

# МЕДЛЕННОЕ И БЫСТРОЕ ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ СТЕНОК В МНОГОДОЛИННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

В.Л.Борблик, З.С.Грибников

Из-за разогревной зависимости скорости захвата электронов на донорные центры доменные стенки, образующиеся при многозначном эффекте Сасаки, становятся слоями концентрационного обеднения или обогащения. Это приводит либо к "автолокализации" стенки на созданной ею же неоднородности (резкому падению подвижности в поперечном магнитном поле), либо к ее спонтанному движению.

Рассмотрим двухдолинный полупроводник (рис. 1) с током, строго направленным в плоскости осей долин вдоль оси симметрии (ось  $x$ ). В таком полупроводнике в режиме многозначного эффекта Сасаки (МЭС) <sup>1</sup> наряду со случаем пространственно однородного поперечного поля  $E_y = \partial E_x$  ( $E_x$  — заданное тянущее поле) возможны распределения  $\vartheta(y)$  в форме доменных стенок, разделяющих области однородного поля  $\vartheta = \pm \vartheta_d(E_x)$ . Доменные стенки бывают двух типов: 1) тонкие, разделяющие домены с поперечными полями, направленными от стенки; 2) толстые, разделяющие домены с полями, направленными к стенке <sup>2</sup>. Пространственный масштаб последних определяется длиной дрейфа электронов в поле  $\vartheta_d E_x$  за время междолинного рассеяния.

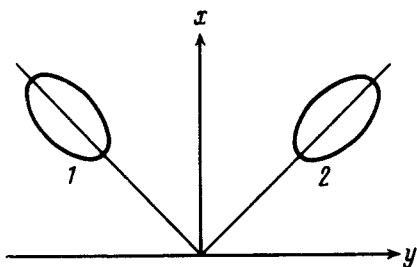


Рис. 1. Двухдолинная модель

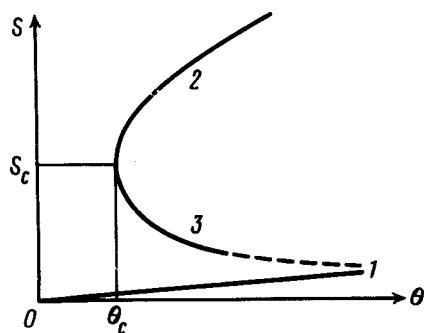


Рис. 2. Скорость медленных (1) и быстрых (2, 3) доменных стенок в зависимости от холловского угла (случай дефицита)

Поскольку в доменах электроны находятся главным образом в той из долин, где их разогрев меньше из-за охлаждающего действия поперечного поля, электроны в стенке в среднем горячее электронов в доменах, разделяемых ею. Концентрация свободных электронов является достаточно резкой функцией их средней энергии, ибо МЭС имеет место при низких температурах, когда носители в основном выморожены, а разогрев электронов электрическим полем приводит к изменению скорости их захвата свободными донорами; с ростом разогрева эта скорость может как уменьшаться, так и возрасти <sup>3</sup>. Поэтому в доменной стенке может образоваться как избыток электронов по сравнению с периферией, так и их дефицит. Эффект особенно велик в толстой стенке ввиду ее большой протяженности.

Поскольку времена захвата электронов на доноры, как правило, заметно превышают время их междолинного рассеяния, возникающая таким образом неоднородность концентрации (подобно заданной неоднородности легирования <sup>4</sup>) способна как локализовать на себе доменную стенку, так и сделать ее покоящееся состояние невозможным. Как показано в <sup>4</sup>, толстая стенка устойчиво захватывается только минимумом концентрации, а тонкая — максимумом. Поэтому в области полей, в которых скорость захвата электронов донорами рас-

тет с ростом их разогрева, толстая доменная стенка образует область дефицита концентрации, на котором устойчиво локализуется. В области полей с противоположным законом зависимости скорости захвата от разогрева стационарное положение толстой стенки не реализуемо, т. к. стенка непрерывно убегает от создаваемого ею же избытка концентрации, то есть находится в состоянии достаточно быстрого спонтанного движения вдоль или против оси  $y$ .

При наличии малого магнитного поля, нормального плоскости  $xu$ , или же малого поперечного тока  $i_y$  (появляющегося, в частности, при малом отклонении направления тока от оси  $x$ ) решения в виде стационарных доменных стенок в концентрационно-однородном полупроводнике также отсутствуют, однако возможны стенки, движущиеся со скоростью, пропорциональной холловскому углу или поперечному току и имеющей порядок дрейфовой скорости в холловском поле или в поле, обусловленном поперечным током  $i_y$ . Учет самосогласованной концентрационной неоднородности, обусловленной разогревной зависимостью скорости захвата электронов на доноры, существенно обогащает указанную картину.

Записывая уравнения непрерывности потоков электронов в долинах 1 и 2 и на донорных уровнях (в приближении квазинейтральности), находим их решение в виде стационарных волн, распространяющихся вдоль оси  $y$ . При этом предполагается локальная полевая зависимость времен ухода электронов из долины в долину  $\tau$  и времен захвата на донорный уровень  $\nu^{-1}$ . Те и другие считаются функциями эффективных полей  $E_{1,2}$ , определяемых формулами:

$$E_{1,2}^2 = E_x^2 + E_y^2 \pm 2aE_xE_y, \quad (1)$$

где  $a = |\mu_{yx}^{(1,2)} / \mu_{yy}^{(1,2)}| = |\mu_{xy}^{(1,2)} / \mu_{xx}^{(1,2)}|$ ;  $\mu_{1,2}^A$  — тензоры подвижностей электронов в долинах, конкретный вид зависимостей  $\tau(E_{1,2})$  и  $\nu^{-1}(E_{1,2})$  — получается с помощью численного моделирования<sup>1</sup> или оценивается из экспериментальных данных<sup>3</sup>.

На рис. 2 качественно показаны зависимости скорости движения толстой доменной стенки от холловского угла  $\theta$  в случае дефицита концентрации электронов в стенке. Имеются три ветви этих зависимостей. Ветвь 1 ("медленная" стенка) отвечает квазистационарному движению толстой стенки вместе с самосогласованным профилем концентрации; медленность движения обусловлена процессом перезарядки доноров, сопровождающим ее движение. Скорость медленного движения при разомкнутых холловских электродах дается формулой:

$$S_1 = -\theta \mu E_x \frac{\nu(E_x) \tau(E_x)}{\kappa(E_x) g(E_x)} \left\{ 1 + \frac{1 + \nu(E_x) \tau(E_x) / 2}{g(E_x)} - \frac{a^2}{2} \frac{E_x}{\nu(E_x)} \nu'(E_x) \right\}, \quad (2)$$

где

$$\mu = \mu_{xx}^{(1,2)} = \mu_{yy}^{(1,2)}, \quad g(E_x) = g_0(E_x) / (1 + \kappa(E_x)),$$

$$g_0(E_x) = - \left[ 1 + \frac{a^2 E_x}{\tau(E_x)} \tau'(E_x) \right] + \frac{\tau(E_x)}{2} [a^2 E_x \nu'(E_x) - \nu(E_x)],$$

$$\kappa(E_x) = - \frac{a^2}{2\nu(E_x)} [(1 + a^2) E_x \nu'(E_x) - a^2 E_x^2 \nu''(E_x)];$$

штрихи обозначают производные по  $E_x$ . Напомним, что МЭС имеет место при  $d\tau/dE_x < 0$ , причем необходимо выполнение условия  $g_0(E_x) > 0$ . Дефицит концентрации в стенке имеет место при  $\kappa < 0$  (но  $|\kappa| < 1$  с некоторым запасом). Движение стенки тем медленнее, чем меньше величина  $\nu(E_x) \tau(E_x) \ll 1$ .

Ветви 2 и 3 на рис. 2 отвечают "быстрой стенке", скорость движения которой определяется корнями квадратного уравнения

$$S^2 - 2 \frac{\theta}{a} p S - q = 0, \quad (3)$$

где

$$p(E_x) = a\mu E_x [1 + (1 + \nu(E_x)\tau(E_x)/2)/g_0(E_x)] ,$$

$$q(E_x) = (a\mu E_x)^2 \tau(E_x) \left[ \frac{1}{2} (\nu^+ + \nu^-) - \nu(E_x) \right] / g_0(E_x) ,$$

$\nu^\pm = \left(1 \pm \frac{\vartheta_d}{a}\right) \nu(E_x \sqrt{1 + \vartheta_d^2 \mp 2a \vartheta_d})$ ; в глубине интервала полей с МЭС  $\vartheta_d \approx a$ , и выражение в квадратной скобке из формулы для  $q(E_x)$  равно  $\nu(E_x \sqrt{1 - a^2}) - \nu(E_x)$ . В стенке с дефицитом концентрации  $q(E_x) < 0$ . Поэтому при  $\theta < \theta_c(E_x) = a|q|^{1/2}/p$  быстрое движение стенки невозможно. Движение с отрывом от концентрационного дефицита становится возможным только при  $\theta > \theta_c$ , причем скорость этого движения велика, и сопровождающий стенку дефицит не успевает развиваться. Из двух скоростей быстрого движения стенки одна растет с ростом  $\theta$ ; при  $\theta \gg \theta_c$  имеем  $S_2 \propto \theta$ . Другая скорость быстрого движения спадает с ростом  $\theta$ . (при  $\theta \gg \theta_c$  как  $1/\theta$ ).

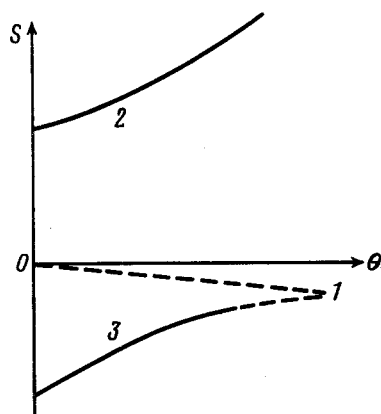


Рис. 3. То же, что на рис. 2 (случай избытка)

Качественная картина движения стенки с избытком электронной концентрации показана на рис. 3. Здесь  $\kappa > 0$ , и скорость медленной стенки направлена в обратную сторону по сравнению с предыдущим случаем, однако медленная стенка с избытком неустойчива. Быстрые же стенки (ветви 2 и 3) в этом случае существуют и при  $\theta = 0$ : это спонтанное движение стенки, уходящей от созданной ею же неоднородности — области обогащения. В отличие от предыдущего случая быстрые стенки двигаются в разные стороны, причем одну из них магнитное поле ускоряет, так что при  $\theta \gg \theta_c$  по-прежнему  $S_2 \propto \theta$  и происходит полное освобождение от концентрационной оболочки, а другую — тормозит.

В случае с холловским током качественный характер картины движения стенок остается неизменным, хотя направление медленного движения может измениться на противоположное.

В недавних экспериментах<sup>5</sup> наблюдались осцилляции ЭДС на торцевых зондах с частотой, пропорциональной магнитному полю; эти осцилляции можно интерпретировать как результат медленного движения многодоменной структуры в *n*-Si. Настоящая работа, касающаяся движения одиночных доменных стенок, недостаточна, однако, для полного описания движения многодоменных структур.

Авторы благодарны О.Г.Сарбею и М.И.Дыкману за обсуждение.

#### Литература

1. Аше М., Грибников З.С., Митин В.В., Сарбей О.Г. Горячие электроны в многодолинных полупроводниках. Киев: Наук. думка, 1982.
2. Грибников З.С., Митин В.В. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, 272.
3. Ashe M., Kostial H., Sarbey O.G. Phys. Stat. Sol. (b), 1979, 91, 521.

4. Грибников З.С. ЖЭТФ, 1983, **85**, 388.

5. Гигуашвили Г.В., Сарбей О.Г. ФТП, 1988, 22,

Институт полупроводников

Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию

4 февраля 1988 г.

---