

6. Яненко Н. Н., Алхимов А. П., Нестерович Н. И. и др. Изменение волновой структуры при обтекании тел сверхзвуковым двухфазным потоком // ДАН СССР.— 1981.— Т. 260, № 4.
7. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Т. 1.
8. Матвеев С. К. Модель газа из твердых частиц с учетом неупругих столкновений // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1983.— № 6.
9. Васенин И. М., Архипов В. А., Бутов В. Г. и др. Газовая динамика двухфазных течений в соплах.— Томск: ТГУ, 1986.
10. Бабуха Р. Л., Шрайбер А. А. Взаимодействие частиц поллидисперсного материала в двухфазных потоках.— Киев: Наук. думка, 1972.
11. Еникеев И. Х., Кузнецова О. Ф., Полянский В. А., Шургальский Э. Ф. Математическое моделирование двухфазных закрученных потоков модифицированным методом крупных частиц // ЖВММФ.— 1988.— Т. 28, № 1.
12. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости.— М.: Мир, 1973.

г. Москва

Поступила 4/VI 1991 г.,
в окончательном варианте —
5/V 1992 г.

УДК 533.6.011

В. И. Бергельсон, Ю. Н. Киселев, В. А. Клунов,
И. В. Немчинов, Т. И. Орлова, В. Б. Рождественский,
В. М. Хазинс

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПРИСТЕНОЧНЫМ СЛОЕМ

При распространении по газу интенсивно излучающей ударной волны (УВ) вдоль твердой поверхности происходит искажение формы ударного фронта — у поверхности возникает клиновидный предвестник, со временем увеличивающийся в размерах [1]. Среди возможных причин возникновения этого явления еще в [2] обсуждались образование перед фронтом приповерхностного нагретого слоя газа или эрозийных паров и аналогичность этого явления эффекту теплого слоя, объяснение которого впервые дано Г. И. Тагановым [3, 4]. При наличии перед фронтом УВ теплого (пониженной плотности) слоя перестройка течения носит глобальный характер, поскольку развивается в области с размерами, намного превышающими толщину возмущающего слоя. В дальнейшем [5] было замечено, что предвестник образуется при наличии испарения поверхности стенки. Детальными спектральными измерениями [6, 7] доказано, что именно в тонком слое разогретых излучением пристеночных паров начинается развиваться это явление. В то же время, как отмечено в [8], интерпретация экспериментальных результатов с точки зрения идеологии теплого слоя вызывает существенные трудности. Согласно гипотезе Г. И. Таганова, когда УВ проходит вдоль поверхности расстояние x , много большее толщины Δ нагретого (теплого) слоя, течение вне его перестает зависеть от Δ и выходит на некоторый асимптотический режим. Теоретические исследования задачи о взаимодействии УВ с теплым слоем [9—12] подтвердили это предположение и показали, что при больших временах и постоянной скорости УВ движение автомодельное. Однако в случае, когда пристеночный слой возникал «самопроизвольно» — при распространении излучающей УВ, развитие предвестника во времени часто имело непредсказуемый характер. В, казалось бы, близких опытах [1, 2, 5—8] сильно различались как отношение $\xi = D_+/D_0$ скорости D_+ предвестника к скорости D_0 основной УВ, так и угол α в вершине клиновидного предвестника. Необходимо было выяснить, от чего зависят эти величины, а также рассмотреть детальную структуру течения в самом предвестнике.

© В. И. Бергельсон, Ю. Н. Киселев, В. А. Клунов, И. В. Немчинов, Т. И. Орлова, В. Б. Рождественский, В. М. Хазинс, 1993

На рис. 1 приведена фотография УВ с предвестником, полученная в опыте, аналогичном описанному в [6, 7], с помощью камеры СФР, щель которой сориентирована параллельно фронту основной УВ на некотором расстоянии от генерирующего волну заряда взрывчатого вещества. УВ двигалась в ксеноне нормальной плотности вдоль плоской стеклянной стенки с напыленным на ее поверхность свежим слоем висмута с удельной (на единицу площади поверхности) массой $m = 0,44 \text{ мг/см}^2$. На рис. 1 стенка расположена внизу. Как показали спектральные измерения [6, 7], слабо светящаяся область у стенки является разогретыми парами висмута. Видно, что размеры клиновидного предвестника уже значительно превосходят толщину Δ этого пристеночного слоя паров.

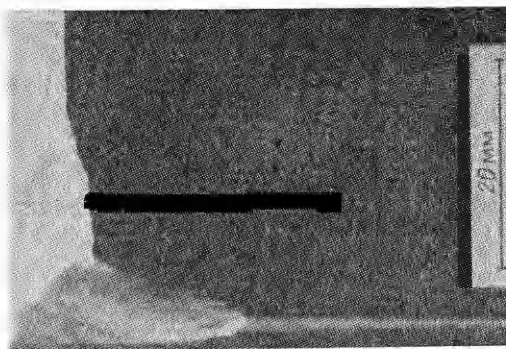


Рис. 1

Покрытие стенки висмутом выбрано из тех соображений, что образующиеся пары этого вещества при температуре кипения должны иметь плотность заметно выше, чем окружающий ксенон. В данном случае предвестник вообще не должен был возникнуть. Но фотография подтверждает его наличие. Отметим также, что в отличие от экспериментов [11, 12] и расчетов [9, 10, 13] вершина предвестника располагается не на самой поверхности, а на некотором расстоянии от нее — вблизи границы раздела паров и ксенона. УВ в самих парах сильно искривлена и подходит к стенке под острым углом. На рис. 1 выше клиновидной части предвестника отчетливо видна зона, где фронт основной УВ слегка выгнут в сторону его движения, причем он в этой области неровный из-за возникающих пульсаций и его средняя яркостная температура на $1 \div 2 \text{ кК}$ выше температуры невозмущенной части фронта УВ (около 35 кК).

Схематически внешняя конфигурация системы УВ представлена на рис. 2, где 0 — основная невозмущенная УВ, 1 — область слабого возмущения на фронте основной УВ, 2 — косая УВ клиновидного предвестника, 3 — участок клиновидного предвестника, движущегося по слою газа, сжатого за фронтом УВ 4, возбуждаемой расширяющимися парами стенки, УВ 5 движется по парам и наклонена в другую сторону по сравнению с волнами 1—4, линией 6 обозначена граница паров с окружающим газом.

На рис. 3 демонстрируется полученная в опыте при $m = 0,35 \text{ мг/см}^2$ зависимость относительной высоты $y_* = y/\Delta$ отхода от стенки точек пересечения УВ 1 с УВ 2 (кривая 2) и УВ 0 с УВ 1 (кривая 1) от безразмерного времени $t_* = tD_0/\Delta$. Здесь характерная скорость $D_0 = 7,5 \text{ км/с}$, а время $t_0 = \Delta/D_0 = 0,2 \text{ мкс}$. Угол наклона косой УВ 2 в опыте оставался постоянным и равнялся примерно 25° . Как видно, развитие не только клиновидной части предвестника, но и области повышенной яркости на фронте основной УВ при $t_* \gg 1$ происходит автомодельным образом.

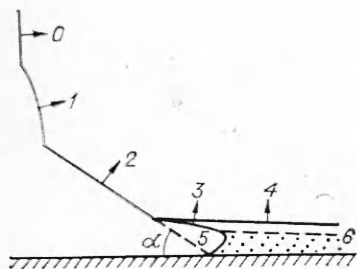


Рис. 2

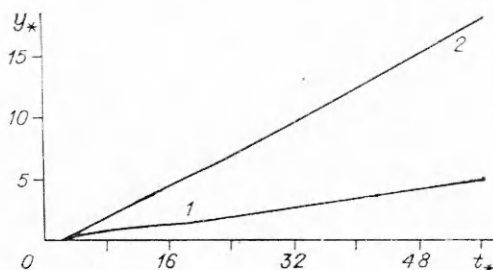


Рис. 3

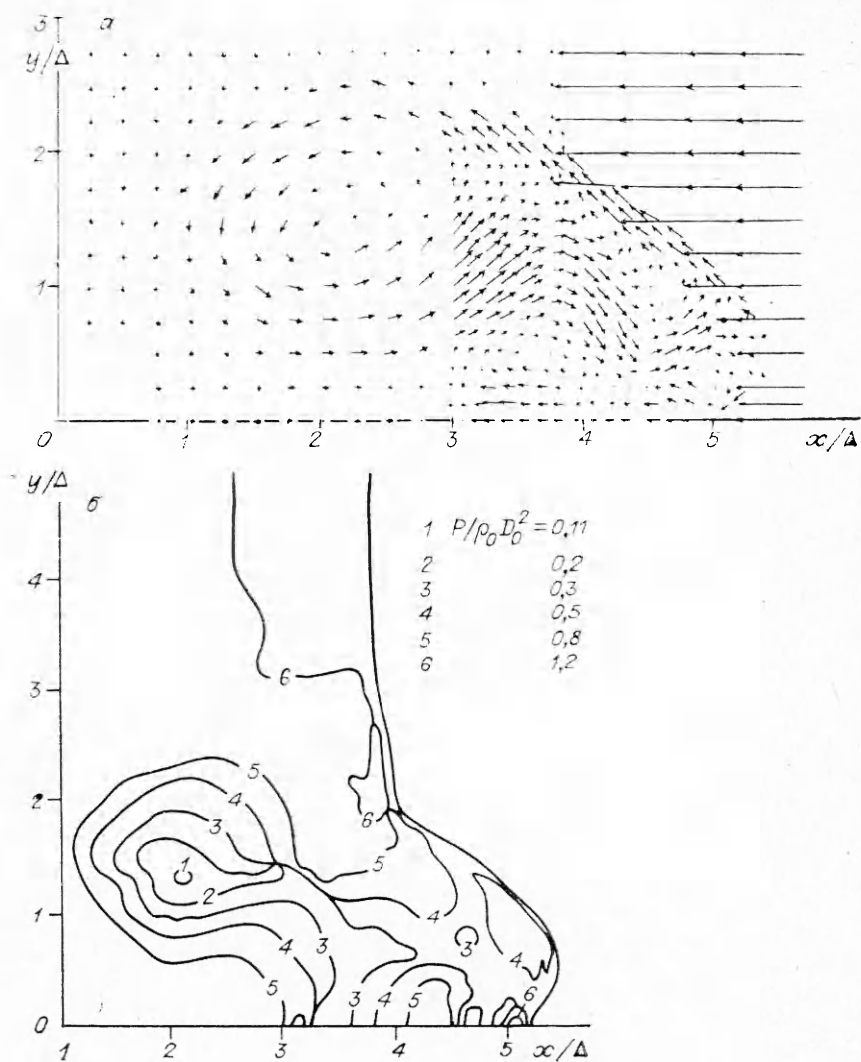


Рис. 4

Для того чтобы детально выяснить структуру течения, был проведен численный расчет газодинамической задачи, аналогичный [9—11], но для случая неравномерно нагретого приповерхностного слоя. Число Маха основной УВ принято равным 32, а показатель адиабаты $\gamma = 1,4$ был постоянным. Начальное давление всюду (как в теплом слое, так и в невозмущенной области) считалось одинаковым. То обстоятельство, что в действительности расширяющиеся от стенки эрозийные пары генерируют в рабочем газе сравнительно слабую УВ 4, давление за которой выше, чем исходное, игнорировалось. Это сделано для лучшего сопоставления с расчетами [9—11], в которых принималось именно такое допущение. Вместе с тем наличие УВ 4 и связанное с ней повышение давления вряд ли существенно, так как все остальные УВ сильные и величина давления перед ними не является определяющим параметром. Распределение плотности в парах в эксперименте не было найдено, поэтому в расчетах считалось, что плотность по толщине теплого слоя меняется линейно от минимального значения ρ_* , равного $0,333 \rho_0$ в середине теплого слоя, до ρ_0 на его границах. Общее число узлов расчетной сетки достаточно велико — 200 по горизонтали и 100 по вертикали с одинаковым шагом по пространству. По сечению теплого слоя размещалось 20 точек.

На рис. 4 в системе координат, связанной с поршнем, генерирующим УВ 0, в один из моментов времени приведено полученное в расчетах поле

скоростей (а) и давлений (б). Значения безразмерного давления $P/(\rho_0 D_0^2)$, соответствующего приведенным изобарам, указаны на рис. 4, б. Отчетливо видно, что, как и в случае расчетов [9—11] для постоянной плотности в теплом слое, втекание газа, сжатого в косо́й УВ 2, в область за фронтом УВ 0 вызывает искривление фронта выше основного клипа предвестника (появление УВ 1) и обеспечивает интенсивное вихревое течение в самом предвестнике. Однако имеют место и другие вихревые образования, связанные с отражением от поверхности стенки УВ 5, распространяющейся по теплomu слою ниже точки минимума плотности. Такое отражение вызывает возникновение на поверхности стенки локальной области сравнительно высокого давления, близкого к давлению в основной УВ 0.

По мере того как предвестник распространяется все дальше и дальше по теплomu слою, течение вне слоя развивается автомодельным образом — угол α наклона косо́й УВ 2 на ее почти прямолинейном участке остается постоянным. Для равномерно нагретого слоя в [10] было предложено соотношение, позволяющее оценить этот угол:

$$(1) \quad \sin \alpha = \sqrt{\rho_- / \rho_0}$$

(ρ_- — плотность в теплом слое). Это соотношение получается в предположении, что давление за прямой УВ, движущейся по теплomu слою, равно давлению в косо́й УВ. В рассматриваемом здесь случае неравномерного нагрева теплого слоя оказалось, что величина α может быть по-прежнему определена по (1), хотя УВ в теплом слое сильно искривлена. Под ρ_- в (1) следует понимать ρ_* .

В эксперименте (см. рис. 1) по яркости насыщенных линий висмута была найдена максимальная температура в парах, достигаемая у их паружного края ($15 + 1$ кК). Непосредственные измерения давления на испаряющейся под действием излучения УВ 0 поверхности, проведенные с помощью пьезодатчика, показали, что оно близко к давлению, определенному за фронтом УВ 4 по измеренной величине скорости этой волны. Выравнивание давления за фронтом УВ 4 подтверждается также малым значением ее скорости по сравнению с оценкой скорости звука в нагретых парах. Отсюда следует, что в данном опыте при скорости УВ 4, равной 0,35 км/с, давление в парах составляло 10^6 Па. По уравнению состояния висмута [14] можно найти минимальную плотность его паров, соответствующую такому давлению и измеренной максимальной температуре. Она равна 10^{-3} г/см³, что практически совпадает с величиной $\rho_* = 1,1 \cdot 10^{-3}$ г/см³, найденной по соотношению (1) для измеренного в этот момент времени значения $\alpha = 25^\circ$. Таким образом, в расчете и в эксперименте соотношение (1) выполняется с удовлетворительной точностью и может быть использовано для оценки минимальной плотности в парах.

На рис. 5 представлена определенная в специальных экспериментах удельная масса m_- висмута, уносимая с испаряющейся поверхности, в зависимости от плотности энергии E излучения УВ в ксеноне, падающей на поверхность (штриховая линия соответствует энергии сублимации висмута ~ 1 кДж/г). Определение m_- проводилось по регистрации моментов появления свечения на месте полосок висмута разной толщины, напыленных на стекло (подробно методика описана в [15]). В начале испарения расход энергии на унос вещества составляет $\sim 1,4$ кДж/г, т. е. близок к теплоте сублимации висмута. По мере нарастания массы слоя паров затраты энергии на унос вещества увеличиваются — проявляется эффект самоэкранировки поверхности [16—19]. В описанном выше опыте перед приходом предвестника на стенку поступала энергия излучения, равная 10 Дж/см²,

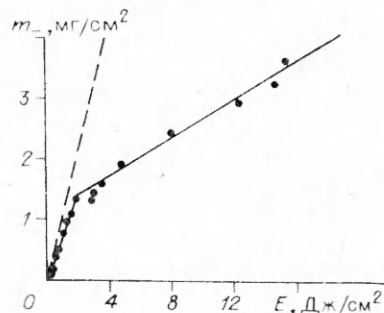


Рис. 5

что, согласно рис. 5, отвечает уносу массы $m_- = 2,6 \text{ мг/см}^2$. При высоте слоя паров 2 мм это дает значение его средней плотности $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3$, что на порядок больше величины, определенной нами выше по максимальной температуре и давлению в парах, а также по углу α . Поскольку указанная средняя плотность в 2 раза выше плотности окружающего ксенона, то, согласно теоретическим представлениям, предвестник вообще не мог бы возникнуть, если бы плотность в слое паров была выравненной.

Следует заметить, что оценка величины средней плотности паров является несколько завышенной из-за присутствия в парах капельной фазы, причем часть капель выносится и за пределы слоя паров и даже опережает фронт УВ 4, генерируемой парами в окружающем ксеноне. Такие капли окружены непрерывающимися облачками разогретых излучением паров. Это проявляется на фоторегистраграммах (в том числе и на рис. 1) в виде появления слабого свечения в отдельных точках над сплошным слоем паров и в возникновении на фронте предвестника направленных вперед клиновидных возмущений при его подходе к этим точкам.

Значение плотности паров при давлении 10^6 Па и температуре, соответствующей фазовому переходу, также выше плотности ксенона. Таким образом, сам факт испарения не может (во всяком случае, в наших условиях, когда пары имеют большой атомный вес и давление в них высоко) вызвать возникновение предвестника.

Основным фактором, определяющим возникновение и развитие предвестника, в наших опытах является разогрев паров излучением основной УВ 0 до температур, намного превышающих температуру фазового перехода. Это вызвано тем, что значительная часть испускаемого УВ 0 излучения (температура за фронтом УВ 0 $\sim 3 \text{ эВ}$) лежит в области значений энергий кваптов, меньших, чем первый потенциал ионизации ксенона (12,1 эВ), но больших, чем потенциал ионизации висмута (7,3 эВ). Величина массового коэффициента поглощения холодных паров висмута для ионизирующего УФ-излучения порядка $\chi \approx 10^4 \text{ см}^2/\text{г}$. Поэтому уже при удельной энергии УФ-излучения около 0,01 Дж/см² пары должны разогреваться настолько, что поглощение излучения за счет фотоэффекта начинает уменьшаться. Хотя возникает дополнительное поглощение за счет тормозного механизма, поглощения высоковозбужденными состояниями и в линиях, тем не менее средний коэффициент поглощения при дальнейшем подводе энергии должен уменьшаться, а масса прогретого и ионизованного слоя должна возрастать. Поэтому излом на зависимости $m_-(E)$ и постоянное отношение $\Delta m_-/\Delta E \approx \approx 6 \text{ кДж/г}$ при $E > 2 \text{ кДж/см}^2$ (см. рис. 5) можно интерпретировать таким образом: при этой энергии по веществу паров вслед за волной испарения начинает распространяться волна ионизации и просветления паров [20], причем затраты энергии на нагрев вещества для падающего излучения составляют примерно 6 кДж/г. По уравнению состояния висмута [14] это как раз отвечает температуре паров около 15 кК, что согласуется с измерениями максимальной температуры. В условиях данного эксперимента волна ионизации захватывает еще малую часть паров и их наиболее горячий слой имеет массу лишь порядка $\chi^{-1} \approx 10^{-4} \text{ г/см}^2$ и соответственно толщину $\sim 1 \text{ мм}$, что согласуется с данными фоторегистрации. При этом большая часть падающего излучения проходит сквозь этот слой и расходуется как на нагрев более глубоких слоев паров, так и на нагрев пыленного слоя висмута и на испарение с его поверхности. Часть энергии наиболее горячего наружного слоя паров переизлучается обратно, что также ограничивает его максимальную температуру и массу.

Оценки разогрева паров особенно осложняются в случае, когда УВ 5 движется по веществу с более высокой атомной массой, чем окружающий рабочий газ. Благодаря этому температура за фронтом УВ 5 становится выше, чем за фронтом основной УВ 0, и в случае паров висмута по оценкам достигает 65 кК. Такая волна является сверхкритической, с раз-

витым прогревным слоем перед ней [21]. Температура в прогревном слое сверхкритической волны достигает температуры за ее фронтом, а плотность близка к плотности газа перед прогревным слоем. Однако, согласно оценкам, толщина прогревного слоя перед УВ 5 сравнима с толщиной слоя паров. Поэтому из-за существенной двумерности процесса повышенное давление в прогревном слое может вызвать дополнительное движение паров в сторону окружающего рабочего газа, что приведет к снижению плотности в наружном слое паров. Но, учитывая, что скорости такого движения по крайней мере в 3 раза ниже скорости УВ 5, получаем, что дополнительное расширение в прогревном слое не может снизить плотность более чем на 30% по сравнению с плотностью паров перед прогревным слоем. Конечно, эти оценки должны быть в дальнейшем уточнены путем детальных численных расчетов с учетом мощных потоков излучения в УВ 5, дополнительного испарения стенки в прогревном слое и за фронтом УВ 5, вовлечения в пары жидкой фракции, а также турбулентного перемешивания границы раздела паров и рабочего газа. Столь полный расчет задачи провести в настоящее время слишком сложно. Однако на основании проделанного анализа можно утверждать, что определяющую роль в разогреве паров и образовании предвестника играет ионизирующее УФ-излучение с фронта УВ 0. Это подтверждают специальные эксперименты, в которых в ксенон подмешивалась небольшая (около 2%) примесь воздуха, граница пропускания которого в УФ-области ниже первого потенциала ионизации паров. Несмотря на то что пары у поверхности в этих опытах возникали, предвестник не наблюдался, так как не было разогрева паров УФ-излучением.

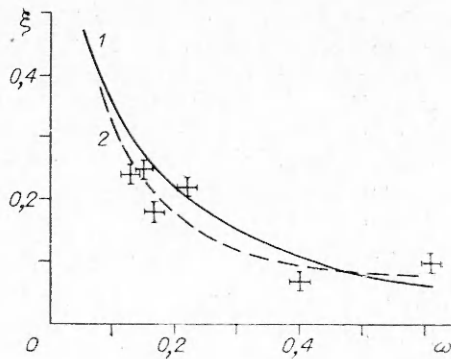


Рис. 6

В экспериментах [6] была обнаружена зависимость угла α и величины скорости D_+ предвестника от поверхностной массы m напыленного висмута. С уменьшением m скорость D_+ возрастала, а угол α уменьшался. Результаты измерений представлены на рис. 6 кривой 2 в виде зависимости $\xi = D_+/D_0$ от $\omega_* = \rho_*/\rho_0$. Величина ω_* определялась по соотношению (1) на основе измерений угла α . Там же дана расчетная зависимость $\xi(\omega_*)$ (кривая 1). Имеет место удовлетворительное согласие приведенных кривых. Это дает основание считать, что с уменьшением m значение ρ_* также уменьшается, что, видимо, можно объяснить уменьшением теплоотвода в глубь вещества для тонких слоев, напыленных на малотеплопроводную подложку, более ранним началом испарения и увеличением в результате достигнутой в парах концентрации энергии для тех же значений подведенной энергии. Подтверждением является то, что при массе $m = 0,3$ мг/см² образование предвестника регистрировалось не позже 0,3 мкс, а для $m = 3,2$ мг/см² — лишь через 1,5 мкс после начала движения УВ 0.

В данных экспериментах УВ распространялась в трубе с внутренним диаметром 100 мм и за время движения волны по трубе граница пересечения УВ 1 и 0 успевала схлопнуться на ее оси. Как уже отмечалось, яркостная температура УВ 1 была на 1 ÷ 2 кК выше, чем УВ 0. После схлопывания от оси начинала расширяться область, яркостная температура которой уже на 3 кК превышала температуру УВ 0 до схлопывания. В дальнейшем эта возмущенная область продолжала пульсировать, попеременно отражаясь от центра и линии пересечения УВ 1 с УВ 2. Затухание центральной части ударного фронта компенсировалось так, что ее яркостная температура длительное время поддерживалась на постоянном уровне.

Из-за ограниченного диаметра трубы в экспериментах развитие предвестника происходило автомодельным образом лишь в течение времени, когда основная волна проходила расстояние, равное $2 \div 3$ калибрам трубы. В дальнейшем скорость развития предвестника замедлялась и после прохождения $4 \div 5$ калибров он двигался с такой же скоростью, как и основная УВ θ . Аналогичный эффект наблюдался и в [8]. Такое стационарное распространение предвестника вызвано уменьшением потока излучения на стенки трубы из-за уменьшения диаметра интенсивно излучающей УВ θ за счет роста высоты предвестника и из-за увеличения расстояния от УВ θ до не захваченного предвестником участка стенки за счет роста его длины. При этом максимальная температура в парах должна уменьшаться, а минимальная плотность — возрастать. В описанных выше опытах яркостная температура УВ 2 составляла 15 кК и плотность потока излучения с ее поверхности не превышала $0,3$ МВт/см², что на порядок ниже, чем значение плотности потока с поверхности УВ θ . В экспериментах [22], где скорость основной УВ θ была более высокой ($D \geq 10$ км/с), а плотность потока излучения с поверхности УВ 2 значительно выше (достигала 1 МВт/см²), наблюдалось автомодельное развитие предвестника вплоть до момента его схлопывания на оси трубы. В дальнейшем происходило движение по трубе ударно-волновой конфигурации в виде конической воронки с постоянной скоростью.

Следует отметить, что в отличие от экспериментов [1, 2, 5] здесь специально использовалось свежее покрытие стенки слоем чистого вещества, причем с высокой атомной массой, что увеличивало плотность паров. Как показали специальные эксперименты, в случае стенки, вещество которой содержало легкие элементы, предвестник образовывался при значительно меньших уровнях плотностей потока излучения, а скорость его развития резко возрастала. Это согласуется и с опытами [1], где в аргоне со скоростью 8 км/с распространялась УВ в плексигласовой трубе диаметром 75 мм. При этом скорость предвестника $D_+ = 10 \div 11$ км/с, что соответствует $\xi = 1,4$ и, согласно рис. 6, параметру $\omega_* = 0,1$. Температура фронта УВ θ (20 кК) явно недостаточна для ионизации паров, тем не менее предвестник был сильно вытянут, что свидетельствовало о низкой плотности возникших паров, несмотря на то что их температура вряд ли сильно превышала температуру деструкции вещества стенки трубы. Это связано с низкой молекулярной массой вещества паров, а также со сравнительно низкой плотностью потока излучения и соответственно невысоким давлением в расширяющемся слое паров, что приводит к значительному снижению их плотности по сравнению с окружающим аргоном. Таким образом, возникновение предвестника возможно и в случае, когда пары не ионизованы.

Способствует возникновению предвестника наличие на стенке загрязнений и адсорбированных легких газов. Так, нами наблюдалось развитие предвестника на фронте УВ, движущейся со сравнительно небольшими скоростями ($2,1 \div 1,9$ км/с) в заполненной ксеноном (при давлении $1,3$ кПа) ударной трубе (диаметром 500 мм) со стенками из нержавеющей стали. При температуре за фронтом основной УВ θ около 9 кК плотность излучаемого с ее поверхности потока составляла примерно 40 кВт/см², что недостаточно для испарения стальных стенок. Но предвестник наблюдался и в течение 3 мс захватывал большую часть поверхности УВ θ , причем образовывался он не по всему периметру трубы, как обычно, а только у нижней части стенки трубы и распространялся по поверхности основной УВ вверх. Анализ этих опытов показал, что на нижней части стенки трубы, установленной горизонтально, оседала в поле тяжести пыль, которая после предыдущих пусков адсорбировала водород, являющийся в ударной трубе толкающим газом. Нагрев излучением этой пыли вызывал выделение водорода и образование слоя повышенной плотности именно у нижней части стенки. Кроме того, опыты [11, 12] показывают, что предвестник может возникать и при отсут-

ствии постушения паров или газов со стенки за счет возникновения горячего слоя самого рабочего газа путем прогрева от горячих стенок механизмом обычной теплопроводности. Однако в условиях опытов с интенсивно излучающими УВ, вызывающими сильное испарение стенок из веществ, атомная масса которых превышает атомную массу рабочего газа, лишь ионизация паров и их разогрев до температур, намного превышающих температуру фазового перехода, могут приводить к возникновению предвестника.

В [8] указывается на возможность прорыва в слой пониженной плотности продуктов взрыва как на одну из причин развития клиповидного предвестника. Движение продуктов взрыва и границ слоя пониженной плотности исследовалось экспериментально и численными методами в [23], где говорится, что в начале движения УВ по плотному газу и слою пониженной плотности часть толкающих продуктов взрыва действительно проникает в этот слой, но при последующем движении УВ границы слоя схлопываются и перекрывают дальнейшее поступление продуктов, причем перекрытие происходит на расстоянии от контактной границы продуктов с газом в слое, примерно равном 1,5 толщины слоя. В другие области предвестника постушение продуктов взрыва не наблюдалось. Поскольку в наших опытах толщина теплового слоя паров около 1 мм, то и возможный прорыв продуктов взрыва представляется незначительным. По крайней мере, их присутствие в предвестнике никак не сказывалось на его внешней конфигурации и излучательных свойствах составляющих его частей.

Экспериментально зависимость параметров предвестника при увеличении диаметра трубы нами пока не исследовалась. Однако представляет интерес оценить влияние этого параметра, поскольку создание взрывных источников излучения с большой излучающей поверхностью было бы важно для целого ряда научных и технических приложений. При прочих равных условиях с увеличением радиуса R трубы возрастает плотность энергии E , подводимой к данной точке поверхности до того, как туда придет УВ, причем в первом приближении $E \sim R$. Поэтому разогрев паров усилится и предвестник окажется более вытянутым. Однако максимальная температура паров ограничена сверху — она не может превысить температуру самой УВ θ вследствие эффектов переизлучения (в условиях наших опытов эта температура достигает примерно половины значения температуры за фронтом УВ θ). Кроме того, увеличиваются скорость расширения слоя паров и давление в нем. Поэтому нельзя ожидать сильного снижения плотности ρ_* и значительного увеличения скорости предвестника. Вместе с тем целесообразно дальнейшее более детальное исследование картины испарения вещества под действием излучения сплошного спектра, возникновения в парах и развития предвестника с целью поиска новых путей регулирования его параметров, а также для более глубокого понимания самого явления глобальной перестройки течения при возмущении перед фронтом УВ плотности в тонких областях, имеющего фундаментальное значение. Остается невыясненным также вопрос о минимальной толщине слоя пониженной плотности, вызывающего это явление.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shreffler R. G., Christian R. H. Boundary disturbance in high-explosive shock tubes // J. Appl. Phys.— 1954.— V. 25, N 3.
2. Попов Е. Г., Цикулин М. А. Излучательные свойства сильных ударных волн в газах.— М.: Наука, 1977.
3. Таганов Г. И. О некоторых задачах гидродинамики струйных течений // Аннотация докл. на III Всесоюз. съезде по теорет. и прикл. механике.— М.: Наука, 1968.
4. Губкин К. Е. Распространение взрывных волн // Механика в СССР за 50 лет.— М.: Наука, 1970.— Т. 2.
5. Савров С. Д. Исследование динамики возбуждения сильно излучающих ударных волн в капалах большого сечения // Механика быстропротекающих процессов.— Новосибирск, 1984.

6. Киселев Ю. Н., Клунов В. А., Рождественский В. Б., Юрьев В. Л. Структура пристеночных возмущений интенсивно излучающей ударной волны // Тр. X конф. молодых ученых.— М.: МФТИ, 1985; деп. в ВИНТИ 07.05.85, № 5983.
7. Киселев Ю. Н., Клунов В. А., Рождественский В. Б., Юрьев В. Л. Исследование образования пристеночных возмущений при распространении ударных волн в трубах из различных материалов // ПМТФ.— 1986.— № 1.
8. Савров С. Д. О механике деформации излучающего фронта ударной волны при ее движении в канале // ПМТФ.— 1989.— № 5.
9. Гордейчик Б. Н., Немчинов И. В. Образование предвестника при взаимодействии ударной волны с теплым слоем // Прикладные методы механики.— М.: МФТИ, 1984; деп. в ВИНТИ 20.04.84, № 2529.
10. Бергельсон В. П., Немчинов И. В., Орлова Т. И. и др. Автомодельное развитие предвестника перед ударной волной, взаимодействующей с теплым слоем // ДАН СССР.— 1987.— Т. 296, № 3.
11. Артемьев В. И., Бергельсон В. П., Калмыков А. А. и др. Развитие предвестника при взаимодействии ударной волны со слоем пониженной плотности // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1988.— № 2.
12. Садовский М. А., Адушкин В. В. Влияние нагретого пристеночного слоя на параметры ударной волны // ДАН СССР.— 1988.— Т. 300, № 1.
13. Бергельсон В. П., Немчинов И. В., Орлова Т. П., Хазинс В. М. Развитие предвестников, образующихся при взаимодействии УВ с газовыми капалами пониженной плотности // ФГВ.— 1990.— № 2.
14. Буздин В. П., Добкин А. В., Косарев И. Б. и др. Термодинамические и оптические свойства высокотемпературной плазмы.— М., 1984.— Деп. в ВИНТИ 02.01.84, № 52.
15. Киселев Ю. Н., Христофоров Б. Д., Цикулин М. А. Экспериментальное исследование воздействия на преграду источников мощного излучения сплошного спектра // Низкотемпературная плазма в Космосе и на Земле.— М.: ВАГО, 1977.
16. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при вспышке поглощения в парах твердого тела // ПМТФ.— 1969.— № 6.
17. Попов Е. Г., Провалов А. А., Цикулин М. А. Самоэкрапирование поверхности тел от мощного излучения // ДАН СССР.— 1970.— Т. 194, № 4.
18. Бергельсон В. П., Немчинов И. В., Новикова В. В. «Горение» конденсированного вещества под действием излучения сплошного спектра // ФГВ.— 1975.— № 5.
19. Бергельсон В. П., Немчинов И. В., Орлова Т. И. Численный расчет взаимодействия излучения взрывного источника с плоской преградой.— М., 1981.— Деп. в ВИНТИ 29.04.81, № 1953-81.
20. Бергельсон В. П., Немчинов И. В. Нагрев разлетающейся плазмы излучением сплошного спектра // Физика плазмы.— 1981.— Т. 7, № 2.
21. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
22. Киселев Ю. Н. Полный выход излучения с фронта сильных ударных волн в инертных газах // Горение и взрыв в Космосе и на Земле.— М.: ВАГО, 1980.
23. Бахрах С. М., Игнатова Л. Я., Клопов Б. А. и др. Исследование эффекта захлопывания капала в лабораторных экспериментах и двумерных расчетах // ФГВ.— 1977.— № 2.

г. Москва

Поступила 9/1 1990 г.,
в окончательном варианте —
14/V 1992 г.

УДК 536.24

В. И. Терехов, С. В. Калинина, Ю. М. Мшвидобадзе

ПОЛЕ ДАВЛЕНИЙ И СОПРОТИВЛЕНИЕ ОДИНОЧНОЙ ЛУНКИ С ОСТРЫМИ И СКРУГЛЕННЫМИ КРОМКАМИ

Известно, что различные неровности в виде выступов или впадин на обтекаемых поверхностях могут привести к существенному изменению теплоотдачи и трения. Все большее внимание последнее время уделяется изучению структуры течения на поверхности при наличии трехмерных углублений. Это вызвано потребностью техники в оптимальных экономически выгодных способах интенсификации теплообмена.

© В. И. Терехов, С. В. Калинина, Ю. М. Мшвидобадзе, 1993