

01;03

АНОМАЛЬНАЯ СЕПАРАЦИЯ ПРИМЕСИ В ОДНОМ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ТЕЧЕНИИ С РАСПАДОМ ВИХРЯ

© Н.И.Яворский, М.В.Башкатов

Институт теплофизики СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
(Поступило в Редакцию 20 марта 1995 г.)

Выясняются физические механизмы, ответственные за аномальную сепарацию частичек дыма в закрученном течении, сопровождающемся распадом вихря. Для этого предпринято численное моделирование движения частичек дыма в поле скорости, которое находилось из решения полных уравнений Навье–Стокса для осесимметричного течения. Основное внимание уделяется выяснению возможности реализации механизма кинематического разделения примеси, поскольку ранее была выдвинута гипотеза, что за аномальную сепарацию отвечает кинематическое перемешивание (лагранжева динамика) жидкости в некотором особом образом устроенном гидродинамическом течении. Для проверки утверждения о кинематической природе аномальной сепарации примесь полагалась замороженной в жидкость. Показано, что за явление сепарации примеси ответственны эффекты короткодействующего силового взаимодействия частиц со стенками цилиндра, а гипотеза о кинематическом разделении примеси не подтверждается.

Недавно в работах [1,2] экспериментально было обнаружено новое физическое явление — аномальная сепарация частичек дыма в закрученном течении, сопровождающемся распадом вихря. Это явление до сих пор не имеет адекватного объяснения и на первый взгляд противоречит основным законам механики жидкости и статистической физики, поскольку дым, как утверждают авторы этих работ, в исследуемом гидродинамическом течении не должен проявлять свои отличительные свойства (например, инерцию) и его можно с хорошей точностью считать пассивной примесью в основном объеме течения. Целью этой работы является выяснение физических механизмов, ответственных за аномальную сепарацию. Для этого предпринято численное моделирование движения частичек дыма в поле скорости, которое находилось из решения полных уравнений Навье–Стокса для осесимметричного течения. Исследовано течение в области, геометрически совпадающей с аналогичной областью в эксперименте [1,2] и представляющей собой цилиндр (отношение высоты к радиусу $H/R = 1.83$, где $R = 7.63$ см), дно которого начинает вращаться с угловой скоростью Ω из состояния покоя. Число Рейнольдса установившегося течения в [1,2] построено по

окружной скорости и определено как $Re = \Omega R^2/\nu$. В опытах оно составляло $Re = 2500$. При этом наблюдался гидродинамический режим течения с распадом вихря (vortex breakdown).

Постановка задачи и методы расчета

Одной из целей этой работы является выяснение возможности механизма кинематического разделения примеси, о котором говорится в работах [1,2]. В них выдвигается гипотеза, что за аномальную сепарацию отвечают не физические силы, действующие на частицы (силы инерции, силы Магнуса, гидродинамические силы в градиентном потоке жидкости, бародиффузия и др.), а кинематическое перемешивание (лагранжева динамика) жидкости в некотором особом образом устроенном гидродинамическом течении. В основе этого утверждения лежит экспериментальный факт, что разделение примеси осуществляется в течении за время порядка нескольких десятков секунд, когда для таких крупномасштабных изменений силами диффузионной природы необходимы часы (размер частиц в опытах составлял порядка 0.1 мкм). Это относится и к другим силам, действующим на частицы. Некоторые оценки приведены в упомянутых работах. Другое обстоятельство в пользу кинематического подхода заключается в том, что распределение примеси в опытах таково, что в приосевой зоне формируется область, свободная от частиц дыма, с резкими границами, причем эта область имеет полосчатый характер: зоны, свободные от частиц, перемежаются с зонами, заполненными дымом. Такой характер заполнения дымом области течения нельзя объяснить действием каких-либо диффузионных процессов. Аналогичная картина течения наблюдалась и в гидродинамической системе с подкрашенной водой. Если утверждение о кинематической природе аномальной сепарации примеси верно, то для теоретического исследования частицы дыма достаточно считать пассивной примесью и в численных расчетах ограничиться изучением движения меток или маркеров жидких частиц. Возможной предпосылкой процесса разделения в этом случае могло бы стать наличие критических точек внутри потока, где происходит экспоненциальное расхождение траекторий жидких частиц. Наличие некоторого малого шума в окрестности критических точек в принципе могло бы привести к случайному неизотропному расхождению близко расположенных частиц и формированию зон, свободных от частиц. В частности, это явление могло бы наблюдаться при наличии в потоке приосевых замкнутых рециркуляционных зон. Основываясь на работах [3,4], можно предположить, что в данном течении при $Re = 2500$ такие зоны могут иметь место в результате разрушения вихря (vortex breakdown).

Итак, рассматривается осесимметричное течение вязкой несжимаемой жидкости в цилиндре единичного радиуса ($0 \leq r \leq 1$) высотой $H = 1.83$ ($0 \leq z \leq H$). В начальный момент времени нижний торец цилиндра мгновенно приводится в движение с угловой скоростью Ω , соответствующей числу Рейнольдса $Re = 2500$. Уравнения движения имеют вид

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla, \mathbf{v}) = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{v}, \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \quad (1)$$

Начальные и граничные условия

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \Big|_{t=0} = 0, \quad \mathbf{v} \Big|_{r=R, z>0} = 0, \quad \mathbf{v} \Big|_{z=H} = 0, \\ v_r \Big|_{z=0} = v_z \Big|_{z=0} = 0, \quad v_\varphi \Big|_{z=0} = \Omega r. \end{aligned} \quad (2)$$

Для численного решения задачи необходимо использовать схемы, позволяющие достоверно рассчитывать эволюцию поля скорости.

Расчет течения жидкости проводился в цилиндрической системе координат (r, φ, z) в терминах функция тока — завихренность. Введем функцию тока ψ , циркуляцию скорости вокруг оси Γ , и φ -компоненту ротора скорости ω согласно следующим определениям:

$$\begin{aligned} v_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad v_\varphi = \frac{\Gamma}{r}; \\ \omega = \frac{\partial v_z}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial z}. \end{aligned} \quad (3)$$

В дальнейшем удобно вместо ω ввести новую функцию $u = \omega r$.

Уравнения движения жидкости (1) в этих переменных принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + v_r \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2u}{r} \right) + v_z \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{2\Gamma}{r^2} \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re}} Lu, \\ \frac{\partial \Gamma}{\partial t} + v_r \frac{\partial \Gamma}{\partial r} + v_z \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re}} L\Gamma, \\ L\psi = -u, \quad L = \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Граничные условия (2) с учетом (3) преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad \text{при} \quad z = 0, \quad z = H, \quad r = R, \\ \Gamma = \Omega r^2 \quad \text{при} \quad z = 0, \quad r = R, \\ \Gamma = 0 \quad \text{при} \quad z = H, \end{aligned} \quad (5)$$

где Ω — угловая скорость вращения дна камеры.

Для численного интегрирования использовалась разностная схема переменных направлений первого порядка аппроксимации по времени

$$\begin{aligned} \frac{u^{n+1/2} - u^n}{\Delta t/2} + v_r^n l_r u^{n+1/2} + v_z^n \delta_z u^n - \frac{2\Gamma^n}{r^2} \delta_z \Gamma^n = L_r u^{n+1/2} + L_z u^n, \\ \frac{u^{n+1} - u^{n+1/2}}{\Delta t/2} + v_r^n l_r u^{n+1/2} + v_z^n \delta_z u^{n+1} - \frac{2\Gamma^n}{r^2} \delta_z \Gamma^n = L_r u^{n+1/2} + L_z u^{n+1}, \\ \frac{\Gamma^{n+1/2} - \Gamma^n}{\Delta t/2} + v_r^n \delta_r \Gamma^{n+1/2} + v_z^n \delta_z \Gamma^n = L_r \Gamma^{n+1/2} + L_z \Gamma^n, \end{aligned}$$

$$\frac{\Gamma^{n+1} - \Gamma^{n+1/2}}{\Delta t/2} + v_r^n \delta_r \Gamma^{n+1/2} + v_z^n \delta_z \Gamma^{n+1} = L_r \Gamma^{n+1/2} + L_z \Gamma^{n+1}. \quad (6)$$

Здесь δ_r , δ_z , δ_r^2 , δ_z^2 — центральные разностные операторы, аппроксимирующие первые и вторые производные по r , z соответственно,

$$l_r = \delta_r - 2/r; \quad L_r = \delta_r^2 - \delta_r; \quad L_z = \delta_z^2, \quad (7)$$

Δt — шаг по времени, n — номер временного слоя ($t = n\Delta t$).

Уравнение для функции тока решалось на каждом временном шаге. Для этого использовалось быстрое преобразование Фурье по z -координате.

Для проверки созданного алгоритма и программы расчета были проведены тестовые расчеты течения жидкости в цилиндре (стационарного и нестационарного) при различной скорости вращения стенок цилиндра и его торцов. В этих расчетах значения величин H и Re совпадали с их значениями в работах [3,4], где применялись другие численные схемы расчета для исследования явления разрушения вихря в цилиндре с вращающимися стенками. Найдено прекрасное совпадение результатов расчета по схеме (6), (7) с опубликованными результатами в [3], где решалась стационарная задача (совпадение линий тока было таково, что их визуально различить было практически невозможно). Расчеты проводились при различных числах Re , разном отношении скоростей вращения боковой поверхности цилиндра и торцов. Найдено, что в зависимости от режима течения в приосевой зоне образуется от одной до двух приосевых замкнутых зон с рециркуляцией, причем результатом эволюции могут быть как установившиеся, так и неустойчившиеся (колебательные) течения. Возникновение рециркуляционных зон является следствием разрушения вихря (vortex breakdown), который формируется в системе за счет приосевого возвратного потока закрученной жидкости. Это явление в течениях подобной геометрии экспериментально изучалось в [5].

Расчет движения частиц производился согласно уравнениям

$$\begin{aligned} \frac{dr_i}{dt} &= v_r(r_i, \varphi_i, z_i, t), & \frac{d\varphi_i}{dt} &= \frac{1}{r_i} v_\varphi(r_i, \varphi_i, z_i, t), \\ \frac{dz_i}{dt} &= v_z(r_i, \varphi_i, z_i, t), & i &= 1, \dots, N, \end{aligned} \quad (8)$$

где поле скорости v_r, v_φ, v_z считалось заданным, i — номер частицы, N — число частиц.

Для решения уравнений (8) использовалась разностная схема второго порядка точности по времени типа предиктор-корректор

$$\mathbf{r}^{n+1} = \mathbf{r}^n + \frac{1}{2} \left\{ \mathbf{v}(\mathbf{r}^n, t_n) + \mathbf{v} \left[\mathbf{r}^n + \mathbf{v}(\mathbf{r}^n, t_n) \Delta t, t_{n+1} \right] \right\} \Delta t.$$

Поле скорости в пространстве между узлами сетки интерполировалось по сплайнам для каждой компоненты скорости v_r, v_φ, v_z с граничными условиями (2).

Численный расчет поля скорости проводился по схеме (6), (7) на сетке — 61 узел по радиусу и 129 узлов по продольной координате z , что было достаточно для прекрасного совпадения результатов расчетов с результатами работ [3,4], которые в свою очередь очень хорошо описали эксперимент [5].

Эволюция поля скорости и завихренности при числах Рейнольдса, больших некоторого критического значения Re^* , которое зависит от отношения H/R , приводит к разрушению приосевого вихря и образованию замкнутых рециркуляционных зон. Зависимость $Re^*(H/R)$ можно найти в работах [3,5]. Следует отметить, что диапазон этих параметров, в котором существует распад вихря, довольно узок. При $H/R = 1.83$ стационарная картина наблюдается лишь при $Re \leq 1800$. При увеличении числа Рейнольдса возникают осциллирующие рециркуляционные зоны, переходящие в хаотическое движение жидкости [4]. Такое поведение поля скорости во времени и пространстве может оказывать существенное влияние на распределение примеси в объеме.

Ниже приведены результаты численных расчетов задачи о возникновении сепарации пассивной примеси в описанной выше гидродинамической системе. На рис. 1,а-е представлена эволюция линий тока, полученная при решении нестационарной задачи. В начальный момент времени жидкость покоится, затем нижний торец цилиндра внезапно приводится в движение и возникает внутреннее движение благодаря трению жидкости о вращающееся дно цилиндра. Стенки и крышка цилиндра остаются покоящимися. Решение задачи проведено в осесимметричной постановке. На рисунках показана половина цилиндра. Нижняя граница является осью симметрии течения. Вращающееся дно находится слева. Число Рейнольдса во всех расчетах принято равным 2500, что соответствует его значению в экспериментах [1,2]. Внизу каждого рисунка указано безразмерное время, измеряемое в единицах угловой скорости вращения дна.

Результаты расчетов показывают, что при установлении режима течения в приосевой области возникают и исчезают замкнутые зоны возвратного течения. В отдельные моменты времени эти зоны могут занимать довольно большой объем (рис. 1,б), что оказывает существенное влияние на формирование результирующей нестационарной периодической картины течения. Происходит интенсивная эволюция зон: они живут непродолжительное время, дробятся (рис. 1,в), умирают (рис. 1,г), возникают вновь, затем устанавливается стационарный или нестационарный режим течения. Наличие рециркуляционных зон свидетельствует о распаде приосевого вихря, который формируется на внутренней стороне крышки цилиндра за счет переноса массы закрученной жидкости с периферии на ось цилиндра. Этот поток жидкости возникает под действием центробежных сил вблизи вращающегося дна цилиндра — источника циркуляции, затем в силу неразрывности течения, происходящего в ограниченном объеме, жидкость возвращается на ось около покоящегося противоположного торца цилиндра (крышки). Поток осуществляет конвективный перенос циркуляции в приосевую область в окрестности верхней крышки цилиндра, за счет чего на оси формируется вихрь. Интенсивность такого вихря доволь-

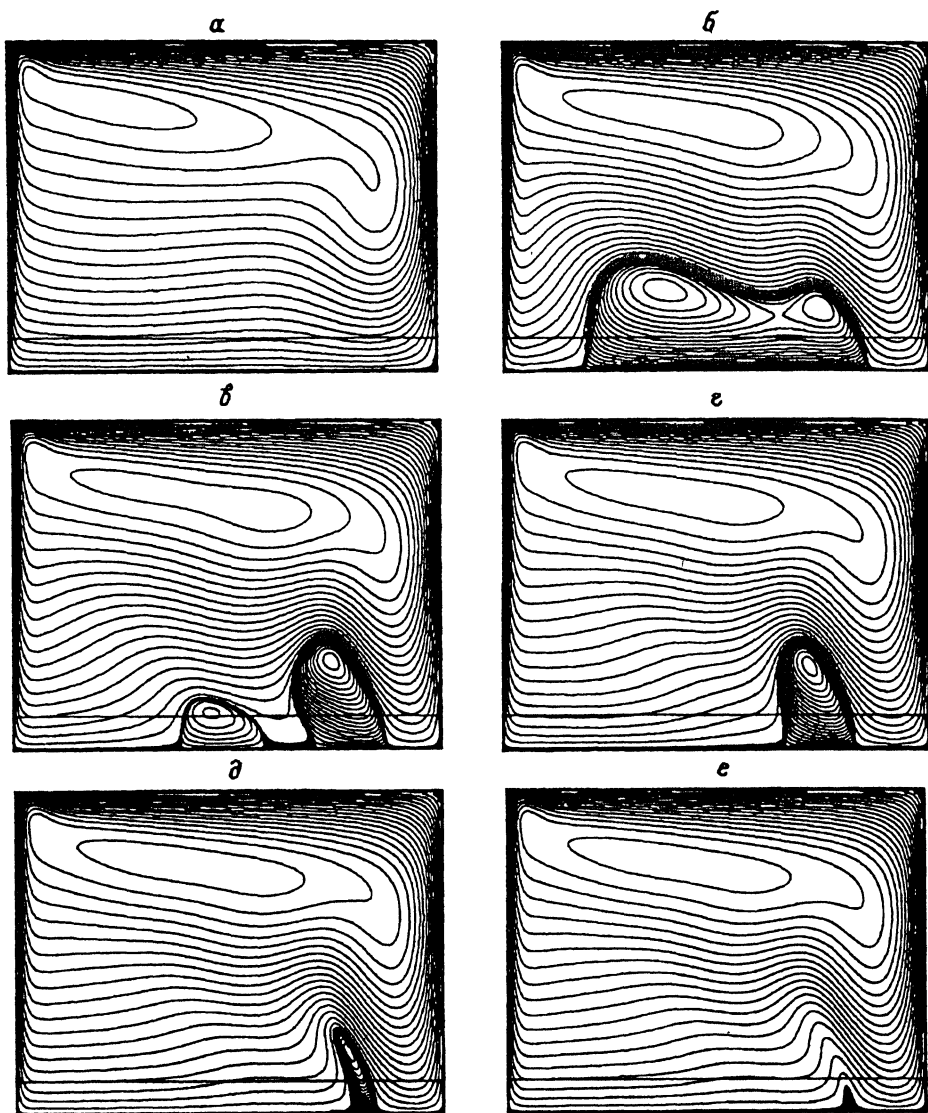


Рис. 1.
 $t = 85$ (а), 110 (б), 160 (в), 185 (г), 370 (д), 390 (е); а: $L = 1.8300$, $T = 84.9800$, $F_{\max} = 6.011D - 0.3$, $F_{\min} = -9.631D - 0.8$; б: $L = 1.8300$, $T = 109.9800$, $F_{\max} = 6.953D - 0.3$, $F_{\min} = -1.380D - 0.4$; в: $L = 1.8300$, $T = 159.9800$, $F_{\max} = 6.756D - 0.3$, $F_{\min} = -1.490D - 0.4$; г: $L = 1.8300$, $T = 184.9800$, $F_{\max} = 6.917D - 0.3$, $F_{\min} = -1.198D - 0.4$; д: $L = 1.8300$, $T = 369.9800$, $F_{\max} = 6.942D - 0.3$, $F_{\min} = -1.698D - 0.5$; е: $L = 1.8300$, $T = 389.9800$, $F_{\max} = 6.964D - 0.3$, $F_{\min} = -1.957D - 0.7$; $Re = 2500.0$.

но высока, несмотря на наличие больших поверхностей трения — стенка цилиндра. При малых числах Рейнольдса, меньших 1800, никаких приосевых рециркуляционных зон не образуется, а форма линий тока близка к тем, что представлены на рис. 1, а. Возникновение приосевой замкнутой области течения при больших числах Рейнольдса приводит к появлению критических точек на оси цилиндра, где скорость обращается в нуль. Наличие критических точек внутри потока жидкости

может оказать влияние на распределение примеси в потоке, поскольку в окрестности критической точки становится существенным действие любых малых сил, первоначально пренебрегаемых при физическом анализе явления. При $Re = 2500$ устанавливается автоколебательный режим, две фазы которого представлены на рис. 1, д, е. Зона возвратного течения ограничена замкнутой линией тока, поэтому в установившемся течении частицы не смогут более в нее попасть, как и не смогут выйти из нее. При наличии автоколебаний обмен частицами между рециркуляционной зоной и внешним течением продолжается, хотя довольно сильно подавлен. Безразмерное время установления колебательного режима составляет 200–300, что соответствует 40–60 с реального физического процесса. Эти времена хорошо согласуются с опытными наблюдениями [1,2]. Результаты расчетов движения частиц представлены ниже.

Согласно выдвинутому предположению о кинематическом механизме сепарации примеси и в соответствии с уравнениями (8), (9) мелкие частицы считались вмороженными в жидкость. Критерием правильного интегрирования уравнений движения частиц служила замкнутость траектории движения многооборотного движения частиц в стационарном режиме течения жидкости, когда все линии тока замкнуты.

Были проведены расчеты для различных постановок задачи.

а) Варианты расчета поля скорости: стационарное поле скорости как результат эволюции полевых величин начально-краевой задачи (1), (2); нестационарное поле скорости согласно постановке задачи (1), (2).

б) Варианты расчета движения частиц: частицы представлены кольцами, одетыми на ось цилиндра ("точки" в пространстве $r-z$) (эта постановка задачи обусловлена тем, что поле скорости осесимметрично, поэтому достаточно рассчитать задачу в плоскости $r-z$; в этом случае следует учитывать "вес" колец, поскольку количество частиц в таком кольце пропорционально его длине); частицы представлены точками в реальном физическом пространстве (решение этой задачи позволяет значительно уменьшить флуктуации плотности частиц, возникающие из-за дискретности распределения примеси, такая постановка задачи необходима, если на гидродинамическую систему наложены какие-нибудь внешние возмущения).

в) Варианты учета действия внешних неконтролируемых возмущений, действующих на частицы: частицы не испытывают никаких внешних воздействий; к полю скорости добавляется случайная, в среднем изотропная составляющая (добавка в виде белого шума) как результат действия внешних неконтролируемых возмущений.

Эволюция первоначально равномерного распределения примеси в виде колец приведена на рис. 2а-в. Частицы располагались с равномерными шагами по осям r и z с отступом от стенок цилиндра на половину соответствующего шага. Вблизи оси цилиндра была выделена контрольная область в виде цилиндра с радиусом $0.1R$. Размер контрольной области был продиктован экспериментальными результатами по наблюдению очищенных от дыма приосевых зон, характерный радиус которых был около $0.1R$ [2]. Полное число частиц в контрольной области (N_{pt}) в момент времени t вычислялось с учетом веса кольца и сравнивалось с начальным значением числа частиц в ней (N_{p0}), которое было равно 121 600. Глядя на рис. 2,а-в, можно прийти

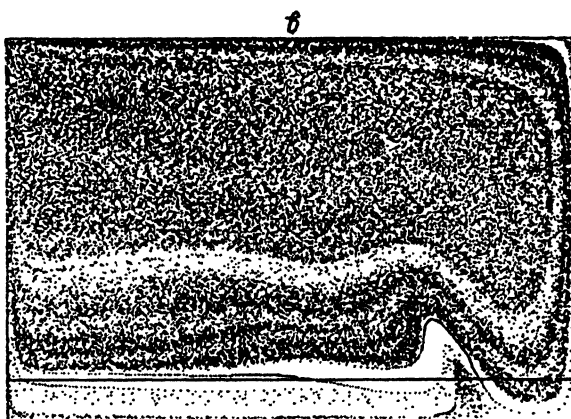
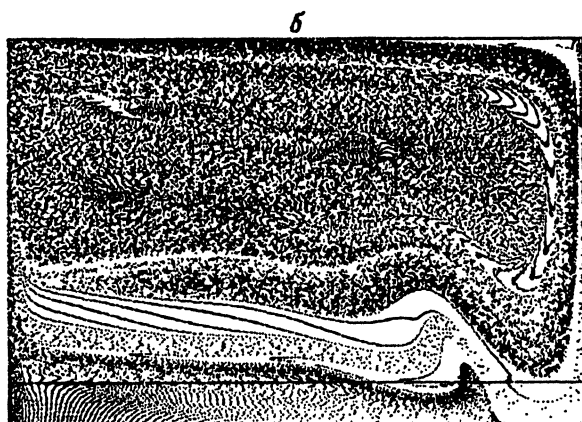
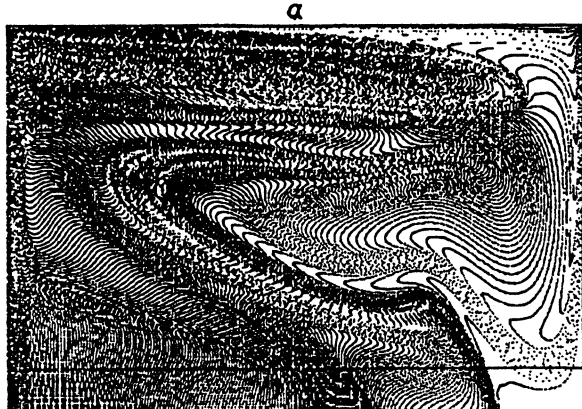


Рис. 2. Распределение пассивной примеси (кольца).

$t = 30$ (а), 120 (б), 300 (в); $N_{p0} = 121\,600$; а: $T = 29.88$, $St_p = 249$, $N_{pt} = 127\,918$;
 б: $T = 119.88$, $St_p = 999$, $N_{pt} = 134\,803$; в: $T = 299.88$, $St_p = 2499$, $N_{pt} = 123\,531$.

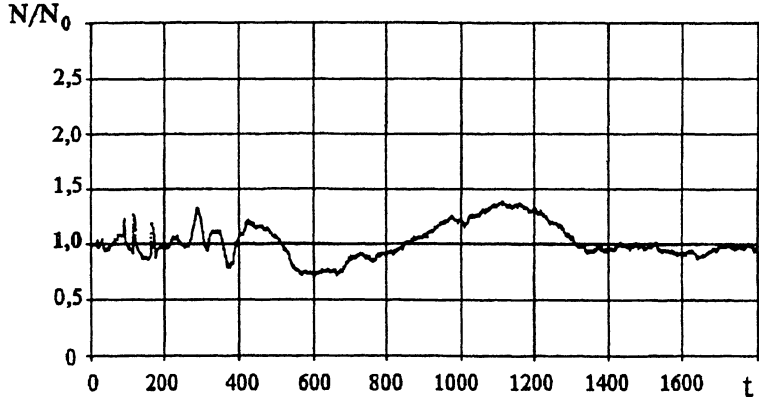


Рис. 3.

к выводу, что имеет место аномальная сепарация примеси вблизи оси течения, причем характерное время отделения примеси и размеры очищенной зоны хорошо согласуются с опытом. Приосевая область как бы очищается от частиц, причем вид очищаемой области очень напоминает картину с характерными полосами, наблюдавшуюся в эксперименте [1,2]. Однако подсчет числа частиц в контрольной области говорит о другом: число частиц в контрольном объеме в результате эволюции стремится к величине, соответствующей равномерному распределению частиц (рис. 3). Это кажущееся противоречие обусловлено тем, что «частицы» в данном расчете являются образом колец и имеют разный вес. В приосевой зоне частиц мало, но вес у них может быть большим, поэтому и возникает иллюзия кинематической сепарации примеси.

На рис. 3 представлена зависимость нормированного числа частиц в контрольной области от времени (число колец 200×304).

Среднее значение числа частиц стремится к начальному значению, подтверждая закон равномерного распределения. Для того чтобы проверить этот результат, была рассчитана эволюция пассивной примеси в трехмерной постановке задачи. Результаты расчетов представлены на рис. 4 ($t = 512$). На этом рисунке дополнительно приведены в большем масштабе контрольная область в двух проекциях, а устройство в отличие от предыдущих рисунков представлено целиком. Первоначальное регулярное распределение частиц размывается и хаотизируется. Анализ эволюции показал, что пульсации числа частиц в контрольном объеме (рис. 3) связаны с видом их регулярного расположения в начальный момент времени. Со временем память о начальном распределении частиц стирается и устанавливается равномерное распределение частиц по объему.

Были решены несколько разных эволюционных и стационарных задач, в которых вычислялись лагранжевы координаты частиц и построены распределения их плотности в объеме течения. В частности, изучалась эволюция начального распределения частиц, пространственное расположение которых задавалось при помощи датчика случайных чисел. Результат эволюции представлен на рис. 5. Сравнивая рис. 2 и 5 видно, что результат эволюции существенно не зависит от начального распределения частиц. Вблизи оси, как и в предыдущем случае, собираются частицы со стенок цилиндра, о чем свидетельствует небольшое число колец в приосевой зоне, при этом число

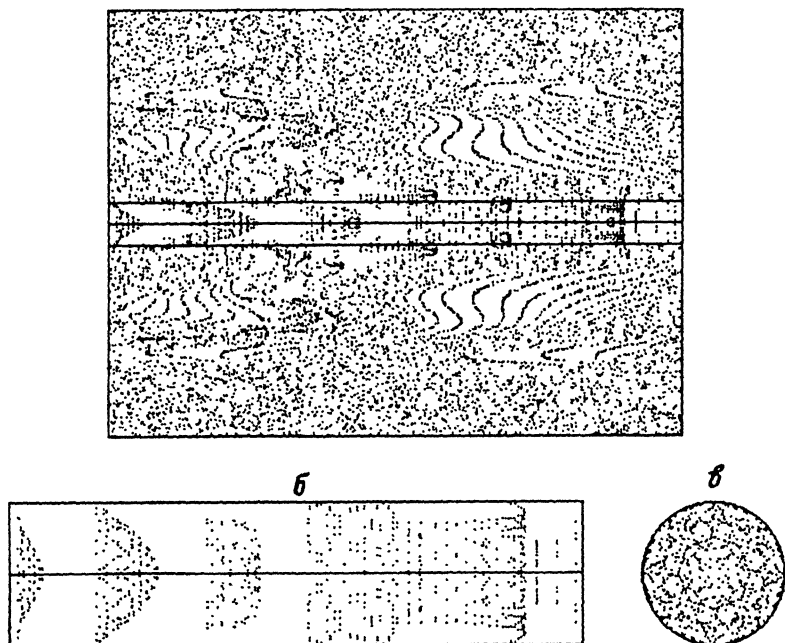


Рис. 4. Устройство (а) и проекция контрольной области на плоскости y, z (б) и x, y (в).

$T = 512.38$, $N_{st} = 3000$, $N_{pt} = 812$, $\Delta p = 0.000D+00$, $\Delta q = 0.000D+00$, $\Delta g = 0.000D+00$.

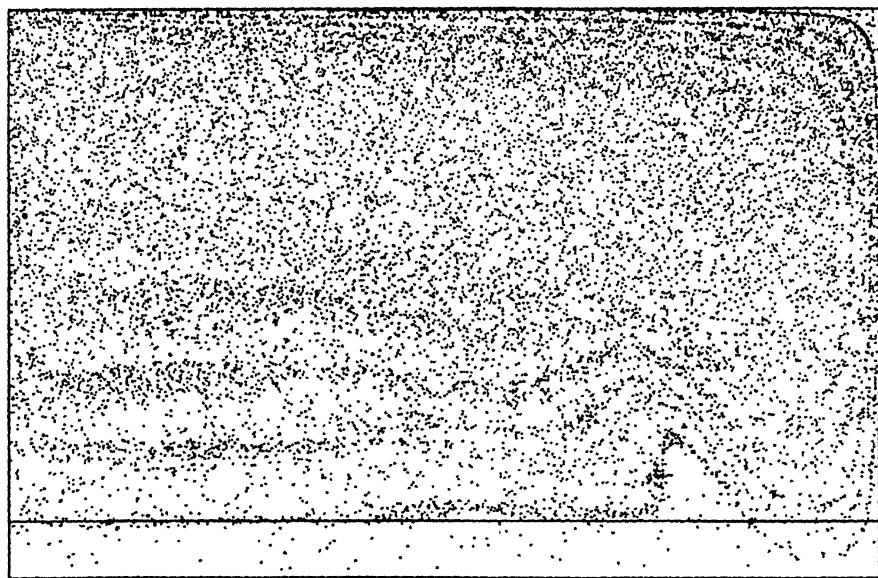


Рис. 5. Случайное начальное распределение колец ($t = 490$).

$T = 490.00$, $N_{st} = 12\ 251$, $N_{pt} = 15\ 314$.

частиц в данный момент времени, рассчитанное с учетом "веса" кольца ($N_{pt} = 15314$), больше, чем было в первоначальный момент с однородным случайным распределением ($N_{p0} = 12251$). Таким образом, можно утверждать, что равномерное распределение плотности частиц есть решение эволюционной задачи, но оно может быть структурно неустойчиво относительно отклонения начального распределения от равномерного вблизи боковой поверхности цилиндра. Если в начальный момент времени вблизи поверхности имеется некоторый тонкий приповерхностный слой жидкости, свободной от частиц, то в результате эволюции, сопровождающейся возникновением приосевой рециркуляционной зоны (vortex breakdown), чистая жидкость собирается около оси и удерживается там неограниченно долго. В этом случае объем свободной от частиц жидкости будет всегда один и тот же, но меняет свое расположение в пространстве. В случае первоначально однородного в объеме распределения частиц действие приповерхностных сил может также привести к появлению сепарации примеси, если действие этих сил приведет к отталкиванию частиц от боковой поверхности, либо к притягиванию частиц к поверхности, либо к отставанию частиц от потока. Во всех этих трех случаях вблизи боковой поверхности возникает обедненный частицами слой жидкости. Жидкость как бы выдавливается из матрицы, составленной из частиц, и формируется очищенный от частиц объем, который, достигая приосевой зоны, захватывается рециркуляционной зоной и удерживается в ней. Следует отметить, что колебательные движения рециркуляционной зоны (приосевого "пузыря") приводят как к захвату новых порций чистой жидкости, так и выбросу ее в поток. Это приводит к возникновению характерных полос концентрации частиц, которые отчетливо видны в экспериментах [1,2] и на рис. 2, 5.

Для проверки гипотезы о том, что для сепарации примеси достаточно обеднения частицами приповерхностного слоя жидкости, были проведены расчеты с небольшим количеством частиц (25×38 колец) с регулярным начальным распределением. В этом случае первый ряд частиц отстает от боковой поверхности на расстоянии половины шага распределения частиц по радиусу, что и создает чистый слой жидкости толщиной в эти полшага. Эволюция числа частиц в контрольном объеме представлена на рис. 6.

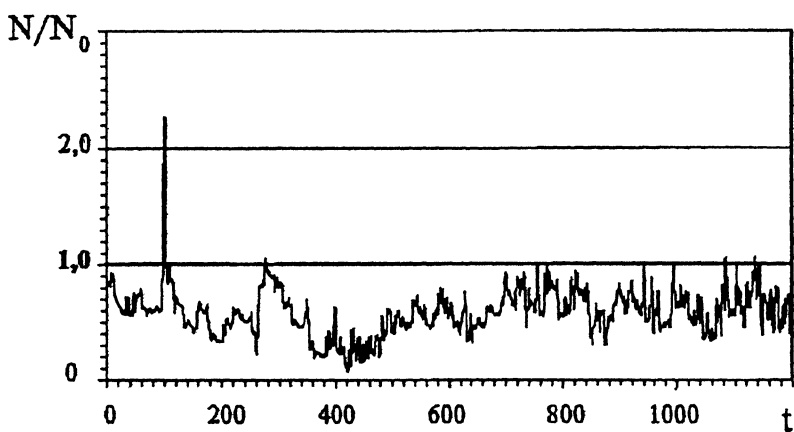


Рис. 6.

Нетрудно видеть, что имеет место очищение приосевой области от частиц. Средняя плотность частиц в этой области падает примерно вдвое. Этот показатель уменьшения плотности частиц в районе оси, как показывают расчеты, существенно зависит от количества числа частиц в объеме, т.е. от величины свободного от частиц объема жидкости вблизи боковой поверхности цилиндра, что подтверждает высказанные выше предположения о возможных механизмах сепарации примеси. Следует отметить, что частицы, находящиеся в начальный момент времени вблизи оси, в процессе эволюции очень близко подходят к боковой поверхности цилиндра, поэтому наиболее эффективным для очистки приповерхностного слоя жидкости будет силовое воздействие на эти частицы вблизи боковой поверхности.

Таким образом, результаты численного моделирования позволяют сформулировать вывод о структурной неустойчивости равномерного распределения примеси в гидродинамической системе с распадом вихря относительно различных сил, действующих на примесь в очень узком приповерхностном слое. Иначе говоря, факторы, действие которых на примесь существенно лишь в малой окрестности боковой поверхности, могут привести к возникновению крупномасштабных структур в распределении скалярной примеси внутри объема течения.

Явление разрушения вихря приводит к образованию вблизи оси замкнутых рециркуляционных зон с критическими точками поля скорости. Не исключено, что влияние малых сил, действующих на частицы вблизи этих критических точек, также могут оказать существенное влияние на траекторию движения этих частиц и, следовательно, на распределение примеси в объеме течения. В частности, внешние силы (шум), действующие на частицы и обычно несущественные в основном объеме течения, могут оказывать значительное влияние на движение частицы в окрестности критической точки, когда линии тока разветвляются, и привести к потере симметрии распределения примеси. Для проверки этого предположения были проведены расчеты эволюции примеси в присутствии изотропного белого шума. Оказалось, что наличие изотропного шума не приводит к разделению примеси в окрестности критических точек поля скорости. Результативным в смысле разделения примеси может быть только неизотропный шум. Таким образом, можно утверждать, что сепарация примеси может возникнуть лишь при наличии направленного силового воздействия.

Итак, расчеты показали, что для случая движения замороженных частиц, как и движения при наличии шума, кинематические эффекты, которые объясняли бы явление аномальной сепарации примеси, отсутствуют.

Выводы

Результаты численных расчетов показывают, что в корректной постановке задачи при хорошо апробированных и тестированных алгоритмах решения сепарация пассивной примеси не проявляется. Этим не подтверждается гипотеза о кинематическом разделении пассивной примеси, выдвинутая в работах [1,2]. Тем не менее детальный анализ численных экспериментов показывает, что в ряде случаев можно говорить об эффектах разделения. Эти случаи, как правило, относятся к расчетам с небольшим количеством частиц, первоначальное распределение которых было регулярно. При этом вблизи стенок цилиндра

всегда существовала прослойка чистой от частиц жидкости, которая в результате эволюции собиралась в приосевой зоне. Были проведены расчеты со случайным начальным распределением частиц и показано, что в этом случае плотность частиц оказывалась примерно постоянной во всем объеме независимо от числа частиц. Эти результаты говорят о том, что при наличии активных сил, действующих на частицы в очень узком пристеночном слое и освобождающих его от частиц, сепарация примеси возможна. В таких условиях гидродинамическая система будет работать как мощный усилитель действия этих сил благодаря особой кинематике движения жидких частиц. Иначе, явление разрушения вихря является тем механизмом, который позволяет проявить на макроскопическом уровне "микроскопическое" действие пристенных физических явлений. Эта гипотеза требует дальнейшего развития и обоснования. Основным же вывод, который можно сделать из проведенного исследования, состоит в том, что за явление сепарации примеси ответственны эффекты силового взаимодействия частиц со стенками цилиндра.

Работа сделана при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 94-01-00081.

Список литературы

- [1] Goldshtik M., Husain H.S., Hussain F. // Lett. to Nature. 1992. Vol. 357.
 - [2] Goldshtik M., Husain H.S., Hussain F. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45. N 12. P. 8611-8616.
 - [3] Lopez J.M. // J. Fluid Mechanics. 1990. Vol. 221. P. 533-552.
 - [4] Lopez J.M., Perry A.D. // J. Fluid Mechanics. 1992. Vol. 234. P. 449-471.
 - [5] Escudier M. // Prog. Aerospace Sci. 1988. Vol. 25. P. 189-229.
-