

вопрос об их существовании в остальной части верхней полуплоскости значений комплексной величины ω .

Следует отметить, что в реальном газе возникновение НУВ по описанному механизму происходит, лишь если усиление звуковых волн превосходит их поглощение из-за вязкости и теплопроводности, что приводит к уменьшению или даже исчезновению зоны возникновения НУВ.

Автор выражает благодарность С. В. Иорданскому за постановку задачи и большое внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дьяков С. П. Об устойчивости ударных волн. — ЖЭТФ, 1954, т. 27, вып. 3, с. 288–295.
2. Griffiths R. W., Sandeman R. J., Hornung H. G. The stability of shock waves in ionising and dissociating gases. — J. Phys. D.: Appl. Phys., 1976, v. 9, № 12, p. 1681–1691.
3. Барышников А. С., Бедин А. П., Масленников В. Г., Мишин Г. И. О неустойчивости фронта головной ударной волны. — Письма в Ж. техн. физ., 1979, т. 5, вып. 5, с. 281–284.
4. Барышников А. С., Скворцов Г. Е. Неустойчивость ударных волн в релаксирующей среде. — Ж. техн. физ., 1979, т. 49, вып. 11, с. 2483–2485.
5. Барышников А. С. Исследование дисперсионного уравнения в задаче о релаксационной неустойчивости. — Ж. техн. физ., 1980, т. 50, вып. 6, с. 1314–1316.
6. Блохинцев Д. И. Распространение звука в неоднородной и движущейся среде. — Докл. АН СССР, 1944, т. 45, вып. 8, с. 343–346.
7. Пухначев В. В. Об устойчивости детонации Чепмена — Жуге. — ПМТФ, 1963, вып. 6, с. 66–73.

Москва

Поступила в редакцию
22.I.1981

УДК 533.6.011.72

К РАСЧЕТУ ОТРАЖЕНИЯ ВОЛНЫ ТОЧЕЧНОГО ВЗРЫВА ОТ ПЛОСКОСТИ

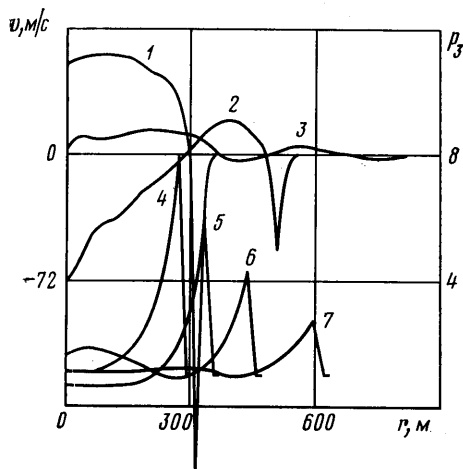
АНДРУЩЕНКО В. А., КЕСТЕНБОЙМ Х. С.

Приводятся некоторые результаты расчета отражения взрывной волны от жесткой плоской поверхности. Рассматривается модель взрыва с простым механизмом диссипации энергии — учитывается излучение в приближении лучистой теплопроводности. Получены распределения давления по поверхности и картина течения в области распространения падающих и отраженных ударных волн.

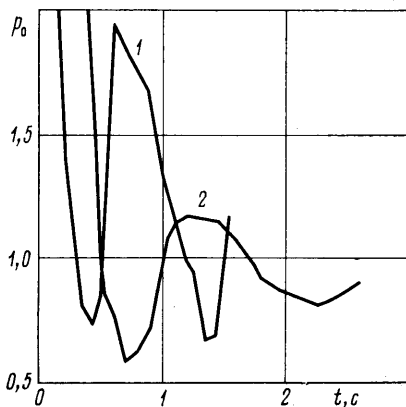
1. Решение задачи о взаимодействии сферической ударной волны с плоскостью имеет важное значение, например, для анализа разрушений, наблюдавшихся при взрывах в атмосфере Земли крупных метеоритных тел [1, 2]. В результате дифракции на плоскости взрывной волны формируется интенсивная отраженная волна. При этом в точке контакта падающего скачка с поверхностью реализуется (из-за кривизны фронта) сначала регулярное, а затем маховское отражение [3]. Отраженная волна, продвигаясь через возмущенную среду, попадает в горячую центральную область взрыва и взаимодействует с зоной резкого возрастания плотности. В итоге в течении появляется система вторичных скачков [4], движущихся в сторону расширяющейся головной ударной волны и к плоскости. В частности, можно зарегистрировать приход к плоскости вторичной ударной волны с последующим отражением. Картина течения существенно усложняется из-за нестационарности и интерференции волн в возмущенной области. По-видимому, аккуратный расчет волновой стадии процесса отражения должен внести определенные коррективы в распределения газодинамических параметров как в области, охваченной движением, так и на поверхности. Например, в отличие от [3] давление на поверхности за точкой контакта головной ударной волны не является монотонной функцией расстояния от эпицентра.

В [3, 4] расчеты отражения проводились на основе численного интегрирования уравнений движения невязкого и нетеплопроводного газа. В качестве начальных условий использовалось решение задачи о взрыве в однородной атмосфере [5], обладающее особенностью (бесконечная температура и нулевая плотность) в горячей центральной зоне. Это обстоятельство затрудняло применение стандартных разност-

ных методов для расчета движения газа во всей возмущенной области. Для преодоления указанной трудности в [3] была исключена из рассмотрения половина возмущенной области вместе с горячей зоной, а в [4] произведена искусственная «срезка» температуры в центре взрыва. По-видимому, более обещающим является путь усложнения постановки задачи, предусматривающий учет диссипативных факторов (вязкости, лучистой теплопроводности). При этом устраняется особенность в горячей зоне и появляется возможность исследовать отражение взрывной волны от плоскости по единой разностной методике.



Фиг. 1



Фиг. 2

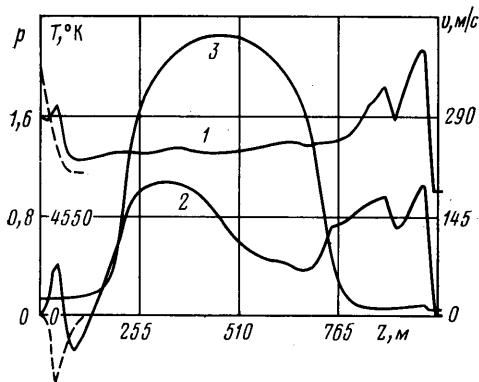
2. Опишем кратко постановку задачи и метод решения. Рассматривается точечный взрыв в однородной атмосфере совершенного газа с показателем адиабаты $\gamma=1,4$. С момента контакта сферической ударной волны с плоскостью течение становится двумерным; движение обладает осевой симметрией. Система уравнений Навье – Стокса интегрируется численно в прямоугольной области, образованной осью симметрии $r=0$, плоскостью $z=0$ и подвижными верхней $z=z^*(t)$ и правой $r=r^*(t)$ границами. Эти границы располагаются в невозмущенной среде и перемещаются по мере расширения взрывной области. Коэффициенты вязкости μ и лучистой теплопроводности k аппроксимируются степенными зависимостями:

$\mu \sim T^\omega$, $k \sim T^\alpha \rho^\beta$, где T , ρ — соответственно температура и плотность, константы ω , α , β принимаются равными 1,5; 1,5; -2,0 [6]. На оси $r=0$ ставятся условия симметрии $u = \partial v / \partial r = \partial T / \partial r = \partial \rho / \partial r = 0$, на плоскости $z=0$ — условия непротекания и прилипания $u = v = 0$, при $r=r^*$ и $z=z^*$ газ покоится: $u = v = 0$, $T = T_1$, $p = p_1$, $\rho = \rho_1$ (индексом 1 отмечены невозмущенные величины температуры, давления и плотности). Начальные данные определяются из решения задачи о сильном взрыве с учетом лучистой теплопроводности [7].

Исходная система дифференциальных уравнений аппроксимируется разностными соотношениями с помощью неявной схемы [8], используется метод расщепления по функциям и координатам. Разрывы не выделяются; для улучшения применяется нелинейное сглаживание в выборе управляющих постоянных в зависимости от градиентов. Разрывы не выделяются; для улучшения применяется нелинейное сглаживание в выборе управляющих постоянных в зависимости от градиентов.

Решения свойств схемы (сквозного счета) решения [9, 10]. При соответствующем выборе управляющих постоянных в зависимости от градиентов удается хорошо передавать распределения с большими градиентами, а также подавлять осцилляции решения в окрестности зон резкого изменения параметров.

Расчеты проведены на равномерной сетке (75×150 узлов по осям r и z соответственно) на ЭВМ ЕС-1040. Отметим, что разрешающая способность такой сетки ока-



Фиг. 3

зывается недостаточной для выявления вязких пристеночных эффектов. Аккуратный расчет динамического и теплового пограничных слоев на поверхности выходит за рамки настоящей работы, целью которой было воспроизведение «внешнего» течения при отражении ударной волны от препятствия с более реалистическими распределениями температуры в горячей зоне взрыва. Численные эксперименты показали нечувствительность распределений давления к влиянию вязкости. При вариации граничных условий на стенке (например, при $z=0$ испытывались условия $T=\text{const}$ или $\partial T/\partial z=0$) обнаружилось, что уже на расстоянии двух-трех шагов сетки от поверхности графики функции $T(z)$ совпадают. Точность результатов контролировалась по выполнению балансов массы и энергии; при этом интегральные ошибки не превышали 3%.

3. Рассмотрим результаты расчета трех вариантов точечного взрыва над плоскостью; перепады давления p_2 в сферической ударной волне, приходящей к поверхности, равны соответственно 16,9; 8,9 и 3,3 (здесь и в дальнейшем приводится давление, отнесенное к величине давления p_1 однородной атмосферы).

Как уже отмечалось, после отражения головной волны от плоскости в возмущенной области возникает сложная волновая картина движения. На фиг. 1 для варианта $p_2=16,9$ и различных моментов времени приведены профили вертикальной составляющей скорости v по радиусу r в сечении $z=\text{const}$, взятом на расстоянии одного счетного интервала сетки от плоскости. По графикам хорошо просматриваются области, где происходит отражение (первичное и вторичное) скачков от препятствия, а также зоны возвратного движения газа к нижней границе. Так, в момент $t=0,2$ с (кривая 1) видны только две зоны: примыкающая к оси симметрии широкая полоса, где уже прошло первичное отражение, и узкая, где возмущение еще не достигло поверхности. В момент $t=0,54$ с (кривая 2) имеется три области: зона возвратного течения, возникшая в результате первичного распада отраженной ударной волны в центре взрыва, зона первичной дифракции и узкая зона первоначального движения газа к плоскости, примыкающая к взрывной волне. Еще более сложное течение из четырех областей наблюдается к $t=1,1$ с (кривая 3); здесь добавляется зона вторичного отражения (у оси симметрии). Таким образом, в разных точках поверхности после прохождения головной волны должны наблюдаться поочередно сменяющие друг друга фазы сжатия и разрежения. Иллюстрацией могут служить профили давления $p_3(r)$ при $z=0$, построенные для разных моментов времени на фиг. 1 (кривые 4–7 соответствуют $t=0,29$; 0,43; 0,66; 1,1 с). Видно, что распределение p_3 на отрезке от начала координат до головной волны в отличие от [3] немонотонно по переменной r (см., например, кривую 6).

Влияние волновой стадии демонстрируется также на фиг. 2, где для точки плоскости, совпадающей с началом координат, построены графики давления $p_0(t)$ для разных вариантов взрыва. Кривые 1–2 соответствуют перепадам 16,9, 8,9 в падающей на плоскость взрывной волне (показана эволюция давления в моменты, следующие за временем первичного отражения). Заметим, что для менее интенсивной взрывной волны характерны более глубокая фаза разрежения и соответственно меньший пик давления, сопровождающий вторичное отражение ударной волны от плоскости. На фиг. 3 показаны распределения давления p , скорости v и температуры T (кривые 1, 2, 3) вдоль оси z в момент $t=0,62$ с, наступивший сразу после отражения вторичного скачка от плоскости (во взрывной волне $p_2=16,9$). Видна вторичная отраженная волна, устремившаяся к горячей зоне взрыва (кривые 1, 2; пунктиром показаны части профилей $p(z)$, $v(z)$ в предшествующий отражению момент времени). В правой части графика можно наблюдать скачок, образовавшийся после распада первой отраженной ударной волны в центре взрыва и догоняющий головной фронт (кривая 1).

В случае достаточно слабого скачка (интенсивность падающей волны в начальный момент времени составляет $p_2=3,3$) влияние волновой стадии менее выражено. Отраженная ударная волна, проходя высокотемпературную зону, распадается на вторичные скачки малой интенсивности, вследствие чего колебания давления в точках поверхности быстро затухают. Скачок, распространяющийся в сторону головного фронта, тормозится и не догоняет его, так как попадает в область обратного течения газа к центру взрыва, вызванного действием противодавления.

Авторы признательны Л. А. Чудову за полезные обсуждения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гвоздева Л. Г., Станюкович А. К. Отражение от земной поверхности ударных волн, возникающих при падении метеоритов.— Астрон. вестник, 1972, т. 6, № 4, с. 228–236.
2. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. О зоне наземных разрушений при воздушном взрыве крупного метеорита.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 3, с. 94–101.

3. Поддубный В. В., Фонарев А. С. Отражение сферической взрывной волны от плоской поверхности.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 6, с. 66–72.
4. Кестенбойм Х. С., Шуринов А. И. О некоторых особенностях отражения взрывной волны от плоскости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 3, с. 111–116.
5. Охоцимский Д. Е., Кондрашова И. Л., Власова З. П., Казакова Р. К. Расчет точечного взрыва с учетом противодействия.— Тр. Матем. ин-та АН СССР, 1957, т. 50, 65 с.
6. Kim K. B., Berger S. A., Kamel M. M., Korobeinikov V. P., Oppenheim A. K. Boundary-layer theory for blast waves.— J. Fluid Mech., 1975, v. 71, pt 1, p. 65–88.
7. Андрианкин Э. И. О влиянии лучистой теплопроводности на течение газа при сильном взрыве.— Инж.-физ. ж., 1961, т. 4, № 11, с. 68–72.
8. Полежаев В. И. Численное исследование естественной конвекции жидкостей и газов.— В кн.: Некоторые применения метода сеток в газовой динамике. Вып. 4. М.: Изд-во МГУ, 1971, с. 86–180.
9. Hung C. M., MacCormack R. W. Numerical solutions of supersonic and hypersonic laminar compression corner flows.— AIAA Journal, 1976, v. 14, № 4, p. 475–481. (рус. перев.: Ханг, Маккормак. Численное решение для сверхзвуковых и гиперзвуковых ламинарных течений сжатия в угле.— Ракетная техника и космонавтика, 1976, т. 14, № 4, с. 73–81).
10. Лялов В. Н. Сглаживание и искусственная вязкость при расчетах двумерных нестационарных течений с разрывами.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 5, № 3. Новосибирск, 1974, с. 69–74.

Москва

Поступила в редакцию
14.VII.1980

УДК 533.6.011.8:533.7

ОБТЕКАНИЕ СФЕРЫ РАЗРЕЖЕННЫМ ГАЗОМ ПРИ УСЛОВИЯХ ВДУВА НА ПОВЕРХНОСТИ

ЛАРИНА И. Н.

Ряд практических задач аэродинамики приводит к исследованию течений, возникающих при обтекании тупого тела, с поверхности которого происходит испарение или истечение газа. Для течений разреженного газа такого рода задачи возникают, например, при оценке влияния «собственной атмосферы» космических тел. Вопросы взаимодействия молекул, газифицирующих с поверхности тела, с молекулами набегающего потока исследовались в работе [1] на основе решения линеаризованных модельных кинетических уравнений и в работе [2] при помощи метода статистического моделирования Монте-Карло.

В настоящей работе рассматривается задача обтекания сферы потоком разреженного газа с различными условиями вдува на поверхности. Исследование проводится на основе численного решения модельных кинетических уравнений.

Предположим, что молекулы набегающего потока и молекулы газа, истекающего с поверхности тела,—одноатомные молекулы одного и того же газа. Будем считать, что функция распределения $f(x_i, \xi_i)$, определяющая состояние газа, удовлетворяет модельному кинетическому уравнению БГК. Уравнение БГК, записанное в безразмерных переменных, имеет вид

$$\xi_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = v[F - f] \quad (1)$$

где

$$F = nT^{-3/2} \exp\left(-\frac{c^2}{T}\right), \quad n = \int f d\xi, \quad nv_i = \int \xi_i f d\xi$$

$$\frac{3}{2} nT = \int c^2 f d\xi, \quad c_i = \xi_i - v_i$$

$$v = \frac{4}{5\sqrt{\pi}} \frac{1}{Kn} \frac{nT}{\mu(T)}, \quad Kn = \frac{\lambda_\infty}{2R_0}$$

(R_0 — радиус сферы, λ_∞ — длина пробега молекул в невозмущенном потоке).

Вязкость газа $\mu(T)$, соответствующая потенциалу Леннард — Джонса, задается выражением [3]