

4. Сноу Д. Торнадо // В мире науки. — 1984. — № 6.
5. Наливкин В. Д. Ураганы, бури и смерчи. — Л.: Наука, 1970.
6. Васильев А. А., Песков Б. Е., Снитковский А. И. Смерчи 9 июня 1984 г. — Л.: Гидрометеопиздат, 1985.
7. Симпсон Дж. Вращение в кучевом облаке: модель и данные наблюдений в облачной системе, порождающей смерч // Интенсивные атмосферные вихри. — М.: Мир, 1985.
8. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. — Л.: Гидрометеопиздат, 1976.

Поступила 26/VI 1986 г.

УДК 532.526 + 533.6.011

РАСЧЕТ ОТРЫВНОГО ОБТЕКАНИЯ СИСТЕМЫ КРЫЛО — ФЮЗЕЛЯЖ ДОЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

А. В. Воеводин, Г. Г. Судаков

(Москва)

В [1, 2] рассмотрены задачи отрывного обтекания крыла малого удлинения, а также крыла конечного удлинения с наплывом дозвуковым потоком газа. На основе асимптотического анализа этих задач показано, что в обоих случаях правило Гетерта можно применять и в следующем (нелинейном по углу атаки) приближении. В данной работе эти результаты обобщены на случай отрывного обтекания комбинации крыло — фюзеляж и кратко изложены основные моменты асимптотического анализа исследуемых задач. Подробное описание математического аппарата дано в [1, 2]. Альтернативный подход, основанный на прямом решении уравнений Эйлера методом итераций без использования информации о малости параметров, развит в [3].

1. Постановка задачи. Рассмотрим стационарное отрывное обтекание комбинации крыла нулевой толщины с фюзеляжем потоком газа при $0 \leq M_\infty < 1$. Выберем систему единиц измерения таким образом, чтобы скорость набегающего потока и центральная хорда крыла были равны единице. Предполагается, что поверхности крыла и фюзеляжа симметричны относительно плоскости xu , скольжение отсутствует. Допустим, что в потоке имеются вихревые поверхности (вихревая пелена), сходящиеся с передних кромок крыла, но отрыв с фюзеляжа отсутствует.

Относительно геометрии компоновки сделаем следующие предположения. Пусть длина фюзеляжа $L = O(1)$, а его поперечный размер $\varepsilon = o(1)$. Рассмотрим отдельно случай крыла малого удлинения $\lambda = O(\varepsilon)$ (задача 1) и конечного удлинения $\lambda = O(1)$ с наплывом большой стреловидности (задача 2), так что удлинение наплыва $\lambda_{\text{н}} = O(\varepsilon)$. В обеих задачах предполагается, что $\alpha = O(\varepsilon)$.

Пусть φ — потенциал течения, a — скорость звука, u, v, w — составляющие скорости по осям x, y, z . Тогда потенциал течения удовлетворяет уравнению [4]

$$\left(1 - \frac{u^2}{a^2}\right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \left(1 - \frac{v^2}{a^2}\right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \left(1 - \frac{w^2}{a^2}\right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - 2 \frac{uv}{a^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} - 2 \frac{uw}{a^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial z} - 2 \frac{vw}{a^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial z} = 0,$$

граничным условиям непротекания на фюзеляже, крыле и пелене, а также условию непрерывности давления при переходе через пелену и условию Чаплыгина — Жуковского на тех кромках, где предполагается наличие отрыва потока.

2. Асимптотический анализ. Перейдем к описанию результатов асимптотического анализа задачи 1 (комбинация фюзеляж — крыло малого удлинения). Полное изложение математического аппарата приведено в [1].

Введем зону 1 — область внешнего течения с характерными размерами $O(1)$, в ней при $\lambda \rightarrow 0$ и $\varepsilon = O(\lambda)$ система крыло — фюзеляж изображается отрезком оси x . Тогда в первом приближении в зоне 1 имеем просто равномерный поток. Это решение не описывает течение в окрестности крыла, поэтому необходимо рассмотреть внутреннюю зону 2 с про-

дольным размером $O(1)$ и поперечными размерами $O(\lambda)$, в ней в первом приближении справедлива теория удлиненных тел [5]. Граничное условие для задачи в зоне 2 получается с помощью сращивания решений в зонах 1 и 2. В первом приближении решение задачи в зоне 2 не зависит от M_∞ и не содержит сингулярностей по переменной x . Это обстоятельство позволяет поставить задачу для следа за крылом: при $x = x_e$ (x_e — координата задней кромки крыла) присоединенные вихри на крыле освобождаются, и далее решается двумерная задача о следе в присутствии фюзеляжа, а затем и без фюзеляжа.

Изучение следующего приближения в зоне 2 показывает, что оно сингулярно по x в точке $x = x_e$. Это обстоятельство является основанием для введения в окрестности кормовой части крыла зоны 3 с характерными размерами $O(\lambda)$. Анализ задачи в зоне 3 приводит к результату: конфигурация вихревой пелены и поперечные составляющие скорости описываются теорией удлиненных тел правильно в первом приближении, в то время как продольная составляющая скорости и давление не могут быть получены с помощью теории удлиненных тел даже в первом приближении. Для их нахождения необходимо решать трехмерную задачу в зоне 3 при заданной конфигурации и интенсивности вихревой пелены, полученной с помощью теории удлиненных тел. При этом в переменных Гетерта получается трехмерная линейная задача для уравнения Лапласа.

Таким образом, в задаче 1 сжимаемость среды проявляется в первую очередь в кормовой части крыла, и ее можно учесть с помощью правила Гетерта и при наличии отрыва потока.

Опишем алгоритм решения задачи 1, с помощью которого можно получить решение, равномерно пригодное во всех областях. Алгоритм состоит из двух этапов: на первом решается двумерная нелинейная задача теории удлиненных тел с учетом отрыва потока с передних кромок крыла и интерференции вихревой пелены с фюзеляжем, при этом находится конфигурация вихревой пелены и ее интенсивность; на втором решается трехмерная задача обтекания комбинации крыло — фюзеляж в присутствии известной вихревой пелены несжимаемой жидкостью (в переменных Гетерта). Асимптотические оценки погрешностей как для суммарных, так и для распределенных аэродинамических характеристик даны в [1].

Перейдем к описанию результатов асимптотического анализа задачи 2 (комбинация фюзеляж — крыло конечного удлинения — наплыв). Полное изложение математического аппарата приведено в [2]. Введем зону 1 — область внешнего течения с характерными размерами $O(1)$. Тогда при $\lambda_n \rightarrow 0$, $\varepsilon = O(\lambda_n)$ фюзеляж и наплыв изображаются в виде отрезка оси x . В первом приближении в зоне 1 имеет место линейная задача безотрывного обтекания крыла без фюзеляжа и наплыва; в переменных Гетерта возмущенный потенциал удовлетворяет трехмерному уравнению Лапласа. Далее, как и в задаче 1, рассмотрим внутреннюю зону 2 с поперечными размерами $O(\lambda_n)$ и продольным размером $O(1)$, в ней тоже в первом приближении справедлива теория удлиненных тел. Граничное условие на бесконечности для задачи в зоне 2 получается с помощью сращивания решений в зонах 1 и 2. Таким образом, скорость на бесконечности в плоской задаче есть просто скос в точке x , полученный из решения линейной задачи в зоне 1.

Как показано в [2], при приближении к области стыка наплыва и крыла величина скоса стремится к бесконечности, поэтому необходимо рассмотреть отдельно зону 3 — область окрестности стыка наплыва и крыла с характерными размерами порядка поперечных размеров наплыва; ее вихревая пелена в первом приближении проходит без изменения своей конфигурации. Кроме того, в ней влияние вихревой пелены на скорость течения мало и в первом приближении справедлива линейная теория. Это означает, что на боковых кромках наплыва условие Чаплыгина — Жуковского не выполняется. Последнее обстоятельство приводит к необходимости введения в окрестности боковых кромок наплыва узких

зон 4, являющихся подзонами зоны 3. Там также справедлива теория удлиненных тел, причем скорость на бесконечности в этой задаче получается с помощью срачивания решений в зонах 3 и 4 и определяется коэффициентом A при сингулярном члене в скорости в линейной задаче в зоне 3. Очевидно, что A зависит от M_∞ . Таким образом, влияние сжимаемости на конфигурацию вихревой пелены сказывается в зонах 2 и 4 через граничные условия на бесконечности.

Необходимо подчеркнуть особую роль зоны 4, в которой рождается вихревая пелена повышенной интенсивности. В дальнейшем участок вихревой пелены формирует второе ядро в следе над крылом. Этот эффект впервые теоретически проанализирован в [6].

Итак, имея информацию о решении в зоне 4, можно сформулировать задачу о следе над крылом (продолжение зоны 2). Здесь также справедлива теория удлиненных тел и необходимо решать двумерную задачу о движении вихревой пелены над плоскостью в присутствии фюзеляжа. Наконец, есть еще характерная область следа за крылом в присутствии фюзеляжа, где также справедлива теория удлиненных тел.

Таким образом, сжимаемость среды в задаче 2 проявляется в зонах 2, 3 через граничные условия на бесконечности. Отсюда следует, что конфигурация вихревой пелены в задаче 2 зависит от M_∞ уже в первом приближении.

На основе асимптотического анализа можно сформулировать алгоритм решения задачи 2, дающий возможность получать решение, равномерно пригодное во всех областях. Алгоритм состоит из трех этапов. На первом в переменных Гетерта решается линейная задача безотрывного обтекания системы фюзеляж — крыло — наплыв и определяется A при сингулярном члене в скорости в окрестности передних кромок наплыва. Затем по полученному значению A находится граничное условие для плоских задач в зонах 2 и 4, как подробно описано в [2]. Далее решается последовательность плоских задач теории удлиненных тел о развитии пелены в окрестности наплыва и в следе. Наконец, на третьем этапе при известной конфигурации и интенсивности вихревой пелены решается трехмерная задача для уравнения Лап-



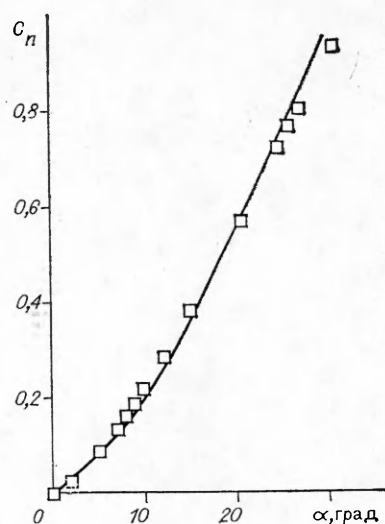
Рис. 1

ласа в переменных Гетерта и определяют-
ся аэродинамические характеристики как
суммарные, так и распределенные. Асимп-
тотические оценки точности алгоритма для
суммарных и распределенных аэродина-
мических характеристик даны в [2].

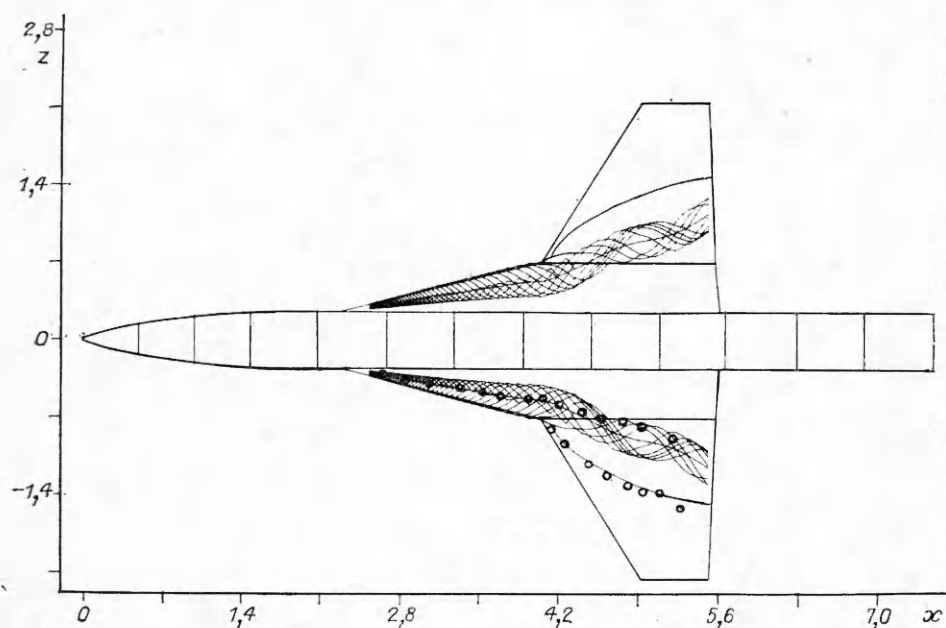
При численном решении задачи для
аппроксимации крыла использовался ме-
тод вихревой решетки [1—2]. Поверх-
ность фюзеляжа представлялась треуголь-
ными панелями, на поверхности которых
вводилось распределение источников с
постоянной по панели плотностью.

3. Примеры расчетов. В качестве при-
мера применения изложенного выше ал-
горитма рассмотрим результаты расчета
отрывного обтекания комбинации фюзе-
ляжа с треугольным крылом малого уд-
линения (задача 1). Геометрические па-
раметры исследованной компоновки при-
ведены в [7]. Расчетная сетка (рис. 1) содержит 48 панелей на крыле
и 108 на фюзеляже. Вихревая пелена, сходящая с передней кромки
крыла, аппроксимировалась 12 вихревыми нитями. Форма вихревой
пелены над крылом при $M_\infty = 0,5$ и $\alpha = 15^\circ$ показана на рис. 1. На
рис. 2 сравнивается рассчитанная зависимость коэффициента нормаль-
ной силы от угла атаки с данными эксперимента [7] при $M_\infty = 0,5$.
В диапазоне $0 < \alpha < 30^\circ$ максимальное расхождение полученных чис-
ленно и экспериментальным путем значений C_n не превосходит 5%.

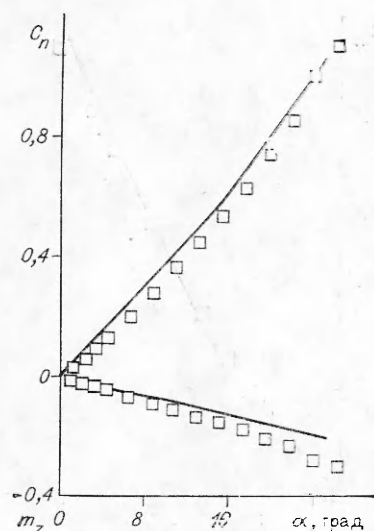
На рис. 3 представлена рассчитанная форма пелены над крылом с
наплывом в присутствии фюзеляжа, данные экспериментального изучения
(точки) этой модели летательного аппарата имеются в [8]. Расчет прове-
ден для $M_\infty = 0,5$ и $\alpha = 15^\circ$. Сетка содержит на крыле 112 панелей и
на фюзеляже 132. В [8] отмечены два пика разрежения на поверхности
крыла и предполагалось, что они соответствуют ядрам вихревой пелены,
сошедшей с передней кромки наплыва и передней кромки основного кры-



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

Проведено сравнение результатов расчетов характеристик обтекания комбинации фюзеляж — крыло — наплыв с экспериментальными данными [9]. При расчетах делалось то же предположение относительно схемы обтекания и использовалась сетка с теми же параметрами, что и в предыдущем примере. На рис. 4 приведены полученные расчетным и экспериментальным путем зависимости коэффициента нормальной силы C_n и продольного момента m_z от α при $M_\infty = 0,3$. Видно, что и в этом случае имеется хорошее совпадение результатов расчета с данными эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Захаров С. Б., Судаков Г. Г. Отрывное обтекание крыльев малого удлинения дозвуковым потоком сжимаемого газа // Учен. зап. ЦАГИ. — 1982. — Т. 13, № 5.
2. Захаров С. Б., Судаков Г. Г. Отрывное обтекание крыльев конечного удлинения с наплывом потоком сжимаемого газа // Учен. зап. ЦАГИ. — 1983. — Т. 14, № 3.
3. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. — М.: Наука, 1978.
4. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений. — М.; Л.: Гостехиздат, 1962.
5. Никольский А. А. Законы подобия для трехмерного стационарного обтекания тел идеальной жидкостью и газом // Учен. зап. ЦАГИ. — 1970. — Т. 1, № 1.
6. Зубцов А. В., Судаков Г. Г. Об отрывном обтекании потоком идеальной жидкости крыла бесконечного удлинения с наплывом // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1982. — № 3.
7. Stahl W., Hartmann K., Schneider W. Experimental investigations of separated flows on wing-body combinations with very slender wings at Mach number $M = 0.5$ to 2.2 // ICAS Paper. — 1972. — N 72—25.
8. Wedemeyer E. H. Stable and unstable vortex separation // AGARD — CP — 247. — 1979.
9. Kruse R. L., Lovette G. H., Spencer B. Reynolds number effects on the aerodynamics characteristics of irregular planform wings at Mach number 0.3 // NASA TM — 73132. — 1977.

Поступила 26/V 1986 г.

УДК 532.527

К ТЕОРИИ УДЛИНЕННЫХ ОТРЫВНЫХ ЗОН

С. К. Бетяев

(Жуковский)

Поскольку предельная форма обтекания тела при $Re \rightarrow \infty$ в рамках модели Навье — Стокса неизвестна, обращение к более простой модели идеальной среды представляется единственной возможностью. Однако при таком переходе возникает другая, прямо противоположная трудность — бесконечный набор решений. Поэтому