

ВЛИЯНИЕ ОБЪЕМНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ НА ДАЛЬНОБОЙНОСТЬ ЛАМИНАРНОЙ ГАЗОВОЙ СТРУИ

Г. А. Лукьянов, Гр. О. Ханларов

Институт высокопроизводительных вычислений и баз данных, 194291 Санкт-Петербург

В рамках модели изобарической ламинарной струи с заданным объемным энерговыделением численно исследовано влияние геометрии области энерговыделения и величины передаваемой газу энергии на общую картину течения газа. Особое внимание уделено влиянию указанных факторов на дальнобойность струи. Дано объяснение аномально большой дальнобойности одного из видов ламинарных факелов частично перемешанных газов, получившего название жесткого ламинарного факела. В таких факелах внешняя горячая оболочка большой протяженности обеспечивает стабилизацию течения в целом и создает условия для аномально большой дальнобойности приосевого потока холодной газовой смеси.

В работах [1, 2] дано описание структуры, свойств и условий существования ранее неизвестного типа горячей ламинарной струи, названной автором жестким ламинарным факелом (ЖЛФ). Струйное течение этого типа обладает большой устойчивостью и необычно высокой дальнобойностью L , где L — расстояние от сопла, на котором осевая скорость u или динамическое давление $p_D = \rho u^2/2$ уменьшаются до определенного значения, например $u/u_0 = 0,9$ или $p_D/p_{D,0} = 0,9$, где u_0 , $p_{D,0}$ — скорость истечения и динамическое давление на срезе сопла, ρ — плотность. Ламинарный режим течения в ЖЛФ сохраняется до значения числа Рейнольдса $Re \approx 3 \cdot 10^4$ ($Re = \rho_0 u_0 d / \mu_0$, где d — диаметр сопла, μ_0 — коэффициент динамической вязкости на срезе сопла). Длина факела равна $(200 \div 400)d$. ЖЛФ реализуется при истечении из круглого сопла ($d = 2 \div 4$ мм) в воздух смеси горючего (природного) газа и воздуха ($u_0 \leq 90$ м/с) при коэффициенте избытка воздуха $0,2 < n \leq 0,6$; поджигающее устройство расположено вблизи сопла ($x/d < 3$). Диаметр ЖЛФ на расстоянии 150 мм от сопла изменяется в пределах $(1,5 \div 4)d$ в зависимости от коэффициента избытка воздуха n и расхода газа. С увеличением числа Рейнольдса при постоянном расходе газа диаметр факела уменьшается. Толщина горячей оболочки, окружающей холодную приосевую зону, составляет $0,4 \div 1$ мм. Максимальная дальнобойность достигает значения $L_{\max} \approx (60 \div 80)d$ при $n = 0,4 \div 0,6$. На данной длине в узкой приосевой зоне температура, состав газа и динамическое давление остаются практически неизмен-

ными. Переход к турбулентному режиму (при $Re > Re_*$, где Re_* — критическое число Рейнольдса) резко уменьшает длину факела и его дальнобойность. Высокая устойчивость ЖЛФ связывается в работе [1] с наличием наружной горячей оболочки. Объяснение физической природы аномально большой дальнобойности ЖЛФ в [1, 2] и литературе, посвященной аэродинамике факелов, отсутствует.

В данной работе сделана попытка объяснить аномально большую дальнобойность ЖЛФ в рамках более общей задачи о влиянии объемного энерговыделения на течение в ламинарной газовой струе. Геометрия области и значение удельного энерговыделения считаются заданными. Механизм энерговыделения не конкретизируется, что позволяет рассмотреть самые разные модели энерговыделения, приближенно моделирующие не только ламинарные факелы, но и другие струйные течения с джоулевым, лазерным или иным видом объемного нагрева газа. В рамках такого подхода возможно только приближенное описание течения с конкретным механизмом энерговыделения (например, ЖЛФ).

В изотермических струях ламинарный режим течения на срезе сопла сохраняется при $Re_* \leq 2300$, а область ламинарного режима (от сопла до сечения перехода к турбулентному режиму) имеет протяженность l , определяемую числом $Re_l = \rho u_m l / \mu = (20 \div 25) \cdot 10^3$, где u_m — скорость на оси струи в сечении перехода, μ — коэффициент динамической вязкости [3]. Дальнобойность ламинарных струй линейно возрастает с увеличением числа Рей-

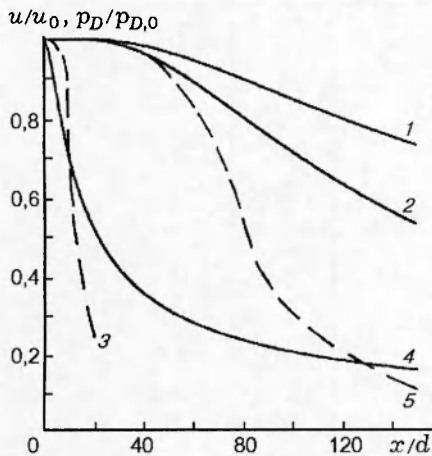


Рис. 1. Скорость (1, 3, 4) и динамическое давление (2, 5) на оси ламинарных струй и ЖЛФ:

1, 2 — изотермическая струя, $Re = 2000$, расчет; 3 — изотермическая струя, $Re = 2070$, эксперимент [3]; 4 — нагретая струя, $T_0/T_e = 7,5$, $Re = 432$, расчет; 5 — ЖЛФ, $Re \approx 2000$, эксперимент [2]

нольдса, но ограничена сверху условием $L < l$. При этом максимальная дальность L_{max} не превышает значения $(10 \div 20)d$ [3, 4].

На рис. 1 приведены расчетные и экспериментальные осевые профили величин u и p_D для ламинарных струй и ЖЛФ. Кривые 1 и 2 соответствуют профилям u и p_D для изотермической струи при $Re = 2000$ (расчет в приближении изобарического пограничного слоя, см. ниже). В действительности, при данном значении Re такое ламинарное течение в изотермической струе не существует. Поскольку ламинарный участок течения ограничен длиной l , скорость при $x > l$ (на турбулентном участке) уменьшается значительно интенсивнее. Кривая 3 соответствует экспериментальным значениям u для изотермической струи, истекающей из длинной трубки при $Re = 2070$ [3], когда дальность изотермической струи близка к максимальной. Как известно [5], нагрев истекающего из сопла газа (при постоянном расходе) уменьшает дальность. Это положение иллюстрирует расчетная кривая 4 для нагретой струи ($Re = 432$) при $T_0/T_e = 7,5$ (T_0 и T_e — температуры на срезе сопла и в окружающей среде соответственно). Кривая 5 описывает изменение динамического давления вдоль оси ЖЛФ в эксперименте [2] при расходе газозоудной смеси $8,35 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$, $n = 0,6$, $d = 4 \text{ мм}$ и $Re \approx 2000$. Дальность ЖЛФ значительно превышает дальность лю-

бых ламинарных струй (при $T_0/T_e \geq 1$), а также ламинарных гомогенных факелов ($n \approx 1$) и факелов неперемешанных газов ($n \approx 0$) [2, 3].

Течение в ламинарном факеле существенно отличается от течения в изотермических и горячих газовых струях без горения, что определяется их разной гидродинамической структурой. В факеле, в отличие от инертной струи, имеются две четко выраженные области течения — приосевая зона течения холодного газа и периферийная зона течения нагретого газа, разделенные относительно тонкой зоной горения.

Нагрев газа в зоне горения, снижение плотности и увеличение вязкости газа, сопровождающие нагрев, приводят к резкому увеличению роли сил вязкости (уменьшению эффективного числа Рейнольдса). Поэтому, в отличие от струйного течения инертного газа, в ламинарном факеле число Рейнольдса на срезе сопла не является единственным параметром, определяющим режим течения; дополнительные параметры задаются законом энерговыделения в поле течения. Переход от ламинарного режима течения к турбулентному в факелах происходит при заметно больших значениях Re_* . Согласно [6] для газозоудных факелов $Re_* = (3 \div 9) \cdot 10^3$. Данные [1, 2] для ЖЛФ расширяют этот диапазон до $Re_* < 3 \cdot 10^4$. Таким образом, природа высокой устойчивости течений во всех разновидностях ламинарных факелов, включая ЖЛФ, едина и сводится к стабилизирующей роли более вязкой и менее плотной кольцевой области горячего газа. Необычные свойства ЖЛФ объясняются особенностями смешения и энерговыделения в факеле частично перемешанных газов (при $0,2 < n \leq 0,6$), в результате чего формируется необычно протяженная кольцевая область горения при сохранении осевого течения более плотного и менее вязкого газа. Двухслойная структура течения с существенно различным отношением сил инерции к силам вязкости во внешнем и внутреннем слоях обуславливает одновременно сохранение ламинарного режима и увеличение дальности приосевого течения. В данной работе (не затрагивая вопросов устойчивости) исследовано влияние объемного энерговыделения на течение в ламинарной затопленной струе и особенно на дальность.

Для описания течения в изобарической круглой струе с объемным энерговыделением используем уравнения ламинарного пограничного слоя, записанные в цилиндрической систе-

Вариант	Геометрия области энерговыведения	T_0/T_e	α_0	α	Re_0
1	—	1	—	—	100
2	—	7,5	—	—	21,6
3	$y \in [0; 3], x \in [0; 100]$	1	6,5	0,0072	100
4	$y \in [2; 3], x \in [0; 150]$	1	6,5	0,0087	100
5	$y \in [2; 3], x \in [0; 100]$	1	6,5	0,0130	100
6	—	1	—	—	1000
7	—	7,5	—	—	216
8	$y \in [0; 3], x \in [0; 150]$	1	6,5	0,0048	1000
9	$y \in [2; 3], x \in [0; 150]$	1	6,5	0,0087	1000
10	$y \in [2; 3], x \in [0; 100]$	1	6,5	0,0130	1000
11	$y \in [2; 3], x \in [0; 200]$	1	6,5	0,0065	1000
12	—	15	—	—	128
13	$y \in [2; 3], x \in [0; 150]$	1	14	0,0186	1000
14	$y \in [2; 3], x \in [0; 100]$	1	14	0,0280	1000

ме координат [7]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(y\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(y\rho v) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial x}(y\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(y\rho uv) &= \frac{1}{Re_0} \frac{\partial}{\partial y} \left(y\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ Re_0 &= \rho_0 u_0 r / \mu_0, \\ \frac{\partial}{\partial x}(y\rho u T) + \frac{\partial}{\partial y}(y\rho v T) &= \frac{1}{Re_0 Pr} \frac{\partial}{\partial y} \left(y\mu \frac{\partial T}{\partial y} \right) + y\alpha, \\ \rho &= 1/T, \quad \mu = T^\omega. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь x, y — координаты, отнесенные к радиусу сопла r ; u, v — компоненты вектора скорости, соответствующие осям x, y и отнесенные к скорости на срезе сопла u_0 ; ρ, T, μ — плотность, температура и коэффициент динамической вязкости, отнесенные к своим значениям на срезе сопла (ρ_0, T_0, μ_0); α — энерговыведение в единице объема (V) за единицу времени, отнесенное к $\rho_0 u_0 T_0 \pi r^2 / V_0$ ($V_0 = \pi r^3$); Pr — число Прандтля.

Граничные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} x = 0: \\ \text{при } y \in [0, r] \quad u = u_0, v = 0, T = T_0, \\ \text{при } y \in [r, \infty] \quad u = 0, v = 0, T = T_e, \\ x > 0: \\ \text{при } y = 0 \quad \partial u / \partial y = 0, v = 0, \partial T / \partial y = 0, \\ \text{при } y = \infty \quad u = 0, T = T_e. \end{aligned} \quad (2)$$

Систему (1), (2) интегрировали на равномерной сетке с помощью маршевой конечно-разностной схемы, имеющей второй порядок точности по поперечной координате y [7].

Расчеты изотермических и горячих струй, а также струй с заданным энерговыведением в поле течения выполнены при $Pr = 0,7$, $\omega = 0,76$, $Re_0 = 21,6 \div 1000$ ($Re = 2Re_0$). Далее приведены результаты расчетов для вариантов исходных данных, представленных в таблице. Суммарное энерговыведение в единицу времени определяли по формуле $\alpha_0 = \alpha V / V_0$. Рассмотрены две геометрии области энерговыведения: цилиндр, радиус которого равен $3r$, а длина — $100r$ и $150r$, и цилиндрический слой с отношением $y/r \in [2; 3]$ и длиной $100r, 150r$ и $200r$. Во всех вариантах значение α считалось постоянным в пределах области энерговыведения.

На рис. 2, а, б приведены результаты расчета скорости и температуры на оси для различных вариантов исходных данных при $Re_0 = 100$ и одинаковом расходе газа через сопло. В вариантах 3–5 (см. таблицу) суммарное энерговыведение в единицу времени в струе равно потоку избыточного теплосодержания нагретой струи в варианте 2, соответствующем факелу, в котором горение завершилось на срезе сопла. Изотермическая струя (вариант 1) и нагретая струя (вариант 2) при заданном расходе газа определяют соответственно верхний и нижний пределы для скорости на оси струи. Наибольшая дальнобойность реализуется в варианте с наиболее протяженной кольцевой областью энерговыведения (вариант 4), однако различие в дальнобойности струй для вариантов 4

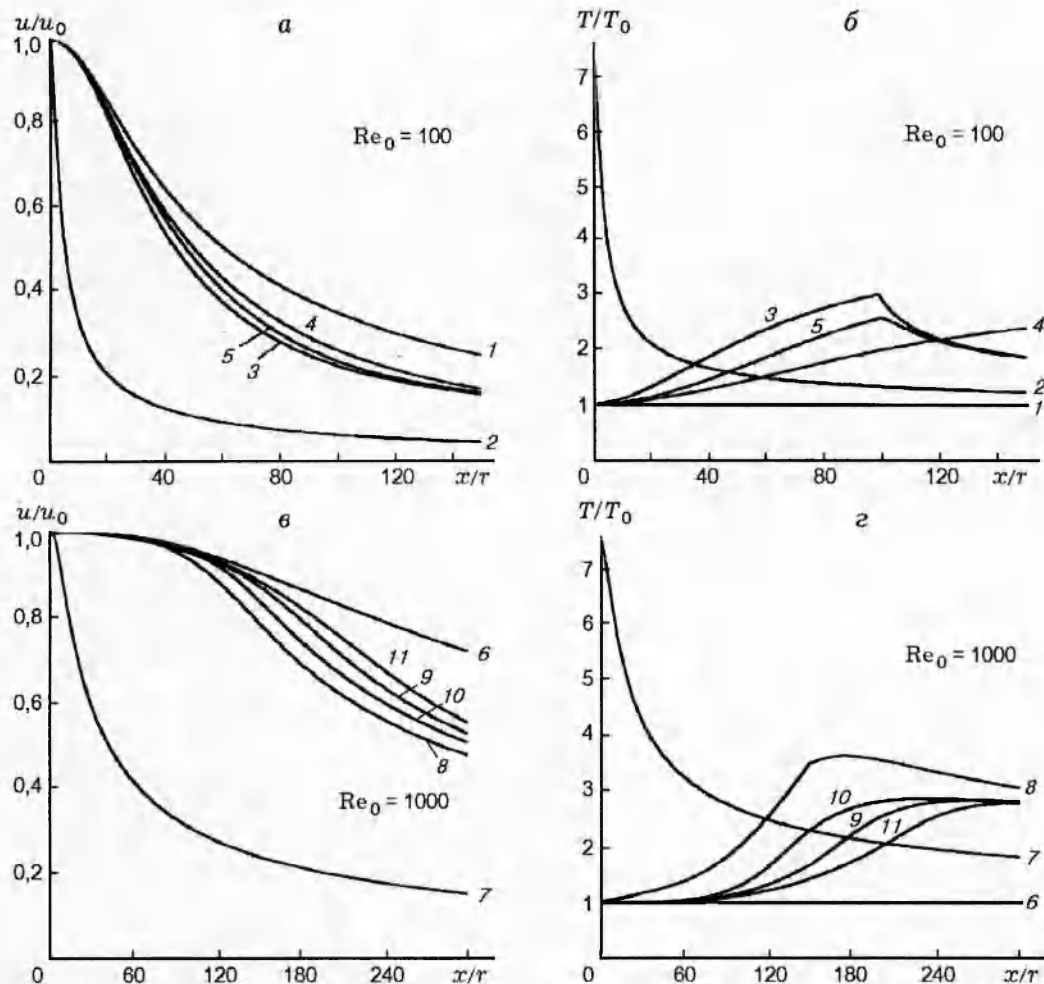


Рис. 2. Влияние суммарного энерговыделения на скорость (а, в) и температуру (б, г) на оси ламинарных струй при различных значениях Re_0 :

номера кривых соответствуют номерам вариантов расчета из таблицы

и 5 невелико. Энерговыделение в цилиндрической области (вариант 3) незначительно снижает дальность по сравнению с вариантами 4 и 5. Для режима с наибольшей дальностью характерна минимальная осевая температура на некотором расстоянии от среза сопла.

На рис. 2, в, г приведены результаты расчета скорости и температуры на оси струй при $Re_0 = 1000$. Влияние геометрии области энерговыделения на картину течения в струе аналогично рассмотренному выше случаю с $Re_0 = 100$. Наибольшая дальность достигается в варианте 11 для кольцевой области энерговыделения наибольшей длины. Сокращение длины кольцевой области (и увеличение значения α) приводит к более быстрому прогреву газа

на оси и уменьшению скорости. Во всех вариантах энерговыделения осевой профиль температуры при удалении от сопла стремится к единой асимптотической кривой. Максимальное значение температуры на оси струи значительно меньше температуры T_0 нагретой струи при равных значениях суммарного потока теплосодержания. Последнее является следствием увеличения расхода газа через поперечное сечение струи по мере удаления от сопла. Следует отметить относительно слабую зависимость дальности от протяженности области энерговыделения. При изменении последней от $100r$ до $200r$ (варианты 10 и 11) значение $L_{0,9}$ изменилось менее чем на 10%. Исходные данные для расчета струи с кольцевой зоной энерговыделения (варианты 9–11) близ-

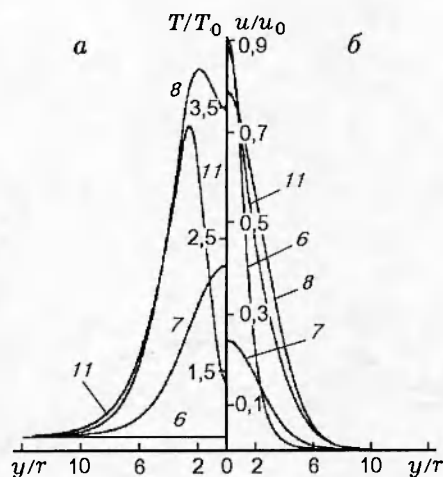


Рис. 3. Влияние суммарного энерговыделения на температуру (а) и скорость (б) в поперечном сечении ($x/r = 150$) ламинарных струй, $Re_0 = 1000$: номера кривых соответствуют номерам вариантов расчета из таблицы

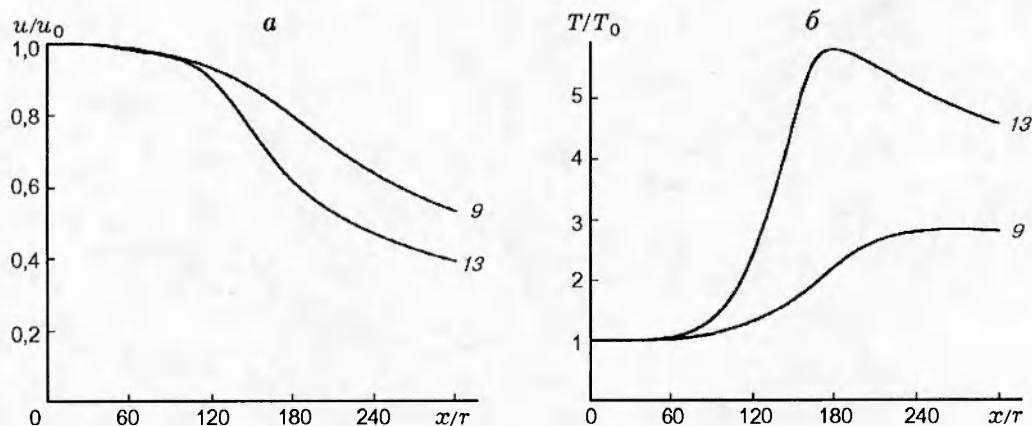


Рис. 4. Влияние суммарного энерговыделения на скорость (а) и температуру (б) на оси струи: номера кривых соответствуют номерам вариантов расчета из таблицы

ки к условиям эксперимента [2] для ЖЛФ при расходе газа $8,35 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$, $n = 0,6$, $d = 4 \text{ мм}$ и $Re \approx 2000$, суммарное энерговыделение примерно соответствует теплоте сгорания газозвоздушной смеси в эксперименте. Сравнение экспериментальных значений дальности ЖЛФ ($L_{0,9} \approx (60 \div 80)d$, кривая 5 на рис. 1) и результатов моделирования (варианты 9–11, $L_{0,9} \approx (60 \div 70)d$) свидетельствует о достаточно хорошем согласии. Дальность струи с энерговыделением в цилиндрической области (вариант 8) существенно меньше дальности струи с энерговыделением в кольцевой области (вариант 9) при одинаковых длинах областей. Этот результат является естественным следствием существенно более быстрого прогрева газа на оси струи в варианте 8 (см. рис. 2,з).

Поперечное распределение параметров в

струе при $Re_0 = 1000$ и различных законах энерговыделения иллюстрирует рис. 3. При одинаковом расходе газа через сопло значения T_0 и u_0 в варианте 7 в 7,5 раз больше, чем в других вариантах. В варианте 11 с кольцевой областью энерговыделения протяженностью $x/r = 200$ диаметр приосевой относительно плотной высокоскоростной ($u/u_0 > 0,5$) зоны имеет порядок диаметра сопла. Поперечный профиль скорости для изотермической струи является самым узким. Энерговыделение в струе приводит к расширению поперечного профиля скорости, причем для варианта 8 он шире, чем для варианта 11. При сильном различии температур на оси струй в вариантах 8 и 11 внешние части поперечных температурных профилей практически совпадают.

Как показывают результаты расчетов, для заданной геометрии области энерговыде-

ления увеличение суммарного энерговыделения приводит к более быстрому прогреву газа на оси и к уменьшению дальности. На рис. 4 приведено сравнение осевых профилей скорости и температуры для вариантов энерговыделения в кольцевой области протяженностью $x/r = 150$.

Таким образом, в механизме аномально высокой дальности определяющую роль играет двухслойный характер течения газа в ЖЛФ, что подтверждают результаты математического моделирования. Внешняя горячая оболочка, обеспечивая стабилизацию течения в целом, создает условия для высокой дальности приосевого потока холодной смеси.

Рассмотренный механизм влияния объемного энерговыделения на течение в ламинарной струе представляет большой интерес как способ управления струйными течениями такого рода при наличии определенным образом организованного подвода энергии (горения, джоулева тепла, лазерного излучения и др.)

Авторы признательны М. Х. Стрельцу за помощь в выборе математической модели и численной схемы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-00235).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Цыганков Г. Т.** Структура, форма и размеры жесткого ламинарного факела // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 6. С. 78–83.
2. **Цыганков Г. Т.** Температура и состав газов на оси и в поперечных сечениях жесткого ламинарного факела // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 3. С. 54–58.
3. **Вулис Л. А., Живов В. Г., Ярин Л. П.** Переходная область течения в свободной струе // Инж.-физ. журн. 1969. Т. 17, № 2. С. 239–247.
4. **Турбулентное смешение газовых струй / Г. Н. Абрамович, С. Ю. Крашенинников, И. П. Секундов, И. П. Смирнова.** М.: Наука, 1974.
5. **Вулис Л. А., Ярин Л. П.** Аэродинамика факела. Л.: Энергия, 1978.
6. **Льюис В., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
7. **Лапин Ю. В., Стрелец М. Х.** Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989.

*Поступила в редакцию 12/III 1998 г.,
в окончательном варианте — 16/VI 1998 г.*