

УДК 533.6.011:51

РАЗВИТИЕ ПРЕДВЕСТНИКА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ СО СЛОЕМ ПОНИЖЕННОЙ ПЛОТНОСТИ

АРТЕМЬЕВ В. И., БЕРГЕЛЬСОН В. И., КАЛМЫКОВ А. А.,
НЕМЧИНОВ И. В., ОРЛОВА Т. И., РЫБАКОВ В. А.,
СМИРНОВ В. А., ХАЗИНС В. М.

При движении сильной интенсивно излучающей ударной волны (УВ) вдоль твердой поверхности, например во взрывных ударных трубах [1–4], наблюдалось появление предвестника — клиновидного крупномасштабного возмущения, опережающего фронт волны. В [5] это явление связывалось с возникновением у поверхности под действием излучения теплого слоя (ТС). В [2] это предположение было обосновано экспериментально путем регистрации предвестника при искусственном образовании ТС. В [5, 6] предложен критерий образования предвестника в предположении, что это явление аналогично отрыву пограничного слоя при его взаимодействии с УВ, например при ее отражении от торца ударной трубы [7, 8]. Численные расчеты [9] подтвердили возникновение предвестника при выполнении критерия [6] и позволили установить некоторые детали возникающего сложного вихревого течения. Более детальные численные расчеты и специальные эксперименты [10] позволили выявить новые особенности развития предвестника. Настоящая работа представляет собой изложение содержания доклада [10].

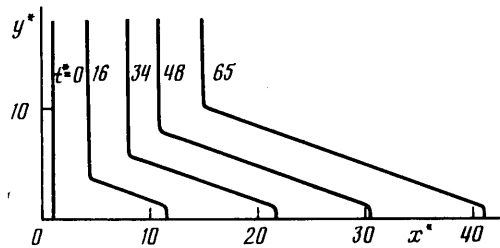
Поскольку возникновение предвестника должно происходить и в том случае, когда излучение с фронта УВ отсутствует, а ТС создан посторонним источником и его параметры можно задавать независимо от параметров УВ, рассмотрим следующую идеализированную постановку задачи.

Пусть прямой скачок с числом Маха $M_0 = D/a_0$ движется со скоростью D в идеальном газе с постоянным показателем адиабаты γ и скоростью звука a_0 вдоль плоской твердой поверхности. УВ генерируется движением плоского поршня со скоростью U_0 (для сильной УВ $D = (\gamma + 1)U_0/2$). В момент $t = 0$ плоская УВ начинает взаимодействовать с ТС толщиной h , расположенным у поверхности. Плотность газа в ТС ρ_T меньше плотности невозмущенного газа ρ_0 , а давление в ТС равно давлению вне его. В начальные моменты времени при входе УВ в ТС возникает состояние, близкое к распаду одномерного разрыва: по ТС распространяется волна со скоростью, превышающей скорость основной УВ. Поэтому вблизи поверхности фронт УВ искажается. Имеются две принципиально различные возможности развития этого возмущения во времени.

При небольших M_0 и $\rho_T \ll \rho_0$, когда не выполняется критерий [6], реализуется стационарное течение [11], существование которого подтверждено экспериментально [12, 13]. Искажение фронта УВ локализовано в области размера $\sim h$ вблизи поверхности. При выполнении критерия [6] стационарное течение невозможно. Отметим, что для сильных волн ($M_0 \gg 1$) для этого достаточно сравнительно небольшого понижения плотности в ТС по сравнению с невозмущенной областью перед фронтом УВ (при $\gamma = 1,4$ требуется, чтобы $\rho_T/\rho_0 = \omega < 0,9$). В этом случае в результате взаимодей-

ствия УВ с ТС должно возникать двумерное, существенно нестационарное газодинамическое течение.

В рассмотренной задаче двумя характерными масштабами длины являются толщина ТС h и толщина x_0 ударно-сжатого слоя в момент $t=0$. Пусть $x_0 \leq h$ или даже $x_0 \ll h$. Если расстояние, пройденное УВ, $L \gg h$, то можно ожидать, что течение выйдет на нестационарный режим, когда не только величина x_0 , но и величина h перестанут быть существенными параметрами. Все характеристики течения в этом предельном режиме должны зависеть от трех безразмерных величин M_0 , γ , ω . В отличие от стационарного случая, характерный размер области искажения фронта УВ будет определяться не толщиной ТС h , а расстоянием L , пройденным УВ, и по мере роста L может стать сколь угодно большим. Течение станет автомодельным (все параметры будут зависеть лишь от x/Dt и y/Dt , где x — координата вдоль поверхности, y — в перпендикулярном направлении). Таким образом, задача о взаимодействии плоской УВ с ТС при введении дополнительного параметра ω , характеризующего возмущение плотности в бесконечно тонком слое, является двумерным обобщением классической автомодельной задачи о движении плоской УВ, генерируемой плоским поршнем.

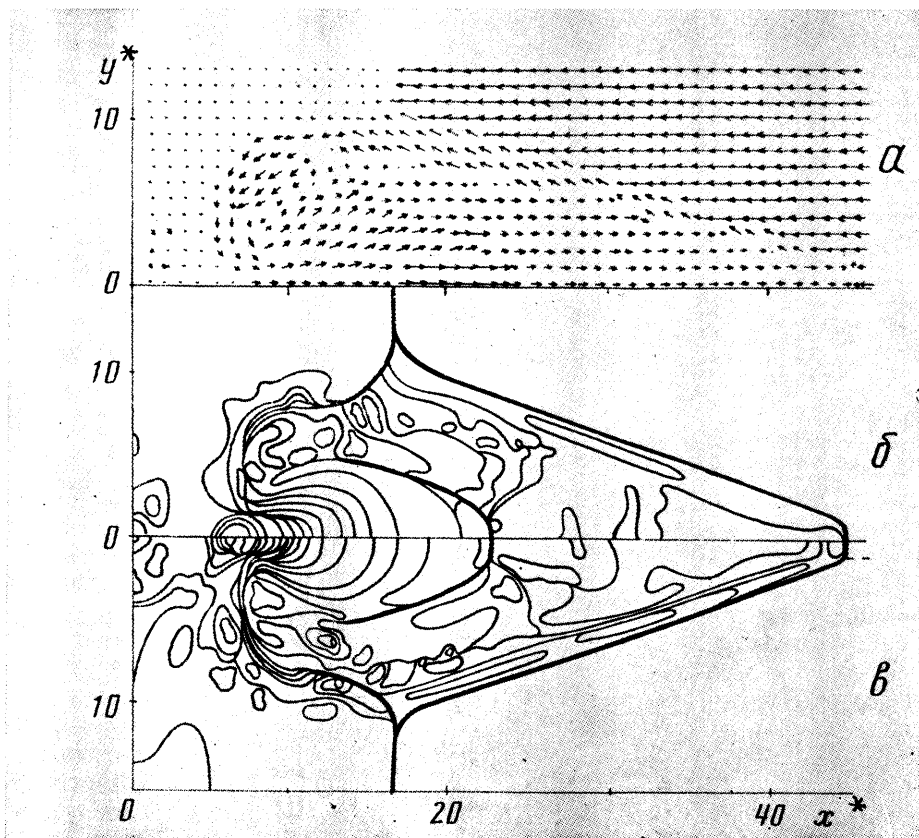


Фиг. 1

Приведем результаты численных расчетов нестационарной задачи в описанной постановке. Течение будем рассматривать в системе координат, связанной с поршнем. Введем безразмерное время $t^* = tU_0/h$ и соответственно безразмерные координаты $x^* = x/h$, $y^* = y/h$. В расчетах варьировались величина M_0 , параметры ω и γ . Расчеты показали, что граница нестационарного режима развития предвестника соответствует критерию [6]. При достаточно малом значении ω для любых M_0 и γ из рассмотренного диапазона наблюдалось образование предвестника, непрерывно увеличивающегося в размерах. Приведем результаты расчета с $M_0=32$, $\omega=0,1$, $\gamma=1,4$. Изменение во времени внешней ударно-волновой конфигурации (УВ предвестника и основная УВ) демонстрируется на фиг. 1. Автомодельный режим распространения устанавливается уже с момента $t^* \approx 16$. На фиг. 2 для $t^*=71$ представлены полученные в расчете поле скоростей течения (а), распределения давления (б) и плотности (в).

Поскольку рассматривается очень сильная УВ, величина M_0 перестает быть существенным параметром и распределения, приведенные на фиг. 2, можно рассматривать как универсальные при $M_0 \gg 1$. В данный момент времени УВ предвестника прошла по ТС расстояние, равное $45h$. Отчетливо видно, что перестройка течения происходит в области с размерами того же порядка, что и расстояние от основной УВ до поршня, т. е. при внесении у поверхности малого (в пределе бесконечно малого) возмущения происходит глобальная перестройка всего течения.

Расчетное поле течения весьма сложно, характеризуется наличием многочисленных УВ, крупномасштабных вихрей, встречных струй, разделенных контактными разрывами. Однако можно ожидать, что при численном моделировании газодинамических течений на основе разностных уравнений Эйлера с аппроксимационной вязкостью основные черты явления передаются правильно [15]. Отметим, что в данном случае использовалась разностная схема с малой схемной вязкостью — антидиффузионный метод [16]. Число расчетных точек было достаточно велико (достигало $2 \cdot 10^4$). В возмущенной области использовалась равномерная квадратная разностная сетка с шагом, не превышающим $0,2h$.

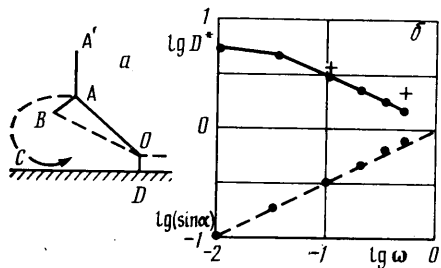


Фиг. 2

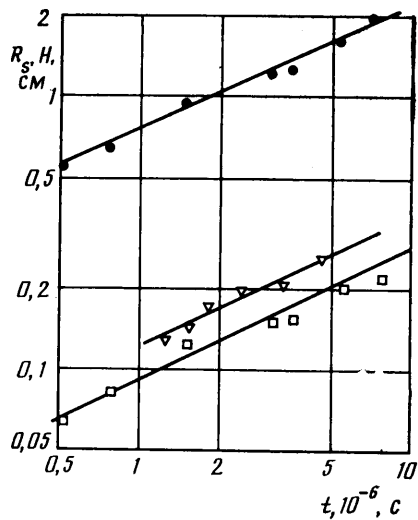
На основании проведенных расчетов можно представить следующую упрощенную схему течения, показанную на фиг. 3, *a*. В результате взаимодействия основной УВ AA' с ТС образуется клиновидная область предвестника, ограниченная кривой УВ OA . Фронт этой УВ на всем его протяжении близок к прямолинейному. Газ, прошедший через фронт кривой УВ, отделен от остального газа контактной поверхностью OB . Он испытывает дополнительное сжатие во внутренней УВ AB , разворачивается и истекает в предвестник, поддерживая распространение и увеличение размеров последнего. Анализ результатов численных расчетов позволяет выявить и некоторые дополнительные особенности течения, отчетливо видные на фиг. 2: разворот газового потока, питающего предвестник, сопровождается появлением ударных волн — боковой УВ и отраженной, возникающей при ударе газа о твердую поверхность; почти центрально-симметричный разлет газа после удара сменяется торможением и почти однородным движением за фронтом обращенной внутренней УВ предвестника. Отметим, что описанные эффекты удастся наблюдать лишь при расчетах на достаточно подробных сетках.

Описанная выше схема позволяет получать некоторые количественные характеристики возникающего течения. Условие равенства давлений за кривой волной OA и за прямой волной OD (фиг. 3, *a*), распространяющейся по ТС, приводит к простому соотношению, связывающему параметр ω и угол φ наклона косога скачка

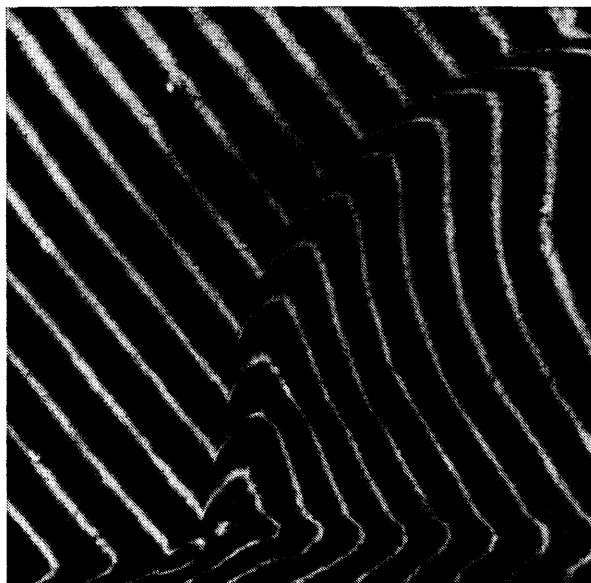
$$\sin \varphi = \sqrt{\omega} \quad (1)$$



Фиг. 3



Фиг. 5



Фиг. 4

Используя это соотношение и интегральные балансы массы, импульса и энергии, можно оценить скорость предвестника D_T и средние значения газодинамических параметров в предвестнике. На фиг. 3, б приведены зависимости от ω при $M_0=32$ и $\gamma=1,4$ отношения $D^*=(D_T-U_0)/(D-U_0)$ скорости УВ предвестника в ТС к скорости невозмущенной УВ в системе координат, связанной с поршнем, а также величины угла ϕ наклона косога скачка в окрестности вершины предвестника. Расчетные данные обозначены точками, данные оценки по указанной модели — крестиками, штриховая линия — оценочная зависимость (1). Результаты расчета и оценки достаточно хорошо согласуются. Укажем попутно, что применение для оценки параметров предвестника стандартной методики расчета тройных конфигураций (условие выровненности давлений за внутренним

скачком AB и прямым скачком AA' и условие непрерывности нормальной компоненты скорости на контактной поверхности в области $A'AB$) совместно с равенством (1) приводит к очень большим погрешностям. Это связано с тем, что как видно из фиг. 2, фронты УВ в окрестности тройной точки A искривлены и локальные условия здесь использовать нельзя. Характерной особенностью течения является его зависимость от параметра ω — уменьшение плотности в ТС приводит к увеличению скорости D_T и уменьшению угла α наклона предвестника. Таким образом, изменение плотности газа в тонком приповерхностном слое позволяет управлять всем газодинамическим течением.

Картина течения, весьма сходная с описанной выше, была получена и в случае, когда возмущенная область перед фронтом представляла собой не тонкий (в пределе бесконечно тонкий) плоский слой, а тонкий цилиндр («теплый шнур»), и соответственно форма предвестника была близкой к конической.

Расчеты показывают, что аналогичные двумерные автомодельные движения существуют и в других случаях — в задаче о поршне, движущемся по степенному закону, задаче о сильном взрыве и др. [14]. При этом показатель степени q в автомодельном законе $x \sim t^q$, $y \sim t^q$ или $z \sim t^q$, $r \sim t^q$ оказался таким же, как в соответствующей одномерной автомодельной задаче, т. е. конфигурация предвестника и основной волны оставалась во времени самоподобной. Такие течения исследовались авторами не только теоретически, но и экспериментально, причем впервые существование автомодельности течения было доказано именно опытным путем.

В экспериментах, описываемых ниже, УВ в газе генерировалась при действии короткого импульса лазерного излучения на поверхность танталовой пластины. Условия эксперимента позволили получить УВ как сферической, так и цилиндрической формы. Полная энергия лазерного импульса составляла от 1 до 15 Дж, при этом скорость волны достигала нескольких км/с на расстоянии $R=1,0-1,5$ см от центра или от оси симметрии области энерговыделения. До «выстрела» через танталовую пластину за несколько десятков мкс разряжалась мощная конденсаторная батарея и температура пластины повышалась на 70—1000 К в зависимости от запасенной в батарее энергии. За счет теплопроводности у поверхности пластины возникал ТС. Его толщина регулировалась изменением временной задержки между включением нагрева и генерацией лазера. В экспериментах наблюдалось образование предвестника для различных γ и ω при выполнении критерия [6]. Характерная картина течения с предвестником, возникающая при цилиндрическом взрыве в воздухе ($\gamma=1,4$) для $\omega \approx 0,3$, приведена на фиг. 4. На снимке можно увидеть основные внешние элементы течения, соответствующие предложенной выше схеме: УВ, уходящую вперед по ТС, предвестник, тройную точку. В данном случае относительная толщина ТС довольно велика ($h/R \approx 0,15$). Отметим, что в проведенных экспериментах предвестник возникал вплоть до наименьшей толщины ТС h , которую можно было получить при данной системе нагрева пластины. Эта минимальная толщина не превышала 0,02 см при плотности газа 0,01 от нормальной, что составляет всего 20 длин свободного пробега молекул.

В условиях эксперимента автомодельное движение должно осуществляться в том диапазоне расстояний, где УВ еще сильна, а относительная толщина ТС мала. Для этого интервала на фиг. 5 приведены экспериментальные зависимости радиуса фронта невозмущенной УВ $R_s(t)$ (точки) и высоты тройной точки $H(t)$ при $\omega \approx 0,3$ (треугольники) и $\omega \approx 0,5$ (квадраты) для цилиндрического взрыва в углекислом газе ($\gamma=1,3$) с плотностью 0,1 от нормальной. Толщина ТС $h=0,02$ см, энергия лазерного импульса составила 2 Дж. Согласно рис. 5, в цилиндрическом случае $R_s \sim t^{1/2}$ и $H \sim t^{1/2}$ (в сферическом случае соответственно $R_s \sim t^{2/3}$ и $H \sim t^{2/3}$). Это подтверждает автомодельный характер развития двумерного сильного взрыва,

причем с тем же показателем степени в законе роста размеров предвестника во времени, что и в законе движения УВ соответствующего одномерного взрыва [14]. Эксперименты показывают, что автомодельная конфигурация фронта существенно зависит от параметра ω (уменьшение плотности в ТС приводит к увеличению относительной длины предвестника).

Если УВ распространяются в каналах конечного диаметра или генерируются поршнем конечного размера, то, по мере того как высота предвестника сравнивается с характерным размером канала (поршня), условие автомодельности нарушается, однако при радиусе канала (поршня) $R \gg h$ длительность автомодельной стадии оказывается большой.

Рассмотренные здесь двумерные автомодельные движения в совокупности образуют класс автомодельных течений, представляющий собой обобщение соответствующих одномерных задач.

Авторы выражают благодарность К. Е. Губкину и Г. И. Таганову за ценные обсуждения, М. А. Садовскому и П. В. Кевлишвили за поддержку в проведении исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shreffler R. G., Christian R. H. Boundary disturbances in high explosive shock tubes // J. Appl. Phys. 1954. V. 25. № 3. P. 324–331.
2. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства сильных ударных волн в газах. М.: Наука, 1977. 173 с.
3. Сааров С. Д. Исследование динамики возбуждения взрывом сильно излучающих ударных волн в каналах большого сечения // Механика быстропротекающих процессов. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1984. С. 106–112.
4. Киселев Ю. Н., Клумов В. А., Рождественский В. Б., Юрьев В. Л. Исследование образования пристеночных возмущений при распространении ударных волн в трубах из различных материалов // ПМТФ. 1986. № 1. С. 116–120.
5. Губкин К. Е. Распространение взрывных волн // Механика в СССР за 50 лет. М.: Наука, 1970. Т. 2. С. 271–311.
6. Таганов Г. И. О некоторых задачах гидродинамики струйных течений // Аннот. докл. 3-го Всесоюз. съезда по теорет. и прикл. механике. М.: Наука, 1968. С. 289.
7. Mark H. The interaction of a reflected shock wave with a boundary layer in a shock tube // J. Aeronaut. Sci. 1957. V. 24. № 4. P. 304–306.
8. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
9. Гордейчик Б. Н., Немчинов И. В. Образование предвестника при взаимодействии ударной волны с теплым слоем. М., 1984. С. 12–17. – Деп. в ВИНТИ, № 2529–84.
10. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Калмыков А. А. и др. Двумерные нестационарные автомодельные течения при взаимодействии ударных волн с тонким слоем пониженной плотности // Аннот. докл. 6-го Всесоюз. съезда по теорет. и прикл. механике. Ташкент: Национальный комитет СССР по теорет. и прикл. механике. 1986. С. 50–51.
11. Griffiths W. C. Interaction of a shock wave with a thermal boundary layer // J. Aeronaut. Sci. 1956. V. 23. № 1. P. 16–22, 66.
12. Gion E. J. Plane shock interacting with thermal layer // Phys. Fluids. 1977. V. 20. № 4. P. 700–702.
13. Гвоздева Л. Г., Харитонов А. И. Интерферометрическое исследование движения ударной волны вдоль нагретой поверхности в ударной трубе // Оптические методы исследования газовых потоков и плазмы. Минск: Ин-т тепло- и массообмена АН БССР. 1982. С. 7–10.
14. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Изд. 7-е. Наука, 1972. 440 с.
15. Белоцерковский О. М. Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1964. 519 с.
16. Борис Дж. П., Бук Д. Л. // Решение уравнений непрерывности методом коррекции потоков // Вычислительные методы в физике. Управляемый термоядерный синтез. М.: Мир, 1980. С. 92–141.

Москва

Поступила в редакцию
6.III.1987