

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С МОДЕЛЬЮ, ЛЕТЯЩЕЙ СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ

О. И. БУЖИНСКИЙ, А. М. ВАСИЛЕНКО, Л. М. ЖЕРЕБЦОВ,
А. Н. ТКАЧЕНКО

(Челябинск)

В настоящее время сделаны лишь первые попытки экспериментального исследования дифракции взрывной ударной волны с летящими тонкими конусами и клиньями [1-7]. Экспериментальное изучение этого явления наталкивается на серьезные методические трудности, связанные в основном с синхронизацией момента встречи летящей модели и ударной волны в поле зрения регистрирующей аппаратуры и с надежной визуализацией картины взаимодействия с микросекундными интервалами времени.

Теоретическое исследование взаимодействия плоской ударной волны произвольной интенсивности с тонким двумерным клином, движущимся со сверхзвуковой скоростью, было выполнено в [8] методом конического течения. В работе [9] с использованием приближения [8] исследовано взаимодействие сильной ударной волны с тонким конусом, летящим со сверхзвуковой скоростью, и получено решение граничной задачи численным методом. Решение аналогичной задачи в аналитическом виде получено в [10].

В данной работе представлена методика и приведены результаты экспериментального исследования взаимодействия плоской ударной волны с моделями, летящими со сверхзвуковой скоростью. Плоская ударная волна генерировалась в электромагнитной ударной трубе (ЭМУТ) [11]. Модели разгонялись пороховой ускоряющей установкой до скорости $\sim 2 \text{ км}\cdot\text{сек}^{-1}$. Регистрация взаимодействия производилась с помощью теневого прибора ИАБ-451 и двух спаренных камер СФР в варианте луны времени. Модели изготовлялись в виде цилиндров с полусферическими или коническими головками. Полученные экспериментальные результаты качественно сравниваются с результатами теоретических расчетов, выполненных для тонкого конуса [9, 10].

1. Экспериментальная установка схематически изображена на фиг. 1. Установка состоит из генератора импульсного тока 1, ЭМУТ 10, пороховой установки 2 и регистрирующей аппаратуры 3.

Эксперимент начинается с ускорения модели в пороховой установке. На ее выходе ставится пусковой датчик, который срабатывает при пролете модели и запускает ЭМУТ, генерирующую плоскую ударную волну.

Генератор импульсного тока состоит из зарядного устройства и пятисекционной конденсаторной батареи. Подключение нагрузки к батарее осуществляется с помощью коммутирующего устройства — трехэлектродного воздушного разрядника. Для уменьшения индуктивности, вносимой в цепь коммутирующим элементом, каждая секция конденсаторов подключается к нагрузке через отдельный разрядник. Принципиальная схема такого подключения изображена на фиг. 1.

Разрядный контур ГИТа имеет рабочее напряжение 30 кВ, емкость 50 мкФ, индуктивность 0.163 мкГн, максимальную величину амплитуды разрядного тока в первую четверть периода 410 кА, активное сопротивление цепи $8.12 \cdot 10^{-3} \text{ ом}$, период разряда 18 мксек.

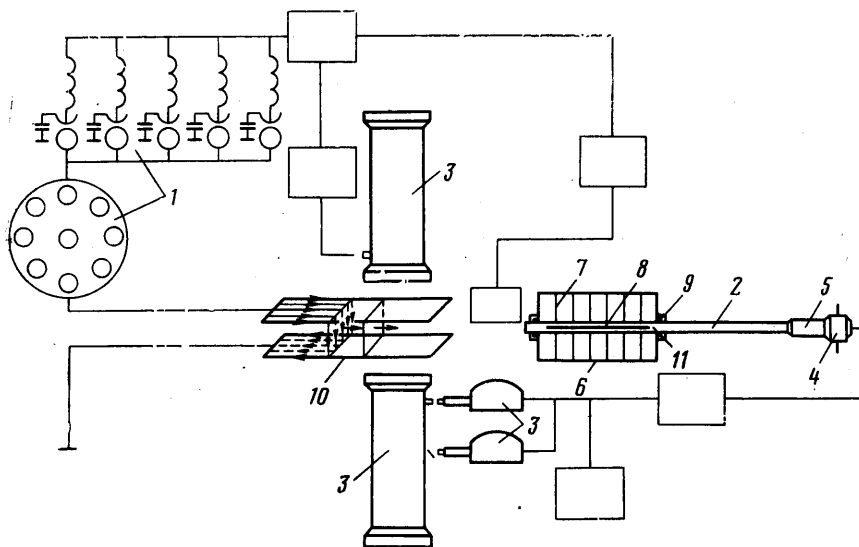
Ударные волны генерируются в ударных трубах с рабочим сечением 50×50 и $80 \times 80 \text{ мм}$ и длиной до 900 мм. Схематически ЭМУТ изображена на фиг. 1. Ударная труба имеет разрядный и смотровой отсеки. Разрядный отсек состоит из двух ускоряющих стальных электродов толщиной до 15 мм и текстолитовых щек, смотровой — из текстолитовой камеры со смотровыми окнами диаметром 175 мм.

Для создания разряда у начала ускоряющих электродов между ними помещается «пробка» из диэлектрика, торец которой перед каждым опытом покрывался токопроводящим слоем [11].

Диэлектрическая пробка служит также для торможения летящей модели без осколков и рикошетирования. Экспериментально установлено, что наилучшим обра-

зом происходит торможение в «слоеном» материале, составленном из пенопласта толщиной 50 мм и текстолита толщиной 20 мм.

Для создания ударных волн в ЭМУТ использовалось магнитное поле электрического разряда, действующее на подвижной элемент разрядной цепи, — шнур тока. Общая сила, действующая на шнур тока, равна ponderomotorной силе F_m . При достаточно большой величине этой силы шнур тока ускоряется между электродами, и впереди него формируется ударная волна. Ее интенсивность зависит от геометрии шин, амплитуды и длительности разрядного тока и т. д. [11]. Профиль давления за



Фиг. 1

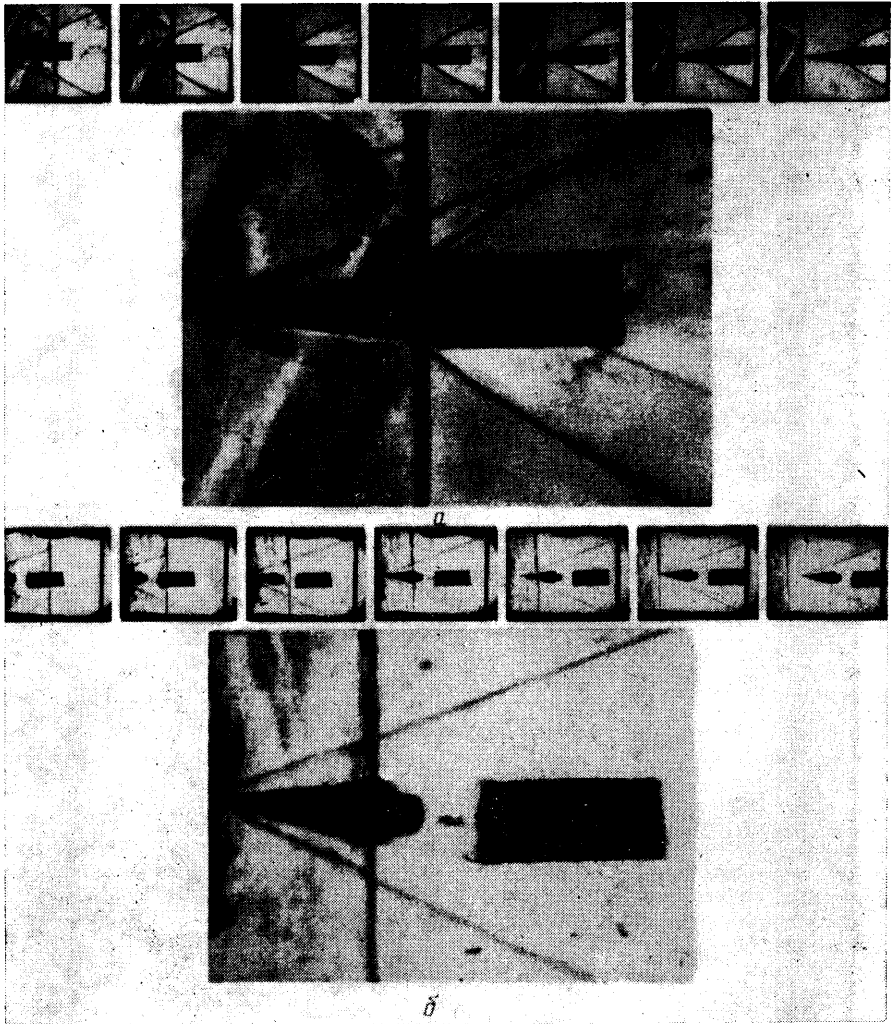
фронтом ударной волны измеряется пьезоэлектрическим датчиком давления [12]. Давление измерялось на расстоянии 800 мм от диэлектрической пробки. Профиль давления имеет вид ступеньки, и в зависимости от начального давления длительность ступеньки изменяется в интервале 150–200 мксек.

Разгон моделей до сверхзвуковых скоростей осуществляется с помощью гладкоствольной пороховой ускоряющей установки, состоящей из затвора 4, зарядной камеры 5, ствола, баллистической секции и вакуумной емкости 6 (фиг. 1). Для придания определенной ориентации снаряду предназначается баллистическая секция 11. Общая длина ствола вместе с баллистической секцией составляет 5 м. Быстрый отвод и рассеивание пороховых газов, движущихся за моделью и мешающих регистрации начальной картины полета модели, осуществляются с помощью вакуумной емкости. В стволе ускоряющего устройства можно создать разрежение до 10^{-2} мм рт. ст. с помощью форвакуумного насоса РВН-20.

Управление ЭМУТ и пороховой установкой производится дистанционно с помощью пульта СФР. Для того чтобы интересующая фаза взаимодействия модели с ударной волной попадала в поле зрения оптической системы, применяется система синхронизации. Блок-схема этой системы состоит из двух фотоусилителей, триггера, ключа, интегратора, триггера Шмитта и блока запуска ЭМУТ. Фотодиоды ставятся на выходе пороховой ускоряющей установки и выдают сигнал при пролете модели. Система синхронизации измеряет скорость полета модели между фотодиодами и определяет задержку запуска ЭМУТ. Эта система обеспечивала встречу ударной волны с летящей моделью в поле зрения оптической системы с погрешностью 2%.

Оптическая регистрация процессов взаимодействия производится теневым прибором ИАБ-451 с двумя спаренными камерами СФР в варианте лупы времени. При регистрации камерой СФР высоковольтный трансформатор в пульте управления выдает импульс напряжения в тот момент, когда зеркало занимает заданное положение. Это время может быть любым, но не должно в пределах нескольких микросекунд изменяться от опыта к опыту. В настоящих экспериментах это условие не выполнялось и регистрация процесса взаимодействия носила вероятностный характер.

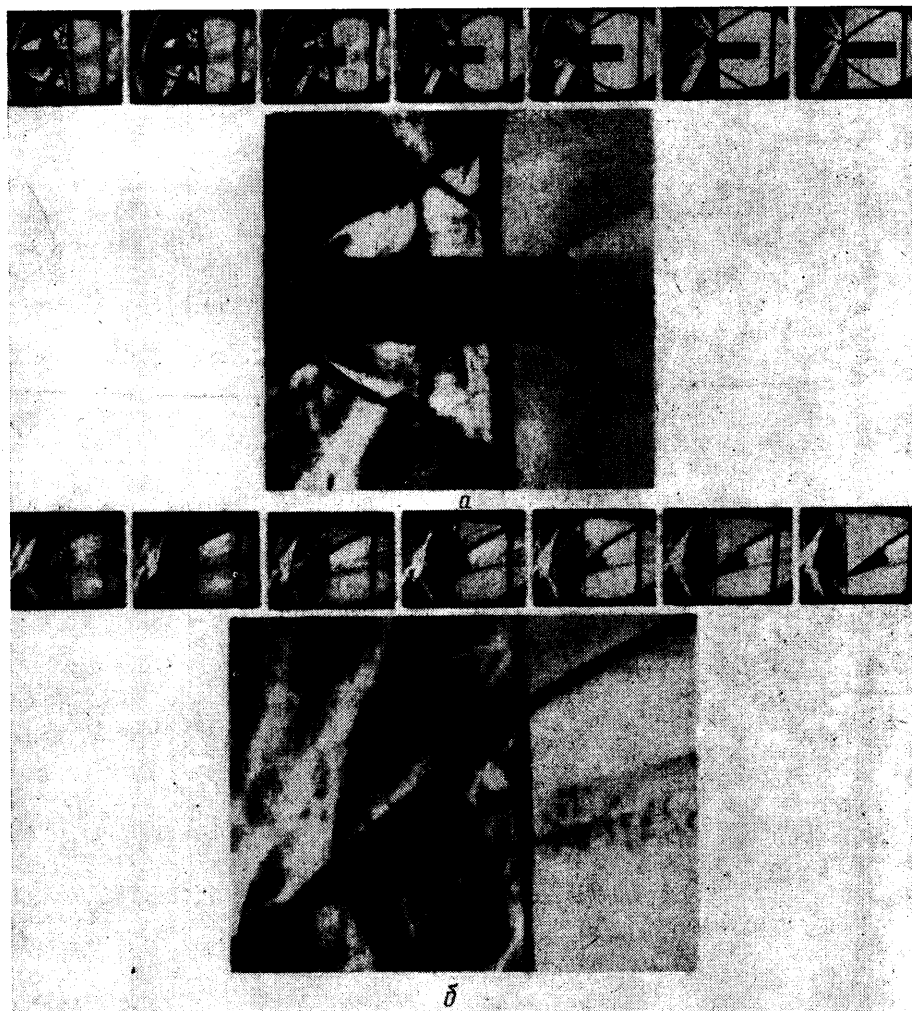
Регистрация дифракции ударной волны производилась с помощью двух спаренных камер СФР, имеющих зеркала с двусторонним покрытием, причем плоскость зеркала одной камеры была повернута на 90° относительно плоскости зеркала второй камеры. Вероятность регистрации при этом увеличивается до 0.5. Съемка процесса



Фиг. 2

взаимодействия модели с ударной волной производилась с частотой 250 000 кадров в секунду. Время экспозиции кадра 0.35 мксек. Оптическое разрешение этой установки составляет 15 лин/мм. Импульсным источником света служит лампа ИФК-2000, которая питается от формирующей линии при рабочем напряжении 1000 в. Длительность светового импульса 400 мксек.

2. Результаты экспериментов. На фиг. 2, а, б изображены последовательные картины взаимодействия плоской ударной волны с конусом, цилиндром, донной областью и следом. Ударная волна с числом Маха $M_1 = D/c_0$ (c_0 — скорость звука перед фронтом ударной волны) движется слева направо, модель с углом полураствора конуса ϵ , числом Маха $M_2 = w/c_0$ и нулевым углом атаки движется справа налево. На фиг. 2, а показано взаимодействие плоской ударной волны с моделью с $\epsilon = 8^\circ$, $M_1 = 2.7$, $M_2 = 3.0$, $P_0 = 730$ мм рт. ст., увеличение $k = 0.3$; на фиг. 2, б $\epsilon = 10^\circ$, $M_1 = 4.1$, $M_2 = 4.0$, $P_0 = 198$ мм рт. ст., $k = 0.26$, $T = 20^\circ$ С, время между кадрами 4 мксек. Для получения необходимой плотности почернения пленок на обеих камерах



Фиг. 3

СФР чувствительность теневого прибора отрегулирована таким образом, чтобы перед взаимодействием головная ударная волна около модели была едва различима. Поэтому, как правило, в этой области донное течение, след и хвостовой скачок наблюдаются не совсем четко. Вследствие увеличения плотности после взаимодействия эта часть становится хорошо различимой.

При встрече модели с ударной волной можно различить основные элементы картины взаимодействия. Это новый головной скачок, исходящий из вершины конуса модели, плоская ударная волна, ножка Маха, старый головной скачок, контактная поверхность, начинающаяся в точке пересечения ударной волны со старым головным скачком и распространяющаяся до поверхности конуса; прямолинейный участок, соединяющий новый головной скачок со старым, и звуковая окружность. На фиг. 3, *a* представлена кинограмма дифракционного взаимодействия ударной волны с $M_1=2.7$ на модели полусфера — цилиндр с $M_2=2.6$, $P_0=730$ мм рт. ст.; $k=0.28$.

В ходе экспериментов были получены также картины дифракционного взаимодействия ударной волны с моделями, летящими под ненулевым углом атаки α к фронту ударной волны. Относительное значение угла атаки $\theta = \alpha/\varepsilon$ изменялось в широком диапазоне значений от 0 до 9.8. На фиг. 3, б представлена кинограмма взаимодействия конуса с $\varepsilon = 8^\circ$, летящего с $M_2 = 2.9$, относительным углом атаки $\theta = 3.1$, с ударной волной с $M_1 = 2.7$, $P_0 = 730$ мм рт. ст., $k = 0.26$. Из кинограммы видно, что происходит значительное искривление конической головной волны за фронтом плоской ударной волны. Оказалось, что конфигурация скачков по разные стороны от модели различна. Конфигурация скачков с «наветренной» стороны напоминает картину взаимодействия при нулевом угле атаки. С «подветренной» стороны происходит также маховское взаимодействие ударных волн. В тройной точке видны новый головной скачок уплотнения, ударная волна и ножка Маха, которая занимает положение, перпендикулярное образующей конуса. На фиг. 3, б хорошо видны контактные поверхности и отраженная волна Маха. Видно, что форма головной ударной волны претерпевает резкое изменение за донным следом. Это связано, очевидно, со значительным расширением газа в донной области при больших относительных углах атаки.

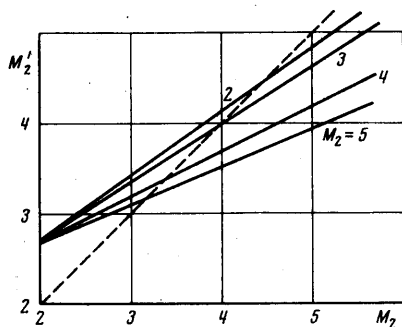
При взаимодействии конуса с ударной волной происходит искривление конической головной волны. За донным срезом появляется вогнутый сегмент, соединяющий новый головной скачок со старым. В области следа видны контактные поверхности, под влиянием донного следа происходит заметное искажение плоской ударной волны.

3. Обсуждение экспериментальных результатов. При взаимодействии ударной волны с летящей моделью в области за волной возникает возмущение. В результате за фронтом образуется несколько областей течения и область маховского отражения. Анализируя представленные на фиг. 2 и 3 кинограммы, можно сделать вывод, что характерные черты взаимодействия, видимые на фотографиях, в основном одинаковы для всех экспериментов. Из фиг. 2 видно, что, пока плоская ударная волна распространяется по конической поверхности модели, картина взаимодействия волны с коническим течением остается самоподобной во времени. При выходе ударной волны на цилиндрическую часть модели картина взаимодействия перестает быть самоподобной. Прямолинейный участок, соединяющий новый головной скачок со старым, искривляется, и появляются новые контактные поверхности. Контактные поверхности возникают в результате взаимодействия ударной волны с головным скачком, исходящим из угловой точки сопряжения конуса и цилиндра. Интересно отметить, что во всех экспериментах контактные поверхности существуют даже в области следа после того, как плоская ударная волна прошла по всей длине модели.

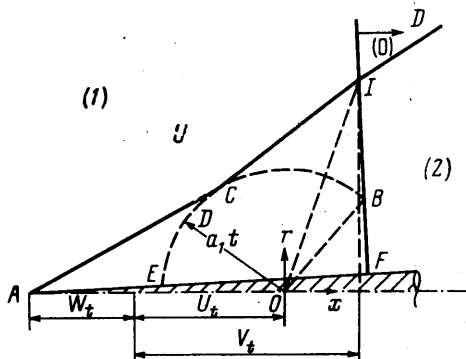
Физическая картина поля, которое возникает при дифракции плоской ударной волны, распространяющейся со скоростью D , на движущемся со скоростью w тонком клине и конусе, теоретически была рассмотрена в работах [8, 10]. В [8] на основе экспериментов с мелкой водой для движущегося тонкого клина было выделено три типа взаимодействия ударной волны. Согласно терминологии, принятой в [8], на фиг. 2, а изображено взаимодействие ударной волны второго типа — касание с пересечением, а на фиг. 2, б — третьего типа взаимодействия — только касание. На фиг. 2, а число Маха модели после взаимодействия с фронтом плоской ударной волны M_2' возрастает, поэтому угол наклона нового головного скачка меньше, чем старого. Однако на фиг. 2, б угол наклона нового головного скачка больше, чем старого, так как число Маха после взаимодействия M_2' уменьшается.

На фиг. 4 изображена зависимость числа Маха модели после взаимодействия с ударной волной M_2' относительно числа M_2

при разных значениях числа Маха ударной волны M_1 . Пунктирная линия, на которой числа M_2' и M_2 равны, делит график фиг. 5 на две области. В области слева от линии числа Маха модели после взаимодействия $M_2' > M_2$, а в области справа $M_2' < M_2$. На фиг. 5 схематически изображена система ударных волн при дифракции. Плоская ударная волна D , взаимодействуя в точке I с присоединенным головным скачком, отклоняется и занимает положение $1F$. Старый головной скачок



Фиг. 4



Фиг. 5

после взаимодействия в точке I отклоняется и занимает положение, так же как и новый, касательных $1K$ и AC к звуковой окружности $EDCB$ соответственно. Контактные границы занимают положение 10 и OB . Координаты точек, определяющие положение ударных волн на фиг. 5 в системе координат $x = x/c_1 t$, $r = R/c_1 t$, можно определить из следующих выражений [9]:

$$x_0 = c_0/c_1 (M_1 - M_3), \quad x_1 = -[(M_3 - M_2)c_0/c_1]^{-1}, \quad x_2 = -\frac{r_3 \sqrt{x_0^2 + r_3^2 - 1} - x_0}{x_0^2 + r_3^2}$$

$$r_3 = \frac{c_0}{c_1 \lambda_2} (M_2 + M_1), \quad \lambda_2 = \sqrt{M_2^2 - 1}; \quad r_i = \sqrt{1 - x_i^2} \quad (i=0, 1, 2)$$

Здесь c_1 — скорость звука за фронтом ударной волны, $M_3 = w/c_2$ — число Маха потока за фронтом ударной волны. Характерные точки на фиг. 5 имеют координаты $E(-1; 0)$, $k(x_2; r_2)$, $B(x_0; r_0)$, $F(x_0; 0)$, $J(x_0; r_3)$, $C(x; r)$.

На фиг. 2, а расчетная система ударных волн нанесена на экспериментальную систему. Из фиг. 2, а видно удовлетворительное совпадение системы расчетных ударных волн [9] и экспериментальных в пределах погрешности измерения скоростей ударной волны и модели. Относительная погрешность измерения скоростей составляла 10%. Область маховского отражения хорошо описывается сферой, а ударная волна — плоскостью. На кинограммах достаточно хорошо определяется положение нового стационарного косоугольного скачка уплотнения, а также линия пересечения падающей ударной волны и старого головного скачка. Контактные поверхности имеют тенденцию следовать по прямым линиям. При взаимодействии ударной волны с телом, летящим со сверхзвуковой скоростью, в общем случае можно выделить три характерные области. Это, во-первых, область около тела до взаимодействия, во-вторых, область неустановившегося течения и, в-третьих, область нового установившегося после взаимодействия течения (см. фиг. 2). Из полученных экспериментальных результатов можно определить время установления нового течения около летящей модели. При оценке этого параметра рассматривается установление стационарного режима для какого-либо произвольного сече-

ния. Из экспериментов было определено, что новое установившееся поле течения на всей конической модели образуется за время, в течение которого фронт ударной волны проходит расстояние, равное 1.4—1.5 длины модели, а для модели полусфера — цилиндр — 1.7—2.0 длины модели. Относительные размеры области неустановившегося течения EF/AF (см. фиг. 5) для конической модели нетрудно получить [9]

$$EF/AF = [c_1 + (D-u)] / (w+D)$$

Для данных экспериментов относительный размер неустановившегося течения на конической модели изменялся от 0.35 до 0.37.

В экспериментах при нулевом угле атаки не наблюдалось заметного отклонения ножки Маха от линии фронта ударной волны (см. фиг. 2). Поэтому число M_4 ножки Маха можно определить как $M_4 = D + u_2 / c_2$, где c_2 — скорость звука у поверхности конуса до взаимодействия ударной волны, а u_2 — массовая скорость газа у поверхности конуса.

Применяя таблицы пространственного обтекания конических тел [13], зная угол полураствора конуса ϵ и числа Маха M_2 и M_2' , можно определить давление на поверхности конуса до взаимодействия P_2 и после него для нового установившегося течения P_2' . В предположении частичного одномерного течения по числу Маха из таблиц работы [14] для нормальной ударной волны можно определить давление в ножке Маха P_4 . Значения чисел Маха M_1 , M_2' , M_2 и M_4 , а также соответствующие им давления P_1 , P_2' , P_2 и P_4 для экспериментов по взаимодействию ударной волны при нулевом угле атаки для $\epsilon = 8$ и 10° помещены в таблице.

M_1	P_1 , атм	M_2	P_2 , атм	M_2'	P_2' , атм	M_4	P_4 , атм	P_0 , мм рт. ст.
$\epsilon = 8^\circ$								
2.9	3.25	2.9	1.36	3.2	14.2	2.9	13.1	730
2.8	8.60	3.4	1.52	3.5	13.7	2.8	13.6	
2.7	8.10	3.0	1.40	3.2	12.3	2.7	11.6	
2.8	8.60	2.9	1.36	3.1	12.8	2.8	12.2	
3.9	4.79	3.8	0.43	3.5	7.4	3.9	7.5	198
3.8	4.57	4.0	0.45	3.6	7.1	3.8	7.5	
4.1	5.15	3.4	0.41	3.1	7.4	4.1	8.0	
4.3	5.70	3.6	0.42	3.2	8.4	4.3	9.1	
4.3	5.70	3.7	0.43	3.3	8.5	4.3	9.3	
$\epsilon = 10^\circ$								
4.1	5.15	4.0	0.50	3.4	8.8	4.1	9.8	198
4.1	5.15	3.9	0.49	3.4	8.8	4.1	9.6	
3.9	4.79	3.9	0.49	3.5	8.4	3.9	8.6	
3.7	4.50	4.1	0.50	3.7	7.8	3.7	7.9	
4.5	2.98	4.3	0.24	3.7	5.4	4.5	5.6	
5.0	3.62	4.1	0.21	3.3	6.2	5.0	6.7	

Из таблицы видно, что при числах Маха $M_2 \leq 3$ давление в ножке Маха меньше, чем давление в новом установившемся состоянии. Область повышенного давления существует для моделей с $M_2 \geq 4$. Было определено распределение давления на поверхности EF конуса (см. фиг. 5) с углом полураствора $\epsilon = 8^\circ$ в безразмерном виде $\Delta P / \gamma P_0$ ($\Delta P = P - P_1$, где P — текущее давление на поверхности конуса, $\gamma = 1.4$) при взаимодействии плоской ударной волны с летящей моделью. Давление на поверхности EF рассчитывалось по формулам дифракционного взаимодействия [10]. Отклонение расчетных значений давления в ножке Маха на поверхности конуса, получен-

ных на основании экспериментальных данных не превышает 10% от расчетных давлений, следующих из теории. Отклонение величины давления в новом установившемся состоянии от точного решения связано с тем, что решение [10] является приближенным решением первого порядка. Следует отметить, что при взаимодействии плоской ударной волны с моделью, летящей не под нулевым углом атаки, расположение скачков при малом отклонительном угле атаки $\theta \sim 1$ на «наветренной» стороне модели во многом подобно расположению их при лобовом взаимодействии, но на «подветренной» стороне сильно отличается. Это различие приводит к значительной разности давлений по разные стороны от модели и должно привести к изменению направления ее траектории.

Из кинограмм фиг. 2 можно видеть, что течение модели во время полета носит ламинарный характер, при входе модели в ударную волну течение становится турбулентным. Это особенно хорошо видно, когда ударная волна распространяется по цилиндрической части модели (см. фиг. 2). Можно предположить, что турбулизация потока происходит из-за скачкообразного изменения числа Рейнольдса примерно в 3 раза при прохождении модели через ударную волну. Например, при прохождении модели с $M_1=3$ через ударную волну с $M_2=2.7$, при $P=730$ мм рт. ст. число Рейнольдса изменяется от $7.5 \cdot 10^5$ до $2.4 \cdot 10^6$.

Из кинограмм фиг. 3 видно, что «горло» ближнего следа до взаимодействия расположено на расстоянии двух диаметров донного среза вниз по потоку и на расстоянии одного диаметра после взаимодействия. Можно предположить, что причиной перемещения «горла» в следе является турбулизация потока после взаимодействия.

Авторы благодарят Ю. Ф. Буслова и Л. М. Логинова за полезные советы и плодотворные дискуссии, а также С. Н. Грачева и В. А. Устинова за помощь в постановке экспериментов и обработке результатов опытов.

Поступила 20 IV 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Merritt D. L., Aronson P. M. Study of blast-bow wave interactions in a wind tunnel. AIAA Paper, 1965, № 65—5.
2. Brown E. A., Mullaney G. J. Technique for studying the shockon — shock problem. AIAA Journal, 1965, vol. 3, № 11.
3. Brown E. A., Mullaney G. J. Experiments on the head-on shock — shock interaction. AIAA Journal, 1965, vol. 3, № 11.
4. Merritt D. L., Aronson P. M. Free flight shock interaction studies. AIAA Paper, 1966, № 66—5.
5. Blankenship V. D., Merritt D. L. A note on experimental and theoretical comparisons of conical shock — shock interactions. AIAA Journal, 1966, vol. 4, № 11.
6. Damkevala R. J., Zumwalt G. W. Technique for studying interactions between a body moving at supersonic speeds and blast waves approaching obliquely. Rev. Sci. Instrum., 1968, vol. 39, № 9.
7. Акимов А. И., Лусин Ю. Г., Шугаев Ф. В., Маковский Ю. Ф. Картина течения при набегании ударной волны на тело, обтекаемое сверхзвуковым потоком. Уч. зап. ЦАГИ, 1971, т. 2, № 2.
8. Smyrl J. L. The impact of a shock — wave on a thin two — dimensional aerofoil moving at supersonic speed. J. Fluid Mechan., 1963, vol. 15, Pt. 2.
9. Blankenship V. D. Shock — shock interaction on a Hender Supersonic cone. J. Fluid Mechan., 1965, vol. 22, Pt. 3.
10. Arora N. Z. An integral — transform method for shock — shock interaction Studies. J. Fluid Mechan., 1968, vol. 34, Pt. 2.
11. Бужинский О. И., Волков Л. П. Исследование ударных волн, возбуждаемых в электромагнитной ударной трубе. Ж. техн. физ., 1972, т. 42, вып. 8.
12. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1958.
13. Бабенко К. И., Воскресенский П. П., Любимов А. И., Русанов В. В. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М., «Наука», 1964.
14. Липман Л. В., Рожко А. Элементы газовой динамики. М., Изд-во иностр. лит., 1960.