

УДК 533.6.011.8

© 1992 г. В. Н. ГУСЕВ

АЭРОТЕРМОДИНАМИКА ВЫСОТНОГО ПОЛЕТА¹

Высотный полет летательного аппарата при гиперзвуковых скоростях условно можно разделить на три режима: континуальный, когда число Кнудсена $Kn \ll 1$, свободномолекулярный ($Kn \gg 1$) и переходный ($Kn \sim 1$). В общем случае каждый из этих режимов различается как по структуре течения, так и по способу определения аэродинамических и тепловых характеристик. При числах $Kn \ll 1$ широко используются уравнения Навье — Стокса или их модели с граничными условиями скольжения и скачка температуры. При числах $Kn \gg 1$ используемые методы направлены в основном на определение функции распределения отраженных от поверхности тела молекул. В переходной области, лежащей между этими двумя предельными режимами, успешно применяются численные методы решения кинетического уравнения Больцмана и его модельных уравнений. Вместе с экспериментальными все эти методы, взаимно дополняя друг друга, позволяют достаточно эффективно исследовать течения газа от континуального до свободномолекулярного режимов (см., например, [1]).

1. В общем случае осуществить полное моделирование высотного полета летательного аппарата в гиперзвуковых аэродинамических трубах в настоящее время невозможно. Это связано с тем, что кроме реализации натуральных значений чисел Маха M и Рейнольдса Re в них необходимо воспроизводить высокие значения энтальпии воздуха. В связи с этим при исследовании таких течений переходят к частичному моделированию, при котором становится возможным использование сформулированных в различных областях законов подобия.

Представим любую аэродинамическую характеристику C в виде [2]

$$C = C_i^*(\alpha, M_\infty, \chi) + \Delta C_1(\alpha, M_\infty, \chi, Re_\infty, Pr, Sc, \zeta_w, t_w, \Omega_i, \sigma_i) + \\ + \Delta C_2(\alpha, \rho_\infty, p_\infty, h_\infty, U_\infty, q_{i\infty})$$

Первое слагаемое C_i^* определяет значение C при невязком обтекании летательного аппарата термодинамически совершенным газом. Для тел заданной формы величина C_i^* зависит от числа Маха M_∞ , угла атаки α и отношения удельных теплоемкостей χ . Последующие слагаемые ΔC_1 и ΔC_2 представляют собой поправки, первая из которых учитывает влияние вязкости и разреженности при замороженном составе воздуха, а вторая — влияние физико-химических процессов.

В соответствии с законами подобия каждая из этих поправок будет зависеть от следующих критериев подобия. Для ΔC_1 — это α , M_∞ , χ , число Рейнольдса Re_∞ , число Прандтля Pr , число Шмидта Sc , число Дамкелера ζ_w , температурный фактор $t_w = T_w/T_0$, параметры Ω_i , определяющие переносные свойства воздуха, и коэффициенты аккомодации σ_i . Для ΔC_2 — это размерные параметры плотность ρ_∞ , давление p_∞ , энтальпия h_∞ , скорость U_∞ , а так же угол атаки α и параметры $q_{i\infty}$, определяющие состав и состояние воздуха.

¹ По материалам доклада, прочитанного на секции механики жидкости и газа VII съезда по теоретической и прикладной механике, Москва, август 1991 г.

При числе Кнудсена $Kn \rightarrow 0$, когда течение близко к равновесному и влияние вязкости и разреженности пренебрежимо мало, суммарная поправка

$$\Delta C = \Delta C_1 + \Delta C_2 = \Delta C_2^\infty = C_2^\infty(\alpha, \rho_\infty, p_\infty, h_\infty, U_\infty, q_\infty) - C_1^\infty(\alpha, M_\infty, x)$$

где C_2^∞ — равновесное значение аэродинамической характеристики C при числе $Re_\infty = \infty$. В другом предельном случае $Kn \rightarrow \infty$

$$\Delta C = \Delta C_1 + \Delta C_2 = \Delta C_1^\circ = C_f^\circ(\alpha, M_\infty, x, t_w, \sigma_f) - C_1^\infty(\alpha, M_\infty, x)$$

где C_f° — свободномолекулярное значение C .

В принятой приближенной постановке задача определения аэродинамических характеристик летательного аппарата при гиперзвуковых скоростях от непрерывного до свободномолекулярного режимов обтекания свелась к определению предельных значений C_1^∞ , C_2^∞ , C_f° и функциональной зависимости поправки ΔC от критериев подобия.

При континуальном обтекании значения C_1^∞ и C_2^∞ могут быть получены путем численного интегрирования уравнений Эйлера либо из аэродинамического эксперимента. В настоящее время программы расчета невязкого обтекания с использованием уравнений Эйлера успешно применяются для аэродинамического расчета летательных аппаратов сложных конфигураций (см., например, [3]).

При свободномолекулярном обтекании преобладающими становятся столкновения молекул газа с поверхностью тела. В этом случае для определения C_f° необходимо знать функцию распределения отраженных молекул. Для реальных поверхностей необходимых теоретических и экспериментальных данных для ее определения сейчас еще недостаточно. Поэтому в настоящее время аэродинамические характеристики тел сложной формы в свободномолекулярном потоке определяются путем численного интегрирования локальных характеристик элементов поверхности, полученных в эксперименте на установке с молекулярным источником с достаточно высокой интенсивностью, обеспечивающей моделирование адсорбционных условий на поверхности обтекаемого тела. При скорости $U_\infty = 4$ км/с сведения о таких локальных характеристиках, их систематизация и классификация для различных материалов даны в работе [4].

Значительный объем информации используется при определении поправки ΔC_1 , учитывающей влияние вязкости и разреженности. Это результаты численных решений уравнений Навье — Стокса, Больцмана и их асимптотических моделей, а также экспериментальные данные, полученные в гиперзвуковых, ударных, импульсных и вакуумных трубах. Вся эта информация необходима прежде всего для исключения из общего большого числа критериев подобия несущественных.

Например, на режимах гиперзвуковой стабилизации, когда температура $T_\infty \rightarrow 0$, из системы критериев подобия исключается число Маха M_∞ , а вместо Re_∞ в нее войдет число Рейнольдса $Re_0 = \rho_\infty U_\infty L / \mu_0(T_0)$, где $T_0 \sim U_\infty^2$ — температура торможения. Ранее параметр Re_0 возникал при описании гиперзвуковых вязких течений сплошной среды [5]. Это было естественно, так как принцип независимости течения от числа Маха остается справедливым и при наличии пограничного слоя. Этим же параметром характеризуются такие вторичные эффекты в пограничном слое, как скольжение газа и скачок температуры на поверхности тела. Проведенный в [6] анализ показал, при каких условиях критерий Re_0 является строгим следствием уравнения Больцмана.

Целесообразность использования на режимах гиперзвуковой стабилизации системы критериев подобия, включающей число Re_0 , подтверждается многочисленными экспериментальными и расчетными данными по аэродинамическим и тепловым характеристикам широкого класса тел (см., например, [7]). В ряде случаев использование такой системы позволяет скоррелировать результаты не только при изменении числа M_∞ , но и при изменении других критериев подобия.

Кроме того, при $U_\infty = \text{const}$ и условия $Re_0 = \text{const}$ следует выполнение закона бинарного подобия $\rho_\infty L = \text{const}$ при моделировании неравновесных течений.

Для исключения других критериев подобия при корреляции экспериментальных и расчетных данных используются параметры, представляющие собой комбинации из исходных. К ним, например, можно отнести нашедший широкое применение параметр взаимодействия $V_\infty = M_\infty / \sqrt{C/Re_\infty}$, где $C = (\mu_* T_\infty) / (\mu_\infty T_*)$, T_* — некоторая характерная температура. Физически этот параметр характеризует величину, пропорциональную отношению длины свободного пробега молекул λ_∞ в невозмущенном потоке к характерной толщине пограничного слоя δ

$$\frac{\lambda_\infty}{L} \sim \frac{M_\infty}{Re_\infty}; \quad \frac{\delta}{L} \sim Re_\infty^{-1/2} \rightarrow \frac{\lambda_\infty}{\delta} \sim \frac{M_\infty}{\sqrt{Re_\infty}} \sim V_\infty$$

При $T_* = T_0$ параметр $V_\infty \sim Re_0^{-1/2}$. На практике применяются и более сложные выражения для характерной температуры.

В области, примыкающей к свободномолекулярной, определяющей среди характерных длин свободного пробега молекул является длина пробега отраженных от тела молекул относительно набегающих $\lambda_{w\infty}$ [8]. Определенное по этой длине число Кнудсена

$$Kn_{w\infty} = \frac{\lambda_{w\infty}}{L} \sim \frac{|\xi_w|}{\rho_\infty \sigma |g| L}$$

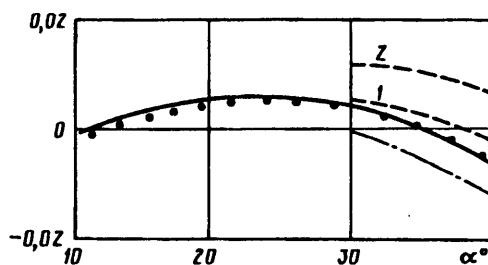
где $g = \xi_\infty - \xi_w$, ξ — скорость молекул, $\sigma \sim \sqrt{T}/\mu$ — их сечение столкновения. Для «жестких» молекул $\sigma = \text{const}$ и $\mu \sim \sqrt{T}$, для «мягких» $\sigma \sim 1/\sqrt{T}$ и $\mu \sim T$. Тогда

$$Kn_{w\infty} \sim \frac{T_w^{-1/2}}{\rho_\infty \sigma (T_0) U_\infty L} \sim \frac{t_w^{-1/2}}{\rho_\infty \sigma (T_0) L} \sim t_w^{-1/2} Kn_\infty \frac{\sigma(T_\infty)}{\sigma(T_0)}$$

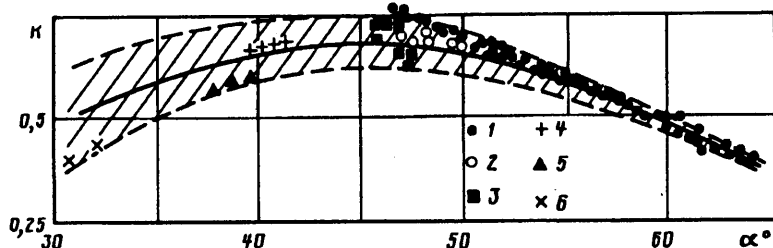
и независимо от закона изменения сечения столкновения $Kn_{w\infty} \sim t_w^{-1/2} Re_0^{-1}$.

Целесообразность применения комбинаций из критериев подобия будет оправдана при исчезающем влиянии на конечный результат входящих в них отдельных критериев подобия. Для монотонно меняющихся аэродинамических характеристик такой подход доведен в настоящее время до однопараметрических зависимостей. Например, для такой характеристики, как сопротивление тела C_{xa} , отнормированная относительно предельных значений зависимость $F = (C_{xa} - C_{xa}^\infty) / (C_{xa}^0 - C_{xa}^\infty)$ от параметра $\Delta = t_w^{-1/2} Re_0^* \sin \alpha_*$ оказалась единой для широкого класса неподобных тел [9]. В некоторых случаях целесообразно использовать корреляционные параметры, включающие помимо критериев подобия предельные значения искомых функций. Пример такого представления дан в [10] для максимальной величины аэродинамического качества тонкого затупленного треугольного крыла.

При определении поправки ΔC_l к аэродинамическим характеристикам гиперзвукового летательного аппарата помимо экспериментальных широко используются расчетные методы. При континуальном обтекании влияние вязкости на аэродинамические характеристики связано в основном с силами поверхностного трения и добавочного давления, индуцированного вытесняющим воздействием пограничного слоя (так называемый режим гиперзвукового вязкого взаимодействия). Методика расчета локальных значений коэффициентов давления, трения и теплопередачи в широком диапазоне изменения параметров подобия на этом режиме содержится, например, в [11]. В переходной области в настоящее время успешно применяются численные методы решения кинетического уравнения Больцмана. Среди них наибольшее развитие при определении аэродинамических



Фиг. 1



Фиг. 2

характеристик получили методы прямого статистического моделирования Монте-Карло (см., например, [12]).

Рассмотренная выше методика определения аэродинамических характеристик гиперзвуковых летательных аппаратов от континуального до свободномолекулярного режимов обтекания была использована при создании воздушно-космического самолета «Буран» [13].

Учет влияния равновесных свойств воздуха на продольный момент Бурана при гиперзвуковых скоростях иллюстрируются на фиг. 1 зависимостью C_m^∞ от угла атаки α (штриховые линии; 1 — число $M_\infty = 10$, высота $H = 50$ км; 2 — $M_\infty = 20$, $H = 68,5$ км). Расчетные значения C_m^∞ на этом рисунке даны сплошной линией и соответствуют числу $M_\infty = 10$. Там же точками представлены экспериментальные значения C_m^∞ при том же значении числа Маха, полученные в аэродинамической трубе. Учет реальных свойств воздуха приводит к увеличению C_m . С ростом числа Маха M_∞ и угла атаки α этот эффект усиливается, приводя к заметному увеличению балансирующего угла атаки летательного аппарата. Вязкость и разреженность вызывают обратный эффект. Об этом свидетельствуют приведенные на фиг. 1 расчетные значения C_m для продольного момента Бурана при числе $M_\infty = 28$ на высоте $H = 90$ км (штрихпунктирная линия).

Для одной из летающих моделей полученные по этой методике значения аэродинамического качества K сравниваются на фиг. 2 с результатом летного эксперимента (1 — $H < 60$ км; 2 — $H = 70$ км; 3 — 85; 4 — 90; 5 — 95; 6 — 100 км). Соответствие между прогнозируемыми и летными данными вполне удовлетворительное. Что же касается приведенных на этом рисунке погрешностей, то с ростом высоты полета их уровень в основном связан с неопределенностью в законах взаимодействия газа с поверхностью. Как показывает эксперимент, для образцов из одного и того же материала погрешность определения подъемной силы в лабораторных условиях при свободномолекулярном обтекании достигает $\pm 60\%$.

2. Дальнейшее развитие воздушно-космической техники будет связано с созданием одноступенчатых аппаратов, разгон которых в атмосфере будет осуществляться с помощью турбореактивных и прямоточных двигателей. Последние обладают широкими возможностями. Прежде всего это использование атмосферы в качестве источника кислорода для поддержания процесса горения в двигателе и высокий по сравнению с жидкостно-реактивным двигателем удельный импульс. По сравнению с существующими аэродинамические формы этих аппаратов будут

более совершенными, на них появятся такие новые элементы, как воздухозаборник, внутренний канал прямооточного двигателя и т. д. Для обеспечения требуемого аэродинамического качества режима полета таких аппаратов будут осуществляться на малых углах атаки.

Анализ теоретических и экспериментальных данных показывает, что на закономерности изменения аэродинамических характеристик этих аппаратов существенное влияние будут оказывать все перечисленные выше критерии подобия. Из-за нарушения режима гиперзвуковой стабилизации течения вблизи тонкого тела остается зависящим от числа Маха M_∞ . При малых числах Рейнольдса наибольшие отклонения от асимптотических значений, соответствующих $M_\infty = \infty$, наблюдаются для коэффициента сопротивления $C_{x\alpha}$. На аэродинамические характеристики, для которых существенен вклад нормального к поверхности тела импульса, заметное влияние оказывают изменения таких критериев подобия, как t_w и χ . Для тонких тел особенно значительным оно становится в свободно-молекулярной и примыкающей к ней областях.

Одной из наиболее примечательных особенностей обтекания тонких тел в переходной области является немонотонный характер изменения некоторых аэродинамических характеристик. Существование таких режимов обтекания неоднократно подтверждалось экспериментальными и расчетными исследованиями (см., например, [7]). В этих случаях поправку ΔC_l целесообразно представлять в виде суммы

$$\Delta C_l = C - C_l^\infty = F(\Delta) (C_l^* - C_l^\infty) + C_*$$

где $F(\Delta)$ — определенная выше функция, а немонотонная составляющая C_* дана в работе [14] на основании обработки систематических расчетных и экспериментальных данных для различных тел.

Характерной особенностью обтекания тонких тел при уменьшении числа Рейнольдса является все возрастающее влияние сил трения. В предельном случае свободномолекулярного обтекания трение τ_w на поверхности тела становится соизмеримым с давлением p_w при $t_w = O(1)$ и превосходит его при $M_\infty \sqrt{t_w} = O(1)$. Вследствие этого влияние формы тела на его аэродинамические характеристики оказывается при малых числах Рейнольдса менее существенным по сравнению с аналогичным влиянием в сплошной среде [15]. Например, при малых числах Рейнольдса такое аэродинамически сильно затупленное тело, как сегментально-коническое, по своим несущим свойствам приближается к телам классических аэродинамических форм. По этой же причине в случае $M_\infty \alpha \ll 1$ сопротивление тонкого тела перестает зависеть от формы и определяется площадью омываемой поверхности.

Увеличивающееся с уменьшением числа Рейнольдса сопротивление трения приводит к существенным изменениям аэродинамических характеристик летательного аппарата на больших высотах. Причем чем совершеннее по своим несущим свойствам будет летательный аппарат, тем на меньших высотах полета они начнут проявляться. В связи с этим, например, на больших высотах существенно снижается эффективность таких традиционных органов управления, как отклоняемые поверхности летательного аппарата. Управление на этих режимах, как правило, осуществляется с помощью струй.

В общем случае при их моделировании указанная ранее исходная система критериев подобия помимо констант, определяющих физические свойства газа в струе, должна быть дополнена следующими критериями:

$$M_j; Re_j; \frac{d_j}{L}; m_j = \frac{\rho_j U_j^2 d_j^2}{\rho_\infty U_\infty^2 L^2}; \Phi = \frac{\rho_j U_j^2 d_j^2}{\rho_\infty U_\infty^2 L^2} = m_j \frac{U_j}{U_\infty}$$

где d — характерный размер начального сечения струи, а индексом j обозначены параметры в этом сечении.

Задача моделирования гиперзвуковых течений со струями имеет ряд специфических особенностей. Одна из них связана с появлением в таких течениях областей, не зависящих от внешних условий и соответствующих истечению газа в вакуум. Исходная система критериев подобия в этих областях сокращается до трех: M_j ; Re_j ; d_j/L .

В другом предельном случае $d_j/L \rightarrow 0$ критерии подобия представляются в виде [16]

$$M_j, \frac{d_j}{L} \sqrt{\frac{p_j}{p_\infty}}; Re_j \sqrt{\frac{p_\infty}{p_j}}; \frac{U_j}{U_\infty}$$

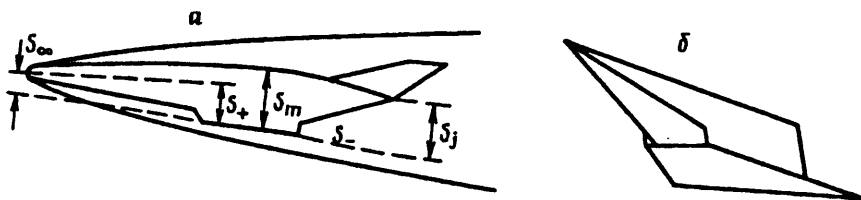
Из них, в частности, следует, что линейные размеры струи, отнесенные к ее начальному сечению увеличиваются пропорционально $\sqrt{p_j/p_\infty}$, а характерное число Рейнольдса в струе уменьшается по сравнению с Re_j в такое же число раз. На этих режимах размывается циклическая структура течения за диском Маха, увеличиваются толщины ударных волн, сокращается не зависящая от внешних условий сверхзвуковая область струи. С ростом перепада давления p_j/p_∞ эта область при конечном значении числа Рейнольдса Re_j остается ограниченной [17].

В задаче об истечении газа в вакуум долгое время оставался не объясненным обнаруженный в эксперименте при малых числах Рейнольдса факт увеличения расхода газа в таком течении по сравнению с предельным невязким значением [18]. Полученный результат казался неожиданным, так как за счет вытесняющего действия пограничного слоя расход газа с уменьшением числа Рейнольдса должен уменьшаться. Выяснение причин этого экспериментального результата было предпринято в [19] на примере течения в сферическом стоке. Было показано, что при конечном значении числа Re_j разгон потока до скорости звука в стоке реализуется при конечном значении теплового потока q_∞ в бесконечно удаленной точке. При $Re_j \rightarrow \infty$ тепловой поток $q_\infty \rightarrow 0$ и критические значения параметров потока на звуковой линии стремятся к соответствующим значениям для идеального газа. При наличии вязкости и теплопроводности в таком течении критические значения скорости U_j и температуры T_j оказываются меньше, а плотности ρ_j и давление p_j — больше соответствующих значений для идеального газа. Особенно большим становится здесь увеличение плотности газа. Это обстоятельство и приводит к увеличению расхода газа Q в стоке при малых числах Рейнольдса по сравнению с его предельным значением для идеального газа.

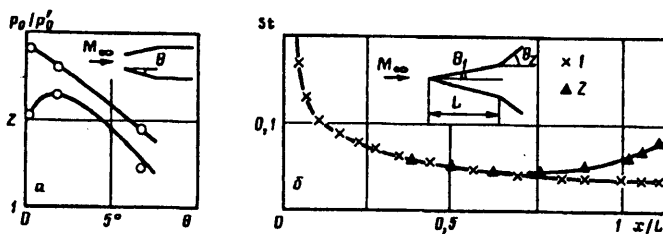
Важное значение при компоновке воздушно-космического самолета с воздушно-реактивным двигателем приобретает задача интеграции силовой установки с планером. Нижняя поверхность такого аппарата становится частью силовой установки. Передняя ее часть используется для предварительного сжатия воздуха перед входом в воздухозаборник, задняя — в качестве стенки сопла.

Некоторые общие принципы компоновки такого аппарата были сформулированы в [20]. В ней показано, что при подводе энергии к газу, проходящему через тракт двигателя, для исключения дополнительного волнового сопротивления необходимо (см. фиг. 3, а), чтобы площадь поперечного сечения трубки тока на бесконечности S_∞ равнялась площади входа в воздухозаборник S_+ , а площадь мидела летательного аппарата S_m — площади выходного сечения сопла S_- . Если при этом площадь поперечного сечения истекающей струи $S_j = S_-$ истечение из сопла будет расчетным, а тяга двигателя будет максимальной. Требования же к выбору закона изменения площадей поперечных сечений летательного аппарата интегральной компоновки могут быть различными.

Например, для минимизации сопротивления такого аппарата можно воспользо-



Фиг. 3



Фиг. 4

зоваться гиперзвуковым правилом площадей [21], согласно которому закон изменения площадей поперечных сечений аппарата должен совпадать с соответствующим законом для эквивалентного тела минимального волнового сопротивления.

Для летательного аппарата с подъемной силой эти требования будут другими. При реализации максимального качества, например, закон изменения площадей поперечных сечений должен совпадать с соответствующим законом для плоской пластины. Удовлетворяющий этим требованиям гиперзвуковой летательный аппарат интегральной компоновки представлен на фиг. 3, б. При максимальной тяге двигателя он по своим несущим свойствам будет эквивалентен пластине нулевой толщины.

При больших числах Маха поле течения на передней носовой части таких аппаратов будет иметь сложную пространственную структуру. При наличии затупления на ее нижней поверхности формируется высокоэнтропийный слой с большими поперечными градиентами энтропии и низкими значениями плотности и числа Маха. При малых углах атаки градиент скорости поперечного течения в плоскости симметрии становится знакопеременной функцией и течение в окрестности этой плоскости состоит из чередующихся линий стекания и растекания. Сложная структура невязкого течения на передней части корпуса аппарата будет оказывать влияние на особенности развития пограничного слоя. Перед воздухозаборником его толщина вследствие большой длины носовой части может составить значительную часть ударного слоя.

С уменьшением числа Рейнольдса определяющим для течения в воздухозаборнике становится влияние диссипативных процессов. При внутреннем сжатии, например, эффективными по восстановлению давления становятся расширяющиеся каналы, давление торможения p_0 в которых может превышать давление за прямым скачком уплотнения p_0' (фиг. 4, а; $M_\infty = 5$; 1 — $Re_0 = 160$; 2 — $Re_0 = 110$).

При внешнем сжатии существенным образом изменяется картина течения на вогнутых тормозящих поверхностях воздухозаборника. В первую очередь это связано с эффектом передачи возмущений вверх по потоку. Для двухступенчатого клина это иллюстрируется на фиг. 4, б, на которой приведено полученное в эксперименте с помощью метода термоиндикаторных покрытий распределение числа Стантона St вдоль образующей тормозящей поверхности при различных углах наклона θ_2 второй ступени ($M_\infty = 6,5$; $Re_0 = 40$; 1 — $\theta_1 = 16^\circ, \theta_2 = 16^\circ$; 2 — $\theta_1 = 16^\circ, \theta_2 = 40^\circ$).

Наличие на воздушно-космическом самолете мотогондолы с большим отно-

сительным миделем приводит к значительному увеличению сопротивления аппарата на режимах спуска с орбиты. Для мотогондолы с закрытым протоком это увеличение при больших числах Рейнольдса доходит до 70%. При наличии протока оно уменьшается в основном за счет изменения импульса в трубке тока, проходящей через мотогондолу, донное сопротивление по расширяющейся части гиперзвукового сопла на нерасчетных режимах истечения изменяется мало. При малых значениях числа Рейнольдса, когда вблизи поверхности носовой части корпуса аппарата формируется высокоэнтропийный вязкий слой малой плотности, относительный вклад сопротивления мотогондолы в общий баланс сопротивления существенно уменьшается.

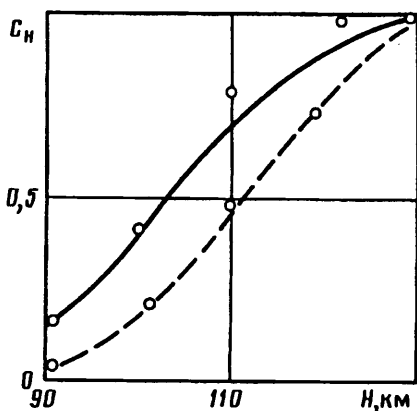
3. Особенности компоновки гиперзвукового летательного аппарата, траектории его выведения и спуска с орбиты приводят к значительному увеличению тепловых нагрузок к отдельным элементам аппарата. Большие величины тепловых потоков на таких элементах обусловлены малыми характерными размерами носовой части и передних кромок крыльев аппарата, взаимодействием ударных волн, влиянием свойств реального газа, катализом поверхности и т. д. Наличие различных физико-химических процессов в воздухе и на поверхности летательного аппарата существенно усложняет задачу моделирования теплопередачи. Значительное место в исследовании таких течений отводится численному эксперименту.

Широко при изучении гиперзвуковых течений используются модели континуальной среды, определяемые системой уравнений Навье — Стокса совместно с уравнениями физико-химической кинетики. Состояние вопроса в этой области можно найти в [22]. Строго говоря, эти уравнения применимы лишь для течений, характерный размер L которых много больше длины свободного пробега молекул λ , т. е. при числах Кнудсена $Kn = \lambda/L \sim M/Re \ll 1$. При гиперзвуковых скоростях потока, когда число Маха $M \gg 1$, последнее условие не всегда выполняется. Необходим сравнительный анализ получаемой информации с экспериментальными и точными данными.

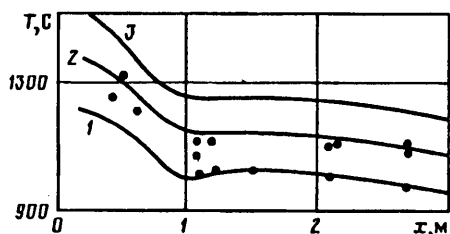
Сравнение результатов, полученных с помощью уравнений Навье — Стокса и Больцмана, показывает, что, так же как и в структуре ударной волны, наибольшие отклонения в распределении параметров потока наблюдаются во внешней части ударного слоя. Вблизи тела при низких значениях температурного фактора соответствие между этими данными удовлетворительное. Это приводит к тому, что для такой характеристики, как тепловой поток, уравнения Навье — Стокса сохраняют достаточно хорошую точность при весьма малых числах Рейнольдса. Остановимся на некоторых примерах.

Для пространственной критической точки при отсутствии и наличии слабого вдува функциональные зависимости для теплового потока доведены в настоящее время до простых аппроксимационных зависимостей [23]. Определенные по ним значения коэффициента теплопередачи $C_H = 2q/\rho_\infty U_\infty^3$ в критической точке межорбитального буксира с идеально каталитической поверхностью при скорости $U_\infty = 7,5$ км/с приведены на фиг. 5 (сплошная линия — без вдува $\rho_w U_w = 0$, штриховая линия — с однородным вдувом $\rho_w U_w = 0,3$). Там же точками даны значения C_H , полученные методом прямого статистического моделирования Монте-Карло [24, 25]. В качестве модели среды в [24] использовался простой одноатомный газ, а в [25] — смесь из пяти компонентов (O_2 , N_2 , O , N , NO). Как показывает сравнение, для идеально каталитических поверхностей влияние неравновесных процессов на теплопередачу относительно невелико, а вдув охлаждающего газа остается эффективным средством снижения теплового потока к аппарату.

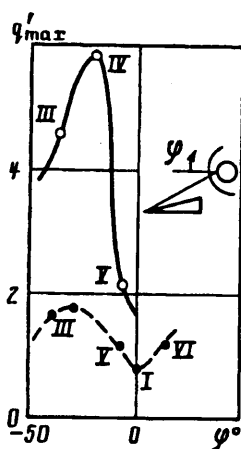
Влияние неравновесных процессов на теплопередачу становится важным для некаталитических поверхностей. В этом случае при определении распределения температуры по поверхности летательного аппарата с конечной степенью каталитичности в качестве граничных условий для уравнений Навье — Стокса используются полученные в лабораторных условиях значения скоростей рекомбинации атомов K_W . Для теплозащитного покрытия одной из летающих моделей экспериментальные значения K_{WO} и K_{WN} для кислорода и азота оказались меньше 2 м/с. В соответствии с этим расчеты распределения температуры по поверхности этого аппарата были проведены при трех



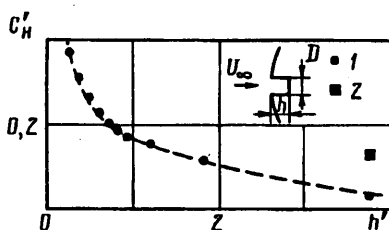
Фиг. 5



Фиг. 6



Фиг. 7



Фиг. 8

значениях $K_{WO} = K_{WN}$. Результаты этих расчетов в плоскости симметрии приведены на фиг. 6 (1 — $K_{WO} = K_{WN} = 0$; 2 — $K_{WO} = K_{WN} = 2$ м/с; 3 — $K_{WO} = K_{WN} = \infty$). При $K_{WO} = K_{WN} < 2$ м/с они подтверждаются приведенными на этой фигуре данными летных испытаний [13].

Наиболее теплонпряженным элементом воздушно-космического самолета с воздушно-реактивным двигателем является передняя кромка воздухозаборника, радиус затупления которой должен быть достаточно малым. Интерференция падающего скачка уплотнения с головной ударной волной приводит к образованию на затупленной кромке воздухозаборника узких пиков давления и теплового потока. При ламинарном режиме течения и относительно больших числах Рейнольдса экспериментальные значения максимальной степени увеличения теплового потока $q'_{max} = q'_{max}/q_0$ на поверхности передней кромки воздухозаборника даны на фиг. 7 (сплошная линия; $M_\infty = 6,5$; $Re_\infty = 10^5 - 10^6$) [26]. В соответствии с принятой классификацией римскими цифрами на фигуре обозначены различные типы интерференции ударных волн. Наибольшее усиление теплообмена происходит при IV типе интерференции, когда косой скачок уплотнения падает на участок головной волны, перпендикулярной скорости набегающего потока. В условиях проведенного эксперимента тепловой поток в зоне падения высокоэнthalпийной струйки тока на переднюю кромку воздухозаборника в 6 раз превышает тепловой поток q_0 на критической линии кромки при ее обтекании без интерференции.

По мере уменьшения числа Рейнольдса, когда ударный слой становится полностью вязким, вследствие чего скачки уплотнения и границы слоев смещения сильно размываются, экстремальные значения тепловых потоков к передней кромке воздухозаборника уменьшаются. При числах $M_\infty = 6,5$ и $Re_\infty \sim 10^3$ такая информация приведена на фиг. 7 (штриховая линия). Из нее также следует, что возникающий при больших числах Рейнольдса IV тип интерференции, характеризующийся наибольшими значениями q'_{max} , при малых числах Рейнольдса не реализуется.

4. Моделирование условий полета гиперзвукового летательного аппарата в аэродинамических трубах, как правило, сопровождается значительным уменьшением характерных размеров испытываемых моделей. Изучение локальных особенностей течения при таком моделировании становится затруднительным.

В некоторых случаях эта трудность преодолевается за счет использования

уникальной измерительной техники. Пример таких исследований с помощью специальных датчиков дискретного типа дан в работе [13] при измерении теплового потока по поверхности выступающей или утопленной теплозащитной плитки.

В других случаях характерный размер исследуемого течения может быть существенно увеличен при испытаниях фрагментов летательного аппарата или за счет уменьшения плотности при испытаниях в вакуумных аэродинамических трубах, например при исследовании течения вблизи передних кромок. Однако и здесь из-за относительно малых размеров реализуемых в этих трубах гиперзвуковых потоков многие задачи локального моделирования не могут быть решены без дальнейшего увеличения масштаба течения.

Более перспективным в этом направлении является путь создания потоков малой плотности с заранее известными свойствами, характеризующими течение в исследуемой области. При гиперзвуковом обтекании летательного аппарата задача локального моделирования течения вблизи его поверхности сводится в этом случае к соответствующей задаче дозвукового обтекания газом малой плотности. Возможности увеличения масштаба течения здесь оказываются весьма большими. В работе [27], например, это увеличение в эксперименте было доведено до характерных размеров слоя Кнудсена ($L \sim \lambda$), в котором был измерен профиль скорости.

При $\lambda \ll L$ локальное моделирование переходит в область континуального режима течения. В этом случае ламинарное течение с заданной завихренностью вблизи поверхности обтекаемого тела будет соответствовать течению в пристеночной области пограничного слоя. Эффект увеличения масштаба течения здесь может быть использован для изучения влияния малых возмущений на течение в пограничном слое, зарождение срывных зон и т. д.

Для решения этих задач в эксперименте при низких давлениях с помощью пористых сред был разработан способ получения дозвуковых потоков малой плотности с заданным распределением завихренности. Пути развития этого метода в аэродинамическом эксперименте при малых числах Рейнольдса рассмотрены в [28].

Полученные с помощью пористых сред дозвуковые потоки малой плотности были использованы в аэродинамическом эксперименте при локальном моделировании гиперзвукового обтекания окрестности критической точки. Эффект увеличения масштаба течения здесь был использован для определения теплопередачи в критической точке тела при наличии в ее окрестности цилиндрического углубления или прямоугольных канавок. Результаты измерений приведены на фиг. 8 (1 — цилиндрическое углубление; 2 — прямоугольная канавка). На ней представлено относительное изменение теплопередачи C_H' на дне углубления в зависимости от его относительной глубины $h' = h/D$ (D — диаметр цилиндрического углубления или ширина канавок). Полученные данные о коэффициенте теплопередачи в окрестности критической точки при наличии неровностей на ее поверхности могут быть перенесены на случай гиперзвукового обтекания. В рассмотренном случае из условий локального моделирования следует, что число $Re_0 = 76,5$. Очевидно, что получить на этом режиме аналогичные сведения в гиперзвуковых аэродинамических трубах будет невозможно из-за малых размеров моделей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гусев В. Н. Аэротермодинамика гиперзвуковых летательных аппаратов на больших высотах // Аэротермогазодинамика в разреженных потоках. М.: МАИ, 1988. С. 40—57.
2. Gusev V. N. The investigation of the hypersonic vehicle aerothermodynamics // AIAA. 1990. № 5271. 24 P.
3. Михайлов Ю. Я., Юмашев В. Л. Комплекс АРГОЛА: Автоматизированный расчет гиперзвукового обтекания летательного аппарата // Тр. 7-го семинара по комплексам программ мат. физики. Горький, 1981, Новосибирск, 1982. С. 160—172.
4. Musanov S. V., Nikiforov A. P., Omelik A. I., Freedlender O. Experimental determination of momentum transfer coefficient in hypersonic free molecular flow and distribution function recovery of reflected molecules // Rarefied Gas Dynamics. Proc. 13th Int. sympos. on RGD. V. 1. N. Y.: Plenum Press, 1985. P. 559—676.

5. Жилин Ю. Л. Параметры подобия при больших гиперзвуковых скоростях//ПММ. 1962. Т. 26. № 2. С. 387—388.
6. Гусев В. Н., Коган М. Г., Перепухов В. А. О подобии и изменении аэродинамических характеристик в переходной области при гиперзвуковых скоростях потока//Уч. зап. ЦАГИ. 1970. Т. 1. № 1. С. 24—33.
7. Гусев В. Н., Ерофеев А. И., Климова Т. В., Перепухов В. А., Рябов В. В., Толстых А. И. Теоретические и экспериментальные исследования обтекания тел простой формы гиперзвуковым потоком разреженного газа//Тр. ЦАГИ. 1977. Вып. 1855. 43 с.
8. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.
9. Горенбух П. И. Корреляционная зависимость для коэффициентов лобового сопротивления тел в гиперзвуковом потоке разреженного газа//Уч. зап. ЦАГИ. 1986. Т. 17. № 2. С. 99—105.
10. Горенбух П. И., Николаев В. С. Влияние вязкости на аэродинамическое качество тонкого затупленного крыла при гиперзвуковых скоростях обтекания//Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 6. С. 149—152.
11. Николаев В. С. Аппроксимационные формулы для локальных аэродинамических характеристик тел типа крыла в вязком гиперзвуковом потоке в широком диапазоне параметров подобия//Уч. зап. ЦАГИ. 1981. Т. 12. № 4. С. 143—150.
12. Antonov S. G., Ivanov M. S., Kashkovsky A. V., Chistolinov V. O. Influence of atmospheric rarefaction on aerodynamic characteristics of flying vehicle//Rarefied Gas Dynamics. Proc. 17th Int. Sympos. on RGD. Veincheim, 1991. P. 522—530.
13. Lozino-Lozinsky G. E., Neiland V. Ia. The convergence of the Buran orbiter flight test and preflight study results and the choice of strategy to develop a second-generation orbiter//AIAA. 1989. № 5019. 37 p.
14. Perminov V. D., Gorelov S. L., Freedlender O. G., Khmel'nitsky A. A. Approximate aerodynamic analysis for complicated bodies in rarefied gas flow//Rarefied Gas Dynamics. Proc. 17th Int. Sympos. on RGD. Veincheim, 1991. P. 554—561.
15. Гусев В. Н., Крюкова С. Г. О несущих свойствах тел в переходной области при гиперзвуковых скоростях потока//Уч. зап. ЦАГИ. 1973. Т. 4. № 6. С. 25—31.
16. Гусев В. Н., Михайлов В. В. О подобии течений с расширяющимися струями//Уч. зап. ЦАГИ. 1970. Т. 1. № 4. С. 22—25.
17. Гусев В. Н., Омелик А. И., Помаржанский В. В. Характерные особенности течения газа в сильно недорасширенных струях//Уч. зап. ЦАГИ. 1988. Т. 19. № 4. С. 62—70.
18. Liepmann H. W. Gaskinetics and gasdynamics of orifice flow//J. Fluid Mech. 1961. V. 10. № 1. P. 65.
19. Гусев В. Н., Хмельницкая Е. В. Течение вязкого теплопроводного газа и бинарных смесей в стоке//Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 1. С. 56—62.
20. Гусев В. Н. Интеграция планера гиперзвукового летательного аппарата с воздушно-реактивным двигателем//Уч. зап. ЦАГИ. 1991. Т. 22. № 5. С.
21. Ладыженский М. Д. Гиперзвуковое правило площадей//Инж.-физ. журн. 1961. № 1. С. 159—163.
22. Гершбейн Э. А., Пейгин С. В., Тирский Г. А. Сверхзвуковое обтекание тел при малых и умеренных числах Рейнольдса//Итоги науки и техники. ВИНТИ. Мех. жидкости и газа. 1985. № 19. С. 3—85.
23. Провоторов В. П., Степанов Э. А. Численное исследование вязкого ударного слоя в окрестности критической точки при наличии вдува газа//Уч. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16. С. 44—52.
24. Николаев К. В. Обтекание сферы разреженным газом при наличии вдува//Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 4. С. 175—179.
25. Dogra V. K., Moss J. N., Simmonds A. L. Direct simulation of aerothermal loads for an aeroassist flight experiment vehicle//AIAA. 1987. № 1546. 11 p.
26. Wieting A. R., Holden M. S. Experimental shock-wave interference heating on a cylinder at Mach 6 and 8//AIAA Journal. 1989. V. 27. № 11. P. 1557—1565.
27. Reynolds M. A., Smolderen J. J., Wendt J. F. Velocity profile measurements in the Knudsen layer for kramer's problem//Rarefied Gas Dynam. Proc. 9th Int. Sympos. on RGD. Gottingen, 1974. V. 1. Porz-Wahn. 1974. P. A21/1—A21/14.
28. Gusev V. N., Nikolsky Ju. V. Porous media in aerodynamic test at low reynolds numbers//Rarefied Gas Dynamics. Pros. 13th Int. Sympos. on RGD. N. Y.: Plenum Press, 1985. P. 477—485.

Москва

Поступила в редакцию
18.11.1992