

ностью разнообразных явлений, связанных с изменением детонационных характеристик под влиянием внешних факторов, а также для решения задач о движении ПВ.

Москва

Поступила в редакцию
28/VIII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. W. E. Deal. *Phys. of Fluids*, 1958, 1, 528.
2. M. L. Wilkins, B. Squier, B. Halperin. X-th Symposium (International) on combustion, Cambridge, 1965, p. 769.
3. L. A. Roslund, N. L. Coleburn. The 5-th International Symposium on Detonation, California, 1969.
4. М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. *ПМТФ*, 1969, 4.
5. H. Jones. A. R. Miller. *Proc. Roy. Soc.*, 1948, Ser «A», 194, 480.
6. Л. В. Альтшулер. *УФН*, 1965, 85, 2.
7. В. Н. Зубарев, Н. В. Панов, Г. С. Телегин. *ФГВ*, 1970, 6, 1.
8. Р. Маккуин, С. Марш и др.—В сб.: *Высокоскоростные ударные явления*. М., «Мир», 1973.
9. Н. Г. Калашников, Л. В. Кулешова, М. Н. Павловский. *ПМТФ*, 1972, 4.
10. А. А. Баканова, И. П. Дудолодов, Р. Ф. Трунин. *ФТТ*, 1965, 7.
11. И. П. Дудолодов, В. И. Ракитин и др. *ПМТФ*, 1969, 4.
12. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортов. *ПМТФ*, 1973, 3.
13. R. D. Cowan, W. Fickett. *J. Chem. Phys.*, 1956, 24, 5.
14. W. E. Deal. *J. Chem. Phys.*, 1957, 27, 3.
15. А. Я. Апин, И. М. Воскобойников и др. *ПМТФ*, 1961, 5.
16. M. Kamlet, S. J. Jacobs. *J. Chem. Phys.*, 1968, 48, 1.
17. M. Kamlet, S. J. Jacobs. *J. Chem. Phys.*, 1968, 48, 1.
18. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил. *Докл. АН СССР*, 1959, 128, 5.
19. Л. Н. Стесик, Л. Н. Акимова.— В сб.: *Физика взрыва*, № 5, 1956.
20. А. Н. Дремин, К. К. Шведов. *ПМТФ*, 1964, 2.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗА СИЛЬНЫМИ ОТРАЖЕННЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В ВОЗДУХЕ

*Б. К. Ткаченко, С. И. Титаров, А. Б. Карасев,
С. В. Алипов*

Определению параметров газа за отраженными ударными волнами посвящены работы [1—4], в которых выяснялось соответствие измеренных и рассчитанных температур за отраженной ударной волной. Измерение температуры проводилось по закону Кирхгофа, интенсивностям линий и фона. Некоторые результаты приведены на рис. 1, 2. Температура рассчитывалась по уравнениям сохранения и термодинамическим функциям в Дебай — Хюккелевском приближении. Для рис. 1, 2 характерно: 1) разброс точек превышает аппаратную погрешность измерений; 2) средние измеренные значения температуры лежат ниже расчетных; 3) расхождение средних измеренных и рассчитанных температур, как правило, не превышает аппаратной погрешности измерений.

Из имеющегося экспериментального материала нельзя сделать вывод о надежности расчетов параметров за сильными отраженными волнами и о причинах возможного расхождения между расчетными и фактическими значениями температуры. Наиболее существенными факторами могут быть: 1) неадиабатичность процесса; 2) неоднородность

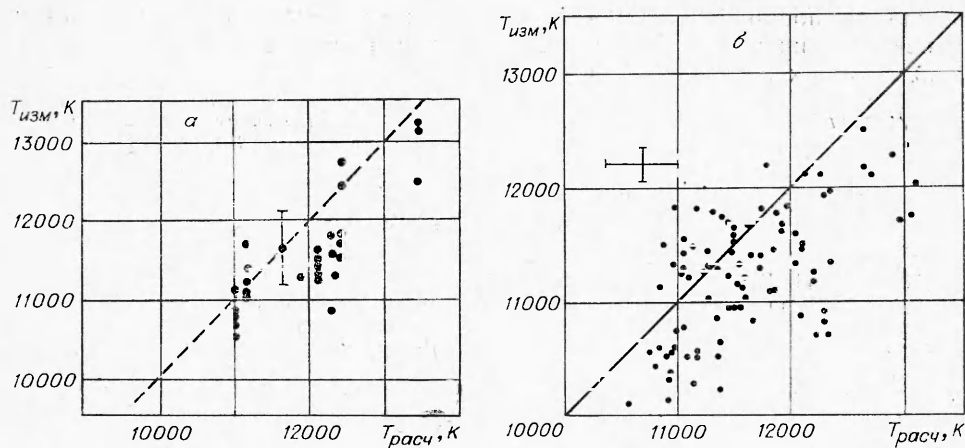


Рис. 1. Результаты измерения температуры за отраженной ударной волной в воздухе [2], $p_1=0,2$ мм рт. ст. (а) и в неоне [3] (б).

отражения ударной волны вследствие бифуркации; 3) погрешность расчетов из-за неопределенности термодинамических функций при больших концентрациях заряженных частиц.

За сильными отраженными волнами в воздухе температура достигает 20 000 К. Если допустить, что погрешность измерения интенсивности излучения черного тела при температуре 20 000 К может быть доведена до 10% на длине волны 5000 Å, то в определении температуры это даст 5%, или ± 1000 К. При увеличении длины волны погрешность измерений увеличивается. Необходимость измерения степени черноты газа также внесет дополнительную погрешность.

В качестве основного измеряемого параметра в настоящей работе была выбрана скорость отраженной ударной волны, так как реально достижимая точность ее измерения (2%) дает погрешность 2% в определении плотности газа и 0,2% — в расчете температуры за фронтом отраженной ударной волны без учета погрешности термодинамических функций и в измерении скорости падающей ударной волны.

Исследования проводились на электроразрядной ударной трубе [5]. Диаметр рабочего канала из нержавеющей стали равен 50 мм, его длина 4 м, энергия конденсаторной батареи — до 60 кДж при напряжении 6 кВ. В качестве исследуемого газа использовался комнатный воздух, который подавался в рабочий канал через систему осушки и пылеуловителей с непрерывной прокачкой.

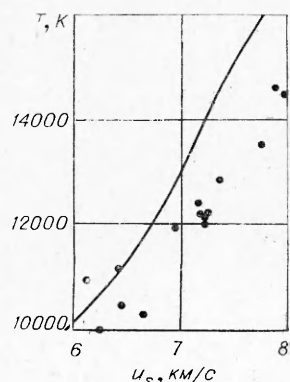


Рис. 2. Результаты измерения температуры за отраженной ударной волной в воздухе [4], $p_1=10$ мм рт. ст. (кривая — расчет по [6]).

По результатам измерений абсолютная величина влажности воздуха в рабочем канале не превышала 2%. Измерения скорости падающей ударной волны проводились с помощью фотоумножителей и ионизационных датчиков на четырех базах. Погрешность измерения скорости на базе 300 мм не превышала 1%. По измеренному распределению скорости вдоль рабочего канала определялось ее значение на торце с погрешностью 1,5%.

Скорость и траектория отраженной ударной волны, измерялись по самосвечению камерой СФР в варианте фоторазвертки с промежуточной щелью, параллельной оси ударной трубы. Ширина щели устанавливалась от 0,01 до 0,03 мм для обеспечения четкости фоторазвертки. Для увеличения глубины резкости системы входной

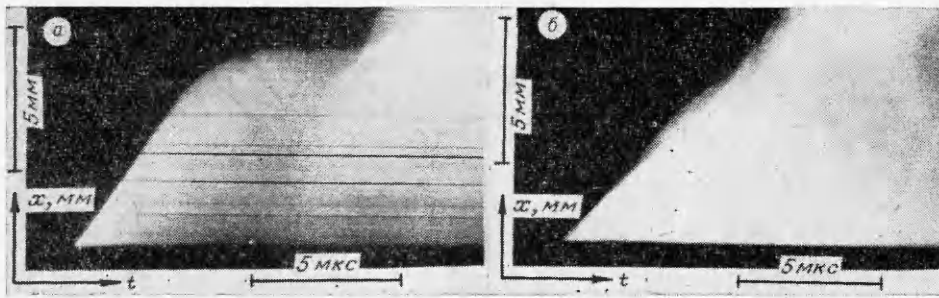


Рис. 3. СФР-граммы отражения ударной волны от цилиндрической модели (а) и от торца ударной трубы (б).

объектив диафрагмировался вертикальной щелью шириной $3 \div 10$ мм. Масштаб съемки был близок к единице, а скорость развертки подбиралась так, чтобы траектория фронта отраженной ударной волны образовывала с направлением развертки угол, близкий к 45° .

При регистрации отраженной ударной волны необходимо иметь в виду, что ее фронт искажается вблизи стенок вследствие бифуркации при взаимодействии с динамическим пограничным слоем, образующимся вблизи стенок за падающей ударной волной (рис. 3). Для исключения этого эффекта изучалось отражение ударной волны от торца цилиндрических моделей диаметром до 30 мм, устанавливаемых по оси рабочего канала. При этом образуется криволинейный скачок уплотнения и зона бифуркации смещена вниз по потоку относительно переднего фронта отраженной ударной волны, не мешая ее наблюдению. Если необходимо иметь малую отражающую поверхность (например, диаметр модели 5 мм), целесообразнее использовать вертикальные пластины для избежания трудностей настройки оптической схемы. Такой вариант использовался при одновременной регистрации отражения ударной волны от моделей различной ширины для целей фотометрии.

На СФР-граммах (см. рис. 3) видны горизонтальные полосы, образующиеся вследствие переминок на щели СФР, которые использовались в качестве реперных линий при измерении углов и перемещений.

Остановимся на качественном анализе СФР-грамм. В первые $1-2$ мкс после начала отражения волна ускоряется на $10-20\%$ и при $t=1,5 \div 4$ мкс достигается максимальная величина скорости; на этом участке проводились измерения скорости отраженной ударной волны (рис. 4). Последующее замедление отраженной ударной волны определяется радиационными потерями и догоном ее волнами разрежения от кромок цилиндра на расстоянии от торца

$$X = R(a_5^2/u_R^2 - 1)^{-1/2},$$

где R — радиус модели; a_5 — скорость звука за отраженной ударной волной; u_R — скорость отраженной ударной волны. Измерение координаты начала замедления позволяет определить скорость звука. Точность определения скорости звука составляла $4 \div 5\%$, что в ряде случаев может оказаться полезным, однако для целей настоящей работы была недостаточна.

Характерная особенность СФР-грамм — растущая со временем холодная

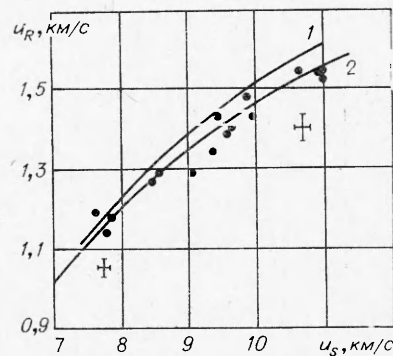


Рис. 4. Расчет скорости отраженной ударной волны в воздухе по [8] (1) и по [9] (2) при $p_1=1$ рт. ст.

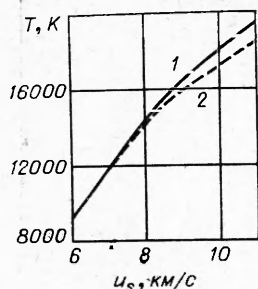


Рис. 5. Зависимость температуры за отраженной ударной волной от скорости падающей ударной волны, рассчитанная по [8] (1) и по [9] (2), при $p_1 = 1$ мм рт. ст.

зона вблизи торца, наблюдаемая как зона ослабленного свечения. Профиль волны охлаждения в различные моменты времени может быть рассчитан решением нестационарной задачи теплопроводности.

На рис. 4 представлены результаты измерения скорости отраженной ударной волны в воздухе на $1 \div 4$ мкс после начала отражения. Точность измерения с вероятностью 0,9 составляла $1,3 \div 1,5\%$. Основным источником погрешности было измерение угла на пленке. Рассмотрим полученные результаты с двух точек зрения: 1) влияние неадиабатичности и 2) определение степени достоверности термодинамических функций.

Неопределенность термодинамических функций, связанная с величиной снижения энергии ионизации и величиной статистических сумм зависит от температуры и концентрации заряженных частиц. В условиях экспериментов при скоростях менее 8 км/с неопределенность термодинамических функций воздуха незначительна. Для примера на рис. 4 и 5 приведены результаты расчета скорости отраженной ударной волны и температуры за ней с использованием термодинамических функций [6, 7], отличающихся величиной снижения энергии ионизации, взятой в [6] по Дебаю — Хюккелю [8] и в [7] — по Эккеру — Вайцелю [9], что близко к [10]. Статистические суммы обрезались на энергии $U = kT$, где U — энергия ионизации.

Возможная неопределенность статистических сумм невелика и зависит от температуры (рис. 6). Таким образом, перекрытый в экспериментах диапазон содержит область скоростей падающей ударной волны $u_s \leq 8$ км/с, где влияние на параметры может оказывать неадиабатичность, и область $u_s \geq 8$ км/с, где возможно влияние неопределенности термодинамических функций и неадиабатичности.

Тепловые потери в основном состоят из потерь на теплопроводность в торец и охлаждение за счет излучения. Потери за счет теплопроводности существенны в узком пристеночном слое, который за время эксперимента не превышает 0,7 мм и хорошо виден на СФР-граммах (см. рис. 3, а). На рис. 7 приведены результаты приближенных расчетов теплового пограничного слоя по методике [11] для одного из режимов, там же приведен экспериментальный профиль, построенный фотометрированием развертки, снятой через интерференционный фильтр 5120 Å. Марки почернения сняты одновременной регистрацией излучения слоев

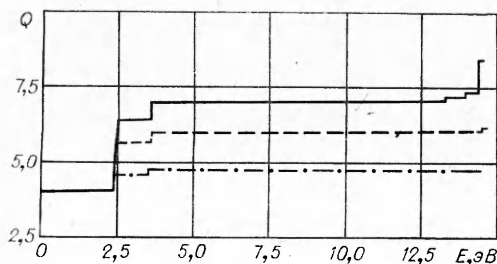


Рис. 6. Зависимость статистических сумм азота от энергии, на которой проводится обрезание для температур 10 000, 15 000 и 20 000 К.

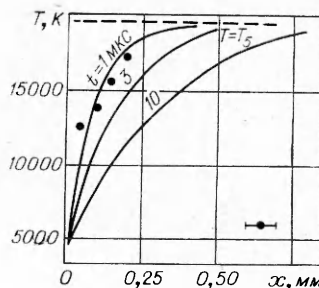


Рис. 7. Профиль температуры за отраженной ударной волной в воздухе, обусловленный теплопроводностью, $u_s = 11$ км/с, $p_1 = 1$ мм рт. ст.

на моделях разной толщины. Зависимость коэффициентов поглощения от температуры взята из [12]. Из рис. 7 следует, что имеется хорошее согласие между экспериментальным и расчетным профилями. Практически полное совпадение имеется между приближенным и точным расчетом, проведенным для одного из режимов в [1].

Потеря скорости отраженной ударной волны, согласно [11], $\Delta u_R \sim 1/t$; в частности, $\Delta u_R/u_R = 0,4\%$ при $u_s = 8$ км/с и $0,6\%$ при $u_s = 11$ км/с на участке измерений. Температура уменьшается относительно рассчитанной в адиабатическом приближении примерно на $0,05\%$. Потери на излучение приводят к замедлению отраженной волны: $\Delta u_R \sim t$. Расчет, проведенный по [12], показывает, что через 3 мкс после начала отражения $\Delta u_R/u_R = 2\%$ при $u_s = 8,8$ км/с и 5% при $u_s = 11$ км/с. В температуре за фронтом отраженной ударной волны это дает $0,2$ и $0,5\%$ соответственно. Темп падения температуры составляет 120 град/мкс при $u_s = 8,8$ км/с и 400 град/мкс при $u_s = 11$ км/с.

На рис. 8 представлены результаты измерений скорости отраженной ударной волны в сравнении с расчетными значениями, учитывающими тепловые потери. Оценивая погрешность учета тепловых потерь, необходимо иметь в виду определяющую роль высвечивания. Имеющиеся в литературе экспериментальные и расчетные данные по излучению воздуха в рассматриваемом диапазоне позволяют считать погрешность проведенных оценок в пределах десятков процентов. Таким образом, полученные данные (рис. 8) позволяют вынести рекомендации в пользу величины снижения энергии ионизации, превышающей Дебай — Хюккелевскую по [10].

Проведенные исследования показывают, что за отраженной ударной волной имеется область, в которой параметры образующегося газа соответствуют одномерным адиабатическим расчетам по уравнениям сохранения в пределах погрешности измерений. Погрешность определяемого значения температуры, обусловленная погрешностью измерений скорости падающей и отраженной ударной волны, составляет $\pm 2\%$. Основную ошибку в определении температуры может давать неопределенность термодинамических функций, в случае воздуха — величина снижения энергии ионизации.

Расхождение между значениями скорости отраженной ударной волны измеренными и расчетными, учитывающими тепловые потери, в ряде случаев превышает погрешность измерений и расчетов, если пользоваться термодинамическими функциями [6] в дебайхюккелевском приближении. Хорошее согласие наблюдается при учете снижения энергии ионизации по работам [9, 10].

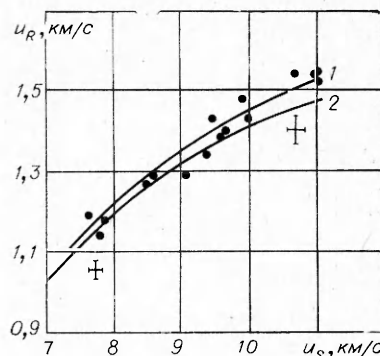


Рис. 8. Результаты измерения скорости отраженной ударной волны в воздухе в сравнении с расчетами, учитывающими тепловые потери, $p_1 = 1$ мм рт. ст.

1 — расчет по [8]; 2 — расчет по [9]

Московский
физико-технический институт

Поступила в редакцию
14/VIII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. J. D. Anderson. Phys. Fluids, 1967, 10, 8.
2. A. D. Wool and K. H. Wilson. Proceedings of Seventh international Shock tube Symposium, Canada, 1970.

3. R. D. Bengtson, M. H. Miller a. o. Phys. Fluids, 1970, 13, 2.
4. А. А. Коньков, А. П. Рязин, А. И. Соколов. Теплофизика высоких температур, 1974, 12, 4.
5. В. П. Вакалов, А. Б. Карасев и др. Журнал прикладной спектроскопии, 1971, 15, 6.
6. А. С. Предводителев, Т. В. Ступоченко и др. Таблицы термодинамических функций воздуха. М., Изд-во АН СССР, 1959.
7. Г. А. Ковальская, В. Г. Севастьяненко, И. А. Соколова. ПМТФ, 1972, 1.
8. P. Debye, E. Huckel. Z. Phys., 1923, 24, 9.
9. W. Weizel, G. Esker. Bull. Amer. Phys. Soc., 1956, 1, 4.
10. Г. А. Ковальская. ПМТФ, 1973, 1.
11. F. A. Goldsworthy. J. Fluid Mech., 1959, 5, 1.
12. И. А. Авилова, Л. М. Биберман и др. Оптические свойства горячего воздуха. М., «Наука», 1970.

О НЕКОТОРЫХ ПРИБЛИЖЕННЫХ МОДЕЛЯХ ОДНОМЕРНОЙ ПУЛЬСАЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ В НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

В. К. Кедринский

В противоположность случаю сферической симметрии динамика цилиндрической полости в безграничной несжимаемой жидкости не может быть описана точным уравнением из-за логарифмической особенности на бесконечности. Между тем наличие хотя бы приближенной модели весьма желательно, поскольку целый ряд практических задач подводного взрыва и взрыва в грунтах распределенных зарядов, где часто используется модель несжимаемой жидкости, связан с необходимостью получения простых оценок характера пульсации полости с продуктами детонации.

Уравнение пульсации цилиндрической полости в сжимаемой жидкости было получено в работах [1—3]. В [3] в результате формального предельного перехода (скорость звука в жидкости полагалась бесконечно большой) было получено приближенное уравнение и для пульсации цилиндрической полости в несжимаемой жидкости. Это позволило, в частности, оценить период пульсации полости с продуктами детонации, который практически совпал с экспериментальным значением для стандартного заряда диаметром 3 мм.

В работе [4] было высказано сомнение относительно реальности этого результата в связи с несоответствием уравнения, полученного в результате предельного перехода, известному уравнению и его первого интеграла — закону сохранения энергии. Как будет показано ниже, вид приближенного уравнения связан с введением дополнительного предположения, которое, следуя [5], было сделано еще при анализе волнового уравнения, т. е. до предельного перехода. В [4] было обращено внимание на то, что в реальных постановках всегда присутствует свободная поверхность, и предложена модель пульсации полости в полупространстве идеальной несжимаемой жидкости. Ниже сопоставим различные приближенные модели и проведем их сравнение с некоторыми экспериментальными данными.

Предельный случай модели Кирквуда — Бете. Для потенциального течения жидкости в акустическом приближении справедливо следующее выражение уравнения неразрывности в одномерном случае сферической цилиндрической или плоской симметрии ($\nu=2, 1, 0$):

$$\varphi_{rr} - c_0^{-2} \cdot \varphi_{tt} + \nu \cdot \varphi_r/r = 0,$$