

ОБРАЗОВАНИЕ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ТЕРМОДИФФУЗИОННЫХ АВТОСОЛИТОНОВ И ТУРБУЛЕНТНОСТИ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

Гафийчук В. В., Кернер Б. С., Осипов В. В., Щербаченко Т. М.

Показано, что образующийся в разогретой электрическим полем электронно-дырочной плазме (ЭДП) статический автосолитон (АС) при разогреве плазмы спонтанно переходит в пульсирующий пиковый АС. С ростом уровня неравновесности амплитуда пульсаций монотонно увеличивается и автосолитон делится. Установлено, что в зависимости от размера системы, параметров и уровня разогрева плазмы в ней в результате деления пульсирующего АС возникают статическая, пульсирующая или стохастически колеблющиеся диссипативные структуры. Обсуждаются механизмы образования таких структур и турбулентности.

Введение. В устойчивых неравновесных системах можно возбудить автосолитоны (АС) в виде статических, пульсирующих и бегущих собственных уединенных сильнонеравновесных областей [1]. В активных системах с диффузией пульсирующие АС возникают, когда процесс ингибирования является более дальнедействующим и более инерционным по сравнению с процессом активации [1].

Особым классом активных систем являются системы с термодиффузией, в которых процессы ингибирования являются более дальнедействующими, чем активации, однако по инерционности эти процессы по существу совпадают [1, 2]. Несмотря на это, в таких системах, кроме статических АС [1, 3], в принципе могут возникать и пульсирующие термодиффузионные АС [4].

Характерным примером активных систем с термодиффузией является электронно-дырочная плазма, разогретая постоянным или высокочастотным электрическим полем. Физика существования термодиффузионных АС и условия их возникновения в электронно-дырочной плазме полупроводников изложены в обзоре [4]. В данной работе обнаружены и изучены новые нелинейные эффекты: а) спонтанное превращение статических термодиффузионных АС в пульсирующие и наоборот; б) сложная динамика взаимодействия термодиффузионных статических и пульсирующих АС; в) деление пульсирующих АС; г) спонтанное возникновение турбулентности в ЭДП, связанной со сложными нелинейными эффектами взаимодействия пульсирующих термодиффузионных АС.

1. Модель и основные уравнения

Рассмотрим полупроводниковую пленку, в которой за счет тепловой или фотогенерации образуется ЭДП. Для простоты положим, что параметры электронов вблизи к параметрам дырок, их концентрации совпадают ($n=p$), а по величине таковы, что выполняются условия квазинейтральности и энергетического контроля. При разогреве такой плазмы в электрическом поле в ней могут образовываться неоднородные вдоль оси x , перпендикулярной линиям тока j , состояния. Неоднородные распределения концентрации n и эффективной температуры носителей T в такой ЭДП описываются уравнениями [3, 5]

$$\tau_n \partial n / \partial t = L^2 \partial^2 / \partial x^2 [nD(T)/D_n^0] - n + 1, \quad (1)$$

$$\frac{3}{2} \tau_e^0 \partial (nT) / \partial t = l^2 \partial^2 / \partial x^2 [T n D (T) / D_0^h] - n (T - 1) \tau_e^0 / \tau_e (T) + A \sigma^0 / \sigma. \quad (2)$$

Здесь и далее $L = (D^0 \tau_r)^{1/2}$, $l = \left[\left(\frac{5}{2} + \alpha \right) D^0 \tau_e^0 \right]^{1/2}$ — длина амбиполярной диффузии и остывания горячих носителей; τ_r , $\tau_e (T)$ — характерные времена рекомбинации и релаксации энергии горячих носителей, G — скорость тепловой или фотогенерации; D — коэффициент амбиполярной диффузии, $D^0 = D (T_i)$, $\tau_e^0 = \tau_e (T_i)$; T_i — температура кристаллической решетки; $\sigma = 2e\mu (T)n$ — проводимость ЭДП, $\mu (T) \propto T^\alpha$ — подвижность носителей; $\alpha + 1 = \partial \ln D / \partial \ln T$; $s = \partial \ln \tau_e / \partial \ln T$; $A = j^2 \tau_e^0 / \sigma^2 T_i n_h$ — уровень возбуждения ЭДП; $\sigma^0 = 2e\mu (T_i) n_h$, $n_h = G \tau_r$; j — плотность полного тока; температура T измеряется в единицах T_i , а концентрация носителей n — в единицах n_h . Подчеркнем, что для безграничной ЭДП, разогретой постоянным электрическим полем, уравнения (1), (2) справедливы лишь для модели симметричной ЭДП, в которой параметры электронов и дырок в точности совпадают. За счет реально существующей асимметрии параметров электронов и дырок в уравнениях баланса числа частиц и энергии появляются сносные слагаемые, пропорциональные плотности тока j и разнице между концентрациями, подвижностями и другими параметрами электронов и дырок. Эти сносные слагаемые в достаточно длинных образцах вызывают движение автосолиитонов [6, 7]. Однако при малой асимметрии параметров электронов и дырок в образцах конечного размера, а также за счет наличия в реальных образцах малых неоднородностей автосолиитоны, несмотря на наличие в уравнениях баланса числа носителей и их энергии сносных слагаемых, могут оказаться неподвижными [7]. Свойства таких автосолиитонов описываются упрощенной системой уравнений (1), (2). Это тем более справедливо в случае разогрева ЭДП высокочастотным полем с частотой $\omega \gg \tau_r^{-1}$, τ_e^{-1} , когда среднее (за период изменения поля) значение плотности тока в образце равно нулю. В этом случае для реальной асимметричной ЭДП уравнения баланса фактически сводятся к (1), (2). По этим причинам в данной работе для выявления основных физических эффектов, ответственных за возникновение сложной динамики поведения термодиффузионных АС в ЭДП и их взаимодействия, используется упрощенная модель ЭДП, описываемая уравнениями (1), (2). Влияние сносных эффектов на изученные здесь явления представляет самостоятельный интерес.

В рассматриваемой плазме при слишком низких температурах условие перегретой неустойчивости ($\alpha + s > 1$), как правило, не выполняется. Иными словами, вольт-амперная характеристика однородной ЭДП является однозначной. Вместе с тем, как показано в [3, 6, 8], в такой устойчивой ЭДП при выполнении условия

$$\alpha + s > -1 \quad (3)$$

можно возбудить статический АС в виде области высокой температуры и пониженной концентрации носителей (рис. 1). Образование такого АС связано с термодиффузией горячих носителей, образующихся в области АС за счет их термофотогенерации [3, 8].

Условие (3) реализуется, в частности, как в полярных, так и в неполярных полупроводниках, когда температура горячих носителей превосходит температуру Дебая Θ_d ($T > \Theta_d$). Так, например, во многих неполярных полупроводниках рассеяние импульса и энергии осуществляются при взаимодействии носителей с оптическими фононами. При этом $a \approx -1/2$, $s \approx 1/2$, т. е. условие (3) оказывается выполненным. Далее изучаются свойства термодиффузионных АС в широкозонных полупроводниках, когда процессами межзонной ударной ионизации можно пренебречь [3].

2. Пульсирующий термодиффузионный автосолиитон

Рассмотрим область значений тока, точнее величин $A \propto j^2$, в которых однородное состояние ЭДП является устойчивым. Иными словами, пусть $A < A_c$, где A_c — критический уровень разогрева ЭДП, при котором ее однородное состояние становится неустойчивым. При $\alpha = -1/2$, $s = 1/2$ и обычном для полу-

проводников условия $\tau_s \ll \tau_r$, как следует из (1), (2) [4-6], рассматриваемая ЭДП устойчива при $A < A_c \approx 0.5$. В устойчивой ЭДП, т. е. при $A < A_c$, можно внешним локальным кратковременным возмущением возбудить статический широкий пиковый АС, форма которого показана на рис. 1 [1, 3].

Из численных расчетов следует, что при увеличении уровня разогрева ЭДП размер и амплитуда пикового термодиффузионного АС увеличиваются и при некотором уровне разогрева $A = A_w = 0.376 < A_c$ статический АС спонтанно превращается в стационарный периодически пульсирующий АС (рис. 2). Механизм образования такого АС качественно отличается от механизма образования пульсирующего АС в активных системах с диффузией (см. обзор [1]).

Из анализа численных исследований следует, что в процессе пульсаций можно выделить две фазы: рост амплитуды АС и некоторое его сужение; уменьшение амплитуды АС и небольшое его расширение. При этом частота пульсаций $\omega \sim \tau_r^{-1}$. Возникновение таких пульсаций можно пояснить следующим образом.

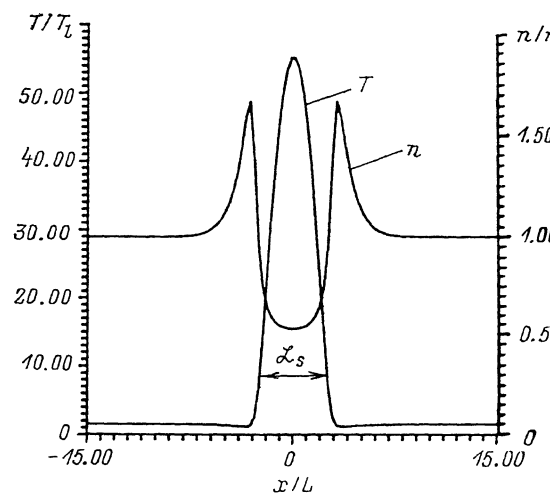


Рис. 1. Распределение температуры T и концентрации n горячих носителей (электронов и дырок) в статическом термодиффузионном автосолидоне пикового типа.

Результаты численного анализа системы уравнений (1), (2) при $A=0.35$; $s^2=l^2/L^2=10^{-2}$; $\alpha=-1/2$; $s=1/2$; $\tau_s^0=0.25 \cdot 10^{-2}$. Размер системы $\mathcal{L}=30$, время измеряется в единицах τ_r , длина — в единицах L .

Пусть благодаря флуктуации размер АС, т. е. область его высокой температуры, случайным образом немного уменьшилась. Иными словами, градиент температуры в АС увеличился, а следовательно, возрос термодиффузионный выброс носителей из области АС на его периферию. На низких частотах соответствующее уменьшение концентрации носителей в АС успевает восстанавливаться за счет их термо- или фотогенерации. Это и обеспечивает стабильность статического АС в определенном диапазоне уровней разогрева ЭДП. На более высоких частотах ($\omega \geq \tau_r^{-1}$) скорость генерации носителей может оказаться недостаточной для того, чтобы компенсировать уменьшение концентрации за счет их термодиффузионного выброса. В результате концентрация носителей n в АС уменьшается, а следовательно, увеличится выделяемая джоулевая мощность ($W=j^2/2e\mu n$) и уменьшится мощность, отводимая от электронов и дырок в решетку [$P=n(T-T_i)/\tau_s$]. Другими словами, сужение АС на таких частотах приведет к возрастанию его температуры. Это в свою очередь вызовет возрастание градиента температуры и еще более интенсивный выброс носителей из области АС. Такая положительная обратная связь на частотах $\omega \geq \tau_r^{-1}$ и приводит к формированию пульсирующего АС.

3. Деление пульсирующего автосолитона

С ростом уровня разогрева ЭДП амплитуда пульсаций автосолитона монотонно возрастает. При некотором уровне разогрева ЭДП амплитуда пульсаций достигает такой величины, когда в некоторые моменты времени распределение

температуры имеет вид двух горбов ($t=t_3$, рис. 3), значение температуры между которыми близко к своему значению на периферии АС. При этом каждый из двух горбов может проявлять себя как зародыш образования двух новых АС.

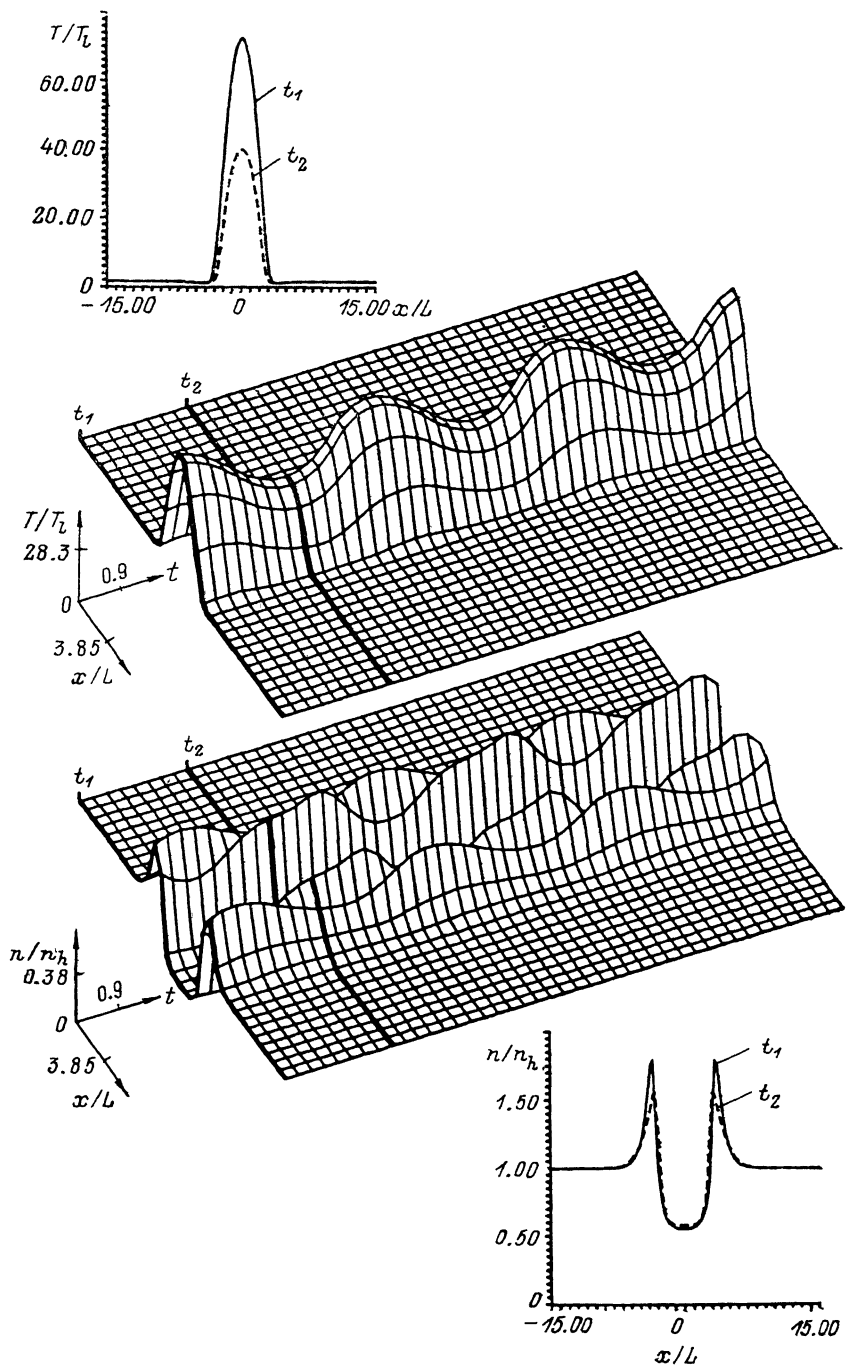


Рис. 2. Распределение температуры T и концентрации носителей в пульсирующем термо-диффузионном автосолитоне при $A=0.376$; $t_1=0$, $t_2=2.34$.

Остальные параметры приведены в подписи к рис. 1.

В результате этого при увеличении уровня разогрева ЭДП (величины A) происходит деление пульсирующего АС на два разбегающихся друг от друга АС¹

¹ Напомним, что аналогичные эффекты деления могут возникать и в процессе эволюции статического АС [1, 9].

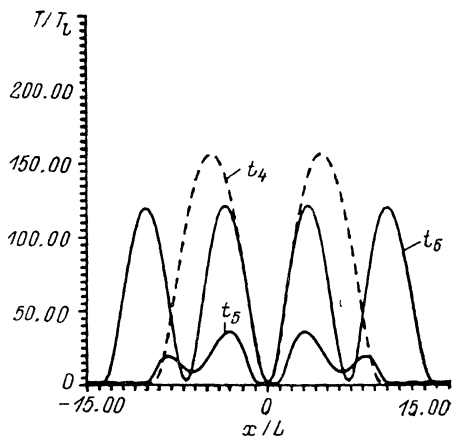
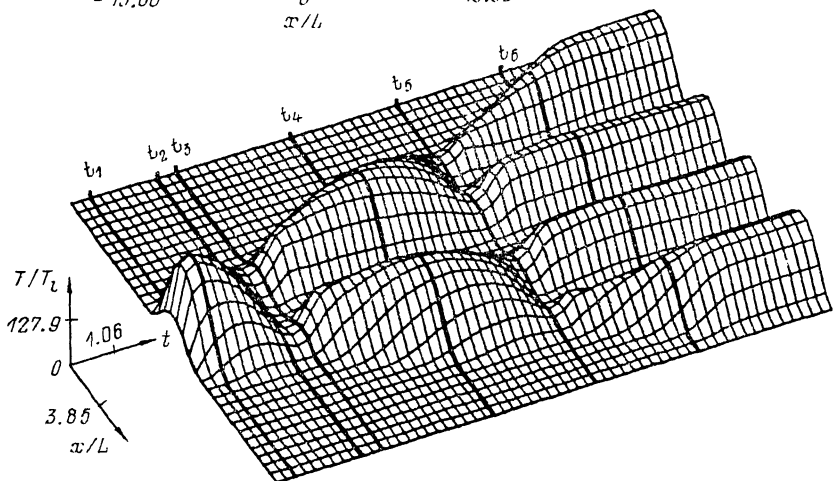
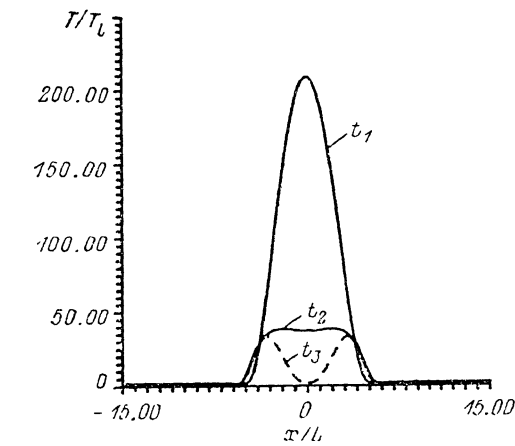


Рис. 3. Кинетика процесса деления пульсирующего автосолитона и образования при $t > t_6$ периодической последовательности статических взаимодействующих АС: распределение температуры ЭДП в различные моменты времени [результаты численного анализа системы уравнений (1), (2) при $A=0.48$; $t_1=0.45$, $t_2=2.1$, $t_3=2.6$, $t_4=4.9$, $t_5=8.2$, $t_6=10.25$].

Остальные параметры приведены в подписи к рис. 1. В качестве начального состояния при $t=0$ выбран стационарно пульсирующий автосолитон при $A=0.376$.

(рис. 3). На достаточно большом расстоянии образовавшиеся в процессе деления АС в свою очередь также делятся (рис. 3). В результате последовательности таких делений вся система заполняется взаимодействующими АС.

В зависимости от размера образца \mathcal{L} в результате деления пульсирующего

АС в нем образуются статическая, пульсирующая или же стохастически колеблющаяся диссипативная структура (ДС), т. е. турбулентность (п. 4). Когда

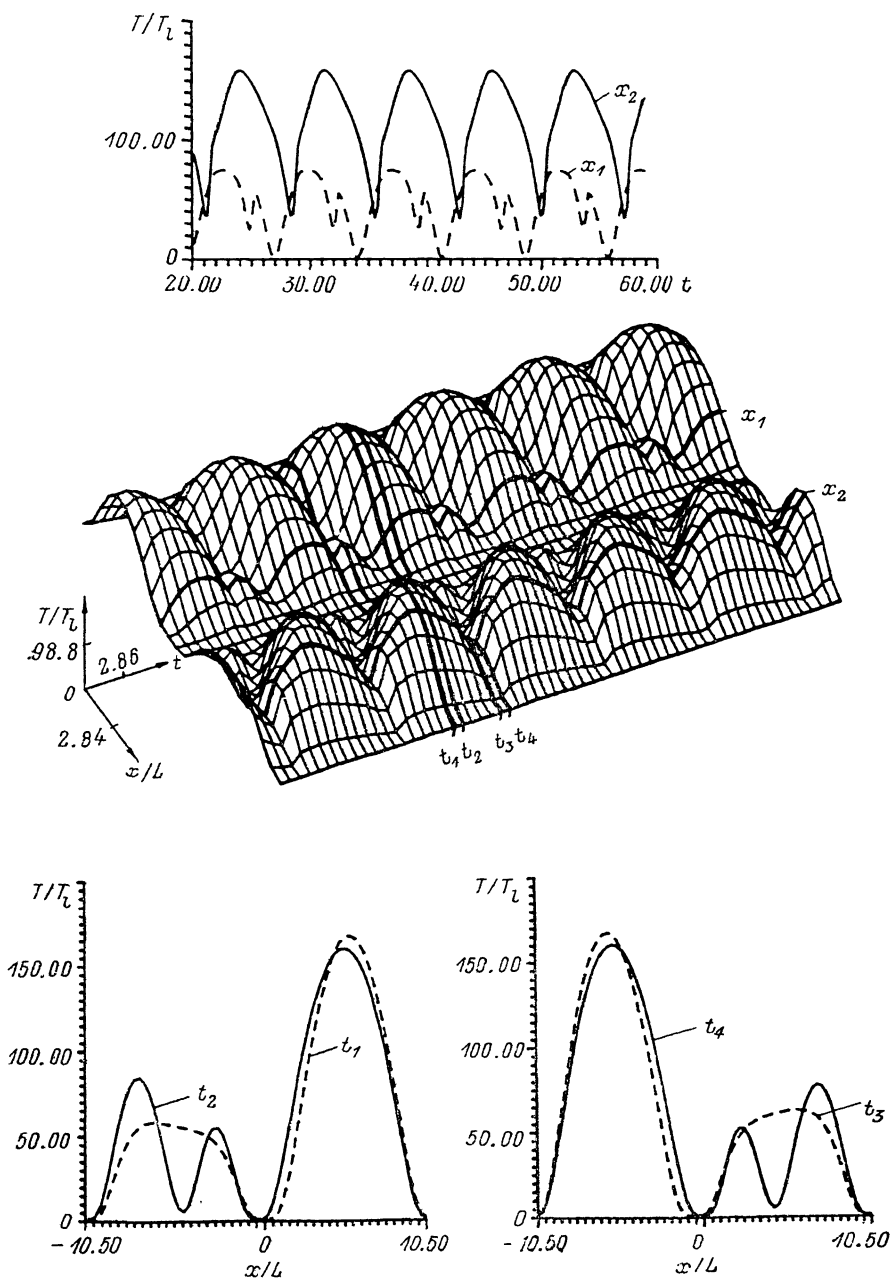


Рис. 4. Распределения температуры в ЭДП в пульсирующей диссипативной структуре сложного вида при $A=0.49$ и размере системы $\mathcal{L}=21$; $t_1=31.88$, $t_2=32.54$, $t_3=35.16$, $t_4=36.84$; $x_1=1.32$, $x_2=6.77$.

Остальные параметры те же, что и в подписи к рис. 1.

размер образца \mathcal{L} близок к величине $N\mathcal{L}_s$, где $N=1, 2, \dots$, а \mathcal{L}_s — характерный размер АС (рис. 1), то в нем образуется статическая ДС в виде периодической последовательности статических АС (рис. 3).

Когда размер образца превышает величину $N\mathcal{L}$, на несколько единиц L , то в нем образуется сложного вида пульсирующая ДС. Такая пульсирующая ДС описывает процессы последовательного возникновения АС в некоторых

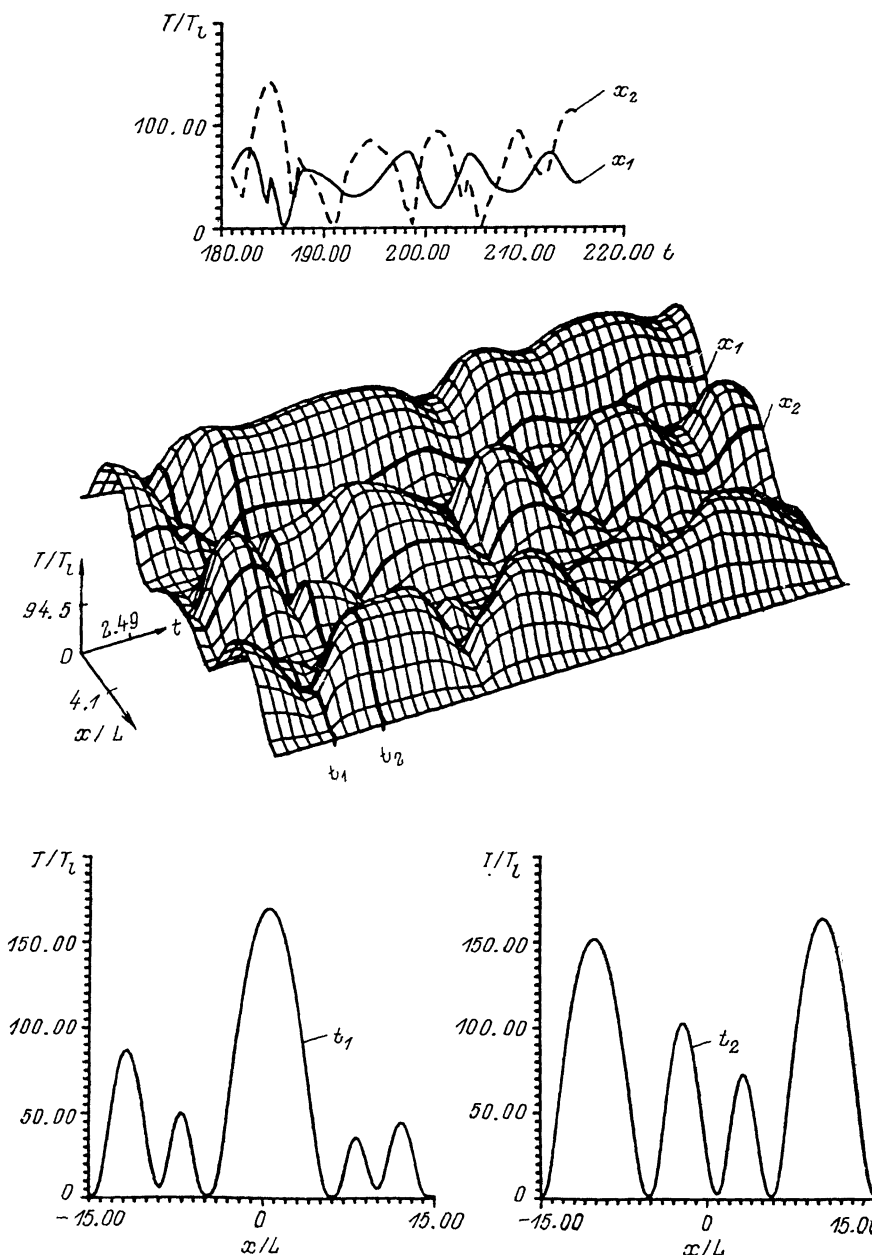


Рис. 5. Фрагмент картины турбулентности в ЭДП — распределение температуры в стохастически колеблющейся диссипативной структуре при $A=0.49$ и размере системы $\mathcal{L}=30$; $t_1=184.49$, $t_2=187.35$; $x_1=-6.82$, $x_2=2.27$.

Остальные параметры те же, что и в подписи к рис. 1.

областях образца и их исчезновение в других его частях (рис. 4). Образование АС обусловлено процессом деления пульсирующего АС, а исчезновение одного из АС связано с неустойчивостью двух близкорасположенных АС, т. е. с эффектом перекачки [1, 2].

При определенных размерах образца и уровнях неравновесности синхронность процессов образования (в результате деления) и исчезновения (в результате эффекта перекачки) АС в различных областях образца нарушается и в образце возникает стохастически колеблющаяся ДС (рис. 5), т. е. своего рода турбулентность.

Такая ситуация при использованных в расчетах параметрах ЭДП реализуется, когда длина образца несколько превышает величину $3\mathcal{L}_c$, где \mathcal{L}_c — характерный размер АС при данном уровне возбуждения ЭДП, т. е. величины A .

Размер автосолитона \mathcal{L}_c увеличивается с ростом уровня возбуждения плазмы, т. е. величины $A \propto j^2$. Поэтому в образце достаточно протяженного размера удастся подобрать диапазон уровней разогрева ЭДП, при котором в нем возникает турбулентность. Так, численные исследования показали, что пульсирующая структура, содержащая четыре АС, с увеличением уровня разогрева ЭДП трансформируется в стохастически колеблющуюся структуру. При дальнейшем увеличении уровня разогрева ЭДП такая ДС превращается в статическую, в виде трех взаимодействующих АС. При еще больших значениях уровня возбуждения $A \propto j^2$ статическая ДС в свою очередь переходит в пульсирующую структуру в виде двух АС, амплитуды которых колеблются в противофазе.

Таким образом, при изменении уровня разогрева (величины тока) в однородно генерируемой ЭДП могут происходить многочисленные спонтанные переходы между ее тремя качественно различными типами неоднородных состояний:

- а) статическими АС;
- б) стационарно пульсирующими одиночными и взаимодействующими АС, в том числе ДС весьма сложной формы;
- в) турбулентности.

В заключение отметим, что статические, пульсирующие АС и турбулентность могут возникать в ЭДП при значениях A , близких к A_c , спонтанно за счет наличия в образце малых неоднородностей [1, 2]. Такие эффекты, как показывают численные расчеты, наблюдаются и в рассматриваемой ЭДП. При этом пульсирующие или стохастически колеблющиеся ДС возникают в результате последовательного деления АС, спонтанно генерируемых у малой неоднородности. С другой стороны, наличие малых неоднородностей в образце может вызывать обратный процесс: переводить стохастически колеблющиеся ДС, т. е. турбулентность, в периодически колеблющиеся ДС сложного вида и формы.

Список литературы

- [1] Кернер Б. С., Осипов В. В. // УФН. 1989. Т. 157. В. 2. С. 201—266.
- [2] Кернер Б. С., Осипов В. В. // УФН. 1990. Т. 160. В. 9. С. 1—73.
- [3] Дубицкий А. Л., Кернер Б. С., Осипов В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 5. С. 1290—1295.
- [4] Кернер Б. С., Осипов В. В. // Нелинейные волны: динамика и эволюция. М., 1989. С. 127—152.
- [5] Кернер Б. С., Осипов В. В. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. В. 10. С. 1542—1554.
- [6] Кернер Б. С., Осипов В. В. // ФТТ. 1979. Т. 21. В. 3. С. 2342—2346.
- [7] Дубицкий А. Л., Кернер Б. С., Осипов В. В. // Тез. докл. I Всес. конф. по физ. и физ.-хим. основам микроэлектроники. Вильнюс, 1987. С. 431—433.
- [8] Кернер Б. С., Осипов В. В. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. В. 9. С. 386—388.
- [9] Гафийчук В. В., Кернер Б. С., Осипов В. В., Южакин А. Г. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 21. С. 1199—1203.