

УДК 532.527.032

© 1999 г. Н.В. КОРНЕВ, Г. РАЙХЕРТ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУМЕРНЫХ ВИХРЕЙ С ТВЕРДОЙ СТЕНКОЙ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Рассматривается проблема движения двумерных вихрей над твердой стенкой в вязкой жидкости. Для решения задачи разработан комбинированный численный метод на основе метода вихрей и метода вихрь – ячейка. Выполнены расчеты движения вихревых структур различной конфигурации вблизи твердой поверхности в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

Экспериментальные работы [1, 2] были первыми исследованиями движения пары вихрей противоположного знака вблизи твердой стенки и стимулировали дальнейшее изучение этой проблемы. Задача имеет серьезное прикладное значение для расчета взаимодействия концевых вихрей несущих систем с твердой стенкой, обеспечения безопасности взлетно-посадочных режимов самолетов и является модельным примером для изучения процессов ламинарно-турбулентного перехода. Наблюдаемые при взаимодействии вихря со стенкой явления напоминают процессы, происходящие в пристенной области турбулентного пограничного слоя. Их изучение может объяснить основополагающие физические механизмы генерации турбулентности вблизи твердой стенки.

Вихрь вблизи твердой поверхности индуцирует на ней пограничный слой. Справа от вихря, имеющего положительную циркуляцию, наблюдается положительный градиент давления, который приводит к отрыву пограничного слоя и образованию вторичного вихря. Далее происходит интенсивно протекающий во времени процесс отрыва потока и проникновение вторичной вихревой зоны вверх на расстояния, сравнимые с высотой расположения первичного вихря. Индукция вторичного вихря является причиной движения первичного вихря в направлении от стенки.

Начальный процесс образования вторичного вихря может быть изучен методами теории пограничного слоя и вязко-невязкого взаимодействия [3–6]. Эти методы могут описывать процесс только на начальном интервале времени из-за появления в решении сингулярностей. В [4] изучена генерация вторичных вихрей в пограничном слое, индуцированном на стенке парой дискретных вихрей с противоположной циркуляцией при их различных положениях относительно друг друга и стенки. Расчеты проведены конечно-разностным методом, модифицированным для случая развитых отрывных течений. Поскольку процессы отрыва в пограничном слое интенсивны и положение точки отрыва априори неизвестно, то возможность создания надежных алгоритмов, основанных на эйлеровом описании движения среды, представляется очень сомнительной. Наиболее перспективной является разработка лагранжевых подходов [3]. Используя лагранжевы координаты и метод вязко-невязкого взаимодействия, удалось проследить динамику отрыва вплоть до появления сингулярности в решении и получить оценки параметров зоны отрыва при больших числах Рейнольдса [3, 6]. Показано, что сингулярность в решении развивается за конечное время [6] при любом числе Рейнольдса.

Рассматриваемая задача исследовалась также численными методами на основе полных уравнений Навье – Стокса. Движение вихревой пары при малых числах Рей-

нольдса $Re \sim 50, \dots, 150$ было рассмотрено в [7]. Хотя при малых числах Рейнольдса диффузия быстро снижает циркуляцию первичных вихрей и влияние вторичного вихря оказывается слабым, экспериментально обнаружено движение вихря вверх от стенки [1, 2]. В [8] проведен расчет движения вихревого диполя при числах Рейнольдса до 3200. Авторам удалось проследить эволюцию течения до безразмерного времени $t = 40$, смоделировать образование вторичного и третичного вихрей и получить петлеобразное движение первичного вихря. Результаты расчетов качественно и количественно согласуются с экспериментальными данными. В [9] проведены систематические расчеты движения пары двумерных вихрей над твердой стенкой с учетом стратификации окружающей среды и поперечного течения, моделирующего боковой ветер. Наличие ветра нарушает симметрию течения и концевые вихри имеют различную траекторию. На основе решения полных уравнений Навье – Стокса при средних и высоких числах Рейнольдса построены траектории вихрей и представлено сравнение с экспериментальными данными.

По мнению авторов, в настоящее время не существует надежных моделей турбулентности для концевых вихрей малого поперечного сечения и поэтому модели ламинарного течения до сих пор актуальны.

Поскольку индуцированный отрыв протекает интенсивно, очень трудно выполнить экспериментальные исследования, визуализацию потока и сопоставить с теоретическими результатами при правильном соответствии времени и координат [3]. Одной из сложностей является моделирование двумерного течения. Наряду с уже упомянутыми экспериментами [1, 2] известны также работы [5, 8, 10], в которых экспериментально обнаружено образование вторичного и третичного вихрей и подтверждена петлеобразная форма движения первичного вихря.

Данная работа является составной частью исследования динамики концевых вихрей летательных аппаратов, движущихся вблизи поверхности Земли. В [11, 12] было показано, что в вязкой жидкости вследствие потери устойчивости в продольном направлении концевой вихрь может приближаться к твердой поверхности вплоть до перезамыкания на нее. Следующим шагом исследования является учет вязкости и обратного вязкого влияния стенки на динамику вихря. Для моделирования этого явления используется вихревой метод, обобщенный для расчетов вязкой жидкости с учетом граничных условий. Одной из целей данной работы была апробация этого метода на примере двумерной задачи с развитым отрывом потока. С его помощью получены некоторые новые результаты для вихревых конфигураций и чисел Рейнольдса, которые по разным причинам до сих пор не были исследованы или были недоступны из-за ограниченности применяемых подходов.

1. Численный метод. Для решения задачи используется лагранжево-эйлеров подход. Разработанный численный метод представляет собой комбинацию вихревого метода [13] и метода "вихрь в ячейке" [14] и основан на разделении вихревой зоны на концентрированные и распределенные вихри. В рассматриваемой задаче концентрированными вихрями считаются первичные вихри, индуцирующие на экране пограничный слой и отрывную зону. Вторичные вихри индуцированного пограничного слоя и отрывной зоны относятся к вихрям второго типа.

Движение вихрей в вязкой жидкости вблизи стенки можно представить как совокупность процессов конвекции, диффузии и генерации вихрей в пристенной области. При расчете конвекции считается, что завихренность каждого из концентрированных вихрей распределена равномерно в круге малого радиуса σ , который не меняется с течением времени (вихрь Ранкина). Вихрь перемещается как единое целое согласно уравнению

$$\frac{dx}{dt} = v_1(x, t) + v_2(x, t) \quad (1.1)$$

где v_1 – скорость, индуцированная в центре вихря другими концентрированными

вихрями, v_2 – скорость от распределенных вихрей. Скорость v_1 вычисляется с использованием закона Био – Савара.

Распределенная вихревая зона вторичных вихрей моделируется совокупностью дискретных вихрей, расположенных в узлах равномерной прямоугольной сетки с размерами L_x и L_y , полностью покрывающей пограничный слой с открытой зоной. Сетка может быть достаточно компактной и непосредственно охватывать только область движения распределенных вихрей. Если концентрированный вихрь находится вне сетки, то скорость v_2 определяется по закону Био – Савара, в противном случае – по правилам метода "вихрь в ячейке". Быстродействие этого метода обеспечивается применением быстрого преобразования Фурье при решении уравнения Пуассона и метода [15] при вычислении граничных значений функции тока.

Перемещение распределенных и концентрированных вихрей осуществляется согласно уравнению (1.1). На следующем шаге каждый вихрь группы распределенных вихрей, переместившийся из узла сетки, распределяется по правилу, принятому в методе вихрь в ячейке, между четырьмя ближайшими узлами сетки. По окончании этой процедуры имеем первоначальную систему вихрей того же количества и конфигурации, но с измененной интенсивностью. Носители завихренности остаются как бы неподвижными, а их интенсивность меняется. Такая модификация метода осуществляется с целью фиксации числа вихрей в потоке, которое в противном случае будет непрерывно расти из-за генерации вихрей на стенке. На этапе конвекции влияние стенки учитывается методом зеркальных отражений.

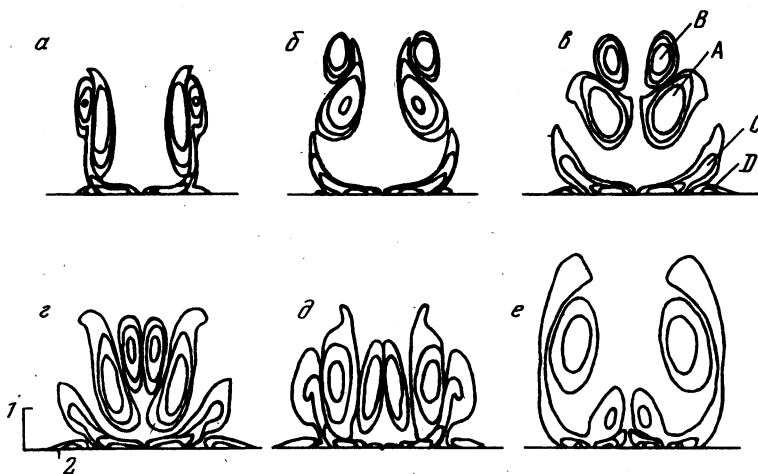
Этап диффузии вихрей описывается уравнением теплопроводности, для которого известно интегральное решение. Вследствие диффузии вихрей в каждую ячейку или круг концентрированного вихря поступает завихренность. Интегралы для суммарной завихренности, поступающей в ячейку или в круг концентрированного вихря, вычисляются аналитически. Потери суммарной завихренности для каждой ячейки или концентрированного вихря могут быть вычислены приравнением к суммарной завихренности, которую отдает эта ячейка или вихрь другим вихревым образованиям вследствие собственной диффузии. Использование этого правила устраняет численные потери завихренности и обеспечивает сохранение суммарной завихренности потока. Диффузия вихрей сквозь границу потока не допускается, что может быть учтено алгоритмически.

Для учета граничного условия прилипания на стенке используется метод фиктивного вихревого слоя, идея которого была предложена Лайтхиллом и затем развита в [16, 17]. Твердая стенка моделируется вихревым слоем, интенсивность которого равна удвоенной скорости течения, индуцированной на стенке всеми вихрями потока. При конечных числах Рейнольдса вследствие диффузии происходит излучение вихревого слоя, которое приводит к появлению новой завихренности в потоке.

Разделение вихрей на две группы позволяет более точно рассчитывать движение концентрированных вихрей, размеры которых сравнимы с размером ячейки сетки, без влияния схемной вязкости. Кроме того, это выгодно в случае, когда первичные вихри, индуцирующие пограничный слой и вторичные вихри, находятся далеко от стенки. В классических конечно-разностных схемах в этом случае нужно вводить сетку, покрывающую первичные и вторичные вихри, со сгущением в вихревых зонах. Предложенная комбинация методов позволила разработать алгоритмы, реализуемые в двумерных задачах на персональных компьютерах. При этом результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными и результатами расчетов, полученных другими авторами.

2. Взаимодействие двумерных вихревых конфигураций со стенкой. Рассчитывалось движение вихревого диполя [8] вблизи стенки в вязкой несжимаемой жидкости. В начальный момент времени завихренность внутри вихревого диполя равна

$$\omega = -2,439U\pi \frac{J_1(1,2197\pi\rho/R)}{J_0(1,2197\pi)} \sin\vartheta \quad (\rho \leq R), \quad \omega = 0 \quad (\rho > R)$$



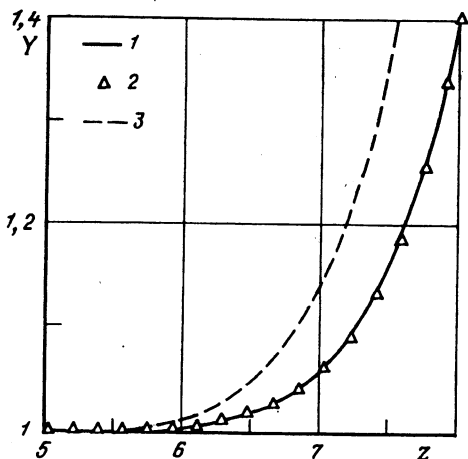
Фиг. 1. Движение вихревого диполя над твердой стенкой. Линии постоянной завихренности в моменты времени $t^* = 17,4; 26,14; 34,73; 43,47; 56,7; 92,81$ (а-е) для $Re = 800, L_z = 15, L_y = 5$, сетка $300 \times 288, \Delta t = 0,0773$. А – первичный вихрь, В – вторичный вихрь, С – третичный вихрь, D – зона положительной завихренности. В начальный момент времени высота центра диполя над стенкой равна 4

и распределяется между узлами сетки распределенных вихрей. Концентрированные вихри в задаче не рассматривались. Вихревой диполь задается скоростью перемещения U и радиусом R . Качественная картина явления, возникающего при взаимодействии вихря со стенкой, представлена на фиг. 1. Фрагменты а-е соответствуют различным моментам безразмерного времени $t^* = tU^*/R^2$, где $U^* = -2U/kJ_0(kR)$. Число $Re = U^*/\nu = 800$, линейные размеры отнесены к R . На фрагменте z приведены вертикальный и горизонтальный масштабы.

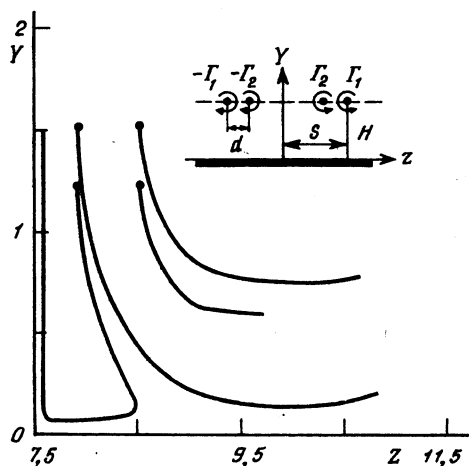
На первой стадии своего движения диполь движется к стенке и разделяется на две половины с противоположной циркуляцией. На стенке индуцируется пограничный слой, отрыв которого приводит к образованию вторичного вихря (фиг. 1, а) с отрицательной интенсивностью. Поднимаясь вверх, вторичные вихри изменяют вертикальное и горизонтальное направления движения первичных вихрей диполя (фиг. 1, б). Первичные вихри начинают двигаться по петлеобразной траектории. На стенке формируется третичный вихрь (фиг. 1, б и в) с отрицательной завихренностью. На фрагментах б – д под третичным вихрем С образуется зона положительной завихренности D (см. фиг. 1, в), которая рассеивается вследствие диффузии. Первичный вихрь перемещает вторичный вихрь вниз к стенке в область, примыкающую к линии симметрии течения (фиг. 1, з – е). В то же время происходит отрыв третичного вихря и его подъем. Процесс сопровождается сильной диффузией вихрей. Поскольку взаимодействуют вихри с противоположной интенсивностью, происходит уничтожение завихренности в потоке. Вихри становятся слабее.

Качественно процессы, описанные в [8] и рассчитанные в данной работе, полностью идентичны (сравни фиг. 1 и б из работы [8]). Сопоставление расчетного времени для качественно соответствующих картин течения показывает, что процессы, описанные в [8], происходят значительно быстрее. Аналогичный вывод сделан в [9]. По-видимому, причиной разногласия являются ограниченность расчетной области и предположение о периодичности потока в направлении вдоль стенки, принятое в [8].

В работах [16, 18] приведены расчеты движения двух вихрей с противоположной циркуляцией вблизи стенки. Сопоставление с экспериментами и результатами расчетов, полученных с помощью конечно-разностных методов [9], свидетельствует о надежности используемого комбинированного метода.



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Траектория одиночного вихря над стенкой для $Re = 10^5; 10^6; 10^7$ ($I-3$) при $\Delta t = 0,375$; $R/s = 0,25$; $L_z = 15$, $L_y = 1,75$; сетка 300×288 ; $Y = y/s$, $Z = z/s$

Фиг. 3. Траектории двух пар точечных вихрей, симметричных относительно оси $z = 7,5$, в идеальной жидкости над экраном при различной начальной высоте

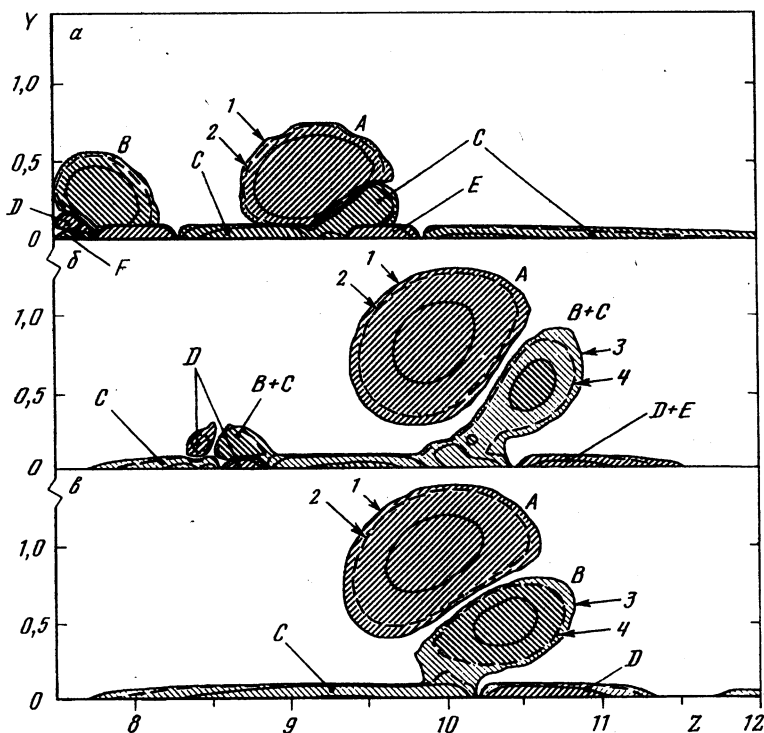
На основе расчетов двумерной задачи можно получить некоторые оценки, важные для трехмерной задачи. Принято считать [1], что вторичный вихрь, генерируемый на поверхности Земли концевым вихрем низко летящего самолета, создает в месте расположения концевого вихря положительный вертикальный скос и непременно вынуждает его отклониться вверх от земной поверхности. Покажем, что влияние стенки может привести также и к опусканию вихря. Как доказано в [11, 12], вследствие турбулентности окружающей среды, переменности нагрузки на крыле и его колебаний концевой вихрь испытывает трехмерную конвективную неустойчивость невязкой природы. Вследствие развития конвективной неустойчивости вихрь становится криволинейным и его участки опускаются к твердой поверхности вследствие самоиндукции. Вертикальная скорость самоиндуцированного движения в левой системе координат, плоскость xoz которой совпадает со стенкой, может быть записана в виде

$$v_i \sim -\frac{\Gamma}{4\pi} \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \ln \sigma \quad (2.1)$$

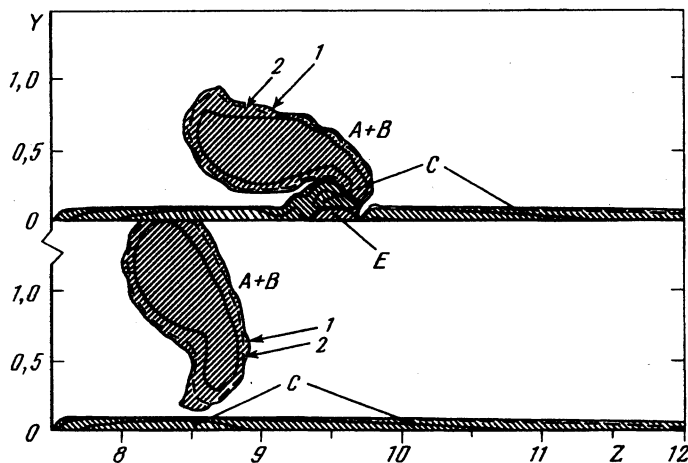
где σ , Γ – радиус и циркуляция концевого вихря. Поставим вопрос следующим образом: может ли участок концевого вихря, расположенный первоначально на высоте h , опуститься на меньшую высоту s ? Используя (2.1), найдем время, необходимое, чтобы вихрь снизился с высоты h на высоту s : $t_2 \approx (h - s)/v_i$. Противодействие вторичного вихря опусканию концевого вихря можно оценить, используя результаты расчетов двумерной задачи.

Ни фиг. 2 представлены результаты расчета траектории одиночного вихря Ранкина с радиусом $\sigma = R/s = 0,25$ над стенкой. Двумерный вихрь, находившийся на высоте s , движется вдоль стенки на расстояние, примерно равное s в интервале времени $t_1 \approx 4\pi s^2/\Gamma$, и затем отдалается от стенки. Если $t_2 < t_1$, то вихрь, безусловно, опустится на высоту s . Отсюда следует простая оценка для s

$$s > -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \ln \sigma \right)^{-1} \left(\sqrt{-4h \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \ln \sigma + 1} - 1 \right) \quad (2.2)$$



Фиг. 4. Контуры завихренности $\omega' = \omega s^2 / \Gamma_1$ для двух пар вихрей над экраном при различной начальной высоте: $\omega' = -0,267; -0,533; 0,267; 0,533$ (1-4), А – внешний вихрь; С и Е – вторичный и третичный вихри, индуцируемые вихрем А; В – внутренний вихрь; D и F – вторичный и третичный вихри вихря В, $Y = y/s, Z = z/s, a - t = 3,75, H/s = 0,5; б - t = 15, H/s = 1,25; в - t = 15, H/s = 1,545$



Фиг. 5. Контуры завихренности $\omega' = \omega s^2 / \Gamma_1$ для двух пар вихрей над экраном при различной начальной высоте: $\omega' = -0,267; -0,533$ (1-2), А – внешний вихрь; В – внутренний вихрь; С – вторичный вихрь, индуцируемый вихрями А и В; $Y = y/s, Z = z/s, a - t = 3,525, H/s = 0,5; б - t = 3,45, H/s = 1,25$

Если радиус вихря σ , или радиус его кривизны $(\partial^2 z / \partial x^2)^{-1}$ стремятся к нулю, тогда высота s , достигаемая вихрем, также стремится к нулю. В этом случае вихрь может войти в непосредственный контакт со стенкой, несмотря на противодействующую индукцию со стороны вторичной вихревой системы.

Проблеме взаимодействия одной вихревой пары с экраном было посвящено большое число работ. Вихревая система летательного аппарата, совершающего взлет или посадку, состоит, как правило, из двух вихревых пар. Внешняя пара (фиг. 3) представляет собой концевые вихри, а внутренняя пара генерируется отклоненными закрылками. Взаимодействие с экраном такой вихревой конфигурации еще не исследовалось.

Следуя [19], будем считать, что циркуляция внешней пары в 2 раза больше, чем внутренней: $|\Gamma_2/\Gamma_1| = 0,5$, а величина $d/s = 0,3$. В начальный момент времени все вихри имеют радиус $\sigma/s = 0,0625$. Расчетная область $L_x = 15$, $L_y = 1,75$ покрывалась равномерной сеткой 600×600 узлов. Расчет проводился с шагом $\Delta t^* = \Gamma_1 \Delta t / s^2 = 0,0375$ при числе $Re = \Gamma_1 / \nu = 10^4$.

Рассмотрим случай $\Gamma_2/\Gamma_1 = -0,5$, соответствующий отклонению закрылка вверх. Модель идеальной жидкости с точечными вихрями показывает, что в зависимости от начальной высоты расположения вихревых пар возможны два типа решения. При $H/s < H_0 \approx 1,548$ внутренний и внешний вихри приближаются к стенке и расходятся в разных направлениях. При $H/s > H_0$ внутренний и внешний вихри образуют пару, которая совершает петлеобразное движение, смещаясь от плоскости симметрии $z = 7,5$ вправо. Петлеобразное движение происходит до тех пор, пока вихревая пара не приблизится к стенке на малое расстояние, после чего пара распадается и вихри расходятся в разные стороны.

Вязкость вносит определенные коррективы в этот процесс. Для того чтобы получить достоверные результаты, каждый первичный вихрь моделировался тремя способами: одиночным вихрем Ранкина с постоянным радиусом σ ; 45 вихрями Ранкина с постоянными радиусами и без учета диффузии; распределенными вихрями, расположенными в узлах сетки, с учетом диффузии. Все три способа дают одинаковую качественную картину, а второй и третий способ расчета согласуются количественно.

На фиг. 4 и 5 приведены результаты, полученные по третьему способу. При малом $H/s = 0,5$ (фиг. 4, а) вихри приближаются к стенке и далее движутся в разные стороны, генерируя вторичные и третичные вихри подобно тому, как это было описано выше для одной вихревой пары. На промежуточных высотах $H/s = 1,25$ (фиг. 4, б) внутренний вихрь приближается к экрану и разделяется на две части, одна из которых движется к оси симметрии и взаимно уничтожается с вторичным вихрем. Другая часть объединяется со вторичным вихрем внешнего вихря и поднимается вверх. При больших высотах $H/s = 1,545$ (фиг. 4, в) внутренний вихрь успевает пройти между внешним и вторичным вихрями без деления на части. В вязкой жидкости второй тип решения оказался возможным при высоте меньшей, чем H_0 , что обусловлено влиянием положительной индукции вторичного вихря, которая отклоняет внутренний вихрь вверх.

Картина течения более проста в случае первичных вихрей одинакового знака циркуляции $\Gamma_2/\Gamma_1 = 0,5$. В этом случае происходит объединение внешнего и внутреннего вихрей в одно вихревое образование, которое индуцирует вторичный и третичный вихри (фиг. 5).

Закключение. Предложен комбинированный численный метод решения двумерных задач, легко распространяемый на расчет пространственных течений. Сопоставление результатов с экспериментальными данными и расчетами других авторов, выполненными конечно-разностными методами на основе полных уравнений Навье – Стокса, свидетельствует о работоспособности численного метода, который может быть особенно эффективным при расчетах течений с большими числами Рейнольдса.

С помощью метода выполнено исследование взаимодействия вихревой конфигурации, состоящей из внешней и внутренней пар, с твердой поверхностью в вязкой жидкости. В зависимости от начального положения вихрей возможны три качественные картины течения: разделение пар (фиг. 4, а), деление внутреннего вихря (фиг. 4, б), совместное движение пар (фиг. 4, в). На основе теории локальной самоиндукции и расчета двумерной задачи получено соотношение, позволяющее оценить возможность сближения трехмерного концевых вихря, испытывающего трехмерную неустойчивость, с экраном.

На следующем этапе исследований планируется изучение трехмерного взаимодействия вихревых шнуров с твердой стенкой в вязкой жидкости.

Авторы выражают благодарность Фонду Александра Гумбольдта и Российскому фонду фундаментальных исследований (код проекта 98-01-01098) за финансовую поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Harvey J.K., Perry F.J. Flowfield produced by trailing vortices in the vicinity of the ground // AIAA Journal. 1971. V. 9. № 8. P. 1659–1660.
2. Dee F.S., Nichilas O.P. Flight measurement of wing tip vortex motion near the ground // Roy. Aeronautical Res. Establishment London. CP 1065. 1968.
3. Doligalski T.L., Smith C.R., Walker J.D.A. Vortex interactions with walls // Annu. Rev. Fluid Mech. 1994. V. 26. P. 573–616.
4. Ersoy S., Walker J.D.A. Flow induced at a wall by a vortex pair // AIAA Journal. 1986. V. 24. № 10. P. 1597–1605.
5. Walker J.D.A., Smith C.R., Cerra A.W., Doligalski T.L. The impact of a vortex ring on a wall // J. Fluid Mech. 1987. V. 181. P. 99–140.
6. Peridier V.J., Smith F.T., Walker J.D.A. Vortex-induced boundary-layer separation // J. Fluid Mech. 1991. V. 232. P. 99–131.
7. Peace A.J., Riley N. A viscous vortex pair in ground effect // J. Fluid Mech. 1983. V. 129. P. 409–426.
8. Orlandi P. Vortex dipole rebound from a wall // Phys. Fluids A. 1990. V. 2. № 8. P. 1429–1436.
9. Zheng Z.C., Ash R.L. Study of aircraft wake vortex behavior near the ground // AIAA Journal. 1996. V. 34. № 3. P. 580–589.
10. Barker S.J., Crow S.C. The motion of two-dimensional vortex pairs in a ground effect // J. Fluid Mech. 1977. V. 82. P. 659–671.
11. Корнев Н.В. Неустойчивость и нелинейная динамика концевых вихрей над твердой поверхностью в идеальной жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 2. С. 103–109.
12. Kornev N.V., Reichert G. Three-dimensional instability of a pair of trailing vortices near the ground // AIAA Journal. 1997. V. 35. № 10. P. 1667–1669.
13. Белоцерковский С.М., Котовский В.Н., Ништ М.И., Федоров Р.М. Математическое моделирование плоскопараллельного отрывного обтекания тел. М.: Наука, 1988. 231 с.
14. Leonard A. Vortex methods for flow simulation // J. Comput. Phys. 1980. V. 37. № 3. P. 289–335.
15. Greengard L., Rokhlin V. A fast algorithm for particle simulations // J. Comput. Phys. 1987. V. 73. № 2. P. 325–348.
16. Kornev N.V., Basin M.A. A way to split the Navier – Stokes equations in the context of the vortex method // Commun. Numer. Meth. in Eng. 1998. V. 14. P. 313–319.
17. Koutoutsakos P., Leonard A., Pepin F. Boundary conditions for viscous vortex methods // J. Comput. Phys. 1994. V. 113. № 1. P. 52–61.
18. Kornev N.V., Reichert G. Randwirbelzerfall bei Bodeneffektfahrzeugen // DGLR Jahrbuch. 1996. B. 2. Dresden, Germany, S. 1043–1052.
19. Crouch J.D. Instability and transient growth for two trailing-vortex pairs // J. Fluid Mech. 1997. V. 350. P. 311–330.