Прикладная математика и механика. Том 51, вып. 6, 1987

УДК 532.516 + 536.25

СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ ОТ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

Кистович А. В., Чашечкин Ю. Д.

Рассматривается нестационарная задача о свободной конвекции от точечного источника тепла в стратифицированной жидкости. Система уравнений сводится к одному уравнению для специальной скалярной функции, которая определяет поле скоростей, распределения температуры и солености. Находятся зависимости пространственного и временного масштабов явления от параметров среды и мощности теплового источника. Определяется величина критической мощности источника, с которой начинается струйное движение жидкости.

Структура конвективных течений над источниками тепла в стратифицированных средах существенно зависит от природы стратификации [1], которая может быть вызвана изменением температуры среды [2, 3] или солености [4—7] и формы источника тепла. В среде с температурным градиентом над точечным источником образуется всплывающая струя, растекающаяся в стороны вблизи горизонта гидростатического равновесия, в то время как в жидкости с градиентом солености струя окружена пеленой погружающейся осолоненной жидкости, вокруг которой образуется регулярная система кольцевых конвективных ячеек [1].

Высота стационарной струи, рассчитанная [2, 3] на основании законов сохранения, согласуется с экспериментом. Однако этот подход не позволяет определить распределения температуры и скорости во всем пространстве и рассмотреть задачу установления течения. Стационарное решение линеаризованных уравнений конвекции [8] не соответствует в деталях наблюдаемой картине течения [1, 5—7]. В этой связи представляет интерес исследование нелинейных нестационарных уравнений конвекции.

Цель работы — построение нелинейного нестационарного уравнения свободной конвекции над точечным источником тепла, анализ масштабов возникающей структуры и критических условий, при которых происходит перестройка картины течения.

1. Постановка задачи. Система нестационарных нелинейных уравнений термоконцентрационной конвекции в стратифицированной жидкости в цилиндрической системе координат, в начале которой расположен точечный источник тепла мощностью P, а вертикальная ось z направлена против вектора силы тяжести g, имеет вид

$$\rho\left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)\,\mathbf{u}\right] = -\nabla p + \nu\rho\Delta\mathbf{u} + \frac{1}{3}\nu\rho\nabla(\nabla\cdot\mathbf{u}) + \tag{1.1}$$

$$+\rho_0(\beta S' - \alpha T')\,g, \quad \frac{\partial S}{\partial t} + \nabla\cdot(S\mathbf{u}) = k_S\Delta S$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla\cdot(T\mathbf{u}) = \chi\Delta T + \frac{P}{c_p\rho_0}\frac{\delta(z)\,\delta(r)}{2\pi r}\,\theta(t)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho\mathbf{u}) = -\frac{\alpha P}{c_p}\frac{\delta(z)\,\delta(r)}{2\pi r}\,\theta(t)$$

$$\rho = \rho_0(1 + \beta S - \alpha T), \quad S = S_0(z) + S'$$

$$T = T_0(z) + T', \quad S_0(z) = S_0\left(1 - \frac{z}{\beta S_0\Lambda_S}\right)$$

$$T_0(z) = T_0\left(1 + \frac{z}{\alpha T_0\Lambda_T}\right)$$

Здесь $\mathbf{u}$ — скорость среды, p — давление за вычетом гидростатического давления, S, $S(z)$, S' — полная, стратифицирующая и добавочная солености, T, $T(z)$, T' — полная, стратифицирующая и избыточная температуры, S_0, T_0, ρ_0 — соленость, температура и плотность среды на уровне $z = 0$, ρ — плотность среды, β, α, χ, ν, k_S — коэффициенты солевого и температурного расширения, температуропроводности, кинематической вязкости, диффузии соли, c_p — теплоемкость среды при постоянном давлении, Λ_S, Λ_T — масштабы солевой и температурной стратификаций. Начальные и граничные условия для функций $\mathbf{u}$, p, S', T' — однородные.

Из уравнений (1.1) следует невыполнение условия соленоидальности поля скоростей

$$\nabla\cdot\mathbf{u} = -\Delta h, \quad h = \beta k_S S' - \alpha\chi T' \tag{1.2}$$

Поле скоростей, которое является аксиально-симметричным, допускает представление в виде [9]

$$\mathbf{u} = \mathbf{v} + \mathbf{w}, \quad \mathbf{v} = -\nabla h, \quad w_r = -\frac{\partial\varphi}{\partial r}, \quad w_z = -\frac{\partial\psi}{\partial z} \tag{1.3}$$
$$\Delta_r\varphi + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = 0, \quad \Delta_r = r^{-1}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)$$

где w_r, w_z — радиальная и вертикальная компоненты соленоидальной части скорости, φ, ψ — неизвестные функции координат и времени.

Компоненты полного вектора скорости можно записать в виде

$$u_r = -\frac{\partial h}{\partial r} - \frac{\partial^2 f}{\partial r\partial z}, \quad u_z = -\frac{\partial h}{\partial z} + \Delta_r f, \quad f = \int_0^z \varphi(r, \xi, t)\, d\xi \tag{1.4}$$

В уравнения (1.1) входят нелинейные члены, играющие важную роль при формировании течения. На основании того, что главный вклад в перенос вносит соленоидальная часть скорости, воспользуемся следующим приближением:

$$(\mathbf{u}\cdot\nabla)A \approx (\mathbf{w}\cdot\nabla)A$$

где A — скалярная (S', T', ρ), либо векторная ($\mathbf{u}$) величина. При помощи уравнения Навье — Стокса и представления (1.4) определим функцию

$$F(r, z, t) = \frac{\partial^2 f}{\partial r\partial z}\frac{\partial}{\partial r}\Delta_r f - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z}[\Delta_r f]^2 + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\partial^2 f}{\partial r\partial z}\right]^2 - \tag{1.5}$$
$$-\frac{\partial}{\partial z}\int_0^r \Delta_R f(R, z, t)\frac{\partial}{\partial R}\frac{\partial^2 f(R, z, t)}{\partial z^2}\, dR =$$
$$= g(\beta S' - \alpha T') + \Delta\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu\Delta\right) f$$

Используя соотношения (1.2) и (1.5), можно исключить S' и T' из системы исходных уравнений, сведя ее к системе

$$Dh = \frac{1}{g}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{w}\cdot\nabla\right)(F - D_\nu f) - \left(\frac{1}{\Lambda_S} + \frac{1}{\Lambda_T}\right)\Delta_r f + \tag{1.6}$$
$$+ Q\frac{\delta(z)\delta(r)}{2\pi r}\theta(t), \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{w}\cdot\nabla - \chi\Delta\right)h + \frac{\chi - k_S}{\Lambda_T}\frac{\partial h}{\partial z} =$$
$$= \frac{k_S}{g}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{w}\cdot\nabla - \chi\Delta\right)(F - D_\nu f) + \frac{\chi - k_S}{\Lambda_T}\Delta_r f +$$
$$+ Q(k_S - \chi)\frac{\delta(z)\delta(r)}{2\pi r}\theta(t)$$
$$Q = \frac{\alpha P}{c_p\rho_0}, \quad D = \Delta - \left(\frac{1}{\Lambda_S} + \frac{1}{\Lambda_T}\right)\frac{\partial}{\partial z}, \quad D_\nu = \Delta\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu\Delta\right)$$

Подставляя из первого уравнения (1.6) значение h во второе, получим одно уравнение для неизвестной функции f, определяющей $\mathbf{u}$, T', S' в соответствии с (1.2), (1.4)—(1.6)

$$
\begin{aligned}
(1.7)\qquad & \left[\left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{w}\cdot\nabla\right)D^{-1}-\chi-k_S\right]\left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{w}\cdot\nabla\right)(F-D_\nu f)+\\
&+k_S\chi\Delta(F-D_\nu f)+\left(\frac{\chi}{\Lambda_S}+\frac{k_S}{\Lambda_T}\right)g\Delta_r f-\\
&-\left(\frac{1}{\Lambda_S}+\frac{1}{\Lambda_T}\right)g\left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{w}\cdot\nabla\right)D^{-1}\Delta_r f=\\
&=gQ\left[k_S\,\frac{\delta(z)\,\delta(r)}{2\pi r}\,\theta(t)+\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{w}\cdot\nabla\right)(r^2+z^2)^{-1/2}\theta(t)\right]
\end{aligned}
$$

где D^{-1} — оператор, обратный к оператору D.

Для упрощения дальнейшего анализа необходимо привести уравнение (1.7) к безразмерному виду. При этом в качестве масштабов расстояния d и времени τ следует выбрать радиус всплывающей струйки, порожденной источником тепла, и время ее образования. Таким образом, следует рассмотреть задачу об определении d и τ в начальной стадии процесса.

2. Определение пространственного и временного масштабов. Учитывая малость влияния стратификации жидкости, диффузии соли и высших нелинейных членов системы (1.6) на характер течения в начальной стадии, можно получить систему, описывающую процесс в первые моменты времени после включения источника тепла

$$
\begin{aligned}
(2.1)\qquad & \left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{w}\cdot\nabla\right)T'=\chi\Delta T'+\frac{Q}{\alpha}\,\frac{\delta(z)\,\delta(r)}{2\pi r}\,\theta(t)\\
&\Delta T'=\frac{1}{\alpha\chi g}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{w}\cdot\nabla\right)D_\nu f-\frac{Q}{\alpha\chi}\,\frac{\delta(z)\,\delta(r)}{2\pi r}\,\theta(t)
\end{aligned}
$$

Определим d и τ как размеры областей пространства и времени, в которых решение системы (2.1) можно представить в виде распределения температуры при отсутствии в (2.1) конвективных членов плюс поправки, порождаемые наличием этих конвективных членов. Согласно этому разложим T' в ряд

$$
(2.2)\qquad T'=T_0'+\varepsilon T_1'+\varepsilon^2T_2'+\ldots,\quad \varepsilon=Q\chi^{-5/3}g^{1/3}
$$

где ε — безразмерный параметр, характеризующий вклад конвективных членов системы (2.1) в распределение температуры. В начальные моменты времени этот вклад будет тем больше, чем больше мощность источника.

Разогрев жидкости создает подъемную силу плавучести и приводит к появлению конвективного течения. Конвективный член имеет вид

$$
(2.3)\qquad \mathbf{w}\cdot\nabla T'=\varepsilon\mathbf{w}_0\cdot\nabla T_0'+\varepsilon^2(\mathbf{w}_0\cdot\nabla T_1'+\mathbf{w}_1\cdot\nabla T_0')+\ldots
$$

Подстановка (2.2) и (2.3) в (2.1), приравнивание членов одного порядка по ε с учетом (1.4) приводит к последовательности систем уравнений, из которых определяются члены разложения (2.2)

$$
\begin{aligned}
(2.4)\qquad & \frac{\partial T_0'}{\partial t}=\chi\Delta T_0'+\frac{Q}{\alpha}\,\frac{\delta(z)\,\delta(r)}{2\pi r}\,\theta(t)\\
&\Delta T_0'=\frac{1}{\alpha\chi g}\,\frac{\partial}{\partial t}D_\nu f_0-\frac{Q}{\alpha\chi}\,\frac{\delta(z)\,\delta(r)}{2\pi r}\,\theta(t)\\
&\frac{\partial T_n'}{\partial t}+\sum_{i=0}^{n-1}\mathbf{w}_{n-i-1}\cdot\nabla T_i'=\chi\Delta T_n'\\
&\Delta T_n'=\frac{1}{\alpha\chi g}\,\frac{\partial}{\partial t}D_\nu f_n+\frac{1}{\alpha\chi g}\sum_{i=0}^{n-1}\mathbf{w}_{n-i-1}\cdot\nabla D_\nu f_i,\qquad n=1,2,\ldots
\end{aligned}
$$

где f_i — i-й член разложения f по степеням ε.

Условия, обеспечивающие справедливость соотношений (2.2)—(2.4), имеют вид

$$(2.5)\qquad \varepsilon\left|\frac{T_n'}{T_{n-1}'}\right|\ll 1,\quad \varepsilon\left|\frac{1}{\chi\Delta T_{n-1}'}\sum_{i=0}^{n-1}\mathbf{w}_{n-i-1}\cdot\nabla T_i'\right|\ll 1$$

$$\varepsilon\left|\frac{f_n}{f_{n-1}}\right|\ll 1,\quad \varepsilon\frac{|\mathbf{w}_n|}{|\mathbf{w}_{n-1}|}\ll 1,\quad n=1,2,\ldots$$

Так как ε может принимать произвольные значения, то наряду с (2.5) должны выполняться условия

$$(2.6)\qquad \left|\frac{T_n'}{T_{n-1}'}\right|\ll 1,\quad \left|\frac{f_n}{f_{n-1}}\right|\ll 1,\quad n=1,2,\ldots$$

и так далее.

Критические значения расстояния и времени d_* и τ_*, при которых условия (2.6) нарушаются, являются искомыми масштабами и определяются из соотношений

$$(2.7)\qquad \left|\frac{T_1'}{T_0'}\right|=1,\quad \left|\frac{1}{\chi\Delta T_0'}\mathbf{w}_0\cdot\nabla T_0'\right|=1$$

при $(r^2+z^2)^{1/2}=d_*$, $t=\tau_*$. На основании (2.4) придадим (2.7) конкретный вид

$$(2.8)\qquad \frac{\mathbf{w}_0\cdot\nabla T_0'}{\chi\Delta T_0'}\approx gQ\frac{\tau_*}{128\pi\chi^2m^4}\left[\frac{\pi^{1/2}}{2m}E(m)+1\right]=1$$

$$\frac{T_1'}{T_0'}\approx gQ\frac{8\tau_* m^7}{\pi\chi^2E(m)}\sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{n+3}{(2n+7)!}-\frac{4(n+4)}{(2n+9)!}\right]\times$$

$$\times\frac{(2m)^{2n}}{2^{1/2}}\frac{\partial^{2n+1}}{\partial(2m)^{2n+1}}\left[E\left(\frac{m}{2^{1/2}}\right)-\right.$$

$$\left.-\frac{(-1)^n(2m)^{2n}}{6\pi^{1/2}}\frac{\partial^n}{\partial p^n}\left(\frac{\operatorname{arctg}p^{1/2}}{p^{1/2}}\right)\bigg|_{p=1}\right]=1$$

$$E(x)=\exp(x^2)\operatorname{erfc}(x),\quad m={}^1/_2 d_*/(\chi\tau_*)^{1/2}$$

В начальные моменты времени, как уже предполагалось, влияние конвективных членов и поправки в распределении температуры тем больше, чем больше мощность источника. При этом отношение конвективных членов к диффузионным и отношение поправки $\varepsilon T_1'$ к T_0' должны быть прямо пропорциональны мощности. Но тогда следует, что при $t=\tau_*$ и $(r^2+z^2)^{1/2}=d_*$ левые части (2.8) не должны зависеть от мощности, чего можно добиться единственным образом, если положить, что величина m от мощности не зависит, а $\tau_*\sim P^{-1}$. Тогда $d_*\sim P^{-1/2}$.

Из параметров задачи ζ, g и χ можно построить величины, имеющие размерности времени и расстояния и ведущие себя по законам P^{-1} и $P^{-1/2}$, следующим образом:

$$(2.9)\qquad \tau_*=A(Q\chi^{-5/3}g^{1/3})^{-1}\chi^{1/3}g^{-2/3}$$

$$d_*=B(Q\chi^{-5/3}g^{1/3})^{-1/2}\chi^{2/3}g^{-1/3}$$

Подстановка (2.9) в (2.8) и разрешение получающейся системы относительно A и B дает результат: $A\approx 10^4$, $B\approx 5\cdot10^2$.

Численные расчеты при $P=4{,}0$ Вт, $\chi=1{,}5\cdot10^{-7}$ м²/с, $c_p=4\cdot10^3$ Дж/кг·К дали следующие значения для радиуса струйки и времени ее образования: $\tau_*\approx 0{,}1$ с, $d_*\approx 5\cdot10^{-4}$ м. Эти значения близки к экспериментальным. Расчетная величина температурного перегрева жидкости при $t=\tau_*$ на расстоянии $d_*/2$ от источника, т. е. в средней части объема жидкости, начинающей конвективное движение, равна $\Delta T'\approx 30$ К, в то время как эксперимент дал величину $\Delta T'\approx 40$ К [6].

3. Оценка критического значения мощности теплового источника. Когда конвективные члены в разложении (2.2) начинают давать больший вклад в распределение температуры по сравнению с диффузионными, т. е. ε принимает значение, равное единице, мощность источника достигает своего критического значения, которое определяется соотношением

$$P_* = \frac{\chi^{5/3} c_p \rho_0}{\alpha g^{1/3}} \tag{3.1}$$

В водном растворе поваренной соли с объемной концентрацией $S_0 = 5\cdot 10^{-2}$ кг/м³, $\chi = 1{,}5\cdot 10^{-7}$ м²/с, $\alpha = 2{,}7\cdot 10^{-4}$ К⁻¹, $c_p = 4\cdot 10^3$ Дж/кг·К, $\rho_0 = 10^3$ кг/м³, критическое значение мощности $P_* \approx 0{,}03$ Вт, что соответствует величине глобального числа Релея

$$\mathrm{Ra}^+ = \frac{g\alpha P}{\rho_0 c_p \nu\chi\,(g/\Lambda_S)^{1/2}} \approx 60$$

В экспериментах конвективное движение не наблюдалось при $\mathrm{Ra}^+ < 60$ [6].

4. Определение масштаба функции f. В качестве f_* — масштаба величины f — выбирается значение максимального отклонения от нуля величины f, которое достигается в точке пространства M, где выполняются достаточные условия существования экстремума.

Определим f_* в точке минимума, так как в этом случае жидкость течет вверх. Одновременное выполнение условий $\partial f/\partial r\,|_M = 0$ и $r^{-1}\partial f/\partial r\,|_M > 0$ возможно только в случае $r_M = 0$. Так как конвективное движение начинается с момента времени $t = \tau_*$ на расстояниях от источника тепла $(r^2 + z^2)^{1/2} = d_*$ и в связи с тем, что радиальная координата точки M равна нулю, $r_M = 0$, получается, что $z_M = d_*$.

Взяв в качестве f_* значение первого члена разложения функции f в точке M, т. е.

$$f_* = \varepsilon f_0(0, d_*, \tau_*), \qquad f_0 = -g\,\frac{Q}{4\pi}\,\frac{t^2}{(r^2+z^2)^{1/2}}$$

получим

$$f_* = -\frac{A^2}{4\pi B}\,(Q\chi^{5/3}g^{-1/3})^{1/2}$$

где A и B были определены ранее.

Вид функции f_0 указывает на то, что в начальные моменты времени источник тепла порождает диполь источников скорости интенсивностью $\mu = \chi^{-8/3}g^{4/3}t^2$, не зависящей от мощности источника в момент времени $t = \tau_*$.

При помощи полученных масштабов приведем уравнение (1.7) к безразмерному виду, для чего введем безразмерные время t', координаты r' и z' и функцию f'

$$t = \tau_* t', \quad r = d_* r', \quad z = d_* z', \quad f = f_* f' \tag{4.1}$$

Подставляя (4.1) в (1.7), получаем (далее штрихи у безразмерных переменных (4.1) опускаются)

$$\begin{aligned}(4.2)\qquad &\gamma\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma\mathbf{w}\cdot\nabla\right)D^{-1} - \chi - k_S\right]\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma\mathbf{w}\cdot\nabla\right)(\gamma F - D_\nu f) - \\ &- \gamma k_S\chi\Delta(\gamma F - D_\nu f) + \gamma\left(\frac{\chi}{\Lambda_S} + \frac{k_S}{\Lambda_T}\right)g\tau_*^2\Delta_r f - \\ &- \gamma\left(\frac{1}{\Lambda_S} + \frac{1}{\Lambda_T}\right)g\tau_*^2\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma\mathbf{w}\cdot\nabla\right)D^{-1}\Delta_r f -\end{aligned}$$

$$
-\frac{\gamma}{4\pi}\operatorname{sign}(P)\,\mathbf{w}\cdot\nabla D^{-1}(r^2+z^2)^{-1/2}\,\theta(t)\frac{A^3}{B^4}=
$$
$$
=\operatorname{sign}(P)\left[k_S\,\frac{\delta(z)\,\delta(r)}{2\pi r}\theta(t)+\frac{\delta(t)}{4\pi}\,(r^2+z^2)^{-1/2}\right]\frac{A^3}{B^4}
$$
$$
\gamma=-\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{A^3}{B^4},\quad \chi=\frac{\chi\tau_*}{d_*^2},\quad k_S=\frac{k_S\tau_*}{d_*^2},\quad \nu=\frac{\nu\tau_*}{d_*^2}
$$

Все пространственные производные в (4.2) берутся по безразмерным координатам. Начальные и граничные условия на f получаются пересчетом из начальных и граничных условий на $\mathbf{u}$, p, S', T' с помощью соотношений, связывающих безразмерные и исходные физические переменные.

Уравнение (4.2) обладает следующими свойствами.

1°. Решение несимметрично относительно $z=0$, т. е. распределение температуры, солености и поле скоростей в областях выше и ниже источника тепла различны, что согласуется с экспериментами [1, 5—7]. Линеаризованная система дает симметричное решение [8].

2°. При одновременном изменении знака z и мощности источника решение (4.2) не изменится, однако вертикальная компонента скорости изменит свой знак, т. е. при включении теплового «стока» в жидкости под ним образуется точно такая же картина течения, как в области над тепловым источником.

3°. Мощность источника непосредственно определяет степень нелинейности процесса, а следовательно, влияет на структуру течения и его устойчивость.

Дальнейшее изучение процесса образования структуры течения связано с исследованием свойств уравнения (4.2) в зависимости от величины мощности источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Чашечкин Ю. Д., Беляев В. С.* Режимы свободной термоконцентрационной конвекции над точечным источником тепла // Докл. АН СССР. (ДАН СССР). 1982. Т. 267. № 3. С. 574—577.
2. *Morton B. R.* Buoyant plumes in a moist atmosphere // J. Fluid Mech. 1957. V. 2. Pt. 2. P. 127—144.
3. *Morton B. R., Taylor G. I., Turner J. S.* Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1956. V. 234. No. 1196. P. 1—23.
4. *Thorpe S. A., Hutt P. K., Soulsby R.* The effect of horizontal gradients on thermohaline convection // J. Fluid Mech. 1969. V. 38. Pt 2. P. 375—400.
5. *Чашечкин Ю. Д., Тупицын В. С.* Структура свободного конвективного течения над точечным источником тепла в стратифицированной жидкости // Докл. АН СССР. (ДАН СССР). 1979. Т. 248. № 5. С. 1101—1104.
6. *Тупицын В. С., Чашечкин Ю. Д.* Свободная конвекция над точечным источником тепла в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 2. С. 27—36.
7. *Tsinober A. B., Yahalom Y., Shlien D. J.* A point source of heat in a stable salinity gradient // J. Fluid Mech. 1983. V. 135. P. 199—217.
8. *Кабанов А. С., Нетреба С. Н.* Свободная конвекция от точечного источника тепла в устойчиво стратифицированной среде // ПММ. 1982. Т. 46. Вып. 1. С. 60—65.
9. *Бэтчелор Дж.* Введение в динамику жидкости. М.: Мир. 1973. 758 с.

Москва

Поступила в редакцию
10.IV.1987