

**ФИЛИАЛ
ГОСУДАРСТВЕННОГО ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО
УЧРЕЖДЕНИЯ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ИНСТИТУТ
РАДИОТЕХНИКИ, ЭЛЕКТРОНИКИ И АВТОМАТИКИ
(ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»
В Г. ДУБНА МОСКОВСКОЙ ОБЛ.**

11-2004-141

На правах рукописи
УДК 536.24:532.536+532.527

ТЕРЯЕВА
Наталья Юрьевна

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ
И МЕТОД ДИСКРЕТНЫХ ВИХРЕЙ**

Специальность: 05.13.18 — математическое моделирование,
численные методы и комплексы программ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2004

Работа выполнена в филиале государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования "Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)" в г.Дубна Московской обл.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор

И.К. Лифанов

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук,
профессор
кандидат физико-математических наук

П.Н. Вабищевич
В.Ю. Кирякин

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Московский физико-технический институт

Защита диссертации состоится на заседании диссертационного совета Д215.001.01 в Военно-воздушной инженерной академии им. проф. Н.Е. Жуковского "_____"

_____ 2004 г. по адресу: г. Москва, ул. Планетная,3.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Военно-воздушной инженерной академии им. проф. Н.Е. Жуковского

Автореферат разослан "_____" _____ 2004 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета



А.Ю. Анфиногенов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

Как известно, предметом изучения гидродинамики, как и газовой динамики является сплошная среда - жидкость или газ. Но также известно, что ни одно изучаемое наукой явление, процесс или среда не встречается на практике в чистом виде в силу бесконечного разнообразия природы. Поэтому понятие "сплошная среда" в реальности существует в виде сплошной среды с дискретными включениями, которыми в определенных случаях можно пренебречь. Однако, при известных обстоятельствах наличие дискретных включений приводит к искажению законов механики сплошной среды и, следовательно, необходимости учитывать взаимодействие дискретной фазы и сплошной среды.

Имеет смысл упомянуть лишь некоторые из областей приложения механики многофазных течений. Это металлургия (запыленные потоки в обжиговых печах, эрозийный износ конструкций мартеновских печей), шельфовая добыча руды (шламовый поток в трубопроводе), нефте- и газодобыча, энергетика (все теплоэнергетические устройства, связанные со сжиганием твердого и жидкого топлива и движением пара), двигателестроение (фазовые преобразования в камерах сгорания, движение продуктов сгорания по тракту двигателя, эрозийный износ деталей конструкций двигателей).

Во многих из упомянутых примеров дисперсия дискретной фазы является фактором, контролирующим эффективность и стабильность протекающего процесса. Поэтому, в частности, так важно иметь полную и стройную теорию многофазных течений, которая предсказывала бы поведение данной среды в конкретных технологических условиях.

Проблема исследования многофазных течений предполагает решение широкого класса задач, так как понятие "многофазное течение" является само по себе достаточно емким. Это понятие

включает в себя, по-крайней мере семь основных типов течений:

- Несущая среда – газ
 - газ - жидкость
 - газ - твердое тело
 - газ - жидкость - твердое тело
- Несущая среда – жидкость
 - жидкость - газ
 - жидкость - твердое тело
 - жидкость - газ - твердое тело
 - жидкость - жидкость (взаимно нерастворимые жидкости)

Эти, в общем различные, типы течения при известных допущениях могут быть описаны одним типом уравнений – системой уравнений Навье - Стокса для несущей сплошной среды, дополненной лагранжевым уравнением траекторий частиц дискретной фазы и соответствующими граничными и начальными условиями, хотя тип течения, конечно же, накладывает дополнительные условия и ограничения. Так, например, при движении газовых пузырей и капель жидкости необходимо учитывать их деформируемость, а также движение поверхности капли относительно жидкости внутри капли.

Особые трудности в решении подобных задач создаются при внесении в расчетную модель течения условий, приближающих данную модель к реальному течению. Таких трудностей существует немало. В частности, во многих случаях необходимо учитывать процессы коагуляции и дробления дискретных частиц, химические реакции между ними и сплошной средой, сжимаемость сплошной среды, неравномерность распределения дискретной фазы. К числу упомянутых трудностей следует отнести и некоторые слабости теории сплошной среды, заключающиеся в том, например, что существуют лишь эмпирические

зависимости для коэффициента сопротивления трению $c_f(Re)$, которые сильно отличаются друг от друга в различных диапазонах изменения числа Рейнольдса Re и сопрягаются на краях этих диапазонов. Этот факт не позволяет иметь единое решение задачи о течении даже сплошной среды в любом диапазоне изменения числа Рейнольдса. Кроме того, отсутствие ясной и точной теории турбулентности в сплошной среде приводит к приближительным расчетам также и многофазных турбулентных течений.

Широкое распространение технологических процессов, связанных с течением двухфазной среды обусловило появление большого количества работ, посвященных как экспериментальному, так и теоретическому изучению разнообразных видов двухфазных течений.

В настоящее время расчет многофазных течений ведется численно, в основном, по стандартной схеме, базирующейся на уравнениях Навье - Стокса с использованием различных эмпирических зависимостей для каждого конкретного случая. Результаты таких расчетов, как правило, зависят от точности выбранного численного метода, точности выбранных эмпирических законов и не дают заключения об общей закономерности.

Существуют и используются вихревые методы (вихревых колец, вихревых капель и т.д.) также и для моделирования несжимаемых двухфазных течений с высокими числами Рейнольдса. Дискретные вихревые элементы с конечными центральносимметричными ядрами симулируют поле завихренности сплошной среды. Перенос этих элементов и частиц дискретной фазы задается лагранжевыми уравнениями.

Цель диссертации состоит в разработке новых применений численных методов исследования двухфазной среды газ-твердые частицы и жидкость-газ, в том числе, на основе метода дискретных вихрей.

Научная новизна и практическая ценность. В диссертации

впервые применен метод дискретных вихрей для расчета движения двухфазной среды в случае кипения жидкости. Метод дискретных вихрей применен в сочетании с методом конформных отображений для расчета движения потока идеальной жидкости в плоском канале сложной формы. Предложен метод расчета взаимодействия двухфазного потока с газовой завесой, движущейся вдоль поперечно обтекаемого цилиндра.

На защиту выдвигаются следующие результаты.

1. Построена модель расчета взаимодействия двухфазного потока газ-твердые частицы, поперечно обтекающего круговой цилиндр с газовой завесой, движущейся вдоль цилиндра.
2. На основе метода дискретных вихрей разработана пространственная модель, описывающая движения паровых пузырей при кипении жидкости, особенностью которой является ассоциация дискретных вихрей с паровыми пузырями.
3. В рамках разработанной модели движения паровых пузырей, проведены численные расчеты и получена картина движения паровых пузырей при кипении жидкости вблизи плоской поверхности нагрева.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, докладывались на семинарах кафедры двигателестроения Днепропетровского университета, ВМиК МГУ (2003 г.) и представлены на Всесоюзных конференциях молодых ученых (Днепропетровск, 1987 г., Днепропетровск, 1989 г.).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 5 работ.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 3 глав и заключения. Она содержит 123 страницы ма-

шинописного текста, 44 рисунка. Список литературы включает 106 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность проведенного в диссертации исследования. Представлен обзор литературы в области современных методов численного исследования двухфазных течений, современный статус и основные направления исследований. Сформулирована цель работы и изложено ее краткое содержание.

В первой главе последовательно рассматривается применение метода дискретных вихрей для расчета двумерных отрывных течений. Сущность этого метода заключается в том, чтобы поверхность разрыва касательной компоненты скорости, иначе говоря, вихревую пелену, аппроксимировать последовательностью дискретных вихрей, образующихся через заданные малые интервалы времени, и проследить движение каждого из этих вихрей при сохранении их интенсивности на протяжении шага по времени.

Необходимые локальные скорости вычисляются в результате решения уравнения Пуассона

$$\nabla^2 \mathbf{u} = -\nabla \times \omega, \quad (1)$$

где $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ – скорость жидкости в точке $\mathbf{x} = (x, y, z)$, $\omega = \text{rot} \mathbf{u}$ – завихренность, и могут быть записаны в виде интеграла Био-Савара

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \times \omega(\mathbf{x}', t)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d\mathbf{x}'. \quad (2)$$

Скорость каждого дискретного вихря задается значением поля скорости жидкости в точке его расположения, т.е.

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{u}(\mathbf{x}_i, t), \quad (3)$$

$\mathbf{x}_i = (x_i, y_i, z_i)$ – координаты вихря, расположенного в точке \mathbf{x}_i . Учитывая, что в двумерном случае для системы точечных вихрей

$$\omega(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^N \Gamma_i \delta[\mathbf{x} - \mathbf{x}_i(t)], \quad (4)$$

где δ – δ -функция Дирака, Γ_i – циркуляция i -го вихря, расположенного в точке \mathbf{x}_i , и что в области R $\Gamma_R = \int_R \omega d\mathbf{x}$, имеем

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = -\frac{1}{2\pi} \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i) \times \mathbf{e}_z \Gamma_j}{|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|^2} \quad (5)$$

Метод дискретных вихрей здесь применяется в сочетании с конформным отображением реальной области течения сложной формы с острыми кромками на область простой формы в комплексной плоскости. в общем случае рассматривается область течения D с непроницаемой границей L . С острых кромок границы L в поток срываются вихревые пелены. Метод конформных отображений позволяет записать условие непротекания в наиболее простой форме. Пусть функция $w = f(z)$ конформно отображает область течения D физической плоскости z на область D' комплексной плоскости w . В качестве области D' выбирается одна из канонических областей, для которых потенциал скорости или поле скорости, индуцируемой единичной особенностью, известны или могут быть построены без сложностей известными методами. Кроме того, граница области должна быть такой, чтобы на ней легко было выполнить условие непроницаемости с помощью системы зеркальных вихрей.

Если область D' представляет собой верхнюю полуплоскость, то комплексный потенциал системы зеркально расположенных относительно оси u вихрей в плоскости w имеет вид:

$$\Phi^*(w) = \frac{\Gamma_0}{2\pi i} [\ln(w - w_0) - \ln(w - \bar{w}_0)], \quad (6)$$

где w_0, \bar{w}_0 – комплексные координаты двух зеркальных вихрей.

Заменяя непрерывные вихревые пелены системой свободных дискретных вихрей и считая, что эти вихри движутся по траекториям жидких частиц, для перемещения вихрей получим уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dx_n}{dt} &= V_{x_n}(t, x_k, y_k) \\ \frac{dy_n}{dt} &= V_{y_n}(t, x_k, y_k), \quad n, k = \overline{1, N}, n \neq k, \end{aligned} \quad (7)$$

где N – число дискретных вихрей в расчетный момент времени. Для определения координат свободных вихрей необходимо знать их скорости. Чтобы найти эти скорости, используем комплексный потенциал течения $\Phi(z)$.

В плоскости w потенциал обтекания $\Phi^*(w)$ считаем известным. Он равен сумме потенциалов безотрывного $\Phi_0^*(w)$ и отрывного $\Phi_1^*(w)$ течений:

$$\Phi^*(w) = \Phi_0^*(w) + \frac{1}{2\pi i} \sum_{k=1}^N \Gamma_k [\ln(w - w_k) - \ln(w - \bar{w}_k)] \quad (8)$$

Учитывая, что $w = f(z)$, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{dz} &= \frac{d\Phi^*}{dw} \frac{dw}{dz} = \\ &= \left[\frac{d\Phi_0^*}{dw} + \frac{1}{2\pi i} \sum_{k=1}^N \Gamma_k \left[\frac{1}{w - w_k} - \frac{1}{w - \bar{w}_k} \right] \right] \cdot \frac{dw}{dz} \end{aligned} \quad (9)$$

или

$$\begin{aligned} \bar{V}_{n+1} &= V_{x_{n+1}} - i \cdot V_{y_{n+1}} = \\ &= \left[\frac{d\Phi_0^*}{dw} + \frac{1}{2\pi i} \sum_{k=1}^N \Gamma_k \left[\frac{1}{w - w_k} - \frac{1}{w - \bar{w}_k} \right] \right] \cdot \frac{dw}{dz} \end{aligned} \quad (10)$$

Выделяя мнимую и действительную части последнего выражения, получаем

$$V_{x_{n+1}} = \operatorname{Re} \left(\frac{d\Phi}{dz} \right) V_{y_{n+1}} = \operatorname{Im} \left(\frac{d\Phi}{dz} \right) \quad (11)$$

Интенсивности свободных вихрей определяются из условия Чаплыгина - Жуковского конечности скорости в точке отрыва вихря:

$$\left. \frac{d\Phi_0^*}{dw} \right|_{w=w_A} + \frac{1}{2\pi i} \sum_{k=1}^N \Gamma_k \left[\frac{1}{w - w_k} - \frac{1}{w - \bar{w}_k} \right] = 0 \quad (12)$$

Такой подход позволяет значительно упростить решение, сводя его к системе обыкновенных дифференциальных уравнений 1-го порядка. Проанализированы несколько вариантов течения с разной геометрией (рис.1.1 - 1.4).

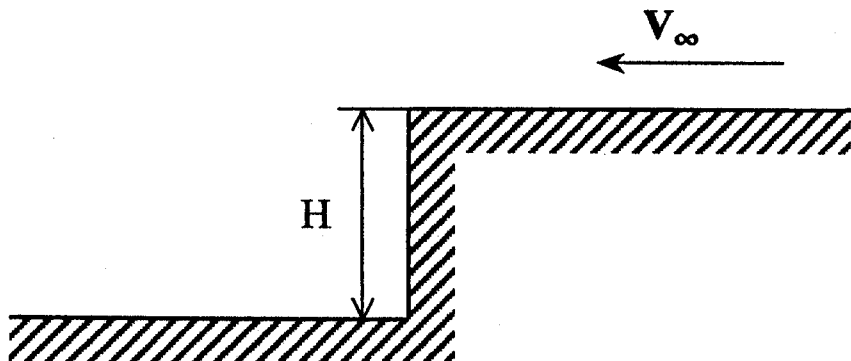


Рис.1.1.

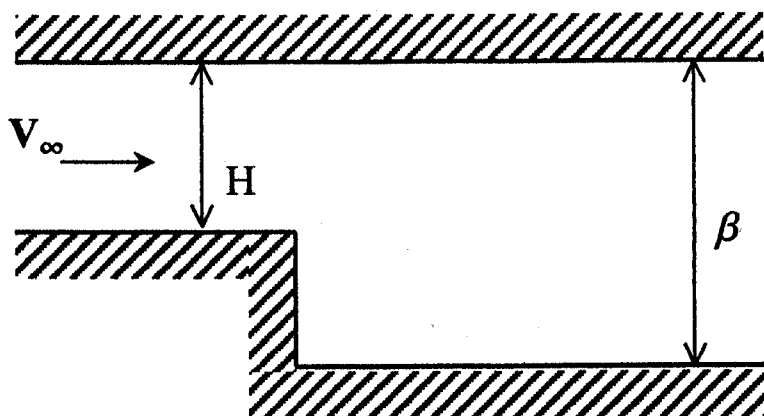


Рис.1.2.

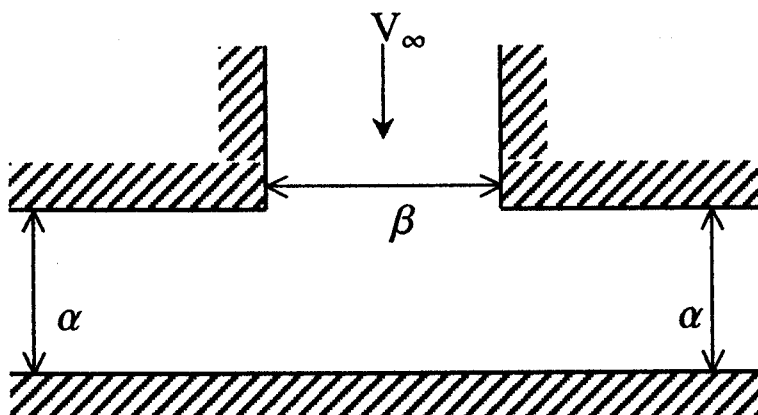


Рис.1.3.

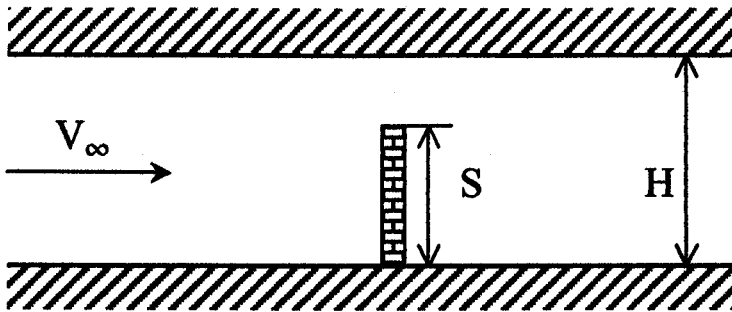


Рис.1.4.

Глава 2 посвящена исследованию взаимодействия двухфазного потока газ-твердые частицы с газовой завесой, движущейся вдоль поперечно обтекаемого цилиндра конечной длины и демонстрирует традиционную схему расчета двухфазного течения типа газ - твердые частицы. Рассматривается задача о поперечном обтекании кругового цилиндра с продольной газовой завесой двухфазным потоком, и предлагается оценочный метод расчета осаждения твердых частиц на цилиндре (рис.2.1). Актуальность этой задачи обусловлена проблемой защиты деталей конструкций различных тепловых агрегатов.

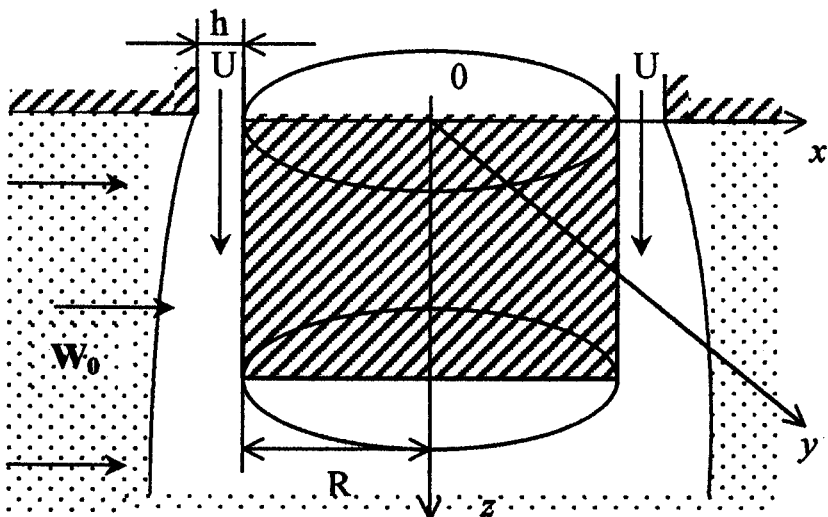


Рис.2.1.

Течение сплошной среды на бесконечности считается потенциальным и описывается функцией тока для обтекания кругового цилиндра идеальной жидкостью:

$$u = 1 - \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2} \quad (13)$$

$$v = -\frac{2xy}{(x^2 + y^2)^2} \quad (14)$$

$$w = 0 \quad (15)$$

$$u(\infty, \infty) = W_0 \quad (16)$$

$$v(\infty, \infty) = 0. \quad (17)$$

Движение частиц задается уравнениями баланса сил в лагранжевом представлении:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = (18 + 3\sqrt[3]{Re_s^2}) \frac{\mu_r R}{\rho_s d^2 W_0} \left(u - \frac{dx}{dt} \right) \quad (18)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = (18 + 3\sqrt[3]{Re_s^2}) \frac{\mu_r R}{\rho_s d^2 W_0} \left(v - \frac{dy}{dt} \right) \quad (19)$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = (18 + 3\sqrt[3]{Re_s^2}) \frac{\mu_r R}{\rho_s d^2 W_0} \left(w - \frac{dz}{dt} \right). \quad (20)$$

Здесь μ_r – динамическая вязкость газа, d – диаметр частицы, u, v, w – составляющие скорости газа W .

Движение завесы вдоль цилиндра описано уравнениями пограничного слоя:

$$V \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{W}{R} \frac{\partial W}{\partial \phi} + U \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_r R} \frac{\partial P}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \tau_W}{\partial r} \quad (21)$$

$$V \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{W}{R} \frac{\partial U}{\partial \phi} + \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \tau_U}{\partial r} \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(RV) + \frac{\partial W}{\partial \phi} + \frac{\partial}{\partial z}(RU) = 0. \quad (23)$$

Здесь U, V, W – проекции исходного вектора скорости завесы на оси координат z, r, ϕ соответственно, τ_U, τ_W – проекции турбулентного напряжения трения. Дифференциальные уравнения, определяющие параметры завесы, были решены численно совместно с вышеприведенными рекуррентными соотношениями для частиц диаметром 5 - 45 мкм при среднерасходной скорости завесы $U = 0 - 200$ м/с и скорости набегающего потока $W_0 = 10 - 100$ м/с. Радиус цилиндра принимался равным 0,049 м, плотность материала частиц 2650 кг/м³. Результаты представлены в графическом виде и приведены на рис.2.2 - 2.5.

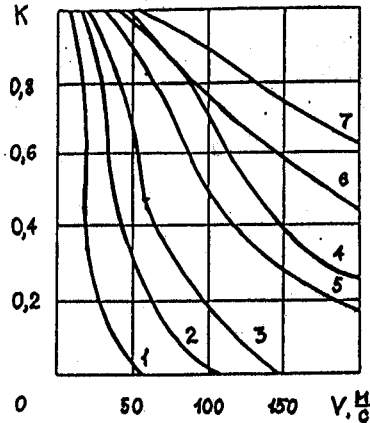


Рис.2.2. Зависимость коэффициента осаждения частиц на цилиндре от среднерасходной скорости завесы и диаметра частиц. При $d = 15$ мкм : 1 - $W_0 = 30$ м/с; 2 - 40 м/с; 3 - 50 м/с; 4 - 80 м/с; при $W_0 = 50$ м/с : 5 - $d = 10$ мкм; 6 - 30 мкм; 7 - 40 мкм.

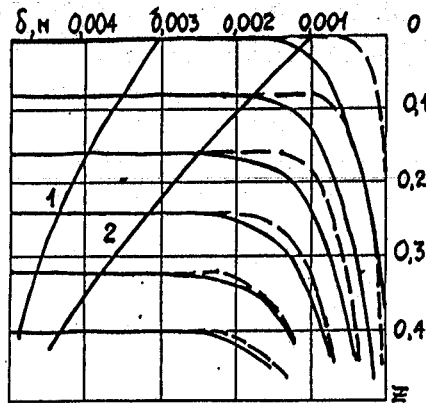


Рис.2.3. Траектории частиц размером 20 мкм в завесах разной толщины при расходе вдуваемого потока $m = 0,35$ кг/с.

Сплошные кривые - в завесе толщиной $\delta = 0,003$ м, штриховые - 0,001 м. 1, 2 - распределение δ по длине защищаемого участка для завес толщиной $\delta = 0,003$ и $\delta = 0,001$ м соответственно.

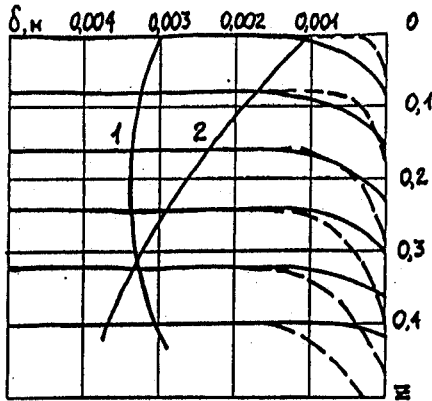


Рис.2.4. Траектории частиц размером 20 мкм в завесах разной толщины при расходе вдуваемого потока $m = 0,15$ кг/с
 Сплошные кривые - в завесе толщиной $\delta = 0,003$ м,
 штриховые - 0,001 м. 1, 2 - распределение δ по длине защищаемого участка для завес толщиной $\delta = 0,003$ и $\delta = 0,001$ м соответственно.

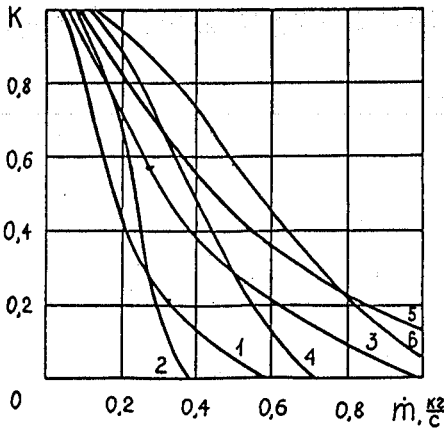


Рис.2.5. Зависимость коэффициента осаждения частиц на цилиндре от расхода вдуваемого потока, толщины завесы и диаметра частиц при $W_0 = 50$ м/с; 1, 2 - $d = 20$ мкм; 3, 4 - 30 мкм; 5, 6 - 40 мкм; 1, 3, 5 - $\delta = 0,001$ м; 2, 4, 6 - $\delta = 0,003$ м.

Глава 3 посвящена применению модифицированного метода дискретных вихрей для описания движения пузырей в процессе кипения. Так как в процессе кипения мы имеем дело с движением жидкости, характеризующимся наличием завихренности, то есть фактически с турбулентным движением, то кажется разумным прибегнуть к упомянутым в главе 1 вихревым методам для моделирования процесса кипения. Размещение дискретных вихрей внутри пузырей дает возможность избежать затруднительного выбора размера ядра вихревого элемента и функции распределения его скорости внутри ядра, а также позволяет избежать произвола в выборе количества образующихся вихревых элементов, число которых в данном случае будет совпадать с числом реально образующихся пузырей. Тогда движение набора тороидальных вихрей будет задано системой уравнений

$$\frac{dx_i}{dt} = u_i = u_{c_i} + u_{s_i} \quad (24)$$

$$\frac{dr_i}{dt} = v_i = v_{c_i}, \quad (25)$$

где u_{c_i}, v_{c_i} – аксиальная и радиальная компоненты скорости, индуцированные $(N - 1)$ вихрями, исключая i -й, u_{s_i} – самоиндуцированная скорость тороидального вихря:

$$u_{c_i} = \sum_{k=1, k \neq i}^N \frac{\Gamma_k}{2\pi r_i} \cdot \left\{ \left[\frac{r_i - r_k}{\sigma_{1,ik}} + \frac{r_i + r_k}{\sigma_{2,ik}} \right] \cdot (K(\alpha_{ik}) - E(\alpha_{ik})) + \left(\frac{\partial K(\alpha)}{\partial \alpha} - \frac{\partial E(\alpha)}{\partial \alpha} \right) \Big|_{ik} \cdot \left[\frac{r_i + r_k}{\sigma_{2,ik}} - \frac{r_i - r_k}{\sigma_{1,ik}} - \frac{\sigma_{2,ik} - \sigma_{1,ik}}{\sigma_{1,ik} + \sigma_{2,ik}} \left(\frac{r_i - r_k}{\sigma_{1,ik}} + \frac{r_i + r_k}{\sigma_{2,ik}} \right) \right] \right\} \quad (26)$$

$$v_{c_i} = - \sum_{k=1, k \neq i}^N \frac{\Gamma_k}{2\pi r_i} \cdot \left\{ \left[(x_{ij} - x_{kj}) \left(\frac{1}{\sigma_{1,ik}} + \frac{1}{\sigma_{2,ik}} \right) \cdot (K(\alpha_{ik}) - E(\alpha_{ik})) + \left(\frac{\partial K(\alpha)}{\partial \alpha} - \frac{\partial E(\alpha)}{\partial \alpha} \right) \Big|_{ik} \right] \right\}$$

$$-E(\alpha_{ik}) + \left(\frac{\partial K(\alpha)}{\partial \alpha} - \frac{\partial E(\alpha)}{\partial \alpha} \right) \Big|_{ik} \cdot \left[(x_{ij} - x_{kj}) \left(\frac{1}{\sigma_{2,ik}} - \frac{1}{\sigma_{1,ik}} \right) - \frac{\sigma_{2,ik} - \sigma_{1,ik}}{\sigma_{2,ik} + \sigma_{1,ik}} \left(\frac{1}{\sigma_{1,ik}} + \frac{1}{\sigma_{2,ik}} \right) (x_i - x_k) \right] \quad (27)$$

$$u_{s_i} = \frac{\Gamma_i}{4\pi r'_i} \left[\ln \left(\frac{8r_i'^{\frac{3}{2}}}{B} \right) - \frac{1}{4} + o \left(\frac{B}{r_i'^{\frac{3}{2}}} \right) \right], \quad (28)$$

где x_i, r_i – координаты i -го вихря,

$$\sigma_{1,ik} = ((x_i - x_k)^2 + (r_i - r_k)^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (29)$$

$$\sigma_{2,ik} = ((x_i - x_k)^2 + (r_i + r_k)^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (30)$$

$$\alpha_{ik} = \frac{\sigma_{2,ik} - \sigma_{1,ik}}{\sigma_{2,ik} + \sigma_{1,ik}}, \quad (31)$$

$$B = 0.001, \quad (32)$$

r'_i – радиальная координата i -го вихревого кольца. В качестве начальных координат вихрей будут выступать координаты центров парообразования и радиусы торов-пузырей в момент отрыва. Величину циркуляции каждого вихря можно оценить выражением

$$\Gamma \simeq g^{\frac{1}{2}} R_d^{\frac{3}{2}}, \quad (33)$$

здесь R_d – радиус пузыря в момент отрыва.

Таким образом, в результате наших построений мы получили модель расчета гидродинамических параметров процесса кипения идеальной несжимаемой или баротропной жидкости. Некоторые из результатов расчетов представлены на рис.3.1-3.4.

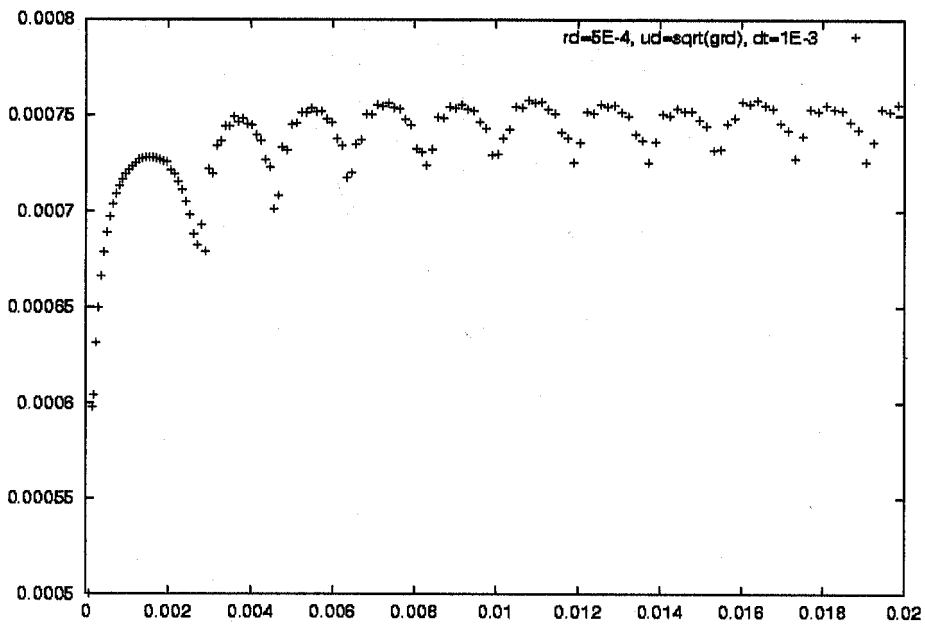


Рис.3.1: Траектория вихря-пузыря N1 при $r_d = 0.0005$, $u_d = \sqrt{gr_d}$, $dt = 10^{-3}$, $n = 150$.

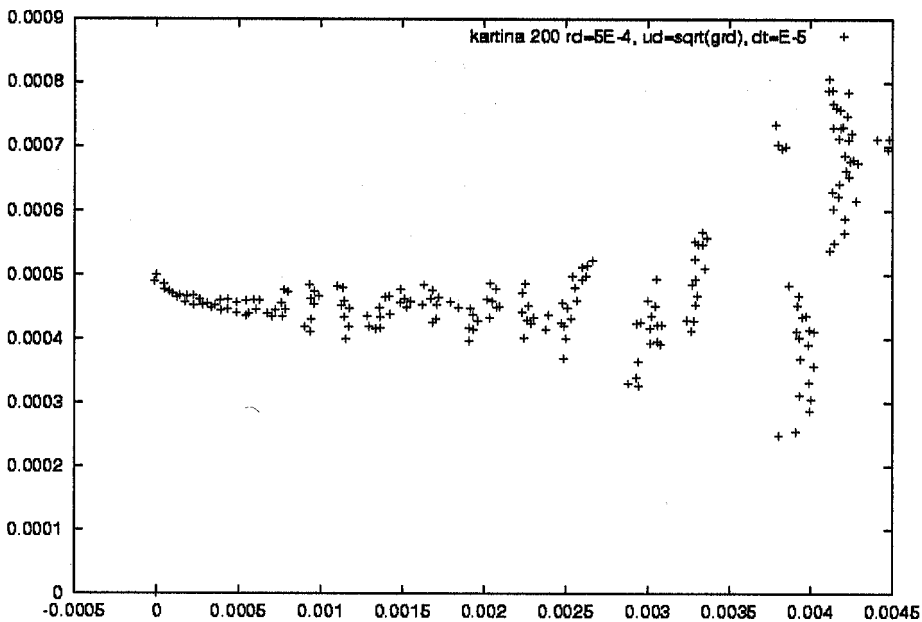


Рис. 3.2: Картина расположения 200 вихрей-пузырей в момент появления 201-го при $r_d = 5 * 10^{-4}$, $u_d = \sqrt{gr_d}$, $dt = 10^{-5}$.

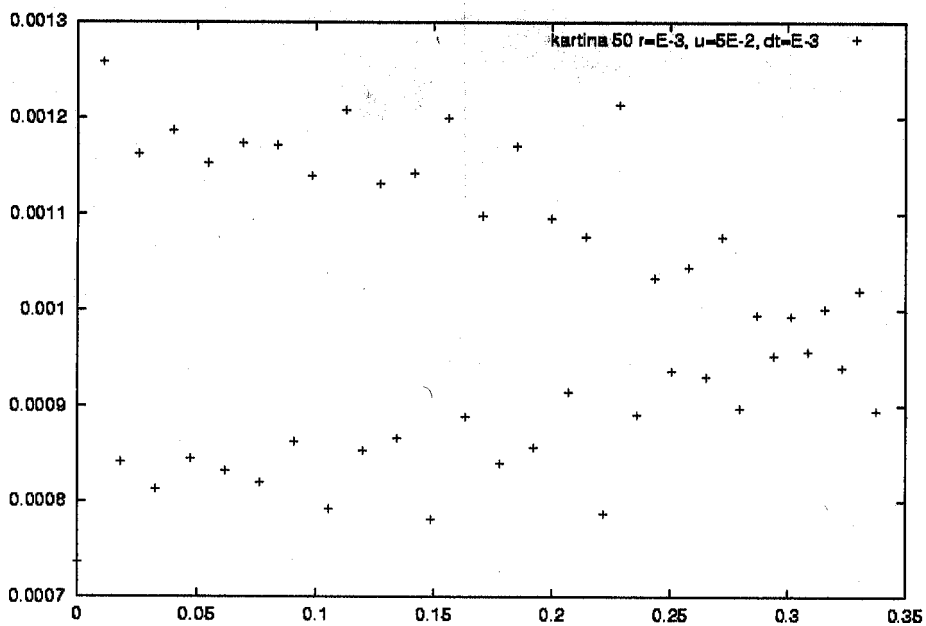


Рис. 3.3: Картина расположения 50 вихрей-пузырей при $r_d = 0.0005$, $dt = 10^{-3}$.

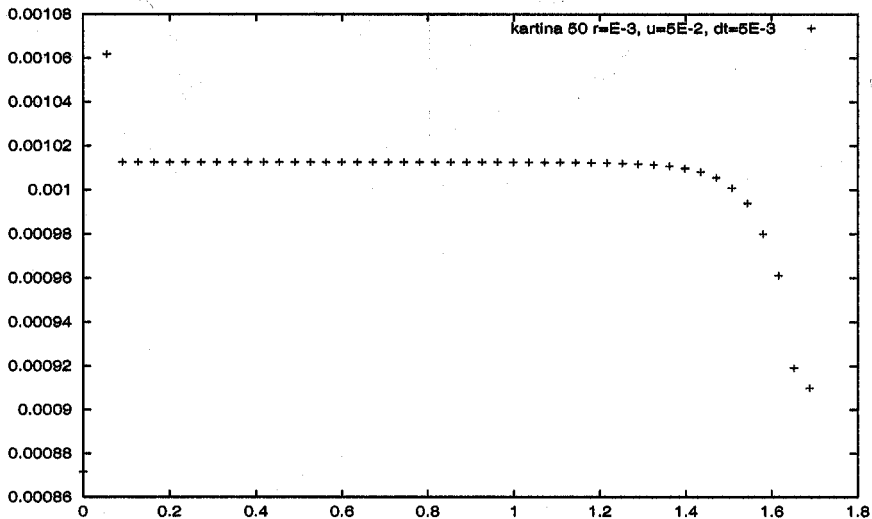


Рис. 3.4: Картина расположения 50 вихрей-пузырей при $r_d = 0.0005$, $dt = 5 * 10^{-3}$.

В заключении дана сводка основных результатов, полученных в диссертации.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Абраменкова Н.Ю. Применение метода конформных отображений для расчета отрыва потока за уступом. Сб. науч. тр.: Процессы теплообмена в одно- и двухфазных средах. Днепропетровск, 1988, с.31 - 34.
2. Теряева Н.Ю., Луценко В.И., Присняков В.Ф. Приближенный метод расчета осаждения частиц на поперечно обтекаемом цилиндре с газовой завесой. Пром. теплотехника, 1990, т.12, № 6, с.24 - 28.
3. Теряева Н.Ю., Луценко В.И. О взаимодействии твердых частиц с газовой завесой поперечно обтекаемого цилиндра. Проблемы высокотемпературной теплотехники. Днепропетровск: ДГУ, 1990, с.34 - 36.
4. Присняков В.Ф., Теряев О.В., Теряева Н.Ю. Образование вихрей вблизи поверхности нагрева при кипении. Доклады Академии наук Украины, 1994, № 7, с. 66-71.
5. Теряева Н.Ю. Моделирование двухфазной среды методом дискретных вихрей. JINR, P11-2004-25, 2004, 32 с.

Получено 8 сентября 2004 г.

Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 21.09.2004.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,44. Уч.-изд. л. 1,42. Тираж 100 экз. Заказ № 54586.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/