

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ О НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

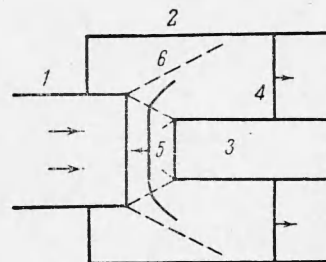
Р. И. Солоухин

(Новосибирск)

При изучении отклонений от термодинамического равновесия за фронтом ударных волн в газах обычно применяется техника интерферометрирования поля плотности потока за проходящей ударной волной [1, 2]. Этот метод во многих случаях достаточно надежен и прост в расшифровке структуры течения газа. Одним из его недостатков является усреднение данных о плотности газа по всей длине оптического хода луча света, т. е. по всему сечению канала ударной трубки. В наибольшей степени это обстоятельство может проявиться в многоатомных газах, где из-за пристеночного торможения деформация поля скоростей и плотности потока становится наиболее заметной [3]. Влияние стенок особенно наглядно проявляется при попытках использовать в качестве объекта, «зондирующего» состояние газа за проходящей ударной волной, волну, отраженную от стенки [4]. С одной стороны, по изменению скорости отраженной волны в одномерном течении можно с большой достоверностью судить о состоянии газа за проходящей волной. Это и является основой метода измерения изменений параметров газа в неравновесной зоне за ударным фронтом. Однако, с другой стороны, распространение отраженной волны в практически неоднородном потоке за проходящей волной сопровождается значительными деформациями отраженного ударного фронта и образованием сложных ударных конфигураций.



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Шлирен-снимок фронта отраженной ударной волны в углекислом газе; $M_1 \sim 4$, трубка квадратного сечения 5×5 см

Фиг. 2. Схема измерения скорости отраженной ударной волны: 1 — канал ударной трубки, 2 — форкамера, 3 — тормозящий цилиндр, 4 — фронт проходящей ударной волны, 5 — фронт отраженной волны, 6 — линии Маха

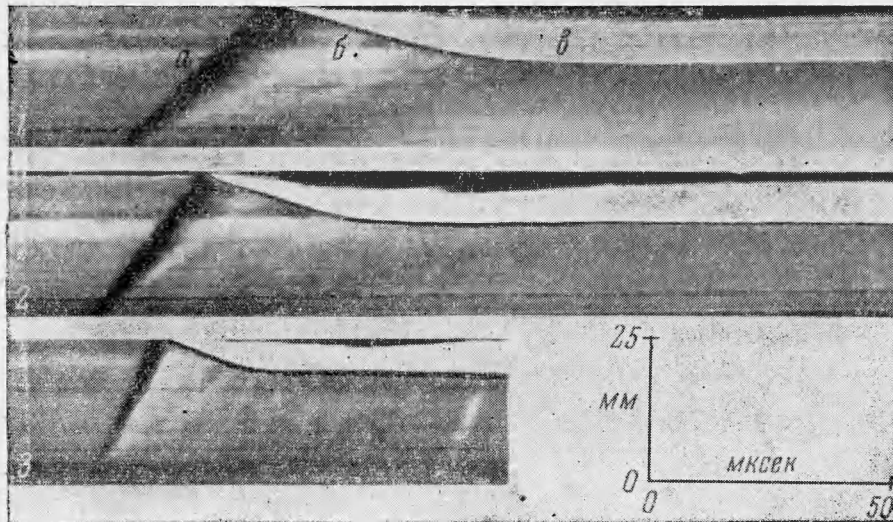
В качестве примера на фиг. 1 приведен снимок ударного фронта отраженной волны, сделанный шлирен-методом в углекислом газе в ударной трубке квадратного сечения (число Маха проходящей волны $M_1 \sim 4$). Как видно из этого снимка, ударный фронт отраженной волны имеет вогнутую форму, вдоль стенок волна распространяется быстрее, чем в центре, а размер центральной, относительно плоской части ударного фронта имеет величину одного порядка с протяженностью пристеночного наклонного фронта.

Следовательно, опытные данные об ударной адиабате и о скоростях диссоциации CO_2 , полученные в работах [4] методом отраженной волны по измерению скорости центральной части сильно деформированного ударного фронта (в предположении об одномерности распространения этого участка фронта), нуждаются в проверке. При высоких числах $M_1 \sim 8-12$ проходящей ударной волны такая проверка, проведенная в работе [5] путем измерения температуры газа за отраженной волной в CO_2 , показала, что термодинамическое равновесие в газе достигается гораздо быстрее, чем это следует из измерений замедления отраженной волны. В данной работе будут рассмотрены опыты с проходящими волнами, имеющими сравнительно невысокие числа $M_1 \sim 3-9$, соответствующие по равновесной температуре начальной стадии диссоциации газа. Здесь также обнаруживаются некоторые расхождения с результатами [4].

Схема измерений показана на фиг. 2. Ударная волна создается в ударной трубке квадратного сечения 5×5 см, заканчивающейся форкамерой (диаметром 2,7 см) со смотровыми окнами из оптического стекла. При выходе ударной волны в форкамеру центральная, невозмущенная часть ее фронта отражается от плоской торцевой поверхности тормозящего цилиндрического тела (диаметр тела и его расстояние от края канала ударной трубки равны 2,5 см). Движение фронта проходящей и отраженной волн записывается на вращающуюся киноплёнку через узкую щель, расположенную по оси установки. Фотографирование производится при помощи шлирен-установки

В опытах использовался баллонный углекислый газ без дополнительной очистки. Примеси воздуха при наполнении могли составлять не более 0.2%.

Развертки отражения ударной волны для различных чисел M_1 проходящей волны приведены на фиг. 3. В отличие от разверток, полученных в работе [4] при отражении ударной волны в трубке постоянного сечения, след отраженной волны в нашем устройстве не разделяется на несколько возмущений, т. е. центральная часть отраженного



Фиг. 3. Развертки отражения ударных волн для различных чисел M_1 проходящей волны: 1 — $M_1 = 3.1$, 2 — $M_1 = 4.1$, 3 — $M_1 = 6.12$; а — след проходящей волны, б — след отраженной волны, в — стационарная волна при сверхзвуковом обтекании цилиндра

ударного фронта является плоской и течение в этой области можно рассматривать как одномерное. Кроме того, скорость отраженной волны остается практически постоянной. Поток газа за проходящей ударной волной будет сверхзвуковым, причем число Маха этого потока для волн с достаточно высокими числами M_1 можно оценить следующим образом (u — скорость потока, c_2 — скорость звука)

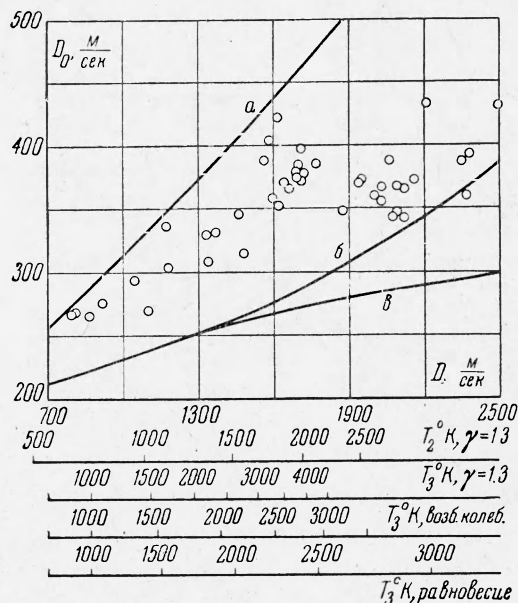
$$M = \frac{u}{c_2} \approx \frac{2}{\sqrt{2\gamma(\gamma-1)}} = 2.28 \text{ (для } \gamma = 1.3\text{)}$$

Следовательно, линии Маха от края канала истечения к моменту отражения достигнут лишь боковой поверхности тормозящего тела, а центральная часть ударного фронта начнет воспринимать боковые возмущения только через $\tau = 2.5 / c_3 \approx \approx 25$ мксек после начала отражения. Этот промежуток времени и будет верхним пределом продолжительности одномерного «зондирования» состояния газа за проходящей волной. Таким образом, исключение пристеночных областей потока в данном случае будет определенным преимуществом в способе наблюдения и измерения скорости отраженных волн по сравнению с отражением в трубке постоянного сечения.

Рассмотрим результаты измерений. Для удобства сравнения полученных данных с расчетами, выполненными в работах [4], начальное давление газа в опытах составляло 0.017 атм. На фиг. 4 приведены расчетные графики зависимости скорости отраженной ударной волны от скорости проходящей волны при различных предположениях о термодинамическом равновесии газа за фронтом проходящей волны. Верхняя кривая — расчет для идеального газа с постоянным отношением удельных теплоемкостей $\gamma = 1.3$ как в проходящей, так и в отраженной волне, средняя кривая — задержка диссоциации газа за проходящей и за отраженной волнами, наконец, нижняя линия — полное равновесие как для проходящей, так и для отраженной ударной волны. Расчет скорости отраженной волны, выполненный в предположении о задержке диссоциации за проходящей волной и полном равновесии за отраженной, согласно [4], дает данные, близкие к нижней линии графика фиг. 4.

Экспериментальные точки вначале следуют верхней кривой, оставаясь ниже ее, а затем при $M_1 > 6.5$ уходят вниз и сдвигаются ближе к средней линии. Для более сильных ударных волн увеличивается разброс данных из-за сокращения участка на-

блюдения и появления свечения газа, поэтому измерения при $M_1 > 9.3$ не проводились. На нижней оси графика фиг. 4 приведены масштабы температур газа как за падающей, так и за отраженной ударной волной. Необходимо заметить, что диссоциация углекислого газа начинается при $T > 2000^\circ \text{K}$ (например, при $p = 1 \text{ атм}$ и $T = 2300^\circ \text{K}$ степень равновесной диссоциации составляет 5.5%, при $T = 2800^\circ \text{K}$ — 27.5%, и т. д.).



Полученные данные, прежде всего, подтверждают отсутствие полного возбуждения колебаний молекул в проходящей волне (для исследуемого диапазона чисел M_1 ударной волны и с разрешением во времени $< 25 \text{ мксек}$), а также указывают на отсутствие

Фиг. 4. Сравнение опытных значений скорости отраженной волны D_r с расчетом: а — для $\gamma = 1.3$, б — колебательное возбуждение и задержка диссоциации в проходящей и отраженной волнах, в — равновесная кривая (данные для частичного и полного равновесия диссоциации в проходящей волне при полном равновесии в отраженной практически совпадают [4]).

равновесной диссоциации газа как в проходящей, так и в отраженной волнах. Переход экспериментальных точек в сторону нижних кривых (фиг. 4) связан, по-видимому, с началом диссоциации газа в проходящей волне. На это указывает резкий излом хода экспериментальных точек, который было бы трудно объяснить только постепенным сокращением периода колебательной релаксации до $\tau < 25 \text{ мксек}$ при повышении температуры газа. С другой стороны, затраты энергии на диссоциацию в несколько раз выше энергии колебательного возбуждения, поэтому уже при небольшой степени диссоциации газа будет наблюдаться значительное уменьшение скорости отраженной ударной волны.

Поступила 5 V 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Griffith W. Vibration Relaxation Times. Fundamental Data Obtained from Shock Tube Experiments. (Edited by A. Ferri). Pergamon Press, 1961, p. 242.
2. Blackman V. Vibration Relaxation in Oxygen and Nitrogen. J. Fluid Mech., 1956, vol. 1, 1, 61. Пер. «Газодинамика и теплообмен», ИЛ, 1962.
3. Strehlow R., Cohen A. Limitation of the Reflected Shock Technique for Studying Chemical Reactions. J. Chem. Phys., 1959, vol. 30, 1, 257. (Русск. пер. в сб. «Вопросы ракетной техники», 1959, № 9).
4. Баженова Т. В., Зайцев С. Г. Параметры углекислого газа за отраженной ударной волной. В сб. Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур. Изд. АН СССР, 1962, стр. 111, см. также III Всесоюзное совещание по теории горения, Изд. АН СССР, 1960, т. 1.
5. Кудрявцев Е. М., Соболев Н. Н., Тунцки Л. Н., Файзулло в Ф. С. Пирометрическое исследование состояния газа за отраженной ударной волной. В сб. Исследования плазмы, Тр. ФИАН, Изд. АН СССР, 1962, т. 18, стр. 159.
6. Hurler J. R., Gaudon, A. G. Vibration Relaxation and Dissociation of Carbon Dioxide behind Shock Waves. Nature, 1959, 184, 4702, 1858.