

## Нестационарное взаимодействие летящего со сверхзвуковой скоростью тела с протяженными областями малой плотности в атмосфере

© О.М. Величко, В.Д. Урлин, Б.П. Якутов

Российский федеральный ядерный центр,  
607190 Саратов, Нижегородская область, Россия

(Поступило в Редакцию 26 июня 1997 г.)

Проведено трехмерное численное моделирование пространственного течения и определены аэродинамические нагрузки, действующие на затупленный конус, летящий в атмосфере вдоль границы разреженной области, в зависимости от степени погружения поверхности тела в воздух низкой плотности. Изучены нестационарные газо- и аэродинамические процессы, сопровождающие вход тела в разреженную область и выход из нее. Проведено сравнение аэродинамических коэффициентов, найденных по приближенной модели, с трехмерными расчетными значениями и показано их удовлетворительное согласие.

### Введение

В ряде работ (см., например, [1–7]) в различных газодинамических постановках изучалось движение тел через неоднородности плотности в атмосфере. Интерес к этому вопросу объясняется тем обстоятельством, что при взаимодействии тел с атмосферными неоднородностями возникают аэродинамические нагрузки, которые способны заметно влиять на движение тел, изменяя коэффициент сопротивления либо создавая дополнительную подъемную силу и вращающий момент. При сверхзвуковом движении тел в неоднородных средах могут произойти также существенные изменения формы головного скачка уплотнения и структуры ударного слоя, представляющие самостоятельный интерес. Авторы работ, посвященных взаимодействию с неоднородностями, чаще всего рассматривают неоднородности в виде разреженных областей, созданных при подводе к газу тепловой энергии. При этом в большинстве случаев предполагается, что взаимодействие тела с разреженной областью не изменяет осевой симметрии обтекания тела [1–3,5,6]. В работах [4,7], однако, началось изучение такого вида взаимодействия конической ударной волны (УВ) с разреженной областью, при котором нарушается первоначальное осесимметричное обтекание затупленного конуса. В [7] предполагалось, что разреженная область, с которой соприкасается УВ, имеет форму канала, ось которого ортогональна оси конуса. В настоящей работе рассмотрен другой вариант взаимодействия, частный пример которого был впервые изучен в [4]. Исследуется случай, когда разреженный объем вытянут в направлении движения тела и конус движется вдоль границы, разделяющей области разной плотности. При этом часть поверхности тела и головной УВ оказывается погруженной в воздух низкой плотности и движется в нем. Аэродинамические нагрузки, испытываемые телом при таком движении, могут достигать значительных величин. На это обстоятельство указывает работа авторов [4],

где рассматривался случай, когда в разреженный воздух погружена половина конуса. В связи с этим интересно проследить, как изменяется характер течения и аэродинамические силы при различной степени погружения конуса в разреженный объем. В настоящей работе методом численного моделирования пространственного течения изучается нестационарное взаимодействие конического тела с разреженным объемом при различной взаимной ориентации тела и объема. Поскольку при такой постановке задачи разреженная область расположена несимметрично относительно оси волны, то возникающее течение носит ярко выраженный пространственный нестационарный характер. Наиболее естественным методом исследования такого течения является трехмерное численное моделирование. В работе приведены также результаты расчетов аэродинамических характеристик затупленного конуса, движущегося вдоль границы областей разной плотности.

### Постановка задачи

Рассматривается коническая УВ, которую создает затупленный конус, летящий в однородной атмосфере под нулевым углом атаки со скоростью  $U_\infty$ . В момент  $t = 0$  участок поверхности головной УВ соприкасается с разреженной областью, расположенной в атмосфере. Область низкой плотности выделена в пространстве двумя плоскими контактными границами. Ось конуса параллельна одной из контактных границ и перпендикулярна другой. Характерный размер разреженной области  $\Delta$  в направлении движения тела в несколько раз больше длины конуса  $L$ . Давление  $P_0$  в разреженной области равно давлению  $P_\infty$  в невозмущенной атмосфере, а плотность  $\rho_0$  меньше невозмущенной плотности  $\rho_\infty$ . На рис. 1 показаны расположение конической УВ, конуса и разреженного объема относительно друг друга, а также система координат, принятая в расчетах. Координата контактной границы, параллельной оси конуса и плоскости

$YOZ$ , равна  $X$ , так что расстояние от оси конуса до границы разреженного объема равно  $|X|$ . Введем безразмерный прицельный параметр  $\varepsilon = X/R_M$ , с помощью которого удобно определять положение тела относительно разреженного объема ( $R_M$  — радиус миделевого сечения конуса). При  $\varepsilon = -1$  тело целиком окажется в плотном воздухе, а при  $\varepsilon = 1$  — в разреженном воздухе. Если  $\varepsilon = 0$ , то половина тела будет находиться в разреженном воздухе, а другая половина — в плотном. В расчетах величина  $\varepsilon$  варьировалась в пределах  $-1 \leq \varepsilon \leq 1$ . Цель расчетов — установление зависимости аэродинамических сил, действующих на тело, от степени погружения конуса в разреженный объем, или, иными словами, определение зависимости аэродинамических коэффициентов от прицельного расстояния  $\varepsilon$  между осью тела и границей разреженной области.

## Метод расчета

Задача о взаимодействии разреженного объема с конической головной УВ решается по методике, описанной в [7,9,10]. Обтекающий газ предполагается невязким, нетеплопроводным, его движение описывается трехмерной нестационарной системой уравнений Эйлера. Форма уравнений, принятая в расчетах, приведена в работе [7].<sup>1</sup> В расчетах используется уравнение состояния идеального газа с постоянным показателем адиабаты  $\gamma = 1.4$ . Численное решение задачи осуществляется в цилиндрической системе координат, жестко связанной с телом (рис. 1). Ось  $Z$  совпадает с осью конуса. Течение симметрично относительно плоскости  $XOZ$ . Угол  $\varphi$  отсчитывается от верхней полуплоскости  $XOZ$ , если смотреть со стороны носка. Разреженная область моделируется заданием зависящих от времени граничных условий на поверхности головной УВ. Координаты участка внешней поверхности УВ, который в момент  $t$  соприкасается с разреженной областью, определяются следующими выражениями:

$$Z_0 \leq Z \leq Z_0 + U_\infty t, \quad r_w(Z, \varphi) \cos \varphi \leq X. \quad (1)$$

На этом участке параметры воздуха принимают значения

$$U_0 = U_\infty, \quad P_0 = P_\infty, \quad \rho_0 < \rho_\infty. \quad (2)$$

В формулах (1)–(2)  $Z_0$  — координата перпендикулярной к оси конуса границы объема в момент  $t = 0$ ;  $X$  — координата контактной границы, параллельной оси конуса;  $r_w(Z, \varphi)$  — радиус головной УВ в сечении с координатой  $Z$  и направлением, задаваемом углом  $\varphi$ ; индексом 0 обозначены параметры воздуха на участке головной УВ, находящемся в разреженном объеме; на остальной поверхности УВ параметры воздуха равны невозмущенным  $P_\infty, \rho_\infty, U_\infty$ .

<sup>1</sup> Укажем на опечатки в работе [7]. В последнем члене последнего уравнения системы (1) из этой работы буква  $r$  лишняя. Полная энергия единицы объема  $E = \rho(\varepsilon + (U^2 + V^2 + W^2)/2)$ .

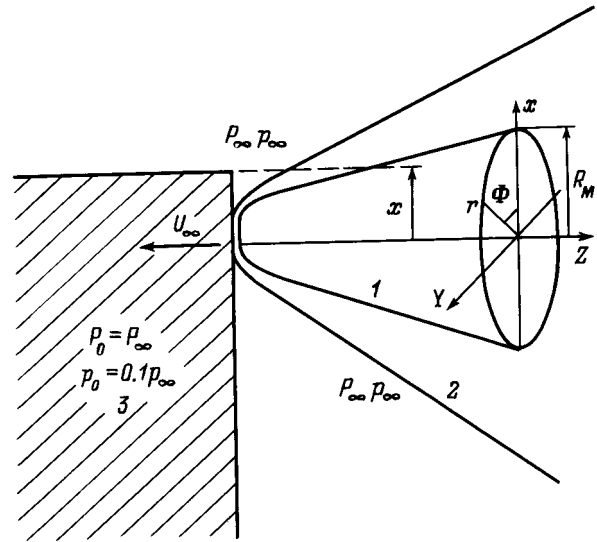


Рис. 1. Схема взаимодействия тела и конической ударной волны с разреженной областью: 1 — затупленный конус, 2 — головная ударная волна, 3 — область низкой плотности.

Интегрирование трехмерных нестационарных уравнений Эйлера выполняется по явной разностной схеме Годунова первого порядка точности [8]. Расчеты проводятся с явным выделением головной УВ. Вдоль оси  $Z$  область расчета содержит 120 узлов, которые сгущаются вблизи затупления. Разбиение счетной области по угловой координате производится равномерно. Общее число узлов в расчетной области по углу  $\varphi$  от  $0$  до  $180^\circ$  равно 31. Между поверхностями тела и головной УВ координата равномерно разделена на 20 узлов. Таким образом, общее число узлов в расчетной области равно  $120 \times 31 \times 20 = 74\,400$ . Подробно конечно-разностный метод расчета ударно-волновых течений на сетках этого типа по схеме Годунова изложен в [7,9,10].

## Результаты расчетов

При представлении результатов расчетов используются безразмерные переменные. Координаты отнесены к длине конуса  $L$ , давление — к  $P_\infty$ , плотность — к  $\rho_\infty$ , скорость — к  $U_\infty$ , время — к  $L/U_\infty$ . Во всех вариантах трехмерных расчетов скорость конуса  $U_\infty$  оставалась постоянной и соответствовала числу Маха  $Ma_\infty = 15.6$ . Угол наклона боковой поверхности конуса к оси равнялся  $7^\circ$ . Величина параметра  $\varepsilon$  варьировалась и принимала значения:  $-0.85, -0.54, 0., +0.54$ . Плотность воздуха в разреженном объеме была в 10 раз меньше невозмущенной  $\rho_0 = 0.1$ . Расстояние  $Z_0$  в конкретном расчете зависело от величины параметра  $\varepsilon$  и определялось по координатам невозмущенной формы головной УВ. Расчеты начинались в момент  $t = 0$ , который соответствовал началу контакта разреженной области с головной УВ, и заканчивались при входе тела в разреженную область на расстояние в  $1 \dots 2$  своей

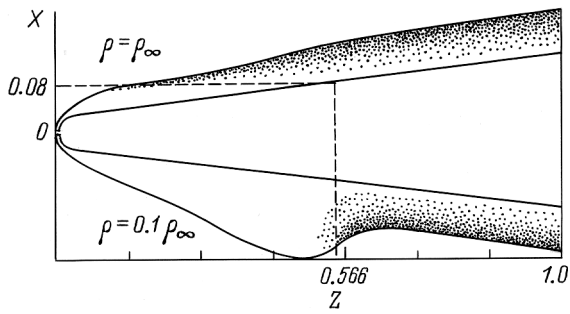


Рис. 2. Плотность воздуха в ударном слое в меридиональном сечении  $\varphi = 0-180^\circ$ .

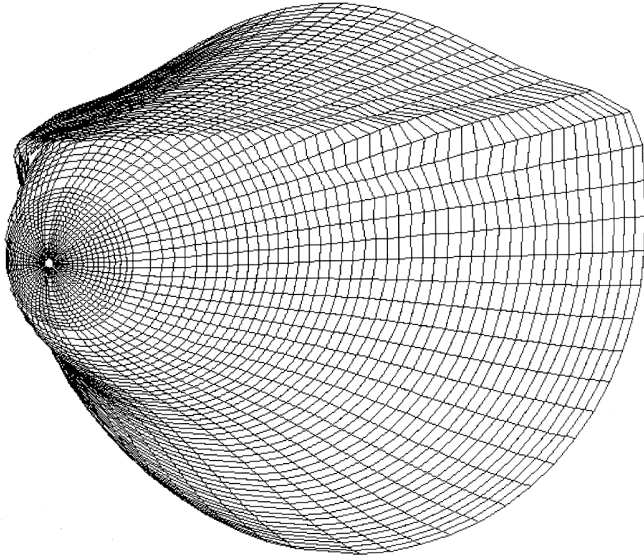


Рис. 3. Форма поверхности головной ударной волны затупленного конуса при взаимодействии с разреженным объемом.

длины, т.е. при  $t \sim (1 \dots 2)L/U_\infty$ . В варианте расчетов с  $\varepsilon = -0.54$  после установления течения расчет был продолжен в новыми граничными условиями, которые означали выход тела из разреженного объема и возвращение в воздух нормальной плотности. Такая постановка задачи моделирует взаимодействие тела с разреженным объемом конечной длины, линейные размеры которого порядка длины конуса  $L$ .

В результате расчетов была получена подробная пространственно-временная картина течения при входе тела в разреженный объем и выходе из него. Приведем некоторые рисунки, иллюстрирующие полученные результаты. Рис. 2 дает представление о распределении плотности в ударном слое при взаимодействии конуса и разреженного объема с параметром  $\varepsilon = +0.54$ . Распределение отвечает моменту времени  $t = 0.56$ , когда конус на  $\sim 1/2$  своей длины вошел в разреженную область. На рисунке приведено меридиональное сечение плоскостью, проходящей через направление  $\varphi = 0-180^\circ$ . Величина плотности пропорциональна интенсивности черного цве-

та. Пунктиром показана, как и на рис. 4 и 5, граница разреженной области. Хорошо видно, как искажается форма поверхности УВ в области низкой плотности. По мере входа тела в разреженный объем "разбухает" та часть ударного слоя, которая движется через разреженный воздух. По начальным условиям задачи скорость звука в разреженном воздухе в три раза выше, чем в плотном, а плотность на порядок меньше. Это приводит к снижению интенсивности  $P_w/P_\infty$  головной УВ в разреженном воздухе и расширению ударного слоя ( $P_w$  — давление на головном скачке). Для полноты картины на рис. 3 показана пространственная форма поверхности головной УВ, которую волна принимает для тех же условий взаимодействия  $\varepsilon = +0.54$  и на тот же момент времени  $t = 0.56$ , что на рис. 2. На рис. 3 хорошо заметна пространственная деформация первоначально конической формы головной УВ при входе тела в разреженный объем.

Приведем теперь примеры распределения газодинамических параметров по угловой и радиальной координатам. Для этого рассмотрим параметры течения в плоскостях, перпендикулярных оси конуса. Согласно закону "плоских сечений" [11], при гиперзвуковом движении со скоростью  $U_\infty$  тонкого круглого конуса с полууглом  $\beta$  распределение параметров газа в плоскостях, перпендикулярных направлению движения конуса, эквивалентно одномерному течению, возникающему при расширении в покое газе круглого цилиндра, радиус которого растет по закону  $R = U_\infty \tan \beta t$ . Для движения затупленного конуса аналогия сохраняется с поправкой на начальный импульс и энергию, сообщаемую затуплением неподвиж-

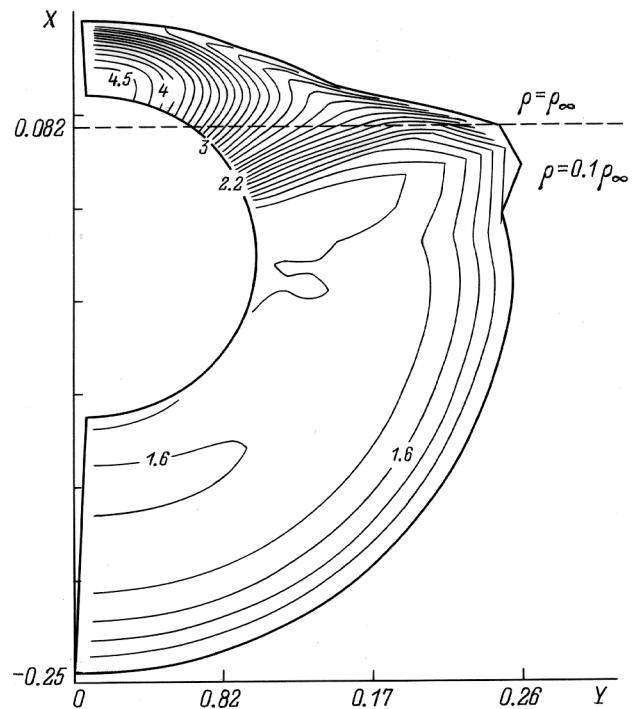


Рис. 4. Изолинии давления в ударном слое в сечении  $Z = 0.55$ .

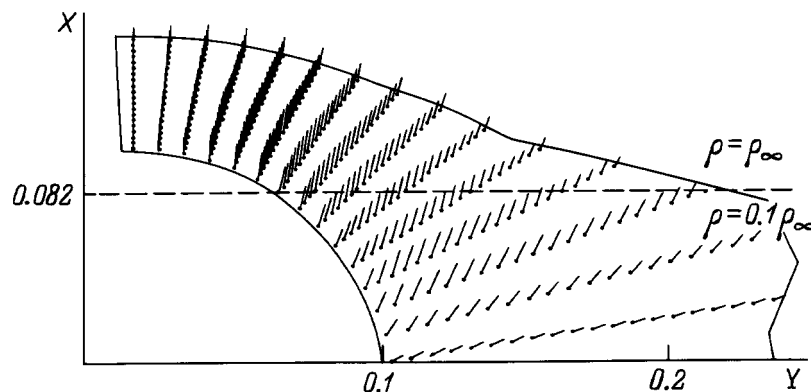


Рис. 5. Поле скоростей в ударном слое в сечении  $Z = 0.55$  в диапазоне углов  $0 < \varphi < 90^\circ$  (вид со стороны носка).

ному газу. Рис. 4 дает представление о распределении давления в сечении  $Z = 0.55$  на момент времени  $t = 0.88$  при движении конуса в разреженном объеме с прицельным параметром  $\varepsilon = +0.54$ . Полученное распределение можно рассматривать как результат расширения цилиндрического поршня в неподвижном газе с неоднородной плотностью. Напомним, что по постановке задачи плотность воздуха  $\rho_0$  в разреженной области на порядок меньше начальной  $\rho_\infty$ . Это обстоятельство приводит к тому, что давление на той части поверхности конуса, которая движется в плотном газе выше, чем давление на поверхности, погруженной в разреженный воздух. В то же время радиальная скорость распространения ударной волны в плотном воздухе меньше, чем в разреженном. На границе областей разной плотности, где сопрягаются ударные волны различной интенсивности, имеющие разную скорость распространения, возникает трехволновая конфигурация. Рисунок демонстрирует также форму поверхности ударной волны в выбранном сечении, которая характеризуется значительным "разбуханием" ударного слоя, движущегося через разреженный воздух. Избыточное давление  $\Delta P = P_T - P_\infty$  на конической поверхности в разреженной области примерно в 8 раз меньше  $\Delta P$  в плотной части течения, что близко к ожидаемому значению  $\sim 10$  в соответствии с формулой  $\Delta P \sim \rho_\infty U_\infty^2 \sin^2 \beta$ .

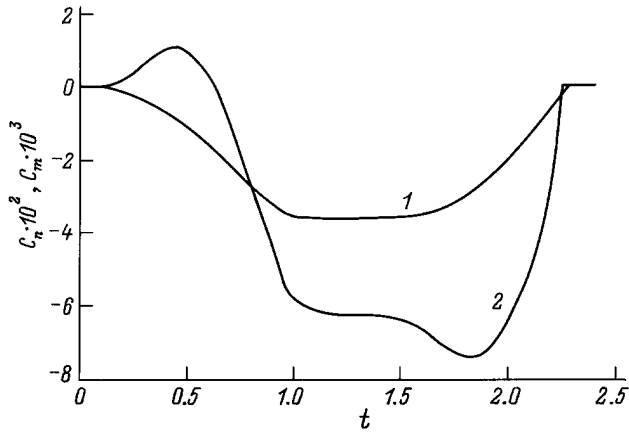
На рис. 5 приведен фрагмент распределения поля скоростей в этом же сечении  $Z = 0.55$  и тот же момент времени  $t = 0.88$ . На нем ясно видно окружное движение газа на участке, где соприкасается воздух разной плотности. Давление в разреженной области после прохождения ударной волны выше, чем давление в невозмущенном воздухе. Происходит боковое расширение воздуха разреженной области в окружающий невозмущенный газ, образуя переходную область, где сопрягаются ударные волны с разной скоростью распространения. Заканчивая обсуждение пространственного течения, следует сказать, что проведенная серия трехмерных расчетов движения конуса вдоль границы двух областей с плотностями, различающимися в 10 и более

раз, показала, что переход от плотного к разреженному течению на поверхности конуса происходит в узкой области около контактной границы и не сопровождается заметным обменом веществом между плотной и мало-плотной областями течения.

## Аэродинамические характеристики

Как уже говорилось, изменение аэродинамических характеристик тела при его взаимодействии с разреженной областью представляет значительный интерес для приложений. В выполненных трехмерных расчетах проводился расчет аэродинамических коэффициентов нормальной силы  $C_n$ , силы сопротивления  $C_T$  и момента тангажа  $C_m$  конуса. Эти коэффициенты наиболее полно характеризуют аэродинамические нагрузки, испытываемые телом при входе и движении в разреженной области. В нашем случае коэффициент  $C_n$  определен как отношение проекции аэродинамической силы  $F_X$  на ось  $X$  к величине  $0.5\rho_\infty U_\infty^2 S$ ,  $C_T$  равен отношению  $F_Z$  к той же величине, а  $C_m$  — отношению момента тангажа  $M$ , вычисленного относительно центра масс тела, к величине  $0.5\rho_\infty U_\infty^2 SL$ , где  $S$  — площадь миделевого сечения тела.

На рис. 6 показаны зависимости от времени коэффициентов нормальной силы и момента тангажа для того варианта расчетов, в котором рассматривался вход тела в разреженную область и выход из нее. По существу этот расчет моделирует взаимодействие конуса с разреженным объемом длиной  $\Delta \approx 2L$ . Величина прицельного параметра  $\varepsilon = -0.54$  означает, что при стационарном движении тела вдоль границы областей разной плотности в разреженный воздух погружено  $\sim 20\%$  площади поверхности тела. Поясним временной ход зависимостей  $C_n(t)$  и  $C_m(t)$ . При однородном обтекании конуса величины  $C_n$  и  $C_m$  равны нулю. В момент  $t = 0$  происходит контакт головной УВ с разреженным каналом. По мере входа конуса в разреженный объем на поверхности конуса растет площадь области разрежения и, как следствие, возникает и увеличивается боковая сила  $F_n$  и момент тангажа  $M$ . Эти величины достигают



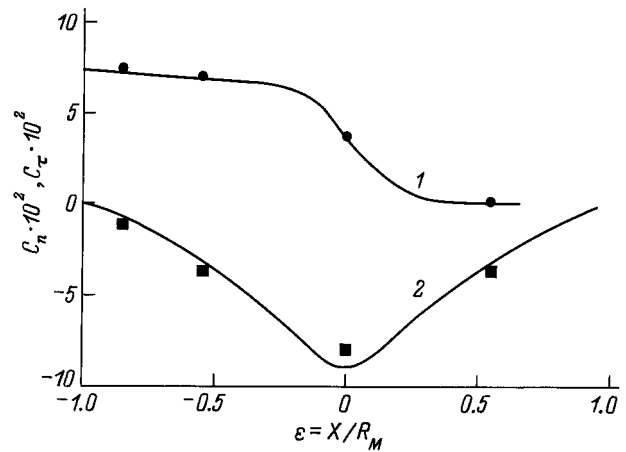
**Рис. 6.** Зависимости аэродинамических коэффициентов  $C_n$  (1) и  $C_m$  (2) от времени при взаимодействии конуса с разреженной областью.

своих стационарных значений за время  $t \sim L/U_\infty$ , что соответствует входу тела в разреженный воздух на полную свою длину. При  $t \sim 1.5$  конус начинает возвращаться в нормальную атмосферу. Коэффициенты  $C_m$  и  $C_n$  при этом убывают, так как происходит возврат к симметричному обтеканию, и обращаются в нуль, когда тело снова движется в однородном воздухе. Отметим немонотонный характер изменения  $C_m(t)$ , что вызвано чувствительностью величины и знака момента тангажа к размерам области разрежения и ее расположению на поверхности конуса. Очевидно, что причиной появления боковой силы и вращающего момента является область разрежения, возникающая на поверхности тела при его движении через воздух низкой плотности. Длительность действия этой аэродинамической нагрузки определяется временем существования области разрежения.

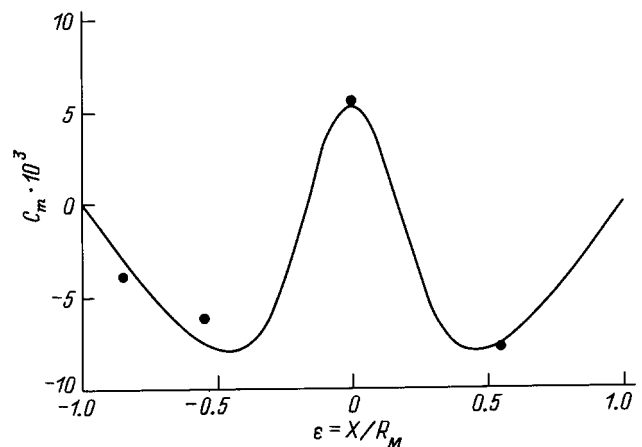
Проведем сравнение расчетных результатов, полученных в одной и той же постановке, но при различной степени  $\varepsilon$  погружения тела в разреженный воздух. Рис. 7 и 8 показывают, как зависят от степени погружения тела в разреженный воздух при стационарном движении коэффициенты нормальной силы  $C_n$ , силы сопротивления  $C_T$  и момента тангажа  $C_m$  конуса. Кроме трехмерных расчетов, нанесенных в виде значков, на рис. 7 и 8 сплошными линиями показаны зависимости, полученные на основе двумерных расчетов обтекания тела однородным потоком. Эти коэффициенты  $C_{T2}$ ,  $C_{n2}$  и  $C_{m2}$  были вычислены при помощи приближенных представлений о движении тела вдоль границы двух областей с разной плотностью. Погружение в разреженный воздух в этом подходе моделировалось, во-первых, заданием нулевого давления на той части поверхности тела, которая находится в разреженном объеме, и, во-вторых, сохранением без изменения давления на остальной части тела. Здесь и в дальнейшем индексом 2 обозначены коэффициенты, полученные в таком приближении на основе двумерных расчетов. Наблюдаемое согласие расчетных данных, по-

лученных при приближенной и точной постановке задачи взаимодействия, показывает, что расчеты аэродинамических сил могут быть с приемлемой для практических целей погрешностью выполнены в рамках двумерного приближения. Физическая причина хорошего совпадения трехмерных расчетов с приближенными заключается в том, что, как уже говорилось выше, в сверхзвуковых течениях с большой скоростью и тангенциальным разрывом плотности, область пониженного давления на поверхности тела остается локализованной, несмотря на трехмерный пространственный характер течения.

Кратко прокомментируем зависимости аэродинамических коэффициентов от параметра  $\varepsilon$ , пользуясь рис. 7 и 8. Величины  $C_n$  и  $C_T$  с увеличением  $\varepsilon$  или, что то же, площади поверхности, погруженной в воздух малой плотности, ведут себя достаточно очевидно. Боковая сила  $F_n$  сначала монотонно возрастает, достигая максимума  $F_{n\max}$ , когда половина поверхности тела и головной волны находятся в разреженном воздухе, а затем начинает уменьшаться. Сила сопротивления  $F_T$  монотонно убыва-



**Рис. 7.** Зависимость коэффициентов силы сопротивления (1) и боковой силы (2) от степени погружения тела в разреженный объем.



**Рис. 8.** Зависимость коэффициентов тангажа от степени погружения тела в разреженный объем.

ет по мере увеличения степени погружения. Заметим, что максимальная величина силы сопротивления  $F_{\tau \max}$  оказывается меньше максимальной боковой силы  $F_{n \max}$ .

Интересным выглядит поведение величины момента тангажа  $M$  относительно центра масс тела и изменения его знака, который определяет направление вращения конуса. Во-первых, рис. 8 показывает, что момент тангажа очень чувствителен к величине  $\varepsilon$ , т.е. к степени погружения в разреженный воздух. Видно, что зависимость  $C_{m2}(\varepsilon)$  быстро изменяется на интервале  $-1 \leq \varepsilon \leq 1$ , дважды меняя знак. Во-вторых, кривая  $C_{m2}(\varepsilon)$  имеет два минимума, подтвержденных трехмерными расчетами. Они реализуются при  $\varepsilon \sim \pm 0.5$ , т.е. когда примерно 1/5 или 4/5 площади поверхности тела погружены в разреженный воздух. При этом момент направлен так, что в разреженный воздух будет погружаться донная часть тела. При  $\varepsilon = 0$  момент имеет локальный максимум, имеющий противоположный знак. Это означает, что при  $\varepsilon = 0$  и, вообще говоря, при значениях параметра  $|\varepsilon| \leq 0.16$  в разреженный воздух погружается носок конуса. Высокая чувствительность величины и знака момента к положению контактной границы затрудняет предсказание возможного движения конуса при значениях параметра  $\varepsilon$ , близких к нулю. Однако при  $|\varepsilon| > 0.5$ , т.е. при почти полном или, напротив, очень незначительном погружении блока в разреженный объем, результаты воздействия вполне предсказуемы.

## Заключение

В проведенном цикле двумерных и трехмерных расчетов было найдено такое взаимное расположение протяженной разреженной области и затупленного конуса, при котором реализуются экстремальные значения аэродинамических коэффициентов конуса, летящего вдоль границы с разреженным объемом. Так, максимальный момент тангажа  $M_{\max}$  достигается, когда в разреженный объем погружено  $\sim 20$  или  $\sim 80\%$  площади боковой поверхности конуса. Действие максимальной боковой силы  $F_{n \max}$  конус испытывает при погружении примерно половины поверхности тела в разреженный воздух. Наконец, при погружении  $> 60\%$  площади тела в разреженную область сила сопротивления  $F_{\tau}$  становится пренебрежимо малой.

## Список литературы

- [1] Тугазаков Р.Я. // Ученые записки ЦАГИ. 1980. Т. 11. № 4. С. 139–144.
- [2] Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В. и др. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 5. С. 146–151.
- [3] Головизнин В.П., Красовская И.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 12–16.
- [4] Величко О.М., Урлин В.Д., Якутов Б.П. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1992. Вып. 1. С. 20–22.
- [5] Георгиевский П.Ю., Левин В.А. // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 4. С. 174–183.
- [6] Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С. // ИФЖ. 1994. Т. 67. № 5–6. С. 355–361.
- [7] Величко О.М., Урлин В.Д., Якутов Б.П. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 31–40.
- [8] Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
- [9] Величко О.М., Разин А.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1991. Вып. 3. С. 3–6.
- [10] Величко О.М., Кравченко Т.И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1991. Вып. 1. С. 71–75.
- [11] Черный Г.Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.