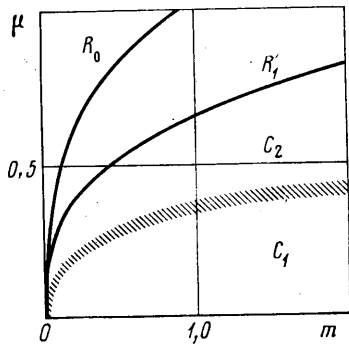
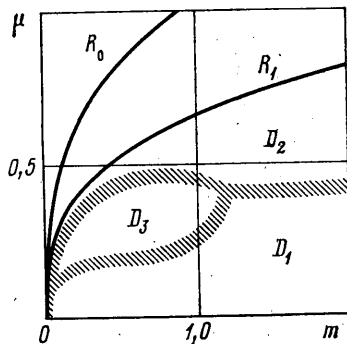


Из этих приближенных, но хорошо выполняющихся положений, можно вывести заключение о влиянии вязкости на форму областей полезной интерференции. Так как соответствующие значения подъемной силы C_y для обеих асимметричных конфигураций одинаковы и приращение C_x за счет вязкости у них равны, то граница, разделяющая области полезной интерференции A_1 и A_2 сохранит свое положение и в вязком газе. На фиг. 1 нанесены экспериментальные точки 1, 2 из работы [1] и 5 [2], экспериментальные данные, полученные В. В. Келдыш и автором (3, 4) при углах стреловидности передней кромки крыла $\chi=79^\circ$ и 70° , $\delta=8^\circ$, $M_\infty=2; 3; 4; 6; 7; 8,7; 9,7$. Точки 1, 3, 5 соответствуют большим значениям K_{\max} крыла с полуконусом на верхней поверхности, 2, 4 — меньшим по сравнению с перевернутой конфигурацией. Соответствие рассматриваемых расчетных и экспериментальных результатов в диапазоне $M_\infty=2-20$ хорошее.



Фиг. 3



Фиг. 4

Вследствие меньших значений $C_{y, \text{opt}}$ и обычно больших коэффициентов трения у симметричных конфигураций по сравнению с асимметричными области B_2 и C_2 на фиг. 2-3 при учете вязкости газа несколько расширятся за счет областей B_1 и C_1 , причем изменение положения границ будет зависеть от состояния пограничного слоя и числа Рейнольдса. Тем не менее фигуры 2-4 дают качественное представление об областях полезной интерференции для рассматриваемых конфигураций и в вязком газе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fetterman D. E., Henderson A., Jr., Bertram M. H., Johnston P. J. Studies relating to the attainment of high lift-drag-ratios at hypersonic speeds.— NASA TN, 1965, ND-2956, 32 p.
2. Штейнберг Р. И. Аэродинамика полуконусов при сверхзвуковых скоростях.— Тр. ЦАГИ, 1978, вып. 1944, с. 1-23.
3. Bannink W. J., Reyn J. W. Lift and drag characteristics of a delta - wing - half - cone configurations with subsonic leading edges using slender-body theory.— AGARD Conf. Proc. № 71. Fluid Dynamics Panel Specialists meeting, Silver Springs, Md. Sept. 28-30 1970, Pap. 6. 11 p.
4. Лобановский Ю. И. Расчет обтекания сверхзвуковым потоком невязкого газа крылатых конических тел.— Уч. зап. ЦАГИ, 1980, т. 11, № 6, с. 58-65.
5. Лобановский Ю. И. Аэродинамические характеристики конфигураций, состоящих из полуконусов и плоских треугольных крыльев со сверхзвуковыми передними кромками.— Уч. зап. ЦАГИ, 1979, т. 10, № 5, с. 83-87.
6. Ferri A., Clarke J. H., Ting L. Favorable interference in lifting systems in supersonic flow.— J. Aeronaut. Sci., 1957, v. 24, № 11, p. 791-804.

Москва

Поступила в редакцию
23.X.1981

УДК 533.6.011.72

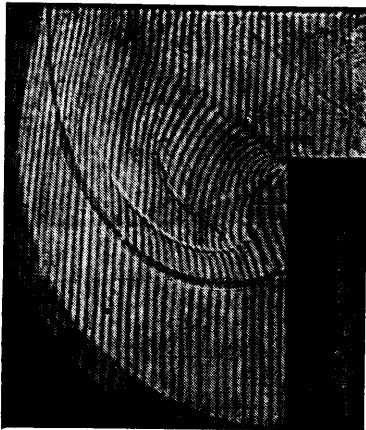
О ФОРМЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, ДИФРАГИРУЮЩЕЙ НА ЗАКРУГЛЕННОМ УГЛЕ

ЛАГУТОВ Ю. П.

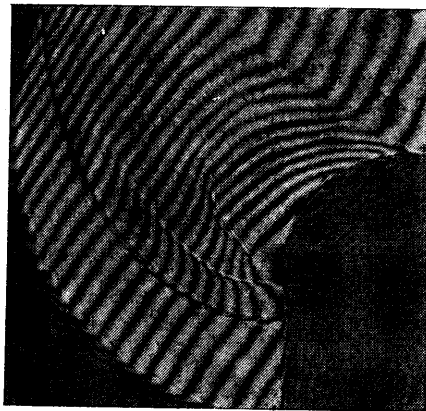
Экспериментально рассматривается дифракция ударных волн на закругленных углах. Выявляются некоторые особенности, вносимые закруглением вершины угла на профиль дифрагированной ударной волны. Определяется скорость пристеночной части дифрагированной ударной волны на плоском участке после скругления. Рассматривается нестационарное движение ударной волны по цилиндрической поверхности.

1. Постановка задачи. В работе [1, 2] была рассмотрена структура разрывов, образующихся при дифракции ударной волны на закругленном ($r=32$ мм) угле, равном 90° . В данной работе изучается влияние закругления вершины угла на профиль дифрагирующей ударной волны, изменение его во времени при различных углах дифракции α_0 и радиусах закругления r . На фиг. 1 и 2 представлены интерферограммы дифракции ударных волн с одинаковым числом Маха M_0 соответственно на угле с острой кромкой и со скруглением при $\alpha_0=90^\circ$, $r=32$ мм. Падающие ударные волны ($M_0=4,7$) расположены на одинаковом расстоянии от вертикальной стенки.

Как видно на фиг. 1, 2, профили дифрагированных ударных волн различаются. При дифракции на угле с острой кромкой дифрагированная ударная волна имеет излом вблизи стены, тогда как профиль ударной волны, образующийся при дифракции на закругленном угле, имеет плавный контур.



Фиг. 1



Фиг. 2

В данной работе рассматривается вопрос: будет ли ударная волна «помнить» воздействие закругления на ее форму при значительном удалении или профили ударных волн, дифрагирующих на закругленном угле и на угле с острой кромкой, в конце концов совпадут? Рассматривается также влияние закругления на скорость пристеночной части дифрагированной ударной волны на прямолинейном участке после скругления, определяется скорость пристеночной части дифрагированной ударной волны при движении ее по закругленной части.

2. Эксперимент. Экспериментальное изучение процесса дифракции проводилось на ударной трубе с квадратным (72×72 мм) сечением по методикам, описанным в работах [2, 3], с применением в качестве рабочего газа воздуха и азота при давлении $P_0=10-60$ торр. Генерируемая в ударной трубе ударная волна с числом Маха $M_0=2-6$ взаимодействовала с экспериментальной моделью, помещенной в испытательную секцию, приспособленную для оптических исследований. В эксперименте применялись: теневой метод, метод получения голограмм и интерферограмм сфокусированного изображения с помощью теневого прибора ИАБ-451 и интерференционно-голографической приставки к нему, а также метод получения серии снимков в одном эксперименте с помощью многоимпульсного лазера ОГМ-20 с пассивным затвором, прибора ИАБ-451 с интерференционно-голографической приставкой к нему и фоторегистратора ЖФР.

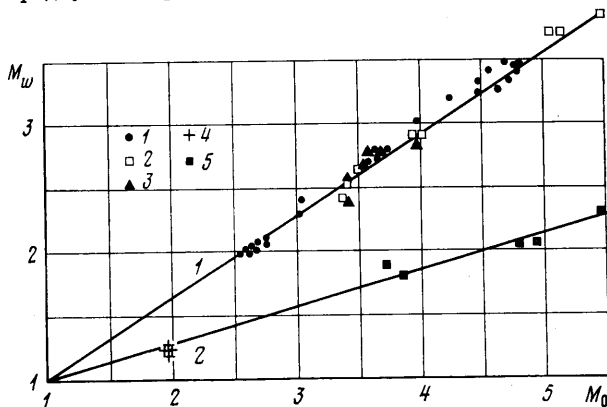
Модели для изучения процесса дифракции ударных волн на углах со скруглениями были выбраны на основании изучения работ по дифракции на углах с острой кромкой с тем, чтобы получить наиболее сложную структуру разрывов, образующуюся при отрывном течении. Были выбраны модели со следующими значениями угла дифракции α_0° и радиуса r , мм: (40; 5), (40; 40), (40; 95), (90; 0), (90; 5), (90; 32). В результате экспериментов были получены теневые фотографии, интерферограммы и голограммы изображений газовых неоднородностей в различные моменты времени процесса взаимодействия ударных волн с моделями.

3. Скорость пристеночной части дифрагированной ударной волны на прямолинейном участке после скругления. Скорости V_w определялись с помощью серий снимков последовательных положений ударных волн, полученных в одном эксперименте, а также серий снимков, полученных в разных экспериментах, но с одинаковым M_0 . На снимках измерялось расстояние S между двумя последовательными положениями пристеночной части дифрагированной ударной волны и расстояние S_0 между соответствующими положениями первичной ударной волны. По известному из эксперимента значению скорости первичной ударной волны V_0 определялось время, соответствующее перемещению S_0 первичной ударной волны. Далее по известному расстоянию S определялась скорость V_w пристеночной части дифрагированной ударной вол-

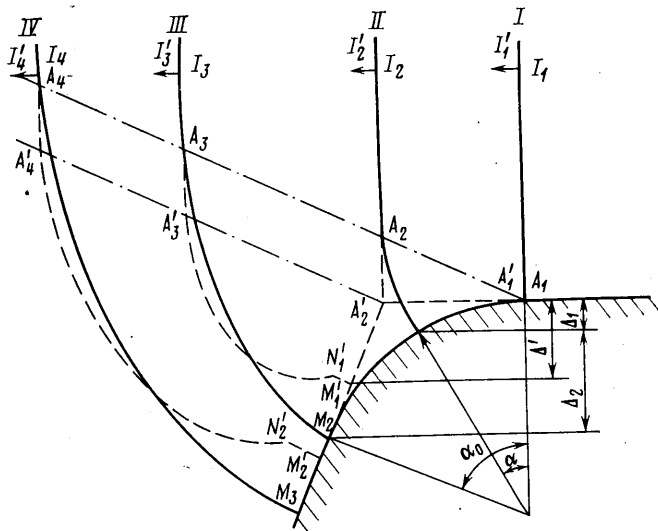
ны на прямолинейном участке после скругления по формуле

$$V_w = V_0 \frac{S}{S_0}$$

Расстояние S для одних и тех же значений M_0 и α_0 бралось различным, однако скорость V_w оставалась постоянной. Изменение радиуса скругления также не влияло на значение этой скорости. На фиг. 3 представлены экспериментальные зависимости числа Маха M_w пристеночной части дифрагированной ударной волны на прямолинейном участке после скругления от числа Маха M_0 для следующих значений углов дифракции α_0° и радиусов закругления r , мм: (40; 5), (40; 40), (40; 95), (90; 5), (90; 32),



Фиг. 3



Фиг. 4

помеченных точками 1–5 соответственно. На этом же рисунке нанесены сплошными линиями 1 и 2 зависимости $M_w(M_0)$ для дифракции на углах 40 и 90° без скругления, построенные по данным [4, 5]. Как видно на фиг. 3, в пределах экспериментальной ошибки, составляющей 5%, точки, полученные в настоящей работе, хорошо совпадают с соответствующими графиками для дифракции на незакругленном угле.

Таким образом, экспериментально установлено, что в пределах экспериментальной ошибки скорость пристеночной части дифрагированной ударной волны на прямолинейном участке после скругления постоянна, не зависит от радиуса закругления и достигает значения, равного соответствующей скорости при дифракции на таком же угле без скругления.

4. Нестационарное движение ударной волны по криволинейной поверхности. Принимая, что скорость пристеночной части ударной волны при выходе ее на прямолинейный участок становится равной V_w на линии сопряжения цилиндрической поверхности с плоскостью, можно определить скорость ударной волны при движении

ее по цилиндрической поверхности по формуле [4]

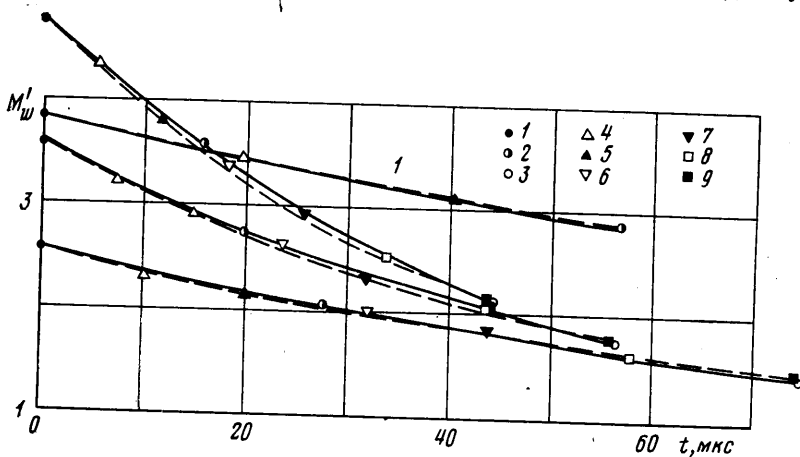
$$V_w'(\alpha) = V_0 - (V_0 - a) \sin \frac{\alpha}{2} \quad (4.1)$$

где $0 \leq \alpha \leq \alpha_0$ (фиг. 4), a — скорость звука.

Используя очевидное равенство

$$dt = \frac{r}{V_w(\alpha)} d\alpha \quad (4.2)$$

можно выразить в явном виде функцию $\alpha(t)$, т. е. получить уравнение движения ударной волны по цилиндрической поверхности $S(t) = \alpha(t)r$, а также скорость dS/dt и ускорение d^2S/dt^2 . На фиг. 5 представлены сплошными линиями графики зависимости числа Маха $M_w' = dS/dt$ для следующих значений α_0° и r , мм: (40; 5) — кривая 1, (90; 32) — остальные кривые, и нескольких значений M_0 (точки 1), полученных



Фиг. 5

в данных экспериментах. Как видно на этих графиках, кривые хорошо совпадают с экспериментальными данными (точки 2-9 на фиг. 5) при следующих значениях угла α : 40° и 90° (данный эксперимент), 15° , 30° , 45° , 60° , 75° и 90° из [6]. Для углов дифракции $\alpha_0 < 90^\circ$ можно принять зависимость $V_w'(\alpha)$ линейной (см. фиг. 6 в работе [7]). Тогда для $S(t)$, dS/dt и d^2S/dt^2 аналогично предыдущему можно получить простые аналитические зависимости. На фиг. 5 пунктирными линиями нанесены числа Маха, вычисленные для таким образом определенной скорости $V_w'(\alpha)$ и соответственно для тех же данных, при которых строились сплошные кривые.

5. Сравнение профилей ударных волн, дифрагирующих на закругленном угле и на угле с острой кромкой. На фиг. 4 схематично показаны последовательные положения ударных волн при дифракции их на закругленном угле (сплошные линии) и на угле с острой кромкой (пунктирные линии, обозначения со штрихом). Ударная волна IA, пройдя начало отклонения стенки (положение I, фиг. 4), движется по ее закругленной части. В положении II ударная волна, дифрагирующая на закругленном угле, приобретает в пристеночной области в вертикальном направлении разность хода Δ_1 относительно волн, дифрагирующей на незакругленном угле. Далее начинается процесс дифракции на угле с острой кромкой. Дифрагированная ударная волна в пристеночной области начинает смещаться вертикально вниз с постоянной скоростью $V_w \sin \alpha_0$. Ударная волна, дифрагирующая на закругленном угле, продолжает замедляющееся движение по закругленной части с линейной скоростью большей, чем V_w , как это было показано выше. Таким образом, при достижении положения III, соответствующего точке сопряжения скругленного профиля стены с прямолинейным участком, к разности хода Δ_1 в вертикальном направлении между пристеночными частями ударных волн, дифрагирующих на закругленном угле и на угле с острой кромкой, добавится составляющая $\Delta_2 - \Delta'$: $\Delta \sin \alpha_0 = \Delta_1 + \Delta_2 - \Delta'$.

Используя фиг. 4, а также формулы (4.1) и (4.2), можно определить

$$\frac{\Delta}{r} = \left(1 + \frac{M_w}{M_0}\right) \operatorname{tg} \frac{\alpha_0}{2} - \frac{4M_w}{M_0 - 1} \sqrt{\left(\frac{M_0}{M_0 - 1}\right)^2 - 1} \operatorname{arctg} F$$

$$F = \sqrt{2M_0 - \frac{1}{M_0^2} \operatorname{tg} \frac{\alpha_0}{4}} / \left(1 - \frac{2M_0 - 1}{M_0(M_0 - 1)} \operatorname{tg} \frac{\alpha_0}{4}\right)$$

Как видно из этой формулы, а также на фиг. 4, Δ может стать как угодно большим при $\alpha_0 \rightarrow \pi$ и $r \rightarrow \infty$.

При фиксированных α_0 , r и M_0 разность хода Δ не зависит от времени, т. е. можно сделать вывод, что закругленная вершина угла воздействует на профиль ударной волны таким образом, что он «помнит» об этом воздействии в течение всего дальнейшего процесса распространения. Это утверждение экспериментально проверено в пределах испытательной секции, а именно отношение l/r , где l — длина плоского участка стены после скругления для точек 1–5 на фиг. 3 равнялось соответственно 17,6; 1,9; 0,6; 13,2; 1,2. Таким образом, в данной работе экспериментально показано, что скорость пристеночной части дифрагированной ударной волны на плоском участке после скругления постоянна, не зависит от радиуса скругления и достигает значения соответствующей скорости при дифракции на таком же угле без скругления.

Экспериментально обнаружено, что под воздействием закругленного угла профиль дифрагированной ударной волны изменяет свою форму по сравнению с дифракцией на угле с острой кромкой и «запоминает» это воздействие в течение всего дальнейшего движения.

На основе экспериментально обнаруженных закономерностей получено уравнение движения ударной волны по цилиндрической поверхности, а также уравнения для ее скорости и ускорения. Определена зависимость разности хода Δ пристеночных частей двух одинаковых ударных волн, дифрагированных на закругленном угле и на угле с острой кромкой от угла дифракции α_0 , радиуса закругления r и числа Маха падающей ударной волны M_0 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Gvozdeva L. G., Bazhenova T. V., Lagutov Yu. P., Fokeev V. P. Shock wave interaction with cylindrical surfaces.— Arch. Mech. stosow., 1980 (1981), v. 32, № 5, p. 693–702.
2. Гвоздева Л. Г., Харитонов А. И., Сухоруких В. С., Лагутов Ю. П. Применение голографического интерферометра для исследования дифракции ударных волн.— В кн.: Оптические методы исследований газовых потоков. Минск, 1979, с. 79–81.
3. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
4. Bazhenova T. V., Gvozdeva L. G., Zhilin Yu. V. Change in the shape of the diffracting shock wave at a convex corner.— Acta Astronautica, 1979, v. 6, № 3–4, p. 401–412.
5. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г., Комаров В. С., Сухов В. Г. Исследование дифракции сильных ударных волн на выпуклых углах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 4, с. 122–134.
6. Skews B. W. The shape of a diffracting shock wave.— J. Fluid Mech., 1967, v. 29, № 2, p. 297–304.
7. Skews B. W. The perturbed region behind a diffracting shock wave.— J. Fluid Mech., 1967, v. 29, № 4, p. 705–719.

Москва

Поступила в редакцию
29.VII.1981

УДК 533.6.011.8

АЭРОДИНАМИКА СФЕРЫ, ГАЗИРУЮЩЕЙ В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

ЛАРИНА И. Н., РЫКОВ В. А.

Закономерности обтекания сферы потоком разреженного газа с условием непротекания на поверхности изучены достаточно подробно как экспериментальными, так и численными методами. При наличии на сфере вдува, направленного против набегающего потока, появляются новые закономерности, обусловленные отжатием основного потока от тела. Задача обтекания тела со вдувом ранее рассматривалась в режиме сплошной среды [1–3], а при кинетическом подходе — в режиме, близком к свободномолекулярному [4, 5].

В настоящей работе рассмотрение проводится в переходном режиме на основе системы двух модельных кинетических уравнений Крука. Первое уравнение определяет функцию распределения молекул набегающего потока, второе уравнение описывает функцию распределения молекул, истекающих с поверхности тела. Введение двух сортов газа позволяет проследить за распределением по пространству истекающих молекул и определить, какая их часть возвращается на тело в результате столкновений. Численным методом получены коэффициент сопротивления сферы и поток энергии к ней в зависимости от интенсивности вдува, выявлены приближенные законы подобия.

1. Примем, что молекулы набегающего потока имеют ту же массу и то же сечение столкновения, что и молекулы, газирующие с поверхности сферы. Состояние газа