

УДК 533.6.011.72

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ СО СФЕРИЧЕСКИМ ОБЪЕМОМ ГОРЯЧЕГО ГАЗА

АНДРУЩЕНКО В. А., ЧУДОВ Л. А.

Изучение взаимодействия ударных волн с возмущениями различных видов актуально для решения ряда задач аэродинамики, астрофизики, теории взрыва. В [1, 2] экспериментально изучено прохождение плоского скачка сжатия через горячее газовое пятно, рассмотрены акустические и динамические аспекты проблемы, обнаружено искривление ударного фронта, изменение формы газового элемента, образование акустических волн. В [3, 4] экспериментально и теоретически исследован широкий круг задач о взаимодействии ударных волн с акустическими волнами и энтропийными неоднородностями, при этом выявлен ряд новых интересных эффектов.

В настоящей статье исследована двумерная осесимметричная задача о прохождении через термик плоской ударной волны. Были подтверждены известные из указанных выше работ явления: сильное искривление ударного фронта при прохождении через термик; изменение геометрической формы элемента, характерное для поздней стадии эволюции одиночного термика; выявлены новые эффекты: образование всячего скачка уплотнения у внешней границы горячей области, кумуляция вторичной ударной волны на оси симметрии вверху над термиком, спрямление искаженного головного фронта при удалении его от нагретой зоны.

1. Рассматривается задача о взаимодействии плоской взрывной волны с горячим сферическим, неподвижным в начальный момент элементом (термиком) в барометрической атмосфере. Математическая модель явления включает полную систему нестационарных уравнений Навье — Стокса для сжимаемого теплопроводного газа в цилиндрических координатах (r — радиальная координата, z — вертикальная) [5]. Используемые ниже обозначения следующие: t — время, v — скорость, u и v — составляющие скорости по направлениям r и z соответственно, p — давление, ρ — плотность, T — температура, g — ускорение свободного падения, M — молекулярный вес воздуха, A — газовая постоянная, μ , k — коэффициенты вязкости и теплопроводности, R^0 — начальный радиус термика, H^0 — начальная высота подъема (вертикальная координата точки с максимальной температурой T_1). Нижний индекс 0 обозначает соответствующие величины невозмущенной атмосферы на высоте $H_0=0$ км. Газ предполагается совершенным с уравнением состояния $p=(A/M)\rho T$. Коэффициенты вязкости и теплопроводности считаются постоянными.

Задача решается в прямоугольной области $0 \leq r \leq f(t)$, $0 \leq z \leq \varphi(t)$ с подвижными правой и верхней границами. Граничные условия таковы

$$u = \partial v / \partial r = \partial p / \partial r = \partial T / \partial r = 0 \quad (r=0, 0 \leq z \leq \varphi(t))$$

$$\partial u / \partial r = \partial v / \partial r = \partial p / \partial r = \partial T / \partial r = 0 \quad (r=f(t), 0 \leq z \leq \varphi(t))$$

$$u = v = \partial p / \partial z = \partial T / \partial z = 0 \quad (z=0, 0 \leq r \leq f(t))$$

$$\partial u / \partial z = \partial v / \partial z = \partial p / \partial z = \partial T / \partial z = 0 \quad (z=\varphi(t), 0 \leq r \leq f(t))$$

Начальные условия при $t=0$ следующие. В верхней части области газ неподвижен $u=v=0$, температура изменяется по закону $T=T_0+(T_1-T_0) \times$

$\times \exp[-(4R/R_0)^2]$ от некоторой точки ($r=0, z=H^0$), $R=\sqrt{r^2+(z-H^0)^2}$, давление $p=p_0 \exp(-z/\Delta)$. В нижней части области распределение газодинамических параметров соответствует решению задачи о плоском взрыве в плоскости $z=0$ [6].

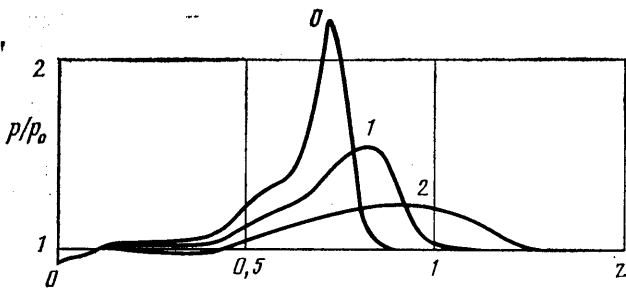
Вводятся характерные масштабы $L=2R^0=H^0=100$ м для длины, $\sqrt{L/g}=3,19$ с — для времени, $\sqrt{Lg}=31,3$ м/с — для скорости, $T_0=288$ К — для температуры, $p_0=1,01 \cdot 10^5$ Па — для давления (такие значения R^0 и H^0 при $T_1=2000$ К соответствуют, в частности, параметрам облака выброса при извержении вулкана [7]). При обезразмеривании в исходных уравнениях образуются следующие определяющие параметры задачи: $Re = \frac{L\sqrt{Lg\rho_0}}{\mu}$ — число Рейнольдса, $Pr = \mu c_p/k$ — число Прандтля, $Ma = \frac{\sqrt{LgM}}{\gamma AT_0}$ — число Маха, γ — показатель адиабаты. Отметим, что расчеты велись с $Re=50$. Таким образом учитывалась турбулентная вязкость, которая в задачах этого класса на несколько порядков больше молекулярной (см. подробнее [8]).

Исходная система дифференциальных уравнений аппроксимируется разностной. Используется неявная разностная схема, основанная на методе расщепления по координатам и функциям и имеющая второй порядок точности [9].

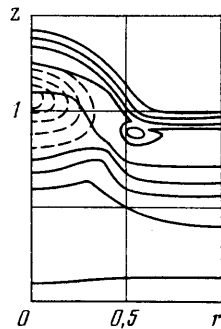
Поскольку эта схема немонотонная, то при расчете сквозным методом для нее характерны колебания решения в окрестности разрывов. Для устранения этих нефизических осцилляций и повышения устойчивости счета решение сглаживается. В алгоритм вносится стабилизирующий оператор, приводящий к монотонизации схемы [10].

Контроль точности результатов счета проводится с помощью проверки балансов массы и энергии, а также сравнением с соответствующими решениями при двойном числе счетных узлов по каждому направлению. Основные расчеты осуществлялись на сетке в 41×81 узел.

2. Рассмотрим ситуацию, когда после выброса эруптивного облака происходит мощный направленный взрыв и инициированная им плоская ударная волна нагоняет термик (см., например, [11]). Начальный перепад давления на фронте волны $p_1/p_0=2,2$. Исследуются случаи с максимальной внутренней температурой в термике $T_1=2000$ К — вариант 1 и $T_1=6000$ К — вариант 2. (Второй вариант с сильно завышенной для данного явления температурой рассматривается для лучшего понимания изучаемого процесса.) В момент времени $t=0,012$ фронт соприкасается с термиком. Взаимодействие со сферической горячей областью для различных частей плоского ударного фронта из-за геометрии задачи начинается неодновременно — сначала в нее проникает участок, расположенный в непосредственной окрестности оси симметрии, затем в этот процесс вовлекаются периферийные зоны, удаленные от оси z . Оказавшись в теле термика, участок фронта, двигаясь по прогретому газу, ускоряется. Это приводит к значительному искривлению ударной волны — в зоне энтропийной неоднородности она принимает куполообразную форму с вершиной на оси симметрии. Для варианта 2 с большей внутренней температурой искажение фронта сильнее. На фиг. 1 для момента времени $t=0,03$ представлены профили давления $p(z)$ по оси симметрии: кривая 0 — в отсутствие термика, 1 — для термика с $T_1=2000$ К, 2 — при $T_1=6000$ К. Как видно из сравнения кривой 0 с кривыми 1 и 2 на фиг. 1, давление в волне при прохождении через тепловой элемент сильно падает, а ударный фронт так сильно «размазывается» (особенно для варианта 2), что полученный профиль давления уже нельзя идентифицировать как ударную волну. Исчезновение ударной волны (точнее, ее трансформация в размазанную волну сжатия) при распространении по тепловой неоднородности экспериментально наблюдалось в [4]. Было обнаружено, что такое превращение происходит в случае, когда скорость ударной волны до начала взаимодействия меньше скорости



Фиг. 1



Фиг. 2

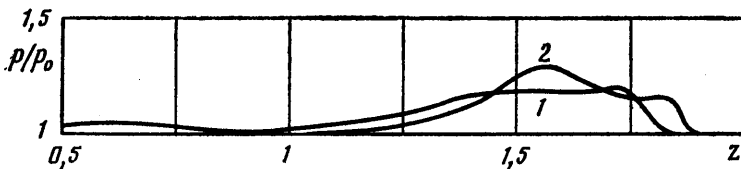
звука в горячем газе. Результаты расчетов подтвердили эти наблюдения (для варианта 1 скорость звука в центре облака превышает начальную скорость фронта примерно в 3 раза, для варианта 2 — в 5 раз).

В [4] экспериментально и теоретически (в упрощенной постановке для случая слабой неоднородности) было получено, что абсолютная величина градиента плотности внутри горячей области возрастает при распространении по ней ударной волны. Этот эффект (для случая сильной неоднородности) также подтвердился: в профилях плотности на оси z (для нескольких моментов времени) было заметно увеличение градиента в окрестности распространяющегося фронта волны, а на картинах распределения линий равных плотностей в соответствующих зонах наблюдалось сгущение изохор.

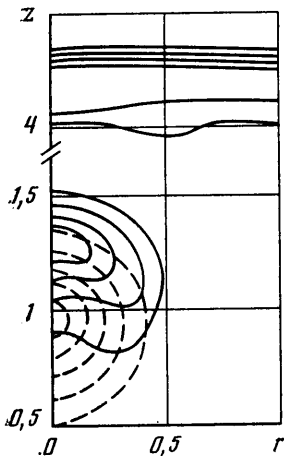
Так как остаточное давление в выравнейшей вперед искривленной части ударной волны все же выше, чем давление в невозмущенной среде, куполообразная ударная волна начинает распространяться и в радиальном направлении — от оси симметрии. В окрестности основания «купола» происходит ее столкновение с прямым скачком сжатия, продолжающим распространяться вне тела термика в вертикальном направлении. В результате этого столкновения на внешней границе нагретого элемента образуется сложная маховская конфигурация — висячий скачок уплотнения. На фиг. 2 представлена картина распределения изобар и изотерм в счетной области для $t=0,04$ (вариант 2), хорошо прослеживается и сильное искажение ударного фронта у оси симметрии и сформировавшийся у подножия «купола» висячий скачок (внутренняя изотерма соответствует $T=5330$ К, а шаг убывания температуры $\Delta T=1150$ К).

После образования висячего скачка в окрестности его устанавливается более высокое давление, чем за прямым скачком в периферийной области и у оси симметрии за искривленным фронтом. В результате этого, с одной стороны, сам висячий скачок удаляется от оси, а, с другой стороны, в более разреженную область за «купол» устремляется более плотный окружающий газ. В результате его схлопывания на оси симметрии возникает вторичная кумулятивная ударная волна, движущаяся вслед за головной. Причем ее интенсивность (для варианта 1—1,3) больше интенсивности головной (1,16). Следует отметить, что ввиду небольших перепадов давлений кумулятивный эффект незначителен: для варианта 1 давление увеличивается всего в 1,1 раза. На фиг. 3 приведены профили давления $p(z)$ по оси z (вариант 1) для двух моментов времени, иллюстрирующие эффект кумуляции ($t=0,116$ момент времени до схлопывания — кривая 1, $t=0,141$ после схлопывания — кривая 2). По графикам хорошо прослеживается вторичный скачок.

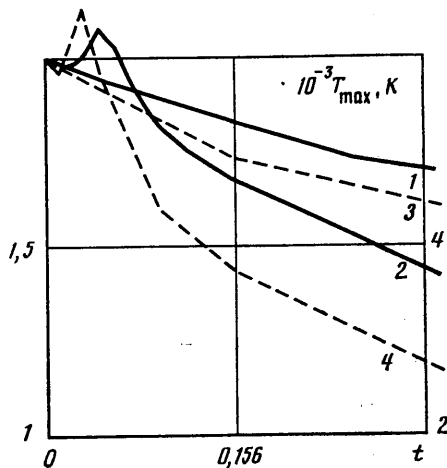
Через некоторое время более интенсивная (по перепаду давления) периферийная часть ударного фронта начинает постепенно нагонять выравнейшую вперед центральную часть. Со временем «купол» становится все более пологим и, как видно на фиг. 4, на которой приведены поля изотерм



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

и изобар (вариант 2), к моменту времени $t=0,325$ прошедшая через тепловую неоднородность ударная волна окончательно спрямляется. Примерно к этому же моменту времени амплитуда волны по всему фронту также выравнивается (например, для варианта 1 при $t=0,325$ $p_1/p_0=1,32$). Выравнивание интенсивности волны объясняется тем, что к этому времени вторичная волна кумулятивного происхождения нагоняет головной фронт и, взаимодействуя с ним, увеличивает его амплитуду (для варианта 1 примерно в 1,3 раза). Интересно, что и профили распределения давления по z для центральной и периферийной частей к моменту времени $t=0,325$ также становятся практически идентичными.

Рассмотрим теперь влияние, которое оказывает на термик прошедшая сквозь него ударная волна. В результате взаимодействия термик приобретает значительный импульс в направлении распространения волны. При этом он смещается как целое и, кроме того, его наиболее горячая часть также сдвигается вверх относительно центра. Таким образом, изотермы принимают форму, характерную для более позднего времени при дрейфе одиночного термика под действием гравитации (ср. сплошные изотермы на фиг. 4 с пунктирными, соответствующими подъему одиночного термика для $t=0,325$). В результате столкновения за время непосредственного прохождения ударной волны через тело термика, равное 0,095–0,12, последний «подбрасывается» на высоту 0,3–0,4, в то время как под действием силы тяжести его подъем за время 0,325 незначителен — всего 0,04–0,06.

Заметное влияние процесс взаимодействия оказывает и на тепловой режим нагретого газового элемента. Прохождение через тело термика ударной волны приводит к более быстрому падению температуры на поздней стадии. На фиг. 5 даны зависимости максимальной температуры от времени (в разных масштабах для вариантов 1 и 2). Сплошные кривые соответствуют начальной температуре 2000 К (1 — одиночный термик, 2 — при взаимодействии с ударной волной); штрихованные — температуре 6000 К (3 — одиночный термик, 4 — при взаимодействии). Как видно из

графиков, во время прохождения фронта через тепловую неоднородность максимальная температура вначале за счет ударного нагрева несколько возрастает. Затем до $0,1$ температура очень резко падает; в дальнейшем темп спада уменьшается, но остается большим, чем для случаев одиночных термик. К моменту времени $t=0,325$ для варианта 1 разница в температурах составляет 285 К, а для варианта 2— 1770 К (см. фиг. 5).

Проведенный контроль точности решения по выполнению балансов на сетке в 41×81 узел дал дисбаланс по массе $3,3\%$, а по энергии $5,7\%$. Результаты расчетов на двойной сетке в 81×161 узел незначительно отличались от основных в областях с большими градиентами.

В заключение отметим, что выявленные эффекты будут иметь место и при взаимодействии плоской ударной волны с ненагретыми областями пониженной плотности (например, со сферическим объемом легкого газа в более тяжелом). В частности, некоторые из них наблюдались в экспериментальной работе [12], в которой исследовался процесс прохождения ударной волны через сферу гелия, погруженную в воздух.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Namernik R. P., Dosanjh D. S.* Generation of acoustic waves during the passage of a shock wave through a heated gaseous element // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1973. V. 53. № 3. P. 921–925.
2. *Namernik R. P., Dosanjh D. S.* Shock-induced dynamics of a low-density heated-fluid element // *Phys. Fluids*, 1972. V. 15. № 7. P. 1248–1253.
3. *Пискарева М. В., Шугаев Ф. В.* Прохождение ударной волны через неоднородную область газа с распределением температуры или концентрации компонентов // *Вестн. МГУ. Сер. Физика, астрономия.* 1978. Т. 19. № 3. С. 11–18.
4. *Шугаев Ф. В.* Взаимодействие ударных волн с возмущениями. М.: Изд-во МГУ, 1983. 96 с.
5. *Андрущенко В. А., Кестенбойм Х. С., Чудов Л. А.* Движение газа, вызванное точечным взрывом в неоднородной атмосфере // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1981. № 6. С. 144–151.
6. *Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А.* Точечный взрыв: Методы расчета: Таблицы. М.: Наука, 1974. 255 с.
7. *Асагуров М. Л., Бudyko М. И., Винников К. Я. и др.* Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 256 с.
8. *Андрущенко В. А., Кестенбойм Х. С., Чудов Л. А.* Расчет подъема и взаимодействия термик в атмосфере (осесимметричная и пространственная задачи) // *Турбулентные струйные течения.* Таллин: Ин-т термодинамики и электрофизики АН ЭССР. 1985. Ч. 1. С. 227–231.
9. *Полежаев В. И.* Численное исследование естественной конвекции жидкостей и газов // *В кн.: Некоторые применения метода сеток в газовой динамике.* М.: Изд-во МГУ. 1971. Вып. 4. С. 86–180.
10. *Жмакин А. И., Фурсенко А. А.* Об одной монотонной разностной схеме сквозного счета // *Журн. вычисл. математики и мат. физики.* 1980. Т. 20. № 4. С. 1021–1031.
11. *Горшков Г. С.* Направленные вулканические взрывы // *Геология и геофизика.* 1963. № 12. С. 140–143.
12. *Naas J., Sturtevant B.* Shock-induced deformation and mixing of a helium sphere immersed in air // *Phys. Fluids.* 1986. V. 29. № 9. P. 2772.

Москва

Поступила в редакцию
17.X.1986