

## СВОЙСТВА АВТОСОЛИТОНОВ В «ПЛОТНОЙ» ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

Гафийчук В. В., Кернер Б. С., Осипов В. В., Южанин А. Г.

Изучены кинетика образования и эволюция автосолитонов (АС) в разогретой электрическим полем плотной электронно-дырочной плазме (ЭДП), подвижность носителей в которой определяется электронно-дырочными столкновениями. Показано, что кратковременный дополнительный локальный разогрев носителей приводит к образованию в устойчивой слабо разогретой ЭДП статического автосолитона в виде параллельного линии тока слоя или цилиндра высоких температуры и плотности тока, низкой концентрации и несколько повышенного давления носителей.

При уменьшении поля размер АС уменьшается, и он при некотором критическом значении поля скачкообразно исчезает; при увеличении поля АС расширяется, а при некотором поле начинает спонтанно делиться, так что весь образец со временем заполняется слоями (продольными стратами).

Показано, что в горячей устойчивой плазме кратковременное увеличение генерации носителей в локальной области приводит к образованию холодного АС в виде области высокой концентрации и несколько пониженного давления носителей.

В устойчивой разогретой электронно-дырочной плазме (ЭДП) внешним дополнительным кратковременным возбуждением можно возбудить термодиффузионные автосолитоны (АС) — самоподдерживающиеся локализованные области высокой температуры и пониженной концентрации носителей [1-3]. В ЭДП не очень высокой плотности образуются поперечные АС в виде перпендикулярного линиям тока слоя сильного электрического поля и низкой концентрации носителей [2, 4]. В реальной ЭДП такие АС могут сноситься вдоль линий тока [5].

Иная ситуация реализуется в разогретой электрическим полем «плотной» ЭДП, в которой подвижность носителей определяется электронно-дырочными столкновениями. В такой плазме могут образовываться продольные статические горячие страты или АС, т. е. параллельные току неподвижные слои или цилиндры высоких температуры и плотности тока, но пониженной концентрации носителей [6]. В данной работе исследуется процесс возбуждения таких АС в плотной устойчивой ЭДП (раздел 2), изучается эволюция горячего АС при изменении электрического поля (раздел 3), а также анализируются свойства холодных АС, которые в ряде случаев можно возбудить в сильно разогретой устойчивой плазме (раздел 4).

1. *Основные уравнения.* В полупроводниках с высокой концентрацией носителей ( $n=p$ ), в которых эффективные массы электронов  $m_e^*$  и дырок  $m_h^*$  различаются не сильно, или с вырожденной валентной зоной с массой легких дырок  $^1 m_h^* \sim m_e^*$  электроны и дырки разогреваются в электрическом поле как единая система, характеризующаяся общей температурой  $T$ . В рассматриваемой плотной ЭДП образуются АС в виде слоя, параллельного линиям тока (оси  $z$ ), т. е. состояний, неоднородных лишь вдоль оси  $x$  [6]. В таких продольных АС составляющая плотности тока  $j_x = \sigma E$  постоянна вдоль оси  $z$ . Поэтому из условия квазинейтральности плотной плазмы ( $\text{div } \mathbf{j} = 0$ ) и условия, что  $j_x = 0$  на границах образца ( $x=0, L_x$ ), следует, что  $j_x = 0$  всюду в образце. Под действием

<sup>1</sup> В этом случае происходит интенсивное рассеяние энергии электронов на тяжелых дырках благодаря их переходу в зону легких дырок [7].

электрического поля электроны и дырки движутся вдоль оси  $z$  навстречу друг другу, и их подвижность определяется электронно-дырочными столкновениями и равна [8]

$$\mu = e\tau_{eh}/m^* \propto T^{3/2}/n, \quad (1)$$

где  $n$  — концентрация носителей ( $n=p$ ). В такой плотной ЭДП проводимость носителей не зависит от их концентрации, а ток

$$j_x = \sigma E \propto T^{3/2} E. \quad (2)$$

Распределение носителей вдоль оси  $x$ , перпендикулярной линиям тока (оси  $z$ ), определяется их амбиполярной диффузией. Иными словами, электроны и дырки в направлении оси  $x$  движутся совместно с единым (за счет интенсивных электронно-дырочных соударений) импульсом, который рассеивается на фононах и дефектах. Поэтому в плотной ЭДП электронный ток равен по модулю дырочному и определяется градиентом давления носителей  $P=nT$  и амбиполярным полем. Исключая последнее из условия  $j_x=0$ , получим [8] <sup>2</sup>

$$j_x = \mu_a \frac{\partial P}{\partial x} = \mu_a T \frac{\partial n}{\partial x} + \mu_a n \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (3)$$

где  $\mu_a = 2\mu_e \mu_h / (\mu_e + \mu_h)$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_h$  — подвижности электронов и дырок, отвечающие их рассеянию на фононах и дефектах. Используя (3), обычное уравнение баланса числа электронов [9] можно записать в виде

$$\tau_r \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{P}{T} \right) = L^2 \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \frac{\mu_a}{\mu_0} \right) \frac{\partial P}{\partial x} \right] + G\tau_r - \frac{P}{T}, \quad (4)$$

где  $L = (\mu_0 T_l \tau_r / e)^{1/2}$ ,  $G$ ,  $\tau_r$  — скорость генерации и время рекомбинации носителей, верхний индекс нуль у величины означает, что она взята при  $T=T_l$ ,  $T_l$  — температура решетки полупроводника. Из уравнения (2) видно, что в разогретой плотной ЭДП длина биполярной диффузии носителей  $L$  в отличие от квазиравновесной плазмы характеризует масштаб изменения не концентрации носителей  $n$ , а их давления  $P=nT$ . С этим обстоятельством и связана физика образования АС в устойчивой ЭДП (раздел 2). Поток энергии носителей в плотной ЭДП можно записать в виде

$$j_x = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} - \left( \frac{5T}{\sigma} \right) j_x = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} - \left( \frac{5\mu_a T}{\sigma} \right) \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (5)$$

где величина  $\kappa$  мала в меру отношения  $\tau_{ee}/\tau \ll 1$ . Несмотря на это, в выражении (5) в отличие от (3) преднамеренно сохранен член, пропорциональный  $\partial T/\partial x$ , поскольку в АС давление  $P$  изменяется гораздо более плавно, чем температура  $T$ . Действительно, масштаб изменения давления определяется величиной  $L$ , а температуры — длиной остывания носителей по энергии  $l_e \ll L$ . Условие  $L \gg l_e$  справедливо независимо от того, какое из слагаемых в правой части (5) является превалирующим, поскольку оно выполняется за счет того, что в полупроводниках время рекомбинации носителей  $\tau_r$ , как правило, на много порядков превосходит время релаксации их энергии  $\tau_e$ . Проведенный в данной работе анализ показал, что свойства АС не зависят от того, какое из слагаемых в (5) учитывалось при численных расчетах. Учет в (5) слагаемого, пропорционального  $\kappa$ , приводит лишь к некоторому изменению размера стенки АС (см. далее); для параметров ЭДП в Ge ( $T_l=10$  К,  $n=p=5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>) это изменение составляло менее 30 %.

Используя выражения (2) и (5), обычное уравнение баланса энергии носителей [9] можно записать в виде

$$3 \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} + 5 \frac{\mu_a T}{\sigma} \frac{\partial P}{\partial x} \right) - \frac{P(T-T_l)}{\tau_r T} + \sigma \left( \frac{T}{T_l} \right)^{3/2} E^2. \quad (6)$$

<sup>2</sup> В менее плотной плазме  $j = e\sigma/\partial x (Dn) = \mu_a \partial P/\partial x + P\partial\mu_a/\partial x$  [9]. Последнее слагаемое, обусловленное термосилой [10], связано с зависимостью времени рассеяния импульса носителей на дефектах и фононах  $\tau$  от  $T$  [9]. В плотной плазме термосилой можно пренебречь по параметру  $\tau_{ee}/\tau \ll 1$ , где  $\tau_{ee}$  — характерное время межэлектронных столкновений.

Из (6) следует уравнение локального баланса носителей

$$\sigma^0 E^2 \left( \frac{T}{T_l} \right)^{3/2} = \frac{P(T - T_l)}{T \tau_e}, \quad (7)$$

которое совместно с (2) описывает ВАХ однородной плазмы. При низких температурах носители рассеивают энергию на акустических и оптических фононах. При этом зависимость  $\tau_e(T)$ , например, в Ge при  $T_l = 10$  К [11] можно записать в виде

$$\tau_e^0 / \tau_e(T) = T^{1/2} + 10^4 [\exp(-43/T) - \exp(-43)] (T - 1)^{-1}. \quad (8)$$

Здесь и в дальнейшем температура носителей измеряется в единицах  $T_l$ . Подставляя (8) в (7), легко убедиться, что зависимость  $T(E)$  является монотонной, т. е. перегревная неустойчивость [9] отсутствует. При этом, согласно (2), ВАХ образца, в котором генерируется ЭДП с  $n=p=G\tau_r=5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, при  $T_l = 10$  К однозначна (рис. 1, а). Несмотря на это, однородное состояние ЭДП расслаивается,<sup>3</sup> т. е. теряет устойчивость относительно флуктуаций с волновым числом  $k \sim (l_e L)^{-1/2}$  [6]. Исследования показывают [6], что при  $l_e \ll L$  это реализуется в диапазоне температур от  $T = T_0 = 2T_l$  до  $T = T'_0 = 4.542T_l$ , которым отвечают значения электрического поля  $E_0 = [T_l G \tau_r / \sqrt{8} \sigma^0 \tau_e(2T_l)]^{1/2}$  и  $E'_0 = [(T'_0 - T_l) T_l^{1/2} G \tau_r / (T'_0)^{3/2} \sigma^0 \tau_e(T'_0)]^{1/2}$ . Значения  $T = T_0$  и  $T = T'_0$  являются точками экстремумов зависимости  $P(T)$ , вытекающей из (7) при  $E = \text{const}$ . Эта зависимость  $P(T)$  называется локальной связью [12] и в рассматриваемом случае имеет И-образный вид (см. рис. 2 из [13]).

2. Физика образования горячего автосолитона. При  $E < E_0$  однородное состояние ЭДП устойчиво. Однако кратковременным локальным дополнительным разогревом носителей в такой ЭДП можно возбудить продольный АС (рис. 2, слева). Для изучения процесса возбуждения АС в правую часть уравнения (6) добавлялось слагаемое

$$(1/\tau_e^0) \Delta W = \Delta W_0 n H(|x - x_0|) H(t_n - t) / \tau_e^0 \quad (9)$$

(где  $\Delta W_0$  — амплитуда импульса,  $H(x)$  — функция Хевисайда), которое моделировало локальный (в области размера  $d = 2x_0$ ) кратковременный (длительностью  $t_n$ ) дополнительный разогрев ЭДП импульсом света, поглощающимся на свободных носителях. Исследования показали, что статический горячий АС возникал (рис. 2, слева) лишь в том случае, когда  $l_e < d < L$ ,  $t_n \geq \tau_r$ , а амплитуда импульса  $\Delta W_0$  превышает (но не очень сильно) некоторую величину, зависящую от значений  $d$  и  $t_n$ . После окончания такого возбуждающего импульса в ЭДП самопроизвольно образуется горячий АС (рис. 2, слева), параметры которого определяются характеристиками ЭДП и величиной электрического поля  $E$ , но не зависят от параметров возбуждающего АС импульса. Эти результаты связаны с тем, что с общей точки зрения АС представляет собой аттрактор, характеризующийся конечной областью притяжения. Поэтому параметры возбуждающего импульса должны лежать в определенном диапазоне значений. Эти выводы вытекают и из физики образования АС.

Существование горячего АС определяется тем, что из области высокой температуры в центре АС благодаря термодиффузии происходит интенсивный выброс горячих носителей. Концентрация носителей в ней уменьшается (рис. 1, б), а следовательно, уменьшается и мощность  $P(T - T_l)/(T \tau_e)$ , отводимая от системы горячих носителей в решетку. С другой стороны, согласно (2), мощность, поступающая от электрического поля, возрастает в горячей области, как  $T^{3/2}$ . Это поддерживает высокое значение температуры в центре АС. Провал концентрации носителей в центре горячего АС (рис. 1, б) не расплывается, вследствие того что диффузионный поток носителей в центральной области АС размером  $\mathcal{L}_e < L$  практически уравновешивается термодиффузионным. Компенсация термодиф-

<sup>3</sup> За счет конечности величины  $l_e/L \ll 1$  истинные критические значения поля  $E_c$  и  $E'_c$ , при которых однородная ЭДП расслаивается [6], несколько отличаются соответственно от  $E_0$  и  $E'_0$  (рис. 1, а).

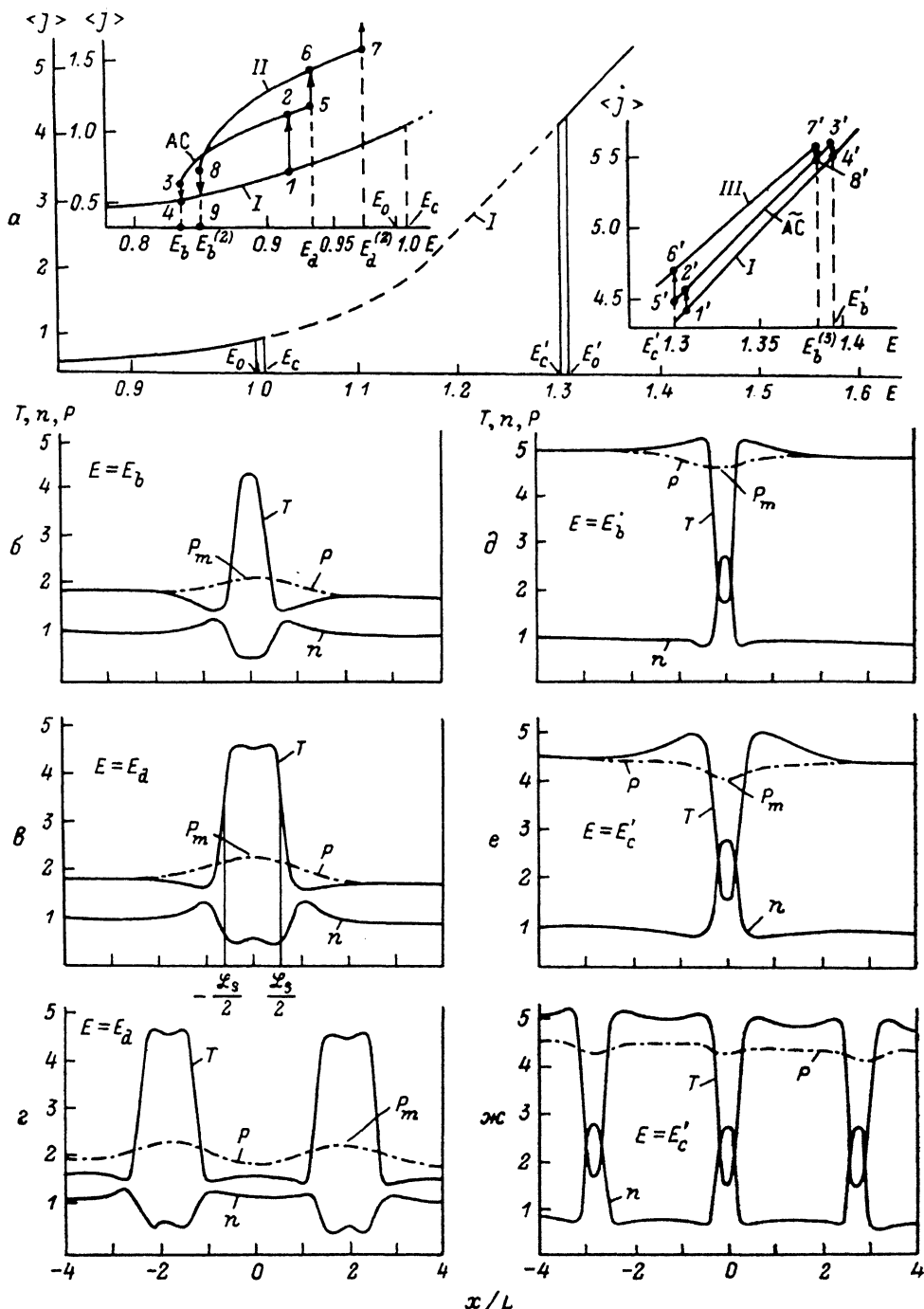


Рис. 1. Вид вольтамперной характеристики (ВАХ) «плотной» ЭДП (а) и образующихся в ней АС.

а — I отвечает ВАХ однородной ЭДП; АС — ЭДП с горячим АС, изображенным на б и в; II — с периодическими горячими стратами (б); АС — с холодными АС (в и е); III — с периодическими холодными стратами (ж). Штрихами на I показан участок ВАХ, отвечающий области неустойчивости однородной ЭДП. Результаты численного исследования уравнений (4), (6) при нейтральных граничных условиях и параметрах:  $l = (\kappa^0 \tau_s / G \tau_r)^{1/2} = 10^{-2} L$ ,  $l_1 = \left( \frac{5 \mu_a T l}{e} \tau_0^0 \tau_r \right)^{1/2} = 0.1 L$ ;  $\tau_s$  дается (8),  $\tau_0^0 / \tau_r = 2 \cdot 10^{-2}$ ; поле  $E$  измеряется в ед.  $E_0$ , плотность тока  $j - j_0 = \sigma^0 T_1^0 E_0$ , время  $t - \tau_r$ , длина  $x - L$ , концентрация  $n - n_0 = G \tau_r$ , давление  $P - n_0 k T_1$ , температура  $T$  — в ед.  $T_1 = 10$  К.

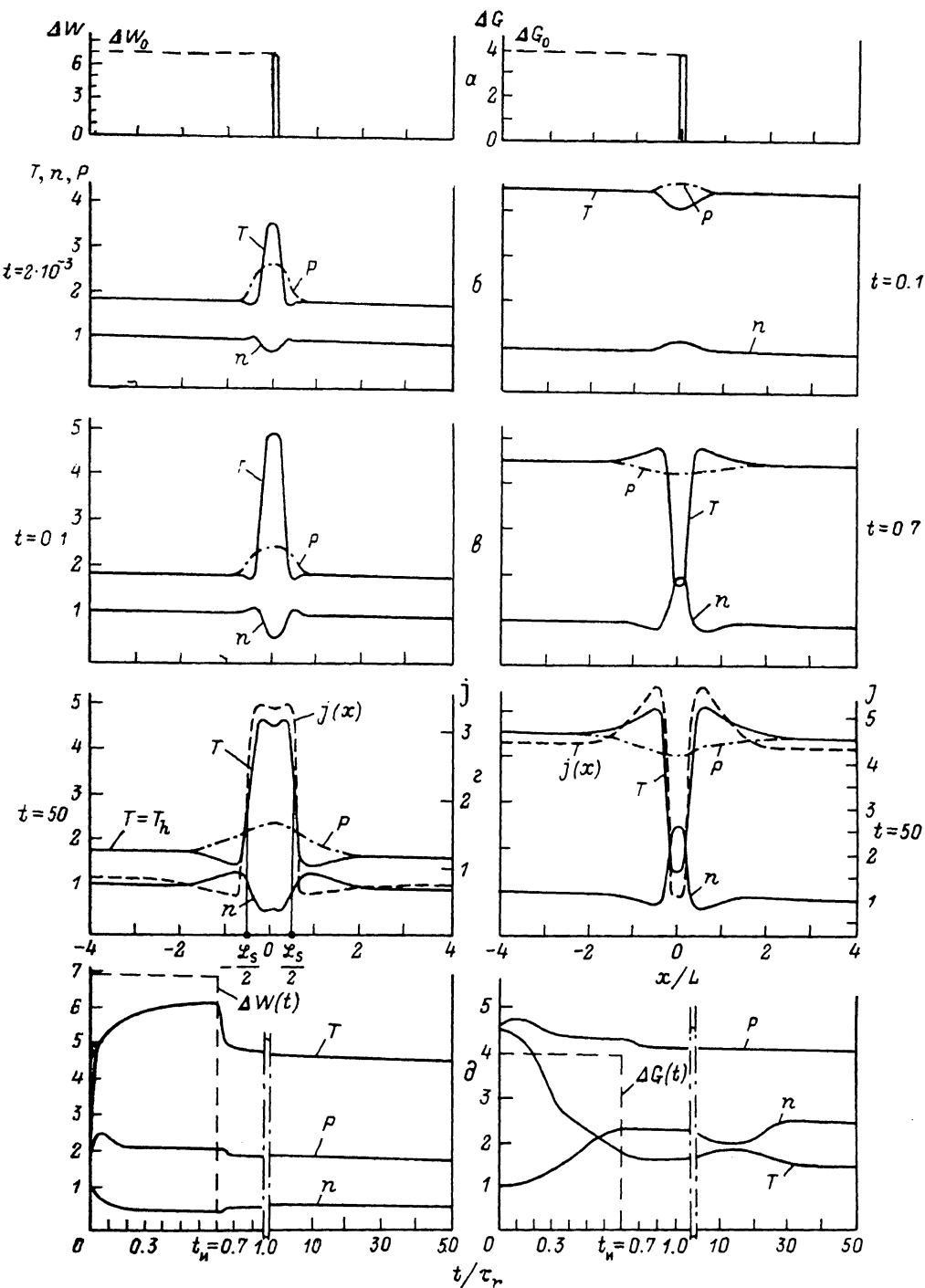


Рис. 2. Кинетика формирования горячего АС при  $E=0.917 E_0$ ,  $E_b < E < E_d$  (рис. 1, а, слева) и холодного АС при  $E=1.31 E_0$  (рис. 1, а, справа).

$\Delta W$  — импульс начального возмущения длительностью  $\tau_n=0.7 \tau_r$ ; б, в — промежуточные состояния в процессе формирования АС, изображенных на г; д — зависимость от времени давления  $P$ , температуры  $T$  и концентрации  $n$  в центре АС (в точке  $x=0$ ). Величина  $\Delta W_0$  (а, слева) измеряется в ед.  $T_1$ , а  $\Delta G_0$  (а, справа) — в ед.  $n_h$ . Остальные параметры указаны в подписи к рис. 1.

физического и диффузионного потоков [последних сласмых в (3)] означает близость к нулю плотности электронного тока  $j_e$  (5) в АС размером  $\mathcal{L}_x < L$ . Последнее следует из уравнения баланса числа электронов (4), согласно которому электронный ток (3), определяемый градиентом давления, изменяется в ЭДП на расстояниях порядка  $L$ . В результате компенсации диффузионного и термодиффузионного потоков в образце возникает термодиффузионный горячий АС в виде двух соседних областей — горячей и холодной (рис. 1, б). Значения температуры и концентрации носителей в этих областях далеки от величин  $T_h$  и  $n_h = G\tau_r$ , соответствующих единственному однородному состоянию ЭДП (рис. 1, а). Таким образом, термодиффузионный АС в ЭДП возникает вследствие сильного влияния термодиффузии горячих носителей на распределение их концентрации [1-5]. Из изложенной физики АС, в частности, следует, что длительность импульса  $t_u$  должна быть порядка  $\tau_r$ . Действительно, за время импульса  $t_u > \tau_e$ , но  $t_u < \tau_r$  носители разогреваются, но концентрация носителей не успевает уменьшиться, поэтому эта область расплывается за счет теплопроводности, точнее потока энергии носителей.

3. *Эволюция горячего автосолитона при разогреве ЭДП.* В плотной ЭДП, согласно (1), (2), среднее значение плотности тока в образце  $\langle j \rangle \sim \langle (T(x))^{1/2} \rangle$  (символ  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение функции вдоль оси  $x$ ). Поэтому возбуждение горячего АС в образце с конечным размером  $\mathcal{L}_x$  приводит, как и показывают численные исследования, к скачкообразному увеличению среднего тока (скачок 1  $\rightarrow$  2, рис. 1, а). Согласно численным расчетам, при уменьшении поля ширина АС, ток через образец и максимальное давление в центре АС  $P_m$  (рис. 1, б, в) уменьшаются, и при значении поля  $E = 0.83E_0$ , когда производная  $(dP_m/dE) \rightarrow \infty$ , АС, вид которого изображен на рис. 1, б, в соответствии с результатами общей теории [12] теряет устойчивость и скачкообразно исчезает (скачок 3  $\rightarrow$  4, рис. 1, а). При увеличении поля АС расширяется (рис. 1, в), а ток через образец возрастает (рис. 1, а). При некотором поле  $E = 0.93E_0$  в центре АС происходит «локальный пробой» [12-14], т. е. лавинообразное уменьшение температуры носителей в центре АС. Локальный пробой в АС приводит к делению АС [13] и возникновению в образце размером  $\mathcal{L}_x = 8L$  двух продольных страт (рис. 1, г). Процесс деления АС сопровождается скачкообразным увеличением тока через образец (скачок 5  $\rightarrow$  6, рис. 1, а). Таким образом, в рассматриваемом случае АС существует в интервале полей от  $E_b$  до  $E_d < E_0$ , ему отвечает участок ВАХ образца с положительной дифференциальной проводимостью (кривая АС, рис. 1, а).

Наблюдаемое деление АС происходит, когда значение плавного параметра системы  $P$  в этих областях достигает экстремального значения  $P'_0$  [13]. Значение давления  $P$  вне стенок АС определяется из уравнения локальной связи (7), из которого можно найти величины  $P = P_0$  и  $P = P'_0$  как точки, где  $dP/dT = 0$  [12, 13], а  $T = T_0$  и  $T = T'_0$  соответственно (см. рис. 2 из [13]). Численные исследования показывают, что локальный пробой и деление АС действительно происходят, когда величина  $P_m$  по мере увеличения  $E$  достигает значения  $P'_0$ . Локальный пробой является тем эффектом, который ограничивает сверху ширину АС некоторой величиной  $\mathcal{L}_s = \mathcal{L}_{\max}$ . Поэтому процесс деления АС заканчивается лишь тогда, когда в результате деления расстояние между образующимися стратами установится таким, что их ширина  $\mathcal{L}_s$  станет меньше  $\mathcal{L}_{\max}$ . В образце с  $\mathcal{L}_x = 8L$  это условие оказалось возможным уже при одном цикле деления (рис. 1, г). При увеличении размера системы  $\mathcal{L}_x$  число циклов деления возрастает [13].

Образующиеся при  $E > E_d$  в результате деления АС (рис. 1, г) две страты (рис. 1, г) по мере дальнейшего увеличения поля  $E$  расширяются и, в свою очередь, в результате локального пробоя в горячих областях делится при некотором  $E = E_d^{(2)}$  (точка 7, рис. 1, а). При этом в соответствии с выводами общей теории [1, 12, 15] число страт в образце удваивается. Напротив, при уменьшении  $E$  рассматриваемые страты (рис. 1, г) сужаются и в точке  $E = E_b^{(2)}$  теряют устойчивость вследствие эффекта «перекачки» [1, 12, 15], т. е. нарастания флуктуаций, стремящихся увеличить амплитуду одной страты за счет уменьшения соседней. В результате в ЭДП образуется АС или же обе страты исчезают (скачок 8  $\rightarrow$  9, рис. 1, а).

Рассмотренное выше деление АС представляет собой пример динамического

образования периодической сложной структуры, т. е. самоорганизации, происходящей в неравновесной системе без участия флуктуаций [14].

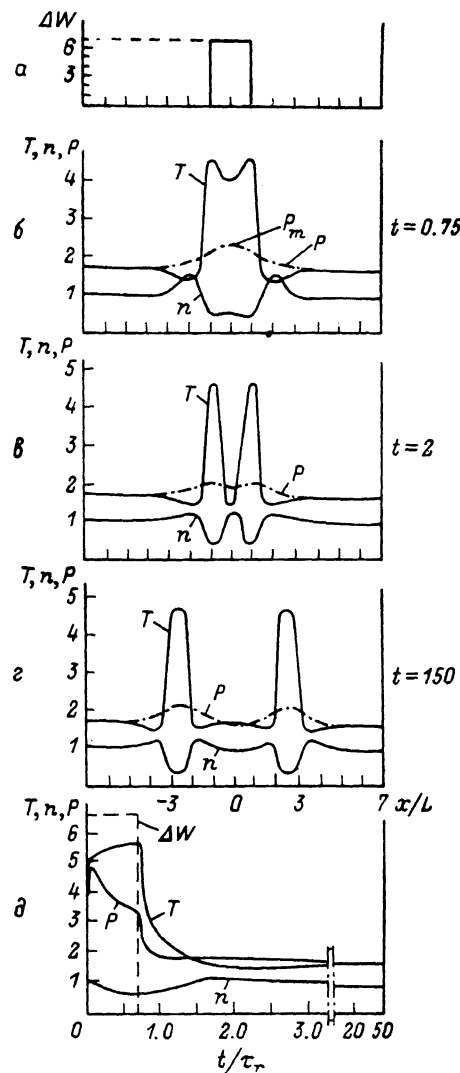
Эффект локального пробоя может определять не только самоорганизацию автоструктур [1, 14], происходящую при квазистационарном изменении электрического поля, но и кинетику образования структур в исходно однородных системах.<sup>4</sup> На рис. 3 показано формирование при  $E < E_d$  в устойчивой однородной ЭДП двух АС с помощью одного достаточно широкого кратковременного импульса. Установлено, что после выключения импульса в образующемся к моменту времени  $t=0.75\tau$ , состоянии (рис. 3, б) давление носителей  $P_m > P'_0$  и, как следствие этого, в центре этого состояния происходят резкое уменьшение температуры и увеличение концентрации носителей (рис. 3, в). Возникающие в достаточно длинном образце две более узкие страты в отличие от случая, рассмотренного в [16, 17], разбегаются до тех пор, пока не формируются два различных АС (рис. 3, г).

4. Кинетика формирования и эволюция холодного АС. Холодный АС (рис. 1, д) образуется в сильно разогретой однородной устойчивой ЭДП (при  $E > E'_0$ ) и представляет собой область высокой концентрации и низкой температуры носителей [15]. Поэтому его можно возбудить кратковременным локальным увеличением скорости генерации носителей в ЭДП. Такое увеличение скорости генерации носителей (рис. 2, а, справа) в численных экспериментах моделировалось добавлением в правую часть уравнения (4) слагаемого

$$\Delta G = \Delta G_0 H(|x_j - x|) H(t - t_n),$$

где  $\Delta G_0$  — амплитуда импульса. После окончания импульса света  $t_n = 0.7\tau_r$ ,

Рис. 3. Кинетика формирования двух АС из одного широкого начального импульса возмущения при  $E=0.917 E_0$  и остальных параметрах, указанных в подписи к рис. 1.



вызывающего кратковременную локальную генерацию носителей в образце, образовывался холодный АС (рис. 2, в). Импульс коротковолнового света локально увеличивает концентрацию носителей, что ведет к увеличению плотности мощности, отводимой от ЭДП, и, как следствие, к уменьшению температуры в этой области (рис. 2, б). После выключения импульса света (рис. 2, д;  $t=0.7$ ) холодный АС, так же как и горячий (раздел 2), образуется, когда сформированный неоднородное состояние (рис. 2, е) попадает в область притяжения АС, т. е. параметры начального возмущения  $\Delta G - t_n, G_0$  и  $d$  лежат в определенном диапазоне. На периферии АС температура носителей превосходит температуру в однородной ЭДП  $T=T_b$  (рис. 2, в). Поскольку средняя плотность

<sup>4</sup> Формирование двух страт с помощью одного достаточно широкого импульса начального возмущения наблюдалось при численных исследованиях аксиоматической модели активной среды с диффузией [16, 17].

тока в образце  $j \sim \langle T^{s/2} \rangle$ , несмотря на сильное уменьшение температуры носителей в центре АС (рис. 2, з), величина среднего тока в образце  $\langle j \rangle$  при образовании АС может даже возрастать. Это и наблюдается в численных экспериментах (скачок  $1' \rightarrow 2'$ , рис. 1, а). При увеличении поля в образце холодный АС сужается и теряет устойчивость при  $E = E'_b$ , где производная  $dP_m/dE \rightarrow \infty$  (рис. 1, а). В результате АС, вид которого изображен на рис. 1, б, скачкообразно исчезает (скачок  $3' \rightarrow 4'$ , рис. 1, а). При уменьшении поля  $E$  холодный АС несколько расширяется (рис. 1, е). При  $E \leq E'_c$  (рис. 1, а) на периферии АС однородное состояние расслаивается<sup>[6]</sup>, и весь образец заполняется периодическими продольными стратами (рис. 1, ж). При этом ток скачкообразно увеличивается (скачок  $5' \rightarrow 6'$ , рис. 1, а). Таким образом, холодный АС существует лишь в области полей  $E'_c \leq E \leq E'_b$  (рис. 1, а, кривая АС).<sup>5</sup>

Периодическим холодным стратам (рис. 1, ж) отвечает большее значение тока (кривая III, рис. 1, а), чем АС (кривая  $\overline{AC}$ , рис. 1, а). При увеличении поля холодные страты сужаются и теряют устойчивость относительно перекачки<sup>[15]</sup>. В результате число страт и ток в образце скачкообразно уменьшаются. В частности, в образце размером  $\mathcal{L}_x = 8L$  в результате неустойчивости трех страт (рис. 1, ж) относительно перекачки спонтанно скачкообразно (скачок  $7' \rightarrow 8'$ , рис. 1, а) образуется холодный АС (рис. 1, д).

### Л и т е р а т у р а

- [1] Кернер Б. С., Осипов В. В. — ЖЭТФ, 1978, т. 74, в. 5, с. 1675—1697.
- [2] Кернер Б. С., Осипов В. В. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 9, с. 386—388.
- [3] Kerner B. S., Osipov V. V. — In: Nonlinear waves. Dynamics and evolution. N. Y.—Berlin—Heidelberg, 1988.
- [4] Дубицкий А. Л., Кернер Б. С., Осипов В. В. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 5, с. 1290—1295.
- [5] Кернер Б. С., Осипов В. В. — ФТТ, 1979, т. 21, в. 8, в. 2342—2346; Дубицкий А. Л., Кернер Б. С., Осипов В. В. — В кн.: Тез. докл. I Всес. конф. по физическим и физико-химическим основам микроэлектроники. Вильнюс, 1987, с. 431—433.
- [6] Кернер Б. С., Осипов В. В. — ФТП, 1979, т. 13, в. 5, с. 891—896.
- [7] Дьяконов М. И., Перель В. И., Ясевич И. Н. — ФТП, 1977, т. 11, в. 7, с. 1364—1370.
- [8] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 351 с.
- [9] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М., 1972. 414 с.
- [10] Брагинский С. И. — В кн.: Вопросы теории плазмы. 1963, р. 1, с. 183—272.
- [11] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 384 с.
- [12] Кернер Б. С., Осипов В. В. — Микроэлектрон., 1985, т. 14, в. 5, с. 389—407.
- [13] Гафийчук В. В., Кернер Б. С., Осипов В. В., Южанин А. Г. — Письма ЖЭТФ, 1987, т. 13, в. 4, с. 1299—1303.
- [14] Кернер Б. С., Осипов В. В. — ДАН СССР, 1982, т. 264, в. 6, с. 1366—1370.
- [15] Кернер Б. С., Осипов В. В. — ФТП, 1979, т. 13, в. 4, с. 721—734.
- [16] Балкарей Ю. И., Евтихов М. Г., Елинсон М. И. — Микроэлектрон., 1979, т. 8, в. 6, с. 494—499.
- [17] Балкарей Ю. И., Евтихов М. Г., Елинсон М. И. — Микроэлектрон., 1980, т. 9, в. 2, с. 141—143.

Институт прикладных проблем механики  
и математики АН УССР  
Львов

Получена 12.02.1988  
Принята к печати 11.07.1988

<sup>5</sup> Давление носителей  $P = P_m$  в центре холодного АС (рис. 1, д, е) при рассматриваемых параметрах ЭДП оказывается больше критического параметра  $P_0$ <sup>[15]</sup> вплоть до  $E = E'_c$  (рис. 1, а). Поэтому локальный пробой и деление холодного АС не наблюдаются.