

УДК 621.315.592
 © 1991

ВЛИЯНИЕ Ge НА СКОРОСТЬ ПРЫЖКОВ ДОНОРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ Si—Ge

*А. А. Бугай, В. М. Максименко, И. Н. Нурутдинова, Б. Д. Шанина,
 В. М. Бабич*

Изучено влияние атомов изовалентной примеси Ge на свойства донорных электронов, принадлежащих кластерам фосфора в приповерхностных, обогащенных фосфором, слоях твердого раствора Si—Ge. Показано, что рассеяние донорных электронов на атомах Ge увеличивает скорость прыжкового движения электрона от кластеров к одиночным донорам τ_{sd}^{\downarrow} и скорость обратного прыжка τ_{sd}^{\uparrow} , так что τ_{sd}^{\downarrow} пропорциональна $\sqrt{N_{Ge}}$, а τ_{sd}^{\uparrow} пропорциональна N_{Ge} , где N_{Ge} — концентрация Ge.

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) фосфора в объеме кристалла твердого раствора Si—Ge с малой концентрацией Ge ($\leq 1\%$) изучался в [1-3]. Показано, что атомы Ge, попадающие в ближайшую окрестность донорного атома, существенно смещают энергетические уровни донора и изменяют симметрию волновых функций [3]. Экспериментальные данные в работах [1, 2] обнаруживают еще одно заметное влияние атомов Ge на свойства фосфора: обменное взаимодействие между донорными атомами усиливается с ростом концентрации Ge. Это проявляется в смещении спектральных линий ЭПР фосфора к центру тяжести спектра [1, 2]. Если в чистом кремнии обменное уширение сверхтонких компонент проявляется в спектре ЭПР фосфора при $N_P \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [4], то в присутствии Ge оно заметно уже при $N_P \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Эта особенность взаимодействия фосфора (P) и Ge не изучалась в [1-3], хотя она представляет интерес с практической точки зрения, открывая возможность изменять примесную проводимость путем варьирования концентрации Ge.

В настоящей работе рассмотрено влияние Ge на свойства донорных электронов в обогащенных фосфором приповерхностных слоях твердого раствора Si—Ge. Влияние атомов Ge на прыжковый обмен между атомами донора может быть изучено по поведению обменной кластерной линии ЭПР фосфора в Si—Ge : P. Эта линия (так называемая линия C [5]) находится посередине между сверхтонкими компонентами ЭПР фосфора, имеет g -фактор, равный g_s -фактору электронов проводимости (ЭП) в кремнии ($g_s = 1.99875$), и принадлежит кластерам донорных атомов, находящихся на таком малом расстоянии друг от друга, что обменный интеграл между донорами сравним по величине со сверхтонкой константой, так что сверхтонкое взаимодействие оказывается усредненным. Для наблюдения заметной интенсивности линии C в Si : P необходимо вводить большую концентрацию P ($N_P \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$) [5]. В [6, 7] показано, что обогащение фосфором приповерхностного слоя Si : P можно достичь путем термического окисления. Это позволяет наблюдать линию C при низкой объемной концентрации фосфора ($10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$).

По методике [6] были приготовлены образцы Si—Ge с приповерхностным слоем, обогащенным кластерами фосфора. На этих образцах изучено влияние атомов Ge на механизм кросс-релаксационной передачи намагниченности от системы кластеров s к системе одиночных доноров d . Варьи-

ауя концентрацию Ge в исходных образцах, мы получили зависимости ширины ΔH_C , амплитуды A_C и сдвига g -фактора Δg_C линии C . Из решения кинетических уравнений для намагниченности связанной системы получена связь ΔH_C , A_C , Δg_C , с величинами скоростей кросс-релаксации τ_{sd}^1 и τ_{ds}^1 . Это позволило найти зависимость τ_{sd}^1 и τ_{ds}^1 от концентрации Ge и подтвердить предположение об ускорении прыжкового движения донорных электронов рассеянием на атомах Ge.

1. Эксперимент

Исследовались образцы n -типа монокристаллического твердого раствора Si—Ge, выращенного методом Чохральского, с широким набором концентраций Ge от 10^{18} до $8 \cdot 10^{20}$ см^{-3} и концентрацией фосфора в объеме $N_P = 5 \cdot 10^{15}$ см^{-3} . Высокая концентрация фосфора, при которой линия

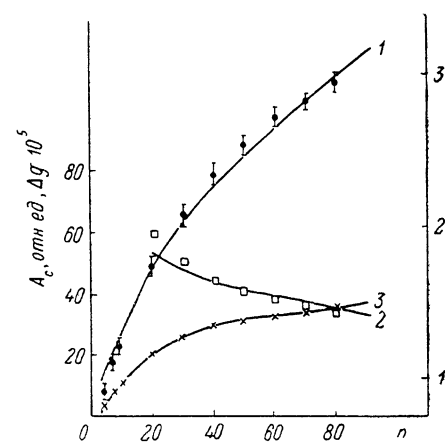


Рис. 1. Зависимость от концентрации Ge ширины линии C ΔH_C (1), амплитуды сигнала в максимуме A_C (2) и сдвига g -фактора Δg_C (3).

Сплошные линии — теория, точки — эксперимент.

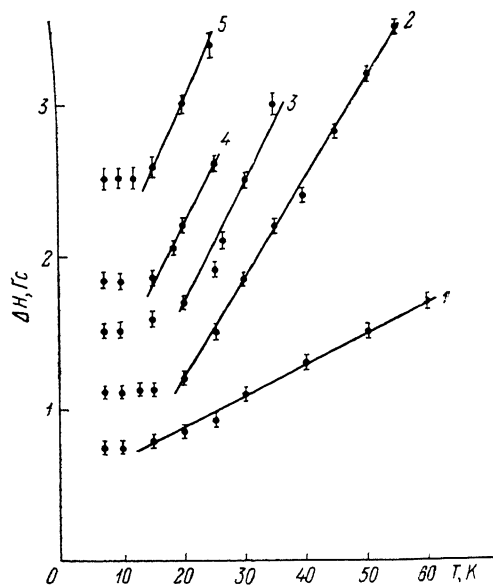


Рис. 2. Температурные зависимости ширины линии C при различных концентрациях Ge.

N_{Ge} , см^{-3} : 10^{19} (1), $7 \cdot 10^{19}$ (2), $1,5 \cdot 10^{20}$ (3), $3 \cdot 10^{20}$ (4), $8 \cdot 10^{20}$ (5).

C отчетливо наблюдается, достигалась путем обогащения фосфором приповерхностного слоя образцов по методике, описанной в [6]. Эта методика позволяет путем длительного отжига образцов в окислительной среде получать в приповерхностном слое кластеры с фиксированной концентрацией фосфора $N_P \approx 3 \cdot 10^{18}$ см^{-3} , при которой ширина линии минимальна [4]. Глубина обогащенного слоя составляла 5 мкм. Измерения проводились на радиоспектрометре 3-см диапазона с высокочастотной модуляцией магнитного поля 100 кГц при температуре 20 К.

Установлено, что при $N_{Ge} \leq 10^{19}$ см^{-3} присутствие атомов Ge не влияет на параметры линии C . При $N_{Ge} > 10^{19}$ см^{-3} обнаружено изменение g -фактора, ширины ΔH_C и амплитуды линии C A_C в максимуме поглощения. Измерения A_C проводились лишь в том диапазоне значений N_{Ge} , где интегральная интенсивность линии C оставалась постоянной, т. е. число парамагнитных кластеров фосфора в приповерхностном слое всех исследуемых образцов одинаково ($N_{Ge} > 10^{20}$ см).

На рис. 1 представлены результаты измерений зависимости от концентрации Ge в объеме образца ширины линии ΔH_C (кривая 1), амплитуды

в максимуме A_r (кривая 2) и сдвига g_c -фактора линии C относительно g_s -фактора ЭП $\Delta g_c = g_c - g_s$ (кривая 3). Экспериментальные зависимости в области больших значений N_{Ge} показывают, что A_c падает как $N_{Ge}^{-1/2}$, ширина ΔH_C растет как $N_{Ge}^{1/2}$, сдвиг g_c -фактора Δg_c сначала растет пропорционально N_{Ge} , а затем стремится к постоянной величине $\delta_0 \approx 3.8 \times 10^{-4}$, близкой к величине разности между g_s и g_d -фактором изолированного фосфора (g_d — центр тяжести спектра ЭПР изолированных атомов фосфора). Эти данные указывают на существование динамической связи между системой кластеров фосфора s и системой изолированных атомов фосфора d . Такое косвенное взаимодействие осуществляется посредством рассеяния донорных электронов на примесных атомах Ge, поскольку в отсутствие Ge такой связи не наблюдается.

Электроны на кластерах фосфора можно рассматривать как ЭП. Основанием для этого служит температурная зависимость ширины линии C в твердом растворе Si—Ge (рис. 2), которая подобна аналогичной зависимости в чистом кремнии [4]. В [8, 9] показано, что при концентрации фосфора в кремнии $N_P > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $\Delta H(T)$ описывается теорией Хасегава [10] для ЭПР ЭП, которые участвуют в обменном взаимодействии с изолированными парамагнитными центрами. Согласно [10], скорость спин-решеточной релаксации ЭП равна

$$T_{\text{eff}}^{-1} = T_{s1}^{-1} \chi_r^{-1}, \quad \chi_r = \chi_d / \chi_s(0),$$

$$T_{s1}^{-1} = \tau^{-1} (\Delta g_s)^2 n_s^{2/3}, \quad \Delta g = 2.0023 - g_s, \quad (1)$$

где τ — время жизни ЭП, определяющее проводимость; n_s — относительная концентрация доноров; $\chi_d = \chi_0 (g_d \beta H_0 / kT)$ и χ_s — парамагнитные восприимчивости изолированных доноров и ЭП соответственно.

Ширина линии C $\Delta H_C = T_{\text{eff}}^{-1}$, следовательно, $\Delta H_C(T) \propto \chi_d^{-1}(T)$, т. е. $\Delta H_C(T) \propto kT$. Из рис. 2 видно, что в области температур $T > 10 \text{ K}$ наблюдается линейная температурная зависимость ΔH_C , что соответствует теории [10]. Угол наклона $\Delta H_C(T)$ увеличивается с ростом N_{Ge} , как и следует ожидать из (1), где Δg_s и τ^{-1} являются величинами, зависящими от N_{Ge} .

2. Кинетика намагниченности связанных s и d систем

Поскольку g_c -фактор линии C принимает значения от g_s при малых значениях N_{Ge} до величины g_d при больших N_{Ge} , естественно предположить, что системы s и d обмениваются намагниченностью в процессе рассеяния на атомах Ge. Скорости рассеяния для ЭП и для электронов изолированных доноров различны, поэтому и скорости передачи спинового возбуждения от системы ЭП к системе d τ_{sd}^{-1} и обратно τ_{ds}^{-1} также различны.

Рассматривая электроны на кластерах как систему ЭП в ограниченном пространстве приповерхностного слоя, воспользуемся кинетическими уравнениями, полученными в [11] для намагниченности ЭП M_s и связанной с ней намагниченности парамагнитных центров M_{dm} , где m нумерует сверхтонкие компоненты спектра ЭПР фосфора. Проводимость в приповерхностном слое в исследуемых образцах низкая, так что глубину скин-слоя можно считать большой, а поле СВЧ, проникающее в образец, однородным в приповерхностном слое. Кроме того, будем учитывать фактор насыщения СВЧ полем, который в [11] не учитывался. Система уравнений в условиях непрерывного насыщения (стационарный случай $\dot{M}_{dm} = 0$, $\dot{M}_s = 0$) имеет вид

$$M_{d1} (1 + s_1 g_1) - r^{-1} \lambda_1 (\tau_1 / \tau_0) M_s = M_d^{(0)} / (1 + T_1 / \tau_1),$$

$$-r \lambda_0 \frac{\tau_0}{\tau_1} M_{d1} + M_s (1 + s_0 g_0) - r \lambda_0 \frac{\tau_0}{\tau_1} M_{s,-1} = M_s^{(0)} \left(1 + \frac{2T_1}{\tau_0} \right),$$

$$-r^{-1}\lambda_1 \frac{\tau_1}{\tau_0} M_s + M_{d,-1}(1 + s_1 g_1) = M_d^{(0)} \left/ \left(1 + \frac{T_1}{\tau_1} \right) \right., \quad (2)$$

$$s_i = \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 \left(1 + \frac{T_1}{\tau_i} \right)^{-1} \left(1 + \frac{T_2}{\tau_i} \right)^{-1}, \quad \lambda_i = \frac{T_1}{\tau_i} \left(1 + \frac{T_1}{\tau_i} \right),$$

$$\tau_i = \begin{cases} \tau_{ds}, & i = 1, \\ \tau_{sd}, & i = 0, \end{cases}$$

где $M_d^{(0)}$, $M_s^{(0)}$ — равновесные значения намагниченности спиновых систем d и s ; $g_i(\omega)$ — фактор формы спинового пакета, возбуждаемого СВЧ полем на частоте ω . Разумно предположить, что для линии C $g_0(\omega)$ имеет лоренцеву форму с шириной $T_{2s\text{eff}}^{-1} = T_{2s}^{-1} + \tau_{sd}^{-1}$. Для сверхтонких компонент спектра изолированного фосфора известно, что $g_{\pm 1}$ в кремнии имеют гауссову форму, однако при наличии слабого прыжкового движения спиновые пакеты на крыльях приобретают форму лоренциана с шириной $T_{2d\text{eff}}^{-1} = T_{2d}^{-1} + \tau_{ds}^{-1}$ [12]. $r = N_d/N_s$ — отношение числа одиночных доноров, участвующих в прыжковом движении, к числу ЭП в кластерах.

Поглощение мощности СВЧ спиновым пакетом ЭП на частоте ω' определяется формулой

$$P(\omega - \omega') = \gamma H_1 M_s(\omega - \omega') \text{Im} g(\omega - \omega') = \gamma H_1 T_{2s\text{eff}} \frac{M_s(\omega - \omega')}{1 + (\omega - \omega')^2 T_{2s\text{eff}}^2}, \quad (3)$$

где $M_s(\omega - \omega')$ является решением системы (2). Из (2) и (3) получаем

$$P(\omega - \omega') = P_0 (1 + T_1 \tau_{sd}^{-1})^{-1} (1 + T_2 \tau_{sd}^{-1})^{-1} \times \\ \times \frac{1 + \lambda_1 r (2 + s_1 f(\omega)) / (2 + 2s_1 f(\omega))}{\{(1 + \Delta^2 T_{2s\text{eff}}^2) [1 - \lambda_0 \lambda_1 (2 + s_1 f) / (2 + 2s_1 f)] + s_0\}}, \quad (4)$$

$$P_0 = \gamma H_1 T_2 M_s^{(0)}, \quad \Delta = \omega - \omega', \quad f(\omega) = g_1(\omega - \omega_1) + g_{-1}(\omega - \omega_1), \quad (4a)$$

где $\omega_{\pm 1} = g_d \beta H_0 \pm 1/2a_{\text{СТВ}}$ — резонансные частоты сверхтонких компонент спектра ЭПР фосфора. Если $\tau_{sd}, \tau_{ds} \rightarrow \infty$, что означает отсутствие прыжкового движения, то $\lambda_i \rightarrow 0$, $f \rightarrow 0$ и $P(\omega - \omega')$ имеет форму спинового пакета ЭП на частоте ω' . С уменьшением τ_{sd} и τ_{ds} величины $\lambda_i \rightarrow 1$ и вклад сверхтонких компонент фосфора $g_{\pm 1}(\omega)$ в линию C $f(\omega)$ увеличивается, так как растет вклад «крыльев» $g_{\pm 1}$ на частоте ω' .

Для получения формы линии C $F(\omega)$ следует проинтегрировать функцию формы спинового пакета (4) с функцией огибающей спиновых пакетов $N_{\text{ЭП}}(\omega' - \omega_0)$ с центром на частоте $\omega_0 = g_s \beta H_0$

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega - \omega') N_{\text{ЭП}}(\omega' - \omega_0) d\omega'. \quad (5)$$

Нет возможности провести точное интегрирование (5), поскольку функция огибающей спиновых пакетов кластеров неизвестна. Однако для изучения влияния Ge на форму линии C нет необходимости в точном интегрировании. Ограничимся областью больших концентраций Ge, при которых ширина спинового пакета Γ_P становится больше ширины функции распределения спиновых пакетов Γ_N . В этом случае

$$F(\omega) = P(\omega - \omega_0). \quad (6)$$

Для нахождения амплитуды A_C и сдвига g -фактора Δg_C мы пользовались приближением (6) и формулой (3). Выражения для них через τ_{sd}^{-1} и τ_{ds}^{-1} имеют вид

$$A_C = \frac{A_0}{\alpha + \tau_{sd}^{-1}} \frac{b + r\tau_{ds}^{-1}}{ab + b\tau_{sd}^{-1} + a\tau_{ds}^{-1}}, \quad (7)$$

$$\Delta g_C = -\delta_0 \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{a_{\text{СТВ}} T_{2s}}{2} \right)^2 \left(\frac{\alpha}{\alpha + \tau_{sd}^{-1}} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{T_1 \tau_{ds}^{-1}} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (8)$$

где $\alpha = \tau_{sd0} T_{2s}^{-1}$; $b = \tau_{ds0} T_1^{-1}$; $\delta_0 = g_s - g_d$; τ_{sd0} и τ_{ds0} — значения τ_{sd} и τ_{ds} при $N_{Ge} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Для описания ширины сигнала C приближение (6) недостаточно. В интеграле (5) следует разложить $P(\omega - \omega')$ до второго порядка малости по $(\omega - \omega')/\Gamma_P$. В результате для Γ_C получится следующее выражение:

$$\begin{aligned} \Delta H_C &\equiv \Gamma_C = \Gamma_P^3 (M_{2N} + \Gamma_P^2)^{-1} = \\ &= T_{2s}^{-1} (1 + T_{2s} \tau_{sd}^{-1}) [1 + M_{2N} T_{2s}^2 / (1 + T_{2s} \tau_{sd}^{-1})^2]^{-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь M_{2N} — второй момент функции $N_{ЭП}(\omega - \omega_0)$, который не зависит от концентрации Ge. В формулах (7)–(9) от концентрации N_{Ge} зависят только величины τ_{ds}^{-1} и τ_{sd}^{-1} .

3. Сравнение с экспериментом

Детальная аппроксимация экспериментальных данных кривыми $I - \beta$ (рис. 1) приводит к следующим выражениям для $A_{\text{вксп}}$, $(\Delta H_C)_{\text{вксп}}$ и $(\Delta g_C)_{\text{вксп}}$ через $n = N_{Ge}/10^{19} \text{ см}^{-3}$:

$$\left(\frac{A_C}{A_0}\right)_{\text{вксп}} = \frac{1}{(2.75 + \sqrt{n})} \frac{7.8 + n}{(21.5 + 7.8\sqrt{n} + 2.75n)}, \quad (10)$$

$$(\Delta g_C)_{\text{вксп}} = -3.8 \cdot 10^{-4} [1 + 12n^{-1} (1 + 7.8n^{-1})^2]^{-1}, \quad (11)$$

$$\left(\frac{\Delta H_C}{\Gamma_0}\right)_{\text{вксп}} = \left(1 + \frac{\sqrt{n}}{2.75} \left[1 + 1.28 \left(1 + \frac{\sqrt{n}}{2.75}\right)^2\right]^{-1}\right). \quad (12)$$

Сравнивая (10) с (7), (11) с (8) и (12) с (9) и учитывая тот факт, что в (7), (8) и (9) от n зависят только τ_{sd}^{-1} и τ_{ds}^{-1} , приходим к однозначному выводу

$$\tau_{sd}^{-1} \sim \sqrt{n}, \quad \tau_{ds}^{-1} \sim n. \quad (13)$$

Кроме того, находим, что $\alpha = 2.75$, $b = 7.8$, $M_{2N} = 1.28 \Gamma_0^2$, $r = 1$, $a_{\text{св}} T_{2d} \simeq 7$. Отсюда видно, что при концентрации $N_{Ge} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ скорости переноса намагниченности от кластерных электронов к изолированным центрам и обратно еще сравнимы со скоростями спин-решеточной релаксации.

Вывод (13) о том, что скорость переноса намагниченности от кластерного фосфора к изолированным атомам пропорциональна $N_{Ge}^{1/2}$, а скорость обратного процесса пропорциональна N_{Ge} , на первый взгляд кажется удивительным. Однако он становится понятным, если учесть, что перенос спина между системой кластерных электронов и системой одиночных центров является косвенным процессом через систему «посредник», так как в отсутствие атомов Ge нет спиновой связи между ЭПР фосфора и линией C от кластеров. «Узким горлом» в таком процессе является процесс рассеяния электрона на атоме Ge в каждой из подсистем. Системой «посредником» являются состояния в зоне проводимости c , куда переходит электрон из d (s)-системы в акте рассеяния и затем быстро уходит из c в s (d)-систему. В процессах переноса $d \rightarrow c \rightarrow s$ и $s \rightarrow c \rightarrow d$ скорости контролируются величинами w_{dc} и w_{sc} , так как w_{cs} и w_{cd} являются большими и от концентрации N_{Ge} не зависящими. Это легко видеть из уравнений баланса для макроскопических намагниченностей электронных подсистем d , s и c

$$\begin{aligned} \dot{M}_d &= w_{cd} m_c - w_{dc} m_d, \\ \dot{M}_s &= w_{cs} m_c - w_{sc} M_s, \\ \dot{m}_c &= -(w_{cd} + w_{cs}) m_c + w_{dc} M_d + w_{sc} M_s. \end{aligned} \quad (14)$$

В стационарных условиях $\dot{m}_c = 0$, и из (14) следует: $m_c = M_d w_{dc} / (w_{cd} + w_{cs}) + M_s w_{sc} / (w_{cd} + w_{cs})$. Подставляя m_c в уравнения для M_d и M_s , мы получим

$$\tau_{sd}^{-1} = w_{sc} \left[1 + \frac{w_{cs}}{w_{cd}} \right]^{-1}, \quad \tau_{ds}^{-1} = w_{dc} \left[1 + \frac{w_{cs}}{w_{cd}} \right]^{-1} \frac{w_{cs}}{w_{sd}}. \quad (15)$$

Из (15) следует, что зависимость τ_{sd}^{-1} от N_{Ge} определяется только w_{sc} , а $\tau_{ds}^{-1}(N_{\text{Ge}})$ определяется w_{dc} . Величины w_{sc} и w_{dc} по существу являются вероятностями неупругого рассеяния электрона на атоме Ge с переходом в зону проводимости и сохранением спина. Поскольку в s -системе (кластерной) электроны предполагались делокализованными, а в d -системе электроны хорошо локализованы, то процессы рассеяния в этих системах протекают по-разному.

Для локальных центров вероятность прыжка в зону проводимости в неупругом акте рассеяния на атоме Ge определяется вероятностью попадания атома Ge в сферу боровского радиуса изолированного атома фосфора, поэтому $\tau_{ds}^{-1} = w_{dc} \sim N_{\text{Ge}}$.

Иное дело протяженный кластер атомов фосфора, где электрон делокализован, «размазан» по всем атомам. Если в некоторые «узлы» этого кластера попадают атомы Ge, процесс рассеяния электрона на примеси с переходом в зону проводимости w_{sc} протекает аналогично процессу рассеяния в неупорядоченном разбавленном сплаве. Обратное время жизни электрона, определяемое рассеивающим потенциалом, в этом случае пропорционально $\sqrt{n\delta_1}$ [13], где n — концентрация второй компоненты сплава, δ_1 — потенциал возмущения на замещенном узле. Если с большой натяжкой считать приповерхностный слой двухкомпонентным виртуальным кристаллом, то $\tau_{sd}^{-1} = w_{sc} \propto \sqrt{N_{\text{Ge}}}$. Изложенное здесь соображение не претендует на строгость, но лишь является попыткой понять вывод (13), вытекающий из сравнения теории с экспериментом.

Таким образом, в настоящей работе показано, что присутствие атомов Ge с концентрацией $N_{\text{Ge}} > 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в кремнии с фосфором приводит к ускорению прыжков донорных электронов. Для изолированных атомов фосфора скорость прыжка пропорциональна N_{Ge} , а для электронов в кластерах фосфора скорость прыжка определяется когерентным рассеянием на атомах Ge и пропорциональна $\sqrt{N_{\text{Ge}}}$.

Список литературы

- [1] Volmer H., Geist D. // Phys. Rev. Stat. Sol. (b). 1974. V. 62. P. 367—376.
- [2] Бугай А. А., Грачев В. Г., Максименко В. М. и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 11. С. 3338—3346.
- [3] Бугай А. А., Калабухова Е. Н., Максименко В. М. и др. // УФЖ. 1984. Т. 29. № 3. С. 459—461.
- [4] Maekawa S., Kinoshita N. // J. Phys. Soc. Jap. 1965. V. 20. P. 1447—1454.
- [5] Cullis P. A., Marko J. R. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. P. 632—640.
- [6] Бугай А. А., Кравцова И. Н., Максименко В. М. и др. // Поверхность. 1989. № 11. С. 70—76.
- [7] Stesmans A. // Sol. St. Commun. 1986. V. 58. N 5. P. 299—303.
- [8] Wilson D. K., Feher G. // Phys. Rev. B. 1961. V. 124. N 4. P. 1068—1083.
- [9] Hiromoto U., Maekawa S. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. N 12. P. 4232—4238.
- [10] Hasegawa H. // Progr. Theoret. Phys. (Kyoto). 1959. V. 21. P. 483.
- [11] Pifer J. H., Longo R. T. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. N 11. P. 3797—3812.
- [12] Абрагам А. Ядерный магнетизм. М.: ИЛ, 1963.
- [13] Эренрайх Г., Шварц Л. Электронная структура сплавов. М.: Мир, 1979. 200 с.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
16 апреля 1990 г.
В окончательной редакции
17 октября 1990 г.