

О РЕЗУЛЬТАТАХ РАСЧЕТА ДИФРАКЦИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ПРЯМОМ УГЛЕ С УЧЕТОМ РЕАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ГАЗА

Г. А. ТАРНАВСКИЙ, В. И. ХОНИЧЕВ, В. И. ЯКОВЛЕВ

(Новосибирск)

Для исследования сложных газодинамических и магнитогазодинамических течений с различными внутренними поверхностями разрыва наряду с физическим экспериментом широко применяется численный эксперимент, который обеспечивает получение наиболее полных количественных результатов. Однако при исследовании сложных двумерных или трехмерных течений с помощью численных методов нетривиальной является задача интерпретации получающихся результатов, так как в большинстве случаев внутренние поверхности разрывов размазываются. При этом некоторые из них исчезают совсем (например, контактные поверхности при использовании метода «крупных частиц»), другие, такие как вторичные ударные волны, могут быть идентифицированы по исследованию параметров течения в «подозрительном» районе. Необходимый для этого опыт легче всего можно приобрести в процессе расчета и анализа сложных течений с известными качественными особенностями. Таким «эталонным» течением можно считать течение, возникающее при дифракции ударной волны, качественные особенности которого достаточно четко исследованы в экспериментальных работах [1, 2].

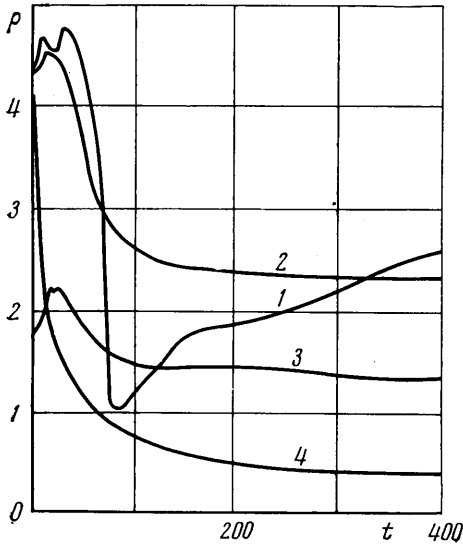
В настоящей работе численным методом крупных частиц [3, 4] исследовано течение, возникающее при дифракции ударной волны на прямом угле. Схема описываемого течения, заимствованная из [1], имеется в работе авторов [5], в которой показано, что расчет методом крупных частиц позволяет получить правильную форму дифрагированной ударной волны, выявить наличие отрыва потока и возникновение вторичной ударной волны.

Цель данной работы — более четкое выявление вторичной ударной волны, достаточное, чтобы ее непосредственно увидеть на изобарах, а также выяснение влияния на процесс дифракции таких физических процессов, как возбуждение колебательной степени свободы двухатомного газа, электронное возбуждение и диссоциация. С этой целью рассматривается сильная ударная волна с $M_0=15$ (обозначения те же, что в [5]), распространяющаяся в кислороде; давление и температура покоящегося газа перед ударной волной $p_0=0.01$ атм, $T_0=293^\circ$ К. Принятое низкое давление p_0 обеспечивает большую степень диссоциации газа за волной и значительное отклонение термодинамических свойств от свойств идеального газа.

Расчет проводился аналогично [5]. Отличие заключалось в использовании вместо уравнения состояния идеального газа реальных равновесных термодинамических функций кислорода, которые рассчитывались с использованием статистических сумм [6].

Рассматриваемая задача автомодельная. Вследствие этого все параметры течения зависят только от двух переменных — φ , $r/c_0 t$, где φ , r — полярные координаты с центром в вершине угла. Однако из-за наличия в разностных уравнениях характерной длины — размера счетной ячейки — расчетная картина течения неавтомодельная. И только когда область однородного течения за дифрагированной ударной волной достигает размеров, существенно больших размеров ячейки, расчетная картина приближается к автомодельной. Для наглядности на фиг. 1 представлены зависимости плотности в точках с постоянными автомодельными переменными

φ , $r/c_0 t$ от номера временного шага. Здесь кривые 1–4 соответствуют точкам, отмеченным крестиками на приведенной ниже фиг. 6. Из графиков видно, что на первых ~ 150 временных шагах расчетное течение сильно неавтономно, в последующем изменение плотности замедляется и к 400-му шагу скорость изменения становится достаточно малой. Отсюда



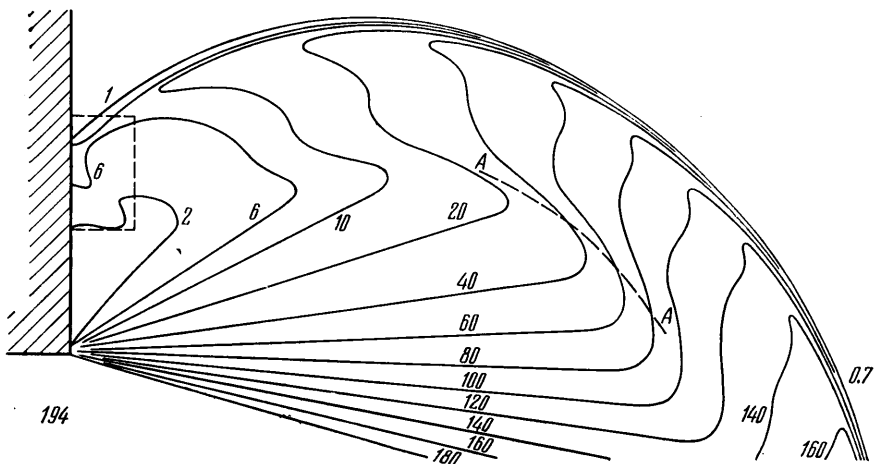
Фиг. 1

можно сделать вывод, что картина течения, отвечающая 400-му временному шагу (при этом дифрагированная ударная волна доходит до границ счетной области), должна быть близка к реальной (за исключением застойной зоны за вершиной угла). Приведенные ниже результаты расчетов (фиг. 2–5) отвечают именно этому временному шагу. На изобарах (фиг. 2) и изохорах (фиг. 3) указаны безразмерные значения давления и плотности, причем в качестве масштабов использованы плотность ρ_0 газа перед ударной волной и $\rho_0 c_0^2$, где c_0 — скорость звука в этом газе.

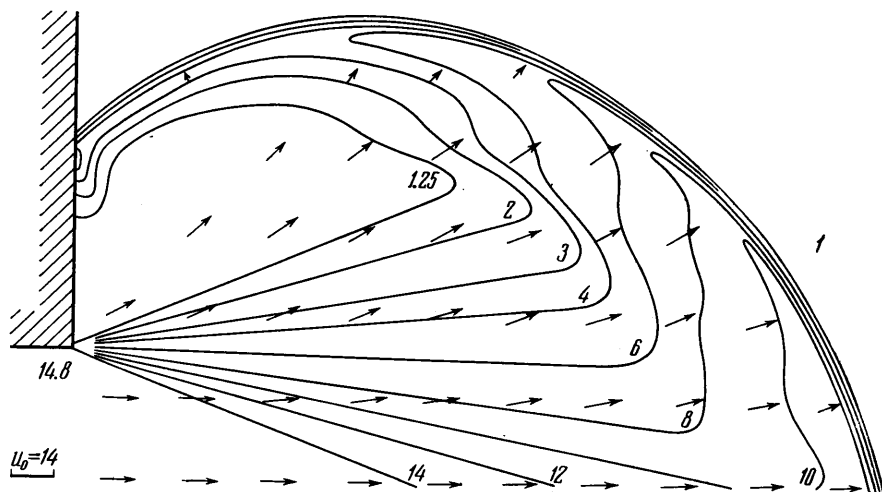
Сделаем небольшое замечание по поводу «визуализации» вторичной ударной волны.

Если бы вторичная ударная волна при расчете не размазывалась, картина распределения давления (плотности) имела бы идеальный вид,

при котором вторичная ударная волна представлялась бы линией, на которой заканчиваются различные изобары (изохоры). Однако вследствие размазывания картина давления (плотности) в районе вторичной ударной волны приобретает несколько иной вид. При этом изобары (изохоры), конечно, нигде внутри течения не прерываются и приближенно положение вторичной ударной волны визуальнo определяется как линия, в районе которой происходит наиболее сильное



Фиг. 2



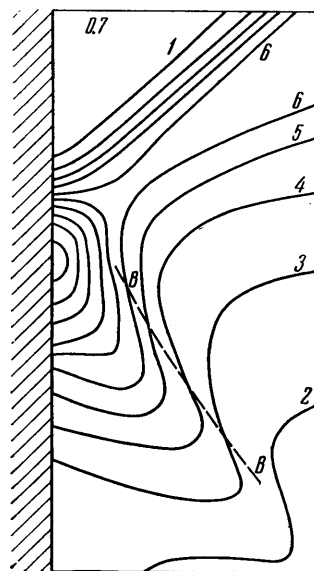
Фиг. 3

сближение различных изобар (изохор). Так как из двух термодинамических величин p и ρ на ударной волне более заметный разрыв терпит давление, вторичную ударную волну легче обнаружить по изобарам. Естественно, чтобы подобное «подозрительное» место идентифицировать как вторичную ударную волну, необходимо исследовать поведение в этом районе и других параметров течения — плотности и поля скоростей.

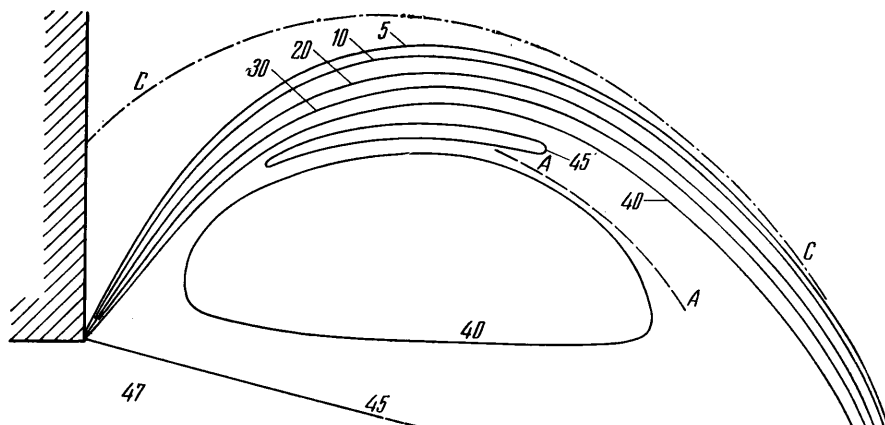
Расчетная картина изобар в районе вторичной ударной волны тем лучше приближается к идеальной картине, чем больше счетных ячеек содержит область течения. Ударная волна размывается примерно на четыре ячейки; «толщина» ударной волны будет относительно мала, если остальное течение простирается на расстояния с существенно большим числом ячеек. Для получения максимально возможного разрешения вторичной ударной волны счетное поле было доведено до 7850 ячеек, в то время как в [5] это поле состояло из 2500 ячеек.

На фиг. 2 и 3 четко видны дифрагированная ударная волна, веер разрежения Прандтля — Майера. Положение вторичной ударной волны также легко просматривается на изобарах (показано пунктиром AA на фиг. 2). На изохорах вторичная ударная волна также заметна, хотя и менее четко, чем на изобарах. Поле скоростей на фиг. 3 совмещено с полем плотности. Там же указан масштаб скорости в виде отрезка, соответствующего скорости газа $u_0 = 13,95 c_0$ за падающей ударной волной.

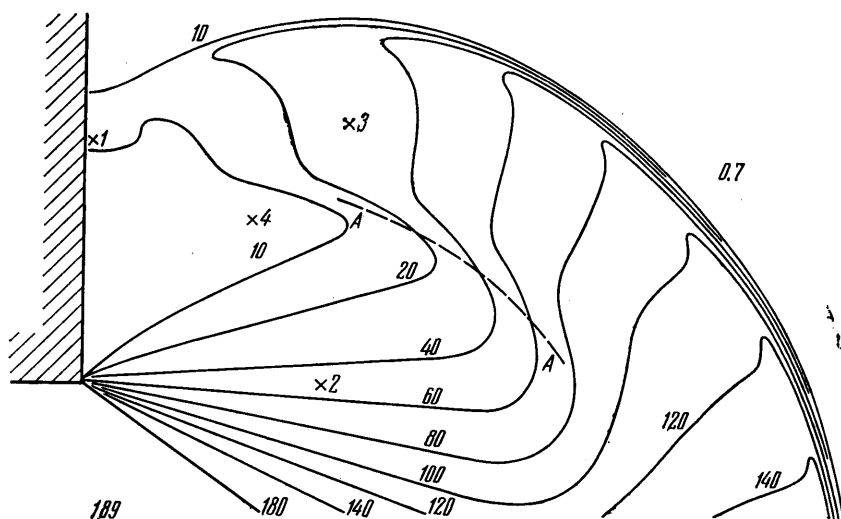
В области, выделенной на фиг. 2 пунктирным прямоугольником, происходит падение дифрагированной ударной волны на вертикальную стенку. Распределение давления в этой области в увеличенном масштабе представлено на фиг. 4. Наряду с падающей здесь видна отраженная ударная волна, положение которой примерно соответствует пунктирной линии BB .



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

На фиг. 5 приведены линии постоянных значений степени диссоциации кислорода (в процентах). Положение дифрагированной ударной волны отмечено штрихпунктирной линией CC .

Для выяснения влияния процессов возбуждения колебаний и диссоциации на картину течения при дифракции задача была рассчитана также для идеального двухатомного газа с постоянной теплоемкостью и показателем адиабаты $\gamma = 7/5$. На фиг. 6 приведены соответствующие изобары. Сравнение соответствующих изобар показывает, что качественно течения совпадают. Однако при учете реальных физических свойств среды вторичная ударная волна сильнее прижимается к головной волне, а угол наклона звуковой волны, исходящей из вершины, к направлению невозмущенного течения (углы Маха) становится существенно меньше.

Оба этих обстоятельства объясняются известным влиянием физических процессов на параметры газа за одномерной ударной волной [6]. Рассматриваемые процессы приводят к большему сжатию газа за ударной волной

(в рассматриваемом случае это различие — 14.8 против 5.96 — особенно значительно из-за малой плотности газа перед ударной волной) и большей скорости газа (в лабораторной системе). Температура и скорость звука, наоборот, падают. Это приводит к отмеченному выше уменьшению угла Маха ($\sin \chi = c/u$), а также к более сильному сносу вторичной ударной волны, распространяющейся вверх по потоку.

В заключение отметим, что проделанная работа оказалась необходимой для последующего исследования дифракции ионизирующей ударной волны при наличии магнитного поля.

Поступила 13 X 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *Skews B. W.* The perturbed region behind a Diffracting shock wave J. Fluid Mech., 1967, vol. 29, pt 4.
2. *Бажерова Т. В., Гвоздева Л. Г., Комаров В. С., Сузов Б. Г.* Исследование дифракции сильных ударных волн на выпуклых углах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 4.
3. *Gentry R. A., Martin R. E., Daly B. J.* An Eulerian differencing method for unsteady compressible flow problems. J. Comput. Phys., 1966, vol. 1, No. 1.
4. *Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.* Нестационарный метод «крупных частиц» для газодинамических расчетов. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1971, т. 11, № 1.
5. *Тарновский Г. А., Хоничев В. И., Яковлев В. И.* Дифракция ударной волны на прямом угле и на выходе из плоского канала. Изв. СО АН СССР, Сер. техн. н., 1974, № 8, вып. 2.
6. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.