

ВРЕМЯ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ В ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ОЧЕНЬ МАЛОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ

Л.А.Ворожцова, Е.М.Гершензон, Ю.А.Гурвич,
Ф.М.Исмагилова, А.П.Мельников, Р.И.Рабинович

Обнаружено, что в легированном ($N^{1/3}a_0 > 4 \cdot 10^{-2}$) кремнии с компенсацией $K = 10^{-3} \div 10^{-5}$ в диапазоне $T = 4,2 \div 20$ К время жизни носителей τ оказывается аномально малым. Результаты объясняются захватом носителей на нейтральные центры с последующим переходом к притягивающему центру и рекомбинацией на нем.

Обычно время жизни электронов (дырок) τ , возбужденных с нейтральных центров (НЦ), определяется каскадным захватом на притягивающие центры (ПЦ) $^1: \tau = \tau^+ = (1/\alpha^+ N^+)$, где α^+, N^+ - коэффициент захвата и концентрация ПЦ; α^+ и τ^+ не зависят от концентрации НЦ (N).

Наши измерения показали, что в легированном кремнии с малыми K в широком диапазоне T τ оказывается существенно меньше значения τ^+ (при $N^+ = KN$). Отношение τ^+/τ достигает 10^4 . При этом τ не только оказывается зависящим от N , но может полностью им определяться. Обнаруженный эффект свидетельствует о доминирующей роли иного механизма рекомбинации. На наш взгляд, таковым является захват на НЦ с последующим переходом носителя на ПЦ (непрямой захват на ПЦ). Он становится определяющим в материалах с малыми K и достаточно легированных, где вследствие перекрытия $D^- (A^+)$ -состояний оказывается возможным либо прыжковое по НЦ 2 , либо дрейфовое по D^- -зоне 3 движение носителя к ПЦ. (По этому признаку в дальнейшем образцы делятся на первую и вторую группы). Экспериментальные результаты приведены для Si : В ($N = 10^{13} \div 10^{17}$ см $^{-3}$); для Si : Р и Si : Ga результаты подобны. Ниже обсуждение приводится для n -типа. Измерения выполнялись при $T = 4,2 \div 20$ К и различной интенсивности возбуждения носителей $W_\Phi N$ в диапазоне длин волн $\lambda = 8 \div 12$ мкм; величина W_Φ варьировалась в пределах $\approx 10^{-\Phi} \div 10^2$ с $^{-1}$; подвижность и концентрация электронов n измерялись по фотохоллу, τ вычислялось как $n/W_\Phi N$.

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
$N_A, 10^{16}$ см $^{-3}$	0,03	0,28	0,5	0,8	0,9	1,2	1,6	2	2,4	2,6	2,8	3	3,1	4	4,2	5,8
$N_g, 10^{12}$ см $^{-3}$	1,5	1	14	5	3,2	14	8,3	18	0,3	45	0,7	1,5	90	8,8	0,8	1,6
$K, 10^{-5}$	500	35	280	62	36	120	50	90	1,2	170	2,4	5	290	22	2,5	2,8
обозн.	▲	▲	▲	▲	▲	▲	▲	▲	■	▲	●	●	▲	■	●	●

На рис. 1, а приведена зависимость $\tau(N)$ при $W_\Phi \approx 0,25$ с $^{-1}$ и $T = 10$ К для образцов 1 - 16 (см. таблицу). При $N < 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ и $K = 10^{-3} \div 10^{-4}$ (первая группа образцов) точки расположены хаотически: образцам с близкими значениями N , но разными N^+ , соответствуют совершенно различные τ . Из рис. 1, б видно, что отношение τ/τ^+ уже не зависит от N^+ и монотонно убывает с N . При $N < 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ имеет место обычный каскадный захват на ПЦ: $\tau/\tau^+ = 1$. При больших N τ становится меньше τ^+ . Важно, что малые значения τ/τ^+ нельзя объяснить возрастанием N^+ по сравнению с KN : по оценкам 2 при использованном

здесь W_{ϕ} увеличение N^+ существенно лишь при более низких T (например, $T < 5,5$ К при $K < 10^{15}$). Для второй группы ($K \approx 10^{-5}$) характерны еще меньшие значения τ/τ^+ , при этом наблюдается обратная ситуация: значительный разброс точек для τ/τ^+ и монотонная кривая для $\tau(N)$ – (рис. 1, а). Это свидетельствует, что в сильнолегированных образцах τ перестает зависеть от N^+ , а определяется только значением N . Заметим, что именно для таких образцов эксперименты показывают наличие проводимости до D^- -зоне³.

На рис. 2 приведены температурные зависимости τ/τ_{10}^+ (τ_{10}^+ соответствует $T = 10$ К) для образцов с различными N . Налицо усиление T -зависимости с ростом N от степенной $\tau \sim T^{-s}$ ($s = 1,3 \div 1,5$ при $N < 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³) до экспоненциальной $\tau \sim \exp(-\epsilon/kT)$ ($\epsilon = 2$ мэВ для образца 11).

Образцы первой группы. Поскольку τ/τ^+ не зависит от N^+ , можно написать $(\tau^+)^{-1} = \alpha_{\text{эфф}}(N) N^+$, где $\alpha_{\text{эфф}}(N)$ – эффективный коэффициент захвата на ПЦ, возрастающий с N . Процесс захвата на ПЦ, интенсивность которого зависит от числа НЦ, можно представить себе следующим образом. Электроны сперва захватываются на НЦ, расположенные на расстояниях $R \gg R_c$ от ПЦ с коэффициентом захвата $\alpha(R)$ ⁴, и образуют D^- -центры с энергией связи $\epsilon = \epsilon_i + (e^2/kR)$, где ϵ_i – энергия связи изолированного D^- -центра (≈ 2 мэВ для Si : В) с радиусом a_i ; $R_c = (3/4\pi N)^{1/3}$. Затем, если они термически не возбуждаются в зону (с вероятностью $W_T = \alpha(R)N_c \exp(-\epsilon/kT)$), то прыгают по НЦ в направлении к ПЦ, теряя свою энергию. Скорость потери энергии характеризуется величиной $W_{\pi} \propto \exp(-R_c/a_i)$, равной обратному времени, за которое энергия электрона уменьшается на величину порядка kT ². Последний этап представляет собой переход электрона с D^- -центра на ПЦ (аннигиляция комплекса $D^- - D^+$) с вероятностью W_a , зависящей от расстояния между $D^- - D^+$ -центрами². $W_T(R)$ растет с ростом R , а $W_{\pi}(R)$ – убывает. Условие $W_T(R_{\text{эфф}}) = W_{\pi}(R_{\text{эфф}})$ определяет эффективный радиус захвата $R_{\text{эфф}}$ – радиус сферы, внутри которой НЦ, окружающие ПЦ, являются центрами захвата. Центры с $R > R_{\text{эфф}}$ являются центрами прилипания; электроны на них находятся в равновесии с электронами зоны проводимости. Для $\alpha_{\text{эфф}}(N)$ можно написать $\alpha_{\text{эфф}}(N) \approx \alpha^+ + \alpha(R_{\text{эфф}})(4\pi/3)R_{\text{эфф}}^3 N$. При $\alpha^+ \ll \alpha(R_{\text{эфф}}) \times (4\pi/3)R_{\text{эфф}}^3 N$ не прямой захват преобладает.

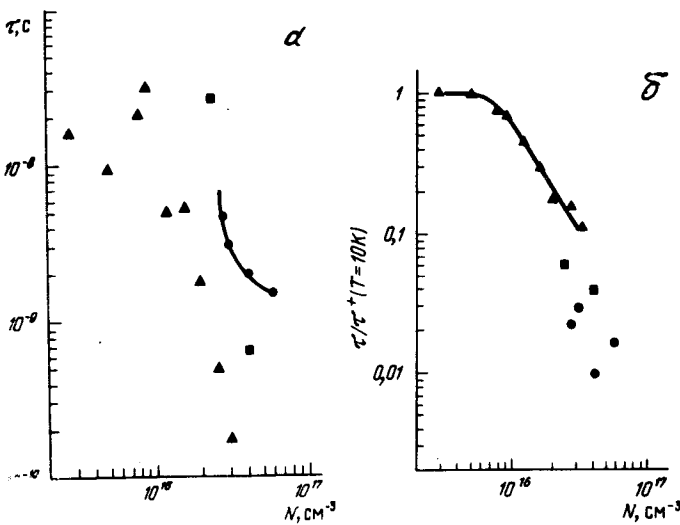


Рис. 1

Рис. 1. а – Зависимость τ от N при $T = 10$ К и $W_{\phi} \approx 0,25$ с⁻¹, б – Зависимость τ/τ^+ от N . Образцы: (▲) – первой группы, (■) – промежуточные, (●) – второй группы

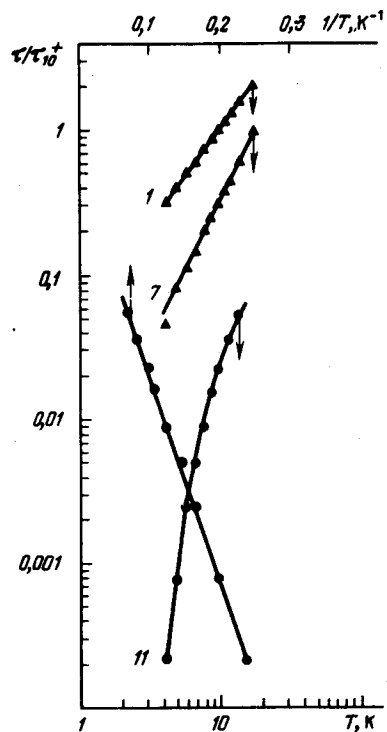


Рис. 2

Рис. 2. Зависимости τ/τ_{10}^+ от T (τ_{10}^+ при $T = 10$ К) для образцов 1, 7, 11

Воспользовавшись экспериментальными значениями W_{Π}^2 и предполагая, что W_{Π} , как и вероятность прыжка, пропорциональна разности энергий начального и конечного состояний², мы оценили $R_{\text{эфф}}$ и величину $\alpha_{\text{эфф}}$. Полученные зависимости $\alpha_{\text{эфф}}$ от T и N и значения $\alpha_{\text{эфф}}$ по порядку величины близки к экспериментальным.

Образцы второй группы. D^- -состояния в основном делокализованы. Электрон, захваченный на НЦ вдали от ПЦ, движется теперь к ПЦ существенно быстрее — по D^- -зоне. Далекие НЦ (их большинство!) превращаются таким образом из центров прилипания в центры захвата и начинают определять τ . Вследствие этого τ/τ^+ резко уменьшается.

Дальнейшие рассуждения проведем, предполагая, что D^- -зона уже достаточно хорошо развита: ее ширина вдали от ПЦ составляет, по крайней мере, несколько kT . Электроны, попавшие в D^- -зону, остывают, термализуются вблизи ее дна и диффундируют затем к ПЦ. Функция распределения остывающих электронов не зависит от концентрации N^+ , а определяется только скоростью диффузии по энергии. Если остывание достаточно медленное, то между электронами зоны проводимости и остывающими электронами D^- -зоны устанавливается равновесие. В этом случае n , а, следовательно, и τ не должны зависеть от N^+ , и будут экспоненциально меняться с T . Кроме того, с ростом N τ должно падать из-за увеличения числа состояний в D^- -зоне.

Естественно, между первой и второй группами существуют промежуточные образцы, в которых, в зависимости от внешних условий — T , W_{Φ} , напряженности электрического поля E — определяющим может являться первый или второй механизм переноса.

Таким образом, все приведенные экспериментальные результаты получают естественное, на наш взгляд, объяснение с позиций непрямого захвата. Отметим, что не прямой захват существенно снижает фоточувствительность легированных материалов.

Авторы признательны В.Н.Абакумову, В.И.Перелю и И.Н.Ясевич за обсуждение результатов и ряд ценных замечаний.

Литература

1. В.Н.Абакумов, В.И.Перель, И.Н.Ясевич. ФТП, 1978, 12, 3.
2. Е.М.Гершензон, А.П.Мельников, Р.И.Рабинович, Н.А.Серебрякова. УФН, 1980, 132, 353.
3. В.Ф.Банная, Е.М.Гершензон, А.П.Мельников, Р.И.Рабинович, И.Е.Трофимов. ЖЭТФ, 1983, 85, 746.
4. Р.И.Рабинович. ЖЭТФ, 1985, 88, 1718.