 7, 8]. Данные положения являются исходными при анализе эффектов метастабильности [4-9], самокомпенсации [8], спин-зависимых реакций дефектов в полупроводни-

<sup>1</sup> Следует отметить, что в частном случае эквидистантных (координационных) поларонных сдвигов обобщенная модель [4-9] сводится к модели Андерсона [1].

как [4, 9], включая процессы однократной и двукратной перезарядки, и позволяют построить модели дефектов с глубокими уровнями в полупроводниках, большинство из которых представляет собой *off*-центры, туннелирующие между узельной и междуузельной позицией при перезарядке. Поэтому для построения модели глубокого центра необходимо исследовать кинетику долговременных рекомбинационных процессов с помощью различных электрофизических и спинзависимых методов, таких как фотопроводимость, ЭПР и оптическая поляризация ядерных моментов (ОПЯ). В данной работе это продемонстрировано на примере изучения кремния, легированного железом.

### 1. Модель центра $Fe^0$ в кремнии

На основе метода проекционных операторов сформулируем общую модель для туннельной системы центров «узел—междуузлие», соответствующей глубокому центру в полупроводниках (рис. 1). Полный электрический заряд  $q$  на дефекте связан с числами заполнения  $n_\sigma$  дефекта электронами со спиновой проекцией  $\sigma = \uparrow, \downarrow$  соотношением  $q = e(1 - n)$ ,  $n = n_\uparrow + n_\downarrow$ . В этом случае двухэлектронное состояние  $D_s^-$  ( $n=2$ ) с  $U < 0$  стабильно в узле решетки ( $Q=0$ ), а одноэлектронное  $(D_i V)^0 \times (n=1)$  и (положительно заряженное)  $(D_i V)^+(n=0)$  с  $U > 0$  существуют только в нецентральной междуузельной позиции (позиция *off*-центра);  $V$  — вакансия в решетке полупроводника; соответственно  $Q=Q_1$  и  $Q_0$  (рис. 1). Общая форма гамильтониана связанной электрон-колебательной системы, описывающей глубокий центр (рис. 1) во внешнем электрическом поле  $\mathcal{E}$  ( $\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1$ ) в отсутствие частотного эффекта, имеет вид

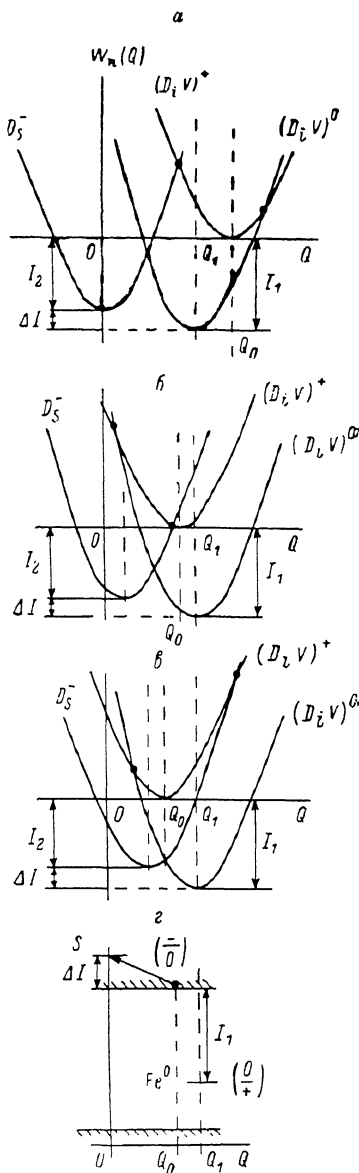


Рис. 1. Схемы адиабатических потенциалов различных зарядовых состояний центра железа в кремнии при  $\mathcal{E}=0$  (а),  $\mathcal{E}=\mathcal{E}_1 \neq 0$  (б),  $\mathcal{E}=\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1$  (в) и эквивалентная одноэлектронная зонная схема (г).

$$H = \frac{P^2}{2M} + \frac{\kappa}{2} Q^2 + E_0(n_\uparrow + n_\downarrow) + Vn_\uparrow n_\downarrow - FQ, \quad (1)$$

$$F = (F_0 + \delta F) \beta_0 + F_1 \beta_1 + (F_2 - \delta F) \beta_2, \quad (2)$$

$$\beta_n^2 = \beta_n, \quad (n=0, 1, 2), \quad \beta_0 = (1 - n_\uparrow)(1 - n_\downarrow), \quad \beta_1 = n_\uparrow + n_\downarrow - 2n_\uparrow n_\downarrow, \quad (3)$$

$$\beta_2 = n_\uparrow n_\downarrow, \quad \delta F = e\mathcal{E} \cos \theta,$$

где  $P$ ,  $Q$  — канонический импульс и координата центра;  $M$ ,  $\kappa$  — его масса и силовая постоянная локальной колебательной моды дефекта;  $E_0$ ,  $U_0$  — затравочная одноэлектронная энергия и синглетное межэлектронное взаимодействие на центре;  $F_n$ ,  $\beta_n$  — константы ЭКВ и проекционные операторы для зарядовых состояний дефекта с полным числом элект-

тронов  $n=0, 1, 2$ ;  $F_n$  немонотонно зависит от  $n$ ; величина  $\delta F$  описывает возмущение зарядовых состояний дефекта при помещении его во внешнее электрическое поле  $\mathcal{E}$ ;  $\theta$  — угол между направлением поля  $\mathcal{E}$  и координатой  $Q$ . Согласно (1), механизм связывания электрона на глубоком центре определяется некулоновским короткодействующим потенциалом. Гамильтониан взаимодействия глубокого центра с внешним электрическим полем (рис. 1) благодаря электрон-колебательной природе рассматриваемых эффектов автоматически приводит к учету линейного и квадратичного эффектов Штарка [8]. Как показано ниже, это существенно определяет полевую зависимость скорости рекомбинации неравновесных носителей.

Особенность электрон-колебательных (вибронных) гамильтонианов (1)–(3) заключается в возможности эквивалентных способов описания: фиксированная схема адиабатических термов (фиксированы все разности энергий и смещения; рис. 1) может быть описана бесчисленным набором таких гамильтонианов при смещении начала отсчета координаты  $Q$  [4, 9]. Так как при таком смещении автоматически изменяются абсолютные и относительные координаты и энергетические поляронные сдвиги, то должны меняться и затравочные константы гамильтониана  $E_0$ ,  $U_0$  и  $F_n$ . На рис. 1, а положение равновесия центра  $D_s^-$  выбрано за начало отсчета  $Q=0$  (центр в узле решетки), что соответствует двукратно заряженному состоянию центра железа в кремнии  $Fe_s^-$ . При этом

$$F_2=0, \quad F_1 > F_0 > 0, \quad E_0 > 0, \quad U_0 < 0. \quad (4)$$

После диагонализации гамильтониана (1)–(3) по зарядовым состояниям дефекта получаем [5–7] выражения для адиабатических термов электрон-колебательной системы (рис. 1)

$$W_n(Q) = \left\{ \begin{array}{l} \frac{x}{2} (Q - Q_0 - \delta Q)^2, \quad n=0; \quad -I_1(\mathcal{E}) + \frac{x}{2} (Q - Q_1)^2, \quad n=1; \\ -I_2(\mathcal{E}) + \frac{x}{2} (Q + \delta Q)^2, \quad n=2 \end{array} \right\}, \quad (5)$$

$Q_0 = F_0/x$ ,  $Q_1 = F_1/x$ ,  $\delta Q = \delta F/x$ ; на рис. 1, б, в

$$Q'_0 = Q_0 - \delta Q, \quad (6)$$

где потенциалы одно- и двухэлектронной ионизации дефекта зависят от внешнего электрического поля

$$I_1(\mathcal{E}) = I_1 - \frac{1}{x} F_0 \delta F, \quad I_2(\mathcal{E}) = I_2 - \frac{1}{x} F_0 \delta F, \\ I_1 = -\left( E_0 + \frac{F_0^2 - F_1^2}{2x} \right), \quad I_2 = -\left( 2E_0 + U_0 + \frac{F_0^2}{2x} \right). \quad (7)$$

При равновесном положении центра в решетке уровень состояния  $(D_s V)^+$  (рис. 1) совпадает с дном зоны проводимости. Это условие фиксирует выбор начала отсчета энергии электрон-колебательной (вибронной) системы глубокого центра с зависящей от электрического поля локальной отрицательной корреляционной энергией. Общая эффективная корреляционная энергия на дефекте определяется соотношением

$$U(\mathcal{E}) = 2I_1(\mathcal{E}) - I_2(\mathcal{E}) = U - \frac{1}{x} [E_0 \delta F + (\delta F)^2], \quad (8)$$

$$U = 2I_1 - I_2 = U_0 + \frac{2F_1^2 - F_0^2}{2x},$$

где величина  $U$  соответствует случаю  $\mathcal{E}=0$ . Значения локальной эффективной корреляционной энергии в «узле» и в «междоузлии» (позиция *off*-центра) выражаются через поляронный сдвиг  $W_1$  при  $\mathcal{E}=0$

$$\left. \begin{array}{l} Q=0: \quad U_s = U - 2W_1 < 0 \\ Q=Q_1: \quad U_s = U + W_1 > 0 \end{array} \right\} W_1 = \frac{F_1^2}{2x}, \quad (9)$$

что согласуется с вышеприведенными соотношениями (рис. 1); если учесть связь между локальными одно- и двухэлектронными энергиями, то

$$\begin{aligned} U &= E_2 - 2E_1, \\ Q=0: E_1 &= -I_1 + W_1, E_2 = -I_2, \\ Q=Q_1: E_1 &= -I_1, E_2 = -I_2 + W_1. \end{aligned} \quad (10)$$

На одноэлектронной зонной схеме зарядовые состояния дефекта могут быть учтены путем введения уровней фонового и коррелированного электронов (рис. 1, з) [4, 6]. Последний вследствие  $I_2 < I_1$  находится в зоне проводимости ( $I_2 = I_1 + \Delta I$ ).<sup>2</sup> В этом случае электрон со дна зоны проводимости, поглощая фотон и/или фонон, может перейти в метастабильное локальное состояние коррелированного электрона с образованием  $D_s^-$ -центра (рис. 1, а)



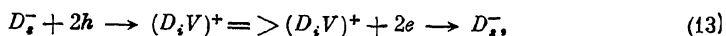
что приводит к отрицательной persistent проводимости. При  $h\nu > I_2$ , кроме реакции (11), становится возможной двухэлектронная фотоионизация (рис. 1, а) глубокого центра



что приводит к распаду центров  $D_s^-$ .

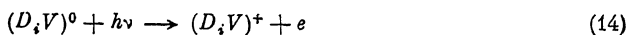
Таким образом, отрицательная persistent проводимость должна наблюдаться только в узком интервале энергий  $\Delta I \leq h\nu < I_2$ .

Центры  $D_s^-$ , формирующиеся в результате откачки электронов из зоны проводимости (реакция (11)), при соответствующих условиях (рис. 1, б) являются эффективными центрами парной рекомбинации электронов и дырок [8]



вследствие чего может происходить уменьшение межзонной фотопроводимости после предварительной накачки при  $\Delta I \leq h\nu < I_2$ .

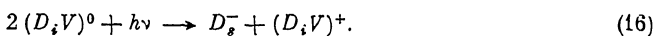
Образование  $D_s^-$ -центров может происходить при облучении светом с энергией  $h\nu \geq I_1$ . В этих условиях становится возможным прямой оптический переход



с образованием горячего электрона в зоне проводимости, который, релаксируя, индуцирует двухэлектронный захват с образованием  $D_s^-$ -центров



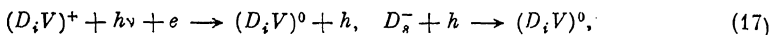
что должно проявляться в виде характерного провала на спектральной характеристике фотопроводимости при  $h\nu \approx I_1$  и сопровождаться тушением межзонной фотопроводимости (см. (13)). Т. е. при  $h\nu \geq I_1$  в результате последовательных реакций (14), (15) наблюдается трансформация центров  $(D_s V)^0$  в  $D_s^-$ - и  $(D_s V)^+$ -центры



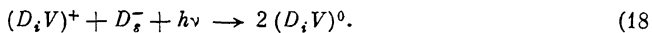
Разрушение метастабильных центров  $D_s^-$  и соответственно регенерация межзонной фотопроводимости и persistent проводимости стимулируются как последующим термическим отжигом, так и последующей оптической накачкой за счет реакции (12) ( $I_2 \leq h\nu < I_1$ ). Кроме того, после образования  $D_s^-$ -центров при  $h\nu > I_1$  регенерация межзонной фотопроводимости

<sup>2</sup> Случай  $I_2 < I_1$  (рис. 1) характерен для донорных центров железа и золота в кремнии [5, 6], в то время как соотношение  $I_2 > I_1$  соответствует халькогенам в кремнии, центру EL2 в GaAs [8]. Кроме того, при  $I_2 > 2I_1$  ( $\Delta I > I_1$ ) может происходить переход от понятия локальной отрицательной корреляционной энергии к общей отрицательной корреляционной энергии для всей системы дефекта, т. е. от обобщенной модели глубокого дефекта [4-9] к различным модификациям модели Андерсона [1, 2, 10, 11].

и persistent проводимости возможна также за счет переходов валентная зона—уровень фонового электрона (рис. 1, з):  $(E_g - I_1) \leq h\nu < I_1$



что эквивалентно



Таким образом, в концепции локальной отрицательной корреляционной энергии метастабильность глубоких центров определяется вероятностями переходов из узла в междоузлие при перезарядке, которые зависят от жесткости центра (от крутизны адиабатических потенциалов) и степени компенсации кулоновского отталкивания ЭКВ. В отличие от эластичных

центров, которые ответственны за сверхбыстрые процессы рекомбинации за счет динамического эффекта Яна—Теллера, жесткие центры могут участвовать в практически неограниченных по времени реакциях дефектов в полупроводниках. Нетрудно видеть (рис. 1, а—е), что жесткость центров,

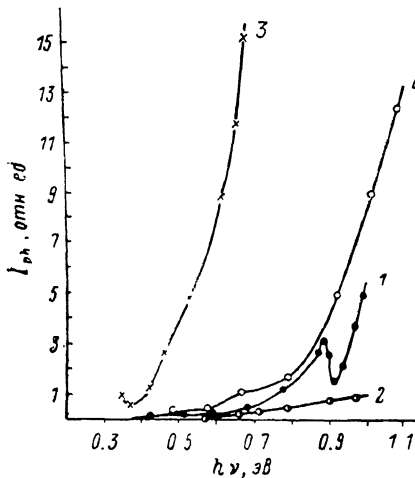


Рис. 2. Спектры фотопроводимости в кремнии, содержащем центры  $Fe^0$ , в зависимости от времени предварительной оптической накачки ( $T=77$  К).

1 — исходный спектр при  $t=0$ ; 2 — гашение фотопроводимости после накачки при  $h\nu=0.4$  эВ,  $t=20$  мин; 3 — последующая регенерация спектра фотопроводимости после накачки при  $h\nu=0.55$  эВ,  $t=2$  мин; 4 —  $t=10$  мин. Скорость регистрации 0.008 эВ/с, напряжение на образце  $U=40$  В.

определяющая вероятности процессов, ответственных за возникновение отрицательной persistent проводимости и гашение межзонной фотопроводимости, зависит от соотношения величин  $Q_0$ ,  $Q_1$  и  $\delta Q$ . Т. е. рекомбинационные свойства глубоких центров могут значительно изменяться в условиях Штарк-эффекта, индуцированного внешним электрическим полем. Например, для центров железа в кремнии при увеличении электрического поля следует ожидать возрастания вероятности двухэлектронного захвата, стимулирующего гашение межзонной фотопроводимости (переход от рис. 1, а к рис. 1, б). Однако при дальнейшем росте  $\mathcal{E}$  может реализоваться обратная ситуация (переход от рис. 1, б к рис. 1, в), что приведет к исчезновению гашения межзонной фотопроводимости. Все вышеописанные эффекты были обнаружены при изучении кремния *n*-типа, легированного железом.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В работе использовались образцы кремния *n*-типа с исходным удельным сопротивлением 200 Ом·см. Легирование железом производилось путем высокотемпературной диффузии (1200 °С) с последующей закалкой в масле. Регистрировалось спектральное распределение фотопроводимости при  $T=77$  К и исследовалось ее поведение при различных длинах волн и временах предварительной монохроматической накачки. После каждого прохода спектра производилось термическое восстановление образца путем нагрева до комнатной температуры. С помощью спектральных зависимостей (рис. 2, 3) был обнаружен глубокий уровень в запрещенной зоне  $-E_v+0.4$  эВ, который соответствует фоновому электрону донорного центра  $Fe^0$  ( $Fe^0 \leftrightarrow Fe^+$ -переходы) [12, 13]. Кроме того, была обнаружена

незначительная концентрация донорно-акцепторных пар  $P^{+}+Fe^{-}$  (пропорциональная концентрации фосфора) с характерным пиком в спектре фотопроводимости при  $h\nu=0.55$  эВ [12].

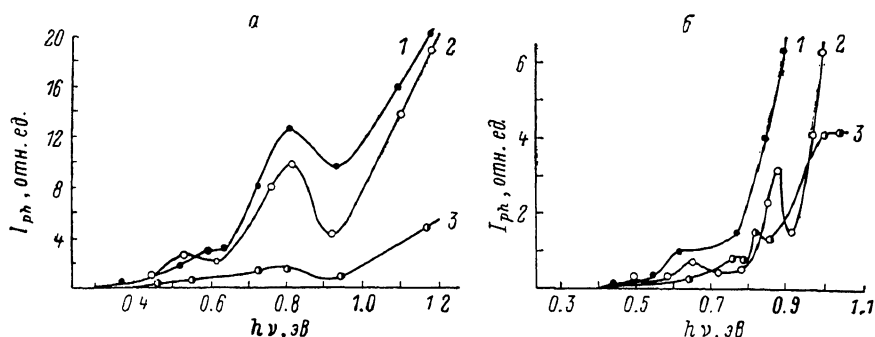


Рис. 3. Спектральная зависимость гашения фотопроводимости в кремнии, содержащем центры  $Fe^0$ , после предварительной оптической накачки при  $h\nu=0.85$  эВ,  $t=0$  (1), 2 (2), 10 мин (3), скорости регистрации 0.008 эВ/с,  $U=45$  В (а). Спектральные зависимости фотопроводимости в кремнии, содержащем центры  $Fe^0$ , при скоростях регистрации 0.015 (1), 0.008 (2), 0.0005 эВ/с (3),  $U=40$  В (б).

В условиях предварительной накачки образца светом с энергией  $0.24$  эВ  $\leq h\nu < 0.47$  эВ и  $h\nu > 0.79$  эВ наблюдалось уменьшение фототока во всем спектре (рис. 2, 3). На рис. 4, а представлены эксперимен-

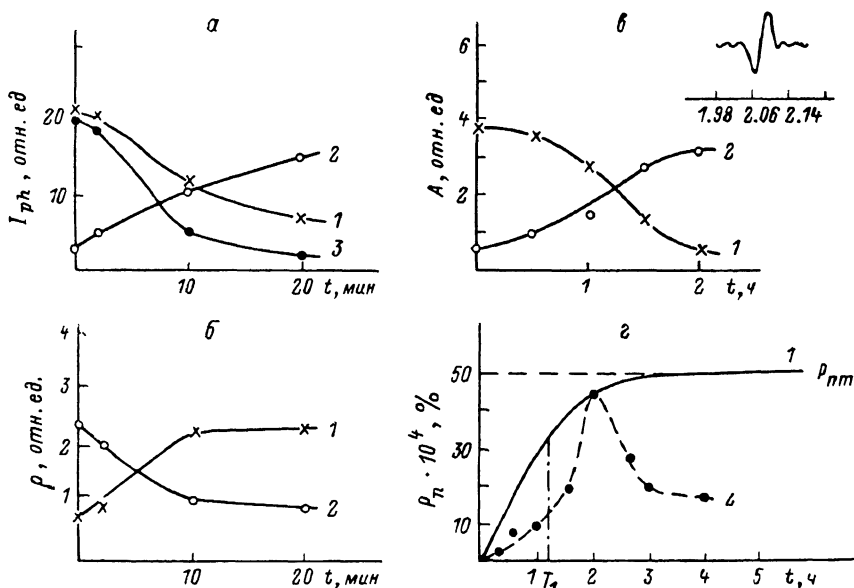


Рис. 4. Зависимости межзонной фотопроводимости (а), persistent проводимости (б), сигнале ЭПР (в) в кремнии, легированном железом, от времени предварительной оптической накачки при  $h\nu=0.3$  (1), 0.6 (2), 0.83 эВ (3). Зависимость степени ОПЯ от времени оптической накачки (г).

тальные зависимости межзонной фотопроводимости от времени предварительной накачки.

Видно (рис. 2, 3), что на спектрах фотопроводимости при  $0.79$  эВ  $< h\nu < E_g$  имеется характерный провал, увеличение которого обусловлено эффектами гашения в условиях двухэлектронного захвата  $2(Fe,V)^0 \rightarrow Fe^{+} + (Fe,V)^{+}$  (реакция (16)). Предварительная оптическая накачка при  $0.79$  эВ  $< h\nu < E_g$  стимулировала гашение межзонной фотопроводимости в соответствии с реакцией (13) (рис. 4, а, кривая 2).

При облучении образца светом с энергией  $0.24 \text{ эВ} \leq h\nu < 0.47 \text{ эВ}$  была также зарегистрирована отрицательная persistent проводимость (рис. 4, б, кривая 1), поскольку в этих условиях становится возможной реакция (11)  $(\text{Fe}_i\text{V})^0 + h\nu + e \rightarrow \text{Fe}_i^-$  (рис. 1). Причем индуцированные в ходе реакции (11)  $\text{Fe}_i^-$ -центры являются ответственными за тушение межзонной фотопроводимости после предварительной накачки светом с энергией  $0.24 \text{ эВ} \leq h\nu < 0.47 \text{ эВ}$  (см. (13); рис. 4, а, кривая 1).

Единую природу отрицательной persistent проводимости и гашения межзонной фотопроводимости, которые описываются в модели глубокого центра с отрицательной корреляционной энергией (рис. 1), подтверждает хорошее согласие их спектральных зависимостей (рис. 5, а).

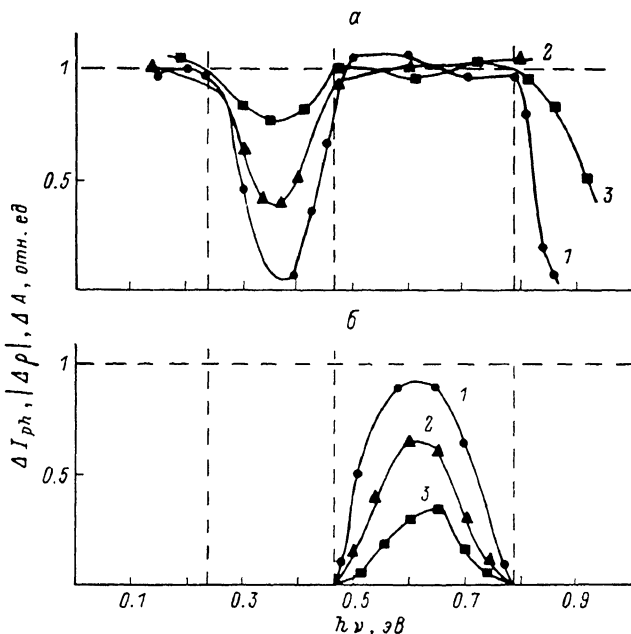


Рис. 5. Спектральная зависимость влияния предварительной накачки ( $T=77 \text{ K}$ ) на относительное изменение сигнала межзонной фотопроводимости (1); persistent проводимости (2); сигнала ЭПР центров  $\text{Fe}_0$  в кремнии, легированном железом (3).

а — гашение после предварительной накачки,  $t=20 \text{ мин}$ ; б — последующая оптическая регенерация,  $t=20 \text{ мин}$ .

Регенерация спектров фотопроводимости (рис. 2 и рис. 4, а, кривые 3, 4) и уменьшение величины отрицательной persistent проводимости (рис. 4, б, кривая 2) наблюдались после последующей накачки светом с энергией  $0.47 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 0.79 \text{ эВ}$  (рис. 5, б). Это происходило за счет вышеописанных реакций (12) и (18). Резкое увеличение фотопроводимости при малых временах регенерации, по-видимому, связано с частичной ионизацией донорно-акцепторных пар  $\text{P}^+ + \text{Fe}_i^-$ , а также с процессами двухэлектронной фотоионизации центров  $\text{Fe}_i^-$  (реакция (12)), формирующихся в ходе предварительной оптической накачки при  $0.24 \text{ эВ} \leq h\nu < 0.47 \text{ эВ}$  и  $0.79 \text{ эВ} < h\nu < E_g$ . При больших временах регенерации наступает баланс между реакциями (12) и (18), что приводит к некоторому снижению величины фотопроводимости во всем спектре (рис. 2, кривая 4).

Следует отметить, что процессы тушения и регенерации межзонной фотопроводимости необходимо принимать во внимание при анализе спектров фотопроводимости, зарегистрированных при различных скоростях прохода (рис. 3, а).

Данные рис. 6 свидетельствуют о значительной роли Штарк-эффекта [8, 14] в процессах рекомбинации в кремнии, содержащем глубокие донорные центры железа. Увеличение внешнего электрического поля оказывает влияние на перераспределение вклада в рекомбинацию про-

цессов одно- и двухэлектронного захвата в соответствии (1)–(7) (см. переход от рис. 1, а к рис. 1, е), что проявляется в виде характерного минимума на кривой  $I_{ph}(U)$  (рис. 6), где вероятность двухэлектронного захвата максимальна (рис. 1, б).

Кроме того, в пользу предложенной модели глубокого дефекта свидетельствует отсутствие метастабильности центра  $Fe^0$  в кремнии  $p$ -типа, поскольку в этом случае не наблюдалось гашения фотопроводимости из-за доминирующей роли процессов регенерации (18).

Важным экспериментальным тестом при анализе модели глубокого центра с локальной отрицательной корреляционной энергией (рис. 1) является исследование кинетики вышеуказанных реакций с помощью методик ОПЯ и ЭПР. Уменьшение сигнала ЭПР центра  $Fe^0$  ( $T=77$  К) [15] наблюдалось при накачке светом с энергией  $0.24 \text{ эВ} \leq h\nu < 0.47 \text{ эВ}$  и  $0.79 \text{ эВ} < h\nu < E_g$  (рис. 4, в и рис. 5, а). В условиях последующей накачки при  $0.47 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 0.79 \text{ эВ}$  происходила регенерация спектра ЭПР  $Fe^0$ -центра (рис. 4, в и рис. 5, б), что хорошо согласуется с данными экспериментов по изучению

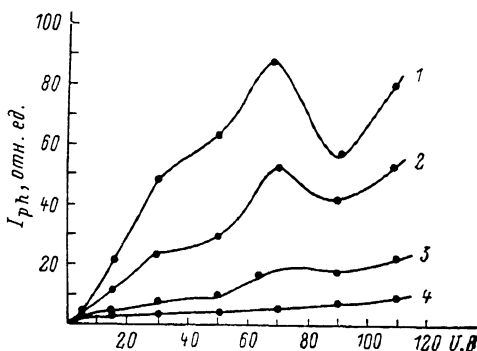


Рис. 6. Зависимость величины фотопроводимости ( $T=77$  К) от напряжения, приложенного к образцу, в условиях Штарк-эффекта на глубоком центре железа в кремнии.

1 — межзонная фотопроводимость,  $h\nu = 1.19$  эВ; 2 — 1.05; 3 — 0.8; 4 — 0.65.

фотопроводимости и persistent проводимости и подтверждает предложенный механизм их тушения и регенерации.

В процессе исследований ОПЯ образцы кремния  $n$ -типа, легированные железом, облучались при  $T=77$  К циркулярно-поляризованным светом лампы накаливания мощностью 1 кВт в продольном магнитном поле 1 Э. Возникающая в процессе оптической накачки намагниченность ядер  $^{29}Si$  регистрировалась с помощью ЯМР радиоспектрометра со скрещенными катушками [16, 17]. В кремнии, содержащем глубокие парамагнитные донорные центры (например,  $Fe^0=(Fe_iV)^0$ ), ОПЯ возникает за счет следующего механизма [16]: сначала на нейтральный междоузельный центр железа  $(Fe_iV)^0$  захватывается дырка, индуцированная в валентной зоне при межзонной поляризованной накачке



далее на центр  $(Fe_iV)^+$  из зоны проводимости захватывается оптически поляризованный электрон



В результате этих процессов образуется поляризованный центр  $Fe^{0*} = (Fe_iV)$ , индуцирующий поляризацию окружающих ядер  $^{29}Si$  за счет диполь-дипольного сверхтонкого взаимодействия [16]. В условиях сверхтонкого взаимодействия с последующей ядерной спиновой диффузией поведение степени поляризации ядер  $^{29}Si$  со временем оптической накачки должно описываться экспоненциальной зависимостью [16, 17]

$$P_n = P_{nm} [1 - \exp(-t/T_1)], \quad (21)$$

где  $P_{nm}$  — предельная степень ядерной поляризации в объеме кристалла, соответствующая степени ОПЯ на границе сферы сверхтонкого взаимодействия [17];  $T_1$  — время релаксации ядер  $^{29}Si$  с учетом ядерной спиновой диффузии [16, 17]. Неэкспоненциальный характер зависимости  $P_n$  от  $t$  в области малых времен накачки обусловлен неоднородностями в распре-



делении глубоких центров, индуцирующих ОПЯ, в объеме кристалла [18]. Насыщение зависимости (21) (рис. 4, *г*, кривая 1) соответствует распространению ядерной намагниченности на весь объем кристалла [17]. Однако в процессе длительной оптической накачки был обнаружен эффект аномального уменьшения степени ОПЯ (рис. 4, *г*, кривая 2), который обусловлен реакцией (16)  $-2(\text{Fe}_i\text{V})^{0*} + h\nu \rightarrow \text{Fe}_i^- + (\text{Fe}_i\text{V})^+$ , ответственной за уменьшение концентрации поляризованных центров  $\text{Fe}^{0*}$  и генерацию центров  $\text{Fe}_i^-$ . Реакция (16) приводит к значительному снижению времени жизни фотовозбужденных поляризованных электронов в зоне проводимости и тем самым стимулирует уменьшение степени ОПЯ в объеме кристалла. После облучения светом с энергией в интервале  $0.47 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 0.79 \text{ эВ}$  степень ОПЯ была восстановлена, что находится в хорошем согласии с данными ЭПР и фотопроводимости.

Таким образом, обнаружены и исследованы взаимосвязанные эффекты гашения и регенерации фотопроводимости, persistent проводимости, ОПЯ и ЭПР центров  $\text{Fe}^0$  в кремнии *n*-типа, легированном железом, которые обусловлены долговременными процессами туннелирования донорного центра железа между позициями *off*-центра и узлом решетки при перезарядке. Результаты исследований объясняются в рамках модели глубокого центра с локальной отрицательной корреляционной энергией. Определена роль эффекта Штарка на глубоком центре в относительном вкладе одно- и двухэлектронных процессов захвата при рекомбинации в полупроводниках.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Anderson P. W. Phys. Rev. Lett., 1975, vol. 34, N 15, p. 953—955.
- [2] Watkins G. D. Festkörperprobleme, 1984, vol. 24, p. 163—189.
- [3] Драбкин И. А., Мойжес Б. Я. ФТП, 1981, т. 15, № 4, с. 625—648.
- [4] Bagraev N. T., Mashkov V. A. Materials Science Forum, 1986, vol. 10—12, p. 435—443.
- [5] Bagraev N. T., Mashkov V. A. Sol. St. Commun., 1984, vol. 51, N 7, p. 515—520.
- [6] Bagraev N. T., Mashkov V. A., Poloskin D. S. Sol. St. Commun., 1985, vol. 55, N 9, p. 791—793.
- [7] Баграев Н. Т., Машков В. А. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 5, с. 211—214.
- [8] Баграев Н. Т., Колчанова Н. М., Машков В. А. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 5, с. 231—234.
- [9] Баграев Н. Т., Машков В. А. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1986, т. 50, № 2, с. 251—255.
- [10] Baraff G. A., Kane E. O., Schlüter M. Phys. Rev. B, 1980, vol. 21, N 12, p. 5662—5686.
- [11] Baraff G. A., Kane E. O., Schlüter M. Phys. Rev. B, 1980, vol. 21, N 8, p. 3563—3570.
- [12] Collins C. B., Carlson R. O. Phys. Rev., 1957, vol. 108, N 6, p. 1409—1414.
- [13] Graff K., Piper H. J. Electrochem. Soc., 1981, vol. 128, p. 669—674.
- [14] Атабаев И. Г., Баграев Н. Т., Машков В. А. и др. ФТП, 1986, т. 20, № 4, с. 745—747.
- [15] Woodbury H. H., Ludwig G. W. Phys. Rev., 1960, vol. 117, N 1, p. 102—108.
- [16] Баграев Н. Т., Власенко Л. С. ЖЭТФ, 1978, т. 75, № 5 (11), с. 1743—1754.
- [17] Баграев Н. Т., Власенко Л. С. ФТТ, 1979, т. 21, № 1, с. 120—133.
- [18] Bagraev N. T. Physica, 1983, vol. 116B, p. 436—443.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
9 февраля 1988 г.