

УДК 532.5.011 : 551.465.41

© 1993 г. И. В. ВОЕЙКОВ, Ю. Д. ЧАШЕЧКИН

ФОРМИРОВАНИЕ РАЗРЫВОВ В СЛЕДЕ ЗА ЦИЛИНДРОМ В ПОТОКЕ СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

Интерес к изучению отрывных стратифицированных течений связан с расчетами горных и долинных ветров, облачных систем, турбулентности ясного неба, топографических внутренних волн, перераспределения примесей в задаче о загрязнении окружающей среды с учетом орографии (рельефа местности) и стратификации атмосферы или океана.

Расчет внутренних волн, генерируемых движущимся цилиндром, выполнен на основе линейных [1] и нелинейных [2] моделей; сопоставление теоретических моделей проведено в [3]. В экспериментах наряду с измерением внутренних волн позади тела изучали эффекты блокировки впереди него [4]. В [5] было отмечено, что внутренние волны не проникают внутрь спутного течения. Схема стратифицированного спутного течения за сферой, обобщающая результаты экспериментальных исследований, включает высокоградиентный пограничный слой и тонкую границу плотностного следа с повышенным значением градиента плотности [6]. Поскольку в динамике течений разрывы могут играть такую же важную роль, как волны и вихри, представляет интерес более детальное изучение трансформации исходного однородного градиента плотности в окрестности обтекаемого двумерного тела.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования обтекания цилиндра, поскольку именно эта задача наиболее тщательно изучалась теоретически и экспериментально. Однако эффект обострения исходного градиента плотности наблюдается и в следе за двумерными телами другой формы (призма, пластина, крыло).

1. Уравнения движения. Рассмотрим обтекание тела потоком непрерывно стратифицированной жидкости с начальным распределением плотности $\rho_0(z) = \rho_0(0) \exp(-z/\Lambda)$ (ось z направлена вертикально вверх), масштабом плавучести $\Lambda = |d(\ln \rho_0)/dz|^{-1}$, частотой (периодом) плавучести $N = (g/\Lambda)^{1/2}$ ($T_b = 2\pi/N$). В опытах распределение плотности создавали соответствующим изменением солености. Уравнения гидромеханики изотермической вязкой жидкости имеют вид

$$\frac{d(\rho \mathbf{v})}{dt} = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \rho \nu \Delta \mathbf{v}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \nabla(\rho S \mathbf{v} - \rho k_s \nabla S) = 0, \quad p = p(S, \rho)$$

где кроме общепринятых обозначений \mathbf{v} — вектор скорости с составляющими u, w вдоль направлений x и z соответственно, $\nu = \text{const}$ — коэффициент кинематической вязкости, $k_s = \text{const}$ — коэффициент диффузии соли, S — соленость.

На больших удалениях перед телом в невозмущенном потоке скорость постоянна по глубине $v_\infty = iU$, плотность распределена по экспоненциальному закону. На поверхности цилиндра выполняется условие прилипания $\mathbf{v}|_\Sigma = 0$, а для

соли — условие непротекания $\partial S / \partial n |_{\Sigma} = 0$. Предполагается, что на бесконечности все возмущения затухают.

Исходными размерными параметрами являются $\nu, k_s, U, d, g, \rho_0, \partial \rho_0 / \partial z$. Для обезразмеривания системы уравнений, содержащих временные и пространственные производные, необходимо ввести масштабы времени и длины. Естественным масштабом времени является период плавучести T_b . Масштабов длины имеется несколько.

Внешними масштабами являются масштаб плавучести Λ и диаметр тела d . Кроме них можно выделить несколько внутренних масштабов, образованных из других размерных параметров задачи: волновой масштаб $\lambda = U/N$ (обратная величина волнового числа внутренних волн с длиной $\lambda_i = 2\pi\lambda$); динамический масштаб $\delta_\nu = \nu/U$, характеризующий толщину скоростного (динамического) пограничного слоя, и плотностной масштаб $\delta_s = k_s/U$, характеризующий плотностной (концентрационный) пограничный слой. Традиционные безразмерные параметры (числа Рейнольдса, Пекле и Фруда) выражаются через отношения внутренних масштабов к диаметру тела: $d/\delta_\nu = Re = Ud/\nu$, $d/\delta_s = Pe = Ud/k_s$, $\lambda/d = Fr_1 = U/Nd$. Отношение внешних масштабов $C = \Lambda/d = \rho/\Delta\rho$ характеризует относительное изменение плотности на масштабе тела.

Составляя комбинации базовых масштабов

$$L_i = (d^s L_i^p L_k^q L_m^r L_n^t)^{1/(s+p+q+r+t)}, \quad L_{i,k,m,n} = \delta_\nu, \delta_s, \lambda, \Lambda$$

где s, p, q, r, t — рациональные числа, можно получить счетное множество комбинационных (или производных) масштабов задачи. Важно отметить, что эти масштабы имеют различную природу, одни составлены из чисто геометрических параметров, другие — из динамических, в которые входят U и g .

Полная система безразмерных уравнений запишется в виде (масштаб времени — T_b , скорости — U , длины — $\lambda_i = UT_b$, плотности, давления и солёности — $\rho(0), p(0), S(0)$)

$$\frac{d(\rho v)}{dt} = -Eu \nabla p + \frac{4\pi^2 C}{Fr_1} \rho g + \frac{1}{Re Fr_1} \rho \Delta v, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \nabla(\rho S v - \frac{1}{Pe Fr_1} \rho \nabla S) = 0, \quad \rho = \rho(S, p)$$

$$Eu = \frac{P_0}{\rho_0 U^2}, \quad \frac{C}{Fr_1} = \frac{\Lambda}{\lambda}, \quad \frac{1}{Re Fr_1} = \frac{\delta_\nu}{\lambda}, \quad \frac{1}{Pe Fr_1} = \frac{\delta_s}{\lambda}$$

Здесь Eu — число Эйлера.

Условие полного подобия должно включать условие одинакового преобразования одновременно всех масштабов, что невозможно выполнить в реальном физическом эксперименте, когда в модели и в реальных условиях используется одна и та же жидкость с заданными кинетическими коэффициентами и задано поле внешних сил (ускорение свободного падения g).

Проведение анализа масштабов необходимо, так как практически во всех опубликованных работах анализируют зависимость структуры течений только от чисел Фруда и(или) Рейнольдса [1—4, 7], которые составляют двумерное подпространство в полном пространстве параметров Re, Fr_1, Pe, C . Фактически при этом влиянием молекулярных эффектов пренебрегают и распределения всех параметров считают подобными. Более того, появление многих масштабов отражает либо существование соответствующих структурных элементов течения, либо внешнюю геометрию задачи. Существенное различие в значениях масштабов $\Lambda, \delta_\nu, \delta_s$, которое является следствием различия кинетических коэффициентов, должно проявляться в различии толщин однотипных структурных элементов,

например толщин динамического (скоростного) и плотностного пограничных слоев, а также толщин слоев сдвига скорости и плотности на границе течений в следе и внешнем поле внутренних волн. В этом случае вертикальные профили u и ρ не подобны и чем больше число Шмидта $Sc = \nu/k_s$, тем сильнее их различие.

Можно полагать, что декомпозиция полей и расщепление масштабов играют важную роль в формировании структуры, динамике и энергетике стратифицированных течений. Рассмотрим их возможное проявление на примере течения в окрестности буксируемого цилиндра.

2. Методика эксперимента. Экспериментальная установка включает в себя лабораторный бассейн, систему буксировки моделей, интерференционно-теневой прибор ИАБ-458, систему визуализации и блок контактных измерителей удельной электропроводности.

Бассейн размером $220 \times 40 \times 60$ см³ выполнен из оргстекла; в его боковые стенки вставлено шесть иллюминаторов из оптического стекла. Модели буксировали на двух вертикальных ножах, жестко связанных с кареткой, которая движется по направляющим, установленным сверху бассейна. Система позволяет осуществлять буксировку моделей со скоростью 0,01—10 см/с с погрешностью определения скорости не более 5%. Модели представляли собой пластмассовые цилиндры, длина которых равнялась ширине бассейна (40 см), а внешние диаметры — 0,8, 1,5, 3,2, 5,0, 7,6 см. Для предотвращения перетекания жидкости у стенок бассейна в торцы цилиндров были вставлены поролоновые вкладыши.

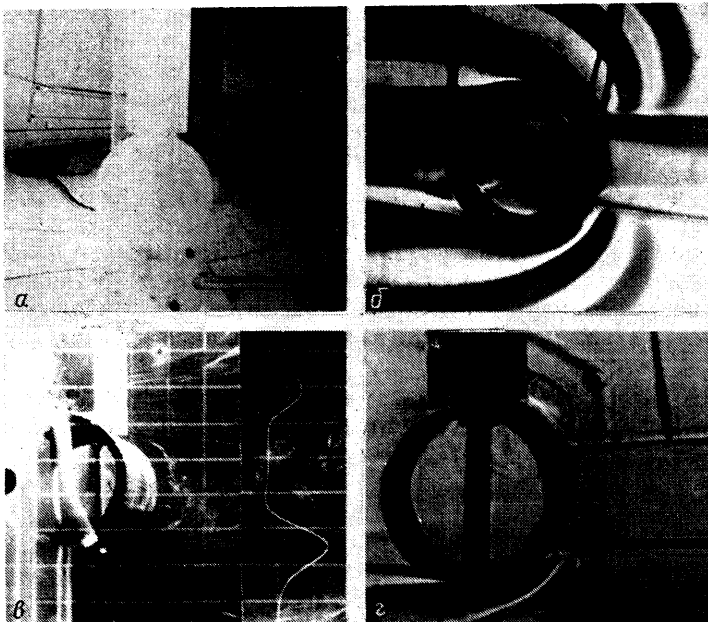
Бассейн заполняли методом непрерывного вытеснения водным раствором поваренной соли NaCl, что обеспечивало создание линейного вертикального градиента плотности (за исключением малых участков вблизи поверхности и дна бассейна), который контролировали датчиком удельной электропроводности. Измерение периода плавучести в слое линейного градиента проводили датчиком удельной электропроводности путем определения частоты свободных колебаний жидкости после внесения в нее импульсного возмущения [6].

Прямую визуализацию течения осуществляли ураниновыми красителями и их сплавами с сахаром. С помощью погружения тяжелых шариков красящего вещества можно создавать ряд вертикально окрашенных меток, наблюдение за деформацией которых позволяет вычислить непрерывные вертикальные профили горизонтальной компоненты скорости.

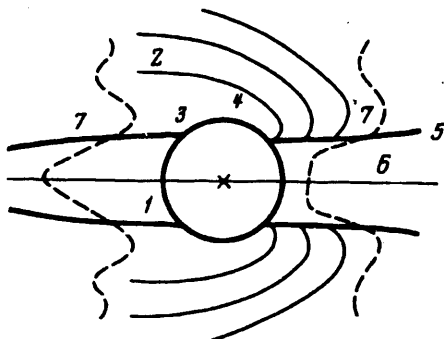
Линии отмеченных частиц визуализировали двумя способами. В первом окрашенную уранином жидкость вводили на собственный горизонт нейтральной плавучести через тонкий капилляр, который устанавливали впереди, на поверхности или позади тела. В другом методе кристалл сплава уранина с сахаром помещали на кончике капилляра, буксируемого вместе с цилиндром, и регистрировали окрашенный след, образующийся при вымывании краски.

Типичная картина течения приведена на фиг. 1, а. Цилиндр диаметром $d = 7,6$ см движется справа налево со скоростью $U = 0,4$ см/с в жидкости с периодом плавучести $T_b = 6,5$ с, $C = \Lambda/d = 120$, $Re = Ud/\nu = 304$, $Fr_t = U/Nd = 0,053$. Впереди цилиндра на светлом фоне расположено несколько капилляров. По окрашенным линиям, идущим от верхних капилляров, можно судить о поджатии потока перед цилиндром. Такая подкраска дает представление о вертикальных смещениях, волновой картине за телом, точках отрыва, возможных когерентных структурах.

В теневой визуализации чаще всего использовали вертикальную осветительную щель и плоский вертикальный нож Фуко; при этом по изменениям освещенности выделялись вариации горизонтальной компоненты градиента показателя преломления (и связанного с ним линейным соотношением градиента плотности), проинтегрированные вдоль луча (вдоль образующей цилиндра). В дополнение к этому в ряде опытов вместо вертикального ножа использовали вертикальную нить — метод менее чувствительный и с меньшей контрастностью, но с большим



Фиг. 1

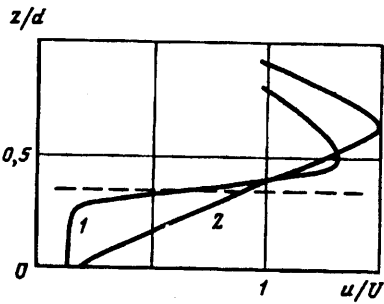


Фиг. 2

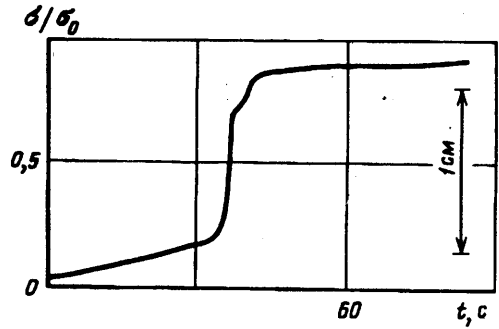
динамическим диапазоном, что позволяет выделять тонкие структурные элементы на незатененной картине волнового поля.

Для прямого измерения плотности (солености) жидкости использовали точечные и распределенные датчики удельной электропроводности. Взаимодействие стратифицированной жидкости с одноэлектродным контактным датчиком ухудшает его динамические свойства по сравнению с однородной жидкостью [8]. С целью повышения быстродействия использовали двухэлектродный распределенный датчик, состоящий из двух параллельных платиновых электродов длиной 10 мм и диаметром 0,1 мм, установленных с зазором 0,3—0,5 мм. Электроды датчика располагали горизонтально, параллельно образующей цилиндра.

3. Результаты эксперимента. Анализ многочисленных опытов по визуализации течений позволяет в общей картине ламинарного стратифицированного течения выделить следующие структурные элементы, которые приведены на схеме



Фиг. 3



Фиг. 4

фиг. 2: заблокированную жидкость перед телом 1, которая не может перетечь через цилиндр; поле присоединенных внутренних волн 2; плотностной (концентрационный) 3 и динамический (скоростной) 4 пограничные слои на поверхности тела; динамический 5 и плотностной 6 следы за телом; пограничное течение 7. Описанные элементы течения структурно-устойчивы и наблюдаются всегда.

По сравнению с традиционной в схему внесены два новых структурных элемента — плотностной пограничный слой на теле и плотностной след, оконтуренный высокоградиентной оболочкой, отчетливо видимой на всех теневых кинограммах и даже невооруженным глазом при наблюдении течения в бассейне позади тела.

При малых значениях числа Фруда ($Fr_i < 0,1$) возникает ламинарное течение с расщепленной высокоградиентной оболочкой плотностного следа [5]; его типичная теневая фотография приведена на фиг. 1, б. Цилиндр диаметром $d = 3,2$ см движется справа налево со скоростью $U = 0,076$ см/с в жидкости с периодом плавучести $T_b = 15$ с ($C = 2300$, $Re = 24$, $Fr_i = 0,057$). Внутренним волнам на фотографии соответствуют светлые и темные полосы: перед телом это столбчатые моды [4], которые постепенно искривляются и за телом переходят в присоединенные внутренние волны, заканчивающиеся на высокоградиентной оболочке плотностного следа. Спутное течение примыкает к цилиндру в его донной части между двумя высокоградиентными оболочками.

Длины внутренних волн, определяемые по теневым фотографиям, хорошо согласуются с линейной теорией ($\lambda_i = UT_b$) на некотором отдалении от спутного следа. Однако необходимо подчеркнуть, что присоединенные внутренние волны не проникают внутрь ламинарного плотностного следа, где отсутствуют регулярные полосы, а замыкаются на высокоградиентных оболочках плотностного следа.

Фотография деформированной течением метки — первоначально вертикального окрашенного столбика жидкости — приведена на фиг. 1, в. В центре следа в области однородного спутного течения метка смещается параллельно себе в сторону движения тела, на границе следа и пограничного течения (см. схему на фиг. 2) смещение метки имеет асимметричную колоколообразную форму. В поле внутренних волн 2 смещения метки невелики в силу малости волновых амплитуд, генерируемых телом при данных параметрах движения.

Восстановленные профили горизонтальной компоненты скорости в системе координат тела приведены на фиг. 3 в увеличенном масштабе. Кривая 1 показывает распределение скорости в следе в вертикальном сечении, отстоящем на расстоянии $x/d = 3,1$ от кормовой точки цилиндра, кривая 2 — в заблокированной области перед цилиндром ($U = 0,27$ см/с, $d = 7,6$ см, $T_b = 6,5$ с, $C = 120$, $Re = 205$, $Fr_i = 0,023$).

Перед телом пограничное течение делокализовано, в профиле скорости отсутствует плоский участок, градиент скорости du/dz меньше, чем в следе позади

тела. Штриховой линией на фиг. 3 в масштабе показаны положение и толщина слоя скачка плотности — высокоградиентной оболочки плотностного следа, на которую замыкаются присоединенные внутренние волны на фиг. 1, б. Он локализован в зоне максимального сдвига скорости внутри спутного течения.

Из анализа фиг. 1, б и 3 можно заключить, что фазовые поверхности присоединенных внутренних волн, которые в линейной теории имеют форму полуокружностей [1], искривляются в слое сдвига скорости на внешней границе плотностного следа; на границе плотностного следа в центре слоя сдвига скорости жидкости располагается высокоградиентная плотностная оболочка, т. е. возмущения поля плотности в следе локализованы внутри более широкого динамического сдвигового слоя. Таким образом, поля плотности и скорости в спутном следе за цилиндром не подобны.

Для разрешения контактным датчиком тонкой границы плотностного следа необходимо обеспечить медленное движение чувствительного элемента датчика относительно изучаемой неоднородности. Традиционный метод, в котором перемещается датчик, оказался неудобным в силу нестационарности движения и колебания чувствительного элемента на малых скоростях.

В данных опытах датчик удельной электропроводности располагался на каретке неподвижно относительно цилиндра. Для повышения пространственного разрешения использовалось медленное вертикальное перемещение границы плотностного следа в процессе формирования стационарного течения при трогании тела. В начале движения точка отрыва плотностного пограничного слоя возникает в окрестности главного поперечного диаметра и в процессе движения смещается к плоскости движения оси цилиндра на стационарную позицию (плотностная оболочка следа в режиме установления образует в жидкости клин).

Момент пересечения слоя чувствительным элементом датчика показан на фиг. 1, г. Эта фотография получена с вертикальной щелью и нитью в фокусе, что дает изображение только вершин (гребней и впадин) внутренних волн и не затеняет картину (по сравнению с фиг. 1, б, где вместо нити был использован нож Фуко).

Типичная регистрируемая отклика датчика при пересечении высокоградиентной оболочки, соответствующая фиг. 1, г, приведена в относительных единицах на фиг. 4. Цилиндр диаметром $d = 7,6$ см двигался со скоростью $U = 0,08$ см/с в жидкости с периодом плаучести $T_p = 15$ с ($C = 750$, $Re = 65$, $Fr_i = 0,023$). Вначале чувствительный элемент находился в более соленой жидкости спутного течения, а после пересечения его высокоградиентной оболочкой оказался в менее соленой жидкости внешней струи.

Данные фиг. 1, г, и 4 позволяют вычислить толщину высокоградиентной оболочки δ_p и степень обострения вертикального градиента плотности по углу расширения следа, величине скачка плотности и времени его пересечения датчиком. Толщина высокоградиентной оболочки $\delta_p = 0,06$ мм; величина скачка плотности на толщине δ_p соответствует изменению невозмущенной стратификации на глубине в 1 см, при этом соответствующий вертикальный градиент плотности увеличивается в 160 раз (высокоградиентная оболочка следа наблюдается невооруженным глазом); частота плаучести в высокоградиентной оболочке следа увеличивается в 13 раз. Соответствующая толщина слоя сдвига скорости $\delta_u = 0,8$ см и отношение $\delta_u/\delta_p = 133$.

В различных опытах толщина плотностной оболочки δ_p менялась от 0,06 до 0,5 мм, обострение градиента плотности — от 14 до 160 раз, отношение δ_u/δ_p — от 10 до 133. С увеличением скорости движения цилиндра на поверхностях разрыва (обострения) градиента плотности начинает проявляться неустойчивость [5]. Формируются двумерные и трехмерные вихревые системы. Однако расщепление линейных масштабов характерных изменений скорости и плотности сохраняется и в этом случае.

Подобные эффекты наблюдались и в следе за трехмерным телом [9].

Таким образом, большие изменения плотности и градиента плотности на слое малой толщины, а также ограничение области распространения присоединенных внутренних волн позволяют трактовать этот слой как высокоградиентный на фоне гладкого распределения скорости.

4. **Заключение.** Из всей совокупности проведенных опытов следует, что в окрестности тела в исходном непрерывном распределении плотности появляются разрывы. Градиент плотности на прослойках с относительной толщиной $\delta_\rho/d = 10^{-3}-10^{-2}$ усиливается в 14—160 раз по отношению к исходному. Разрывы ограничивают область существования внутренних волн, именно на них начинает проявляться неустойчивость основного течения. Неустойчивость может носить двух- и трехмерный характер в различных диапазонах параметров течения. Распределения различных переменных в следе не подобны — проявляется эффект декомпозиции полей, характерные масштабы изменений полей скорости и плотности (отношение толщин δ_u/δ_ρ) различаются в 10—100 раз.

Экспериментальные свидетельства существования разрывов плотности в следе за цилиндром можно увидеть не только на теневых и интерферометрических картинах в опубликованных работах, но и при прямой визуализации [4, 5, 7, 10]. Однако ранее это явление не изучалось и его влияние на структуру течения не обсуждалось. Высокоградиентные прослойки, оконтуривающие вихри и собственно след, были отмечены в [5, 6], однако попытки прямого измерения их параметров оптическими или зондовыми методами оказались безрезультатными. И только в течении с расщепленной оболочкой плотностного следа, возникающем за медленно движущимся цилиндром при значениях $Fr_i < 0,1$, абсолютные скачки плотности на его границе настолько велики, что их удалось не только визуализировать, но и измерить.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лайтхилл Д. Волны в жидкостях. М.: Мир, 1981. 598 с.
2. Кожевников В. Н. Орографические возмущения в двухмерной стационарной задаче // Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 4. №1. С. 33—52.
3. Аксенов А. В., Городцов В. А., Стурова И. В. Моделирование обтекания цилиндра стратифицированной идеальной несжимаемой жидкостью: Препринт № 282. М.: ИПМ АН СССР, 1986. 59 с.
4. Castro I. P., Snyder W. H. Upstream motion in a stratified flow // J. Fluid Mech. 1988. V. 187. P. 487—506.
5. Чашечкин Ю. Д., Воейков И. В. Эффекты расщепления масштабов в проблеме обтекания цилиндра непрерывно стратифицированной жидкостью // Лабораторное моделирование волновых динамических процессов в океане. Ч. 2. Новосибирск, 1991. С. 17—46.
6. Чашечкин Ю. Д. Гидродинамика сферы в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. №1, С. 3—9.
7. Boyer D. L., Davies P. A., Fernando H., Zhang X. Linearly stratified flow past a horizontal circular cylinder // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 1989. V. 328. P. 501—528.
8. Гвоздев А. В., Неклюдов В. И., Чашечкин Ю. Д. Сравнительный анализ динамических характеристик контактных преобразователей в непрерывно стратифицированной жидкости // Измерительная техника. 1990. №4. С. 33—35.
9. Сысоева Е. Я., Чашечкин Ю. Д. Экспериментальное исследование вихревой структуры спутного стратифицированного течения за сферой: Препринт N 447. М.: ИПМ АН СССР, 1990. 65 с.
10. Аксенов А. В., Можжев В. В., Скорочаров В. Е., Шеронов А. А. Особенности обтекания цилиндра стратифицированной жидкостью при малых значениях внутреннего числа Фруда // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. №4. С. 175—178.

Москва

Поступила в редакцию
6.II.1992