

УДК 537.311.33

И. П. ЗВЯГИН, А. Г. МИРОНОВ

О ВЛИЯНИИ ПРИЛИПАНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ДОМЕНОВ

Учтено влияние прилипания на мелкие уровни, на форму фронтов и скорость доменов, стационарно движущихся в полупроводнике с рекомбинационной нелинейностью, обусловленной возрастанием коэффициента захвата на отталкивающие центры при разогреве системы носителей. Рассмотренный эффект может устранить расхождение между теорией и опытом относительно величины скорости домена.

Модель полупроводника с одним типом отталкивающих кулоновских центров захвата позволила объяснить многие важные черты рекомбинационной неустойчивости, найти форму вольтамперной характеристики однородного образца, условия возникновения пространственно неоднородных состояний и т. д. Тем не менее детальное сравнение с теоретическими результатами, полученными на основе указанной модели, обнаруживает и некоторые существенные расхождения. Так, экспериментально измеренная скорость стационарно движущихся доменов оказывается на один-два порядка меньше теоретической [1—3]. Заметим, что математическая сложность задачи (речь идет о системе нелинейных дифференциальных уравнений третьего порядка) заставляет в ряде случаев прибегать к не всегда достаточно оправданным аппроксимациям (например, пренебрегать диффузионным током). Однако можно полагать, что отмеченное расхождение связано скорее не с характером аппроксимаций, а с неполнотой исходной модели. Действительно, в случае рекомбинационной неустойчивости заранее не ясно, можно ли ограничиваться простой схемой с одним типом локальных уровней, ибо реальная система (Ge с Au или Cu) всегда получается путем компенсации глубоких акцепторных уровней донорами и содержит мелкие уровни. Так, в германии с золотом наряду с донорными были обнаружены мелкие уровни вблизи зоны проводимости ($E_c - 0,02$ эВ) с концентрацией порядка 10^{13} см^{-3} [2, 4, 5]. В стандартных условиях опыта может иметь место прилипание на такие уровни; такое прилипание фактически наблюдалось в [2, 6].

Постановка задачи

Влияние захвата на скорость домена при дрейфовом механизме отрицательной дифференциальной проводимости исследовалось в ра-

боте [6]. Рассмотрим, к каким следствиям может привести учет прилипания на мелкие уровни в условиях рекомбинационной неустойчивости. Поскольку это прилипание характеризуется временами, малы́ми по сравнению со временами захвата на глубокие центры, можно считать, что в каждой точке существует простая связь между концентрацией свободных электронов n и концентрацией электронов на мелких уровнях. Так, положим, что последняя есть просто $v(E)n$, где $v(E)$ — феноменологический параметр, меняющийся от значения $v(0) \sim 10 \div 10^3$ в слабом поле до нуля в сильном¹.

С учетом «быстрого» прилипания система уравнений, описывающих риманово решение, имеет вид

$$\frac{dE}{dz} = -\frac{4\pi}{\epsilon} \rho, \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dz} = -\frac{I + u_0 \rho - en\mu E}{eD}, \quad (2)$$

$$\frac{dn_t}{dz} = -\frac{n - n_0(E)}{u_0 \tau_e} + \frac{n_t - n_{t_0}(E)}{u_0 \tau_g}, \quad (3)$$

$$\rho = en_t + e[1 + v(E)]n - \rho_0. \quad (4)$$

Здесь $z = x - u_0 t$, u_0 — скорость распространения стационарных волн, n_t — концентрация ионов Au, ρ — плотность объемного заряда, ρ_0 — плотность компенсирующего заряда, μ и D — подвижность и коэффициент диффузии электронов, для простоты считаемые постоянными, а I — плотность полного тока, связанная с э.д.с. в цепи законом Кирхгофа. Функции $n_0(E)$, $n_{t_0}(E)$, времена захвата τ_e и генерации τ_g определяются соотношениями

$$[1 + v(E)]n_0 + n_{t_0} = \frac{1}{e} \rho_0 \quad (5)$$

$$c(E)n_0(N - n_{t_0}) - c_0 n_1 n_{t_0} = 0, \quad (6)$$

$$\tau_e^{-1} = c(E)(N - n_t), \quad (7)$$

$$\tau_g^{-1} = c_0 n_1 N (N - n_{t_0}), \quad (8)$$

где $c(E)$ и c_0 — значения сечения захвата на ион Au = (для определенности мы говорим о германии с золотом) в электрическом поле напряженности E и при $E=0$ соответственно, а n_1 — обычный параметр, учитывающий тепловую и оптическую генерацию с ионов Au.

Как правило, с большим запасом выполняются неравенства

$$\frac{\rho}{e}, \quad n \ll N, \quad N - \frac{\rho_0}{e};$$

при этом можно считать $\tau_g \approx \text{const}$, а величину τ_e зависящей только от E .

Влияние прилипания на характер особых точек

Прежде всего выясним, как влияет прилипание на форму фронтов домена. Для отыскания вида решений в областях, где напряженность поля близка к ее значениям в особых точках, исследуем характер по-

¹ Опыт показывает, что высвобождение электронов с мелких уровней прилипания происходит в полях порядка нескольких десятков в/см [6].

следних и установим, при каких значениях параметров можно получить неоднородные распределения, отвечающие наблюдаемой на опыте картине.

Положение особых точек системы уравнений (1)–(4) определяется соотношениями

$$\rho = 0, \quad n(E_i) = n_i = \frac{I}{e\mu E_i}, \quad n_i = n_0(E_i). \quad (9)$$

Пусть кривая $I(E) = en_0(E)\mu E$ N -образна, и особых точек три, при напряжениях E_1 , E_2 и E_3 . Особая точка $(E_3, \rho=0, n_3)$, отвечающая сильному полю, представляет собой седло¹, а точка $(E_2, \rho=0, n_2)$ есть седло — фокус. Поскольку напряженности поля E_2 , E_3 достаточно велики, влиянием прилипания на мелкие уровни можно пренебречь. Наиболее интересно поведение интегральных кривых вблизи особой точки $(E_1, \rho=0, n_1)$, отвечающей слабому полю. В этой области вклад диффузионной составляющей тока может оказаться существенным; как мы увидим, существенную роль играет и прилипание. Линеаризуя систему (1)–(4) по малым отклонениям от особой точки и полагая приращение пропорциональными $\exp(-kz/L_D)$, находим следующее характеристическое уравнение относительно k :

$$k^2 + \left(-\frac{1+v_1}{k+\kappa} + \frac{v'_1}{\kappa} \right) k = \frac{r}{k+\kappa}. \quad (10)$$

Здесь

$$v_1 = v(E_1), \quad v'_1 = v'(E_1) = (dv(E)/d \ln E)|_{E=E_1}, \quad \kappa = \frac{\mu E_1 L_D}{D},$$

$$L_D^{-2} = 4\pi en\mu/\varepsilon D, \quad r = L_D/u_0\tau_r(E_1), \quad \tau_r^{-1} = \tau_c^{-1} + (1+v)\tau_g^{-1}.$$

Уравнение (10) имеет три вещественных корня (разных знаков), если

$$r_1 < r < r_2, \quad (11)$$

где $r_{1,2}$ даются соотношением

$$r_{1,2} = \frac{2}{27}(\kappa + v'_1/\kappa)^3 + \frac{1}{3}(\kappa + v'_1/\kappa)(1 + v_1 - v'_1) \mp \mp \frac{2}{27}[3(1 + v_1 - v'_1) + (\kappa + v'_1/\kappa)^2]^{3/2}. \quad (12)$$

В отсутствие прилипания ($v=0$) имеем

$$r_{1,2} = \frac{1}{27}[2\kappa^3 + 9\kappa \mp 2(\kappa^2 + 3)^{3/2}]. \quad (12')$$

Неравенства (11), (12') накладывают очевидные ограничения на величину скорости домена, u_0 . Подстановка типичных для Ge с Au значений параметров ($n_0 \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 20^\circ \text{ К}$, $E_1 \sim 2 \text{ в/см}$) показывает, что для измеряемых на опыте значений u_0 правое неравенство (11), как правило, не выполняется. При этом особая точка есть седло — фокус и возможны лишь осциллирующие решения. В рассматриваемом случае пренебрежение диффузией, вообще говоря, не оправдано, ибо приводит к изменению характера особой точки. Для получающейся

¹ Речь идет о классификации особых точек системы третьего порядка (см., например, [7]).

при $D \rightarrow 0$ системы второго порядка особая точка есть седло, и ограничение (11), существенное для реальных значений параметров, снимается.

С учетом как диффузии, так и прилипания при $\kappa, v_1' \ll 1 + v_1$ имеем

$$r_{1,2} = \left(\frac{1+v_1}{3} \right)^{3/2} \left(\mp 2 + \kappa \sqrt{\frac{3}{1+v_1}} \right) \quad (13)$$

(при нашем выборе знаков $r > 0$, и ограничение, накладываемое левым неравенством (11) при $r_1 < 0$, несущественно). Таким образом, учет прилипания весьма важен: изменяется характер особой точки, которая при реальных значениях параметров становится седлом. При этом фронты домена получаются плавными без неоправданного в рассматриваемом случае пренебрежения диффузией.

Скорость рекомбинационных доменов

Поскольку найти явное аналитическое выражение для формы домена и его скорости из уравнений (1)–(4) не удастся, мы воспользуемся следующей приближенной процедурой. Перепишем уравнения (1)–(4) в виде

$$\begin{aligned} -\frac{4\pi}{\varepsilon} \rho \frac{d\rho}{dE} = en \left[(1+v) \frac{\mu E}{D} - \frac{1}{u_0 \tau_r} \right] + \frac{en_0}{u_0 \tau_r} - (1+v) \frac{I}{D} + \\ + \rho \left[\frac{1}{u_0 \tau_g} - (1+v) \frac{u_0}{D} + \frac{4\pi en}{\varepsilon} \frac{dv}{dE} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$n = \frac{I}{e\mu E} + \frac{D}{\mu E} \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho \frac{dn}{dE} + \frac{u_0}{e\mu E} \rho. \quad (15)$$

Считая первый член в правой части уравнения (15) основным, подставим его вместо n во второй. Подставляя затем полученное выражение для n в уравнение (14) и интегрируя его по замкнутой траектории на фазовой плоскости (E, ρ) , приходим к следующему выражению для скорости широкого домена (ср. с выражениями для скорости, полученными в работах [8, 9] без учета прилипания):

$$u_0 = \frac{\int_{E_1}^{E_2} dE \rho [(D/\mu E^3 \tau_r) + (\varepsilon \mu / 4\pi \tau_g)]}{\int_{E_1}^{E_2} \frac{dE}{E^2} \rho \left[1 + v - v' \left(1 - \frac{4\pi \rho D}{\varepsilon \mu E^2} \right) + \alpha \frac{E}{E_1} \frac{\tau_r(E_1)}{\tau_r(E)} \right]}, \quad (16)$$

где $\alpha = \varepsilon E_1 / 4\pi \tau_r(E_1)$ (выражение получено с точностью до величин порядка $v u_0 / \mu E$). Как видим, при наличии прилипания скорость изменяется. Для оценки этого изменения используем приближение почти симметричного домена. Именно, будем считать, что функция ρ в выражении (16) определяется частью уравнения (14), четной относительно замены $\rho \rightarrow -\rho$. В главном приближении при этом получаем

$$\rho \approx \rho^{(0)} = \left[\frac{8\pi}{2} \int_{E_1}^E dE \frac{I(E) - I}{\mu E u_0 \tau_r} \right]^{1/2}. \quad \text{Приближение почти симметричного}$$

домена не справедливо в области малых напряженностей поля, которая, однако, дает существенный вклад в интегралы в выражении (16).

Тем не менее названное приближение позволяет, по-видимому, качественно оценить влияние прилипания на скорость домена. В силу (16), имеем

$$\beta = \frac{u_0^{(0)}}{u_0} = \frac{\int_{E_1}^{E_3} dE \frac{\rho^{(0)}}{E^2} \left[1 + v - v' + \alpha \frac{E}{E_1} \frac{\tau_r(E_1)}{\tau_r(E)} \right]}{\int_{E_1}^{E_3} dE \frac{\rho^{(0)}}{E^2} \left[1 + \alpha \frac{E}{E_1} \frac{\tau_r(E_1)}{\tau_r(E)} \right]}, \quad (17)$$

где $u_0^{(0)}$ — скорость, вычисленная без учета прилипания. Видим, что коэффициент β может существенно превышать единицу. Для оценки его величины можно использовать довольно грубую аппроксимацию, считая, что прилипание «выключается» при некоторой напряженности поля, E_l (положим просто $v - v' = v_0 \theta(E - E_l)$) и что время τ_r резко меняется при $E = E_c$: $\tau_r = \tau_1 \theta(E_c - E) + \tau_2 \theta(E - E_c)$. Приближенное аналитическое вычисление интегралов в предположении $E_c \gg E_1$ при этом дает

$$\beta \approx 1 + v_0 \frac{1 - f(E_l/E_1)}{1 + 0,27 \alpha (E_3/E_1)^{3/2}}, \quad (18)$$

где $f(x)$ — функция, медленно убывающая от 1 при $x=1$ и ведущая себя как $1,6/\sqrt{x}$ при больших x ; при $x > 5$, например, получаем $1 - f(x) > 0,35$. При реальных значениях параметров [2] знаменатель выражения (18) есть величина порядка единицы. Мы видим, что при больших v_0 коэффициент β также оказывается большим, даже если прилипание действует в сравнительно небольшой области слабых полей; соответственно меняется и скорость. Это изменение скорости может оказаться весьма существенным и составить один-два порядка. Таким образом, прилипание может быть одним из факторов, обуславливающих отличие экспериментально измеренных значений скорости от рассчитанных без учета прилипания.

Заметим, что в рамках принятой модели зависимость скорости домена с плоской вершиной от напряжения на образце, наблюдавшееся, например, в работах [2, 3, 10], остается необъясненной. Можно предположить, что и это обстоятельство связано с неполнотой модели, пренебрегающей, в частности, медленными процессами перезарядки уровней в сильном поле, а также эффектами джоулева нагрева.

В заключение выражаем благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу и И. А. Куровой за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курова И. А., Врана М. «Физика твердого тела», **1**, 1095, 1967.
2. Курова И. А., Врана М. Труды XI Международной конференции по физике полупроводников. Л., «Наука», 1969.
3. Калашников С. Г., Каган М. С., Вдовенков В. А. «Физика и техника полупроводников», **1**, 1116, 1967.
4. Ridley В. К., Pratt R. G. J. Phys. Chem. Solids., **26**, 21, 1965.
5. Врана М., Курова И. А. «Физика и техника полупроводников», **3**, 1774, 1969.
6. Ridley В. К., Wisbey P. H. Brit. J Appl. Phys., **18**, 761, 1967.
7. Минц Р. М. В сб.: «Памяти А. А. Андропова». М., Изд-во АН СССР. 1955, стр. 499.
8. Волков А. Ф., Коган Ш. М. «Успехи физических наук», **96**, 633, 1968.
9. Kröll K. E. Phys., Stat. Sol., **24**, 707, 1967.
10. Климка Л. А., Кальвенас С. П., Пожела Ю. К. «Физика и техника полупроводников», **4**, 407, 1970.

Поступила в редакцию
17.5.1971 г.

Кафедра
полупроводников