

$$p = \frac{\rho a^3 \theta}{4x} \left(\sqrt{1 + \frac{8\rho_0 x}{\rho a^3 \theta}} - 1 \right),$$

где $\rho_0\theta$ — давление на фронте и постоянная экспоненциального спада ударной волны при $x=0$; $a=1500$ м/сек — скорость звука в воде. В качестве уравнения состояния использовалась ударная адиабата воды [6] в виде линейного соотношения между волновой N и массовой u скоростями:

$$N = a + 2u.$$

В заключение необходимо отметить, что применение труб при подводном взрыве позволяет значительно увеличить давление и время действия волны по сравнению с их значениями при взрыве в безграничной жидкости и передавать импульс взрыва без существенных потерь на значительные расстояния.

Поступила в редакцию
10/1 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1960, 2, 124.
2. Ю. Н. Рябинин, В. Н. Родионов, Ю. С. Вахрамеев. Сб. «Физика взрыва», М., Изд-во АН СССР, 1965, 5.
3. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1961, 4.
4. М. А. Цикулин. ПМТФ, 1960, 2, 132.
5. В. Н. Кондратьев, И. В. Немчинов, Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1968, 4.
6. Ю. С. Яковлев. Гидродинамика взрыва. Л., Судпромгиз, 1961.

УДК 534.222.2

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ

С. А. Лесняк, Я. К. Трошин

(Москва)

Известно [1—6], что если трубу заполнить газообразным окислителем (кислородом или воздухом), а ее стенки покрыть слоем жидкого горючего, даже с крайне низкой упругостью пара, то в такой гетерогенной системе при определенных условиях может распространяться гетерогенная детонация (ГД). Толщины h слоев горючего (с упругостью пара $\sim 10^{-3}$ мм рт. ст.), при которых возможна ГД, приведены в таблице.

Систематические экспериментальные данные по ГД в таблице отсутствуют и при ее рассмотрении возникает вопрос: почему в одних случаях ГД оказывается возможной при таких слоях горючего, что если бы все это горючее испарить и перемешать, то образовалась бы смесь состава, не сильно отличающегося от стехиометрического (в том числе и при микронных толщинах пленок)? В то же время в других — предель-

Источник данных	Условия опытов	Состав	D , м/сек	h , см	Толщина слоя для $a = 1$, см
[1]	Круглая труба, диаметр 25 см, длина 100 м	Смазочное масло + воздух	1200	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$
[2-4]	Круглая труба, диаметр 0,6-2,2 см, длина 2 м	Вакуумное масло + кислород	1800-1600	$2-5 \cdot 10^{-4}$	$1-4 \cdot 10^{-4}$
[5]	Квадратные трубы: а) 1×1 см ² , одна стенка б) 1×1 см ² , две стенки в) 2×2 см ² , одна стенка г) 2×2 см ² , две стенки	Вакуумное масло + кислород То же . .	980 1400 Детонация не распространяется 1380	10^{-2} 10^{-2} 10^{-2}	$1,3 \cdot 10^{-4}$ $0,7 \cdot 10^{-4}$ $1,3 \cdot 10^{-4}$

Примечание. Для кислородных смесей толщина слоя h_z пересчитана на воздух; толщина слоя, обеспечивающая стехиометрический состав с кислородом, равна $4h_z$.

ным является слой толщиной $h \approx 1,2 \cdot 10^{-2}$ см, который на два порядка превосходит достаточный для образования стехиометрической смеси во всем объеме трубы.

Необходимым (но отнюдь не достаточным) условием распространения ГД является разогрев поверхности жидкости до температуры, при которой концентрация насыщенных паров была бы достаточна для образования горючей смеси, по крайней мере, в непосредственной близости от поверхности жидкого горючего. Эта температура является как бы температурой вспышки горючего T_b , но за ударной волной.

Задача о разогреве гладкой поверхности от стенки трубы за фронтом бегущей ударной волны решена в работе [7], где величина потока тепла, идущего к стенке, определялась разностью энтальпий заторможенного газа и газа при температуре поверхности «холодной» стенки. Это до некоторой степени аналогично теплообмену между потоком газа со сравнительно малым числом Маха ($M \approx 2$) и пластинкой, теплопроводность которой считается бесконечно большой.

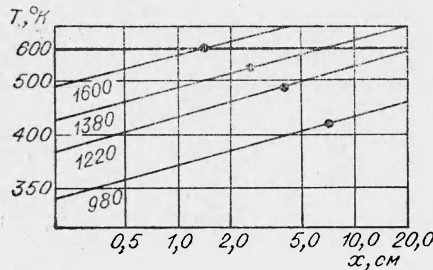
В [7] получена зависимость нарастания температуры поверхности стенки трубы T как функция расстояния x от фронта ударной волны, которая подтвердилась экспериментами [8]. Эти результаты были использованы в опытах [9, 10] для оценки разогрева поверхности пленки горючего при ГД. Подставляя в соотношение Майрлса теплофизические данные для масла ВМ-4 и считая, что течение газа в пограничном слое сразу же за фронтом становится турбулентным, получим

$$T - T_0 = 2,7 \cdot 10^{-8} \rho_0 D^{2,5} \frac{M^2 - \sigma}{M^2 + 5} x^{0,3},$$

$$\sigma = \frac{T - T_0}{0,325 T_0}, \quad (1)$$

где ρ_0 — начальная плотность газа, г/см³; D — скорость распространения ударной волны (или ГД), см/сек; x — расстояние от фронта ударной волны, см. Расчеты нарастания температуры поверхности пленки масла ВМ-4 за фронтом ударной волны, выполненные по этой формуле для некоторых ударных волн при начальных нормальных условиях, приведены на рисунке. Скорости распространения этих ударных волн

как раз отвечают стационарным скоростям распространения ГД в наших опытах, проведенных в трубах квадратного сечения [5], где фиксировалось и расстояние от фронта ударной волны до зоны горения $x_в$. Точки нанесены на те зависимости нарастания температур, которые соответствуют экспериментальным скоростям ГД. При этом абсцисса точки указывает зафиксированное расстояние до зоны горения $x_в$, а ордината — расчетное значение температуры, температура вспышки $T_в$ масла



ВМ-4 показана на рисунке горизонтальной прямой. При сравнительно большой скорости распространения ГД ($D=1600$ м/сек) зона горения находится на таком расстоянии от фронта ударной волны, на котором предсказанный теорией разогрев может обеспечить образование горючей смеси. Но с уменьшением скорости ГД совпадения уже нет: для скорости $D=980$ м/сек необходимый разогрев должен бы произойти на расстоянии

свыше ~ 400 см. Это противоречие можно объяснить характером взаимодействия ударной волны с пленкой жидкости и прежде всего неустойчивостью поверхности раздела жидкость — поток ударно сжатого газа.

В этом направлении проводились опыты [11] со слоями масла ВМ-4 толщиной h от 0,6 до $5 \cdot 10^{-3}$ см; течение ударно сжатого газа относительно стенки было сверхзвуковым ($D > 750$ м/сек). Во всех случаях наблюдалось развитие возмущений на поверхности жидкости, которая до прихода ударной волны была зеркально-гладкой. На некотором расстоянии L от фронта ударной волны (существенно меньшем, чем расстояние до зоны горения $x_в$) регистрировалось появление волн сжатия и разрежения. При этом отдельный элемент возникающей структуры (структуры M) состоит из двух волн сжатия, разделенных зоной разрежения: структуры, типичной для обтекания бугорка (или валика) сверхзвуковым потоком [12, 13]. Размер зоны разрежения, характеризующий длину возмущения поверхности жидкости λ , составляет $\sim 0,1$ см и не зависит от толщины слоя, если $h \gtrsim 2 \cdot 10^{-2}$ см, и несколько сокращается для очень тонких слоев.

Сам факт неустойчивости находится в согласии с выводами теории гидродинамической неустойчивости. Толстые слои жидкости можно рассматривать как пример неустойчивости Гельмгольца — Кельвина [14, 15], согласно которой поверхность раздела теряет свою устойчивость уже при скоростях всего в несколько метров в секунду. Неустойчивость тонких пленок, в которых быстро за фронтом ударной волны под действием касательного напряжения со стороны потока, устанавливается профиль скорости, близкий к линейному, может быть рассмотрен с позиций теории Дж. Майлса [16], В. А. Бородина и В. И. Ягодкина [17]. По [17] длина волны возмущения, которой соответствует максимальная скорость нарастания, составляет

$$\lambda \approx 5h.$$

Этот теоретический вывод находится в хорошем согласии с нашими опытами при $h \lesssim 2 \cdot 10^{-2}$ см. Однако неизвестно почему при более толстых слоях жидкости (до $h \approx 0,6$ см) длина волны возмущения сохраняется неизменной ($\lambda \approx 0,1$ см).

Возмущения поверхности жидкости оказывают существенное влияние на характер течения за фронтом ударной волны. Опыты [11] пока-

зывают, что если над полированной твердой поверхностью течение в пограничном слое сохраняется ламинарным вплоть до $x \approx 5-7$ см ($Re = \frac{w \cdot x}{\nu_2} \approx (5 \div 7) \cdot 10^6$), то над поверхностью жидкости переход к турбулентному течению совпадает с моментом появления структуры M (т. е. на расстояниях $L \sim 2 \div 0,5$ см [11]). В первом случае устойчивость пограничного слоя, по-видимому, обусловлена стабилизирующим влиянием холодной стенки [6, 18, 19]. Во втором — возмущения на неустойчивой поверхности жидкости нарастают, и на расстоянии L их амплитуда становится сравнима с толщиной пограничного слоя. Это и приводит к появлению структуры M : у подошвы гребня, заходящего в сверхзвуковую область пограничного слоя, возникают две косые волны сжатия, наклоненные к потоку под углом β над вершиной, — зона разрежения. Появление этой «шероховатости» способствует быстрому переходу от ламинарного течения к турбулентному, как это происходит на шероховатой пластинке [18, 20].

Величина угла β позволяет рассчитать посредством поляр [12, 13] течение газа вблизи гребня возмущения в элементе структуры M . Характерное изменение скорости внутри элемента естественно было принять за величину пульсационной составляющей скорости v' . Оказалось, что вблизи поверхности жидкости с $h \geq 2 \cdot 10^{-2}$ см величина v' составляет 10—14% скорости ударно сжатого газа w . Поскольку эти изменения скорости происходят внутри каждого элемента структуры, т. е. на длине $\lambda \approx 0,1$ см, то для грубой оценки можно внести коэффициент турбулентной диффузии

$$D_T = v' \lambda \approx 0,1, \quad w = 750 \text{ см}^2/\text{сек}. \quad (3)$$

Опыт показывает [11], что над поверхностью очень тонких пленок жидкости разница между углом β и углом Маха для потока ударно сжатого газа не столь сильно (как при $h \geq 2 \cdot 10^{-2}$ см) превосходит ошибку измерения. Здесь волны сжатия и разрежения в структуре уже крайне слабы, и расчет течения в них хотя и возможен, но с точки зрения количественных оценок не целесообразен.

Таким образом, можно утверждать, что если очень тонкие пленки «обеспечивают» лишь крайне мелкую шероховатость, то слои с $h \geq 2 \cdot 10^{-2}$ см «создают» крупную шероховатость.

Физический механизм теплообмена потока газа с пленкой жидкости, обеспечивающей крупную шероховатость, представляется следующим. Исчезновение вязкого подслоя [18, 21] — основного теплового (и диффузионного [22]) сопротивления — увеличивает тепловой поток. Объемы газа, непосредственно контактирующие с жидкостью, отдающие ей тепло и насыщающиеся парами горючего, сравнительно быстро замещаются «свежими» с высокой температурой и свободными от молекул горючего. Характеристикой этого обмена и может служить величина D_T .

Конкретные сведения о теплообмене за фронтом ударной волны, движущейся вдоль шероховатой поверхности, неизвестны. Влияние шероховатости на теплообмен при установившемся течении как в дозвуковом, так и в сверхзвуковом случаях изучены слабо. Еще отсутствуют методы расчета коэффициентов теплообмена, подобные созданным для расчета коэффициентов трения на основании классических опытов Никурадзе (приведены в работе [18]). Опыты по обтеканию шероховатых пластинок, проведенные при сверхзвуковых скоростях, показали, что крупная шероховатость увеличивает тепловые потоки в 1,5—2 раза [23]. И при дозвуковом течении образование канавок на стенках трубы увеличивает поток тепла к ее поверхности примерно в 1,5—2 раза [24].

Естественно ожидать, что и в опытах с крупной шероховатостью (т. е. при слоях $h \approx 2 \cdot 10^{-2}$ см) увеличение теплового потока было таким же. Этому и обязано повышение температуры до необходимой величины (до температуры T_b) даже при ГД, распространяющейся с $D=980$ м/сек. Отсюда ясно, почему в одних случаях ГД оказывается возможной при очень тонких (в том числе и при микронных) слоях жидкости, а в других — предельным является слой жидкости толщиной $h \approx 10^{-2}$ см.

При очень тонких слоях возникает крайне мелкая шероховатость, ускоряющая лишь переход к турбулентному течению. И разогрев за счет только турбулентного теплообмена, определяемый по формуле (1), достигает температуры T_b при $D > 1600$ м/сек на очень близких расстояниях x_b от фронта ударной волны. При $D < 1600$ м/сек необходимый разогрев на расстоянии x_b обеспечивает лишь крупная шероховатость, для возникновения которой необходим слой жидкой пленки $> 10^{-2}$ см.

При расстояниях x_b от фронта ударной волны должны выполняться и достаточные условия существования ГД. По нашему мнению, одно из таких условий — это надежная взаимосвязь между зоной горения и ударным фронтом, осуществляемая так называемыми α -волнами [5].

Поступила в редакцию
12/VI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Loison. Comptes Rendus, 1952, 234, 15.
2. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов и др. Промышленная энергетика, 1964, 12.
3. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 160, 4.
4. E. K. Daboga, K. W. Ransland, J. A. Nicholls. Astronautica acta, p. s. 1. 1966.
5. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
6. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
7. Г. Майрлс. Сб. «Ударные трубы». Под ред. Х. А. Рахматуллина. М., ИЛ, 1962.
8. R. A. Hartunian, A. L. Russo, P. V. Maggone. J. Aevo. Sci., 1960, 27.
9. В. Ф. Комов. Канд. дисс., ИХФ, 1965.
10. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР (1969) (в печати).
11. С. А. Лесняк, Я. К. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 183, 3.
12. Р. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., ИЛ, 1950.
13. Р. Мизес. Математическая теория сжимаемой жидкости. М., ИЛ, 1962.
14. Г. Биркгоф. Сб. «Гидродинамическая неустойчивость». М., «Мир», 1964.
15. Дж. Майлс. Сб. «Гидродинамическая неустойчивость». М., «Мир», 1964.
16. J. W. Miles. J. Fluid Mech., 1960, 8, 4.
17. В. А. Бородин, В. И. Ягодкин. ПМТФ, 1967, 1.
18. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., ИЛ, 1956.
19. Линь Зя-цзяо. Теория гидродинамической устойчивости. М., ИЛ, 1958.
20. H. L. Duden. Aero. Sci., 1953, 29, 477.
21. Д. Н. Хант. Динамика несжимаемой жидкости. М., «Мир», 1967.
22. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959.
23. В. С. Авдудевский, В. Н. Калашник. Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, 1967, 5.
24. Г. Беннет, К. Майерс. Гидродинамика, теплообмен и массообмен. М., «Энергия», 1966.