

УДК 530 145

## ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В РАЗОГРЕТОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

З. И. Васюнык, В. В. Гафийчук, Б. С. Кернер, В. В. Осипов

Предложен механизм возникновения турбулентности в разогретой высокочастотным или постоянным электрическим полем квазинейтральной электронно-дырочной плазмы (ЭДП). Численно прослежены сценарии образования и характер спонтанно возникающих в однородной ЭДП хаотических по пространству и времени неоднородных колебаний.

Предложен механизм возникновения турбулентности в разогретой высокочастотным или постоянным электрическим полем квазинейтральной электронно-дырочной плазме (ЭДП). Численно прослежены сценарии образования и характер спонтанно возникающих в однородной ЭДП хаотических по пространству и времени неоднородных колебаний.

Турбулентность наблюдается в системах при наличии в них конвективных потоков [1]. Турбулентность может спонтанно возникать и в отсутствие конвективных потоков при расслоении однородного состояния системы в результате рассмотренного в [2] механизма неустойчивости всех неоднородных стационарных состояний. В данной работе рассмотрен новый механизм неустойчивости спонтанно образующихся в электронно-дырочной плазме (ЭДП) неоднородных состояний (страт), приводящий к возникновению хаотических по пространству и времени колебаний.

Рассмотрим невырожденную ЭДП такой плотности ( $n=p$ ), что выполнены условия ее квазигидродинамического описания. Когда эффективные массы электронов и дырок различаются не очень сильно (или в полупроводниках с вырожденной валентной зоной) вследствие эффективного обмена энергией между электронами и дырками носители в электрическом поле разогреваются как единая система до некоторой эффективной температуры  $T$ . Распределение температуры и концентрации электронов в квазинейтральной ЭДП описываются уравнениями

$$\partial n / \partial t = -\operatorname{div} \mathbf{j}_e + G_0 + n \nu_i(T) - n / \tau_r, \quad (1)$$

$$3\partial (nT) / \partial t = -\operatorname{div} \mathbf{j}_e + \mathbf{j} \mathbf{E} - 2n(T - T_l) \tau_e^{-1}, \quad (2)$$

где плотности потоков электронов  $\mathbf{j}_e$  и энергии носителей  $\mathbf{j}_e$  равны

$$\mathbf{j}_e = -(\sigma_e / e\sigma) \mathbf{j} - \nabla (nD), \quad (3)$$

$$\mathbf{j}_e = -(5/2 + \alpha) [nD_e (1 + b^{-1}) \nabla T - T(\mathbf{j}/e + 2\mathbf{j}_e)]. \quad (4)$$

Здесь  $G_0$  — скорость тепловой и фотогенерации носителей;  $\tau_r$  — время их жизни;  $\nu_i$  — скорость межзонной ударной ионизации;  $\tau_e$  — характерное время релаксации энергии носителей;  $D_e$ ,  $D$  — коэффициенты диффузии электронов и биполярной диффузии;  $b = \mu_e / \mu_h$ ;  $\sigma = \sigma_e + \sigma_h$ ;  $\mu_e$ ,  $\mu_h$  и  $\sigma_e$ ,  $\sigma_h$  — подвижности и проводимости электронов и дырок;  $\mathbf{j}$  — плотность полного тока;  $T_l$  — температура решетки;  $1 + \alpha = \partial \ln D / \partial \ln T$ .

При выполнении условий

$$L \gg l, \quad \alpha + s > -1 \quad (5)$$

однородное состояние ЭДП становится неустойчивым, когда ее температура  $T > T_0 = (2 + \alpha + s)(1 + \alpha + s)^{-1} T_i$  и в плазме скачкообразно образуются страты в виде слоев высокой температуры и низкой концентрации носителей (рис. 1), перпендикулярных линиям тока [3]. В (5)  $s = \partial \ln \tau_e / \partial \ln T$ ;  $L = (D^0 \tau_r)^{1/2}$  — длина биполярной диффузии;  $l = [5/2 + \alpha] \tau_e^0 D_e^0 (1 + b^{-1}) / 2^{1/2}$  — длина остывания электронов;  $D^0 = D(T_i)$ ;  $D_e^0 = D_e(T_i)$ ;  $\tau_e^0 = \tau_e(T_i)$ . Существование таких страт (рис. 1) связано с тем, что из страты, т. е. области высокой температуры, благодаря термодиффузии происходит интенсивный выброс носителей. Вследствие этого концентрация носителей в ней, а следовательно, и проводимость плазмы  $\sigma$  оказываются значительно меньше, чем на периферии страты. Поэтому разогревающая носители мощность  $j^2/\sigma$  оказывается наибольшей в центре

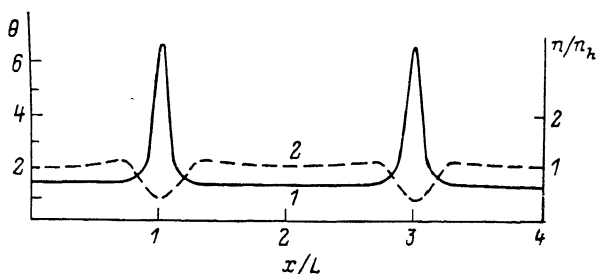


Рис. 1. Распределения температуры  $\theta = T/T_i$  (1) и концентрации носителей  $n$  (2) в разогретой ЭДП в виде страт. Результаты численного моделирования уравнений (7), (8) при  $l^2/L^2 = 10^{-3}$ ,  $\tau_e^0/\tau_r = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $\alpha = -1/2$ ,  $s = 3/4$ ,  $A = 0.5$ ,  $v_i \tau_r = 900 \exp(-31.5/\theta)$ .

страты, что и поддерживает в ней высокое значение температуры [3]. Таким образом, существование страт (рис. 1) принципиально связано с интенсивным выбросом из этих областей горячих носителей. При  $T$ , больших температуры Дебая, условия (5) выполняются для многих полупроводников, причем максимальное значение температуры в стратах  $T_m$  может быть ограничено процессом межзонной ударной ионизации носителей [4]. При этом устойчивые страты образуются при таких параметрах ЭДП, когда термодиффузия справляется с выбросом носителей, образующихся в страте за счет ударной ионизации [4].

В данной работе рассматривается противоположная ситуация, когда генерируемые в центре страт за счет ударной ионизации носители приводят к развалу образующейся страты. Такой эффект реализуется, когда благодаря экспоненциальной зависимости  $v_i$  от  $T$  выполняется условие

$$v_i(T_m) \tau_r(T_m, n_m) \gg 1. \quad (6)$$

В свою очередь из теории страт [5] следует, что температура  $T_m$  в центре страт тем больше, чем с большим запасом выполнены условия (5). Иными словами, при выполнении (5) и (6) в неустойчивой однородной ЭДП стационарные страты образовываться не могут.

Картина возникающей в этом случае турбулентности должна представлять собой процесс случайного зарождения страт в некоторых областях ЭДП, последующий их развал за счет ударной ионизации, когда температура в центре страт достигает некоторой критической величины, случайное возникновение новых страт в других областях и т. д. Именно такой процесс и наблюдался при численных исследованиях (рис. 2). Страты разваливались за время, много меньшее времени рекомбинации носителей  $\tau_r$  (ср. два состояния ЭДП на рис. 2 при  $t=t_3$  и  $t=t_4=t_3 + 5 \cdot 10^{-3} \tau_r$ ). Случайное же зарождение новых страт в слабонеоднородной неустойчивой ЭДП происходило за время  $\sim \tau_r$  при небольших превышениях тока, точнее — величины  $A \sim j^2$  над критическим значением  $A = A_c$ , при котором однородная ЭДП становится неустойчивой. По мере увеличения  $A$  время зарождения новых страт резко уменьшалось, а хаотическое поведение ЭДП становилось более сложным (рис. 3).

Для простоты анализировался случай, когда  $s$  и  $\alpha = \text{const}$ , а разогрев ЭДП осуществлялся высокочастотным полем с частотой  $\omega$  ( $\tau_e^{-1} \ll \ll \omega \ll \tau_p^{-1}$ ;  $\tau_p$  — время релаксации импульса). При этих условиях из

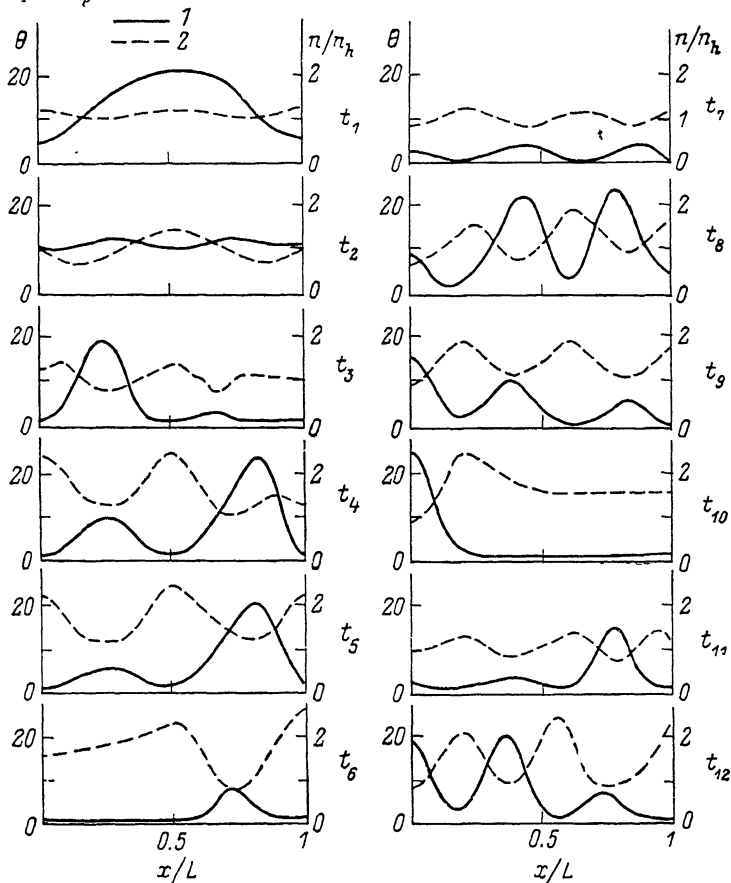


Рис. 2. Картина турбулентности в ЭДП: распределения температуры  $\Theta = T/T_l$  (1) и концентрации носителей  $n$  (2) в некоторые последовательные моменты времени. Результаты численного исследования уравнений (7), (8) при  $A=1.29$ ,  $A_c=0.4$ ,  $s=1$ ,  $\alpha = -1/2$ ,  $l^2/L^2 = 10^{-4}$ ,  $\tau_e^0/\tau_r = 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $\nu_i \tau_r = 900 \exp(-31.5/\theta)$ .

В качестве начальных возмущений при  $t=0$  взяты:  $\eta = 1.7 - 0.1 \cos 2\pi x$ ,  $\Theta = 2.9 + 0.1 \cos 2\pi x$  ( $t_1 = 0.003 \tau_r$ ,  $t_2 = 0.008 \tau_r$ ,  $t_3 = 2.184 \tau_r$ ,  $t_4 = 2.189 \tau_r$ ,  $t_5 = 2.190 \tau_r$ ,  $t_6 = 2.239 \tau_r$ ,  $t_7 = 4.784 \tau_r$ ,  $t_8 = 4.789 \tau_r$ ,  $t_9 = 4.793 \tau_r$ ,  $t_{10} = 4.799 \tau_r$ ,  $t_{11} = 7.156 \tau_r$ ,  $t_{12} = 7.163 \tau_r$ ).

(1)–(4) следует, что уравнения, описывающие неоднородные состояния в ЭДП, можно записать <sup>1</sup>

$$(3/2) \tau_e^0 \partial (\eta \Theta^{-\alpha}) / \partial t = l^2 \partial^2 (\eta \Theta) / \partial x^2 + A \Theta \eta^{-1} - \eta \Theta^{-1-\alpha-s} (\Theta - 1), \quad (7)$$

$$\tau_r \partial (\eta \Theta^{-1-\alpha}) / \partial t = L^2 \partial^2 \eta / \partial x^2 + 1 - \eta \Theta^{-1-\alpha} [1 - \nu_i(\Theta) \tau_r], \quad (8)$$

где

$$\Theta = T/T_l, \quad \eta = nD/n_h D^0, \quad n_h = G_0 \tau_r, \quad A = [\tau_e^0 / 2 \omega_e^0 (1 + b^{-1}) T_l n_h^2] j^2$$

— уровень разогрева ЭДП;  $\mu_e^0 = \mu_e(T_l)$ ;  $j^2$  — среднее за период изменения поля значение  $j^2$ . При численных исследованиях уравнений (7), (8) в зависимости от параметров ЭДП были прослежены следующие сценарии возникновения турбулентности.

1. При некотором значении тока  $j^2 = j_c^2$ , т. е. величине  $A = A_c$ , пространственно-временной хаос (рис. 2) возникает при расщеплении однородного состояния ЭДП.

<sup>1</sup> Неоднородные состояния в плоскости, перпендикулярной линиям тока, в рассматриваемом случае не образуются [3]. Уравнения (7), (8) описывают также неоднородные состояния в «симметричной» ЭДП, разогретой постоянным электрическим полем [4].

2. При  $A=A_c$  в ЭДП спонтанно образуются страты (рис. 1). При увеличении тока величина температуры в стратах увеличивается и при некотором  $A_t > A_c$  в ЭДП спонтанно возникает турбулентность.

3. При  $A=A_c$  образуются страты (рис. 1). По мере увеличения  $A$  в результате локального пробоя между стратами число страт в ЭДП скачкообразно последовательно удваивается [5] и только при достаточно большом значении  $A$  возникает турбулентность.

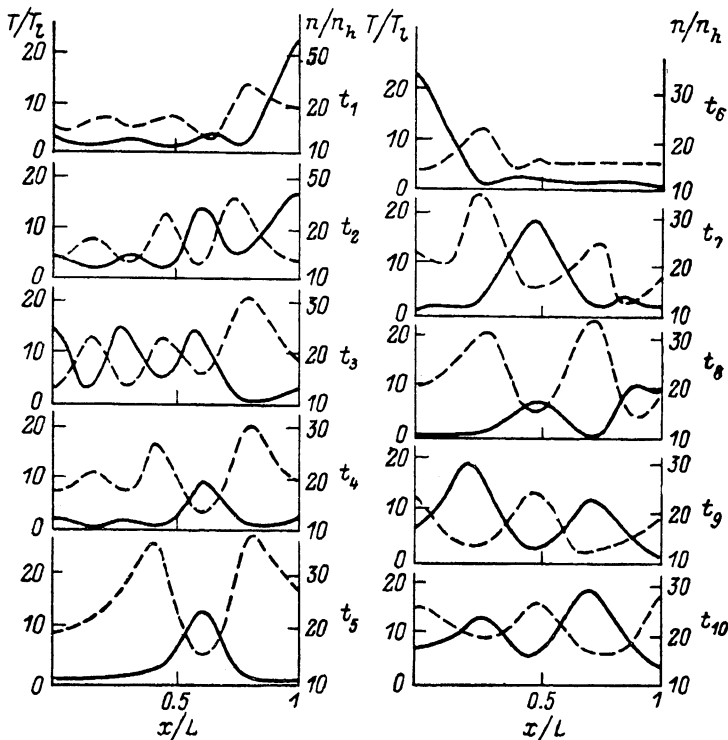


Рис. 3. Картина турбулентности в ЭДП: то же, что и на рис. 2, но при  $A=100$ .

В качестве начальных возмущений при  $t=0$  взяты:  $\eta=7-\cos 2\pi x$ ,  $\theta=29+3 \cos 2\pi x$  ( $t_1=5.056 \tau_r$ ,  $t_2=5.059 \tau_r$ ,  $t_3=5.062 \tau_r$ ,  $t_4=5.068 \tau_r$ ,  $t_5=5.083 \tau_r$ ,  $t_6=5.875 \tau_r$ ,  $t_7=5.881 \tau_r$ ,  $t_8=5.887 \tau_r$ ,  $t_9=6.656 \tau_r$ ,  $t_{10}=6.659 \tau_r$ ).

При разогреве в постоянном поле асимметричной ЭДП в уравнениях (7), (8) возникают сносные члены, пропорциональные  $j$  [3], благодаря чему турбулентность значительно усложняется.

Разогретая ЭДП является одним из примеров активных систем с диффузией [5], свойства которых описываются уравнениями типа

$$\tau_\theta \partial \theta / \partial t = l^2 \Delta \theta - q(\theta, \eta, A), \quad \tau_\eta \partial \eta / \partial t = L^2 \Delta \eta - Q(\theta, \eta, A). \quad (9)$$

В таких системах по одному из параметров — активатору ( $\theta$ ) — в некотором диапазоне уровней возбуждения  $A$  осуществляется положительная обратная связь, т. е.  $q'_\theta \equiv \partial q / \partial \theta < 0$ , а по другому — ингибитору  $\eta$  — отрицательная обратная связь, т. е.  $Q'_\eta \equiv \partial Q / \partial \eta > 0$ . Условие неустойчивости страт (6) сводится, как следует из (8), к тому, что в центре страт величина  $Q'_\eta < 0$ , т. е. неустойчивость страт связана с тем, что в их центре отрицательная обратная связь по ингибитору сменяется на положительную.

#### Список литературы

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.; Наука, 1986. 736 с.
- [2] Кернер Б. С., Осипов В. В. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 6. С. 2201—2214; ДАН СССР. 1983. Т. 270. № 5. С. 1104—1108.
- [3] Кернер Б. С., Осипов В. В. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 8. С. 2342—2346.
- [4] Дубицкий А. Л., Кернер Б. С., Осипов В. В. // ФТП. 1986. Т. 20. № 7. С. 1195.
- [5] Кернер Б. С., Осипов В. В. // УФН. 1989. Т. 157. № 2. С. 201—266.