light combustion ?

Прикладная механика и техническая физика, 1997, т. 38, № 6

ЭФФЕКТЫ САМООРГАНИЗАЦИИ В РАЗРЯДЕ СВЕТОВОГО ГОРЕНИЯ ?

УДК 533.915:536.75

О. В. Климов, А. А. Тельнихин

Алтайский государственный университет, 656099 Барнаул

Квазиравновесная плотная плазма разряда при атмосферном давлении и температуре $T \sim 1$ эВ, поддерживаемая излучением неодимового лазера, является объектом интенсивного изучения и используется для всевозможных практических целей в технике [1, 2]. Впервые разряд светового горения был получен в [3]. Дальнейшие исследования показали, что разряд имеет пороговый характер, связанный с интенсивностью излучения I_c ($I_c \approx 10$ МВт/см^2). При $I > I_c$ фронт разряда движется вдоль светового канала со скоростью порядка десятков метров в секунду в обе стороны от фокуса. Плазма разряда оптически прозрачна (коэффициент поглощения $\mu \sim 10^{-2}$ см$^{-1}$), ее параметры (температура и плотность) в среднем постоянны во времени и однородны (в пределах светового канала) по пространству. Средняя плотность электронов в плазме $n_e \approx 2 \cdot 10^{17}$см$^{-3}$, а давление выравнено в пространстве вследствие дозвукового режима распространения. Скорость фронта волны разряда зависит от интенсивности внешнего источника и при превышении пороговой I_c в несколько раз увеличивается по закону $V_f \propto \sqrt{I}$. В области порога наблюдаются интересные эффекты, связанные с флуктуациями скорости фронта порядка $\Delta V_f \sim 1 \div 2$ м/с. При этом профиль фронта вплоть до полной остановки почти не изменяет своей формы. Выполненные в [4] измерения температуры и плотности также указывают на сложный характер движений в плазме разряда, отражающийся в макроскопических флуктуациях параметров разряда.

Первая теоретическая модель разряда была предложена Ю. П. Райзером [1]. В этой модели, 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 описании свойств светового разряда исходим из уравнений газовой динамики, в которых учтены существенные негидродинамические механизмы переноса энергии: теплопроводность и излучение. Пренебрегая расходимостью светового пучка и учитывая оптическую прозрачность плазмы, считаем, что канал имеет цилиндрическую симметрию, а поток излучения не меняется при углублении в плазму. Также полагаем, что основным механизмом потерь энергии является собственное излучение плазмы (это верно при достаточно большой ширине пучка d ($> 0{,}1$ см) [1, 2]).

1. Основные уравнения модели разряда. При описании свойств разряда исходим из уравнений гидродинамики для полей плотности ρ, скорости $\mathbf{V}$ и температуры T:

$$\rho_t + \nabla(\rho\mathbf{V}) = 0, \quad \rho(\mathbf{V}_t + (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V}) = -\nabla p, \quad T_t + \mathbf{V}\nabla T = F + D\Delta T. \tag{1.1}$$

Здесь Δ — оператор Лапласа; p — давление;

$$F = (\mu I - \Phi)/(c_p\rho), \quad D = æ/(c_p\rho) \tag{1.2}$$

(Φ — плотность потока энергии собственного излучения плазмы, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, $æ$ — теплопроводность). Пусть разряд распространяется вдоль оси z. Тогда из (1.1) следует, что установившееся движение фронта разряда подчиняется следующим уравнениям:

$$\rho_0 V_z = 0, \qquad V_f T_z = F + DT_{zz}. \tag{1.3}$$

Из теории автоволн [5] известно, что уравнения (1.3) с нелинейной функцией $F(T)$ и монотонно меняющейся первой производной Фреше $\partial F/\partial T$ имеют решение в виде фронта без осцилляций:

$$V_f \propto \sqrt{\nu D}, \tag{1.4}$$

где

$$\nu = \frac{\partial F}{\partial T}\Big|_{T=T_0,\, \rho=\rho_0}; \tag{1.5}$$

$$F(T_0, \rho_0) = \frac{\mu(T_0, \rho_0) I - \Phi(T_0, \rho_0)}{c_p \rho_0} = 0 \tag{1.6}$$

(T_0, ρ_0 — невозмущенные температура и плотность в разряде).

При исследовании на устойчивость в системе координат, связанной с разрядом, представим решения в виде

$$T = T_0 + \delta T, \quad \rho = \rho_0 + \delta\rho, \quad \mathbf{V} = \mathbf{e}_z V \tag{1.7}$$

(δT, $\delta\rho$ — малые возмущения: $\delta\rho/\rho_0 \ll 1$, $\delta T/T_0 \ll 1$). Вводя параметр малости $\varepsilon \approx V/c \ll 1$ (c — скорость звука), будем удерживать в уравнениях лишь члены второго порядка малости относительно ε. Считая возмущения адиабатическими ($\omega \gg k^2 D$, ω, k — характерные частоты и волновые числа возмущений), функцию p запишем как

$$p = p_0 + c^2 \delta\rho + \frac{1}{2}(\gamma - 1) c^2 \rho_0 \left(\frac{\delta\rho}{\rho_0}\right)^2 + \rho_0 c^2 \beta \delta T \tag{1.8}$$

(γ — показатель адиабаты, β — коэффициент теплового расширения). Подставив в (1.1) решения в форме (1.7) и учитывая (1.8), получим основные уравнения модели в приближении Буссинеска ($\delta\rho/\rho_0 \sim \varepsilon$, $\delta T/T_0 \sim \varepsilon^2$):

$$\begin{gathered}
\delta\rho_t + \rho_0 V_z = -(\delta\rho V)_z, \\
V_t + \frac{c^2}{\rho_0}\,\delta\rho_z = -\frac{1}{2}(\gamma - 1) c^2 \left(\frac{\delta\rho}{\rho_0}\right)^2_z - \frac{1}{2}(V^2)_t - c^2 \beta \delta T_z, \\
\delta T_t = \nu \delta T + D\Delta\delta T.
\end{gathered} \tag{1.9}$$

Дифференцируя первое из этих уравнений по z, а второе по t, находим

$$(V_t + cV_z)(V_t - cV_z) = -\frac{1}{2}\left[V^2 + (\gamma - 1) c^2 \left(\frac{\delta\rho}{\rho_0}\right)^2\right]_{zt} + \frac{c^2}{\rho_0}(\delta\rho V)_{zz} - c^2\beta(\nu\delta T + D\Delta\delta T)_z. \tag{1.10}$$

Решения уравнения (1.10) будем искать в виде квазипростых волн [6]. Тогда в левой части (1.10) можно с должной точностью сделать замену $\partial/\partial t - c\partial/\partial z = -2c\partial/\partial z$, а в правой положить $\partial/\partial t = c\partial/\partial z$ и $\delta\rho/\rho_0 = V/c$, $\delta T/T_0 = (\gamma - 1)V/c$. После выполнения этих преобразований и перехода к системе отсчета, движущейся со скоростью c относительно среды, уравнение (1.10) принимает более простую форму:

$$V_t = \frac{1}{2}\beta T_0(\gamma - 1)(\nu + D\Delta) - \frac{2 - \gamma}{2} V V_z. \tag{1.11}$$

Здесь описана волна, бегущая в положительном направлении вдоль оси z; нелинейные и диссипативные члены одного порядка величины; t — «медленное» время ($t \to t - z/c$).

2. Устойчивость линеаризованной системы. Запишем уравнение (1.11) в виде

$$V_t = L(\lambda)V + h(V, \lambda), \tag{2.1}$$

где $L = (1/2)(\gamma - 1)\beta T_0(\nu + D\Delta)$ — линейный оператор, действующий в пространстве, в котором определена функция $V(\mathbf{r}, t)$; член $h(V, \lambda)$ учитывает нелинейность правой части уравнения (1.11); λ отражает зависимость решения от параметров задачи (ν, D).

Обратимся вначале к поиску решений линейной вспомогательной задачи

$$V_t = L(\lambda)V. \tag{2.2}$$

Поскольку система (2.1) автономна, уравнение (2.2) допускает решения вида

$$V = u(\mathbf{r})\exp(\lambda t). \tag{2.3}$$

Подставляя (2.3) в (2.2) и используя явный вид оператора L в цилиндрической системе координат, имеем

$$\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)u = -K^2 u \qquad \left(K^2 = \frac{1}{D}\left(\nu - \frac{2\lambda}{(\gamma - 1)\beta T_0}\right)\right). \tag{2.4}$$

Это уравнение, дополненное соответствующими краевыми условиями, определяет задачу на собственные значения. Например, для случая аксиальной симметрии с граничным условием $u(r) = 0$ при $r = r_0$ (r_0 — радиус светового пучка) из (2.4) легко получить следующие собственные функции и собственные значения:

$$u = J_0(k_\perp r)\exp(ik_z z), \qquad k_\perp \approx 2{,}40/r_0, \qquad \lambda = (1/2)(\gamma - 1)\beta T_0(\nu - (k_\perp^2 + k_z^2)D). \tag{2.5}$$

Здесь $J_0(k_\perp r)$ — функция Бесселя; k_z — волновое число.

Итак, решение линеаризованной задачи (2.2) есть

$$V(\mathbf{r}, t) = au(\mathbf{r})\exp(\lambda t), \tag{2.6}$$

где u и λ определяются выражениями (2.5); a — постоянная. Легко заметить, что характер решения существенно зависит от собственного значения параметра λ (или, что то же самое, от управляющего параметра ν). При $\nu \geqslant k^2 D$ в системе возникает неустойчивость; критическая точка

$$\nu_c = (k_\perp^2 + k_z^2)_c D, \qquad \lambda_c = 0 \tag{2.7}$$

соответствует режиму, промежуточному между асимптотической устойчивостью и неустойчивостью системы, и определяет пороговое условие существования разряда. Важно отметить, что ввиду (2.5), (2.7) неустойчивая мода k_c целиком определяется системными параметрами и характеризует пространственную длину возмущения стационарного решения. Таким образом, имеем механизм генерации собственной длины волны в первоначально однородной системе. Можно ожидать, что при $\lambda > \lambda_c$ это возмущение будет определять основные свойства системы [7].

3. Эволюция нелинейной системы. Вернемся к анализу динамики системы, описываемой нелинейным уравнением (2.1). Ограничимся в дальнейшем случаем бифуркации решений вблизи критической точки λ_c (2.7). Из общих результатов теории самоорганизации [7], так как в нашем случае выполнено условие

$$\frac{d}{d\nu}\lambda(\nu)\Big|_{(\lambda=\lambda_c)} = (1/2)(\gamma - 1)\beta T_0 \neq 0,$$

следует, что решения, возникающие при $\lambda \geqslant \lambda_c$, являются устойчивыми и стационарными.

Это означает, что нужно найти решения уравнения

$$L(\lambda)V + h(V,\lambda) = 0, \qquad h(V) \equiv -\frac{2-\gamma}{2} VV_z. \tag{3.1}$$

Учитывая характер нелинейности, будем искать решение (3.1) в виде ряда по параметру малости ε:

$$V = \varepsilon V_1 + \varepsilon^2 V_2 \exp(ik_z z) + \ldots + \text{к. с.}, \tag{3.2}$$

где, согласно (2.6), следует положить

$$V_1 = a(t) J_0(k_\perp r) \exp(ik_z z) \tag{3.3}$$

($a(t)$ — неизвестная функция, зависящая от времени). Подстановка ряда (3.2) вместе с (3.3) дает возможность определить V_2:

$$V_2 = -(2(2-\gamma)/3(\gamma-1)\beta T_0) a^2(t) J_0^2(k_\perp r) ik_z \exp(2ik_z z). \tag{3.4}$$

Используя в уравнении (2.1) разложение (3.2) вместе с (3.3), (3.4), находим уравнение, определяющее функцию $a(t,R)$:

$$a_t + \lambda_0(R-1)a - \sigma a^3 = 0. \tag{3.5}$$

Здесь

$$\begin{gathered} \lambda_0 = (1/2)(\gamma-1)\beta T_0 \nu_c, \quad R = \nu/\nu_c, \quad \sigma = (2-\gamma)^2 \langle J_0^2 \rangle / 3D(\gamma-1)\beta T_0, \\ \langle J_0^2 \rangle = \frac{1}{r_0^2} \int\limits_0^{r_0} J_0^2(k_\perp r) r\,dr = \frac{1}{2} J_1^2(k_\perp r_0). \end{gathered} \tag{3.6}$$

Уравнение (3.5) с параметрами (3.4) имеет хорошо известное решение и описывает надкритическую бифуркацию системы. При $R > 1$ это уравнение допускает два решения:

$$a_s(R) = \pm\sqrt{\frac{\lambda_0}{\sigma}(R-1)}, \tag{3.7}$$

которые являются асимптотически устойчивыми и осуществляются через характерное время $\tau \approx (1/2)\lambda_0(R-1)$. Математическим отражением качественного поведения системы, обусловленного бифуркацией в точке $R_c = 1$, является особенность, приводящая к неаналитичности решения вблизи критической точки.

Проведенный анализ динамики нелинейной системы (2.1) показывает, что эволюция собственных возмущений приводит к формированию в системе когерентных диссипативных структур (ДС), которые описываются формулой $V(\mathbf{r},t) = a(t)J_0(k_\perp r)\exp(ik_z z)$, где $a(t)$ — функция, подчиняющаяся уравнению (3.5), а собственные значения параметров определяются выражениями (2.5), (2.7).

4. Влияние случайных источников. В реальном эксперименте излучение лазера может флуктуировать, что в принципе существенно влияет на динамику задачи. Поэтому рассмотрим далее влияние на систему случайных сил, не конкретизируя пока их источник.

Заметим, что уравнение (3.5) имеет формальную аналогию с соответствующими уравнениями, описывающими неравновесные фазовые переходы второго рода [8]. Особенность в критической точке $R_c = 1$, связанная с переходом системы из одного состояния в другое, действительно требует учета влияния флуктуационных сил.

Пусть в системе (3.5) действует ланжевеновский источник мощностью $Q\delta(t-t') = \langle F(t)F(t')\rangle$ ($\delta(t-t')$ — дельта-функция). Тогда уравнение эволюции системы примет вид

$$a_t = \lambda_0(R-1)a - \sigma a^3 + F(t) \tag{4.1}$$

($F(t)$ — случайная сила).

Введем функцию $f(a,t)$ в пространстве «координат» $a(R)$. Уравнение Фоккера — Планка, описывающее изменение с течением времени функции распределения $f(a,t)$ и соответствующее (4.1), имеет вид

$$\frac{\partial f(a,t)}{\partial t} = Q\,\frac{\partial^2 f}{\partial a^2} + \frac{\partial}{\partial a}\left[(\lambda_0(R-1)a - \sigma a^3)af\right], \qquad \int f(a)\,da = 1. \tag{4.2}$$

В стационарном состоянии решение этого уравнения есть

$$f(a) = C\exp\left[-(L/2Q)(\sigma a^4/2 - \lambda_0(R-1)a^2)\right]. \tag{4.3}$$

Для распределения (4.3) имеются два наивероятнейших значения:

$$a_s = \pm\sqrt{\frac{\lambda_0}{\sigma}\,(R-1)}, \tag{4.4}$$

сливающихся при $R_c = 1$.

Вычислим средний квадрат $\langle a^2\rangle = \int a^2 f(a)\,da$. Используя (4.3), находим

$$\langle a^2\rangle = \frac{\lambda_0}{\sigma}\,(R-1), \qquad R > 1; \tag{4.5}$$

$$\langle a^2\rangle - \sqrt{\frac{4Q}{\sigma}}\,\frac{\Gamma(3/4)}{\Gamma(1/4)}, \qquad R = 1 \tag{4.6}$$

($\Gamma(3/4)$, $\Gamma(1/4)$ — гамма-функции). Видно, что при $R > 1$ (достаточно далеко от R_c) квадраты выражений (3.7), (4.4) совпадают с (4.5); при $R = R_c$ выражение (4.6) характеризует в нашем случае среднеквадратичные флуктуации параметра порядка a_s.

Оценим флуктуации в критической точке, полагая, что источником случайных сил являются флуктуации лазерного излучения $\delta I(t)$ [8]. При этом в третьем из основных уравнений (1.1) появляется член $(\mu I/\rho_0 c_p)\,(\delta I/I)$. Выполняя преобразования, аналогичные использованным при выводе уравнения (1.11), находим

$$Q\delta(t-t') = \left(\frac{c\mu I}{\rho_0 c_p T_0}\right)^2 \frac{1}{4\langle J_0^2\rangle}\,\frac{\langle \delta I(t)\delta I(t')\rangle}{I_0^2}\,\delta(t-t').$$

Подставляя это выражение и значение σ из (3.6) в формулу (4.6), оценим по порядку величины уровень флуктуаций в критической точке $R_c = 1$:

$$\langle a^2\rangle \sim (c\mu I/[(2-\gamma)\rho_0 c_p T_0])\sqrt{(\gamma-1)\beta T_0 D t_c(\langle \delta I^2\rangle/I^2)}. \tag{4.7}$$

Здесь t_c — характерное время корреляции флуктуаций лазерного излучения; $\langle \delta I^2\rangle/I^2$ — их относительный уровень.

Остановимся на физическом смысле полученных выше выражений. Полевая функция $V(\mathbf{r},t)$ описывает скорость частиц в плазме. В лабораторной системе координат эта функция имеет вид бегущей волны:

$$V = a_s(R)J_0(k_\perp r)\,\exp\left[-i\omega t + ik_z(z - z_f)\right], \qquad R > 1,$$

где $\omega = k_z c$ — частота звуковой волны; $z_f = V_f t$ — координата фронта. С использованием граничного условия $\partial V/\partial z\big|_{z=z_f} = 0$ это выражение примет форму

$$V(r,z) = V_f(R)J_0(k_\perp r)\cos\left[k_z(z - z_f)\right]\,\exp(-i\omega t); \tag{4.8}$$

$$V_f(R) = \left(\sqrt{3/2}(\gamma-1)\beta T_0/(2-\gamma)\right)k_\perp D\sqrt{R-1}, \qquad R > 1. \tag{4.9}$$

При выводе (4.9) учтены условия (3.6), (3.7) и проведены соответствующие усреднения по времени и по сечению плазменного канала. Заметим, что из (3.6), (3.7) следует зависимость скорости фронта от степени надкритичности $V_f \propto \sqrt{R-1}$, а сам профиль скорости, описываемый функцией $J_0(k_\perp r)$, не изменяет своей формы (факт, отмеченный в [2]). При $R = 1$ формулы (4.8), (4.9) теряют свое значение. В этом состоянии динамика системы определяется мощностью случайных источников, а выражение (4.7), по существу, описывает случайные колебания скорости возле нулевого значения (эффект, экспериментально зафиксированный в [2]). Отметим также, что (4.4) правильно отражает равную вероятность появления двух фронтов (переднего и заднего) движения разряда.

excitation ? field

Количественные оценки величин проведем при типичных значениях параметров задачи [1, 2]: плотность плазмы (при нормальном давлении) $\rho_0 \approx 2 \cdot 10^{-4}$ г/см^3, равновесная температура электронов $T_0 = T_e \approx 1{,}3$ эВ, равновесная плотность электронов $n_e \approx 2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, $\mu \approx 10^{-2}$ см$^{-1}$, $r_0 \approx 0{,}5$ см, $B \approx 0{,}5$, $\gamma \approx 1{,}25$, $\beta T_0 \approx 1$, $D \approx 2 \cdot 10^3$ см^2/с, $c \approx 2 \cdot 10^5$ см/с. Начнем с определения пороговых энергетических характеристик поля накачки. Из (2.7) и определений (1.5), (1.6) следует, что минимальное значение поля $B(\mu I)_c/\rho_0 c_p T_0 = k_\perp^2 D$ достигается при выполнении условия $(k_z/k_\perp)^2 \ll 1$. Подставляя в это выражение типичные значения задачи, находим пороговую мощность излучения $P_c = \pi r_0^2 I_c = (2{,}4)^2 \pi D \rho_0 c_p T_0 / B\mu \approx 1$ МВт. При этом же условии с учетом адиабатичности волны ($\omega > k_\perp^2 D$) из (4.8), (4.9) вычислим скорость фронта разряда $V_f = 20\sqrt{R-1}$(м/с), уровень флуктуаций плотности числа частиц в плазме разряда $\delta n/n_0 \approx 10^{-2}$ и частоту волны $\nu = \omega/2\pi \sim 10$ кГц (флуктуации параметров плазмы и индуцированные разрядом звуковые колебания с данной частотой впервые наблюдались в [4, 9]). Поведение фронта разряда в критической точке $R = 1$ определим с помощью (4.7). При $\sqrt{\langle \delta I \rangle^2 / I^2} \sim 10^{-5}$, $t_c \sim 10^{-5}$ с находим уровень флуктуаций скорости фронта разряда в области порога $\sqrt{\langle \Delta V_f^2 \rangle} = \sqrt{\langle a^2 \rangle} \sim 1$ м/с.

5. Обсуждение результатов. Выводы. В приближении Буссинеска получено уравнение, описывающее эволюцию разряда светового горения в поле излучения Nd-лазера. Показано, что при определенном (пороговом) значении внешнего поля в системе возникает неустойчивость гидродинамического типа [10], причем роль числа Рэлея выполняет соотношение $R = \nu(I)/k_c^2 D$, где $\nu(I)$ — характерная частота энерговклада в разряд, параметрически зависящая от внешнего поля; D — коэффициент диффузии тепла; k_c — волновое число, определяемое собственными параметрами системы (эффекты, связанные с вязкостью η не учитывались, поскольку в плазме разряда $\eta/D \ll 1$ [1]). Исследована динамика формирующейся нелинейной звуковой волны с аксиальной симметрией и медленно меняющейся амплитудой. Обнаружено, что эволюция огибающей подчиняется уравнению Гинзбурга — Ландау. Изучено влияние случайных источников на данную систему. Показано, что развивающиеся в системе флуктуации определяют пороговую величину поля накачки и проявляются в виде макроскопического (направленного) движения разряда.

Область применимости рассмотренной модели ограничена физическим условием оптической прозрачности, т. е. должно выполняться условие $\omega_l/\omega_t \ll 1$, где ω_l — ленгмюровская частота; ω_t — частота электромагнитной волны (Nd-лазер). Другое ограничение связано с уровнем флуктуаций лазерного излучения $\delta I/I \sim (V/c)^2 \sim 10^{-4}$. Обычно эти условия хорошо выполняются.

Реализации математической модели в физической ситуации (пороговая мощность, скорость и профиль фронта, уровень и частота флуктуаций, поведение фронта в критической области, флуктуации скорости фронта волны разряда ΔV_f) количественно и качественно согласуются с известными опытными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Райзер Ю. П.** Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980.
2. **Буфетов И. А., Прохоров А. М., Федоров В. В., Фомин В. К.** Медленное горение лазерной плазмы и стационарный оптический разряд в воздухе // Тр. ИОФАН. 1988. Т. 10. С. 3–74.
3. **Бункин Ф. В., Конов В. И., Прохоров А. М. и др.** Лазерная искра в режиме «медленного горения» // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9, № 13. С. 609–612.
4. **Букатый В. И., Дейнес К. И., Тельнихин А. А.** Экспериментальные исследования лазерной искры в режиме светового горения // Журн. оптики атмосферы. 1991. № 7. С. 753–756.
5. **Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г.** Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987.
6. **Карпман В. И.** Нелинейные волны в диспергирующих средах. Новосибирск: Изд-во Новосиб. ун-та, 1968.
7. **Хакен Г.** Синергетика. М.: Мир, 1980.
8. **Климонтович Ю. Л.** Статистическая физика. М.: Наука, 1982.
9. **Букатый В. И., Коболов А. А., Тельнихин А. А.** Возбуждение разряда в воздухе лазерным излучением // ЖТФ. 1985. Т. 55, № 2. С. 312–318.
10. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.

Поступила в редакцию 15/VI 1995 г.,
в окончательном варианте — 24/VI 1996 г.