

УДК 519.63 : 533.6.011.72

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗАХ
С ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ПАРАМЕТРОВ***П. А. Войнович, А. И. Жмакин, А. А. Фурсенко*

Исследование распространения ударных волн в средах с пространственно-неоднородным распределением термодинамических или физико-химических параметров является одним из актуальных и еще недостаточно изученных направлений физической газодинамики. Работы в этом направлении связаны с решением задач астрофизики [1-3], конструирования и использования лазерной техники [4-6], аэродинамики больших скоростей [7-9]. Значительный интерес представляет исследование распространения ударных волн около нагретой поверхности [10-12] либо по газу, характеризующемуся неоднородным распределением по пространству показателя адиабаты, молекулярного веса или температуры [13-16]. В последнее время получен также ряд новых экспериментальных результатов, демонстрирующих существенные изменения динамики ударных волн при прохождении их через область объемного электрического разряда [17-20]. Аналитическое исследование явлений возможно лишь в некоторых идеализированных ситуациях, когда интенсивность ударных волн или степень неоднородности малы, а реакции равновесны или заморожены. Экспериментальный подход весьма дорог и трудоемок. Кроме того, он не дает полного описания явления в том смысле, что ни один из существующих экспериментальных методов не позволяет определить одновременно все параметры, характеризующие состояние среды в каждой точке течения. Наиболее эффективным методом исследования поэтому представляется численное моделирование, дающее исчерпывающую информацию о течении. Оно дает возможность исследовать влияние различных процессов на течение в целом и взаимосвязь этих процессов, причем исследования могут быть проведены в существенно более широком диапазоне параметров, чем это позволяет физический эксперимент.

В настоящей работе с помощью предложенного авторами численного алгоритма [21, 22] в рамках модели невязкого нетеплопроводного газа проводится численное исследование взаимодействия ударных волн с пространственными неоднородностями различной природы.

1. Взаимодействие ударных волн с температурными неоднородностями в газе

Рассмотрим распространение плоской ударной волны по идеальному газу с пространственно-неоднородным распределением температуры.

На рис. 1 схематически представлены формы контактных поверхностей, отделяющих газы с различной температурой, и их положение относительно фронта падающей ударной волны в рассматриваемых ниже задачах. Штриховкой отмечены области с более высоким значением температуры.

Взаимодействие (рис. 1, а) ввиду отсутствия в формулировке задачи геометрического размера носит автомодельный характер. В настоящей работе расчеты проводились в переменных (t, x, y) . При этом, благодаря тому что предложенный авторами метод обладает хорошей аппроксимацией по времени, в расчетах наблюдалась реальная автомодельность картины течения.

На рис. 2, а представлено изображение изобары с шагом $\Delta p/p_1=0.1$ для случая $T_2/T_1=5$. Штриховой линией нанесено положение деформирующейся в ходе взаимодействия контактной поверхности, разделявшей горячей и холодной газы. Видно, что в результате распадов газодинамических разрывов, рефракции и интерференции нелинейных волн формируется сложная волновая структура течения.

В результате распада газодинамического разрыва, образующегося при взаимодействии фронта исходной ударной волны с параллельной ему частью контактной поверхности, формируется ударная волна UB_2 (рис. 2, б), распространяющаяся по горячему газу со скоростью, значительно превышающей скорость распространения падающей ударной волны UB_1 , и веер волн разрежения BP_2 . Повышение давления за волной UB_2 приводит к формированию ударной волны UB_3 и веера волн разрежения BP_3 . Этот процесс сопровождается изменением формы контактного разрыва KP_3 . Понижение давления в веере BP_3 приводит к искривлению фронта волны UB_2 . В результате интерференции UB_3 с исходной

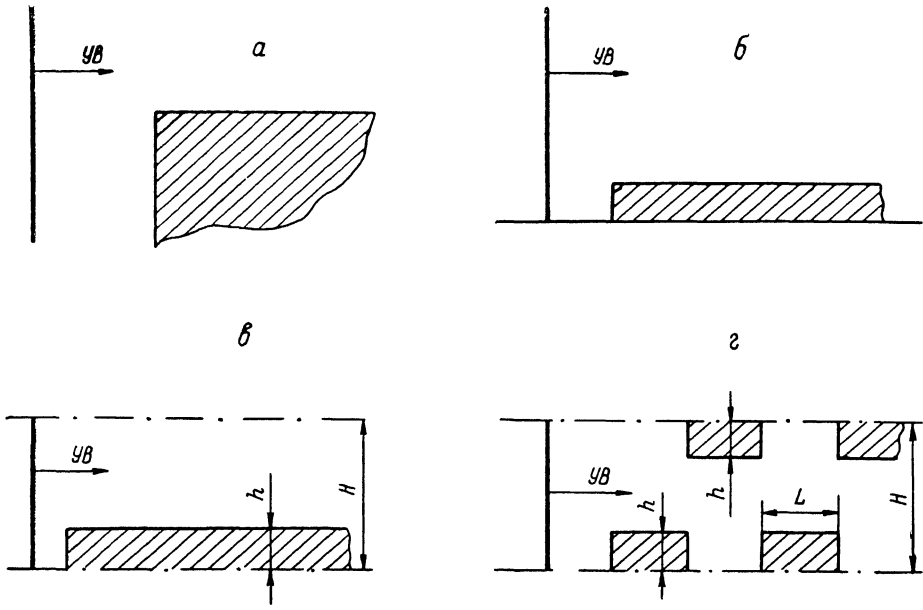


Рис. 1.

ударной волной UB_1 образуются две тройные конфигурации. Понижение давления в веере BP_2 по отношению к давлению за фронтом исходной ударной волны приводит к образованию волны UB_4 и веера волн разрежения BP_4 , который замыкается в точке взаимодействия UB_1 с контактным разрывом KP_3 . На рис. 2, а, кроме того, хорошо видно вихревое образование в районе угловой точки контактной поверхности.

Заметим, что сложность и многообразие структуры течения при простоте задания начальных данных делает эту задачу удобной для использования в качестве тестовой при сравнении и выборе численных методов моделирования волновых процессов в газе.

На рис. 1, б схематически представлена задача взаимодействия плоской ударной волны, распространяющейся вдоль плоской непроницаемой поверхности с расположенным около нее слоем горячего газа. Начальная стадия этого взаимодействия, продолжающаяся до тех пор, пока газодинамические возмущения, идущие к стенке, не достигнут ее, полностью совпадает с автоматической задачей (рис. 1, а; 2). Взаимодействие ударной волны UB_4 , веера волн разрежения BP_4 и вихря со стенкой приводит к формированию струи газа с высокой кинетической энергией, распространяющейся в направлении движения исходной ударной волны и отесняющей горячий газ от твердой поверхности. Скорость газа в струе может существенно превышать скорость распространения исходной ударной волны, а давление торможения — соответствующее значение за ее

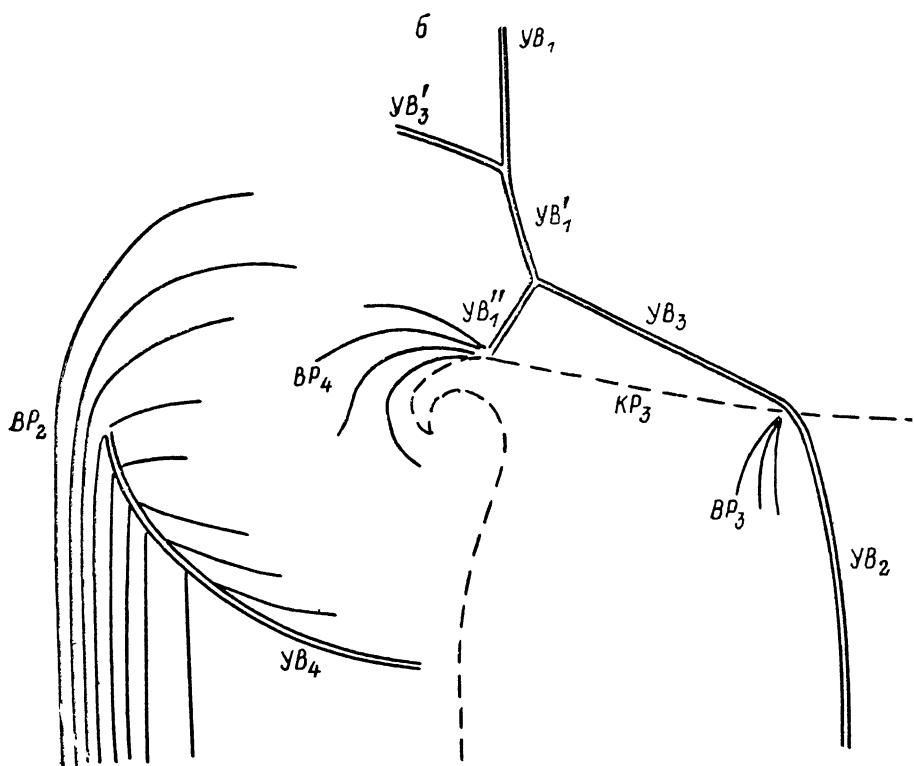
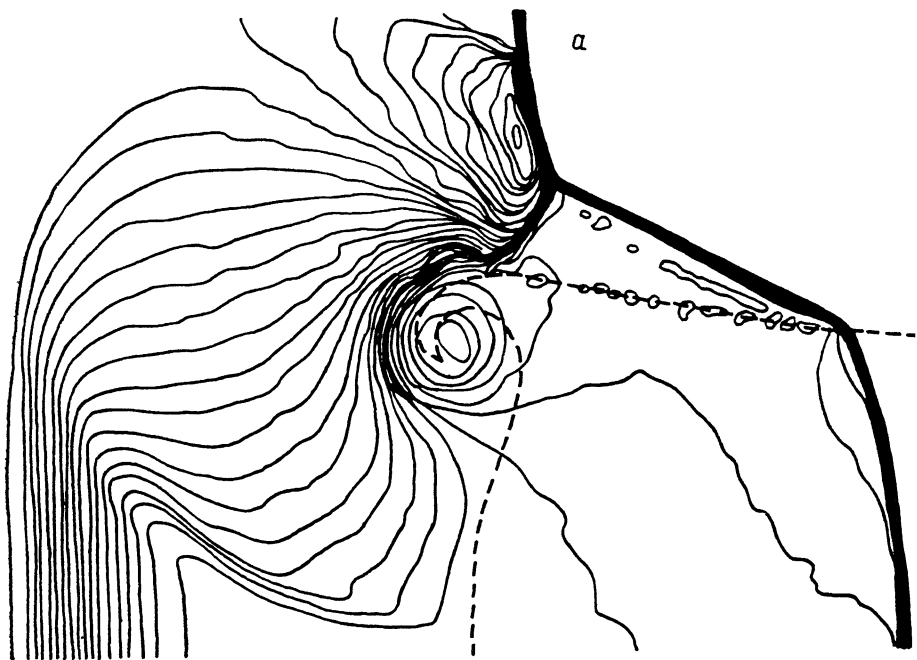


Рис. 2.

фронтом. Так, при $T_2/T_1=20$ и числе Маха исходной волны $M_s=2$ максимальное значение давления торможения в шесть раз превышает его значение за фронтом волны. При значительной разнице температур T_1 и T_2 , когда скорость звука в горячем газе становится выше скорости распространения исходной ударной волны, волны UB_2 и UB_3 (рис. 2, б) со временем распадаются на серию волн сжатия, а изгиб фронта волны UB_1 становится более плавным. В целом же, особенно при не слишком большой величине отношения T_2/T_1 , волновая картина в процессе взаимодействия качественно аналогична получающейся в автомоделльной задаче.

Рассмотрим распространение ударной волны по периодической структуре, образованной слоями горячего газа (рис. 1, а). В этом случае после окончания автомоделльной стадии течения волновая картина претерпевает существенную перестройку. В результате возникает протяженный волновой пакет с устойчивой структурой. Форма и положение основных газодинамических разрывов, волн разрежения и вихря для этой фазы взаимодействия при $M=2$ и $T_2/T_1=5$ представлены на рис. 3. Несмотря на существенную нестационарность процесса,

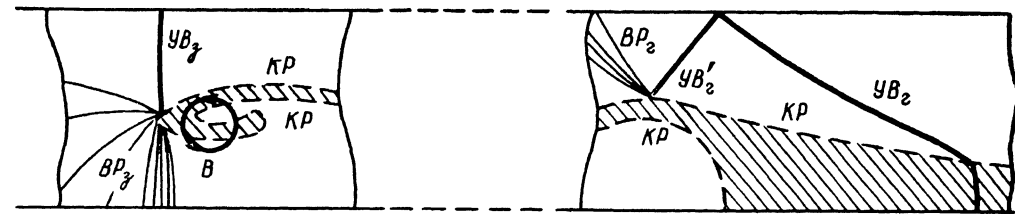


Рис. 3.

форма головного образования пакета (ударные волны UB_r , UB'_r , веер разрежения UB_s , веер разрежения BP_s , вихрь B), и скорости их распространения являются постоянными. Между верхней плоскостью симметрии и контактным разрывом растет число перемежающихся областей разрежения и сжатия. Давление на плоскости симметрии периодически изменяется, достигая экстремальных значений ниже и выше значений перед и за фронтом исходной ударной волны. При этом давление на контактном разрыве остается практически постоянным и равным давлению за волной UB_r . Вдоль нижней плоскости симметрии аналогично случаю рис. 1, б распространяется высокоскоростная струя плотного газа. Значение постоянной скорости D головного образования существенно выше скорости ударной волны, образующейся при одномерном взаимодействии исходной волны с областью, параметры в которой получены усреднением плотности газа по периоду H слоистой структуры. Отметим, что описанная структура течения имеет место, только когда скорость D больше скорости звука в горячем газе. На рис. 4 приведены значения D в зависимости от усредненной плотности

$$\bar{\rho} = (\rho_2 h + \rho_1 (H - h)) / H$$

в области неоднородности для различных значений ρ_2 . Там же штриховой линией приведена кривая, полученная по одномерной теории, оперирующей усредненными по H значениями параметров газа в невозмущенной области. Расщепление падающей ударной волны на волновой пакет и аномально высокая скорость распространения головного образования связаны с наличием в поле течения протяженной области с высокой скоростью передачи газодинамических возмущений. Расчет распространения ударной волны по среде с теми же значениями локальных и усредненных параметров в условиях, когда области температурной неоднородности имеют конечную длину (рис. 1, з), показывает, что протяженного волнового пакета не образуется, а усредненная скорость его движения хорошо согласуется с одномерной теорией при $L/H \leq 5$. В этом случае при выходе предвестника из горячей области ударная волна, образующаяся в холодном газе, имеет малую интенсивность и скорость распространения, меньшую усредненной скорости постоянно меняющего свою структуру волнового пакета. Поэтому, не доходя до следующей горячей области, предвестник рас-

сеивается или поглощается движущейся за ним основной ударной волной. В то же время взаимная компенсация поперечных движений и вихрей разного знака, образующихся в районе угловых точек неоднородностей, приводит к быстрому выравниванию параметров течения в спутном потоке.

Полученные результаты свидетельствуют о принципиальной роли двумерных нестационарных газодинамических явлений в формировании структуры и скорости распространения волнового пакета в рассмотренных задачах. Это необходимо иметь в виду при расчете характеристик аналогичных течений, а также при трактовке результатов экспериментов, когда в поле течения имеются области существенной неоднородности плотности и температуры.

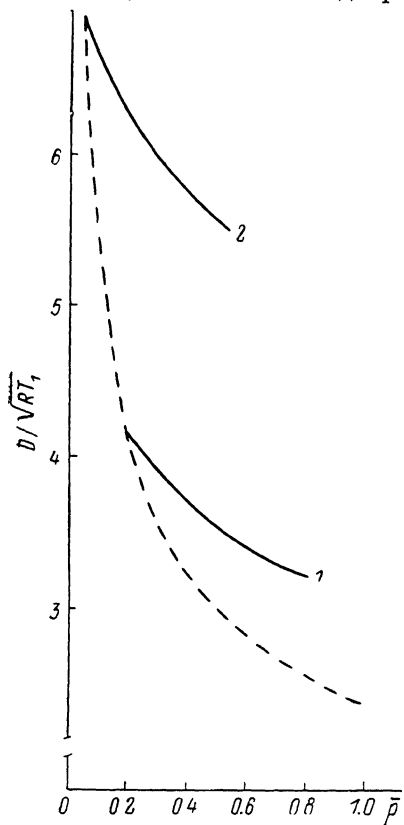


Рис. 4.

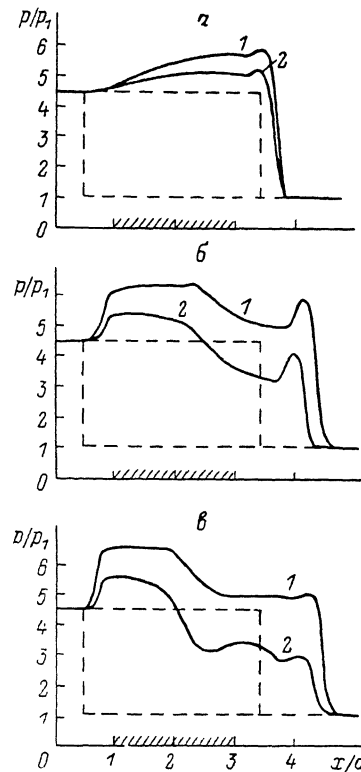


Рис. 5.

2. Распространение ударной волны по неоднородной релаксирующей среде

При исследовании влияния неравновесных процессов на структуру течения газа, состояние которого определяется большим числом релаксационных параметров, во многих случаях достаточно провести расчет в рамках упрощенной модели, описывающей лишь энергетику релаксационных процессов [4]. При этом изменение газодинамических параметров обуславливается источниковым членом в уравнении сохранения энергии.

Рассмотрим двумерное взаимодействие плоской ударной волны с цилиндрической областью релаксирующего газа (радиус области a) и его особенности по сравнению с аналогичным одномерным взаимодействием, когда релаксирующий газ расположен в плоском слое (толщина слоя $2a$). Отвлекаясь от конкретной физической природы реакции (колебательная релаксация, химическая реакция), используем простейшую релаксационную модель [23]. Изменение массовой концентрации неотрелаксировавшей части газа описывается уравнением

$$\frac{dz}{dt} = -Kz, \quad \text{где } K = \begin{cases} 0, & T \leq T_*, \\ K_0, & T > T_*. \end{cases}$$

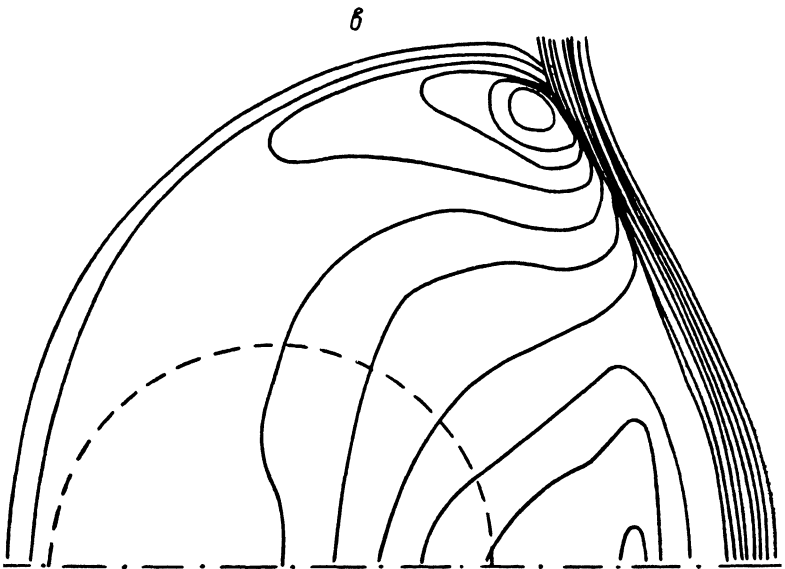
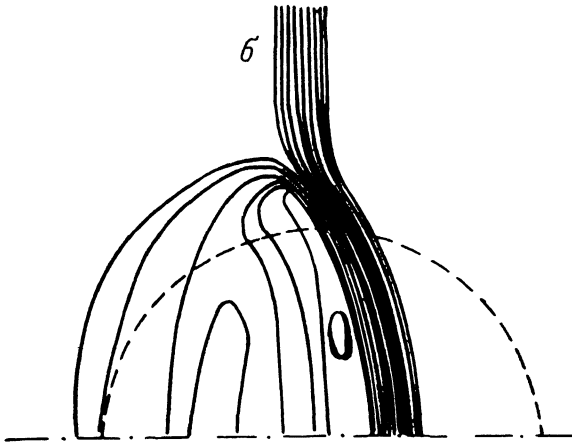
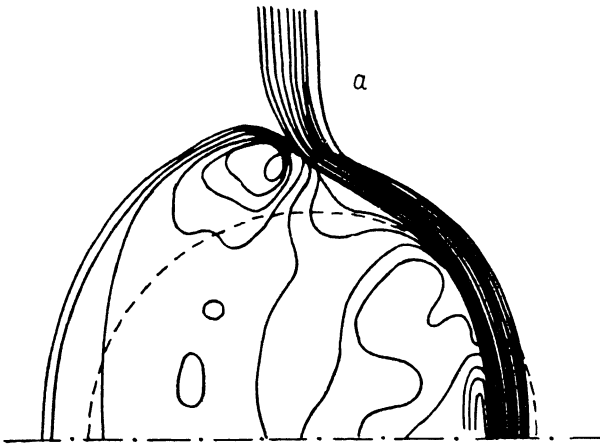


Рис. 6.

Величина T_* задается так, чтобы $K=0$ перед волной и $K=K_0$ за волной. Параметрами задачи являются число Маха падающей ударной волны, удельная теплота q , высвобождающаяся в результате реакции, и число Дамкеллера $Da = \tau_r / \tau_p$, характеризующее скорость протекания реакции относительно скоростей газодинамических процессов. Характерные времена вычисляются следующим образом:

$$\tau_r = a / \sqrt{RT},$$

где R — газовая постоянная, $\tau_p = 1/K_0$. Приводимые ниже результаты получены при $M_s = 2$ и значении q , соответствующем запасу химической энергии водородно-воздушной смеси при оптимальном соотношении компонентов. Числа Дамкеллера изменялись во всем диапазоне от $Da \ll 1$ (замороженное течение) до $Da \gg 1$ (равновесное течение).

На рис. 5 представлены профили давления в момент времени $\bar{t} = t / \tau_r = 12$. Кривые 1 соответствуют одномерному взаимодействию, кривые 2 — плоскости симметрии двумерного взаимодействия. Штриховой линией нанесен профиль давления при $\bar{t} = 0$ и $\bar{t} = 12$ в отсутствие реакции. Исходное положение области реагирующего газа показано штрихами вдоль оси x . При $Da = 1$ (рис. 5, а) к рассматриваемому моменту выделилась лишь незначительная часть энергии q , что обусловило малое ускорение ударной волны и качественное сходство профилей давления одномерного и двумерного взаимодействий. При $Da = 100$ (рис. 5, в) реакция проходит полностью в узкой зоне за фронтом волны, которая распространяется по реагирующему газу со скоростью стационарной детонации. В этом случае имеется качественное различие в профилях давления для одномерного и двумерного взаимодействий. Промежуточное значение $Da = 10$ (рис. 5, б) характеризуется наличием максимума давления за фронтом волны, обусловленным тем, что в ближайшей к нему части зоны $q \neq 0$ реакция еще не закончилась. Отметим, что при $Da \geq 5$ в зоне спутного потока за исходной ударной волной формируется интенсивная волна торможения, распространяющаяся навстречу потоку. При этих же значениях Da в случае двумерного взаимодействия в зоне прореагировавшего газа образуется область пониженного давления, что при завершении реакции приводит к резкому снижению интенсивности ударной волны.

На рис. 6 в виде изолиний с шагом $\Delta p = 0.1 p_1$ представлены поля давления для двумерного взаимодействия. Исходное положение области реагирующего газа на этих рисунках обозначено штриховой линией. В случае $Da = 100$ уже при $\bar{t} = 6$ (рис. 6, а) почти весь газ в этой области прореагировал. Обращает на себя внимание наличие в поле течения двух максимумов давления: в области плоскости симметрии за фронтом детонационной волны и в периферийной при взаимодействии ударной волны торможения с исходной ударной волной. При $Da = 10$ к моменту $\bar{t} = 6$ (рис. 6, б) стационарная детонационная волна в области реакции и ударная волна торможения еще не сформировались. Область максимального давления занимает узкую зону за фронтом волны во всей области реакции. К моменту $\bar{t} = 12$ (рис. 6, в) большая часть газа уже прореагировала. При этом давление за фронтом волны значительно понизилось. В то же время сформировалась ударная волна торможения и периферийный максимум давления со значением, приближающимся к значению давления за фронтом стационарной детонационной волны.

Из расчетов следует, что при $Da \geq 5$ в зоне спутного потока за исходной ударной волной образуется интенсивная волна торможения, распространяющаяся навстречу потоку и формирующая периферийный максимум давления в области взаимодействия с исходной УВ. При этих же значениях Da в случае двумерного взаимодействия в зоне прореагировавшего газа образуется область пониженного давления, что при завершении реакции приводит к резкому снижению интенсивности УВ.

Для сравнения приведем результаты расчета взаимодействия плоской ударной волны той же интенсивности $M_s = 2$ с цилиндрической областью горячего прореагировавшего газа ($T_2/T_1 = 20$).

На рис. 7 приведены изобразы в те же моменты времени: $t=6$ (a) и 12 (б). Несмотря на качественное различие происходящих процессов, взаимодействие ударной волны с реагирующим газом и с тепловой неоднородностью имеет общие черты. В частности, происходит значительное ускорение фронта волны

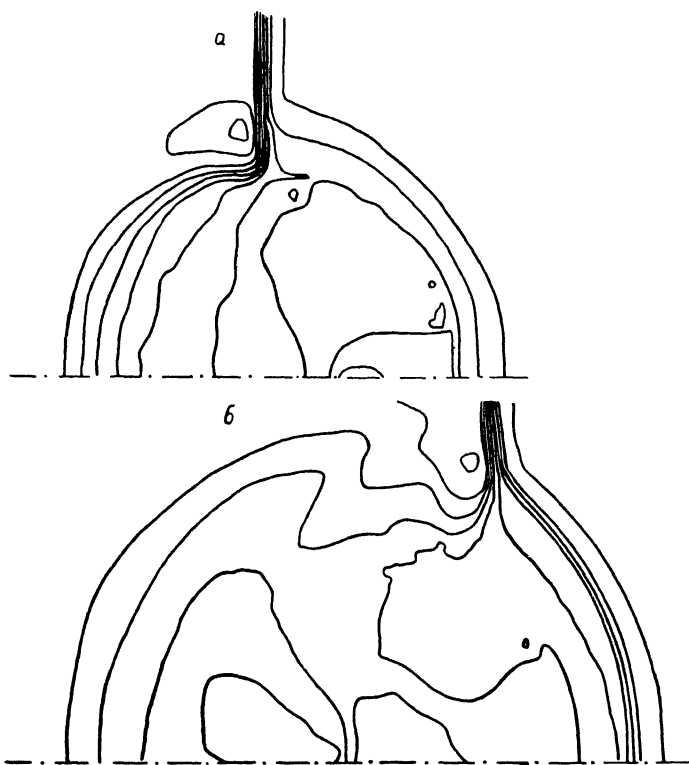


Рис. 7.

в области неоднородности, что приводит к аналогичному искривлению фронта исходной ударной волны. В обоих случаях волна, прошедшая зону неоднородности, значительно ослабляется. Таким образом, оба механизма могут приводить к одинаковому разрушению плоского фронта падающей ударной волны, что затрудняет однозначную трактовку явлений, происходящих при распространении ударных волн в средах с пространственно-неоднородным распределением термодинамических или физико-химических параметров.

Литература

- [1] Бьков А. М., Яковлев Д. Г. Препринт ФТИ № 728. Л., 1982. 28 с.
- [2] Krebs J., Hillebrandt W. *Astronomy and Astrophysics*, 1983, v. 128, N 2, p. 411—419.
- [3] Ikeuchi S., Spitzer L. *Astrophys. J.*, 1984, v. 283, N 2, p. 825—832.
- [4] Горбачев Ю. Е., Жмакин А. И., Фурсенко А. А. *ЖПМЯТФ*, 1985, № 2, с. 22—30.
- [5] Кондрашев В. Н., Родионов Н. Б., Ситников С. Ф., Соколов В. И. Препринт ИАЭ-4154/7. Дубна, 1985. 12 с.
- [6] Бахраг С. М., Кайнов В. Ю., Кормер С. Б. и др. *Физика плазмы*, 1982, т. 8, № 2, с. 262—268.
- [7] Champney J. H., Chaussee D. S., Kutler P. *AIAA Paper* 82-0227, 1982. 13 p.
- [8] Ляхов В. Н. *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1979, № 6, с. 70—76.
- [9] Тугазаков Р. Я. *Уч. записки ЦАГИ*, 1980, т. 11, № 4, с. 15—21.
- [10] Gion J. E. *Physics Fluids*, 1977, v. 20, N 4, p. 700—702.
- [11] Цикулин М. А., Попов Е. Г. *Излучательные свойства ударных волн в газах*. М.: Наука, 1977. 174 с.
- [12] Гордейчик Б. Н., Немчинов И. В. *Деп. ВИНТИ*, 1984, № 2529-84.
- [13] Анугина Н. Н., Бахраг С. М., Забродин А. В. и др. *В сб.: Исследование гидродинамической устойчивости с помощью ЭВМ*. М., 1981, с. 108—139.
- [14] Abd-el-Fattah A. M., Henderson L. F. *J. Fluid Mech.*, 1978, v. 86, N 1, p. 15—32.
- [15] Abd-el-Fattah A. M., Henderson L. F. *J. Fluid Mech.*, 1978, v. 89, N 1, p. 79—95.

- [16] *Colella Ph., Glaz H. M.* 8th Int. Conf. Numer. Meth. Fluid Dynamics, Lecture Notes in Physics, 1985, v. 218, p. 154—158.
- [17] *Климов А. И., Коблов А. Н., Мишин Г. И.* и др. Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 7, с. 439—443.
- [18] *Евтюхин Н. В., Марголин А. Д., Шмелев В. М.* Химическая физика, 1984, т. 3, № 9, с. 1322—1327.
- [19] *Грачев Л. П., Есаков И. И., Мишин Г. И.* и др. ЖТФ, 1985, т. 55, № 5, с. 972—975.
- [20] *Галкин А. М., Сысов Н. И., Шугаев Ф. В.* Вестник МГУ. Сер. 3, 1985, т. 26, № 2, с. 77—79.
- [21] *Жмакин А. И., Фурсенко А. А.* ЖВМиМФ, 1980, т. 20, № 4, с. 1021—1031.
- [22] *Головизнин В. П., Жмакин А. И., Фурсенко А. А.* ДАН СССР, 1982, т. 264, № 6, с. 1327—1330.
- [23] *Chorin A. J.* J. Comput. Phys., 1977, v. 25, N 3, p. 253—272.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
28 апреля 1987 г.

