

## ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ СПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ $\text{Cr}^+$ В КРЕМНИИ ПРИ НЕПОЛЯРИЗОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПОДСВЕТКЕ

*А.А.Кончиц, И.М.Зарицкий, Ю.Г.Семенов, Б.Д.Шанина,  
В.С.Вихнин, Б.К.Круликовский*

При гелиевых температурах обнаружена инверсия населенностей переходов  $-\frac{5}{2} \leftrightarrow -\frac{3}{2}$  и  $\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}$  иона  $\text{Cr}^+$  ( $S = \frac{5}{2}$  в кремнии

при межзонной подсветке. Эффект объясняется при учете спин-зависящих процессов захвата носителей тока с образованием промежуточных парамагнитных состояний.

Взаимодействие носителей тока с парамагнитными системами (электронными и ядерными) может эффективно изменять спиновую поляризацию последних [1 – 3].

В настоящей работе сообщается о первом наблюдении инверсии населенностей в спиновой системе парамагнитных центров (ПЦ) в полупроводнике при неполяризованной оптической подсветке.

При  $T = 1,8 \div 10\text{K}$  исследовался ЭПР ПЦ внедрения  $\text{Cr}^+$  в кремнии при освещении образцов. Центры  $\text{Cr}^+$  в концентрации  $N_0 \approx 2 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$  получались термодиффузией хрома в исходные образцы кремния  $p$ -типа с примесью бора.

Спектр ЭПР  $\text{Cr}^+$  состоит из пяти линий тонкой структуры, обусловленной расщеплением в кубическом кристаллическом поле с константой  $a \approx 32 \text{Э}$  (рис. 1,а) [4]. Их интенсивности в темноте соответствуют равновесным бальцовским значениям. При освещении образца вид спектра существенно изменяется (рис. 1,б). Важной особенностью является инверсия высокополевых линий, существующая в условиях не-

поляризованной подсветки. При вращении магнитного поля  $\mathbf{H}$  в плоскости  $[100]$  интенсивности боковых линий падают линейно с уменьшением расстройки по отношению к центру спектра, а интенсивность центральной линии остается постоянной (рис. 2). Их суммарная интенсивность  $\chi''_{\Sigma}$  не зависит от направления  $\mathbf{H}$  и оказывается ниже равновесной (темновой) примерно в три раза. При выключении света интенсивности линий спектра восстанавливаются к равновесным бальмановским значениям со временем спин-решеточной релаксации  $\tau_1$  в темноте, что соответствует спин-поляризованному характеру его модификации.

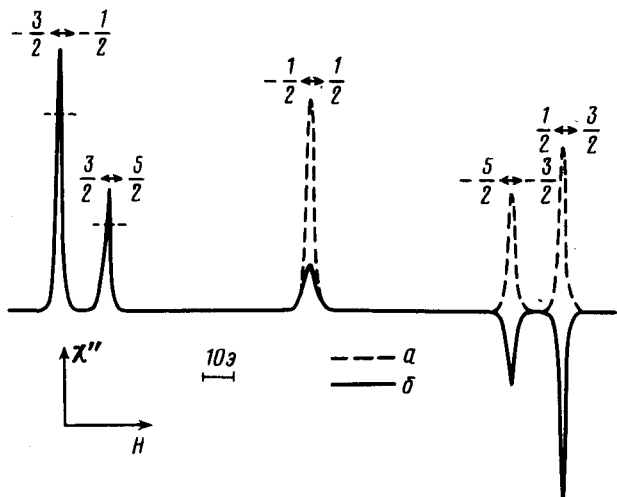


Рис. 1. Спектр ЭП  $\text{Si} : \text{Cr}^+$  в темноте ( $a$ ) и при подсветке ( $\sigma$ ).  $\mathbf{H} \parallel [100]$ ,  $T = 4,2 \text{ К}$ , концентрация ЭП  $n_e \approx 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$

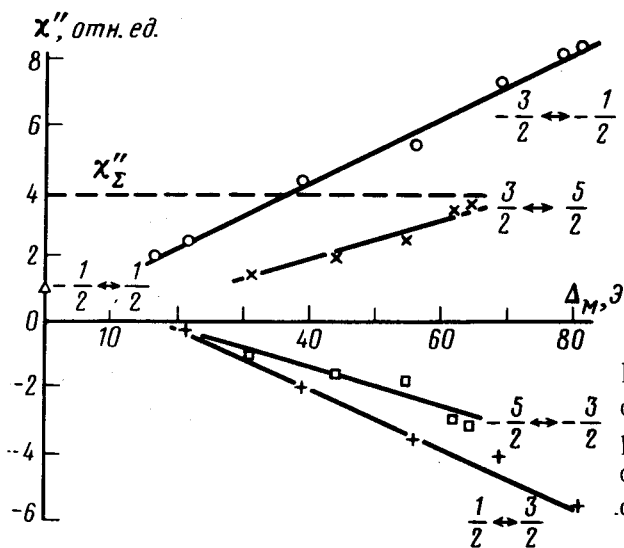


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности различных переходов  $\text{Si} : \text{Cr}^+$  от расстройки  $\Delta_M$  при подсветке.  $T = 4,2 \text{ К}$

Имеется также не восстанавливающаяся в темноте при низких температурах часть падения сигнала (на рис. 1 не показана), связанная с перезарядкой  $\text{Cr}^+$  в другие глубокие центры (предположительно,  $\text{Cr}^0$ ).

В [1, 3] предсказывалась возможность поляризации ПЦ при их взаимодействии с электронами проводимости (ЭП). Согласно [3], обмен-

ное рассеяние (ОР) спиново-поляризованных ЭП на ПЦ может поляризовать последние при значительных  $\Delta_M$ , где  $\Delta_M = \hbar(\omega_e - \omega_M, M-1)$  — расстройка между зеемановскими частотами ЭП и ПЦ. Однако для  $\text{Si}:\text{Cr}^+$   $\Delta_M$  оказывается недостаточной для объяснения величины и знака поляризаций отдельных компонент спектра  $\text{Cr}^+$ .

Здесь предлагается новая схема поляризации (рис. 3), связанная со спин-зависящими процессами захвата носителей тока, образованием мелких водородоподобных состояний  $(\text{Cr}^+)^-$  и поляризацией последних за счет ОР ЭП согласно [3].

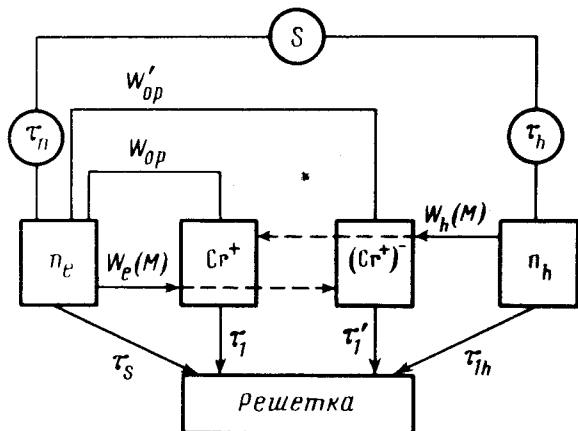


Рис. 3. Схема процессов обмена энергией в  $\text{Si}:\text{Cr}^+$  при подсветке.  $S$  — источник света,  $n_h$  и  $W_h(M)$  — концентрация дырок и скорость их захвата на  $(\text{Cr}^+)^-$ ;  $W_{op}$ ,  $W'_{op}$  — скорости ОР ЭП на  $\text{Cr}^+$  и  $(\text{Cr}^+)^-$ ;  $\tau_s$ ,  $\tau_h$ ,  $\tau_1$  — времена спиновой релаксации ЭП, дырок и  $(\text{Cr}^+)^-$ ;  $\tau_n$ ,  $\tau_h$  — времена жизни ЭП и дырок, соответственно

Захваченный на орбиту большого радиуса электрон испытывает обменное взаимодействие с  $3d^5$  оболочкой  $\text{Cr}^+$ , в результате чего образуется два спиновых мультиплета с  $\tilde{S} = 2$  и  $\tilde{S} = 3$ , разделенных зазором  $6J$ . Поскольку  $J > 0$ ,  $6J \gg kT$ , [3] преимущественно заселен мультиплет  $\tilde{S} = 3$ . Вследствие того, что скорость захвата ЭП  $W_e(M)$  зависит от проекции  $M$  спина  $\text{Cr}^+$ , населенности спиновых состояний ЭП и  $(\text{Cr}^+)^-$  отклоняются от равновесных. Спиновый гамильтониан  $(\text{Cr}^+)^-$  содержит слагаемые  $a'(\tilde{S}_x^4 + \tilde{S}_y^4 + \tilde{S}_z^4)$ , соответствующие кубическому кристаллическому полю, причем при  $a' \gg a$  спектр  $(\text{Cr}^+)^-$  существенно неэквидистантен. В соответствии с [3] ОР ЭП на  $(\text{Cr}^+)^-$ , обладающих значительными расстройками  $\Delta_M \propto a'$  приводит к перераспределению населенностей состояний  $(\text{Cr}^+)^-$ , пропорциональному величине и знаку  $\Delta_M$ , если  $n_e/N \cdot W_{op} \gg (\tau_1')^{-1}$  ( $N$  — стационарная концентрация  $(\text{Cr}^+)^-$ ). Далее происходит захват дырок (преимущественно с  $S = 1/2$  [5]), который также зависит от проекций  $M'$  спинов  $(\text{Cr}^+)^-$ . В результате спин-система  $\text{Cr}^+$  поляризуется так, что высокополевые переходы инвертируются.

Стационарное решение кинетических уравнений для поляризаций  $\text{Cr}^+$  ( $P_M$ ) и ЭП ( $P_e$ ), учитывающих указанные процессы (рис. 3), при условии  $W_e \gg \frac{N}{n_e} \tau_1^{-1}$ ,  $W_{op}$  в высокотемпературном приближении имеет

$$P_{M, M-1} = \frac{11}{7} \frac{a'}{a} \frac{\Delta_M/kT}{1+a} + P_e + P_h \frac{a-1}{a+1}, \quad (1)$$

$$P_e = \left( P_h \frac{1 - 5\alpha/6}{1 + \alpha} + P_e^0 \frac{\tau_s^{-1}}{W_e} \right) \left( \frac{8}{3} + \frac{\tau_s^{-1} + \tau_n^{-1}}{W_e} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где  $P_{M, M-1} = (2S + 1)^{-1} \frac{N_{M-1} - N_M}{N}$ ;  $N$  — концентрация  $\text{Cr}^+$  при под-

светке,  $P_h$  — поляризация дырок,  $P_e^0$  — равновесная поляризация ЭП,  $\alpha = W_e/42W_{op}'$ ,  $W_e$  — усредненная по  $M$  скорость захвата ЭП на  $\text{Cr}^+$ .

Из (1) видно, что  $P_{M, M-1} \propto \Delta_M$  — расстройке для  $\text{Cr}^+$ , усиленной на фактор  $k = \frac{a'}{a} (1 + \alpha)^{-1}$ , причем  $k \gg 1$ , если  $W_{op}' \gtrsim W_e$ . При  $W_e \gg \gg \tau_s^{-1}$ ,  $\tau_n^{-1}$  и  $\alpha \ll 1$   $(2S + 1)^{-1} \sum_M P_{M, M-1} = P_{1/2, -1/2} \approx P_e \approx \frac{3}{8} P_h$ .

Сравнение (1) и (2) с экспериментом показывает, что количественное согласие достигается при  $(a'/a) \approx 30$  и  $P_h \approx P_h^0$ . Линейная зависимость  $P_{M, M-1}$  от  $\Delta_M$  и слабая температурная зависимость эффекта, следующие из (1), также согласуются с экспериментом.

Нами рассмотрена и нестационарная модель, приводящая к инверсии в спектре ЭП  $\text{Cr}^+$ . В ее основе лежит неадиабатически быстрое переключение эффективного магнитного поля, возникающего в системе  $(\text{Cr}^+)^-$  при обменном взаимодействии в результате захвата электрона на  $\text{Cr}^+$  и исчезающего при его термическом выбросе или рекомбинации. В системе  $(\text{Cr}^+)^-$  существуют быстрые каналы спин-релаксации, связанные с модуляцией  $J$  колебаниями решетки. Вследствие этого населенности спиновых состояний  $(\text{Cr}^+)^-$  перераспределяются так, что в итоге переходы  $\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{3}{2}$  и  $-\frac{5}{2} \leftrightarrow -\frac{3}{2}$   $\text{Cr}^+$  инвертируются.

Авторы благодарны С.М.Рябченко за полезное обсуждение.

Институт полупроводников  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
15 ноября 1979 г.

## Литература

- [1] G.Feher. Phys. Rev. Lett., 3, 135, 1959.
- [2] В.Р.Закхарченя. Proc. 14-th Int. Conf. Phys. Semic., Edinburgh 1978, p.31.
- [3] В.С.Вихнин, М.Ф.Дейген, Ю.Г.Семенов, Б.Д.Шанина. ФТТ, 18, 2222, 1976.
- [4] Н.Н.Woodbury, G.W.Ludwig. Phys. Rev., 117, 102, 1960.
- [5] Г.Л.Бир, А.Г.Аронов, Г.Е.Пикус. ЖЭТФ, 69, 1382, 1975.