Журнал технической физики, 1997, том 67, № 6

01;04;07

Самоорганизация разряда светового горения

© *А.А. Тельнихин*

Алтайский государственный университет,
656099 Барнаул, Россия

(Поступило в Редакцию 30 января 1996 г.)

Предложена теоретическая модель разряда светового горения, поддерживаемого излучением неодимового лазера. В основу модели положены уравнения Навье–Стокса. Найдено их решение в виде квазипростой волны и показано, что эволюция системы имеет бифуркационный характер, причем точка бифуркации определяет пороговую величину энерговклада в разряд. Исследован процесс перехода системы в устойчивое состояние со сложными пространственно-временны́ми и функциональными структурами и высоким уровнем организации (степень упорядоченности оценена по изменению информационной энтропии). Вычисленные в рамках модели макроскопические параметры разряда, уровень флуктуаций и потребляемая мощность согласуются с известными опытными данными.

Разряд светового горения в земной атмосфере, поддерживаемый излучением неодимового лазера, является объектом интенсивных исследований и используется для практических целей и в технике [1,2]. Впервые разряд данного типа был получен авторами работы [3]. Дальнейшие исследования показали, что разряд имеет пороговый характер, связанный с интенсивностью излучения w ($w_c \simeq 10\,\text{МВ/см}^2$). Мощность, необходимая для поддержания разряда, составляет величину $P_c \simeq 1\,\text{МВт}$ и не зависит от радиуса светового пучка. При увеличении мощности фронт разряда движется вдоль светового канала со скоростью порядка десятка метров в секунду. Плазма разряда является оптически прозрачной (коэффициент поглощения $\mu \sim 10^{-2}\,\text{см}^{-1}$), а ее параметры (температура и плотность) в среднем постоянны во времени и однородны в пределах светового канала. Средняя плотность электронов (ионов) $n \simeq 2 \cdot 10^{17}\,\text{см}^{-3}$, средняя температура $T \sim 1\,\text{эВ}$, а давление выравнено в пространстве вследствие дозвукового режима распространения. Скорость фронта разряда зависит от интенсивности внешнего источника и при превышении пороговой в несколько раз увеличивается по следующему закону: $v_0 \sim w^{1/2}$. В области порога наблюдаются эффекты, связанные с флуктуациями скорости фронта, при этом профиль фронта разряда практически не изменяет своей формы. В работах [4,5] зондовыми, акустическими и оптическими методами исследованы свойства разряда, обусловленные его неравновесностью. Проведенные измерения позволили определить характер макроскопических флуктуаций параметров плазмы; также было обнаружено, что разряд является источником интенсивных звуковых волн с частотой порядка 10 кГц. Первая теоретическая модель разряда была предложена Ю.П. Райзером [1]. В этом представлении, как и в последующих [2], использована аналогия между горением бикфордова шнура и движением разряда. В рамках данной модели, описываемой одномерным нелинейным уравнением теплопроводности, получена правильная зависимость скорости фронта от интенсивности излучения.

В настоящей работе при построении модели, отражающей поведение разряда, будем исходить из уравнений гидродинамики, в которых учтены существенно негидродинамические механизмы переноса энергии: теплопроводность и излучение. Пренебрегая расходимостью светового пучка и учитывая оптическую прозрачность плазмы, будем считать, что канал разряда имеет цилиндрическую симметрию с характерным поперечным размером (радиусом) r_0. Также полагаем, что основным механизмом потерь энергии является собственное излучение плазмы (это верно при ширине пучка $r_0 > 0.1$ см [1,2]).

Основные уравнения модели

При описании свойств разряда будем исходить из уравнений Навье–Стокса для полей плотности ρ, скорости $\mathbf{v}$, давления p и температуры T:

$$\rho_t + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0,$$
$$\mathbf{v}_t + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\rho^{-1}\nabla p,$$
$$\rho T(s_t + \mathbf{v}\nabla s) = \varkappa \Delta T + F, \quad F = \mu w - \Phi, \qquad (1)$$

где s — энтропия единицы массы плазмы, $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности, Φ — мощность собственного излучения плазмы, Δ — оператор Лапласа.

Исследуем нестационарные решения уравнений (1) в приближении Буссинеска, ограничиваясь членами второго порядка по малым параметрам,

$$\varepsilon = v/c, \qquad \varepsilon^{1/2} = r_0/\lambda, \qquad (2)$$

где c — скорость звука в среде, λ — характерная длина возмущений.

Выберем ось z вдоль направления движения разряда и перейдем в систему координат, движущуюся со скоростью фронта разряда v_0. Решение уравнений (1) с учетом очевидной симметрии задачи будем искать в виде

$$\rho = \rho_0 + \rho'(\mathbf{r}, t), \; T = T_0 + T'(\mathbf{r}, t), \; v = \mathbf{e}_z = v(\mathbf{r}, t), \; (3)$$

где ρ', T' — возмущенные значения величин, а стандартное состояние системы (ρ_0, T_0) описывается нелинейным уравнением

$$F(\rho, T) = \mu(\rho, T)w - \Phi(\rho, T) = 0\Big|_{T=T_0,\, \rho=\rho_0}. \qquad (4)$$

Подставляя (3) с учетом (4) в два последних уравнения (1), находим с принятой точностью

$$\rho(v_t + v\, v_z) = -p_z, \qquad (5)$$

$$\rho_0 T_0 s_t = (\varkappa\Delta + F')T', \qquad (6)$$

$$F' = (\partial F/\partial T)\Big|_{T=T_0,\, \rho=\rho_0}. \qquad (7)$$

Из (6) следует, что изменение энтропии есть величина второго порядка малости. Уравнение непрерывности удобно переписать в другой форме, выразив возмущения плотности через изменения давления и энтропии

$$\rho' = (\partial\rho/\partial p)_s\, p' + (\partial\rho/\partial s)_p\, s.$$

Используя это соотношение и уравнение (6), а также связь

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s \left(\frac{\partial \rho}{\partial s}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p}\right) T,$$

где c_v, c_p — теплоемкости, уравнение непрерывности запишем в следующем виде:

$$p_t + v p_z + c^2 \rho_0 v_z = \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_p}\left(\varkappa\Delta + F'\right) p'. \qquad (8)$$

Здесь $c^2 = (\partial p/\partial\rho)_s$ — адиабатическая скорость звука, $\gamma = c_p/c_v$. Уравнения (5), (6), (8) представляют собой полную систему уравнений с точностью до нелинейных членов второго порядка включительно, причем линейные диссипативные члены предполагаются эквивалентными по порядку величины квадратичным нелинейным членам. Решение этих уравнений будем искать в виде квазипростых волн [6], положив

$$p(\mathbf{r}, t) = \pm\, \rho_0 c + \psi\,(\mathbf{r}, t). \qquad (9)$$

Подставляя (9) в (5), (6), (8), получим исходное уравнение для квазипростой волны, бегущей в одну сторону,

$$v_t + \left(c_0 + \frac{\gamma + 1}{2} v\right) v_z = (D\Delta + \nu)\, v, \qquad (10)$$

$$D = \frac{(\gamma - 1)\varkappa}{2\rho_0\, c_p}, \qquad \nu = \frac{(\gamma - 1)F'}{2\rho_0\, c_p}. \qquad (11)$$

Здесь c_0 — скорость звука в невозмущенной среде, D — коэффициент диффузии тепла, ν — характерная частота энерговклада в разряд.

Устойчивость линеаризованной системы

Если перейти к системе отсчета, движущейся со скоростью c_0 относительно среды, то уравнение (10) принимает более простую форму

$$v_t = L(\sigma)v + \hbar(v; \sigma), \qquad (12)$$

где $t\,(t \to t - z/c_0)$ — "медленное" время; $L = D\Delta + \nu$ — линейный оператор, действующий в пространстве определения функции $v(\mathbf{r}, t)$, $\hbar(v; \sigma)$ учитывающей нелинейность уравнения (10); σ отражает зависимость решения от параметров задачи (ν, D).

Поскольку система (12) автономна, то линейная вспомогательная задача

$$v_t = L(\sigma)\, v \qquad (13)$$

допускает решения вида

$$v = u(\mathbf{r}) \exp\,(\sigma t). \qquad (14)$$

Подставляя (14) в (13) и используя явный вид оператора L в цилиндрической системе координат, имеем

$$D\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)u + (\nu - \sigma)u = 0. \quad (15)$$

Это уравнение, дополненное соответствующими краевыми условиями, определяет задачу на собственные значения. Например, для случая аксиальной симметрии с граничным условием $u(r = r_0) = 0$ из (15) находим следующие собственные значения и собственные функции задачи:

$$\sigma = \nu - \left(k_\perp^2 + k^2\right)D, \quad k_\perp r_0 \simeq 2.40;$$
$$u = J_0(k_\perp r) \exp\,(ikz), \qquad (16)$$

где $J_0(k_\perp r)$ — функция Бесселя.

Итак, решение линеаризованной задачи (13) есть

$$v(\mathbf{r}, t) = a u(\mathbf{r}) \exp\,(\sigma t), \qquad (17)$$

где u, σ определяются (16), a — некоторая постоянная.

Легко заметить, что характер решения существенно зависит от собственного значения параметра σ (или то же самое от управляющего параметра ν). При $\nu \geqslant k_c^2 D$ в системе возникает неустойчивость; критическая точка

$$\sigma_c = 0, \quad \nu_c = k_c^2 D, \quad k_c^2 = \left(k_\perp^2 + k^2\right)_c \qquad (18)$$

соответствует режиму маргинальной устойчивости и определяет, как это следует из (7), (11), пороговое условие существования разряда. Важно отметить, что ввиду (16), (18) неустойчивая мода целиком определяется системными параметрами и характеризует пространственную длину возмущения стационарного решения. Можно ожидать, что при $\sigma > \sigma_c$ это возмущение будет определять основные свойства системы.

Эволюция нелинейной системы

Вернемся к анализу динамики системы, описываемой нелинейным уравнением (12). Ограничимся в дальнейшем случаем бифуркации решений вблизи критической точки σ_c. Тогда, учитывая явный вид нелинейности и результаты анализа линейной проблемы, будем искать решение задачи в виде ряда по параметру малости

$$v(\mathbf{r},t) = a(t)\left(\varepsilon e^{ikz} + \varepsilon^2 e^{2ikz} + \ldots + \text{k.c.}\right)\sum_{n=1}^{\infty} b_n J_0(k_{\perp n} r), \tag{19}$$

где, согласно (16), (17), $a(t)$ — неизвестная функция; $b_1 = 1$; $J_0[(k_{\perp n})r_0] = 1$.

Подставляя в (12) решение в форме (19), усредняя по высокочастотным осцилляциям и используя условие ортонормированности функции Бесселя

$$\int\limits_0^{r_0} J_0(k_n r)\,J_0(k_p r) r\,dr = \frac{1}{2}\,\delta_{np}\,J_1^2(k_p r_0),$$

находим уравнение, определяющее функцию $a(t;R)$,

$$a_t + \nu_c(R-1) - \mu a^3 = 0. \tag{20}$$

Здесь обозначения следующие:

$$R = \frac{\nu}{\nu_c}, \quad \mu = \frac{(\gamma+1)^2 J_1^2(k_\perp r_0)}{12D}. \tag{21}$$

Эволюционное уравнение (20) с параметрами (21) имеет хорошо известное решение и описывает надкритическую бифуркацию системы [7]. При $R > 1$ это уравнение допускает следующие два решения:

$$a_s(R) = \pm\sqrt{(\nu_c/\mu)\,(R-1)}. \tag{22}$$

Эти решения являются асимптотически устойчивыми и осуществляются через характерное время τ, $\tau = 1/2\nu_c(R-1)$. Математическим отражением качественного изменения поведения системы, обусловленного бифуркацией в точке $R_c = 1$, является особенность, приводящая к неаналитичности решения вблизи критической точки.

Теперь, возвращаясь в лабораторную систему координат и учитывая (16), (22), уравнение для бегущей волны можно записать в виде $\big(t > \tau,\ \tau = 1/2\nu_c(R-1)\big)$

$$v_i = a(R)\,J_0(k_\perp r_0)\exp\big(-i\omega t + ik(z-z_0)\big), \tag{23}$$

где $\omega = kc_0$ — частота колебаний, $z_0 = v_0 t$ — координата фронта.

Обратимся к условиям на фронте разряда, учитывающим взаимодействие падающей (p'_i, v_i), отраженной (p'_r, v_r) и проходящей (p'_{tr}, v_{tr}) волн. В граничном условии $p' = 0$ на фронте разряда можно приближенно пренебречь излучаемой волной (мы увидим, что интенсивность звукового излучения мала). Тогда имеем условие $p'_i = -p'_r$; для скоростей будем соответственно иметь $v_r = -v_i$, так что суммарная скорость за фронтом $v = 2v_i$, а перед фронтом $v_{tr} = 2(\rho_0/\rho_\infty)v_i$ (мы учли условие сохранения массы; ρ_∞ — плотность газа перед фронтом разряда). Из этих условий находим окончательное выражение, описывающее пространственно-временну́ю структуру поля в плазме разряда,

$$v(\mathbf{r},t) = 2a_s(R)\,J_0(k_\perp r)\cos k(z-z_0)\exp(-i\omega t). \tag{24}$$

Измеряемая скорость движения фронта разряда определяется выражением $v_0 = \sqrt{1/2\langle\langle |v|^2\rangle\rangle}$, где скобки обозначают усреднение по времени и сечению плазменного канала. Подставляя сюда (24) и учитывая условия (18), (21), (22), получаем выражение для скорости фронта

$$v_0 = \sqrt{2}\,a_s(R)\,J_1(k_\perp r_0) = \frac{2\sqrt{6}}{\gamma+1}\,k_\perp D\sqrt{R-1}. \tag{25}$$

Обратимся к другому аспекту проблемы — к интенсивности звукового излучения. Поток энергии в падающей волне равен $I_i = (1/2)\rho_0 c_0|v_i|^2$, а полная интенсивность излучаемого звука $I_{tr} = \pi r_0^2\rho_\infty|\dot{v}_{tr}|^2/8\pi c_\infty$, где c_∞ — скорость звука в воздухе (перед фронтом разряда) [8]. С помощью (24), (25) и соотношений $\rho_0/\rho_\infty = T_\infty/T_0$, $c_0/c_\infty = (T_0/T_\infty)^{1/2}$ получаем для отношения излучаемой энергии к потоку в падающей волне

$$\frac{I_{tr}}{I_i} = \left(\frac{r_0\omega}{c_0}\right)^2\cdot\left(\frac{T_\infty}{T_0}\right)^{1/2}, \quad I_i = \frac{1}{4}\,\rho_0 c_0 v_0^2. \tag{26}$$

Поскольку $r_0 \ll c_0/\omega$, $T_\infty \ll T_0$, то $I_{tr}/I_i \ll I$. Исследуем реализацию математической структуры модели в конкретной физической ситуации. Начнем с определения (18) для вычисления пороговой мощности лазерного излучения $P_c = \pi r_0^2 w_c$. С учетом условия (2) и выражений (4), (11), (16) из (18) имеем $P_c = (2.4)^2\pi\varkappa T_0/\mu B$. Отсюда замечаем, что необходимая для поддержания разряда мощность не зависит от радиуса светового пучка и при типичных значениях ($T_0 \simeq 1.6\cdot 10^4$ K, $\varkappa = 2.5\cdot 10^{-2}$ Вт/см · K, $r_0 \simeq 0.2$ см, $\mu \simeq 10^{-2}$ см$^{-1}$, $B \simeq 0.5$ [1,2]) составляет величину $\simeq 1$ МВт. Аналогичным образом можно показать, что профиль скорости, описывается функцией $J_0(k_\perp r)$, а сама величина скорости разряда (25) вблизи порога ($P \gtrsim P_c$) порядка 10 м/с, уровень флуктуаций в плазме $\rho'/\rho_0 \sim v_0/c_0 \sim 10^{-2}$, а интенсивность (26) звуковой волны $I_{tr} \sim 1{-}10$ Вт/м^2. Отметим также зависимость величин от степени надкритичности $R = (P/P_c)$

$$v_0 \sim \sqrt{R-1}, \quad \rho'/\rho_0 \sim \sqrt{R-1}, \quad I_{tr} \sim (R-1).$$

Легко заметить, что полученные результаты согласуются с известными опытными данными.

Эффекты самоорганизации

Обратимся к уравнению (20), описывающему эволюцию системы. Это уравнение имеет особенность в критической точке $R_c = 1$, связанную с качественным изменением и переходом системы из одного состояния в другое. Для корректного описания динамики в точке бифуркации необходим учет флуктуационных сил. Пусть в системе действует ланжевеновский источник мощностью $Q\delta(t-t') = \langle F(t)\,F(t')\rangle$, где $\delta(t-t')$ — дельта-функция Дирака. Тогда уравнение эволюции принимает следующий вид:

$$a_t = \nu_c(R-1)\,a - \mu a^3 + F(t), \tag{27}$$

где $F(t)$ — случайная сила.

Отметим, что (27) имеет форму парадигматического уравнения, описывающего неравновесный фазовый переход [9]. Введем функцию распределения $f(a,t)$ в пространстве "координат" $a(R)$. Уравнение Фоккера–Планка, описывающее изменение с течением времени функции $f(a,t)$ и соответствующее (27), имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial a} = Q\frac{\partial^2 f}{\partial a^2} + \frac{\partial}{\partial a}\Big[\big(\nu_c(R-1)a^2 - \mu a^4\big)f\Big];\ \int f(a)\,da = 1. \tag{28}$$

Стационарное решение этого уравнения есть

$$f(a) = N\exp\left(\alpha a^2 - \beta a^4\right), \tag{29}$$

$$\alpha = \nu_c(R-1)/2Q, \quad \beta = \mu/4Q. \tag{30}$$

Для распределения (29) имеются два наивероятнейших значения, называемых параметрами порядка,

$$a_s = \pm(\alpha/2\beta)^{1/2}, \tag{31}$$

сливающихся при $R=1$ и совпадающих с (22). Информационной энтропией по определению называется величина

$$I = -\int da\, f(a)\ln f(a), \tag{32}$$

а эффективность системы определяется формулой

$$W = \frac{d\langle a^2\rangle}{d\alpha}, \tag{33}$$

где

$$\langle a^n\rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty} f(a)\,a^n da \tag{34}$$

— n-й момент функции распределения $f(a)$.

Используя (29) и вычисляя I и W по формулам (32), (33), находим

$$I = -\ln N - \alpha\langle a^2\rangle + \beta\langle a^4\rangle,$$
$$W = \langle a^4\rangle_\alpha - \langle a^2\rangle_\alpha^2. \tag{35}$$

Простое применение стандартного интеграла

$$\int\limits_0^\infty x^n\exp\left(\alpha x^2 - \beta x^4\right)dx = \frac{1}{2}(2\beta)^{-(n+1)/4}$$
$$\times\,\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)D_{-(n+1)/2}(\chi)\exp\left(\chi^2/4\right),$$

где $\chi = \alpha/\sqrt{2\beta}$, Γ — гамма-функция, D — функция параболического цилиндра к интегралу $\int f(a)da = 1$ дает следующее значение нормировочной постоянной:

$$N = 2\,(2\beta)^{1/4}\pi^{-1/2}\exp\left(-\chi^2/4\right)\left[D_{-1/2}(\chi)\right]^{-1}. \tag{36}$$

Аналогичным образом формула (34) легко позволяет вычислить второй и четвертый моменты

$$\langle a^2\rangle = (2\beta)^{-1/2}D_{-3/2}(\chi)/D_{-1/2}(\chi),$$

$$\langle a^4\rangle = 3\,(4\beta)^{-1}D_{-5/2}/D_{-1/2}. \tag{37}$$

Исследуем свойства системы в точке бифуркации ($R=1$) и в области устойчивости ($R \gg 1$), используя связь функции параболического цилиндра с функцией Вебера, $D_{-p-1/2}(\chi) = U(p,\chi)$. В точке неустойчивости ($R_c = 1$, $\chi_c = 0$), воспользовавшись свойством функции Вебера

$$U(p,0) = \frac{\sqrt{\pi}}{2^{(2p+1)/4}}\left[\Gamma\left(\frac{p}{2}+\frac{3}{4}\right)\right]^{-1},$$

находим из (36), (37)

$$N_c = 1.1032\,\beta^{1/4}, \quad \langle a^4\rangle_c = 0.510\,\beta^{-1}, \tag{38}$$

$$\langle a^2\rangle_c = 0.6760\,\beta^{-1/2}. \tag{39}$$

В другом пределе ($\chi \gg \chi_c$) соответствующее разложение для функции Вебера имеет вид $U(p,\chi) \simeq \exp\left(-\chi^2/4\right)\chi^{p+1/2}$. Применяя это асимптотическое представление к (36), (37), получаем

$$N = (2/\sqrt{\pi})\,(2\beta/\alpha)^{1/2}, \quad \langle a^4\rangle = (3/2)\,(\alpha/2\beta)^2, \tag{40}$$

$$\langle a^2\rangle = \alpha/2\beta. \tag{41}$$

Отметим, что (41) совпадает с квадратом параметра порядка (31). Подставляя (40), (41) во второе из уравнений (35) и используя определения (30), обнаруживаем, что эффективность системы при превышении порога повышается по закону $W \sim (R-1)^2$. Расчет информационной энтропии проведем по рецепту S-теоремы [10], т. е. относительную степень упорядоченности будем оценивать по значениям энтропии при заданном значении средней эффективности энергии состояний рассматриваемой открытой системы. Иначе говоря, мы требуем, чтобы выполнялись равенства

$$\langle a^2\rangle_{c,r} = \langle a^2\rangle_r. \tag{42}$$

Применяя (39), (41) к условию (16), находим связь $(\alpha/\sqrt{2}\beta) = \sqrt{2}\cdot 0.676$. Используя полученное значение $(\alpha/\sqrt{2}\beta)_r$ в формулах (38)–(41), из определения (35) нетрудно убедиться, что прирост энтропии $\Delta I = (I - I_c) \simeq -2.33$. Отсюда следует, что информационная энтропия убывает при переходе системы в более упорядоченное (менее симметричное) состояние, т. е. в системе происходит явление самоорганизации.

В заключение оценим поведение системы в критической точке, полагая, что источником случайных сил являются флуктуации лазерного излучения $\delta w(t)$. При этом в третьем из основных уравнений (1) появится член $\mu w(\delta w/w)$ следующего порядка малости. Выполняя преобразования, аналогичные использованным при выводе уравнения (10), находим

$$Q = \left(c_0/4J_1(k_\perp r_0)\right)^2 \left(\mu w/\rho_0 c_p T_0\right)^2 K^2 t_c, \qquad (43)$$

где t_c — характерное корреляционное время флуктуаций, $K = \sqrt{\langle \delta w^2 \rangle / w^2}$ — их относительный уровень.

Подставляя (21), (43) в (39), оценим уровень флуктуаций скорости фронта в критической точке $R = 1$

$$\langle a^2 \rangle_c \simeq 0.676\sqrt{12}\left(c_0/(\gamma+1)J_1\right)\left(\mu w/\rho_0 c_p T_0\right)\sqrt{K^2 t_c D}. \qquad (44)$$

При заданном уровне шума (43) из условия $\langle a^2 \rangle / \langle a^2 \rangle_c \gg 1$ определим область устойчивости системы

$$R - 1 \gg 0.676(\gamma+1)(c_0/k_\perp D)(\mu w/\rho_0 c_p T_0)\sqrt{K^2 t_c/12D}. \qquad (45)$$

При типичных значениях параметров разряда и $K \sim 10^{-5}$, $t_c \sim 10^{-5}$ с, формулы (44), (45) дают следующие оценки: $\sqrt{\langle a^2 \rangle_c} \sim 1$ м/с, $R - 1 \gg 10^{-3}$.

Заключение

В рамках гидродинамических уравнений в приближении Буссинеска исследован процесс формирования разряда светового горения. Показано, что в системе вероятно возникновение неустойчивости гидродинамического типа, причем роль числа Рэлея выполняет соотношение $R = \nu(w)/k_c^2 D$, где $\nu(w)$ — характерная частота энерговклада в систему, параметрически зависящая от внешнего поля; D — коэффициент диффузии тепла; k_c — волновое число, определяемое собственными параметрами системы. Точка $R_c = 1$ бифуркации системы отражает качественные изменения в эволюции и определяет пороговый характер развития разряда. При $R > 1$ необратимые процессы в неравновесной плазме разряда инициируют самоорганизацию разряда и формирование когерентных пространственно-временны́х структур с аксиальной симметрией, описываемой функцией Бесселя. Демонстрацией этих внутренних процессов являются макроскопические эффекты: направленное движение разряда, величина и профиль скорости фронта. Кроме этого, разряд приобретает функциональную структуру — индуцированный звук. Отметим также, что наличие в системе ланжевеновских источников проявляется в динамике системы вблизи порога и равной вероятности появления переднего и заднего фронтов разряда. Соответствие результатов, полученных в рамках данной модели с известными опытными данными, позволяет сделать вывод о важной роли, которую играет явление самоорганизации в разряде описываемого типа.

Список литературы

[1] *Райзер Ю.П.* Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 416 с.
[2] *Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К.* // Тр. ИОФАН. 1988. Т. 10. С. 3–74.
[3] *Бункин Ф.В., Конов В.И., Прохоров А.М.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 609–612.
[4] *Букатый В.И., Коболов А.А., Тельнихин А.А.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 312–318.
[5] *Букатый В.И., Дейнес К.И., Тельнихин А.А.* // ЖОА. 1991. Т. 4. С. 753–756.
[6] *Карпман В.И.* Нелинейные волны в диспергирующих средах. Новосибирск, 1968. 140 с.
[7] *Пригожин И.* От существующего к возникающему: Время и сложность в физических науках. М.: Наука, 1985. 327 с.
[8] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
[9] *Хакен Г.* Синергетика. М.: Мир, 1980. 404 с.
[10] *Климонтович Ю.Л.* Турбулентное движение и структура хаоса. Новый подход к статистической теории открытых систем. М.: Наука, 1990. 320 с.