

УДК 533.6.011.72

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН НА ВЫПУКЛЫХ УГЛАХ

Т. В. БАЖЕНОВА, Л. Г. ГВОЗДЕВА, В. С. КОМАРОВ,
Б. Г. СУХОВ

(Москва)

Дифракция ударных волн рассматривалась теоретически в работах [1-4]. Экспериментальные работы, обзор которых дан в [5], и в особенности работы [6, 7], показали, что процесс дифракции происходит очень сложным образом, данные экспериментов во многом отличаются от теоретических предсказаний. Некоторые данные по дифракции сильных ударных волн были опубликованы в работах [8, 9]. В работе [8] было показано, что форма профиля дифрагирующей ударной волны, рассчитанная по теории Уитема [2], расходится с экспериментальными данными. В работе [9] приведены осциллограммы давления и теплового потока в стенку при дифракции сильных ударных волн. В данной работе приводятся результаты исследования дифракции сильных ударных волн на плоских выпуклых углах ($M_0 = 2-10$) в газах с изменением показателя адиабаты от 1.66 до 1.05.

Обнаружены новые особенности картины дифракции ударных волн, связанные с взаимодействием волны торможения со свободным струйным пограничным слоем. Установлено, что форма фронта дифрагирующей ударной волны зависит от числа Маха M_0 ударной волны и угла дифракции α_0 . Число Маха пристеночной части ударной волны не зависит от показателя адиабаты газа γ , если показатель адиабаты изменяется в диапазоне 1.4—1.15. При увеличении угла дифракции и числа Маха падающей ударной волны в пристеночной части дифрагирующей ударной волны последовательно возникает точка перегиба, маховское отражение и отражение, близкое к регулярному.

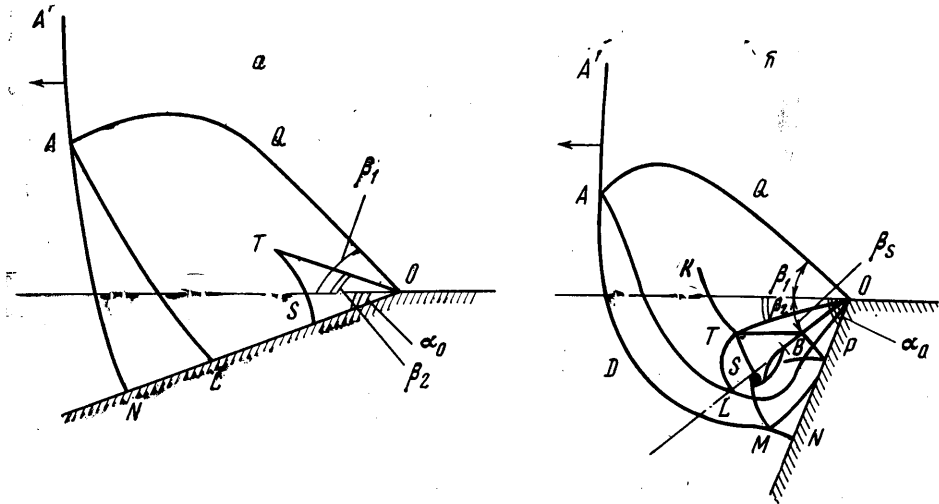
Получены экспериментальные значения углов срыва потока. Показано, что срыв происходит при давлении, большем p_0 , но меньшем $2p_0$. Давление на поверхности стенки при дифракции ударной волны изменяется от значения на фронте дифрагировавшей части ударной волны до значения в конце волны разрежения. В работе приведена аппроксимационная формула, дающая зависимость значения давления на фронте дифрагировавшей ударной волны от числа Маха падающей волны и от угла клина. Значения давления в конце волны расширения получены по экспериментальным измеренным значениям угла срыва потока.

Путем анализа осциллограмм давления и температуры на стенке показано, что падение давления от значений на фронте дифрагировавшей волны до значений в конце веера расширения происходит при дифракции с отрывом с образованием минимума, давление в котором может стать даже ниже давления перед ударной волной. Температура газа в этой области становится ниже температуры стенки.

Эксперименты. Опыты проводились в ударной трубе квадратного сечения со стороной 72 мм. Длина камеры высокого давления составляла 1.2 м. Измерительная камера располагалась в поле зрения теневого прибора ИАБ-451 на расстоянии 6 м от диафрагмы. Камера имела расширяющуюся часть, нижняя стенка которой представляла собой варьруемый угол. Угол α_0 между направлением невозмущенного потока и стенкой составлял 15, 30, 65, 90 и 120°. Скорость падающей ударной волны измерялась по показаниям двух датчиков давления, расположенных на расстоянии 24 см друг от друга. Съемка теневой картины дифракции производилась на неподвижную пленку при вспышке импульсного источника света с длительностью свечения порядка 0.2 мксек. Синхронизация момента

вспышки с заданным положением ударной волны осуществлялась пьезодатчиком давления. Начальное давление в камере 5–200 мм рт. ст. Скорости ударных волн изменялись от 500 до 3300 м/сек. Исследовались ударные волны в аргоне, азоте, углекислом газе, воздухе и фреоне.

На фиг. 1 приведены схемы дифракции, где нанесены возмущения, как предсказанные теорией и полученные в работах других авторов, так и обнаруженные в настоящих экспериментах. На фиг. 1, а приведена схема дифракции на малых углах, на фиг. 1, б — схема дифракции на больших углах. Схема фиг. 1, б построена по фотографии фиг. 2 (воздух, $\alpha_0 = 65^\circ$, $M_0 = 4.74$). Падающая волна движется справа налево, $A'A$ — невозмущенная часть падающей волны.

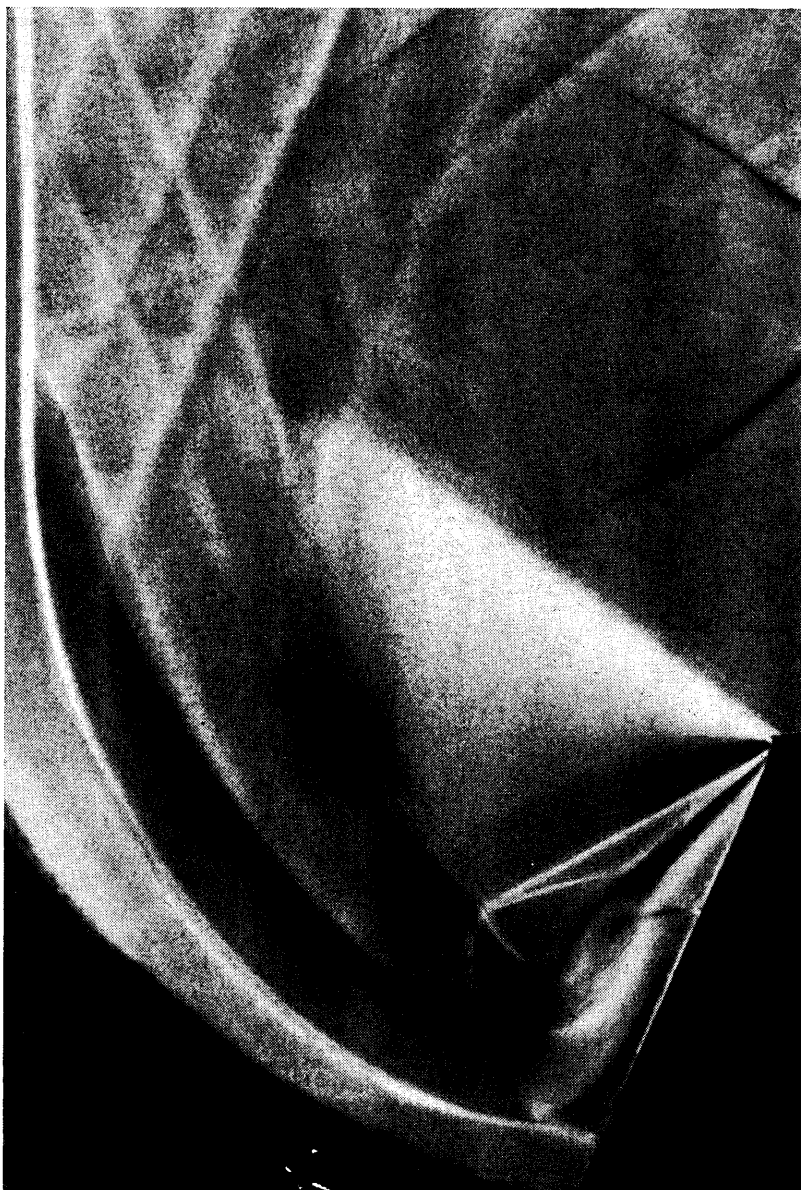


Фиг. 1

Известно [1–4], что дифракция ударной волны сопровождается изменением скорости потока за ударной волной в веере волн разрежения QOT , исходящих из вершины обтекаемого угла O . Передний фронт волны разрежения AQO достигает фронта ударной волны в точке A , $ADMN$ — продифрагировавшая часть ударной волны. Область газа, приведенного в движение возмущенной ударной волной, отделяется от остального газа контактной поверхностью ALO .

В области, ограниченной первой характеристикой волны разрежения AQO и дифрагировавшей частью ударной волны $ADMN$, обязательно должна возникнуть ударная волна KTS , которая приводит в соответствие ускоряющийся поток в волне разрежения с потоком за дифрагированной (а следовательно, ослабленной) частью ударной волны. Эта волна направлена навстречу потоку в области TOS и сносится вниз по потоку.

Картина течения в области между ударной волной и вторым скачком уплотнения KTS характеризует структуру, возникающую в нестационарном процессе дифракции ударной волны. Процесс расширения спутного потока при огибании угла описывается стационарным решением задачи о расширении в веере Прандтля — Майера. При малых углах поворота стенки поток поворачивает параллельно стенке OS (фиг. 1, а). При больших углах поворота стенки поток поворачивается на меньший угол. При этом образуется линия срыва OBS , отделяющая поток расширяющегося газа от области почти неподвижного газа (фиг. 1, б). Линия срыва сворачивается в вихрь S .



Фиг. 2

На фиг. 3 приведены фотографии картины течения при дифракции. Параметры опытов следующие:

$a - \alpha_0 = 15^\circ$, азот, $M_0 = 2.8$; $b - \alpha_0 = 30^\circ$, воздух, $M_0 = 2.77$;
 $c - \alpha_0 = 65^\circ$, фреон-113, $M_0 = 3.64$; $d - \alpha_0 = 90^\circ$, азот, $M_0 = 5.09$;
 $e - \alpha_0 = 120^\circ$, аргон, $M_0 = 1.53$; $f - \alpha_0 = 120^\circ$, азот, $M_0 = 2.45$;
 $ж - \alpha_0 = 120^\circ$, воздух, $M_0 = 2.56$; $з - \alpha_0 = 120^\circ$, воздух, $M_0 = 4.75$;
 $и - \alpha_0 = 120^\circ$, воздух, $M = 7.47$; $к - \alpha_0 = 120^\circ$, воздух, $M_0 = 8.82$.

Нож прибора ИАБ-451 располагался как вертикально, так и горизонтально. Теплеровская система была настроена достаточно чувствительно для того, чтобы видеть слабые возмущения, поэтому на картинах видно большое число возмущений в горячем газе, появляющихся из-за шероховатости стенок канала ударной трубы. Видны как волны Маха, так и линии тангенциальных разрывов, возникающие при взаимодействии горячего газа с неоднородностями стенки. Эти взаимодействия приводят к неоднородности потока за ударной волной. Особенно заметно это явление во фреоне (фиг. 3, *в*).

Полученные фотографии показали, что основные детали картины дифракции одни и те же в различных газах (фиг. 2 и 3, *в*). На фотографиях видны все упоминавшиеся выше детали процесса, веер волн разрежения, дифрагировавшая часть ударной волны, волна торможения и контактный разрыв, разделяющий части газа, которые пришли в движение до и после начала дифракции. Для угла 15° (фиг. 3, *а*) отрыва не происходит и картина дифракции соответствует фиг. 1, *а*, за исключением волн сжатия, наблюдаемых на фиг. 3, *а* между волнами *TS* и *AN*. При углах раствора 30° и больше происходит отрыв потока, образование линии срыва и вихря *S*. При угле 30° (фиг. 3, *б*) отрыв происходит не из вершины клина, а заметно ниже вершины угла. Отрыв потока происходит с образованием лямбда-конфигурации, которая возникает вследствие взаимодействия волны *KTS* со свободным струйным пограничным слоем.

Приведенные фотографии обнаружили ряд новых элементов в сложной картине дифракции. Прежде всего это касается области взаимодействия вихря, линии срыва и волны торможения. Не только на угле 30° , но и на больших углах продолжает сохраняться лямбда-конфигурация с соответствующей косою ударной волной *TB* и вторым контактным разрывом *TL* (фиг. 1, *б*). Существование ударной волны *TB* уменьшает область однородного потока и сводит его к области *TOB*. Возникает второй контактный разрыв, который начинается от точки пересечения *T* волны торможения с последней характеристикой веера Прандтля — Майера (фиг. 2, 3, *в*).

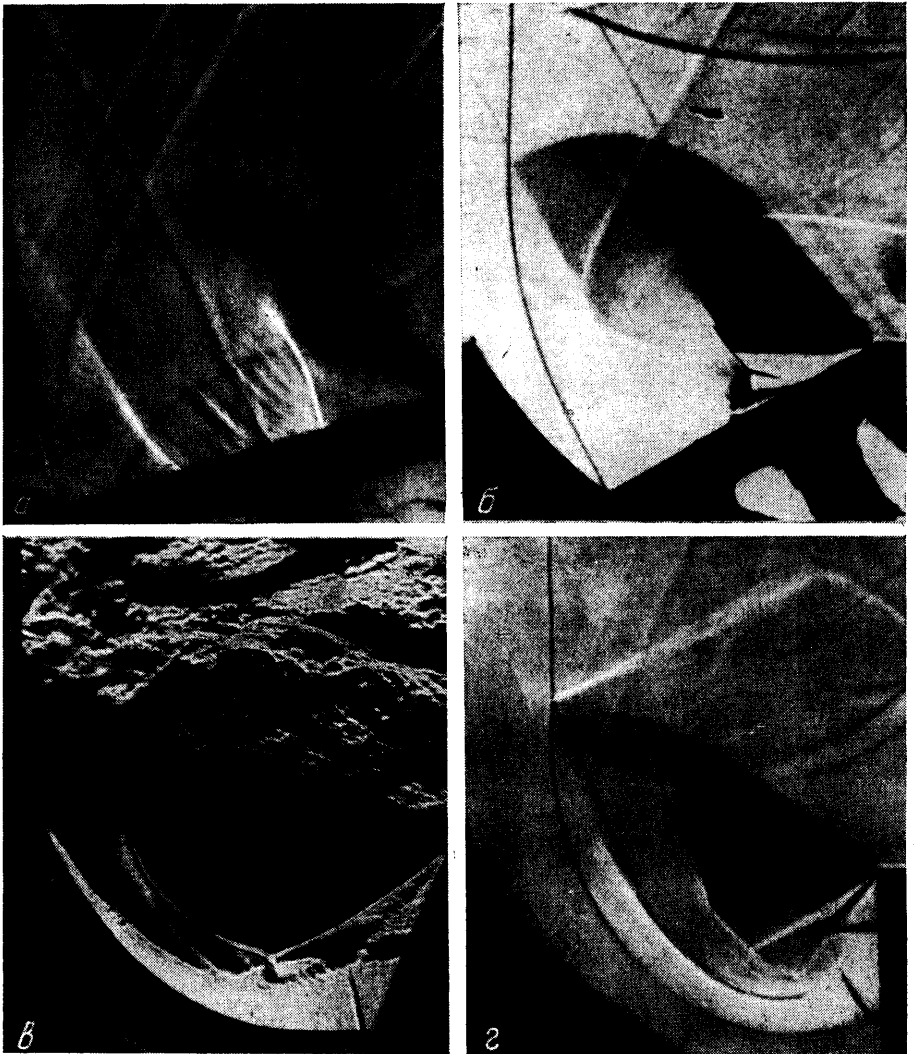
В течениях со срывом (фиг. 1, *б*) первый контактный разрыв завернут под вихрь, затем становится прямолинейным и оканчивается на стенке вблизи вершины угла. В окрестности вихря возникает сильный градиент давления вследствие существования области повышенного давления за волной *TS* и области пониженного давления вдоль линии срыва *OBS*. В результате этого возникает возвратное течение под линией срыва. Таким образом, контактный разрыв *TLO* отделяет область газа *TLOST*, прошедшего через ударные волны *TB* и *TS*. Тангенциальные разрывы и течения скольжения, вообще говоря, неустойчивы и сворачиваются в цепочку вихрей. Такое поведение тангенциальных разрывов в маховских конфигурациях отмечалось в ряде работ, в том числе в работах [10–13]. Особенно быстро происходит процесс турбулизации в углекислом газе и фреоне и при малых числах Маха падающей волны.

Турбулизация тангенциальных разрывов хорошо видна на фиг. 3, *б* и в особенности во фреоне на фиг. 3, *в*. С увеличением показателя адиабаты газа и увеличением числа Маха потока турбулизация тангенциальных разрывов происходит на больших расстояниях. Поэтому на остальных фотографиях (фиг. 2, 3) тангенциальные поверхности не турбулизированы. При наличии срывного течения видны еще не обнаруженные ранее неоднородности, начинающиеся в области вихря и заканчивающиеся на стенке в точке *P*. Возможно, что причиной возникновения этих неоднородностей является существование возвратного течения. При увеличении скорости падающей волны и угла эти неоднородности на фотографиях не заметны (фиг. 3, *и*, *к*). Веер Прандтля — Майера оказался центрированным при

течениях со срывом, если не считать окрестности вершины угла в 1–2 мм, где наблюдалось расцентрирование веера, причем расцентрирование уменьшалось при увеличении угла отклонения (фиг. 2, 3, з). Кроме того, последняя линия веера волн разрежения не является характеристикой, а представляет собой слабый скачок при углах дифракции 65 и 90° (фиг. 2). При угле дифракции 120° сделать выводы о характере последней линии веера не представлялось возможным. Эти явления связаны с взаимодействием течения разрежения с пограничным слоем.

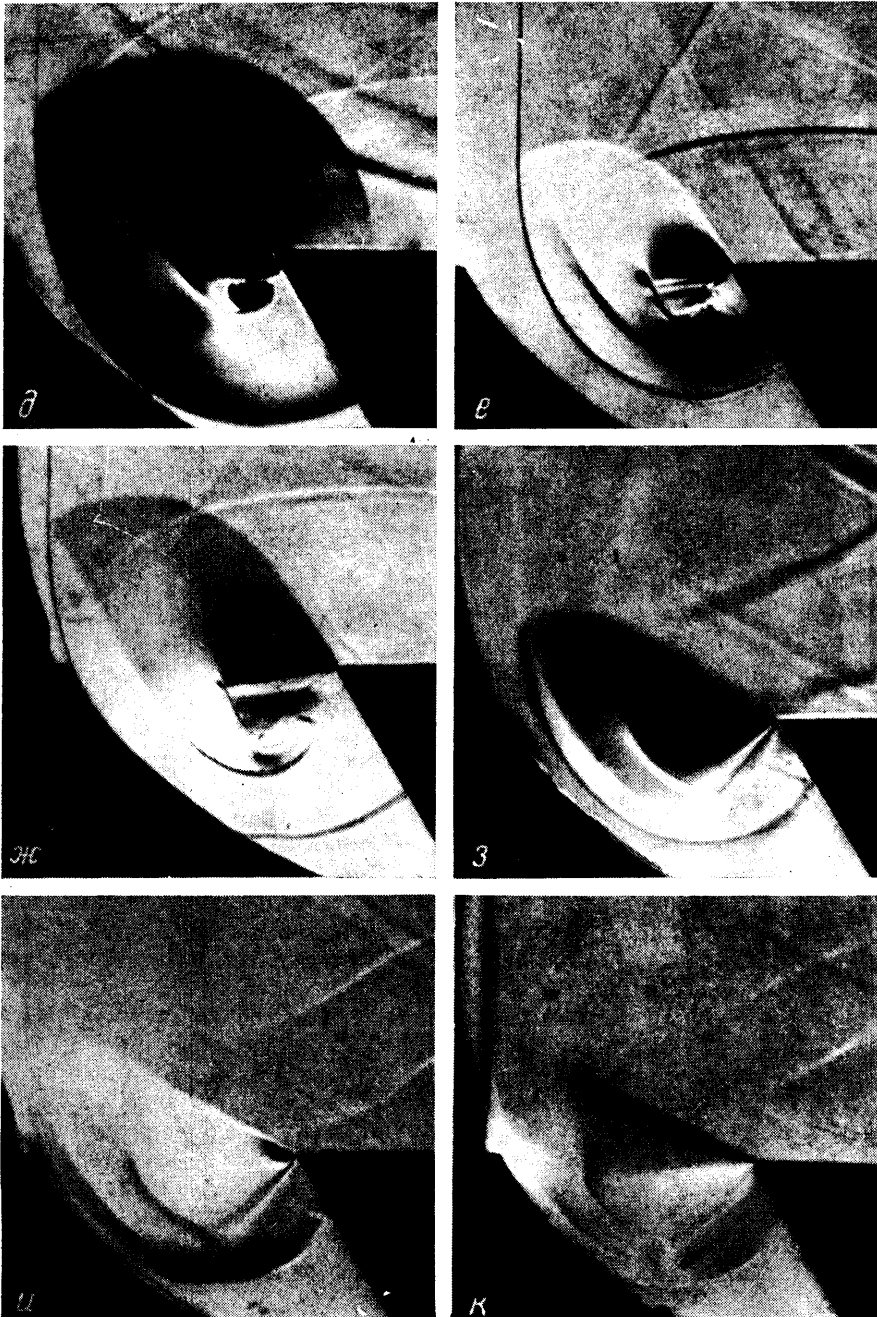
Наиболее интересной новой особенностью оказались изменения в форме дифрагирующей части ударной волны.

Форма ударной волны при дифракции. Форма дифрагирующей части ударной волны представляет собой в целом выпуклую по отношению к спокойному газу линию. В предельном случае $M_0 = 1$ это граница звукового круга.



Фиг. 3

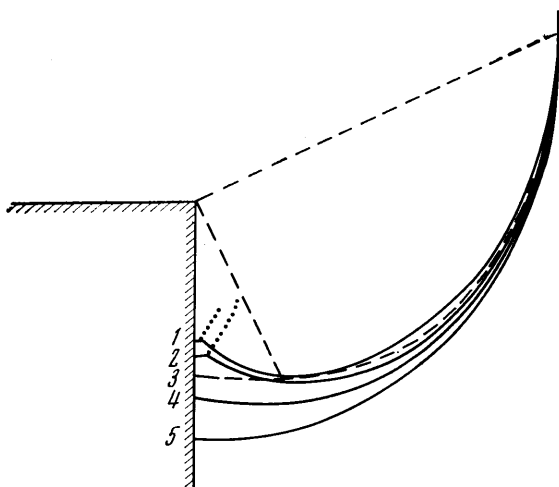
Начало искривления плоского профиля определяется взаимодействием с передним фронтом волн разрежения. В этом месте (точка А на фиг. 1) возникает тройная конфигурация с соответствующим контактным разрывом. Ниже тройной точки А ударная волна взаимодействует с волной разрежения. Интенсивность ее плавно уменьшается, а форма искривляется. На фиг. 3, д приведен снимок дифракции в аргоне при малом чис-



Фиг. 3

ле Маха ($M_0 = 1.53$). На снимке хорошо видно, что область возмущения представляет собой деформированный круг.

При увеличении числа Маха увеличивается скорость потока за падающей волной и при приближении скорости потока к звуковой возникает такая картина, как на фиг. 3, *е*, когда отраженная волна разрежения не может двигаться вверх по потоку. Затем при дальнейшем увеличении



Фиг. 4

скорости область влияния ограничивается линией Маха и границей звукового круга (фиг. 3, *ж*, *з*, *и*, *к*). Теоретически было известно, что процесс дифракции должен происходить автомодельно. В работе [7] это положение было подтверждено для воздуха для различных углов. В настоящих экспериментах была осуществлена проверка автомодельности процесса путем сравнения единичных снимков, снятых при одном и том же числе Маха потока и в разные моменты времени, для CO_2 , N_2 , воздуха в диапазоне чисел Маха 2–10 и для углов 65° и 90° .

Процесс дифракции оказался автомодельным с точностью $\pm 3\%$. При автомодельности профиль волны не меняется при движении. Вследствие этого по единичному снимку можно рассчитывать скорость каждого участка фронта дифрагировавшей волны.

Метод, позволяющий довольно просто рассчитать форму дифрагировавшей волны, рассмотрен в работе [2]. Проведем сравнение экспериментов с этой теорией. На фиг. 4 приведены несколько профилей дифрагирующей волны в $\text{N}_2/\alpha_0 = 65^\circ$, соответствующих различным числам M_0 (кривая 1 — $M_0 = 7.85$, 2 — $M_0 = 5.73$, 4 — $M_0 = 3.34$, 5 — $M_0 = 2.06$) и теоретический профиль [2] — кривая 3. Кривые изображены при совпадающих положениях невозмущенной ударной волны. В работе [6] для чисел Маха от 1 до 4 в воздухе было отмечено, что форма волны отличается лишь количественно от теоретической кривой. Опыты показали и качественное отличие от теоретической кривой.

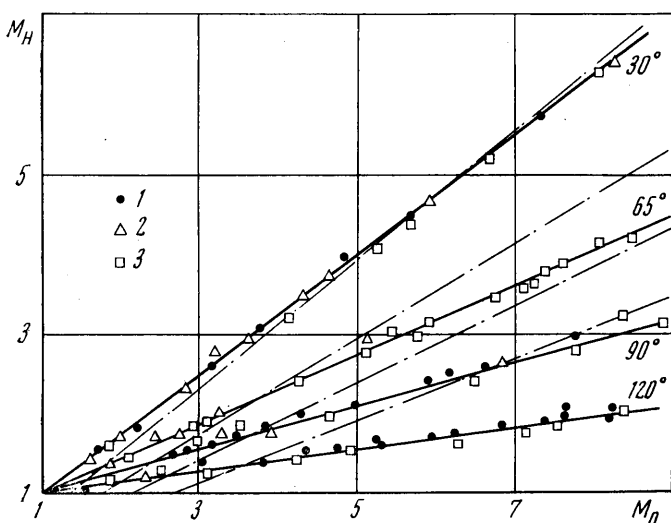
При увеличении числа Маха ударной волны было обнаружено, что на волне возникает точка перегиба (кривая 4). При дальнейшем увеличении числа Маха точка перегиба превращается во вторую тройную точку и вблизи стенки возникает маховская конфигурация (фиг. 3, *з*, *и*). Вследствие автомодельности новая тройная точка движется вдоль стенки под постоянным углом. При дальнейшем увеличении числа Маха угол движения тройной точки, возникающей у стенки, уменьшается и конфигурация на стенке становится близка к регулярному отражению (фиг. 3, *к*). Для $\alpha_0 = 65, 90$ и 120° переход к маховскому отражению наблюдается при $M_0 = 3-4$, а высота волны Маха становится исчезающе малой при $M_0 = 7-9$.

Теория [2] предсказывает очень слабую зависимость формы от M_0 . Так, по расчетам в диапазоне M_0 от 2 до 10 все профили практически со-

впадают (кривая 3), что не согласуется с экспериментом (фиг. 4). Очевидно, что и скорость пристеночной части волны будет отличаться от рассчитанной по теории [2].

Объяснение большому искривлению дифрагировавшей части волны и возникновению вследствие этого маховской конфигурации следует искать, видимо, в процессе взаимодействия спирального течения в окрестности точки S с ударной волной.

Тенденция формирования точки перегиба следовала из теории Лайтхилла [1].



Фиг. 5

В работе [8] было замечено формирование точки перегиба. В настоящих опытах обнаружено, что точка перегиба развивается с увеличением числа Маха во вторую тройную точку. Надо отметить, что в явлении маховского отражения при больших числах Маха также возникают сначала изгибы, а затем новые тройные точки как на отраженной волне, так и на волне Маха [9-14]. Механизм появления дополнительной тройной точки на волне Маха при маховском отражении по всей видимости аналогичен механизму возникновения второй тройной точки при дифракции.

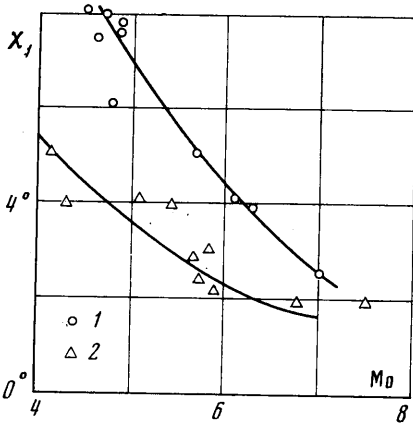
На фиг. 5 даны экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (штрихпунктирные линии) значения числа Маха M_H пристеночной части волны в зависимости от M_0 в воздухе (2), азоте (1) и углекислом газе (3).

Рассчитанные по [2] кривые на фиг. 5 не совпадают с экспериментальными, как это и следует из вышеприведенного анализа. Экспериментальные и расчетные кривые пересекаются.

Для углов от 65° до 120° в диапазоне чисел Маха от 3 до 4 форма волны близка к ожидаемой из теории Уитема, при меньших и больших числах M_0 эти значения расходятся. Интересно, что на фиг. 5 результаты опытов с точностью 6-7% группируются вдоль прямых, проходящих через точку ($M_0 = 1, M_H = 1$), и не зависят от ряда газа. По этим результатам M_H для CO_2 , воздуха и N_2 можно выразить в виде аппроксимационной формулы

$$M_H = e^{-A\alpha_0^{1.5}}(M_0 - 1) + 1, \quad (A = 0.68).$$

Точность определения M_H по этой формуле составляет 2.5%. Для аргона ($\gamma = 1.66$) экспериментальные точки аппроксимируются той же форму-



Фиг. 6

при увеличении числа Маха M_0 . Возможно, что при увеличении числа Маха падающей волны (больше 10) будет наблюдаться регулярное отражение пристеночной части волны.

Угол срыва потока. По фотографиям были измерены угол β_1 , соответствующий первой характеристике веера Прандтля — Майера, угол β_s , определяющий положение линии отрыва, угол β_2 , определяющий направление последней линии в веере Прандтля — Майера (фиг. 1). По первой характеристике можно определить число Маха M_1 потока газа за ударной волной в невозмущенной области. Сравнение измеренного числа Маха с рассчитанными в различных предположениях о состоянии газа за ударной волной позволило сделать заключение о степени возбуждения внутренних степеней свободы в газе за ударной волной и рассчитать параметры газа за падающей волной. Измерение углов β_s дает значения возможного расширения газа при дифракции.

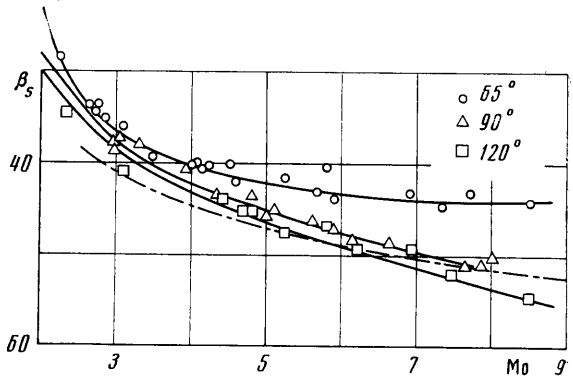
Сопоставление экспериментально измеренных значений β_1 , β_2 и β_s позволяет определить для каждого режима значение показателя адиабаты γ для расширения газа в веере Прандтля — Майера.

На фиг. 7 сплошными кривыми приведены экспериментальные значения угла срыва β_s в зависимости от числа Маха M_0 в азоте. Зависимости β_s от M_0 в других газах аналогичны этой зависимости в азоте. Штрихпунктиром нанесена кривая, рассчитанная из предположений, что отрыв происходит, когда газ расширяется до давления p_0 [4]. Точки располагаются выше расчетной кривой для угла 65° , вблизи расчетной кривой для углов 90° и 120° , начиная с чисел Маха $M_0 > 6$. Тот же результат был получен в воздухе и в углекислом газе до $M_0 \sim 10$. В работе [7] аналогич-

лой с коэффициентом $A = 0.61$. Опыты для фреона (Fr_{113}) были проведены лишь для угла $\alpha_0 = 65^\circ$. Прямая, на которую ложатся экспериментальные точки, описывается выражением $M_H = 0.266(M_0 - 1) + 1$.

Углы движения тройных точек в CO_2 , N_2 и в воздухе также близки друг к другу, хотя существуют явные зависимости от показателя адиабаты γ .

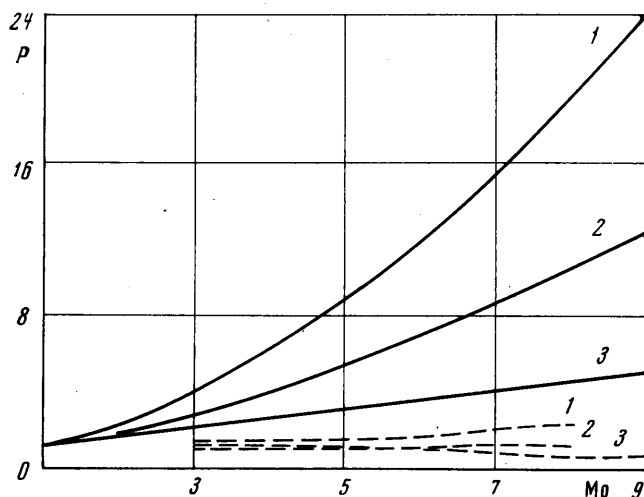
На фиг. 6 приведены значения угла движения второй тройной точки от числа Маха падающей волны M_0 для угла 65° в воздухе (1) и в углекислом газе (2), где наблюдается наибольшее изменение в χ_1 в зависимости от рода газа. Видно уменьшение угла движения тройной точки



Фиг. 7

ный результат был получен для воздуха до $M_0 \approx 5$. Во всех случаях только кривые $\beta_s(M_0)$ для углов, больших $90-120^\circ$, и при больших числах Маха ложатся на расчетную кривую. Значения p_0 ; вычисленные на основании экспериментов, находятся в пределах $p_0 \div 2p_0$.

Определенные экспериментально углы β_1 , β_s и значения M_0 позволили рассчитать все параметры, в том числе давление p_2 в конце веера, которое, вообще говоря, должно в окрестности вершины угла быть равным давлению на поверхности, так как при срывном течении эта область отделяется



Фиг. 8

от стенки двумя тангенциальными разрывами OS и OL (фиг. 1, б), на которых давление не меняется. Давление в конце веера разрежения p_2 по отношению к давлению перед падающей ударной волной p_0 в азоте изображено пунктирными линиями на фиг. 8. Вторую реперную точку для определения давления на стенке могут дать измерения скорости движения пристеночной части дифрагировавшей ударной волны. При автомодельности эта скорость в процессе движения не меняется (1 — 65° , 2 — 90° , 3 — 120°).

По числу Маха пристеночной части волны легко определить давление сразу за волной в CO_2 , N_2 и в воздухе:

$$p_n = p_0 \frac{2\gamma}{\gamma + 1} [\exp(-0.68\alpha_0^{1.5})(M_0 - 1) + 1] - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$$

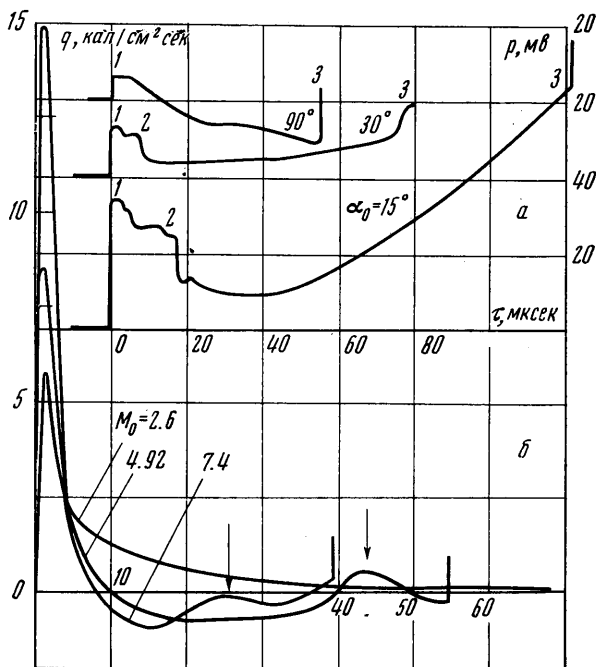
Здесь использована зависимость давления на фронте волны от числа Маха ударной волны для идеального газа.

Эта зависимость справедлива для дифрагированной части ударной волны, так как при углах поворота, больших 65° , число Маха дифрагированной ударной волны не превышает 4 при числах Маха падающей волны до 10. Графики перепада давлений P за пристеночной частью волны от числа Маха падающей волны приведены на фиг. 8 сплошными линиями.

Таким образом, анализируя фотографии, можно определить пределы изменений давления на стенке угла, а именно за пристеночной частью волны и в конце веера разрежения. Давление на стенке должно, следовательно, падать вдоль по поверхности. Такие предсказания следовали и из работы [1]. Однако наличие на дифрагированной волне точек перегиба и

конфигурации Маха дает основания предполагать, что распределение давлений на стенке более сложно, чем следует из простого анализа.

Давление и тепловой поток на наклонной поверхности. Исследования на стенке были проведены с помощью датчика давления и тонкопленочного термометра, расположенных в одной плоскости на расстоянии 15—30 мм от вершины угла. Методика исследований изложена в работе [12]. Характер изменения записи давления при изменении угла наклона виден на фиг. 9, а, где приведены записи давления для опытов в азоте с числом Маха, M_0 , близким к пяти.



Фиг. 9

Записи для угла 15° ($M_0 = 4.92$; $p_0 = 15.2$ мм рт. ст.), где течение безотрывное, показывают существование комплекса пристеночная волна (1) — волна торможения (2). Сравнение осциллограмм с фотографиями показало, что резкое уменьшение давления в точке 2 соответствует прохождению мимо датчика волны торможения. Затем давление должно быть постоянным и равным давлению в конце веера разрежения, однако оно медленно растет. Это можно объяснить, вероятно, действием на течение расширения пограничного слоя. Расцентрирование веера Прандтля — Майера, которое отмечалось на фотографиях, возможно, связано с передачей давления вверх по потоку по пограничному слою. В опытах [15] наблюдалось аналогичное явление. При измерении давления на поверхности клина с помощью датчиков и плотности с помощью интерферометра в кислороде при $\alpha_0 = 15^\circ$ было показано, что давление в данной точке на стенке в конце веера не остается постоянным, а повышается с течением времени сначала более плавно (при ламинарном пограничном слое), а затем более резко (в 2—3 раза). При этом определенные по интерферограммам положения первой и последней линий Прандтля — Майера почти не менялись (не более чем на 1°).

В опытах в пределах точности определения углов ($\pm 1^\circ$) изменения направления первой и последней линий веера с течением времени заметно не было, но датчик давления четко фиксировал повышение давления в данной точке со временем. Кроме того, отмечалось непостоянство давления в области между дифрагированной волной и волной торможения (точки 1, 2 на фиг. 9, а), которое связано, по-видимому, с неоднородностями, видными на фиг. 3, а.

При дифракции на угле 30° ($M_0 = 4.85$, $p_0 = 5,2$ мм рт. ст.) волна торможения не доходит до стенки, а расщепляется. Однако давление передается на стенку и кривая давления сходна с записью для угла 15° .

Наиболее интересна кривая давления для угла 90° ($M_0 = 4.89$, $p_0 = 3,41$ мм рт. ст.), которая указывает на падение давления ниже начального p_0 . Подъемы кривых в правой части осциллограмм (точки 3) фиксируют прохождение отраженной волны. Измерения температуры стенки в зависимости от времени для разных углов клина были проведены для тех же опытов, для которых есть записи давления. Запись температуры для $\alpha_0 = 15^\circ$ соответствует записи давления и фиксирует прохождение мимо датчика волны торможения. Для дифракции на угле 90° на кривой температуры виден дополнительный подъем. Сопоставление с фотографиями показало, что вторичный подъем соответствует проходу мимо датчика неоднородности в точке P (фиг. 1, б).

По показателям пленочных датчиков были определены тепловые потоки в стенку клина. Зависимость теплового потока q от времени в азоте приведена на фиг. 9, б для угла 90° и различных чисел M_0 . При дифракции на угле 15° наблюдается рост теплового потока сразу за ударной волной и последующее падение его вследствие нарастания пограничного слоя. Аналогичный ход кривых существует обычно для теплового потока в стенку ударной трубы при движении ударной волны вдоль стенки. Такой же ход кривой q для угла 90° и числа $M_0 = 2.60$.

При дифракции на угле 90° кроме первого максимума за пристеночной волной существует второй (обозначенный стрелкой), он соответствует прохождению мимо датчика дополнительной неоднородности P . Этот максимум появляется при числах $M_0 > 3$.

Кроме того, на фиг. 9, б видно, что для угла 90° кривые пересекают ось абсцисс, т. е. в некоторой точке тепловой поток обращается в нуль. Эти данные подтверждают результат, полученный из анализа кривых давления для угла 90° , — существование резкой волны разрежения сразу за пристеночной волной при отрывном течении. Действительно, превращение в нуль теплового потока показывает, что в этой точке температура стенки становится равной температуре газа (а температура стенки известна из осциллограмм). Температура сразу же за пристеночной частью волны определяется по числу Маха M_H . По падению температуры в волне разрежения можно определить падение давления, если предположить изэнтропичность течения. Оценка падения давления показывает, что давление в волне разрежения должно падать ниже p_0 .

Причина появления области разрежения не ясна. Возможно, что это явление возникает вследствие взаимодействия потока с вихревым течением и связано с появлением второй тройной точки на дифрагированной ударной волне.

Поступила 11 VIII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Lighthill M. J. The diffraction of blast. I. Proc. Roy. Soc. A., 1949, vol. 198, No. 1055.
2. Whitham G. B. A new approach to problems of shock dynamics, pt 2. Two-dimensional problems. J. Fluid Mech., 1957, vol. 2, pt 2.
3. Ting L., Ludloff H. F. Aerodynamics of blasts. Phys. Rev., 1956, vol. 82, No. 2.

4. Jones D. M., Martin P. M. E., Thorhill C. K. A note on the pseudostationary flow behind a strong shock diffracted reflected at a corner. Proc. Roy. Soc. A., 1951, vol. 209, No. 1097.
 5. Pack D. C. The reflection & diffraction of shock waves. J. Fluid Mech., 1964, vol. 18, pt 4.
 6. Skews B. W. The shape of a diffracting shock wave. J. Fluid Mech., 1967, vol. 29, pt 2.
 7. Skews B. W. The perturbed region behind a diffracting shock wave. J. Fluid Mech., 1967, vol. 29, pt 4.
 8. Bazhenova T. V., Gvozdeva L. G., Komarov V. S., Sukhov B. G. Diffraction of strong shock waves in a shock tube. Shock tube research. Proc. VIII Internat. Tube Sympos. London, Chapman & Hall, 1971.
 9. Bazhenova T. V., Gvozdeva L. G., Komarov V. S., Sukhov B. G. Pressure & temperature change on the wall surface in strong shock wave diffraction. Astra Acta, 1972, vol. 17.
 10. Сыщикова М. П., Березкина М. К., Семенов А. Н. Формирование течений около модели в ударной трубе. Сб. «Аэродинамические исследования сверхзвуковых течений». М.—Л., «Наука», 1967.
 11. Гвоздева Л. Г., Предводителева О. А., Фокеев В. П. Двойное маховское отражение сильных ударных волн. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
 12. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г., Лобастов Ю. С., Немков Р. Г., Набоко И. М., Предводителева О. А. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
 13. Семенов А. Н., Сыщикова М. П., Березкина М. К. Экспериментальное изучение особенностей маховского отражения в ударной трубе. Ж. техн. физ., 1970, № 5.
 14. Law C. K., Glass I. I. Diffraction of strong shock waves by a sharp compressive corner. Canad. Aeron. Sci. Inst. Transactions, 1971, vol. 4, No. 1.
 15. Glass I. I. Research frontiers at hypervelocities. Canad. Aeron. Sci. Inst. Journal, 1967, vol. 13, No. 8.
-