

НОВЫЙ ВИД ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ВБЛИЗИ ФОТОСТИМУЛИРОВАННОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА, АВТОСОЛИТОНЫ

Р.Ф.Мамин

Казанский физико-технический институт КНЦ РАН
420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 25 мая 1994 г.

Показано, что в условиях интенсивного освещения возникновение доменов авто-солитонного типа вблизи фазового перехода в полупроводниках может происходить за счет перераспределения электронов на уровнях прилипания.

Известно, что в сегнетоэлектриках-полупроводниках вблизи фотостимулированных фазовых переходов обнаруживается сильное взаимное влияние электронной и решеточной подсистем. Это проявилось в таких явлениях, как колебание межфазной границы в $SbSI$ [1], колебаниях параметра порядка в прустите (Ag_3AsS_3) [2]. На основе модели, предложенной в работе [3], удалось описать различное динамическое поведение сегнетоэлектриков-полупроводников, выявить особенности синергетического поведения данной системы. Но кроме динамических состояний, о которых упоминалось выше, в синергетической системе возможны неоднородные состояния, связанные с корреляцией поведения взаимодействующих подсистем в пространстве. В данной работе будет рассмотрено возникновение автосолитонных состояний в сегнетоэлектриках-полупроводниках в условиях интенсивного освещения.

Взаимное влияние электронной и решеточной подсистем в сегнетоэлектриках-полупроводниках проявляется, с одной стороны, в сдвиге температуры фазового перехода при изменении концентрации электронов в ловушках, с другой стороны, в изменении энергетических интервалов электронного спектра при изменении значения параметра порядка [3].

Уравнение, описывающее динамику параметра порядка, запишем в виде релаксационного уравнения Ландау-Халатникова:

$$\frac{d\eta}{dt} = -\Gamma \left[(\alpha + am)\eta + \beta\eta^3 + \gamma\eta^5 - \delta \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right]. \quad (1)$$

Здесь $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ - коэффициенты разложения решеточной части термодинамического потенциала по степеням параметра порядка и его производным ($\alpha = \alpha'(T - T_0)$), Γ - кинетический коэффициент, η - параметр порядка, а член am определяет сдвиг температуры фазового перехода за счет электронов на уровнях прилипания.

Уравнение, описывающее динамику электронов на уровнях прилипания и зависящее от параметра порядка, имеет следующий вид:

$$\frac{dm}{dt} = D \frac{\partial^2 m}{\partial x^2} - Q(\eta, m), \quad Q(\eta, m) \equiv -J(M - m) + mA(\eta),$$

$$J = \gamma_n n_0, \quad A(\eta) = \gamma_n N_c \exp\left(-\frac{u_0 + \bar{a}\eta^2}{kT}\right). \quad (2)$$

Здесь n_0 – концентрация электронов проводимости ($n_0 \propto I$, I – интенсивность освещения), M – концентрация уровней прилипания, γ_n – кинетический коэффициент, N_c – плотность состояний в зоне проводимости, $u = u_0 + \tilde{a}\eta^2$ – энергетический интервал от дна зоны проводимости до уровней прилипания, зависящий от параметра порядка [3], D – коэффициент диффузии.

Поведение системы (1)–(2) в однородном случае было исследовано в работе [3]. Рассмотрим возможность возникновения и динамику неоднородных состояний в виде уединенных доменов одной фазы в другой (автосолитонов), связанных с перераспределением электронов в ловушках. Наша система представляет собой типичную синергетическую систему, состоящую из двух, взаимно влияющих друг на друга подсистем (решеточной и электронной), и находящуюся в условиях притока энергии извне. В ней автосолитонные состояния реализуются тогда, когда единственное стационарное состояние системы становится метастабильным за счет освещения. Существование автосолитона и распределение параметра порядка в нем непосредственно связано с распределением концентрации электронов в ловушках в пространстве.

Динамика системы определяется тем, что, во-первых, характерные времена изменения параметра порядка η и концентрации электронов в ловушках m существенно различны ($\epsilon = \tau_\eta/\tau_m \ll 1$), во-вторых, характерные диффузионные длины для этих переменных также существенно различаются ($\lambda = L_\eta/L_m \ll 1$). Это позволяет решать задачу методом разделения быстрых (резких) и медленных (плавных) процессов.

Значение параметра порядка на участке медленных движений зависит от значения концентрации электронов на уровнях прилипания в данной точке и определяется выражением

$$\eta^2 = \frac{-\beta + \sqrt{\beta^2 - 4\gamma(\alpha + am)}}{2\gamma} \equiv \eta^2(m), \quad m > m_0;$$

$$\eta = 0, \quad m < m_0, \quad (3)$$

где m_0 – концентрация электронов в ловушках в области статической доменной стенки, которая определяется выражением:

$$m_0 = \frac{3\beta^2 - 16\gamma\alpha}{16\gamma\alpha}. \quad (4)$$

Значения $m(x)$ на участке медленных движений находятся из уравнений диффузии. Граничные условия для этих уравнений задаются из следующих соображений. Вдали от автосолитона значения параметров системы выходят на однородное стационарное состояние η_s, m_s , определяемое как стационарное решение уравнений (1)–(2). Значения параметров в центре автосолитона η_c, m_c получаем из условия гладкости распределения концентрации электронов на уровнях прилипания на межфазной границе, которое имеет следующий вид:

$$\int_{m_s}^{m_0} Q(\eta(m), m) + \int_{m_0}^{m_c} Q(\eta(m), m) = 0, \quad (5)$$

где $\eta(m)$ соответствует значению параметра порядка в автосолитоне. Полуширина автосолитона L_0 определяется выражением ($L^2 = DA^{-1}(0)$):

$$L_0 = L \left(\frac{A(0)}{2} \right)^{1/2} \int_{m_c}^{m_0} \left[\int_{m_c}^m Q(\eta(m), m) dm \right]^{-1/2} dm, \quad (6)$$

где L – характерная длина диффузии электронной подсистемы.

В области быстрого (резкого) изменения параметра порядка в доменной стенке при постоянной m_0 существует точное решение [5,6]:

$$\eta^2 = \frac{\eta_0^2}{1 + \exp(-\xi/\Delta)}, \quad \Delta = \left(-\frac{4\delta\gamma}{3\beta^2} \right)^{1/2},$$

$$\eta_0^2 = -\frac{3\beta^2}{4\gamma}, \quad \xi = x - x_0, \quad (7)$$

где x_0 – центр доменной стенки ($x_0 = \pm L_0$), а ξ изменяется относительно центра соответствующей доменной стенки.

В области медленного движения распределения концентрации электронов на уровнях прилипания находим интегрированием стационарной части уравнения (2):

$$|x| = L(A(0)/2)^{1/2} \int_{m_c}^m \left[\int_{m_c}^m Q(\eta(m), m) dm \right]^{-1/2} dm, \quad 0 < |x| < L_0,$$

$$|x| - L_0 = L(A(0)/2)^{1/2} \int_{m_0}^m \left[\int_{m_0}^m Q(\eta(m), m) dm \right]^{-1/2} dm, \quad L_0 < |x| < \infty. \quad (8)$$

Так как уравнения (5)–(8) не удается решить до конца аналитически, окончательные результаты получались численным интегрированием. На рис.1 показано распределение параметра порядка η и концентрации электронов в ловушках m в автосолитоне для случая автосолитона сегнетоэлектрической фазы в парафазе. На рис.2 показано изменение размера автосолитона L_0 в зависимости от температуры через параметр α ($\alpha = \alpha'(T - T_c)$) при постоянной интенсивности внешнего освещения ($J = 0, 6$).

Описанные выше автосолитоны являются стационарными образованиями, однако параметры нашей системы таковы ($\epsilon \ll 1$, $\lambda \ll 1$), что, согласно [4], статические автосолитоны должны преобразовываться в пульсирующие. Кроме того, поскольку система находится в метастабильном, триггерном состоянии, то в ней в результате локального пробоя может образоваться бегущий автосолитон, после прохождения которого система вновь возвращается в однородное метастабильное состояние. Скорость бегущего автосолитона:

$$v \simeq v_0(1 - \sqrt{1 + \mu(m_0 - m_s)}), \quad v_0 = -\beta\Gamma(\delta/\gamma)^{1/2}, \quad \mu = 4\gamma\alpha/\beta^2. \quad (9)$$

В условиях неустойчивого состояния в однородном случае [3] в распределенной системе реализуется автоволновой режим. Автоволна представляет собой периодическую доменную структуру чередующихся сегнето- и парафаз, движущуюся с постоянной скоростью v_0 (8).

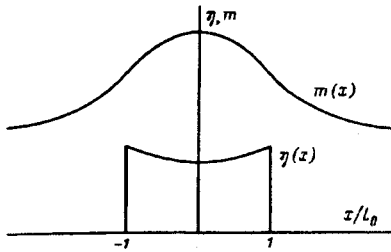


Рис.1

Рис.1. Распределение параметра порядка и концентрации электронов на уровнях прилипания в автосолидоне сегнетоэлектрической фазы в парафазе случай α ($\alpha = -21 \cdot 10^{-3}$) ($\beta = -7 \cdot 10^4$, $\gamma = 3 \cdot 10^{10}$, $\alpha = 10^{-19}$, $\bar{a} = 4 \cdot 10^6$, $M = 10^{18}$, $T = 300$, $J = 0, 6$)

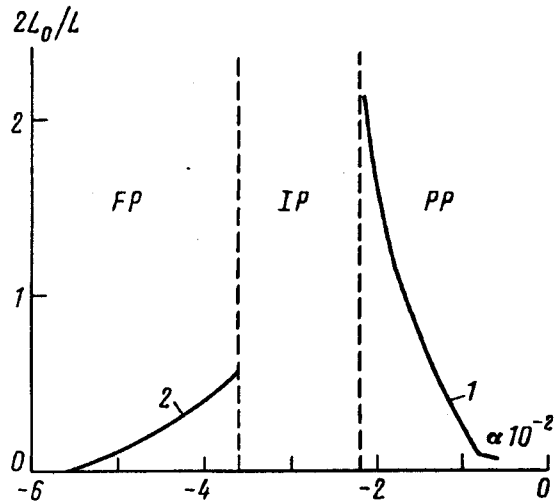


Рис.2

Рис.2. Зависимость ширины автосолитона от параметра α ($\alpha = \alpha'(T - T_c)$); 1 - для автосолитона, представленного на рис.1; 2 - для автосолитона парафазы в сегнетофазе; FP - сегнетоэлектрическая фаза, PP - парафаза, IP - неустойчивое состояние; значение параметров то же, что на рис.1

Эволюция автосолитона может привести к образованию периодической доменной структуры, период которой определяется диффузионной длиной электронной подсистемы. Это может быть одним из механизмов образования периодической доменной структуры, наблюдаемой в фотосегнетоэлектриках [7]. Другой механизм образования периодической доменной структуры был предложен в работе Ларкина и Хмельницкого [5]. В этой работе эффект связывался с наличием разности концентраций электронов проводимости вблизи межфазной границы ($n^s/n^p = \exp(-\Delta\epsilon_g/kT)$, где n^s и n^p — концентрация электронов проводимости в сегнето- и парафазе, соответственно). В отличие от работы [5] при высокой интенсивности внешнего освещения $n^s \approx n^p \sim I$ (I — интенсивность освещения) и $n^s/n^p \approx 1$. Механизм образования доменной структуры, предложенной в настоящей работе, кроме того очевидного факта, что в его образовании участвуют электроны на уровнях прилипания, а не электроны проводимости, имеет также другую принципиальную особенность. Прежде всего, области сегнетофазы соответствует большая концентрация электронов в ловушках, чем области парафазы, в отличие от того, что имеет место в работе [5]. Последний факт является нетривиальным, потому что по-прежнему [5] увеличение концентрации электронов сдвигает температуру фазового перехода в сторону более низких температур, и в однородном случае, как правило, большей концентрации электронов на уровнях прилипания соответствует парафаза, а меньшей — сегнетофаза. Возникающее поведение связано с динамикой

сегнетоэлектрика-полупроводника как целого, и является примером синергетического поведения.

В реальной системе возможно образование как аperiodической доменной структуры, так и отдельных доменов. Механизм образования периодической доменной структуры в реальных системах зависит от механизма реализации автосолитона. Он может быть либо связан с локальным пробоем на периферии автосолитона, где есть неустойчивость относительно малых, но конечных флуктуаций параметра порядка [4], либо с генерацией автоволны при локальном освещении.

Таким образом, в настоящей работе исследовано возникновение доменных образований (автосолитонов) вблизи фотостимулированного фазового перехода. Исследуемое явление связано с самосогласованным образованием доменов и неоднородной концентрации электронов на уровнях прилипания (ловушках). Результаты работы могут быть легко обобщены на несегнетоэлектрические структурные фазовые переходы и магнитные фазовые переходы в полупроводниках [8].

Автор благодарен Б.З.Малкину, Г.Б.Тейтельбауму и В.М.Фридкину за обсуждение результатов.

Исследования, представленные в этой публикации, были поддержаны грантом Rh. 9000 Международного научного фонда (ISF).

-
1. В.М.Фридкин, М.И.Горелов, А.А.Греков и др. Письма в ЖЭТФ 4, 461 (1966).
 2. И.М.Шмытько, В.С.Шехтман, В.И.Иванов, Письма в ЖЭТФ 29, 425 (1979).
 3. Р.Ф.Мамин, Г.Б.Тейтельбаум, Письма в ЖЭТФ, 44, 326 (1986).
 4. Б.С.Кернер, В.В.Осипов, ЖЭТФ 83, 2201 (1982).
 5. А.И.Ларкин, Д.Е.Хмельницкий, ЖЭТФ 55, 2345 (1968).
 6. A.Gordon, Phys. Lett. 99A, 329 (1983).
 7. А.А.Греков, В.А.Ляховицкая, А.И.Родин, В.М.Фридкин. ДАН СССР 169, 810 (1966).
 8. В.Д.Ковалев, Э.Л.Нагаев, УФН 148, 561 (1986).