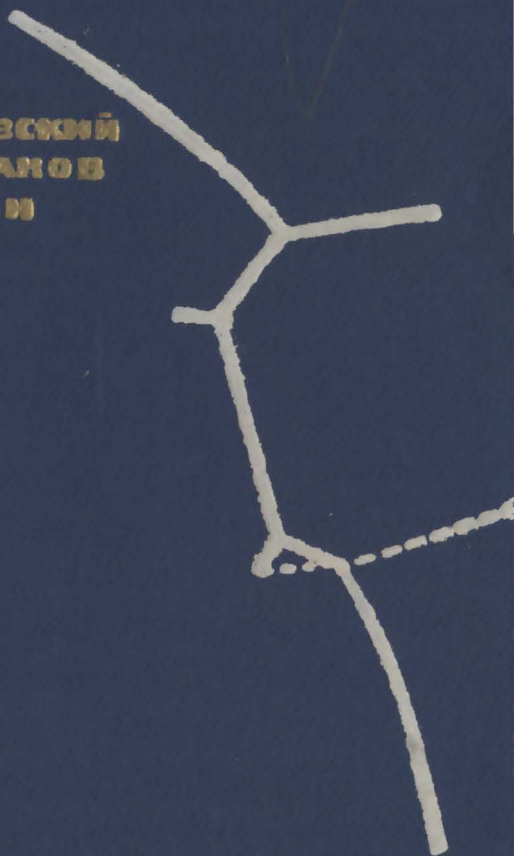


**В.В. ВЕЙЦХОВСКИЙ
В.В. МИТРОФАНОВ
М.Е. ТОПЧИЯН**



**Структура
фронта
ДЕТОНАЦИИ
В ГАЗАХ**

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГИДРОДИНАМИКИ

*Б. В. ВОЙЦЕХОВСКИЙ, В. В. МИТРОФАНОВ,
М. Е. ТОПЧИЯН*

СТРУКТУРА ФРОНТА ДЕТОНАЦИИ В ГАЗАХ

ИЗДАТЕЛЬСТВО
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР
НОВОСИБИРСК

1963

О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение	5
Глава I. Одномерная теория газовой детонации	10
Глава II. Спиновая детонация	34
§ 1. Открытие и первые исследования спина	—
§ 2. Исследования спиновой детонации оптическими методами	38
§ 3. Измерения профиля давлений	46
§ 4. Расчет схемы течения с поперечной волной	54
§ 5. Акустическая теория	66
Глава III. Многофронтная детонация	81
§ 1. Неоднородность фронта детонации вдали от пределов	—
§ 2. Движение и структура поперечных волн при многофронтной детонации	97
Глава IV. Стационарная детонация	136
Глава V. Некоторые общие характеристики детонации с поперечными волнами	149

Редактор *Т. М. Назарян*
Художественный редактор *В. И. Желнин*
Обложка художника *Н. А. Савельевой*
Технический редактор *Т. К. Овчинникова*
Корректор *М. А. Башкова*

Сдано в набор 27 февраля 1963 г. Подписано в печать 19 сентября 1963 г.
МН 02895. Бумага 84×108¹/₃₂ 5,25 печ. л.=8,6 усл. печ. л., 9,6 уч.-изд. л.
Тираж 1500.

Издательство Сибирского отделения Академии наук СССР. Новосибирск, Советская, 20. Заказ № 275. Типография № 1 Полиграфиздата. Новосибирск, Красный проспект, 20.
Цена 87 коп.

Проблема детонации давно привлекает внимание исследователей. К настоящему времени широко используются лишь конденсированные взрывчатые вещества, однако не исключено, что в ближайшем будущем практически важные применения найдет и газовая детонация. Интерес к детонационным процессам в газах возрастает в связи с появившимися возможностями осуществления стационарных режимов. Изучение структуры газовой детонации позволяет лучше понять процессы в конденсированных взрывчатых веществах, исследовать которые значительно труднее.

Одномерная теория детонации изложена в завершенном виде в книге Я. Б. Зельдовича и А. С. Компанейца «Теория детонации». Дальнейшие исследования лишь в разной мере расширяют область рассматриваемых явлений. Вместе с тем в последние годы появилось большое число работ, показывающих, что реальный фронт детонации в газах содержит сильные поперечные возмущения, т. е. структура этого фронта существенно трехмерна.

Цель настоящей книги — подвести итоги исследований структуры поперечных возмущений реального фронта детонации в газах. Основным материалом послужили работы авторов, проводившиеся сначала в Московском физико-техническом институте, а затем в Институте гидродинамики СО АН СССР.

* * *

Во введении к предлагаемой книге дан краткий исторический обзор наиболее известных работ по газовой детонации. Ввиду важности одномерной теории для описания процессов детонации в главе I изложено современное состояние этого вопроса. В главе II приведены результаты

исследований спиновой детонации. На основе полученного экспериментального материала изложена схема расчета течения в области излома переднего фронта. Здесь же рассматриваются акустические колебания в продуктах детонации и их связь со структурой фронта.

Глава III посвящена изложению опытов и теоретических расчетов, связанных с наблюдением неоднородностей во фронте газовой детонации вдали от пределов. В главе IV описан способ получения стационарной детонации в кольцевом канале. В последней, V главе рассмотрены общие закономерности поведения поперечных волн при газовой детонации и их влияние на усредненные характеристики детонационной волны.

Настоящая книга была написана по инициативе академика М. А. Лаврентьева, уделявшего много внимания исследованиям авторов по данному вопросу.

Авторы считают также своим долгом поблагодарить академика Я. Б. Зельдовича, Р. И. Солоухина, Л. В. Овсянникова и С. С. Хлевногo за ряд советов и консультаций по некоторым изложенным в книге вопросам. Результаты В. В. Пухначева по исследованию неустойчивости плоской детонационной волны изложены по нашей просьбе автором. При выполнении эксперимента большую работу провели Б. Е. Котов, В. А. Татарчук, В. А. Субботин, П. Н. Никитин.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие теории и эксперимента по вопросам взрывных процессов значительно продвинулось вперед, когда в 1881 г. Малляром и Ле Шателье [1, 2] и независимо от них Бертло и Вьей [3, 4] было установлено, что при поджигании взрывчатой газовой смеси зона горения в некоторых случаях распространяется со скоростью, в сотни раз превышающей скорость нормального горения данной смеси. Вновь открытый процесс отличался рядом характерных свойств: скорость распространения превышает скорость звука, на ее величину не влияет изменение давления, начиная с некоторых минимальных величин не влияет и диаметр трубы, не влияют также небольшие добавки посторонних веществ и способ инициирования. Дальнейшие исследования показали, что для данного типа смеси скорость детонации, как был назван такой процесс, является физико-химической константой, которая мало зависит от начального состояния газовой смеси.

Первые попытки объяснить данное явление были сделаны Бертло и Вьей. Они предположили, что при распространении детонационной волны основную роль играют процессы переноса. Однако уже тогда исследователи предполагали, что при таком распространении пламени большую роль должны играть процессы сжатия в детонационной волне. Так появились работы Диксона [5, 6, 7], в которых идеи Бертло и Вьей были скомбинированы с идеей влияния звуковой волны. Но теории этих ученых, как правило, не давали удовлетворительного совпадения с экспериментом.

В 1899 г. Чепмен [8] подошел к детонации с термодинамической точки зрения и рассчитал ее скорость,

предполагая, что она минимальная из возможных. В 1905—1906 гг. Жуге независимо от Чепмена, пользуясь законами сохранения и рассматривая энтропию процесса, показал, что последняя достигает минимума в точке на кривой Гюгонио, которая соответствует звуковой скорости продуктов реакции относительно фронта детонационной волны [9, 10]. Эта точка была постулирована им как определяющая скорость детонации и состояние продуктов реакции. Несколько позже Крюссаром [11] была показана эквивалентность гипотез Чепмена и Жуге.

Полученное решение, несмотря на его теоретическую необоснованность, дало хорошее совпадение с экспериментальными результатами. Большое количество измерений скорости детонации, произведенных самыми различными авторами, давали величины, неизменно совпадающие с расчетами Жуге. Однако теория Чепмена — Жуге не объясняла ряда явлений и, самое главное, пределы детонации.

Это обусловило целый ряд попыток ученых (вплоть до 1940 г.) объяснить явление из других исходных данных. Примером такого подхода является попытка Льюиса [12] рассчитать скорость детонации на основе диффузии активных центров в связи с возникавшей тогда теорией цепных реакций.

В 1940 г. появилась работа Зельдовича [13], в которой было впервые дано строгое обоснование выбора точки на адиабате Гюгонио, определяющей детонационный процесс. Подробный разбор теорий Чепмена — Жуге и Зельдовича будет проведен в первой главе.

В последующие годы и в настоящее время развитие теории газовой детонации велось и ведется в основном по трем направлениям. Во-первых, делаются усилия ввести ряд обобщающих обстоятельств, учесть влияние диффузии, теплопроводности, возможность поджигания смеси с помощью химически активных частиц, проникающих в холодную смесь из зоны реакции, рассчитываются детонационные процессы для случая большого числа химических реакций, а также проводятся вычисления для отдельных конкретных случаев с заданными параметрами. Второе направление связано с обнаружением неоднородности свечения фронта при газовой детонации практически во всех наблюдаемых в эксперименте случаях. Естественным следствием этого явилась постановка вопроса

об устойчивости одномерного детонационного процесса с конечной зоной химической реакции. Этот вопрос разбирали К. И. Щелкиным [14], Р. М. Зайделем [15], В. В. Пухначевым [16]; выводы, полученные этими авторами, показывают, что в определенных условиях такой процесс обладает неустойчивостью.

Третье направление возникло в связи с работами Мансона [17, 18], Фэя [19] и Чжу Бо-дэ [20], показавшими связь явлений за фронтом газовой детонации с акустическими характеристиками сгоревшего газа.

Параллельно развитию теории проводилось огромное количество экспериментальных исследований. Уже довольно ранние опыты показали, что попытки дать полное теоретическое обоснование процесса в рамках одномерной теории не объясняют всех явлений, связанных с детонацией.

Первый удар представлениям о детонации как об одномерном процессе был нанесен в 1926 г. работами Кемпбелла и сотрудников [21], когда было обнаружено явление спиновой детонации. Подробные исследования, проведенные ими, а также Боном, Фрезером и Уиллером [22], показали, что в некоторых смесях нарушается однородность детонационной волны и появляется ярко светящаяся область, вращающаяся вокруг оси трубки. Более поздние работы установили, что спин, как было названо это явление, появляется во всех случаях, когда детонация происходит вблизи пределов, независимо от вида смеси и способа подхода к пределу. При удалении от пределов наблюдается так называемый многоголовый спин.

Дальнейшими исследованиями было обнаружено, что одномерный режим распространения детонации в газовых смесях при обычных условиях вообще не удается наблюдать.

В работах Трошина и Денисова [23] было установлено, что детонационная волна в газе даже в условиях, далеких от предела, оставляет на закопченных стенках трубки следы поперечных возмущений. Эти опыты проводились со смесями водорода с кислородом, считавшимися «классическими» с точки зрения однородности детонационной волны.

Неоднородности детонационного фронта в газовых смесях были зафиксированы также оптическим методом авторами данной работы [24].

Замечательно, что аналогичные явления были обнаружены А. Н. Дреминым и О. К. Розановым [25] в жидких взрывчатых веществах.

Различные попытки дать объяснение спиновой детонации делались со времени ее открытия. Наибольшее распространение получила гипотеза К. И. Щелкина [26], предположившего, что детонационный процесс ведется изломом переднего фронта. Теоретическое обоснование этой гипотезы было дано Я. Б. Зельдовичем [27].

В 1950 г. А. Н. Воинов [28] высказал предположение, что в связи с задержками воспламенения газа за фронтом ударной волны может возникнуть поперечная детонационная волна. Однако это предположение не было обосновано ни теоретическими расчетами, ни экспериментальными результатами.

В 1957 г. одним из авторов на основе большого экспериментального материала была предложена схема течения с поперечной волной [29], получившая дальнейшее развитие в работе 1962 г. [30]. Применение метода полной компенсации (см. главу II) впервые дало возможность сфотографировать действительную картину течения в окрестности поперечной волны. Исследования показали, что и при детонации вдали от пределов существуют поперечные волны, структура которых принципиально не отличается от спиновой (см. главу III).

Наряду с развитием теории явлений на фронте рядом авторов были сделаны попытки объяснить появление неоднородностей воздействием акустических колебаний в сгоревшем газе. Сначала Мансоном [17], а затем Фэем [19] и Чжу Бо-дэ [20] были произведены расчеты частот таких колебаний, которые дали результаты, хорошо совпадающие с экспериментом. Однако акустическая теория не может дать полного объяснения явлений во фронте детонации. Решение вопроса лежит в совместном рассмотрении поперечных детонационных волн и возбуждаемых ими акустических колебаний в продуктах реакции.

ЛИТЕРАТУРА К ВВЕДЕНИЮ

1. E. Mallard, H. L. Le Chatelier. *Comp. rend.*, **93**, 145 (1881).
2. E. Mallard, H. L. Le Chatelier. *Ann. Mines*, **8**, 4. 273 (1883).

3. M. Bertelot, P. Vieille. Compt. rend., **93**, 18 (1881).
 4. M. Bertelot, P. Vieille. Ann. Chim. et Phys., **5**, 28, 289 (1883).
 5. H. B. Dixon. Philos. Trans. Roy. Soc. London, A, **184**, 103 (1893).
 6. H. B. Dixon. Philos. Trans. Roy. Soc. London, A, **200**, 315 (1903).
 7. H. B. Dixon, J. M. Crofts. J. Chem. Soc., **105**, 2036 (1914).
 8. D. L. Chapman. Philos. Magazine, **5**, 47, 90 (1899).
 9. E. Jouget. Mécanique des Explosifs. Paris, 1917.
 10. E. Jouget. Sci. Aérien., **3**, 138 (1934).
 11. L. Crussard. Bull. Soc. Ind. Min., **6**, 1 (1907).
 12. Б. Льюис, Дж. Эльбе. Взрывы и горение в газах. М., ИЛ (1955).
 13. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, **10**, 542 (1940).
 14. К. И. Щелкин. ЖЭТФ, **36**, 2 (1959).
 15. Р. М. Зайдель. ДАН, **136**, 5 (1961).
 16. В. В. Пухначев. ДАН, **149**, 4 (1963).
 17. N. Manson. Compt. rend., **222**, 46 (1954).
 18. N. Manson. Propagation des detonation et des deflagration dans les melanges gazeux. L'Office National d'Etudes et des Recherches Aéronautique, Paris (1947).
 19. J. A. Fay. J. Chem. Phys., **20**, 6, 942 (1952).
 20. Chu Воа-Тех. Proceedings of Symp. Aerothermochem. 1955, Evanston (1956).
 21. C. Campbell, D. W. Woodhead. J. Chem. Soc., 3010 (1926).
 22. W. A. Bone, R. P. Fraser, W. H. Wheeler. Philos. Trans. Roy. Soc. London, A, **235**, 29 (1935).
 23. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ДАН, **125**, 1, 110 (1959).
 24. Б. В. Войцеховский, Б. Е. Котов, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. Изв. СО АН СССР, **9**, 14 (1958).
 25. А. Н. Дремин, О. К. Розанов. ДАН, **139**, 1 (1961).
 26. К. И. Щелкин. ДАН, **47**, 7, 501 (1945).
 27. Я. Б. Зельдович. ДАН, **52**, 2 (1946).
 28. А. Н. Воинов. ДАН, **73**, 1, 125 (1956).
 29. Б. В. Войцеховский. ДАН, **114**, 4, 717 (1957).
 30. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. ПМТФ, **3** (1962).
-

Глава I

ОДНОМЕРНАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Применение законов сохранения к потоку газа, проходящему через ударную волну при отсутствии явлений переноса (вязкости, диффузии и теплопроводности), дает три уравнения, связывающие давления, плотности и скорости газа относительно скачка:

уравнение неразрывности —

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1; \quad (1.1)$$

уравнение сохранения количества движения —

$$p_0 + \rho_0 u_0^2 = p_1 + \rho_1 u_1^2; \quad (1.2)$$

уравнение сохранения энергии —

$$I_0 + \frac{u_0^2}{2} = I_1 + \frac{u_1^2}{2}. \quad (1.3)$$

Здесь I_0 , I_1 — энтальпия (теплосодержание) газа на единицу массы, являющаяся функцией p и ρ ;

u_0 и u_1 — скорости газа относительно скачка;

ρ_0 и ρ_1 — плотности газа;

p_0 и p_1 — давление перед ударной волной и позади нее.

Исключение из уравнений скоростей дает соотношение между энтальпией, давлением и удельным объемом газа, известное под названием адиабаты Гюгонио:

$$I_1(p_1, v_1) - I_0(p_0, v_0) = \frac{p_1 - p_0}{2} (v_0 + v_1). \quad (1.4)$$

Здесь v — удельный объем вещества, введенный как

$$v = \frac{1}{\rho}.$$

Вместе с уравнением состояния адиабата Гюгонио определяет совокупность параметров p_1, v_1, u_1 за фронтом ударной волны при условии задания начального состояния p_0, v_0 и скорости газа u_0 , втекающего в ударную волну. На рис. 1 приведена адиабата Гюгонио.

Пусть газ из состояния p_0, v_0 переводится ударным сжатием в состояние p_1, v_1 (см. рис. 1). Соединим прямой две точки кривой Гюгонио, определяемые этими состояниями. Тангенс угла наклона этой прямой, очевидно, удовлетворяет соотношению

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}. \quad (1.5)$$

С другой стороны, заменяя в уравнениях (1.1) и (1.2) плотность на удельный объем и исключая u_1 , получаем

$$u_0^2 = v_0^2 \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}. \quad (1.6)$$

Последнее уравнение определяет прямую в плоскости (p, v) , соединяющую точки 1 и 0. Уравнение этой прямой получено впервые Михельсоном [1, 2, 3, 4] и известно в нашей литературе под названием «прямая Михельсона», как мы ее и будем называть в дальнейшем¹. Лег-

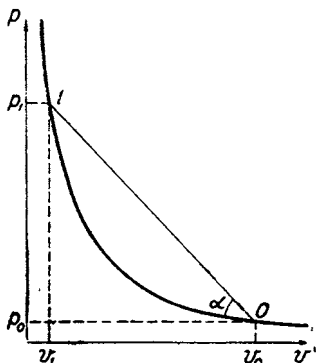


Рис. 1. Ударная адиабата Гюгонио.

¹ В зарубежной литературе эта прямая известна под названием «прямой Рэлея», хотя Михельсоном она использовалась для исследования стационарного одномерного потока еще в 1890 г., т. е. за несколько лет до Рэлея.

ко видеть, что прямая Михельсона определяет скорость газа, втекающего в ударную волну. Из уравнения (1.5) и (1.6) имеем

$$u_0^2 = v_0^2 \operatorname{tg} \alpha.$$

Подъем температуры для идеального газа при $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \text{const.}$ сжимаемого ударной волной, определяется соотношением

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{p_1}{p_0} \left[\frac{(\gamma + 1) p_0 + (\gamma - 1) p_1}{(\gamma + 1) p_1 + (\gamma - 1) p_0} \right]. \quad (1.7)$$

Как видно из этого соотношения, с ростом перепада давлений температура за фронтом растет. Расчеты показывают, что при скорости ударной волны около 1700 м/сек в двухатомном идеальном газе с молекулярным весом 29 температура достигает примерно 1700°К. Такие температуры более чем достаточны для воспламенения взрывчатых газовых смесей.

Рассмотрим газ, содержащий на единицу массы химическую энергию Q , которая при воспламенении выделяется в виде тепла. На (p, v) -диаграмме сгорание соответствует переходу на адиабату Гюгонио, лежащую выше адиабаты для исходных продуктов. Действительно, ударная волна с химической реакцией будет описываться теми же законами сохранения массы и импульса. Отличие заключается в том, что в случае химической реакции в процессе перехода газу дополнительно сообщается количество тепла Q . Уравнение сохранения энергии (1.3) будет поэтому иметь вид

$$I_0 + \frac{u_0^2}{2} + Q = I_1 + \frac{u_1^2}{2}. \quad (1.3')$$

Уравнение Гюгонио с учетом тепловыделения дает

$$I_1(p_1, v_1) - I_0(p_0, v_0) = \frac{p_1 - p_0}{2} (v_0 - v_1) + Q. \quad (1.8)$$

Поскольку энтальпия идеального газа определяется соотношением

$$I(p, v) = \frac{\gamma}{\gamma-1} p v, \quad (1.9)$$

получаем для идеального газа с химической реакцией

$$\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} v_1 - v_0\right) p_1 - \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} v_0 - v_1\right) p_0 = -2Q. \quad (1.10)$$

Для ударной волны при тех же p_0 , v_0 и v_1 имеем

$$\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} v_1 - v_0\right) p'_1 - \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} v_0 - v_1\right) p_0 = 0. \quad (1.11)$$

Вычитая (1.11) из (1.10), получаем

$$\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} v_1 - v_0\right) (p_1 - p'_1) = 2Q.$$

Поскольку первая скобка всегда положительна¹, имеем

$$p'_1 < p_1,$$

т. е. адиабата Гюгонио с тепловыделением лежит выше ударной.

Рассмотрим (p, v) -диаграмму для этих двух адиабат (рис. 2). В зависимости от положения прямой Михельсона, определяющей скорость процесса, адиабата Гюгонио, соответствующая процессу с тепловыделением, делится на несколько частей. Величина скорости определяется из (1.6) как

$$u_0 = v_0 \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}}.$$

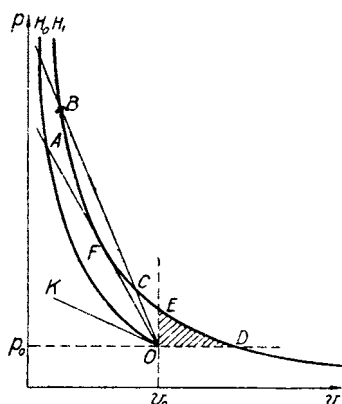


Рис. 2. Адиабаты Гюгонио с тепловыделением.

¹ Предельное сжатие при однократном ударном переходе определяется соотношением $v_0 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} v_1$.

На участке ED величина $\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1} < 0$, что приводит к

мнимой величине скорости распространения процесса, поэтому переход в состояния, образованные отрезком кривой Гюгонио ED , для установившихся режимов не имеет физического смысла. Участок ниже точки D соответствует сгоранию с увеличением удельного объема и понижением давления; это — участок режимов обычного горения и в нашей работе мы не будем интересоваться этой областью.

Область выше точки E описывает сгорание с возрастанием давления и уменьшением удельного объема, что соответствует детонационным процессам.

Известно, что в точке p_0, v_0 адиабата Гюгонио касается адиабаты Пуассона, следовательно, касательная к адиабате Гюгонио в точке p_0, v_0 имеет наклон, тангенс угла которого определяет скорость звука. Как видно из рис. 2, наклон этой прямой в точке p_0, v_0 всегда меньше наклона прямой, проведенной в любую точку кривой H_1 , лежащую выше E . Поэтому скорости распространения процесса, соответствующие таким точкам, всегда больше скорости звука в исходном газе. Из сказанного следует, что режимы, переводящие газ в состояния, соответствующие участкам кривой Гюгонио выше точки E , определяют процесс сверхзвукового распространения пламени, сопровождающегося повышением давления и уменьшением удельного объема.

Итак, кривая Гюгонио H_1 выше точки E определяет множество непротиворечащих законам сохранения режимов детонационного горения со скоростями $D = u_0$ (как мы в дальнейшем будем обозначать величину скорости детонации), которые, в свою очередь, определяются углами наклона прямых Михельсона, соединяющих точку исходного состояния p_0, v_0 с точкой конечного состояния p_1, v_1 .

Можно видеть, что такими переходами описываются любые режимы от некоторого D_{\min} , соответствующего касанию прямой Михельсона и адиабаты Гюгонио для продуктов (точка F), до $D \rightarrow \infty$. Точка F интересна тем, что через нее проходит та единственная прямая Михельсона, которая однозначно определяет состояние газа за фронтом при заданной скорости распространения.

Экспериментально показано, что из всех возможных режимов детонация выбирает при заданных p_0 , v_0 и Q единственный. Три уравнения сохранения плюс уравнение состояния дают связь между пятью неизвестными параметрами: u_0 , p_1 , v_1 , T_1 и u_1 . Для однозначного определения осуществляющегося режима необходимо задание еще одного уравнения. Поискам его и были посвящены долгое время усилия многих авторов.

В 1899 г. Чепмен [5] рассчитал величину скорости детонации, предположив, что из всех возможных режимов осуществляется режим с минимальной скоростью распространения.

В 1906—1907 гг. Жуге предложил выбирать для расчетов ту точку на адиабате продуктов, в которой скорость газа относительно фронта становится звуковой [6, 7].

Проследим коротко его соображения. Вдоль кривой Гюгонио выполняется соотношение

$$(v_0 - v) dp - (p_0 + p) dv - 2dE = 0. \quad (1.12)$$

Изменение энтропии в газе за фронтом определяется выражением

$$TdS = dE + pdv. \quad (1.13)$$

Из (1.12) и 1.13) следует

$$\left(\frac{dS}{dv}\right)_{H_1} = \left(\frac{v_0 - v}{2T}\right) \left[\frac{p - p_0}{v_0 - v} + \left(\frac{dp}{dv}\right)_{H_1}\right]. \quad (1.14)$$

Здесь $\left(\frac{dS}{dv}\right)_{H_1}$ — производная энтропии по объему за фронтом волны вдоль адиабаты Гюгонио.

Рассмотрим точку на адиабате Гюгонио, где $\frac{dS}{dv} = 0$.

В этой точке $\left(\frac{dp}{dv}\right)_{H_1} = \left(\frac{dp}{dv}\right)_S$. Дифференцируя еще раз (1.14) по v , получаем:

$$\frac{d^2 S}{dv^2} = \frac{v_0 - v}{2T} \left(\frac{d^2 p}{dv^2}\right)_S. \quad (1.15)$$

Для идеального газа

$$-\left(\frac{dp}{dv}\right)_s = \frac{\gamma p}{v} \quad (1.16)$$

и

$$\left(\frac{d^2 p}{dv^2}\right)_s = \frac{d}{dv} \left(-\frac{\gamma p}{v}\right)_s = \gamma(\gamma + 1) \frac{p}{v^2} > 0.$$

Следовательно, в волне сжатия ($v < v_0$) $\frac{d^2 S}{dv^2}$ всегда больше 0 и уравнение (1.14), которое можно записать как

$$\frac{p - p_0}{v_0 - v} = \left(\frac{dp}{dv}\right)_s = \frac{\gamma p}{v},$$

определяет точку минимума энтропии на адиабате Гюгонио. Умножая последнее выражение на v^2 и используя (1.1) и (1.2), получаем

$$\gamma p v = v^2 \frac{p - p_0}{v_0 - v} = u^2. \quad (1.17)$$

Для идеального газа скорость звука

$$c^2 = \gamma p v, \quad (1.18)$$

т. е. в точке касания $c^2 = u^2$. Скорость потока относительно скачка равна скорости звука в среде.

Итак, энтропия на адиабате Гюгонио достигает минимума в точке, где скорость продуктов детонации относительно скачка равна скорости звука. Эту точку Жуге выбрал как определяющую скорость детонации. Так как условие Жуге выполняется в точке касания H_1 и прямой Михельсона, ясно, что минимум скорости, выбранный Чепменом, эквивалентен равенству скорости продуктов относительно фронта местной скорости звука.

В лабораторной системе отсчета движение частиц за фронтом детонации направлено в сторону распространения процесса, поэтому детонационная волна в отсутствии поджатия поршнем сопровождается волной разрежения, фронт которой находится в плоскости Чепмена—Жуге.

Можно показать, что скорость продуктов детонации относительно фронта для участка кривой H_1 , лежащего

выше точки Жуге, меньше скорости звука в продуктах, а для участка ниже точки Жуге — больше. Если представить себе детонацию со скоростью, большей, чем определяемая условием $u=c$, то (поскольку для участков адиабаты H_1 , лежащих выше F , скорость продуктов меньше скорости звука) волна разрежения, распространяющаяся по продуктам детонации, будет догонять ударный фронт и понижать давление, тем самым понижая скорость детонации до минимальной. Таким образом доказывается неосуществимость в нормальных условиях режимов выше точки F .

Исключение переходов, соответствующих нижним точкам пересечения прямой Михельсона с адиабатой Гюгонио (точка C на рис. 2), в рамках данной теории оказалось невозможным.

В рассмотренной теории не учитывалась конечность ширины зоны химической реакции и молчаливо предполагалось, что в детонационной волне происходит мгновенное химическое превращение. При этом совершенно не объяснялось явление пределов детонации, а тем более изменение их при небольших присадках, которые, не изменяя скорости детонации, ведут к сильному изменению ее пределов (как, например, добавки водорода в смесь окиси углерода с кислородом).

Несмотря на эти недостатки, гипотеза Чепмена — Жуге получила широкое признание, поскольку практически во всех случаях экспериментально измеренные скорости дают хорошие совпадения с рассчитанными по Чепмену — Жуге. В то же время слабости этой теории служили постоянным источником попыток как-то обосновать единственность нормальных режимов детонации. Примеры таких попыток можно видеть в работах Беккера [8], Скорыха [9], Июста [10] и других, которые, однако, не продвинули сколько-нибудь существенно решение этого вопроса.

Проблема выбора детонационного режима была решена Я. Б. Зельдовичем при рассмотрении химических реакций, протекающих за фронтом детонационной волны [11, 12, 13]¹.

¹ Позднее детонация с конечной шириной зоны химической реакции рассматривалась Нейманом [14] и Дерингом [15], однако ни тот, ни другой не смогли дать оценки роли потерь при детонационных процессах.

Зельдович исследовал уравнения газовой динамики совместно с уравнением химической кинетики вида

$$\frac{d\beta}{dt} = \beta^m p^{m-1} e^{-\frac{E}{RT}} \quad (1.19)$$

Здесь β — весовая доля непрореагировавшего вещества; E — энергия активации; m — порядок реакции.

Учитывая силы торможения и теплоотдачи, он показал, что единственное возможное нетривиальное стационарное решение такой системы, удовлетворяющее граничным условиям, приводит к следующей картине потока за фронтом:

- 1) удельный объем газа после сжатия в ударной волне непрерывно увеличивается;
- 2) давление падает;
- 3) скорость газа относительно фронта растет, обращаясь в скорость звука там, где скорость тепловыделения становится равной скорости теплопотерь.

Изложим здесь основные результаты теории Зельдовича с учетом более поздних работ.

Рассмотрим одномерную детонационную волну в идеальном газе с постоянным отношением теплоемкостей γ . В теории Зельдовича такая волна представляет собой комплекс, состоящий из ударного скачка, переводящего газ из состояния O в состояние A (см. рис. 2), и следующей за ним зоной химической реакции. Поскольку процесс предполагается стационарным, состояние реагирующего газа должно изменяться вдоль прямой Михельсона AO . Связь между p_0, ρ_0, u_0, I_0 и p, ρ, u и I на любой контрольной поверхности в зоне реакции описывается уравнениями (1.1), (1.2), (1.3) и (1.9), где количество выделившегося в процессе реакции тепла можно рассматривать как параметр. Введем безразмерные переменные

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \frac{\rho}{\rho_0}, \\ \pi &= \frac{p}{p_0}, \\ M &= \frac{u}{c} = \frac{u}{\sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}} \end{aligned} \right\} \quad (1.20)$$

Из уравнений (1.1), (1.2), (1.3), (1.9) и (1.20) величины σ , π и M могут быть выражены как функции u_0 , c_0 и Q :

$$\sigma_{1,2} = \frac{c_0^2 + u_0^2 \gamma \pm \sqrt{(u_0^2 - c_0^2)^2 - 2(\gamma^2 - 1) u_0^2 Q}}{2c_0^2 + (\gamma - 1)(u_0^2 + 2Q)}, \quad (1.21)$$

$$\pi = \gamma \frac{u_0^2}{c_0^2} \left(1 - \frac{1}{\sigma}\right) + 1; \quad (1.22)$$

$$M^2 = \frac{1}{\gamma \left[\sigma \left(1 + \frac{c_0^2}{\gamma u_0^2}\right) - 1 \right]}. \quad (1.23)$$

Уравнения (1.21), (1.22) и (1.23) определяют семейство кривых Гюгонио с параметром Q (рис. 3). При $Q=0$ это — ударная адиабата H_0 , проходящая через точку начального состояния ($\sigma=1$, $\pi=1$).

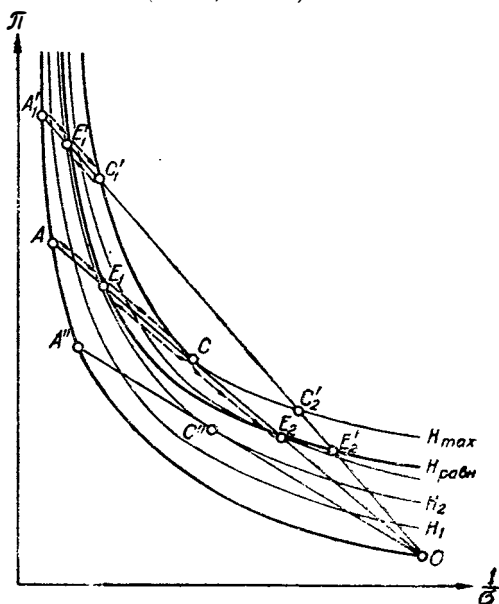


Рис. 3. (p, v) -диаграмма установившихся детонационных процессов.

Подкоренное выражение в уравнении (1.21) должно быть неотрицательно, поэтому при заданном значении u_0 количество выделившегося тепла в одномерном стационарном потоке не может превышать некоторого значения Q^* , являющегося функцией от u_0 :

$$Q \leq Q^*(u_0) = \frac{(u_0^2 - c_0^2)^2}{2(\gamma^2 - 1)u_0^2}. \quad (1.24)$$

Рассмотрим также семейство прямых Михельсона. Каждая такая прямая описывается уравнением (1.22); угол наклона ее зависит от значения u_0 . В соответствии с двойным знаком в уравнении (1.21) при любой выбранной паре величин u_0 и $Q < Q^*(u_0)$ имеем два решения, определяющие две точки пересечения прямой Михельсона с адиабатой Гюгонио для взятого Q . Знак «плюс» соответствует верхней точке пересечения, знак «минус» — нижней.

На каждой прямой, например, $A''O$, Q меняется от нуля на H_0 до $Q^*(u_0)$ в точке касания C'' данной прямой с соответствующей адиабатой H_2 . Подставляя $Q = Q^*$ в уравнения (1.21), (1.22), (1.23), получаем для точки касания:

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \frac{(\gamma + 1)u_0^2}{c_0^2 + \gamma u_0^2}; \quad (1.25)$$

$$\pi = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \left(\frac{u_0^2}{c_0^2} - 1 \right) + 1; \quad (1.26)$$

$$M = 1. \quad (1.27)$$

Из уравнения (1.21) видно, что в верхней точке пересечения данной прямой Михельсона с любой адиабатой H_1 , на которой $Q < Q^*(u_0)$, $\sigma_1(Q) > \sigma(Q^*)$, в нижней точке $\sigma_2(Q) < \sigma(Q^*)$.

Так как при $\sigma = \sigma(Q^*)$ $M = 1$, из уравнения (1.23) следует, что в верхней точке $M_1 < 1$, т. е. поток дозвуковой, в нижней точке $M_2 > 1$, т. е. поток сверхзвуковой.

Таким образом, при движении вдоль каждой прямой Михельсона в направлении от ударного фронта число

Маха растет, достигая единицы в точке, где $Q = Q^*(u_0)$, совпадающей с точкой касания данной прямой к адиабате Гюгонно. Из уравнения (1.21) следует, что такая точка на каждой прямой единственна, в противном случае для некоторых значений u_0 и Q имелось бы более двух решений. Ниже точки касания поток становится сверхзвуковым, при этом тепло должно поглощаться, а давление падать.

В детонационной волне выделение тепла в результате химической реакции происходит по законам, определяемым уравнениями химической кинетики. Если уравнения всех протекающих реакций известны, то, используя

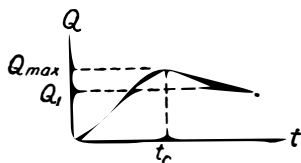


Рис. 4. Кривая тепловыделения с максимумом.

рассматриваемые здесь соотношения, можно в принципе всегда выразить изменение Q , π , σ и T вдоль любой прямой Михельсона как функции одного только времени t в частице газа, отсчитанного от момента прохождения данной частицы через ударный фронт.

Рассмотрим случай, когда закон тепловыделения имеет вид, изображенный на рис. 4¹.

Количество выделившегося тепла достигает максимума, затем начинает уменьшаться в силу теплопотерь или специфики механизма реакции. Если потерь нет (практически ими всегда можно пренебречь при детонации в достаточно широких трубах), то максимальное выделение тепла Q_{max} может совпадать с равновесным.

Зельдовичем показано [11, 12], что установившийся режим детонации всегда определяется величиной Q_{max} . Если соединить на всех прямых Михельсона точки, в которых достигается Q_{max} , то можно получить адиабату «максимального тепловыделения» H_{max} (см. рис. 3). Построенная таким образом адиабата оканчивается на некоторой крайней прямой Михельсона AO , такой, что на

¹ Под Q здесь понимается уменьшенное на величину теплопотерь количество тепла, которое выделилось бы при постоянном объеме, если бы мольный состав реагентов оказался тот же, что и в данной точке детонационной волны.

более низких прямых количество выделяющегося в ходе реакции тепла превышает наибольшее допустимое для стационарного потока с этими скоростями. В общем случае Q_{\max} вдоль разных прямых Михельсона не совпадают и в конечной точке C адиабата H_{\max} может подходить к прямой AO под углом, отличным от нуля.

Будем сначала считать, что Q_{\max} не зависит от температуры и давления газа, тогда адиабата максимального тепловыделения H_{\max} будет совпадать с одной из адиабат $Q = \text{const}$. Выделим также адиабату с $Q < Q_{\max}$, которая достигается после прохождения максимума. Для реакций без потерь, в которых максимум обусловлен особенностями кинетики, в качестве последней можно взять равновесную адиабату $H_{\text{равн}}$ (см. рис. 3).

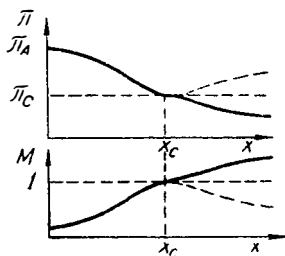
Обозначим через D_c скорость детонации, соответствующую касанию прямой Михельсона к диабате H_{\max} . Рассмотрим детонационный процесс со скоростью $D > D_c$. По мере выделения тепла в ходе химической реакции состояние газа будет меняться вдоль некоторой прямой $A'O$, пересекающей кривую H_{\max} в точке C'_1 . Когда Q меняется от O до Q_{\max} , состояние реагирующего газа смещается от A' к C'_1 , при этом в точке C'_1 в соответствии с уравнением (1.23) число Маха $M < 1$, так как на этой прямой $Q^* > Q_{\max}$. Если после достижения точки C'_1 в стационарном потоке Q уменьшается, то давление и плотность газа должны смещаться вдоль той же прямой в обратном направлении, например до равновесной точки E'_1 , при этом число Маха уменьшается.

Ясно, что стационарная детонационная волна со скоростью $D > D_c$ должна искусственно поддерживаться движением поршня со скоростью $D \left(1 - \frac{1}{\sigma'_1}\right)$ в неподвижной системе координат, где σ'_1 — относительное сжатие в точке конечного состояния. В противном случае возникающая волна разрежения догонит ударный фронт и вызовет его замедление, поскольку поток всюду дозвуковой. Такая детонация называется пересжатой. Точки C'_2 и E'_2 , соответствующие «слабым» режимам детонации на этой прямой, недостижимы, так как для этого потребовалось бы выделение тепла, большее максимально возможного.

Представим теперь, что скорость поршня, поддерживающего пересжатую детонационную волну, медленно уменьшается, так что в каждый момент времени течение можно считать стационарным. Прямая Михельсона, изображающая такой процесс, будет постоянно поворачиваться в сторону меньших D . Когда она совпадает с касательной к адиабате H_{\max} , в точке касания C число Маха достигнет единицы. Во всех остальных точках поток остается дозвуковым. Распределение величины $\pi = \frac{p}{p_0}$

и $M = \frac{u}{c}$ для этого случая изображено на рис. 5 штриховой линией. Очевидно, дальнейшее уменьшение скорости поршня не изменит течения перед точкой C , так как в этой точке $M=1$ и волна разрежения не может догнать ударный фронт.

Рис. 5. Распределение давления и числа Маха потока за фронтом для двух возможных режимов детонации.



На прямой AO $Q = Q_{\max}$. На прямых Михельсона, лежащих ниже ($A''O$), $Q^* < Q_{\max}$, т. е. в реакции выделяется больше тепла, чем допускает стационарный режим, и потому установившаяся детонация со скоростями $D < D_c$ невозможна. Таким образом, мы приходим к однозначному выбору скорости самостоятельно распространяющейся установившейся детонационной волны. Она определяется наклоном касательной к адиабате максимального тепловыделения. В точке касания C (см. рис. 3) $Q_{\max} = Q^*$, $D = D_c$, тогда из уравнения (1.24) получаем формулу для определения скорости детонации:

$$\frac{(D^2 - c_0^2)^2}{2D^2(\gamma^2 - 1)} = Q_{\max}. \quad (1.28)$$

При $D^2 \gg c_0^2$ имеем известную приближенную формулу

$$D = \sqrt{2(\gamma^2 - 1) Q_{\max}}. \quad (1.28a)$$

В пространстве за плоским ударным фронтом, ведущим детонационную волну, поверхность, на которой достигается $M=1$, является также плоской. Ее называют плоскостью Чепмена — Жуге. Ход изменения всех величин между ударным фронтом и плоскостью Чепмена — Жуге однозначно определяется уравнениями (1.21), (1.22), (1.23) и зависимостью $Q(t)$. Зависимость от x расстояния, пройденного частицей от ударного фронта, можно получить, если t выразить через x из уравнения

$$x = \int u(t) dt = \int \frac{D}{\varepsilon |Q(t)|} dt.$$

Зависимости $p(x)$, $\rho(x)$, $T(x)$ для реакции типа (1.19) по Я. Б. Зельдовичу и А. С. Компанейцу [13] имеют вид, изображенный на рис. 6.

Если после достижения максимума Q уменьшается, то за плоскостью Чепмена — Жуге уравнения (1.21) — (1.23) дают два возможных течения:

1) давление и плотность повышаются вдоль прямой AO от точки C вверх, как показано стрелками на рис. 3;

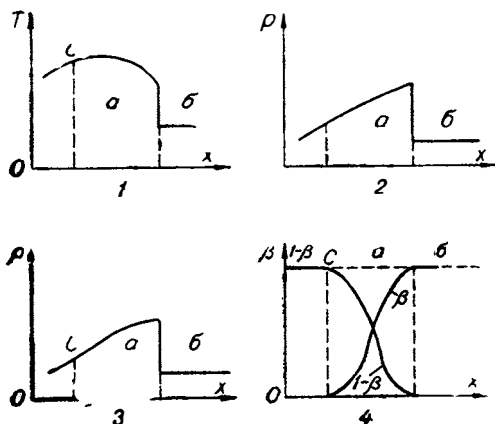


Рис. 6. Распределение параметров в детонационной волне по Я. Б. Зельдовичу и А. С. Компанейцу [13].

1 — температура; 2 — давление; 3 — плотность; 4 — ход реакции; а — зона реакции; б — исходная смесь.

2) давление и плотность понижаются вдоль той же прямой от точки C вниз.

Как показано, течение первого типа можно осуществить лишь движением поршня с соответствующей скоростью. В отсутствие поршня волна разрежения сделает поток за плоскостью Чепмена — Жуге нестационарным. Однако, если рассматривать течение между плоскостью Чепмена — Жуге и некоторой поверхностью, находящейся от нее на фиксированном расстоянии вниз по потоку, то с течением времени оно будет приближаться к стационарному, описываемому формулой (1.21) со знаком «минус» вместе с (1.22) и (1.23) при уменьшающемся Q .

При распространении установившейся детонационной волны в трубе наличие максимума Q объясняется тем, что на некотором расстоянии от ударного фронта теплоотдача в стенки начинает преобладать над выделением тепла в ходе химической реакции. Поэтому в достаточно длинной трубе между двумя указанными поверхностями должна вырабатываться практически стационарная сверхзвуковая зона, в которой профиль давления и других параметров определяется только потерями на стенках и остаточными химическими реакциями.

Укажем пример, из которого возможность стационарной зоны за плоскостью Чепмена — Жуге очевидна. Пусть детонационная трубка разрушается после прохождения детонационной волны на некотором постоянном расстоянии от плоскости Чепмена — Жуге, как показано на рис. 7.

Здесь AA — ударный фронт, CC — плоскость Чепмена — Жуге, BB — место разлома трубки. В системе координат, связанной с фронтом, мы будем иметь свободное истечение реагирующего газа из конца трубы. Смесь поступает через плоскость AA с параметрами, вырабатываемыми ударной волной. Весь поток будет стационарным с крити-

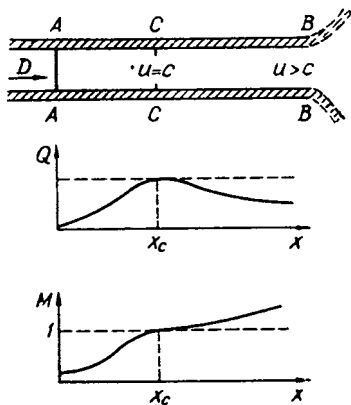


Рис. 7. Пример сверхзвуковой стационарной зоны за плоскостью Чепмена — Жуге.

ческой скоростью $u=c$ в плоскости Чепмена — Жуге СС. Если наружное давление достаточно мало, то поглощение тепла за критическим сечением вследствие теплоотвода в стенки или, например, запаздывающей диссоциации сделает поток сверхзвуковым. Если теперь, начиная с некоторого момента времени, детонация перешла в трубку с более прочными стенками, которые перестали разрушаться, стационарная сверхзвуковая зона не только сохранится, но и будет наращиваться со скоростью $u=c$ на ее конце.

Когда в сверхзвуковой стационарной зоне достигается химическое равновесие, состояние газа в ней при отсутствии потерь будет определяться нижней точкой пересечения прямой Михельсона AO с равновесной адиабатой Гюгонио $H_{равн}$ (точка E_2 на рис. 3). Таким образом, по отношению к равновесной адиабате слабая детонация осуществима.

К. И. Щелкин [15] пытался доказать недостижимость точки E_2 в стационарной детонационной волне тем, что при переходе от точки E_1 к точке E_2 уменьшается энтропия газа. Однако он не учитывал изменения состава смеси при таком переходе, поэтому приведенные им энтропийные соображения неточны. Энтропия в зоне реакции, конечно, должна непрерывно расти с удалением от ударного фронта. При изменении состава смеси это возможно, даже если Q уменьшается.

Изложенные выше теоретические результаты, в которых используются выводы обычной газовой динамики для нереагирующих систем, в последнее время подвергались значительному пересмотру. Дело в том, что скорость звука в реагирующей среде не определяется однозначно заданием p , ρ и γ , а зависит также от состава смеси и скоростей химических реакций.

Можно рассматривать два крайних случая. Первый — за время прохождения возмущения, создаваемого звуковой волной, химическое равновесие успевает сместиться, и в каждый данный момент времени состав соответствует равновесному при данных давления и температуры¹, т. е. химические реакции успевают «следить» за измене-

¹ Здесь, как и везде в книге, речь идет о химическом равновесии. Относительно локального термодинамического равновесия мы будем предполагать, что оно в среде всюду существует.

ниями внешних условий. Это соответствует нулевому изменению свободной энергии F . Скорость звука в этом случае является «равновесной» и определяется как

$$c_e^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{S, \Delta T = 0}. \quad (1.29)$$

Второй предельный случай — изменение давления в звуковой волне происходит настолько быстро, что не успеваает вызвать заметного смещения равновесия; состав смеси остается неизменным. Такой процесс определяет «замороженную» скорость звука, отвечающую формуле

$$c_f^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{S, z_i}. \quad (1.30)$$

Производная берется при постоянных энтропии и состава смеси. Для идеального газа последнее выражение совпадает с (1.17), если вычислено для данного фиксированного состава.

Основы газовой динамики реагирующих систем, в частности в применении к вопросам газовой детонации, развиты В. В. Вудом и Дж. Кирквудом [17—21]. Наиболее дискуссионным был вопрос о том, для какой скорости звука должно выполняться условие Жуге. Показано [22], что всегда

$$c_f \geq c_e,$$

причем знак равенства может иметь место лишь в исключительном случае.

Ясно, что говорить о равновесной скорости звука имеет смысл только тогда, когда возмущение распространяется по равновесному начальному состоянию смеси. Этот случай практически наиболее важен. Хотя скорость детонации определяется не равновесным, а «максимальным» выделением тепла, при расчетах приходится пользоваться равновесной адиабатой, так как кинетические уравнения всех реакций в условиях детонационной волны ни для одной смеси в точности не известны и поэтому построить «максимальную» адиабату практически невозможно. Кроме того, максимум Q в силу кинетических особенностей существует, по-видимому, лишь для немногих реакций. К числу последних пока

можно отнести лишь $\text{H}_2 + \text{Cl}_2 \rightleftharpoons 2\text{HCl}$ [23], для которой расчет скорости детонации в предположении равновесного состава продуктов дает при низких начальных давлениях заниженные по сравнению с экспериментом значения. Видимо, для большинства детонирующих газовых смесей количество тепла, выделившегося в ходе химической реакции, растет монотонно и максимум Q обусловлен лишь потерями. Но в последнем случае, если детонация распространяется в достаточно широкой трубе (по сравнению с эффективной шириной зоны реакции), в точке максимального Q состав смеси будет очень мало отличаться от равновесного и, следовательно, расчет можно производить по равновесной адиабате. В точке касания прямой Михельсона к равновесной адиабате выполняется условие Жуге для равновесной скорости звука [24], т. е. скорость газа в системе координат, связанной с фронтом, равна c_e .

Для стационарности процесса необходимо, чтобы волна разрежения не могла проникнуть за плоскость Чепмена — Жуге и ослабить ударный фронт. Очевидно, что если все параметры потока (например, давление) меняются в волне разрежения настолько медленно, что в каждой точке волны существует локальное химическое равновесие, то каждая из этих точек, характеризуемая фиксированными значениями равновесных параметров (в том числе и ее фронт), будет распространяться относительно частиц газа с местной равновесной скоростью звука. Следовательно, в этом случае стационарная реакционная зона между ударным фронтом и «равновесной» плоскостью Чепмена — Жуге совместима с волной разрежения за этой плоскостью.

Однако действительная скорость реакций всегда конечна, поэтому «равновесная» волна разрежения соответствует бесконечно медленному изменению всех параметров, или бесконечно растянутому профилю волны разрежения, который достигается лишь при $t \rightarrow \infty$. При всяком же конечном времени с момента возникновения детонации длина волны разрежения также конечна и ее фронт, как впервые показали С. Бринкли и Дж. Ричардсон [25], распространяется с «замороженной» скоростью звука. Более детально волну разрежения в реагирующем газе рассматривал В. Н. Архипов [26]. Он показал, что хотя фронт волны разрежения по первоначально

равновесному состоянию действительно распространяется с замороженной скоростью звука, переносимое им возмущение экспоненциально затухает и основное изменение параметров переносится с равновесной скоростью звука.

Таким образом, после прохождения достаточно большого пути самостоятельно распространяющаяся детонационная волна будет практически стационарной, ско-

Т а б л и ц а 1

Смеси	D , м/сек	γ_f	γ_e	C_f , м/сек	$U_1=C_e$, м/сек	T_1 , К	$\frac{\rho_1}{\rho_0}$	$\frac{p_1}{p_0}$	Источ- ник
$2H_2+O_2$	2840	1,217	1,128	1604	1544	3678	0,5436	18,82	[24]
$C_2H_2+2,5O_2$	2426	1,269	1,152	1382	1317	4212	0,5430	33,81	[24]
$2CO+O_2$	1787	1,212	1,120	1021	968	3508	0,542	18,58	Расче- ты ав- торов

Примечания: γ_f — отношение удельных теплоемкостей «замороженное»; γ_e — отношение удельных теплоемкостей «равновесное», определяемое формулой $c_e^2 = \frac{\gamma_e P}{\rho}$; T_1 — температура; $\frac{\rho_1}{\rho_0}$ — отношение плотностей; $\frac{p_1}{p_0}$ — отношение давлений.

рость ее распространения вычисляется из условия касания прямой Михельсона к равновесной адиабате. Всюду выше точки касания на равновесной адиабате $u < c_e$, следовательно, соответствующий этим точкам детонационный процесс может существовать лишь при наличии поддерживающего поршня.

В табл. 1 приведены результаты расчетов состояний Чепмена — Жуге для некоторых газовых смесей, полученные из условия касания прямой Михельсона к равновесной адиабате.

Представляет теоретический интерес исследование возможности стационарного сверхзвукового течения за плоскостью Чепмена — Жуге, когда количество выделившегося в реагирующем потоке тепла Q достигает макси-

му, а затем уменьшается. К настоящему времени наиболее полное исследование одномерных стационарных режимов за фронтом детонационной волны выполнено В. В. Вудом и З. В. Залсбургом [22]. В частности, ими рассматривалась «патологическая детонация», когда возможен переход от стационарного дозвукового течения к стационарному сверхзвуковому (по отношению к «замороженной» скорости звука), причем в точке перехода, где $u = c_f$, реакция еще не закончилась. При $\gamma = \text{const}$ такой режим соответствует случаю, когда в нижней точке адиабаты максимального Q скорость потока достигает «замороженной» скорости звука.

В теории Зельдовича не учитываются явления переноса, поэтому амплитуда давления за ударной волной определяется только скоростью детонации и не зависит от протекания химических реакций.

Влияние вязкости, диффузии и теплопроводности на структуру детонационной волны подробно исследовалось Дж. О. Хиршфельдером и сотрудниками [27, 28, 29]. Хотя при решении задачи в этих работах наложены довольно сильные ограничения на свойства среды, качественные результаты представляют несомненный интерес.

Процесс расширения в стационарном случае идет здесь не по прямой Михельсона. Это следует непосредственно из уравнения Навье-Стокса для одномерного течения вязкой сжимаемой среды. В стационарном случае оно имеет вид:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (1.31)$$

Здесь η и ζ — коэффициенты вязкости среды. Условие неразрывности $\rho u = \text{const}$ дает возможность один раз проинтегрировать уравнение. В результате интегрирования получаем

$$\rho u^2 + p = \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) \frac{\partial u}{\partial x} + \text{const}. \quad (1.32)$$

При отсутствии вязкости это уравнение совпадает с (1.2), при наличии вязкости левая часть уравнения (1.32) зависит от градиента скорости и соотношение (1.6) не выполняется.

Наиболее важный результат Хиршфельдера заключается в том, что при учете процессов переноса, вообще говоря, не достигается состояния, соответствующего пересечению прямой Михельсона с адиабатой Гюгонио для исходного вещества (рис. 8). Чем сильнее взаимодей-

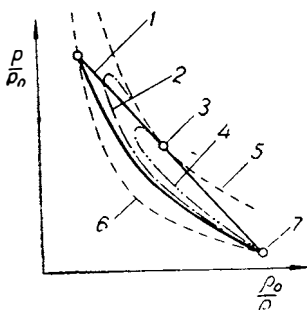


Рис. 8. Детонационные переходы с учетом явлений переноса по Хиршфельдеру и др. [32].

1 — прямая Михельсона — Рэлея; 2 — ход процесса при медленной кинетике; 3 — точка Жуге; 4 — ход процесса при быстрой кинетике; 5 — адиабата Гюгонио с тепловыделением; 6 — адиабата Гюгонио для исходного вещества; 7 — точка начального состояния.

ление увеличивается, достигая в пределе значения, полученного в теории Зельдовича.

На рис. 9 приведены полученные Хиршфельдером зависимости параметров газа и концентрации исходных веществ в детонационной волне от безразмерной координаты. Здесь $\theta = \frac{T}{T_0}$ и x — относительная концентрация исходного вещества. Как и следовало ожидать, при учете явлений переноса фронт ударной волны размывается и изменение параметров носит непрерывный характер.

В этой главе рассмотрены одномерные детонационные процессы. Как мы увидим в дальнейшем, реальный детонационный фронт в газах обычно содержит поперечные возмущения. Тем не менее, одномерная теория хорошо описывает процесс, если не рассматривать «тонкую»

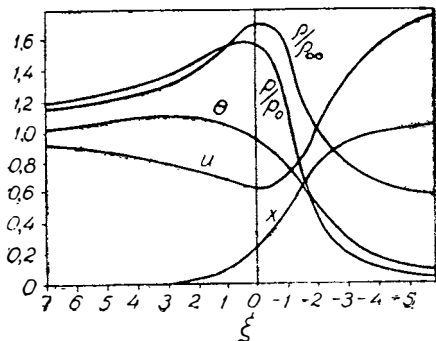


Рис. 9. Профиль детонационной волны по Хиршфельдеру.

вие между ударным фронтом и зоной химической реакции, тем меньше максимальное давление, развивающееся при детонации.

При уменьшении взаимодействия максимальное да-

вление увеличивается, достигая в пределе значения, полученного в теории Зельдовича.

На рис. 9 приведены полученные Хиршфельдером зависимости параметров газа и концентрации исходных веществ в детонационной волне от безразмерной координаты. Здесь $\theta = \frac{T}{T_0}$ и x — относительная концентрация исходного вещества. Как и следовало ожидать, при учете явлений переноса фронт ударной волны размывается и изменение параметров носит непрерывный характер.

В этой главе рассмотрены одномерные детонационные процессы. Как мы увидим в дальнейшем, реальный детонационный фронт в газах обычно содержит поперечные возмущения. Тем не менее, одномерная теория хорошо описывает процесс, если не рассматривать «тонкую»

структуру» детонационной волны. Вычисленные по одномерной теории величины скорости детонации, давления, плотности и температуры за фронтом хорошо совпадают с экспериментальными [6, 10, 23, 30—40].

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ I

1. V. A. Michelson. Ueber die normale Entzündungsgeschwindigkeit explosiver Gasmixtur. Wied. Annal., XXXVII (1889).
2. V. A. Michelson. Verh. d. Physik Ges. Zu., № 3 (Jahrg. 8), Berlin (1889).
3. В. А. Михельсон. О нормальной скорости воспламенения гремучих газовых смесей. Уч. зап. МГУ (1890).
4. В. А. Михельсон. О нормальной скорости воспламенения гремучих газовых смесей. Собр. соч., т. I, М., Изд-во «Новый агроном» (1930).
5. D. L. Chapman. Philos. Mag., 5, 47, 90 (1899).
6. E. Jouget. Mechanique des Explosifs. Paris (1917).
7. E. Jouget. Sci. Aérien, 3, 138 (1934).
8. R. Becker. Z. Phys., 8, 321 (1922).
9. R. L. Scogah. J. Chem. Phys., 3, 425 (1935).
10. В. Иост. Взрывы и горение в газах. М., ИЛ (1952).
11. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 10, 5, 542 (1940).
12. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 12, 9, 389 (1942).
13. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., Гостехиздат (1955).
14. Von Neumann. J. ORSD, Report, 5, 49 (1942).
15. W. Dörling. Ann. Physik, 23, 5, 421 (1943).
16. К. И. Щелкин. ДАН, 139, 2 (1961).
17. J. G. Kirkwood, W. W. Wood. J. Chem. Phys., 22, 1915 (1954).
18. W. W. Wood, J. G. Kirkwood. J. Chem. Phys., 22, 1920 (1954).
19. W. W. Wood, J. G. Kirkwood. J. Chem. Phys., 25, 1276 (1957).
20. W. W. Wood, J. G. Kirkwood. J. Chem. Phys., 29, 957 (1958).
21. W. W. Wood, J. G. Kirkwood. J. Appl. Phys., 28, 395 (1957).
22. W. W. Wood, Z. W. Salsburg. Physics of Fluids, 3, 4 (1960).
23. Я. Б. Зельдович, С. Б. Ратнер. ЖЭТФ, 11, 1, 170 (1941).
24. C. Eisen, R. Gross, T. Rivlin. Combustion and Flame, 4, 2, 137 (1960).
25. С. Бринкли, Дж. Ричардсон. Вопросы горения и детонационных волн. IV междунар. симпозиум. Пер. с англ. М., Оборонгиз (1958).
26. В. Н. Архипов. ПМТФ, 4 (1962).
27. J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss. J. Chem. Phys., 28, 6, 1130 (1958).
28. B. Linder, C. F. Curtiss, J. O. Hirschfelder. J. Chem. Phys., 28, 6, 1147 (1958).
29. Д. Хиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., ИЛ, 550 (1961).
30. B. Lewis, J. B. Friauf. J. Amer. Chem. Soc., 52, 3905 (1930).

31. А. С. Соколик, К. И. Щелкин. ЖФХ, 5, 1459 (1934).
 32. R. A. Gross, A. K. Oppenheim. ARS-journal, 29, 3, 173 (1959).
 33. G. B. Kistiakowsky, P. H. Kidd. J. Chem. Phys., 22, 3 (1954).
 34. R. E. Duff, H. T. Knight. J. Chem. Phys., 29, 4 (1958).
 35. G. B. Kistiakowsky, P. H. Kidd. J. Chem. Phys., 25, 5 (1956).
 36. G. B. Kistiakowsky, W. G. Zinman. J. Chem. Phys., 23, 4 (1955).
 37. G. B. Kistiakowsky, P. H. Kidd. J. Chem. Phys., 23, 2 (1955).
 38. R. E. Duff, H. T. Knight. J. Chem. Phys., 25, 3 (1956).
 39. P. Laffite. Ann. Phys., 4, 623 (1925).
 40. А. С. Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М., Изд-во АН СССР (1960).
-

Глава II

СПИНОВАЯ ДЕТОНАЦИЯ

§ 1. Открытие и первые исследования спина

Явление спиновой детонации было открыто Кемпбеллом с сотрудниками в 1926 г. [1, 2, 3]. При изучении фоторегистрограмм процесса на пленке были обнаружены периодические изменения интенсивности засветки пленки

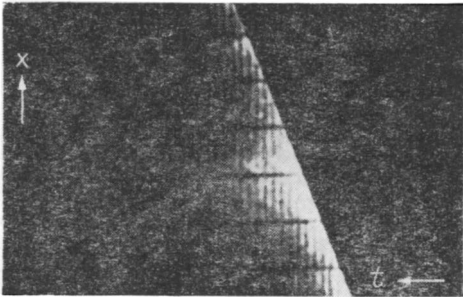


Рис. 10. Спиновая детонация по Кемпбеллу и др. Развертка самосвечения перпендикулярна распространению детонационной волны.

(рис. 10). Подробные исследования позволили вскоре установить, что наблюдаемые неоднородности являются следствием неоднородности процесса взрыва в смеси.

Первые исследования, проведенные Кемпбеллом и сотрудниками, обнаружили ряд интересных свойств нового

явления. При детонации окиси углерода с кислородом наблюдалось образование локализованной у стенки вращающейся, ярко светящейся области — головы. Частота вращения головы зависела от диаметра трубки. Введение концентрического стержня влияло на частоту, не изменяя продольной скорости распространения детонации. Развертки явления с торца трубки обнаруживали циклоиду, чем подтверждалось наличие вращения. Отношение шага спирали, описываемой зоной яркого свечения, к диаметру оказалось постоянной величиной, равной примерно 3.

Исследования Бона, Фрезера и Уиллера [4, 5] подтвердили существование вращающейся области. При перехо-

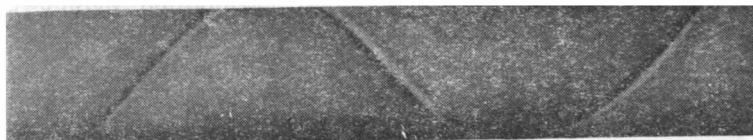


Рис. 11. След спиновой детонации на закопченной стенке стеклянной трубки.

де детонации из свинцовой трубы в стеклянную на внутренней стенке последней трубки обнаруживался спиральный след, образованный налетом свинца. В посеребренной трубке выжигание серебра происходило по такой же спирали. Аналогичный след остается при прохождении спиновой детонации по закопченной трубке (рис. 11).

Фотографируя детонацию через поперечную щель на пленку, движущуюся параллельно оси трубы, Кемпбелл обнаружил длинную светящуюся полосу — шлейф, который следует за головой. Частота вращения шлейфа оказалась почти совпадающей с частотой вращения головы.

Позднее Х. А. Ракиповой, Я. К. Трошиным, К. И. Щелкиным, С. М. Когарко и другими было обнаружено, что спин во всех случаях наблюдается у пределов детонации независимо от способа подхода к пределу [6—12]. Более того, спин всегда наблюдается у пределов детонации и является, по-видимому, «последней возможностью» ее распространения.

Очень интересны с этой точки зрения работы Мурадыяна и Гордона [10, 11]. В этих исследованиях для опытов использовалась ударная труба длиной 10 м. Вдоль трубы

были расставлены датчики давления из турмалина. Осциллографирование велось по многоканальной схеме. Иницирование производилось ударной волной, получаемой в отдельной секции взрыванием гремучей смеси. Изменяя давление иницирующего газа, можно было регулировать амплитуду волны поджатия, распространяющейся по исследуемому газу. Регистрация скачка давления датчиками давала возможность установить скорость распространения процесса.

В случае, если испытываемая смесь способна к самостоятельной детонации, скачок поджатия, полученный в иницирующей секции, быстро снижает свою скорость до тех пор, пока не установится режим Чепмена — Жуге. Если скачок слаб, чтобы породить детонацию, скорость его быстро падает до звуковой. Несомненный интерес представляет следующее: если иницирующий скачок поступает в смесь, которая лежит вне пределов детонации, но достаточно близко от них, то, как и в предыдущем случае, пересжатая волна быстро затухает. При переходе через режим Чепмена — Жуге спад скорости задерживается; затем происходит резкое уменьшение до величины, близкой к скорости звука. В момент перехода через состояние Чепмена — Жуге наблюдаются колебания, частота которых совпадает с рассчитанной для спина. Итак, даже в нестационарном случае при переходе через режим Чепмена — Жуге короткое время наблюдается спин.

Уже в опытах Бона и сотрудников было обнаружено, что иногда спиновая детонация внезапно изменяет частоту вращения в целое число раз. Это явление получило название «многоголового» спина. Подробные исследования этого явления показали, что при отходе от пределов детонации число вращающихся зон воспламенения увеличивается.

При исследовании труднодетонирующих смесей типа метана с воздухом С. М. Когарко обнаружил, что спин наблюдается также при очень больших диаметрах трубы (до 305 мм) [16].

Попытки объяснить явление спиновой детонации начались с момента ее открытия и продолжают до сих пор. Первоначальные предположения Кемпбелла о вращении всей массы газа были очень быстро опровергнуты еще в работах Бона и сотрудников, обнаруживших, что

спин наблюдается в трубах прямоугольного и треугольного сечения. Ими же было установлено, что введение в детонационную трубу диаметром 12 мм продольного ребра высотой в 1 мм не влияет на процесс спиновой детонации [4, 5].

Беккер предлагал объяснить спиновый режим тем, что фронт пламени периодически догоняет фронт ударной волны и затем отстает от него, что приводит к образованию волнистой структуры развертки самосвечения [13].

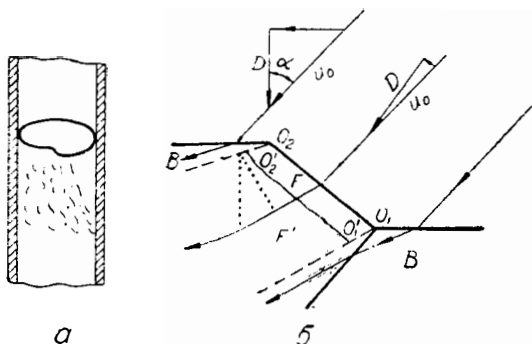


Рис. 12. Схема фронтов при спиновой детонации области излома по А. М. Бродскому, Я. Б. Зельдовичу.

Однако такое предположение не объясняет возникновения спирального следа. Пожалуй, ближе всех к истине было предположение Бона, Фрезера и Уиллера, которые считали, что зона воспламенения при спине выдвигается вперед в виде острия, описывающего спиралеобразную траекторию. Правда, физический смысл этого явления оставался неясным.

В 1945 г. К. И. Щелкин [14] выдвинул предположение о том, что во фронте ударной волны, поджигающей газ, возникает стационарный излом, совершающий вращательное движение. Благодаря более высокой скорости температура в области излома повышается и в ней образуется очаг воспламенения. Теоретическое обоснование гипотезы Щелкина было предложено Я. Б. Зельдовичем [15, 16]. Общая картина детонации по теории Щелкина — Зельдовича предполагалась такой, как она изображена на рис. 12, а.

Основная идея такого объяснения процесса заключалась в том, что в условиях, близких к пределу, газ, сжатый плоской волной, реагирует медленно. Давление сжатого газа больше, чем в точке Жуге, поэтому такой газ может играть роль поршня, поддерживающего пересажатую косую детонационную волну.

Результаты расчета картины течения, проведенные А. М. Бродским и Я. Б. Зельдовичем [17] для смеси 15,3% H_2 с воздухом, привели к картине течения в области излома, изображенной на рис. 12, б в системе координат, связанной с изломом. Здесь O_1O_2 — косая детонационная волна; $O'_1O'_2$ — поверхность сгорания; область B — газ, сжатый плоской ударной волной; область F' — продукты детонации косой волны; стрелки показывают направление потока; D_1 — нормальная скорость фронта O_1O_2 ; u_0 — полная скорость невозмущенного потока. Угол α , получившийся равным 44° (близко к экспериментальному значению), определяется из условия равенства полной скорости течения в области F' местной скорости звука (иначе волна разрежения в точке O'_2 догонит косой детонационный фронт).

Такая схема течения обладает рядом недостатков. Неясно, каким образом поддерживается постоянный размер поперечной волны. При звуковой скорости в области F' неясно, какие причины вызывают расщепление фронта в точке O_1 . Кроме того, схема не была достаточно подтверждена экспериментом. Причины такого рода побудили авторов данной работы к проведению исследований для более детального изучения области излома переднего ударного фронта и явлений, связанных с образованием млейфа спиновой детонации.

§ 2. Исследования спиновой детонации оптическими методами

Проводившиеся до последнего времени фоторегистрации спиновой детонации не давали возможности исследовать картину самосвечения в области излома. Применявшийся ранее [1—5] метод фоторегистрации на движущуюся пленку из-за несовпадения скорости пленки и скорости движения изображения приводит к получению нечетких,

размазанных фоторегистрограмм. В то же время стационарность процесса позволяет уравнивать скорости пленки и изображения и получить четкие картины процесса.

Такой метод был впервые применен К. И. Щелкиным и Я. К. Трошиным в 1949 г. Сущность его состоит в следующем. Скорость пленки и изображения снимаемого объекта должны совпадать по величине и направлению. При такой компенсации каждая точка изучаемого явления проектируется только в одну, соответствующую ей, точку пленки. На протяжении экспозиции пленка и снимаемый ею объект остаются неподвижными относительно друг друга.

Схему опыта можно представить себе так, как будто щель перемещается между пленкой и объектом, которые остаются неподвижными. Однако в экспериментах Трошина и Щелкина компенсировалась лишь продольная составляющая скорости. При изучении спина необходимо повернуть ось фоторегистратора на угол спирали спина, тогда будет полностью скомпенсировано движение изображения и станет возможным получение четких снимков [18—20].

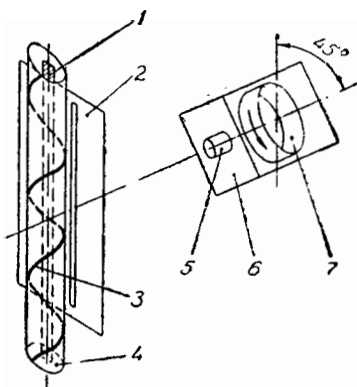


Рис. 13. Фотографирование спина по методу полной компенсации.

1 — осевая заслонка; 2 — экран со щелью; 3 — направление движения головы; 4 — детонационная труба; 5 — объектив; 6 — фоторегистр; 7 — барабан.

Схема постановки эксперимента приведена на рис. 13.

Величина размазывания изображения может быть подсчитана как

$$\Delta x = \tau \Delta v = \frac{h v \tau}{u \sin \alpha} = \frac{h \tau}{k \sin \alpha},$$

где $\Delta v = \sigma v$ — остаточная разность скоростей пленки и изображения;

v — скорость пленки;

h — ширина щели;

u — скорость перемещения процесса;

$k = \frac{a}{v}$ — коэффициент уменьшения объектива фоторегистра;

a — угол между направлением движения изображения и щелью;

σ — относительная погрешность в компенсации скорости, не превышающая 10%.

Численные значения этих величин во время эксперимента составляли: $k = 20$, $h = 1$ мм, $\alpha = 45^\circ$. Получаемая при расчете величина $\Delta x = 1/140$ мм находится далеко за пределами разрешающей способности обычной пленки и поэтому не может ухудшить изображения.

Для получения полной компенсации пленке необходимо сообщить окружную скорость

$$v = \frac{D}{k \cos \alpha}.$$

Это можно видеть на рис. 14. Детонация здесь перемещается вдоль трубы со скоростью D , голова спина вращается вокруг оси; полная скорость головы равна $\frac{D}{\cos \alpha}$.

С учетом уменьшения объектива фоторегистра получаем указанную величину.

Описанным методом полной компенсации изучалась детонация окиси углерода с кислородом при стехиометрическом составе. Иницирование осуществлялось зарядом азида свинца. Фотосъемка производилась на таких расстояниях от места иницирования, где явление принимало стационарный характер. Направление вращения спина задавалось отрезком спирали шагом в 3 диаметра и

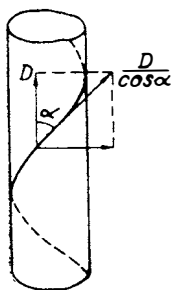


Рис. 14. К определению скорости полной компенсации.

длиной в 1,5 витка, помещаемым вблизи места иницирования. Поскольку плоскость вращения фоторегистра была повернута так, чтобы движение пленки совпадало с касательной к винтовой траектории «головы», то осуществлялась полная компенсация и были получены снимки, на которых можно рассмотреть структуру.

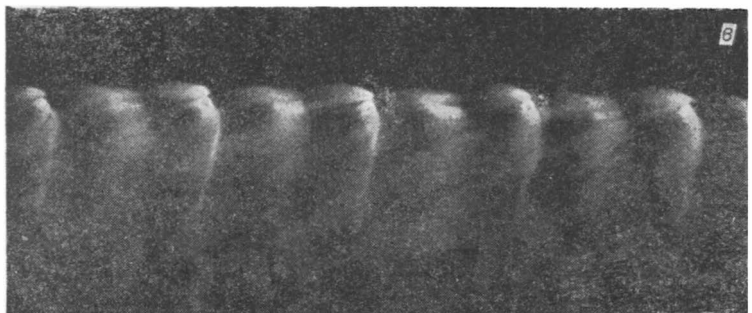
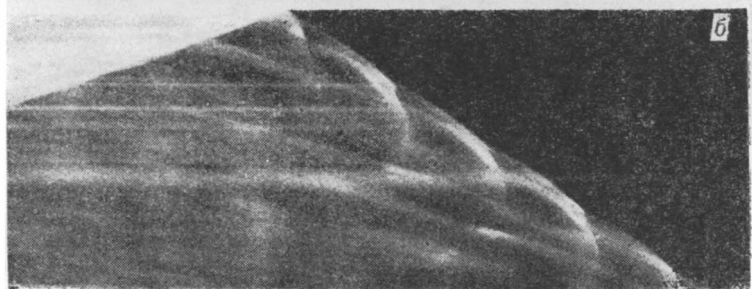
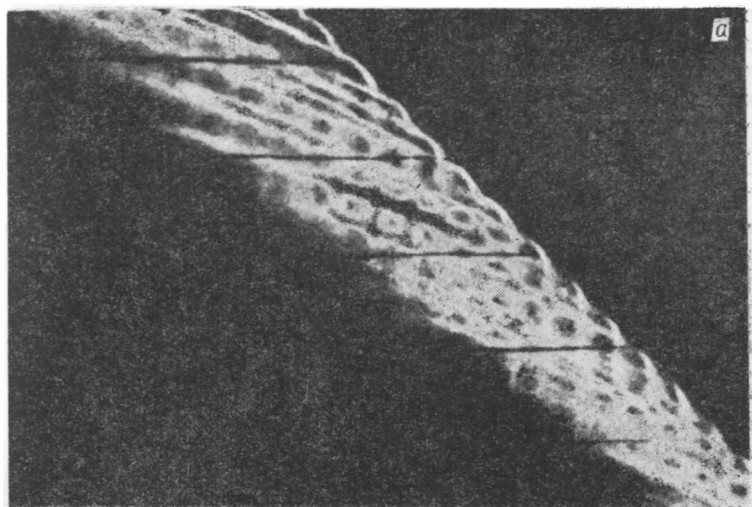


Рис. 15. Фоторегистрограммы самосвечения.

Преимущества такого метода становятся ясными при сравнении регистрограмм, полученных с полной компенсацией и без нее. На рис. 15 приведен снимок Бона, Фрезера и Уиллера (а) и снимок авторов, полученный при компенсации только поперечной составляющей, (б), из которого можно видеть, что даже при такой постановке опыта достаточной разрешающей способностью оптической системы можно обнаружить поперечные волны. Снимок в произведен с полной компенсацией; на нем



Рис. 16. Снимок самосвечения по методу полной компенсации с осевой заслонкой.

можно видеть чередование четких и нечетких картин. Это связано с тем, что голова за каждый оборот проходит мимо щели два раза: один раз — по ближней, а другой — по дальней от щели стенке трубы. Движение у ближней стенки скомпенсировано. У дальней стенки поперечная скорость направлена в противоположную сторону, компенсации нет, и снимки получаются смазанными.

Для устранения нечетких полупериодов в трубку вставлялась узкая осевая заслонка, закрывавшая явления на дальней стенке (см. рис. 13). Поскольку весь процесс локализован вблизи внутренней поверхности трубки, такая заслонка не влияла на спин. Одна из полученных в такой постановке регистрограмм представлена на рис. 16.

Структура спиновой детонационной волны полностью снимается на движущуюся пленку на протяжении одного периода оборота, далее снимок повторяется. Процесс развертки можно представить следующим образом. Зафиксируем мгновенное положение пленки и детонации и вообразим, что детонационная трубка является типографским ротатором, на поверхности которого нанесена краска в соответствии с распределением свечения. Если прокатать такой ротатор по пленке, получится периодический отпечаток изображения.

Для установления положения скачков был применен метод Теплера. Необходимость таких экспериментов диктовалась тем, что на картине самосвечения могут оказаться невидимыми относительно слабо светящиеся скачки. Трудность постановки эксперимента в круглых трубках, связанную с кривизной поверхности, удалось обойти следующим образом. Внешняя поверхность металлической детонационной трубки была выфрезерована под плоскость так, чтобы в стенке образовались узкие щели, которые прикрывались оптическим стеклом. В наших опытах диаметр трубы равнялся 27 мм, ширина щели 4 мм. Отклонение поверхности трубки от цилиндрической составляло величину менее 0,2 мм.

Съемка на теплеровской установке ИАБ-451 производилась методом полной компенсации. Ось детонационной трубки устанавливалась под углом $\arctg 0,5$ к оптической оси прибора так, чтобы не было наложения контуров переднего фронта на явления, происходящие на задней стенке трубки. Таким образом удалось получить полную картину скачков в области головы, снимок которой приведен на рис. 18, б. Для сравнения на этом же рисунке приведена фоторегистрограмма самосвечения *a*, полученная в такой же постановке опыта.

Теплеровские снимки обнаруживают, что перед поперечной волной существует фронт предварительного сжатия, который обнаруживается также другими способами [17, 18].

На основании полученных результатов картина течения при спиновой детонации выглядит следующим образом. При распространении детонационной волны в газе из-за большой задержки воспламенения между ударной волной и зоной горения образуется область газа, нагретого ударной волной, в которой химическая реакция еще

не началась. Внутри подогретой зоны в силу случайных причин может возникнуть возмущение, которое приведет к образованию поперечной детонационной волны. Разлет продуктов детонации в поперечной волне вызывает возмущение переднего фронта, приводящее к образованию излома, видимого на теплерограммах (см. рис. 17) и обнаруживаемого на отпечатках столкновения фронта спиновой детонации с ударной волной [21, 22, 23] (рис. 18).

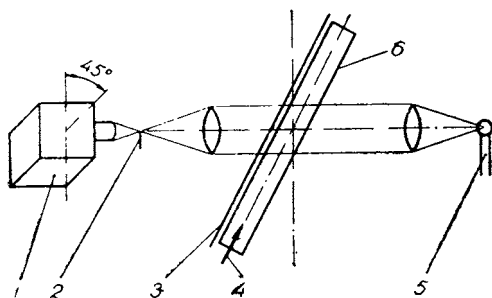


Рис. 17. Постановка эксперимента по методу Теплера с полной компенсацией скорости.

1 — фоторегистр; 2 — нож; 3 — экран с щелью; 4 — направление детонационной волны; 5 — источник света; 6 — детонационная трубка.

Направление вращения поперечной детонационной волны определяется случайными процессами, но, раз выбранное, уже не может измениться.

Схема течения в системе координат, связанной с поперечной волной, видна на рис. 19. В этой системе газ втекает в детонационную волну под углом около 45° к оси трубы.

При прохождении ударной волны линии тока изменяют свое направление и прижимаются к фронту. Расчеты показывают (см. § 4), что температура газа за передней ударной волной достигает $1000\text{--}1100^\circ\text{K}$. Скорость газа, втекающего в поперечную детонационную волну, примерно составляет 2000 м/сек (для $2\text{CO} + \text{O}_2$). Это означает, что поперечная детонационная волна в данном случае пересжата.

При такой схеме течения, даже если поперечная детонационная волна двигалась бы по Жуге, давление за поперечной волной значительно превышало бы те давления,

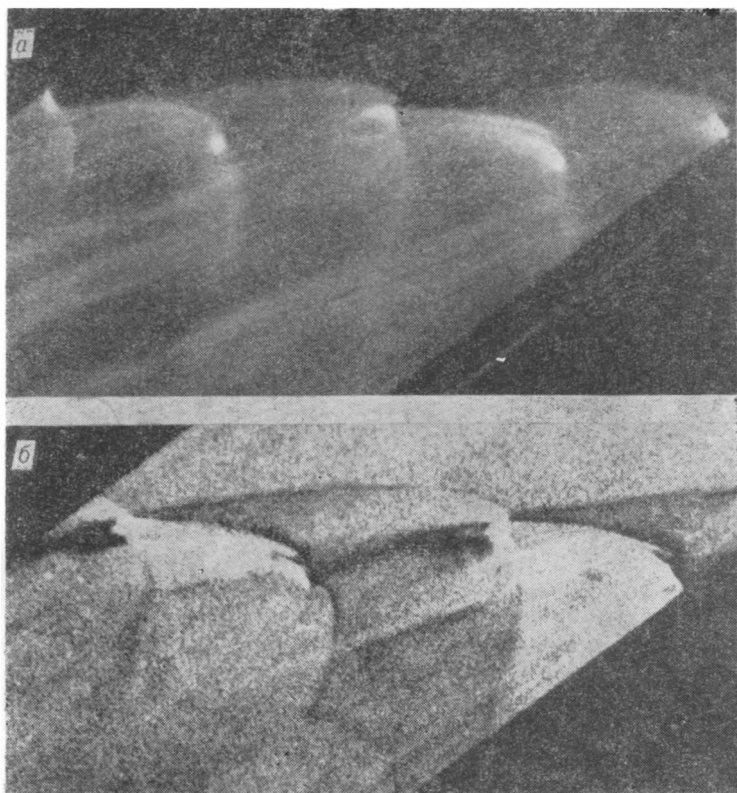


Рис. 18.

а — снимок самосвечения в постановке рис. 17; б — термограмма спина.

которые могли наблюдаться в схеме с изломом, но без поперечной волны.

Действительно, если предположить, что излом в рассматриваемой системе координат перпендикулярен линиям тока (это будет соответствовать максимально возможной скорости газа относительно скачка, равной $D\sqrt{2}$), то давления, которые развиваются за такой волной, даже без учета химической реакции могут достигать величины не более $65 p_0$ при начальном давлении p_0 и скорости $D = 1750$ м/сек. Давления же за поперечной волной должны достигать величин более $150 p_0$, поскольку газ

перед поперечной волной уже сжат до давления порядка $20 p_0$.

Точные расчеты и подробное рассмотрение схемы течения будут приведены в § 4 данной главы.

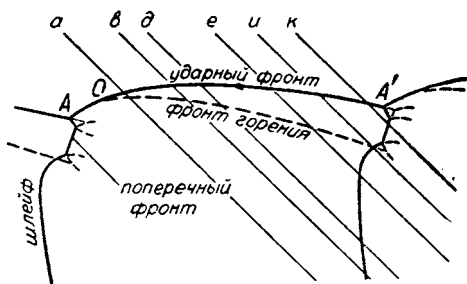


Рис. 19. Схема течения при спиновой детонации. Развертка системы скачков на поверхности трубки.

§ 3. Измерения профиля давлений

Из приведенных выше соображений понятна необходимость непосредственного измерения величин давлений, развивающихся при спиновой детонации. Такие измерения могли бы также дать сведения о характере явлений, развивающихся в шлейфе спиновой детонации.

Мурадьяну и др. [10, 11] удалось получить общую картину изменения давлений при спине, но примененная ими методика не позволяла измерить величины давления в отдельных местах течения, поскольку разрешающаяся способность датчиков была невысока: измерения проводились датчиками из турмалина, размещенными в небольших полостях в стенке детонационной трубы, соединяющихся отверстиями с рабочим объемом и заполненных жидкостью. Однако им удалось установить, что в области за фронтом существуют периодические колебания давления, частота которых совпадает с частотой вращения спина, но при этом осталось неясным, имеют ли эти изменения характер скачков или они происходят плавно.

Возможности точных измерений давления открываются в связи с созданием малоинерционных датчиков из пьезокерамики титаната бария, чувствительность которых на два порядка выше, чем у турмалина и кварца. Ос-

новые исследования таких датчиков и разработка их устройства были проведены С. Г. Зайцевым [24]. В то же время использование этих датчиков с целью изучения спина вызвало некоторые затруднения, связанные с небольшими размерами течений, наблюдающихся при спине, и вследствие этого с необходимостью получения высокой разрешающей способности датчиков. Однако эти трудности удалось преодолеть.

В наших опытах размер воспринимающей поверхности датчика был доведен до 1 мм в диаметре (рис. 20) [25]. Датчик представлял собой цилиндрическую пластинку высотой 0,5 мм, припаянную сплавом Вуда к длинному цинковому стержню¹. (Как было показано в работе [24], цинк обладает тем же акустическим сопротивлением, что и титанат бария, а это приводит к резкому уменьшению отражения волны давления от контакта с опорой.)

Стержень с датчиком размещался на оси защитной латунной трубки с внутренним диаметром 6 мм. Оставшееся пространство залива-

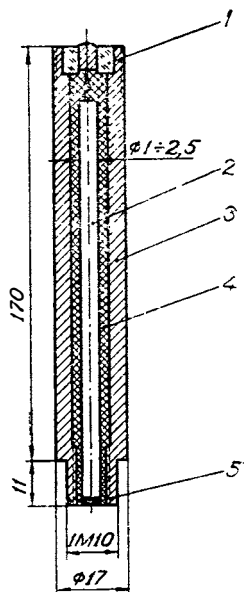


Рис. 20. Устройство датчика давления.

1 — втулка из плексигласа; 2 — цинковый стержень; 3 — корпус (латунь); 4 — воск; 5 — пластинка титаната бария.

лось пчелиным воском, разогретым до температуры, слегка превышающей необходимую для его плавления. Одним из электродов датчика служил стержень. Второй торец пластинки с помощью тонкой проволочки соединялся с латунной трубкой. Заливка воском обеспечивала хорошее подавление паразитных колебаний, возникающих при прохождении импульса давления.

¹ Поляризованные пластинки по своим свойствам аналогичны ферромагнетикам и имеют точку Кюри — температуру, при которой поляризация исчезает. Вместе с разрушением поляризации резко снижается и чувствительность датчика. Для титаната бария точка Кюри лежит вблизи температуры порядка 130°C, поэтому для пайки использовался припой с составом, близким к сплаву Вуда с температурой плавления 70°C.

Особое внимание было обращено на борьбу с акустическими наводками, возникающими в детонационной трубе при прохождении детонации. Так как скорость звука в металле значительно превышает скорость детонации, то возмущения, вызываемые взрывом, распространяясь по трубе, приходят раньше детонационной волны и могут искажать запись давления. Для подавления таких наводок детонационная труба разделялась на 2—3 секции, отделенные резиновыми переходами. В последней по направлению движения волны секции устанавливался датчик, укрепленный в патрубке из оргстекла. Применение такого устройства обеспечило практически полное отсутствие акустических наводок на датчик (рис. 21).

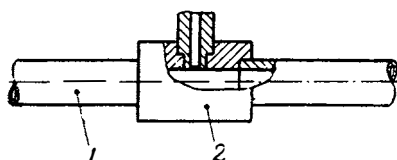


Рис. 21. Установка датчика в детонационную трубу.
1 — металлическая труба; 2 — втулка из плексигласа.

Характер внутреннего сопротивления датчика чисто емкостный. Величина собственной емкости — около 100 *пф* входное сопротивление усилителя — около 10 *мгом*. Чтобы обеспечить отсутствие завала горизонтальной части сигнала, необходимо иметь большую постоянную времени цепи датчик — входное сопротивление усилителя. Для этого параллельно датчику подключалась дополнительная емкость до 10000 *пф*. В этих условиях сигнал длительностью до 10^{-2} *сек* записывается заведомо без частотных искажений. Время записи сигнала достигало 400 *мксек*. Величина входного сигнала благодаря высокой чувствительности датчика оказывалась много выше уровня шумов и наводок, несмотря на его ослабление из-за подключения дополнительной емкости. Чувствительность пластинки составляет величину порядка 1 *в/атм*, понижение сигнала в 100 раз при подключении дополнительной емкости с последующим усилением в 1000 раз обеспечивало надежную запись при начальных давлениях в области 200 *мм рт. ст.*

Для измерения всего профиля давлений необходимо было обеспечить запись давлений при прохождении датчика разными участками фронта. С этой целью в начальный отрезок детонационной трубы устанавливался кусок

спирали, навитой из проволоки толщиной около полутора миллиметров. Шаг спирали выбирался близким к шагу спина. Как показали опыты, такое устройство абсолютно надежно задает направление вращения, а благодаря постоянству шага спина и некоторую определенную область фронта, в которой производилась запись давления. Меняя угол поворота отрезка трубы относительно датчика, можно было изменять и положение фронта спиновой детонации в момент прохождения воспринимающей пластинки.

Запись производилась на двухлучевой осциллограф ОК-25 по двухканальной схеме сразу двумя датчиками, расположенными на противоположных стенках трубы в одном поперечном сечении. Фронт проходил датчики двумя диаметрально противоположными точками. На рис. 22 дана запись давления двумя такими датчиками.

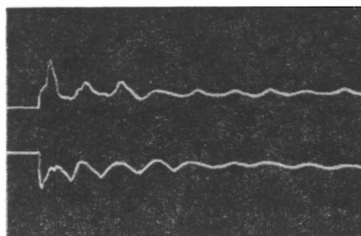


Рис. 22. Запись давления при спине двумя датчиками, расположенными на противоположных сторонах трубы в одном поперечном сечении.

Последовательная съемка спина при разных углах поворота секции со спиралью дала ряд осциллограмм, часть из которых приведена на рис. 23;

общее время развертки порядка 400 мксек. Внимательное рассмотрение приведенных осциллограмм обнаруживает постепенный переход от одного вида профиля давлений к другому. Воспроизводимость была настолько хорошей, что зачастую невозможно было отличить друг от друга фотоотпечатки осциллограмм различных опытов, проведенных в одинаковых условиях.

На приведенных осциллограммах хорошо видны колебания давления, вызываемые прохождением шлейфа. Можно видеть, что характер осциллограмм соответствует схеме течения, приведенной на рис. 19. Для понимания всей картины течения необходимо было провести привязку профиля давлений к схеме скачков. Для этого на схему наносились траектории датчиков давления. Поскольку поперечная волна движется по спирали с углом около 45° к образующей, то в связанной с ней системе координат датчик проходит картину течения под тем же углом. Таким образом, траектории датчика на приведенной схеме

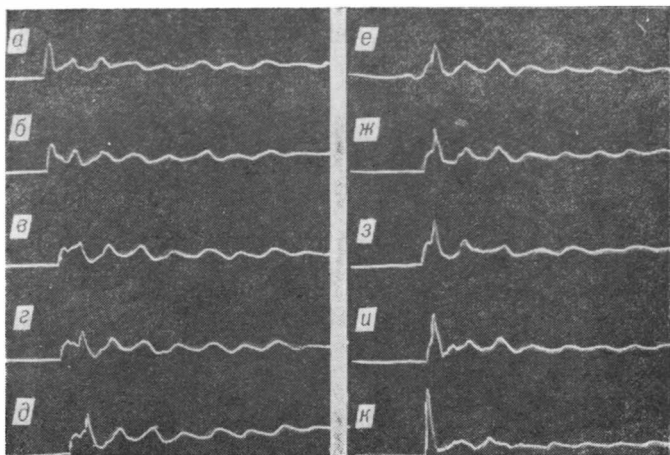


Рис. 23. Осциллограммы давления при спине для разных углов поворота инициирующего участка трубы. Смесь $2\text{CO} + \text{O}_2$, насыщенная парами воды при 20°C ; время развертки ≈ 400 мксек. Буквами обозначены осциллограммы, соответствующие траекториям датчиков на рис. 19.

в разных опытах представляются прямыми, наклоненными к оси трубки на указанный угол. Нанесение траектории, соответствующей данной осциллограмме, производилось совмещением в одном масштабе времени каких-либо двух характерных точек осциллограммы с двумя аналогичными точками на схеме фронтов. Например, для осциллограммы *к* такими точками являлись поперечный фронт и прямая ударная волна. Проверка выбранного положения траектории производилась по осциллограммам второго датчика. Последние наносились на картину течения автоматически сдвинутыми на половину периода. Совпадение скачков на осциллограмме второго датчика со скачками схемы течения указывало на правильность проведения траектории.

Рассмотрим осциллограммы подробнее. При переходе от осциллограммы *а* к *к* можно видеть, что пик давления, соответствующий переднему ударному фронту AOA' (см. рис. 19), постепенно уменьшается по величине. Следующий за этим пиком второй подъем, наоборот, растет, одновременно передвигаясь вперед по осциллограмме.

На схеме скачков это соответствует перемещению траектории датчика по фронту от A к A' . При таком перемещении вследствие увеличения угла потока с нормалью к фронту давление в первом скачке должно понижаться. Второй подъем, наоборот, сильно увеличивается, поскольку траектории пересекают шлейф в точках, все более близких к фронту поперечной детонационной волны. В итоге на осциллограмме κ , фиксирующей прохождение по датчику поперечной детонационной волны, во втором пике регистрируется давление приблизительно в 8 раз больше, чем скачок предварительного сжатия.

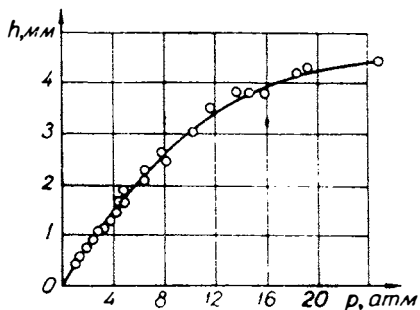


Рис. 24. Тарировочная кривая.

Для более подробного исследования поля давлений в окрестности переднего фронта были проведены опыты на повышенных скоростях развертки. В этом случае давление записывалось одновременно четырьмя датчиками на двух осциллографах ОК-17М.

Датчики тарировались непосредственно в детонационной трубе ударной волной от взрыва навески гексогена. Регистрировались прямая волна и отраженная от торца трубы, вблизи которого находится датчик. Расчет величины давления производился по скорости ударной волны, измеряемой с помощью других датчиков. Тарировочная кривая приведена на рис. 24.

Для установления положения траектории датчиков относительно детонационной волны в этих опытах одновременно с осциллографированием производилась фоторегистрация самосвечения методом полной компенсации.

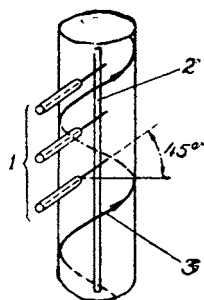


Рис. 25. Постановка эксперимента по измерению давления с одновременной фоторегистрацией.

1 — датчики; 2 — щель; 3 — направление движения головы спина.

Относительное расположение щели и датчиков на стенке детонационной трубы показано на рис. 25. Щель перекрывалась тонкими непрозрачными полосками вдоль линии движения поперечной волны, проведенной от датчика. На фоторегистрограммах в этом случае остаются темные линии, соответствующие траекториям датчиков (рис. 26).

На рис. 27 приведены осциллограммы давления в области переднего фронта вместе со схемой течения с нанесенными на ней соответствующими траекториями

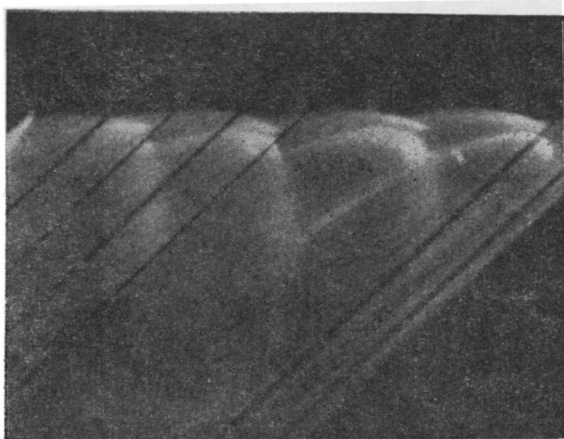


Рис. 26. Фоторегистрограмма спина со следами траекторий датчиков.

датчиков. Расстояние между вертикальными линиями на осциллограммах равно 5 мксек, между горизонтальными — 25 единиц начального давления смеси. Линии нанесены по тарировочным кривым с учетом нелинейности осциллографа. Качественная картина течения здесь такая же, как и на медленных развертках.

Особое внимание здесь следует обратить на осциллограммы 8, 9, 10. На осциллограмме 8 перед пиком давления в $160 p_0$ фиксируется предварительный подъем примерно в $19 p_0$, соответствующий прохождению переднего фронта. Осциллограмма 9 фиксирует прохождение датчика в непосредственной близости от тройной точки, соответствующей носу, наблюдаемому на фоторегистрограммах. Обращает на себя внимание характер измене-

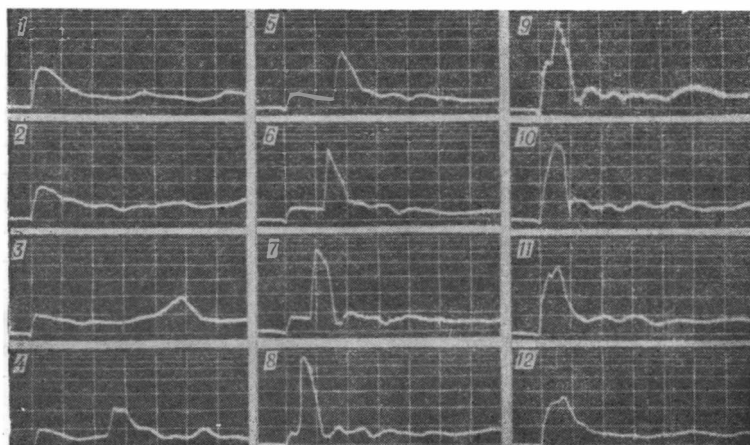
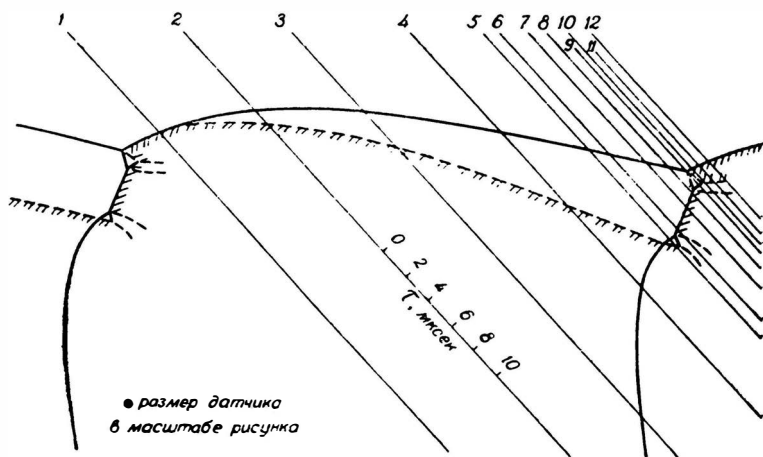


Рис 27. Осциллограммы давления при спине и их связь с системой скачков.

ния давления: скачок примерно до $45 p_0$, почти непрерывный подъем до $63 p_0$, короткий столбик и затем скачок до $160 p_0$. Объяснение этому явлению мы дадим в следующем параграфе. Для осциллограмм 10 и 11 характерен первоначальный скачок до давления примерно $50 p_0$ и затем непрерывный рост в случае 10 примерно до $120 p_0$

и в случае 11 — до $100 p_0$, причем в случае 10 видно образование столика длительностью примерно в 2 мксек.

При анализе снимков от 7 к 2 видно, как поперечная волна, уменьшая давление, отходит назад по осциллограмме, постепенно теряя разрывный характер и выходящая в волну конечной амплитуды ($p \approx 50 p_0$ на линии 3) без разрыва. По приведенным ранее снимкам с длинной разверткой (см. рис. 23) можно видеть, что она преобразуется в шлейф.

Таким образом, измерения с помощью датчиков давления полностью подтвердили полученную оптическими методами картину фронтов.

§ 4. Расчет схемы течения с поперечной волной

Расчеты показывают [17, 18, 19, 20], что с помощью одной тройной точки согласовать течение за поперечной детонационной волной и изломом переднего фронта не удастся.

Рассмотрение снимков самосвечения и теплереограмм процесса показало, что в области взаимодействия переднего фронта с поперечной детонационной волной обнаруживаются две тройные точки. Поэтому была построена [26] схема течения, представленная на рис. 28. Здесь A_1A_2 — фронт передней волны; AB — ударная волна, сжимающая газ до давления за скачком AA , BD — ударная волна, сжимающая газ области 3 до давления за поперечной волной BC . Согласование течений областей 4 и 2 происходит в цент-

ре тройных точек.

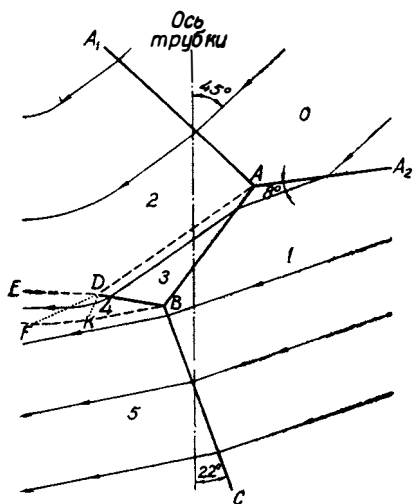


Рис. 28. Схема скачков в области верхних тройных точек.

1 — скачки; 2 — контактные разрывы; 3 — слабые разрывы (первая и последняя характеристики волны разрежения).

рированной волне разрежения, занимающей область KDF , если течение в области 4 окажется сверхзвуковым, в противном случае такое согласование невозможно.

Будем считать, что все скачки подходят к стенке перпендикулярно, тогда течение вблизи линий их пересечения со стенкой будет двумерным.

Исходными данными для расчета принимались скорость детонации, начальные параметры смеси p_0 , ρ_0 , T_0 и угол волны AA_2 с потоком, определенный по теплотермограммам. Расчет производился для смеси $2CO + O_2$ при $p_0 = 0,1$ атм, $T_0 = 293^\circ$ К, $D = 1700$ м/сек. Прежде всего в предположении отсутствия реакции были определены все параметры газа за ударной волной A_1AA_2 .

Перепад давлений на косо ударной волне определяется соотношением

$$p_1 - p_0 = u_0^2 \sin^2 \varphi \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right). \quad (2.1)$$

Здесь p , ρ , u , φ — давление, плотность, полная скорость и угол натекающего потока с фронтом, индексы 0 и 1 относятся к состояниям перед и позади фронта ударной волны. Уравнение ударной адиабаты

$$\Delta I = \frac{p_1 - p_0}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} + \frac{1}{\rho_1} \right). \quad (2.2)$$

Присоединим сюда уравнение состояния идеального газа

$$p = \rho \frac{RT}{\mu} \quad (2.3)$$

и связь между удельной энтальпией I и температурой

$$\Delta I = f(T). \quad (2.4)$$

Введем безразмерные переменные

$$\pi = \frac{p_1}{p_0} \quad \text{и} \quad \sigma = \frac{\rho_1}{\rho_0}.$$

Тогда уравнения (2.1) — (2.4) преобразуются к виду

$$\pi - 1 = \frac{\rho_0}{\rho_1} u_0^2 \sin^2 \varphi \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right); \quad (2.5)$$

$$\Delta I = \frac{\pi - 1}{\frac{2\rho_0}{\rho_1}} \left(1 + \frac{1}{\sigma} \right); \quad (2.6)$$

$$\pi = \sigma \frac{T_1}{T_0}; \quad (2.7)$$

$$\Delta I = f(T). \quad (2.8)$$

Последнюю систему уравнений легко преобразовать к виду, удобному для расчетов. Введем параметры, определяемые начальными условиями:

$$A = \frac{\rho_0 u_0^2}{\rho_1} \sin^2 \varphi \quad \text{и} \quad B = \frac{2\rho_0}{\rho_1}.$$

Тогда, исключая из (2.5) и (2.6) величину σ , получаем соотношение для ΔI , выраженное только через π :

$$\Delta I = \frac{\pi - 1}{B} \left(2 - \frac{\pi - 1}{A} \right). \quad (2.9)$$

Величина T может быть найдена из таблиц при известной величине ΔI . Далее имеем

$$\sigma = \frac{\pi T_0}{T_1}, \quad (2.10)$$

$$\pi = A \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) + 1. \quad (2.11)$$

Решение уравнений (2.9) — (2.11) проводилось методом последовательных приближений. По определенным из расчетов величинам ρ_1 , ρ_1 , T_1 можно подсчитать все интересующие параметры газа: тангенс угла потока относительно фронта за скачком

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\sigma}, \quad (2.12)$$

угол, на который поворачивается вектор скорости потока

$$\omega = \varphi - \psi, \quad (2.13)$$

полную скорость потока

$$u_1 = \frac{u_0 \cos \varphi}{\cos \psi}, \quad (2.14)$$

скорость звука

$$c_1 = \sqrt{\frac{\gamma_1 p_1}{\rho_1}} \quad (2.15)$$

(γ_1 определяется по T_1 с помощью таблицы) и, наконец, число Маха

$$M_1 = \frac{u_1}{c_1}. \quad (2.16)$$

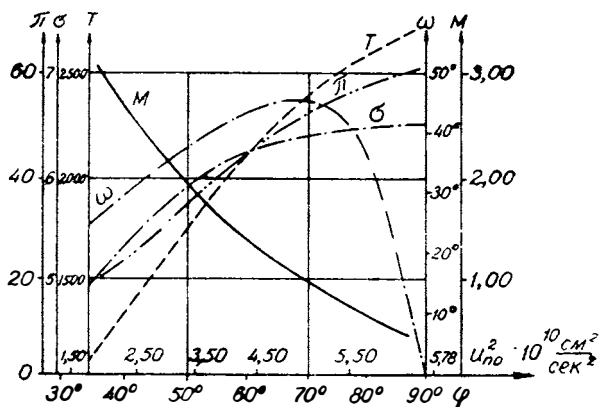


Рис. 29. Параметры газа за фронтом передней волны.

Результаты расчетов течения позади передней ударной волны приведены на рис. 29, из которого можно видеть изменение параметров газа вдоль фронта передней волны. По оси ординат отложены безразмерные величины π , σ , M , а также температура T и угол поворота

течения ω . По оси абсцисс отложен угол натекающего потока φ и величина u_{n0}^2 — квадрата нормальной составляющей скорости потока.

При перемещении вдоль переднего фронта от A к A' (см. рис. 19) температура T_1 монотонно уменьшается. Соответственно увеличиваются задержки воспламенения. Вследствие этого в некоторой точке O фронт горения начинает резко отставать. Это хорошо видно при сопоставлении снимков самосвечения и теплерограмм (см. рис. 18).

Таким образом, можно считать, что линия фронта AA' является детонационной волной между точками A и O . После отделения зоны горения детонационная волна становится ударной, практически без заметной химической реакции. Слой газа, остающийся за ударной волной OA' , почти весь сжигается в поперечном фронте. Лишь небольшая часть его проходит через фронт горения OG .

Рассмотрим теперь течение в области тройной точки A (см. рис. 28). От этой точки отходят три скачка (A_1A , AA_2 и AB) и контактный разрыв AD . Газ проходит систему разрывов так, как показано на рисунке. По экспериментальным измерениям угол наклона траектории головы для смеси $2\text{CO} + \text{O}_2 + 3\% \text{H}_2$ равен $44^\circ 13'$. Угол потока со скачком AA_2 определен равным $35^\circ 34'$ из теплерограмм. При скорости потока $u_0 = D/\cos 44^\circ 13'$ ($D = 1700$ м/сек) угол выходящего потока составляет величину $8^\circ 15'$. Таким образом, поток поворачивается на угол ω , равный $27^\circ 19'$.

Для построения течения необходимо удовлетворить условию равенства давлений по обеим сторонам от контактного разрыва AD и условию одинаковых направлений скоростей. Предварительный расчет был проведен для случая, когда скачки являются ударными волнами без химической реакции. Отыскание решения производилось графическим методом по ударным полярам в плоскости (π, ω) ¹. Для этого строились кривые давления за скачками в функции от угла поворота течения. Такое построение производилось для скачка A_1A , в который втекает газ с начальным состоянием, и для скачка AB ,

¹ Этот метод расчета тройных конфигураций использовался Я. К. Трошиным и сотрудниками [21—23].

состояние перед которым определено в приведенных выше расчетах.

Полученные зависимости строились на одной графике (рис. 30). За начало отсчета углов выбрано направление потока в области O . Поворот потока на скачке AA_2 будем считать положительным. Поскольку поток в области 1 повернут относительно начального направления, поляр для него строится сдвинутой на соответствующий угол вправо. Точки пересечения поляры 1 с полярной O

определяют две возможные конфигурации, приведенные на рис. 31, *а* и *б*. Сравнение с теплогрмами показывает, что осуществляется режим, соответствующий рис. 31, *а*.

Аналогичные расчеты были проведены для тройной точки B . Здесь за исходное принималось состояние газа в областях 1 и 3 . При выбранной конфигурации в точке A поток в области 3 повернут относительно исходного состояния на меньший угол, чем в области 1 , что соответствует сдвигу поляры 3 влево.

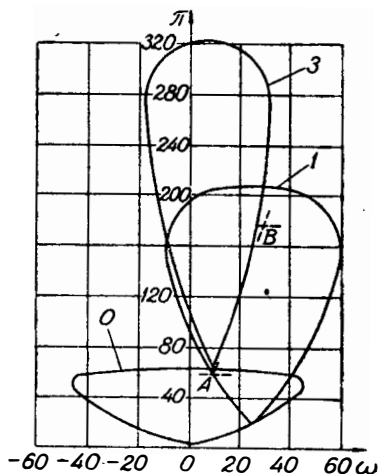


Рис. 30. Построение решения по детонационным полярам.

Как и в первом случае, здесь возможны два положения скачков, изображенные на рис. 31, *в* и *г*. В случае *г* фронт BD' оказывается наклоненным вперед по потоку. Расчет показывает, что поток за скачками BD и BD' сверхзвуковой, следовательно, возмущения могут распространяться вдоль фронта BD' лишь от точки D' к точке B . В рассматриваемом случае в потоке отсутствуют причины, которые могут породить такие возмущения в точке D' . Кроме того, в этом варианте наклон фронта BC' значительно отличается от измеренного экспериментально. По этим причинам в точке B была выбрана конфигурация типа *в*.

Расчет показал (см. рис. 28), что температура в областях 2 и 5 превышает 2600°K . За фронтом AB в обла-

сти 3 температура меньше 1500° , а в области 4 — меньше 2000° . На фоторегистрограммах самосвечения яркие области 2 и 5 разделены темной полосой, которая соответствует областям 3 и 4. По этим причинам в окончательном варианте фронты AA_1 и BC считались детонационными с мгновенной химической реакцией до равновесного состояния, а скачок AB — ударным. Несмотря на высокую температуру за скачком BD , последний также принимался ударным, без химической реакции.

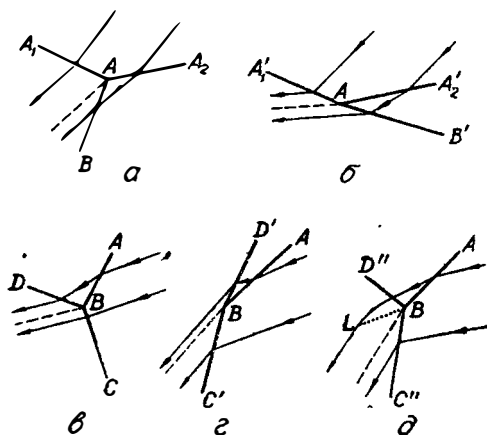


Рис. 31. Возможные конфигурации скачков вблизи тройных точек A и B .

Если принять, что фронт BD является детонационной волной (скорость потока в области 3 несколько превышает скорость детонации Чепмена — Жуге в этой области, равную по расчету 1670 м/сек), то давление, развивающееся за ним, будет превышать давление за поперечной волной. Угол волны BD'' с потоком установится таким, что расширение продуктов за ней в волне разрежения приведет к резкому повороту контактного разрыва вниз и соответствующему повороту фронта BC'' (см. рис. 31, д) на углы, резко отличающиеся от экспериментальных. Кроме того, при учете конечной ширины зоны химической реакции за детонационным скачком BD'' стационарная конфигурация типа рис. 31, д в точ-

ке B вообще невозможна. На рис. 30 положение тройных конфигураций с детонационными скачками AA_1 и BC показано штриховыми линиями.

Сверхзвуковая скорость потока за ударным скачком BD (см. рис. 28) позволяет согласовать течения на контактном разрыве DE с помощью централизованной волны разрежения. При расчете зоны KDF считалось, что отношение теплоемкостей газа остается постоянным. Положение первой характеристики волны разрежения и занимаемой ею области определялось по обычным формулам (см., например, [27]).

Необходимо отметить следующее. При расчете все фронты принимались прямолинейными и давление в областях 1—4 постоянным. В действительности давление вдоль контактного взрыва AD в плоском случае должно расти, достигая в точке D давления полного торможения потока 2. Это приведет к искривлению контактного разрыва AD , течение в областях 2, 3 и 4 станет неоднородным и, следовательно, скачки AB и BD не будут прямыми. Однако ввиду сравнительно низкой скорости потока в зоне 2 изменения давления вдоль AD невелики и в первом приближении искривлениями можно пренебречь.

Первая характеристика волны разрежения KDF выходит на контактный разрыв BKF в некоторой точке K . Продолжение ее в область дозвукового течения 5 невозможно. Для стационарности необходимо, чтобы к моменту выхода первой характеристики волны разрежения на контактный разрыв BKF скорость газа в области 5 стала сверхзвуковой. В противном случае волна разрежения будет догонять фронт BC .

В плоской схеме поток в области 5 дозвуковой расходящийся, поэтому скорость его и число Маха должны падать, а давление расти. Однако, судя по осциллограммам, происходит резкий спад давления непосредственно за скачком BC . Следовательно, в действительности скорость потока растет. Это можно объяснить только тем, что за поперечной детонационной волной линии тока прижимаются к стенке (сечение трубок тока вблизи стенки уменьшается). В точке, где происходит переход потока через скорость звука, давление равно критическому. Как показывают расчеты, критическое давление в области 5 равно $115 p_0$.

По осциллограммам давления можно установить время, за которое давление падает до критической величины и, следовательно, расстояние звуковой линии от фронта. Для линий тока, проходящих вблизи точки B , это расстояние с точностью до ошибок измерения и расчетов соответствует длине отрезка BK .

Заметим также, что в очень малой окрестности тройных точек нужно, конечно, учитывать, что химическая реакция за скачками AA_1 и BC еще не завершилась. Однако можно представить такую окрестность тройных точек, когда реакция за скачками AA_1 и BC уже прошла, а за AB и BD еще не начиналась вследствие того, что температуры и, следовательно, времена задержки разные. Наш расчет производился именно для такой окрестности тройных точек.

Рассмотрение термограмм и снимков самосвечения процесса (см. рис. 16 и 18) дает основание предполагать (рис. 32), что течение за нижним концом поперечной детонационной волны и прилегающей частью

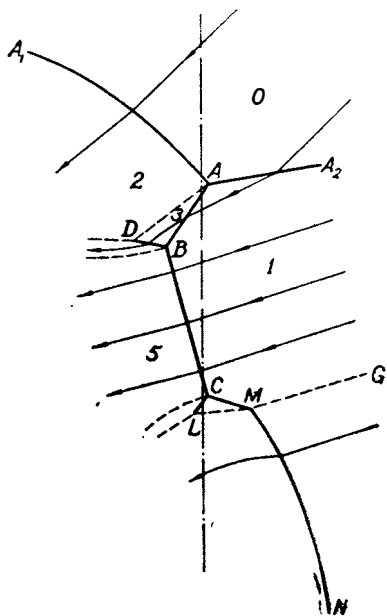


Рис. 32. Схема течения в области поперечной волны.

шлейфа MN согласуется с помощью тройных точек C и M , аналогичных точкам A и B . Вблизи точки M шлейф является ударной волной с четко выраженным фронтом. С удалением от точки M шлейф постепенно вырождается в акустическую волну конечной амплитуды (см. ниже, § 3).

На рис. 33 приведена фотография следа спиновой детонации на закопченной стенке трубки. След движения головы здесь представляет собой широкую полосу, ограниченную двумя парами тонких линий, которые, очевидно, соответствуют тройным точкам A , B , C и M .

Расчет течения вблизи тройных точек *C* и *M* не производился, поскольку параметры набегающего потока по обе стороны от фронта горения *MG* неизвестны.

Фронт поперечной волны, как уже указывалось, является пересжатым. Скорость детонации Чепмена — Жуге по состоянию *1* близка к 1720 м/сек , в то время как в действительности скорость поперечного фронта относительно газа оказывается равной 1950 м/сек , т. е. имеет место пересжатие по давлению приблизительно в 2 раза. Известно, что такой детонационный фронт, вообще говоря, не может распространяться самостоятельно с неизменной скоростью.

Причины стабильности поперечного фронта обнаруживаются при рассмотрении отпечатков соударения спиновой детонационной волны с торцом трубы. Как показывает снимок, приведенный на рис. 34¹, в объеме трубы развиваются конфигурации, состоящие из падающей *1* и отраженной *2* волн. Возникающее при этом нерегулярное отражение приводит к образованию Маховской ножки *3*, которая и является поперечной детонационной волной. Протяженность этой волны вдоль радиуса трубы составляет примерно $\frac{3}{5} R$. Очевидно, что скорость, соответствующая вычисленной по условию Чепмена — Жуге, достигается в некоторой промежуточной точке волны. Это имеет место в точке, расположенной от стенки на расстоянии около $\frac{1}{6} R$.

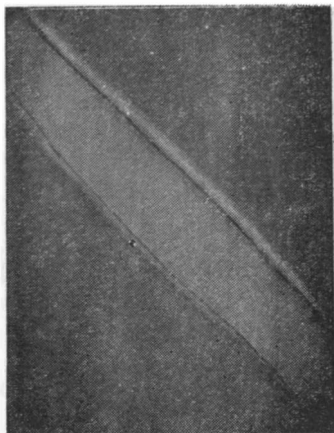


Рис. 33. След поперечной волны на закопченной стенке детонационной трубки.

¹ Р. Е. Даффом [28] был опубликован снимок отпечатка на торце трубы, заметно отличающийся по виду от полученных нами. Длина «ножки» *3* у него относительно короче, а «усы» *1* и *2* — длиннее. При неоднократном повторении подобных опытов со смесями $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $2\text{CO} + \text{O}_2 + (2 \div 7\%) \text{H}_2$ в стеклянных трубах диаметром от 20 до 40 мм мы пришли к заключению, что при стабильной спиновой детонации отпечатки принимают вид, подобный рис. 34, а отпечатки, соответствующие приведенным в работе [28], наблюдаются лишь при неустановившемся спине.

Справедливость предлагаемой схемы скачков (см. рис. 28) подтверждается всем имеющимся экспериментальным материалом. Скачки AA_1 , AA_2 , BC , тройные точки A и B , зона низкой температуры за скачком AB и аналогичная зона в области нижних тройных точек обнаруживаются на снимках самосвечения и теплерограммах. Угол фронта BC , рассчитанный по приведенной схеме, совпадает с экспериментально измеренным с точностью до 1° . Заметно отличается от расчетного лишь угол наклона фронта AA_1 . Измерение профиля давлений

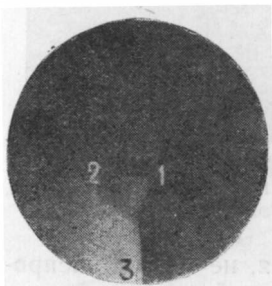


Рис. 34. Фотография отпечатка спиновой детонации на торце трубки.

подтвердило существование скачка предварительного поджатия AA_2 и зоны очень высокого давления 5. Осциллограмма 9 на рис. 27 обнаруживает фронт BD , который вследствие малых размеров не фиксируется оптическими методами. Непрерывный подъем давления от 45 до $63 p_0$ объясняется тем, что датчик частично прошел через область 1.

Сравнение измеренных величин давления с расчетными показывает хорошее совпадение окрестности тройных точек A и B , хотя за фронтом BC измеренные давления несколько ниже. Это расхождение может быть объяснено присутствием 3% водорода в смеси $2CO + O_2$, применявшейся для измерения давлений, которое при расчете состояния за фронтами AA_1 и BC не учитывалось, а также тем, что на расстояниях порядка AB течение уже нельзя считать двумерным. В табл. 2 приведены параметры газа в области тройных точек при спиновой детонации для схемы, приведенной на рис. 28 (смесь $2CO + O_2$, $D = 1700$ м/сек, $p_0 = 0,1$ кг/см², $T_0 = 293^\circ K$).

Уменьшение перепада давлений вдоль фронта BC при переходе к нижним линиям тока, обнаруживаемое датчиками, обусловлено тем, что температура газа, текущего из области 1 в нижние участки поперечного фронта, выше, чем вблизи точки B , так как соответствующие частицы газа проходят фронт передней волны в точках более высокого перепада давлений. Последующее адиабатическое расширение этих частиц до

Скачок	Давление за скачком по отношению к p_0		Температура за скачком, °К	Плотность за скачком по отношению к ρ_0	Полная скорость потока за скачком*, м/сек	Число Маха за скачком	Угол скачка с образующей трубки		Угол потока с фронтом перед скачком	Угол потока с фронтом за скачком
	теория	эксперимент					теория	эксперимент		
AA_1 уд	60,8	—	2660	—	—	—	—	—	—	—
AA_1 дет	54,5	52 ± 5	3550	4,88	491	0,446	48°47'	$60^\circ \pm \pm 10^\circ$	87°	75°40'
AA_2	19,25	19 ± 1	1440	4,92	1950	2,97	—	79°47'	35°34' (эксп.)	8°15'
AB	54,5	—	1500	10,48	1720	2,31	39°	—	32°32'	15°50'
BD	170	160 ± 10	2020	23,76	1290	1,5	86°30'	—	47°30'	28°55'
BC уд	195	—	2610	—	—	—	—	—	—	—
BC дет	170	155 ± 10	3730	14,48	663	0,616	21°15'	$21^\circ \pm \pm 2^\circ$	87°	84°

давления вблизи точки B не может привести к полному выравниванию температуры перед поперечной волной.

Максимальные измеренные давления в поперечной волне достигают $160 p_0$. В предлагавшихся ранее другими авторами схемах течения без поперечной детонационной волны [13—14] наибольшие давления, как мы уже говорили, в любых вариантах не могут значительно превышать $65 p_0$. Эти схемы течения опровергаются также приведенными здесь снимками самосвечения и теплеграммами.

§ 5. Акустическая теория

Одно из самых замечательных свойств спина — исключительное постоянство шага спирали, описываемой поперечной волной, фактически не получает своего объяснения при рассмотрении картины течения в области переднего фронта. Изменение частоты вращения спина при введении концентрических вставок наводит на мысль о влиянии на спин чисто акустических процессов. Поскольку фронты локализованы вблизи стенки, такие вставки не могут влиять на фронт, но сильно меняют акустические характеристики объема газа за фронтом.

При изучении явлений на фронте не удается объяснить и образование шлейфа спиновой детонации, наблюдавшегося еще Кемпбеллом. При рассмотрении фоторазверток на снимках обнаруживается система полос почти вертикального направления (см. рис. 15, a), возникающая при повторных прохождении шлейфа мимо щели. Природа самого шлейфа оставалась неясной. Предположения о том, что шлейф образован вращающимся нагретым столбом газа, приводят к нарушению закона сохранения импульса и потому не могут быть справедливыми.

Наблюдающееся явление должно быть связано с повышением температуры, поскольку резко увеличивается свечение газа. В связи с тем, что это явление не может быть вращающимся газовым столбом, остается предположить, что в данном случае происходит вращение области повышенного давления, возникающее вследствие колебаний газа.

Такое объяснение явления впервые было дано Н. Мансоном. Предположив, что колебания происходят на соб-

ственных частотах объема газа за фронтом, Мансон получил исключительное согласие экспериментально измеренных и рассчитанных частот вращения спина [29, 30]. Однако, несмотря на это, вплоть до появления работ Фэя [31], предложившего в 1952 г. аналогичную теорию, работы Мансона были малоизвестны.

В своих расчетах Мансон не учитывал возможность возникновения колебаний вдоль оси трубы и считал их полностью трансверсальными. Фэем была предпринята попытка построить трехмерную теорию, но его рассуждения по поводу граничных условий вдоль z неточны. Фактически он не смог правильно сформулировать граничное условие на детонационном фронте [31].

Сам факт возможности применения линейного волнового уравнения к нелинейной по своей сущности задаче является спорным, однако в пределах задачи об определении частот, несмотря на все неточности, теория дала исключительное совпадение с экспериментальным материалом. Это пробудило интерес к такому подходу в решении задачи о спине.

Рассмотрим задачу в приближении Мансона. Ограничимся рассмотрением двумерного волнового уравнения для потенциала скорости газа в цилиндрических координатах:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}. \quad (2.17)$$

Здесь ψ — потенциал скорости частиц газа;

c — скорость звука в газе за фронтом детонационной волны;

r и θ — полярная система координат, связанная с газом, полюс которой находится на оси трубы.

Граничные условия:

$$1. \quad \left. \frac{\partial \psi}{\partial r} \right|_{r=R_0} = 0; \quad (2.18)$$

$$2. \quad \psi(r, \theta, t)|_{r=0} < A \text{ (ограничена);} \quad (2.19)$$

$$3. \quad \psi(r, \theta, t) = \psi(r, \theta + 2\pi t) — \quad (2.20)$$

периодичность по θ . R_0 — радиус трубки.

Решение уравнения (2.17) ищем в виде произведения

$$\Psi = \Phi(\theta) R(r) T(t). \quad (2.21)$$

Подстановка в (2.17) дает

$$\frac{R''}{R} + \frac{1}{r} \frac{R'}{R} + \frac{1}{r^2} \frac{\Phi''}{\Phi} = \frac{1}{c^2} \frac{T''}{T} \quad (2.22)$$

(производные по соответствующим переменным).

Поскольку правая часть не зависит от координат, а левая от времени, имеем

$$\frac{R''}{R} + \frac{1}{r} \frac{R'}{R} + \frac{1}{r^2} \frac{\Phi''}{\Phi} = \frac{1}{c^2} \frac{T''}{T} = -\lambda^2, \quad (2.23)$$

где $\lambda^2 = \text{const}$.

Переменные разделяются, и уравнение (2.23) распадается на два:

$$T'' + \lambda^2 c^2 T = 0 \quad (2.24)$$

и

$$\frac{R''}{R} + \frac{1}{r} \frac{R'}{R} + \frac{1}{r^2} \frac{\Phi''}{\Phi} = -\lambda^2. \quad (2.25)$$

В уравнении (2.25) переменные также разделяются:

$$r^2 \frac{R''}{R} + r \frac{R'}{R} + \lambda^2 r^2 = -\frac{\Phi''}{\Phi} = n^2. \quad (2.26)$$

Выделяем два уравнения:

$$r^2 \frac{R''}{R} + \frac{r R'}{R} + \lambda^2 r^2 - n^2 = 0 \quad (2.27)$$

и

$$\Phi'' + n^2 \Phi = 0. \quad (2.28)$$

Общее решение уравнения (2.28) имеет вид:

$$\Phi = c_1' e^{p_1 \theta} + c_2' e^{p_2 \theta}. \quad (2.29)$$

Здесь p_1 и p_2 — корни характеристического уравнения

$$p^2 + n^2 = 0, \quad (2.30)$$

где n — действительное число.

Из (2.30) следует

$$p_1 = in, p_2 = -in, \quad (2.31)$$

поэтому решение (2.29) имеет вид

$$\Phi = c_1 \sin n\theta + c_2 \cos n\theta, \quad (2.32)$$

Условие периодичности (2.20) может удовлетворяться лишь, если n — целое число.

Уравнение (2.27) заменой $\lambda r = y$ сводится к уравнению Бесселя

$$y^2 R'' + yR' + (y^2 - n^2) R = 0. \quad (2.33)$$

Общее решение этого уравнения при целых n получаем в виде

$$R = c_3 J_n(\lambda r) + c_4 Y_n(\lambda r), \quad (2.34)$$

где J_n — функция Бесселя 1-го рода n -го порядка,
 Y_n — функция Бесселя 2-го рода n -го порядка.

Из ограниченности ψ при $r \rightarrow 0$ следует $c_4 = 0$.

Из условия (2.18) получаем

$$J'_n(\lambda_{kn} R_0) = 0, \quad (2.35)$$

т. е. величины $\lambda_{kn} R_0$ являются корнями уравнения (2.35), где λ_{kn} — k -е значение λ_n , удовлетворяющее уравнению (2.35).

Общее решение уравнения (2.24) имеет вид

$$T = c_5 \sin \lambda_{kn} ct + c_6 \cos \lambda_{kn} ct. \quad (2.36)$$

Таким образом, полное решение уравнения для потенциала записывается как

$$\psi = \psi_0 \sum_n \sum_k J_n(\lambda_{kn} r) [c' \cos(n\theta + \lambda_{kn} ct + \varphi_1) + c'' \cos(n\theta - \lambda_{kn} ct - \varphi_2)], \quad (2.37)$$

где ψ_0 , φ_1 , φ_2 , c' и c'' — постоянные величины.

Характеристические числа n и k указывают число волн, укладываемых соответственно при изменении θ на 2π и r от 0 до R_0 .

Итак, решение уравнения для потенциала скорости при заданных n и k описывает две волны, вращающиеся в противоположных направлениях с угловой скоростью $\lambda_{kn} c$; n определяет число пучностей давления на периферии трубы в одном поперечном сечении; k определяет число пучностей давления при движении от центра трубы вдоль радиуса.

Угловую скорость вращения каждой из волн, входящих в формулу (2.37), можно получить дифференцированием аргумента косинуса по времени:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\lambda_{kn} c}{n}. \quad (2.38)$$

Линейная скорость движения волны на стенке

$$v = \frac{R_0 \lambda_{kn} c}{n}. \quad (2.39)$$

Если считать, что поперечное возмущение во фронте детонации вращается с той же частотой, что и пучность акустических колебаний за фронтом, то угол наклона спирали, описываемый головой к оси трубок, определится из соотношения

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v}{D} = \frac{R_0 \lambda_{kn}}{n} \frac{c}{D}. \quad (2.40)$$

При одноголовой спиновой детонации имеется одна особенность вдоль радиуса и одна — вдоль окружности трубы. Это соответствует случаю $n = k = 1$. Тогда $\lambda_{kn} R_0 = \lambda_{11} R_0 = 1,84$.

Как мы видели в главе I, скорость звука за фронтом детонации определяется неоднозначно, для смеси $2\text{CO} + \text{O}_2$ она равна:

$$c_e = 0,542 D \text{ и } c_f = 0,571 D;$$

отношение шага спина к диаметру трубки —

$$q = \frac{\pi}{\operatorname{tg} \alpha}.$$

Соответственно двум значениям скорости звука получаем $q_e = 3,16$ и $q_f = 2,99$. Экспериментальные значения лежат вблизи рассчитанных (см. ниже табл. 3).

Частота спина определяется из соотношения

$$\nu_{kn} = \frac{\lambda_{kn} c}{2\pi}; \quad (2.41)$$

частота спина в объеме с концентрической вставкой для случая $\frac{R_0}{R_1} < 4$ определяется по приближенной формуле [32]:

$$\nu = \frac{c}{\pi (R_0 + R_1)}, \quad (2.42)$$

где R_0 — радиус трубки;

R_1 — радиус концентрической вставки.

По сути дела Мансоном были найдены лишь собственные частоты трансверсальных колебаний газа за фронтом детонации; причины возникновения таких колебаний остались необъясненными. Кроме того, в теории Мансона вовсе не учитывались продольные волны, хотя они, бесспорно, могут влиять на поперечные частоты.

Существенный вклад в понимание природы шлейфа был сделан Чжу Бо-дэ [33]. Рассмотрим некоторые наиболее важные результаты его работы. Чжу Бо-дэ исследовал малые линейные колебания параметров газа около средних величин p_1 , ρ_1 , T_1 , определяемых состоянием газа за фронтом детонации. Выберем цилиндрическую систему координат r , θ , z , связанную с продуктами детонации. Пусть ось z совпадает с осью трубы и направлена в сторону фронта. Тогда относительно выбранной системы отсчета детонационный фронт движется со скоростью u_1 и его положение определяется в любой момент времени соотношением $z = u_1 t + \zeta(r, \theta, t)$. (Через ζ обозначено некоторое малое отклонение поверхности фронта от среднего положения.)

Как показано Чжу Бо-дэ, воздействие некоторого источника возмущений, вращающегося в плоскости $z=0$

с угловой скоростью ω , на газ за фронтом детонационной волны может быть записано в виде

$$h(r, \theta, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} h_{kn} e^{in(\theta - \omega t)} J_n(j_{kn} r). \quad (2.43)$$

Поскольку поставлена линейная задача, достаточно рассмотреть воздействие на газ одной из составляющих этого возмущения. Порождаемая такой составляющей в области $z < 0$ волна записывается как

$$\frac{\delta p}{\gamma_1 p_1} = \frac{\gamma_1 - 1}{2\gamma_1} \cdot \frac{h_{kn}}{p_1 c_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega_{kn}^2}{n^2 \omega^2}}} e^{in(\theta - \omega t - \kappa z)} \times \\ \times J_n(j_{kn} r). \quad (2.44)$$

Здесь h_{kn} — постоянный коэффициент, определяемый свойствами источника;

δp — отклонение давления от среднего уровня p_1 ;

k и n — целые числа;

R_0 — радиус трубы;

c_1 — скорость звука за фронтом детонационной волны;

ω_{kn} — собственная частота трансверсальных колебаний, удовлетворяющая соотношению

$$\omega_{kn} = \lambda_{kn} c_1. \quad (2.45)$$

Величина κ может быть определена из уравнения

$$\kappa = \frac{\omega}{c_1} \sqrt{1 - \frac{\omega_{kn}^2}{n^2 \omega^2}}. \quad (2.46)$$

Поведение волны (2.43) в области $z < 0$ зависит от соотношения между ω_{kn} и $n\omega$. Если $n\omega > \omega_{kn}$, мы имеем незатухающую волну, распространяющуюся вдоль z . С приближением $n\omega$ к ω_{kn} волна все менее зависит от z , при $n\omega = \omega_{kn}$ $\kappa = 0$ и колебания становятся чисто трансверсальными.

Когда $n\omega < \omega_{kn}$, величина κ становится мнимой и в показателе экспоненты появляется действительная часть. Можно видеть, что в этом случае волна представляет собой трансверсальные колебания, затухающие вдоль z . При фиксированном $\omega < \frac{\omega_{kn}}{n}$ волна затухает в e раз на расстоянии $z_0 = \frac{1}{n\kappa}$.

Далее Чжу Бо-дэ рассматривает газ за пересжатой детонационной волной ($u_1 < c_1$). Если из области за фронтом на детонационную волну падает звуковое возмущение вида

$$\frac{\delta p}{\gamma_1 p_1} = A_{kn} e^{in(\theta - \omega_1 t - \kappa_1 z)} J_n(j_{kn} r), \quad (2.47)$$

то отраженная от фронта волна будет описываться выражением

$$\left(\frac{\delta p}{\gamma_1 p_1} \right)_{\text{отр}} = B_{kn} e^{in(\theta - \omega_2 t - \kappa_2 z)} J_n(j_{kn} r). \quad (2.48)$$

Здесь A_{kn} и B_{kn} — константы, определяемые граничными условиями; κ_1 и κ_2 задаются соотношениями

$$\kappa_1 = \frac{\omega_1}{c_1} \sqrt{1 - \frac{\omega_{kn}^2}{\omega_1^2}}, \quad (2.49)$$

$$\kappa_2 = \frac{\omega_2}{c_1} \sqrt{1 - \frac{\omega_{kn}^2}{\omega_2^2}}. \quad (2.50)$$

Можно показать, что $\omega_2 = \omega_{kn}$, если $\omega_1 = \omega_{kn}$, и что $\omega_2 = \frac{1}{\omega_1} \frac{\Omega^2 + M_1^2 \omega_{kn}^2}{1 - M_1^2}$, если $\omega_1 \neq \omega_{kn}$, где

$$\Omega = \omega_1 - \kappa_1 u_1 = \omega_2 + \kappa_2 u_1. \quad (2.51)$$

Величина Ω является частотой возмущений, возникающих на фронте; M_1 — число Маха за фронтом.

Из соотношений (2.49) и (2.50) следует, что при $\omega_2 = \omega_1 = \omega_{kn}$ колебания в обеих волнах становятся чисто трансверсальными.

В решении Чжу Бо-дэ вид отраженной волны не зависит от граничных условий. Поэтому, если на детонационном фронте по каким-либо причинам появляется возмущение, вращающееся с угловой скоростью Ω и содержащее только одну гармонику, вид волны, порожденной им в газе, будет аналогичен (2.48). Отметим здесь, что это будет справедливо и при $M_1 = 1$, поскольку такое значение M_1 не является для волны, идущей от фронта, особым. При спиновой детонации таким возмущением является поперечный фронт, а волны типа (2.48) образуют шлейф.

Надо, конечно, иметь в виду, что поперечный фронт излучает не только основную гармонику, но и частоты, кратные Ω (поскольку по θ явление периодически). В линейной теории амплитуда колебаний газа за фронтом стремится к бесконечности, когда частота возбуждающей силы приближается к резонансной ω_{kn} . Можно показать, что если источник колебаний имеет дискретный спектр частот вида $n\Omega$, то резонанс может быть только на одной частоте, т. е. если одна из частот $n\Omega$ отличается от одной из собственных ω_{kn} на величину $\Delta \rightarrow 0$, то все другие $n\Omega$ будут отличаться от соответствующих ω_{kn} на конечные величины. Это легко видеть из того, что λ_{kn} , определяющие величину ω_{kn} , образуют монотонную возрастающую последовательность, такую, что $(\lambda_{k, n+1} - \lambda_{k, n}) R_0 > 1$ и $\lim_{n \rightarrow \infty} R_0 (\lambda_{k, n+1} - \lambda_{k, n}) = 1$, в то время как $n\Omega$ есть частоты, равноотстоящие друг от друга.

Если теперь предположить, что частота вращения возмущения на фронте близка к некоторой собственной частоте ω_{kn} , можно считать, что в первом приближении возбуждаются лишь колебания, соответствующие этой частоте. При одноголовой спиновой детонации $n = k = 1$. При полном совпадении частот Ω и ω_{11} решение для области за фронтом представляет собой акустическую волну, параллельную образующей и вращающуюся со скоростью Ω .

При неполном совпадении частот можно, пользуясь решением Чжу Бо-дэ, подсчитать угол наклона шлейфа к образующей детонационной трубке. Согласно урав-

нению (2.48), при $n = k = 1$ линии постоянного давления задаются в фиксированный момент времени выражением

$$\theta - \kappa_2 z = \text{const}, \quad (2.52)$$

определяющим спиральные линии с шагом $\frac{2\pi}{\kappa_2}$. Угол спирали с образующей задается соотношением

$$\varepsilon = \text{arctg } R_0 \kappa_2 \quad (2.53)$$

или через частоты

$$\varepsilon = \text{arctg } \frac{R_0}{c_1} \sqrt{\Omega^2 - \omega_{11}^2}. \quad (2.54)$$

Используя (2.50) и (2.51), можно получить квадратное уравнение для ω_2 :

$$\omega_2^2 (1 - M_1^2) - 2\Omega \omega_2 + (\Omega^2 + M_1 \omega_{11}^2) = 0. \quad (2.55)$$

Для детонации Чепмена — Жуге ($M_1 = 1$) имеем

$$\omega_2 = \frac{\Omega^2 + \omega_{11}^2}{2\Omega}; \quad (2.56)$$

при $M_1 \neq 1$

$$\omega_2 = \Omega \frac{1 \pm M_1 \sqrt{1 - \frac{\omega_{11}^2}{\Omega^2} (1 - M_1^2)}}{1 - M_1^2} \quad (2.57)$$

(знак плюс исключается, поскольку $\omega_2 \leq \Omega$).

Для одноголовой спиновой детонации Чепмена — Жуге, подставляя (2.56) в (2.54), получаем после несложных преобразований

$$\varepsilon = \text{arctg } \frac{R_0 (\Omega^2 - \omega_{11}^2)}{2 \Omega c_1}. \quad (2.58)$$

Теперь легко получить выражение для ε через скорость детонации, угол α траектории головы с обра-

зующей и радиус трубы. Частота вращения головы определяется очевидным соотношением

$$\Omega = \frac{D \operatorname{tg} \alpha}{R_0}, \quad (2.59)$$

а собственная частота ω_{11} устанавливается из (2.38). Подставляя эти величины в (2.57), имеем

$$\varepsilon = \arctg \frac{D^2 \operatorname{tg}^2 \alpha - \nu_{11}^2 R_0^2 c_1^2}{2 c_1 D \operatorname{tg} \alpha}. \quad (2.60)$$

Рассмотрение фоторегистрографии спиновой детонации показывает, что если шлейф и наклонен к образующей, эти углы наклона малы. Из (2.54) следует, что в этом случае частоты Ω и ω_{11} почти совпадают, т. е. колебания почти не зависят от z . Этим объясняется исключительное совпадение рассчитанных ранее Мансоном частот с экспериментально измеренными.

Подробные измерения частот шлейфа спиновой детонации были проведены Р. И. Солоухиным и одним из авторов [34, 35]. Для исследования использовался метод фоторегистрации, подобный примененному Кемпбеллом. Фотографирование процесса производилось на пленку, движущуюся со скоростью около 100 м/сек. Между объектом съемки и фоторегистром устанавливался экран с щелью шириной около 1,5 мм, расположенной перпендикулярно распространению детонационной волны. В этом случае шлейф проектировался на пленку в виде светящейся точки, перемещающейся в отверстии щели. В результате сложения движений изображения шлейфа в щели и пленки на последней вычерчивались некоторые кривые, по которым при известной скорости барабана можно рассчитывать скорость самого светящегося объекта.

Для выделения наиболее ярко светящихся деталей между щелью и объективом ставился плотный синий светофильтр и использовалась пленка РФ-3, обладающая спектральной характеристикой, сдвинутой в область синих лучей.

В опытах использовалась смесь $2\text{CO} + \text{O}_2$, получаемая смешением технического кислорода с окисью угле-

рода. Окись углерода получалась реакцией муравьино-кислого натрия с серной кислотой. Смесь содержалась под водой и использовалась не ранее чем через 4 ч после смешения.

Опыты производились в стеклянных цилиндрических трубках диаметром 14,5 и 22 мм. Для изменения акустических характеристик объема газа в ряде опытов

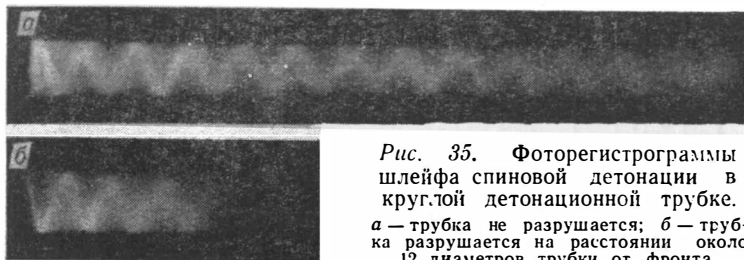


Рис. 35. Фоторегистрограммы шлейфа спиновой детонации в круглой детонационной трубке. *a* — трубка не разрушается; *b* — трубка разрушается на расстоянии около 12 диаметров трубки от фронта.

на оси трубки размещались концентрические латунные вставки диаметром 6 и 13 мм.

Полученные в наших экспериментах фоторегистрограммы имели вид синусоид. Измерение периода кривых дает величины скорости вращения шлейфа. Типичные фоторегистрограммы шлейфа приведены на рис. 35.

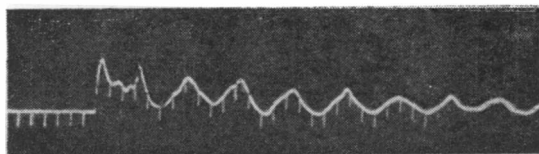


Рис. 36. Осциллограмма давления в шлейфе. Метки времени через 10 мксек.

Обсчет фоторегистрограмм показал, что окружная скорость шлейфа в случае трубок без концентрических вставок близка к 1730 м/сек.

Исследование спиновой детонации датчиками давления показало, что изменения давления в газе за фронтом происходят непрерывно, почти по синусоидальному закону, причем амплитуда, достигая в начальной стадии процесса величины $\approx 60 p_0$, снижается за 2—3 периода до величины $\approx 30 p_0$, после чего практически

Таблица 3

Показатель		Диаметр трубки, мм											
		3,62	14,5**	14,7*			22,0**	23,0**		25,4			
		Диаметр вставки, мм***											
		0	0	6,0	0	5,0	8,3	9,5	0	13,0	0	4,0	0
Частота, кГц	эксперимент	148	38,2	29,6	39,4	32,6	31,5	28,3	25,6	17,1	23,9	21,5	23,0
	теория	152	37,9	29,3	37,3	30,3	26,0	24,7	24,9	17,1	23,9	22,1	21,6
Отношение шага к ди- аметру	эксперимент	3,23	3,12	4,03	2,98	3,61	3,73	4,15	3,07	4,60	3,15	3,50	2,96
	теория	3,15	3,15	4,07	3,15	3,88	4,52	4,30	3,15	4,60	3,15	3,40	3,15
Источник эксперимен- тальных данных		[3]	[34]	[34]	[3]	[3]	[3]	[3]	[34]	[34]	[25]	[25]	[3]

* Экспериментальные значения частот рассчитаны по отношениям шага к диаметру, приведенным в работе Мансона [30] в литературе к главе II.

** Экспериментальные значения отношения шага к диаметру рассчитаны по частотам, приведенным в указанных работах.

*** Частоты спина для опытов со вставками рассчитывались по приближенной формуле (2.42).

не изменяется до конца развертки; время развертки — 400 мксек (рис. 36). Непрерывный характер изменения давления на расстояниях от фронта, превышающих диаметр трубы, показывает, что шлейф не является ударной волной.

Измерение по экспериментальным данным частот вращения спина показывает очень хорошее совпадение с вычисленными собственными частотами. В табл. 3 приведены результаты сравнения теории и эксперимента по нашим данным и данным других авторов.

Таким образом, можно считать установленным, что образующийся за головой детонации шлейф представляет собой пучность тангенциальных акустических колебаний, вращающуюся с частотой, определяемой формулами (2.41) и (2.42).

При отходе от пределов на детонационном фронте появляется несколько голов. Как мы увидим дальше, для многоголового спина частоты вращения голов в определенных пределах также хорошо совпадают с вычисленными по акустической теории.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ II

1. C. Campbell, D. W. Woodead. J. Chem. Soc., 3010 (1926).
2. C. Campbell, D. W. Woodead. J. Chem. Soc., 1577 (1927).
3. C. Campbell, A. C. Finch. J. Chem. Soc., 2094 (1928).
4. W. A. Bone, R. P. Fraser. Philos. Trans. Roy. Soc. London, A, 230, 363 (1931).
5. W. A. Bone, R. P. Fraser, W. H. Wheeler. J. Chem. Soc., A, 235, 29 (1955).
6. С. М. Когарко. ЖТФ, 28, 9, 2072 (1958).
7. Х. А. Ракипова, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. ЖТФ, 17, 12, 1397, 1409 (1947).
8. С. М. Когарко, Я. Б. Зельдович. ДАН, 63, 5 (1948).
9. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Изв. АН СССР, ОТН, 8 (1957).
10. A. J. Moogadian, W. E. Gordon, S. A. Harper. 7-th Symp. on Comb., London, 752 (1959).
11. A. J. Moogadian, W. E. Gordon. J. Chem. Phys., 19, 9, 1166 (1951).
12. М. А. Ривин, А. С. Соколик. ЖФХ, 8, 5, 767 (1936).
13. R. Becker. Z. Elektrochem., 42, 457 (1936).
14. К. И. Щелкин. ДАН, 47, 7, 501 (1945). Быстрое горение и спиновая детонация газов. Воениздат (1949).
15. Я. Б. Зельдович. ДАН, 52, 2 (1946).
16. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. Гостехиздат (1955).

17. А. М. Бродский, Я. Б. Зельдович, ЖФХ, 24, 7, 778 (1950).
 18. Б. В. Войцеховский. ДАН, 114, 4, 717 (1957); его же. Сб. Ученого Совета по народнохозяйственному использованию взрыва, вып. 10, Изд-во СО АН СССР (1960).
 19. Б. В. Войцеховский. Исследования структуры фронта спиновой детонации. Труды МФТИ, т. 1, Оборонгиз (1958).
 20. Б. В. Войцеховский, Б. Е. Котов. Изв. СО АН СССР, 4, 74 (1958).
 21. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ЖТФ, 30, 4, 450 (1960).
 22. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ДАН, 125, 4, 717 (1959).
 23. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ПМТФ, 1, 21 (1960).
 24. С. Г. Зайцев. ПТЭ, 6, 97 (1958).
 25. М. Е. Топчиян. ПМТФ, 4, 104 (1962).
 26. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. ПМТФ, 3 (1962).
 27. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 496 (1954).
 28. R. E. Duff. Physics of Fluids, 11 (1961).
 29. N. Manson. Compt. Rend., 222, 46 (1946).
 30. N. Manson. Propagation des detonations et des deflagrations dans les melanges gazeux. L'Office National d'Etudes et des Recherches Aéronautique, Paris (1947).
 31. J. A. Fay. J. Chem. Phys., 20, 6 (1952).
 32. Р. Смит, Д. Спренгер. Неустойчивость горения в реактивных двигателях, работающих на твердом топливе. IV международ. симпозиум. Пер. с англ. М., Оборонгиз (1958).
 33. Chu Woа-Teh. Proceeding of Symposium Aerothermochem. 1955. Evanston (1956).
 34. Р. И. Солоухин, М. Е. Топчиян. ДАН, 127, 772 (1959).
 35. Р. И. Солоухин, М. Е. Топчиян. III Всесоюзное совещание по теории горения, т. I. М., 169 (1960).
-

Глава III

МНОГОФРОНТОВАЯ ДЕТОНАЦИЯ

§ 1. Неоднородность фронта детонации вдали от пределов

Несоответствие между реальной структурой детонационной волны и одномерной теорией впервые было обнаружено вблизи пределов при открытии явления спиновой детонации, рассмотренной в предыдущей главе. Однако долгое время существовало убеждение, что спиновые явления существуют лишь в небольшой, прилегающей к пределу области начальных условий.

Толчком для дальнейшего интенсивного исследования структуры детонационного фронта явилось применение «следового» метода. Этот метод впервые использовался Махом [1] для изучения взаимодействий ударных волн. Состоит он в следующем. Стенки стеклянной трубки покрываются изнутри ровным полупрозрачным слоем копоти. Если через такую трубку проходит ударная или детонационная волна с резкими неоднородностями во фронте, то на копоти остаются следы движения прилегающих к стенке неоднородностей. Четко отпечатывается также линия встречного соударения ударных или детонационных волн.

В 1957—1959 гг. Ю. Н. Денисов и Я. К. Трошин с помощью следового метода установили, что фронт детонации даже таких легко детонирующих смесей, как $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ при всех исследовавшихся начальных давлениях (до 900 мм рт. ст.) содержит сильные поперечные возмущения, которые вычерчивают на боковых

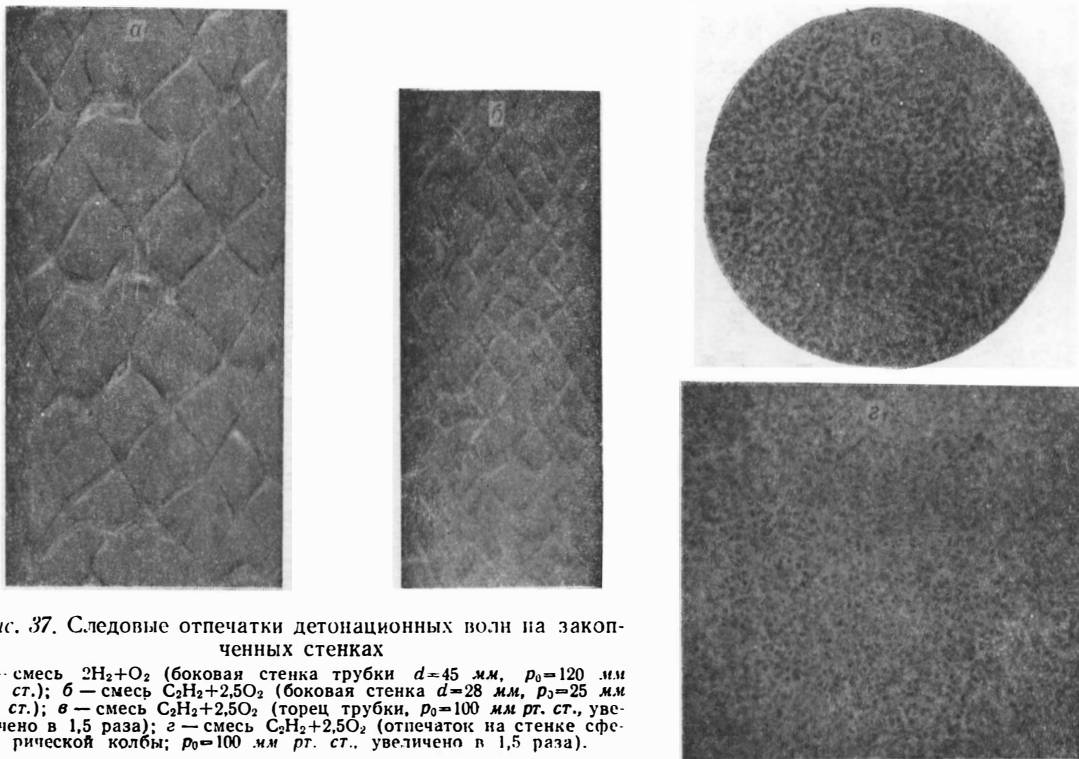


Рис. 37. Следовые отпечатки детонационных волн на закопченых стенках

a — смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ (боковая стенка трубки $d=45$ мм, $p_0=120$ мм рт. ст.); *б* — смесь $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ (боковая стенка $d=28$ мм, $p_0=25$ мм рт. ст.); *в* — смесь $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ (торец трубки, $p_0=100$ мм рт. ст., увеличено в 1,5 раза); *г* — смесь $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ (отпечаток на стенке сферической колбы; $p_0=100$ мм рт. ст., увеличено в 1,5 раза).

стенках трубки сетку пересекающихся винтовых линий с одинаковым шагом [2, 3, 4]. С ростом начального давления число линий увеличивается и соответственно уменьшается средний размер ячеек образуемой ими сетки. Следы неоднородностей также отпечатываются на заковченном торце трубки. Характерные отпечатки приведены на рис. 37. Извилистый след по окружности трубки, получающийся в результате встречи детонационной волны с ударной, позволил заключить, что фронт детонации испытывает излом в области каждого поперечного возмущения.

Вслед за первыми опытами Ю. Н. Денисова и Я. К. Трошина нами было проведено фотографическое исследование фронта газовой детонации в трубках [5]. Схема экспериментов изображена на рис. 38. Фронт детонационной волны AA , распространяющийся в стеклянной трубке, фотографировался на движущуюся пленку через узкую щель. Угол φ между осями объектива фоторегистра и детонационной трубки составлял 45° в одной серии опытов и 90° в другой серии. Расстояние между щелью и объективом устанавливалось таким, чтобы выполнялось соотношение

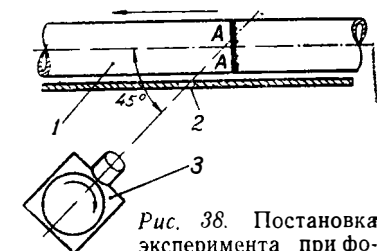


Рис. 38. Постановка эксперимента при фотографировании фронта детонационной волны.

1 — детонационная трубка; 2 — экран с щелью; 3 — фоторегистр; стрелка указывает направление детонации.

$D \sin \varphi = kv$,

где D — скорость детонации;

k — коэффициент уменьшения объектива;

v — скорость пленки.

Полученные таким способом снимки (рис. 39 и 40) отличаются от мгновенных фотографий фронта детонации, так как движением пленки компенсируется лишь поступательная скорость фронта в целом, отдельные же детали его структуры, проходя мимо щели, фотографируются в последовательные моменты времени, при этом их взаимное положение может меняться.

Снимки, выполненные при $\varphi = 90^\circ$ в смесях $C_2H_2 +$

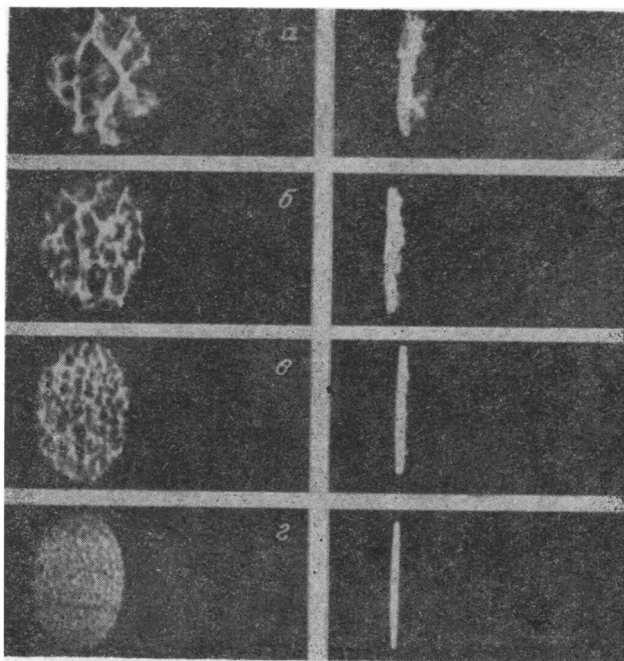


Рис. 39. Фотографии фронта детонационной волны в смеси $2C_2H_2 + 5O_2$.

a — $p_0 = 6$ мм рт. ст.; *б* — $p_0 = 9$ мм рт. ст.; *в* — $p_0 = 15$ мм рт. ст.;
г — $p_0 = 35$ мм рт. ст.
 Слева $\varphi = 45^\circ$; справа $\varphi = 90^\circ$.

$+2,5O_2$ и $2CO + O_2 + 5\% H_2$, показывают, что наиболее сильное свечение сосредоточено в узком слое, прилегающем к фронту. По-видимому, в этом слое сгорает практически весь газ. В плоскости фронта свечение распределено неравномерно: видны резкие неоднородности в виде сетки ярко светящихся полос.

Несомненно, что следовые отпечатки на закопченных стенках трубки образуются в результате взаимодействия наблюдаемых на снимках неоднородностей со стенкой. По углу между направлением следа и образующей трубки можно определить скорость движения неоднородностей в поперечном направлении. Она оказывается заключенной в пределах от $0,6 D$ до D , где D — скорость детонации, т. е. рассматриваемые неоднородности являются

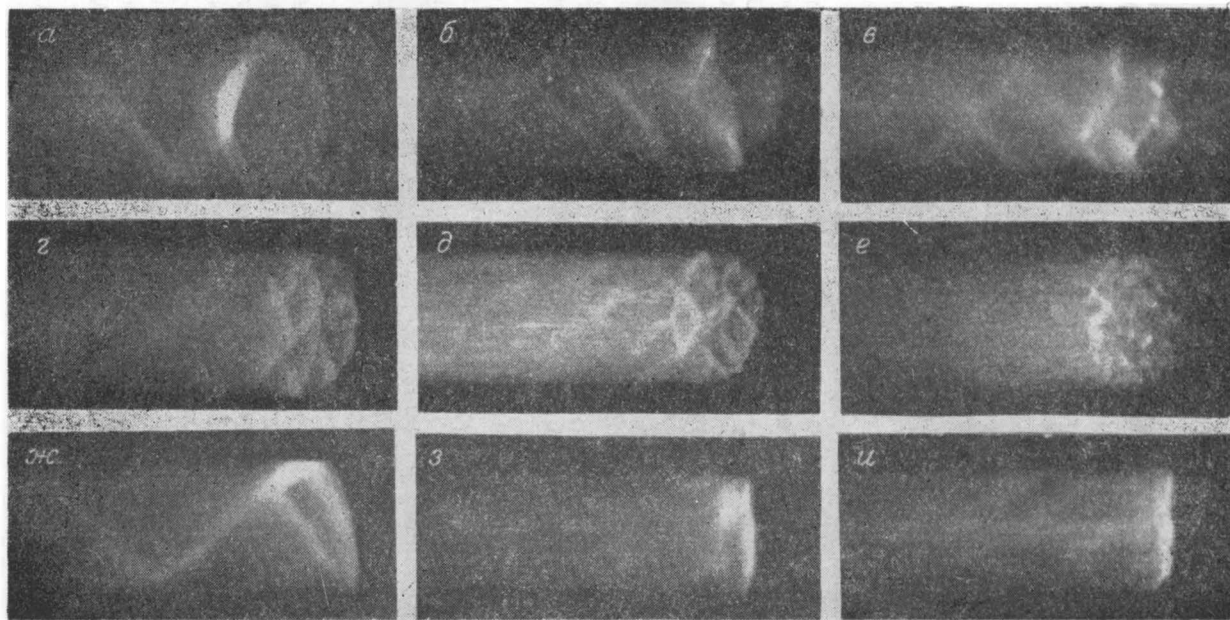


Рис. 40. Фотографии фронта детонационной волны в смеси $2\text{CO} + \text{O}_2 + 7\% \text{H}_2$.

$\varphi = 45^\circ$: а — $p_0 = 40$ мм рт. ст.; б — $p_0 = 65$ мм рт. ст.; в — $p_0 = 90$ мм рт. ст.;
 г — $p_0 = 125$ мм рт. ст.; д — $p_0 = 150$ мм рт. ст.; е — $p_0 = 300$ мм рт. ст.;
 $\varphi = 90^\circ$: ж — $p_0 = 40$ мм рт. ст.; з — $p_0 = 80$ мм рт. ст.; и — $p_0 = 130$ мм рт. ст.

сильными поперечными возмущениями, распространяющимися вдоль фронта детонационной волны. Яркое свечение газа в области поперечного возмущения указывает на наличие там высокой температуры и интенсивной химической реакции. Таким образом, сгорание смеси в детонационной волне происходит не в плоском фронте пламени, как предполагает одномерная теория Зельдовича, а в отдельных узких зонах, движущихся по прилегающему к переднему фронту слою газа.

В. П. Волин, Я. К. Трошин, Г. И. Филатов и К. И. Щелкин [6] обнаружили следовым методом совершенно аналогичные неоднородности во фронте сферической детонации смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Детонационная волна после выхода из узкой трубки в объем превращалась в сферическую. При столкновении с закопченными стеклянными пластинками сферический фронт оставляет точно такие же следы, какие получаются на торце трубки. На рис. 37, *в* и *г* приведены следовые отпечатки «плоского» (в трубке) и сферического детонационного фронта в смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$. Последний отпечаток получен на закопченных стенках стеклянной колбы диаметром 120 мм; иницирование производилось в центре.

Наблюдаемые во фронте детонации неоднородности свидетельствуют о том, что одномерный поток между плоским ударным фронтом и плоскостью Чепмена — Жу́ге является неустойчивым, т. е. малые начальные возмущения, возникающие из-за различных случайных причин, самопроизвольно увеличиваются и разрушают «нормальную» детонационную волну.

Принципиальную важность имеет вопрос, существуют ли газовые смеси, в которых фронт самостоятельно распространяющейся детонационной волны является гладким (геометрическая форма может быть не обязательно плоской). Сильные неоднородности фронта обнаружены во всех исследованных нами, а также другими авторами [2—7] смесях: $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $\text{H}_2 + 3\text{O}_2$, $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + x\text{N}_2$, $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, $\text{C}_2\text{H}_2 + 3\text{O}_2 + 15\text{A}_2$, $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2 + x\text{N}_2$, $2\text{CO} + \text{O}_2$, $2\text{CO} + \text{O}_2 + x\text{H}_2$, $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, где x менялся в широких пределах. Однако окончательный ответ на поставленный вопрос может дать только теория устойчивости, опирающаяся на данные о механизме химической реакции.

Вопрос об устойчивости плоской детонационной волны исследовался К. И. Щелкиным [8] и Р. М. Зайделем [9] в

модели, представленной на рис. 41. Принималось, что в течение периода задержки τ скорость реакции равна нулю, а по истечении времени τ реакция проходит мгновенно и скачком достигается состояние 2.

Качественные рассуждения Щелкина сводятся к следующему. Если фронт сгорания ($x = u_1\tau$) случайно искривляется, то в выпуклостях, обращенных в сторону продуктов реакции, происходит адиабатическое расширение еще не прореагировавшего газа от давления p_1 до давления p_2 , сопровождающееся понижением температуры и уве-

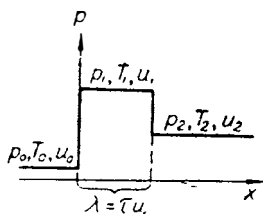


Рис. 41. Модель детонационной волны по [8, 9].

личением периода задержки. В выпуклостях, обращенных к ударному фронту, появляется местное пересжатие продуктов реакции по сравнению с невозмущенным состоянием 2, что приводит к росту температуры и уменьшению τ перед выпуклостью. Считая, что неустойчивость наступает тогда, когда изменение задержки воспламенения за счет адиабатического расширения газа из области 1 до давления p_2 составляет величину порядка самой задержки, К. И. Щелкин получает следующий критерий неустойчивости плоской детонационной волны:

$$\frac{E}{RT_1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \geq 1, \quad (3.1)$$

где E — энергия активации.

Для детонации Чепмена — Жуге при нормальных начальных условиях $\frac{p_2}{p_1} \cong 1/2$, а величина γ — средняя для состояний 1 и 2, близка к 1,3. Подстановка этих значений в неравенство (3.1) дает

$$\frac{E}{RT_1} \geq 6,7. \quad (3.1')$$

Приведенные выше соображения К. И. Щелкина, разумеется, сохраняют силу и для пересжатой детонации. Однако они имеют чисто качественный характер и количественное значение критерия (3.1) представляется сомнительным.

Р. М. Зайдель провел более строгое математическое исследование устойчивости для той же модели детонационной волны при $u_2 \leq c_2$, т. е. для пересжатой детонации и детонации Чепмена — Жуге. Полученное им характеристическое уравнение полностью не исследовано, но из него выведены некоторые достаточные условия неустойчивости. В частности, для детонации Чепмена — Жуге

$$\gamma M + (\gamma - 1) N > \frac{2\gamma - 1}{3\gamma - 1} \left[2\gamma + \sqrt{2\gamma(\gamma - 1)} \right], \quad (3.2)$$

где

$$\gamma = \gamma_1 = \gamma_2;$$

$$M = \left. \frac{\partial \ln f(p, T)}{\partial \ln p} \right|_{p = p_1, T = T_1};$$

$$N = \left. \frac{d \ln f(p, T)}{d \ln T} \right|_{p = p_1, T = T_1}.$$

Здесь $f(p, T)$ — функция, выражающая зависимость скорости химической реакции от давления и температуры.

Приближение Зайделя состоит в том, что газ в области 1 считается нереагирующим, кинетика реакции учитывается лишь через зависимость от M и N изменений τ в возмущенном фронте.

Если скорость химической реакции описывается уравнением типа (1.19), то

$$M = m, \quad N = \frac{E}{RT_1};$$

подставляя эти значения M и N , а также $\gamma = 1,3$ в неравенство (3.2), получим:

$$1,3m + 0,3 \frac{E}{RT_1} > 1,9. \quad (3.2')$$

Неравенство (3.2') означает, что плоский детонационный фронт в режиме Чепмена — Жуге практически во всех газовых смесях неустойчив. Как известно, в большинстве случаев механизм газовых реакций является цепным. Эффективная энергия активации суммарной реакции должна быть близка энергии активации той элементарной реакции, которая является основным поставщиком активных центров. Для реакции с неразветвленными цепями это — реакция зарождения, с разветвленными цепями — реакция разветвления цепи. Во всех случаях эффективная энергия активации составляет несколько десятков килокалорий на моль.

Считая $RT_1 = 5000 \text{ кал/моль}$ (обычно эта величина меньше), видим, что для реакции первого порядка по давлению ($m=1$) неравенство (3.2') удовлетворяется при $E > 10000 \text{ кал/моль}$, а для реакции второго порядка ($m=2$) — даже при $E=0$. Напомним, что неравенство (3.2') выведено Зайделем лишь в качестве достаточного условия, действительная же граница устойчивости не найдена, поэтому граничные значения M и N (и, следовательно, n и E) могут быть меньше определяемых неравенством (3.2). Критерий Щелкина (3.1) дает значительно бóльшие значения E , т. е. он охватывает еще меньшую часть действительной области неустойчивости.

Для пересжатой детонации Р. М. Зайделем получено также некоторое достаточное условие неустойчивости, но для малых пересжатий оно не выполняется. Рассматривая вопрос о влиянии пересжатия на устойчивость плоского фронта, будем пользоваться критерием Щелкина, имеющим более общий характер. При увеличении скорости D детонационной волны температура T_1 за ударным фронтом увеличивается приблизительно пропорционально D^2 , а величина $\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$ приближается к 1.

Поэтому левая часть неравенства (3.1) быстро уменьшается, и при достаточно большой степени пересжатия плоский детонационный фронт будет устойчивым. Это ясно из простых соображений: с увеличением пересжатия детонационная волна по своим свойствам приближается к ударной, так как выделяющаяся химическая энергия составляет все меньшую долю от полной внутренней энергии газа за фронтом; ударная же волна без химической реакции, как известно [10], устойчива.

Для количественной оценки минимальной скорости, при которой плоский фронт становится устойчивым, критерий (3.1) непригоден. Так, Р. Е. Дафф [7], фотографируя на неподвижную пленку закопченную стенку трубки в момент прохождения детонации смеси $C_2H_2 + 3O_2 + 15A_2$ при $p_0 = 50$ мм рт. ст., фиксировал следы поперечных возмущений при пересжатии по скорости в 1,75 раза. Для этого случая левая часть неравенства (3.1) оказывается значительно меньше 1; тем не менее фронт оказался покрыт поперечными возмущениями, как и в отсутствие пересжатия. По-видимому, условие (3.1) для пересжатой детонации, как и для детонации Чепмена — Жуге, является слишком сильным; действительная область неустойчивости значительно шире. Кроме того, можно предполагать, что вблизи границы устойчивой области имеет место своеобразный гистерезис, т. е., если пересжатое состояние, соответствующее устойчивому относительно малых начальных возмущений гладкому фронту, достигается постепенным переходом из области неустойчивости, то сильные поперечные возмущения могут сохраниться, не затухая.

Неустойчивость гладкого фронта детонационной волны должна сохраняться вплоть до очень высоких начальных давлений смеси, так как входящие в неравенства (3.1) и (3.2) величины слабо зависят от давления. Экспериментально неоднородности детонационного фронта обнаруживаются следовым методом в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ до начального давления более 1 кг/см², а в смеси $2H_2 + O_2$ — до 3 кг/см² [5, 6]. Причем в первом случае размер неоднородностей составлял $\approx 0,1$ мм, что находилось на пределе разрешения следового метода. Надо думать, что усовершенствование метода позволило бы наблюдать неоднородности и при значительно больших начальных давлениях.

С увеличением начальной температуры смеси T_0 растет также T_1 , соответственно уменьшается величина левых частей неравенств (3.1) и (3.2), однако до очень высоких значений T_0 плоский фронт остается неустойчивым. Перед фронтом спиновой поперечной волны температура составляет около $1100^\circ K$, за поперечным ударным фронтом — около $2800^\circ K$ (поперечная волна пересжата), тем не менее след поперечной волны на закопченной поверхности трубки при спиновой детонации смеси

$2\text{H}_2 + \text{O}_2$ обнаруживает возмущения на самом поперечном фронте ([2—4], см. также рис. 42). Для смеси $2\text{CO} + \text{O}_2 + 5\%$ H_2 неоднородностей в поперечном фронте установившейся спиновой детонации авторам обнаружить не удалось. При неустановившемся режиме, когда поперечный фронт становился аномально широким, следы неоднородностей в нем фиксировались весьма четко.

Описанная выше неустойчивость гладкого детонационного фронта проявляется лишь по отношению к началь-

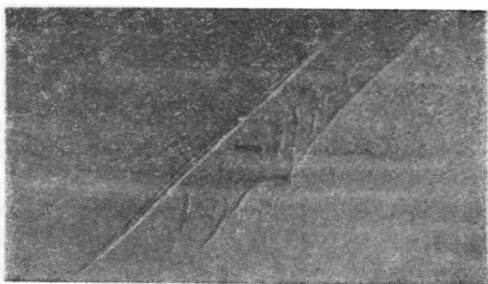


Рис. 42. Следовой отпечаток спиновой детонации при $p_0 = 25$ мм рт. ст. и $d = 45$ мм. Смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Видны следы неоднородности поперечного фронта.

ным возмущениям, линейный размер которых вдоль фронта сравним с шириной зоны реакции $\lambda = u_1 \tau$: Р. М. Зайделем показано, что начальные возмущения с размером

$$\Delta y \gg \lambda \text{ или } \Delta y \ll \lambda \quad (3.3)$$

затухают, т. е. по отношению к ним плоский фронт устойчив. Этот результат понятен, так как при $\Delta y \gg \lambda$ выпуклые участки фронта несколько замедляют, а вогнутые увеличивают свою скорость, аналогично расходящейся и сходящейся детонационной волне в конусных трубках, и фронт выравнивается; мелкомасштабные же возмущения ($\Delta y \ll \lambda$) в плоскости фронта горения экспоненциально затухают в направлении к ударному фронту, сам же ударный фронт устойчив.

Устойчивость детонационной волны по отношению к крупномасштабным возмущениям известна из экспери-

мента: в трубках вдали от пределов детонации ($d \gg \lambda$) установившийся фронт всегда перпендикулярен оси трубки и фотографируется как плоский, если неоднородности, сравнимые с λ , на пленке неразличимы (см. рис. 39, ж, з и 40, и); форма фронта сферической детонации близка к геометрической, если снова пренебречь неоднородностями порядка λ .

Плоский детонационный фронт должен быть заведомо устойчив в трубке, диаметр которой значительно меньше ширины зоны реакции. Однако при $d \ll \lambda$ детонационная волна самостоятельно распространяться не может из-за потерь на стенках. Предельные диаметры труб, в которых неподдерживаемая детонация еще не затухает, оказываются сравнимы с шириной зоны реакции. В этих условиях плоский фронт неустойчив, что неизбежно ведет к образованию спина. При удалении от пределов возможность появления начальных возмущений с размерами порядка λ ничем не исключается, поэтому неустойчивость сохраняется.

В более точной математической постановке устойчивости плоской стационарной детонационной волны по отношению к малым возмущениям исследовалась В. В. Пухначевым [11]. При этом предполагалось, что течение в зоне горения описывается моделью Зельдовича (см. главу I). Считая, что малые возмущения течения представляют суперпозицию цилиндрических гармоник, он изучал поведение отдельной гармоники. В этом случае уравнение возмущенной поверхности разрыва имеет вид

$$z_{\text{разр}} = \varepsilon R_0 \exp(\mu R_0^{-1} c_{\text{ж}} t + in \varphi) J_n(\lambda_{kn} r R_0^{-1}),$$

где μ — комплексный параметр, а $|\varepsilon| \ll 1$.

Задача об отыскании малых возмущений сводится к некоторой задаче на собственные значения для линейной системы обыкновенных дифференцированных уравнений. Наличие среди множества собственных чисел хотя бы одного с $\text{Re} \mu > 0$ означает неустойчивость основного решения уравнений гидродинамики и кинетики, описывающего распространение плоской стационарной детонационной волны.

Оказывается, что при $n=0$ $\lambda=0$ есть собственное число задачи. Собственная функция, соответствующая зна-

чению $\lambda = 0$, описывает возмущение, получаемое основным течением при сдвиге фронта вдоль оси z .

Обозначим $\delta = x_0 R_0^{-1}$, где x_0 — эффективная ширина зоны химической реакции.

Большой интерес представляет отыскание собственных чисел с $Re \mu > 0$ и исследование их зависимости от величины δ . С этой целью был проведен расчет на ЭВМ при следующих значениях параметров: $\frac{E}{RT_{ж}} = 8$, $m = 1$, $\gamma = 1,2$.

Зависимость μ от δ , λ_{kn} такова:

$$\mu = \lambda_{kn} f(\delta \lambda_{kn}),$$

где f — некоторая комплекснозначная функция.

Зафиксировав значение $k = 1$, обозначим $\mu_n = \lambda_{1n} f(\delta \lambda_{1n})$ и положим $n = 1$.

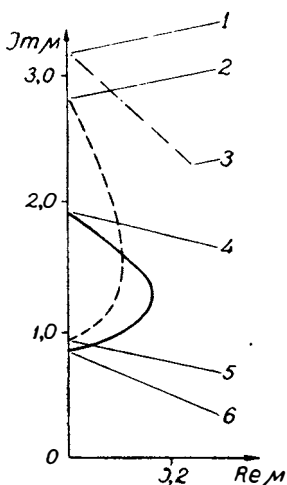
При $\delta = 0,475$ существует собственное число с $Re \mu_1 = 0$, $Im \mu_1 = 1,887$. С увеличением δ , значение $Im \mu_1$ монотонно уменьшается, а значение $Re \mu_1$ сначала увеличивается, а затем начинает уменьшаться и, наконец, при $\delta = 1,35$ становится равным нулю. Зависимость величины μ_1 от δ изображена на рис. 43 сплошной линией.

При $\delta = 0,557$ в полуплоскости $Re \mu \geq 0$ появляется другое собственное число, которое исчезает уже при $\delta = 2,15$. На рис. 43 этому собственному числу отвечает пунктирная линия.

При $\delta < 0,475$ собственных чисел с $Re \mu_1 \geq 0$, $Im \mu_1 \neq 0$ нет. Но если перейти от $n = 1$ к $n = 2$, то получим $\mu_2 = \lambda_{12} f(\delta \lambda_{12} \cdot \lambda_{12}^{-1})$ и при $\delta = 0,475$ величина $Re f = 0,069 > 0$. При дальнейшем уменьшении δ значение $Re \mu_2$ монотонно убывает и при $\delta = 0,287$ обращается в нуль. На рис. 43 эта зависимость изображена штрих-пунктирной линией. При $\delta = 0,287$ наступает переход от $n = 2$ к $n = 3$. С дальнейшим уменьшением δ описанный процесс можно продолжить неограниченно.

Аналогичные вычисления были проведены при $E = 0$ в широком диапазоне изменения δ ($0,35 \leq \lambda_{11} \delta \leq 4,2$). Оказалось, что в области $Re \mu \geq 0$, $|Im \mu| \leq 6,2$ собственных чисел нет. Возбуждение же колебаний газа с очень высокой частотой представляется физически маловероятным. Таким образом, при малых энергиях активизации плоская детонационная волна, по-видимому, устойчива.

Интересно отметить, что при больших значениях параметра $\lambda_{kn} \delta$ собственных чисел с $Re \mu > 0$ не существует. Отсюда, в частности, следует, что в трубе достаточно малого радиуса плоская детонационная волна в рассматриваемой модели устойчива по отношению к малым неодномерным возмущениям.



В силу неустойчивости одномерной детонационной волны вырабатывается более сложная трехмерная структура фронта с сильными поперечными возмущениями. Вблизи пределов детонации в трубках существует единственное возмущение во фронте — спиновая поперечная волна. Ее структура рассмотрена в главе II.

Рис. 43. Результаты численных расчетов неустойчивости плоской детонационной волны по В. В. Пухначеву.

1 — $\delta = 0,287$; 2 — $\delta = 0,557$; 3 — $\delta = 0,475$; 4 — $\delta = 0,475$; 5 — $\delta = 2,15$; 6 — $\delta = 1,35$.

При удалении от пределов число поперечных возмущений увеличивается. В дальнейшем будем их также называть поперечными волнами, не делая заранее никаких предположений о структуре. Впоследствии будет показано, что их структура во многих случаях аналогична структуре поперечной волны при спиновой детонации.

Пересекаясь, поперечные волны образуют во фронте характерную сетку, которая отпечатывается также на закопченных торцах трубок. Сравнение следовых отпечатков для различных смесей (см. рис. 33) показывает, что качественно они совершенно одинаковы. Следовательно, одинакова и структура поперечных волн в разных смесях. Различие состоит лишь в характерных размерах. В качестве основного характерного размера выберем среднее расстояние между поперечными волнами, движущимися в одном направлении вдоль стенки трубки. Обозначим его через a .

Величина a наиболее просто и точно может быть измерена по отпечаткам на боковых стенках трубки как

среднее расстояние между спиральями в направлении, перпендикулярном образующей. На торцевых отпечатках или фотоснимках фронта характерным размером является средний линейный размер ячеек, образованных пересекающимися поперечными волнами. Средний размер ячеек во фронте детонации определяется величиной a . Поэтому в дальнейшем для характеристики всякой детонации с

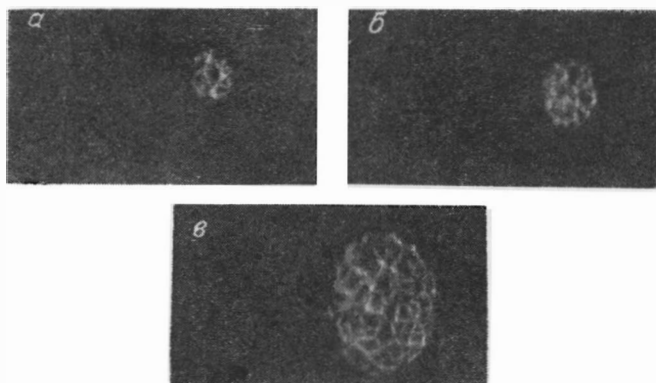


Рис. 44. Фотографии фронта детонации при одинаковом начальном давлении и разных диаметрах трубы. $p_0 = 20$ мм рт. ст.
 $a - d = 15$ мм, $б - d = 21$ мм, $в - d = 42$ мм.

поперечными волнами вдали от пределов, в том числе и сферической, будем употреблять величину a , называя ее средним расстоянием между поперечными волнами одного направления или средним размером ячеек во фронте детонации.

При установившейся детонации в трубке достаточно большого диаметра a зависит только от состава и начального давления смеси. Влияние d становится заметным, лишь когда a сравнимо с d . На рис. 44 приведены фотоснимки фронта детонации смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ при одинаковом начальном давлении в трубках разных диаметров. Во фронте сферической детонации [6] достаточно большого радиуса размер ячеек такой же, как и в широких трубках. Это хорошо видно на снимках $в$ и $г$ рис. 37.

Зависимость a от начального давления, построенная в логарифмических координатах, близка к прямой линии

(рис. 45). Аналитически она может быть выражена формулой вида

$$a = \frac{A}{p_0^\nu}, \quad (3.4)$$

где A и ν — константы для каждой смеси.

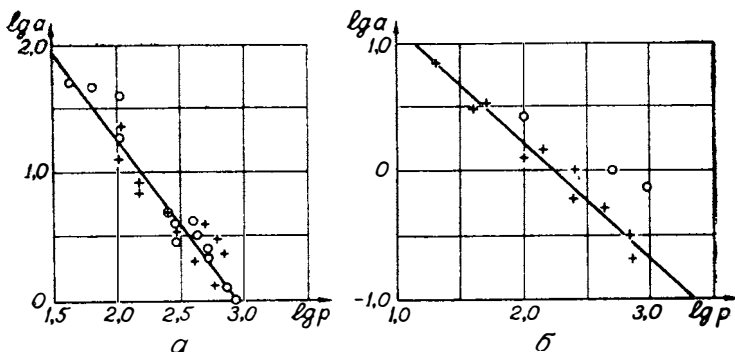


Рис. 45. Зависимость размера ячеек в трубках большого диаметра от начального давления (a — в мм, p — в мм рт. ст.).

a — смесь $2\text{C}_2\text{H}_2 + 5\text{O}_2$; b — смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$; + — опыты авторов, O — точки по данным работ [2, 3].

Изложенные в настоящем параграфе результаты показывают, что при обычных условиях «нормальная» детонация с гладким фронтом не осуществляется в силу неустойчивости и реальный фронт содержит поперечные волны, движущиеся вдоль него в различных направлениях. Движение и столкновение поперечных волн вызывает местные пульсации детонационного фронта, поэтому Ю. Н. Денисов и Я. К. Трошин [9] назвали такую детонацию «пульсирующей»¹. По-видимому, сущности явления лучше всего соответствовал бы термин «многофронтная детонация», так как наряду с передним ударным фронтом возникает множество поперечных фронтов, сжигающих смесь после вторичного ударного сжатия. Этот термин мы

¹ Термин «поперечная волна» авторы работ [2, 4, 6] не употребляли, называя поперечные возмущения «изломами» ударного фронта или «косыми скачками уплотнения» (КСУ). Как будет показано ниже, они не совсем верно представляли себе структуру поперечного возмущения.

и будем употреблять в дальнейшем. Предельным случаем многофронтной детонации в трубах, когда остается только одна установившаяся поперечная волна, является одноголовый спин.

§ 2. Движение и структура поперечных волн при многофронтной детонации

Поперечные волны в плоских каналах

Распространение поперечных волн во фронте детонации в общем случае представляет собой трехмерный нестационарный газодинамический процесс с химическими реакциями, кинетика которых для большинства смесей еще мало изучена. Поэтому естественно исследовать вначале более простые частные случаи и затем попытаться их обобщить. Результаты исследования одного из них — спиновой детонации — уже изложены в главе II. Теперь подробно рассмотрим многофронтную детонацию в плоских каналах.

Плоским будем называть канал, представляющий собой узкий зазор между двумя параллельными пластинами. Величина зазора δ выбирается такой, чтобы характерный размер неоднородностей во фронте детонации в несколько раз превышал δ . При соблюдении этого условия течение газа в детонационной волне можно считать плоским (двумерным), т. е. зависящим только от двух пространственных координат. Хорошие результаты получаются при

$$\frac{a}{\delta} = 6 \div 10, \quad (3.5)$$

где a — среднее расстояние между поперечными волнами одного направления.

Для наблюдения общей картины движения поперечных волн в плоском канале очень удобна смесь ацетилена с кислородом. Свечение поперечных волн во фронте детонации этой смеси значительно превосходит свечение продуктов реакции, благодаря чему удается сфотографировать их траектории относительно стенок канала обычным фотоаппаратом с открытым объективом [5] (рис. 46). Ряд таких снимков в плоских каналах различной конфигурации представлен на рис. 47 и 48.

Каждая поперечная волна перемещается вместе с фронтом в направлении распространения детонации и одновременно движется вдоль фронта в поперечном направлении. Ее след изображается на неподвижной пленке в виде светящейся линии, составляющей угол α с направлением распространения детонации. Имеется два семейства пересекающихся линий, соответствующих поперечному движению в двух встречных направлениях; они образуют весьма правильную сетку с ромбовидными ячейками, совершенно аналогичную сетке следов на закопченных стенках круглых трубок (сравн. с рис. 37). Каждая поперечная волна периодически испытывает встречные столкновения и отражения. Интенсивное свечение поперечной волны не только в момент соударения, но и в промежутках между ними свидетельствует о непрерывном сгорании в ней смеси. Тангенс угла

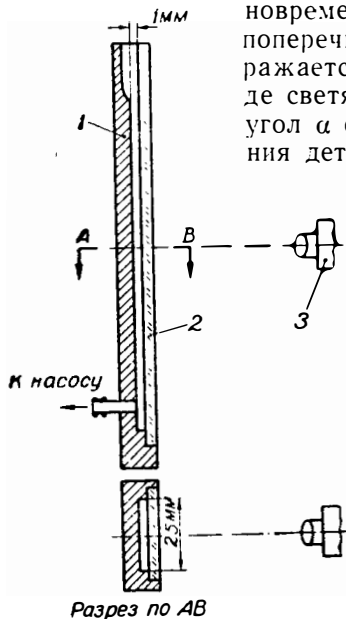


Рис. 46. Устройство «плоского» канала.

1 — корпус канала, 2 — стеклянная стенка, 3 — фотоаппарат.

α несколько меняется за время между последовательными соударениями, однако его среднее значение, равное примерно 0,6, в установившейся детонации одинаково по всей длине канала для линий обоих направлений и почти не зависит от начального давления смеси.

С уменьшением величины зазора при постоянном p_0 a увеличивается, а скорость детонации снижается. Уменьшение скорости, очевидно, связано с ростом относительных потерь на стенках. Увеличение размера ячеек вызвано замедлением скоростей химических реакций за счет уменьшения температуры в детонационной волне. Кроме того, возможно непосредственное влияние стенок на кинетику реакций (например, гибель на стенке активных центров). При увеличении зазора a и D асимптотически приближаются к своим предельным значениям,

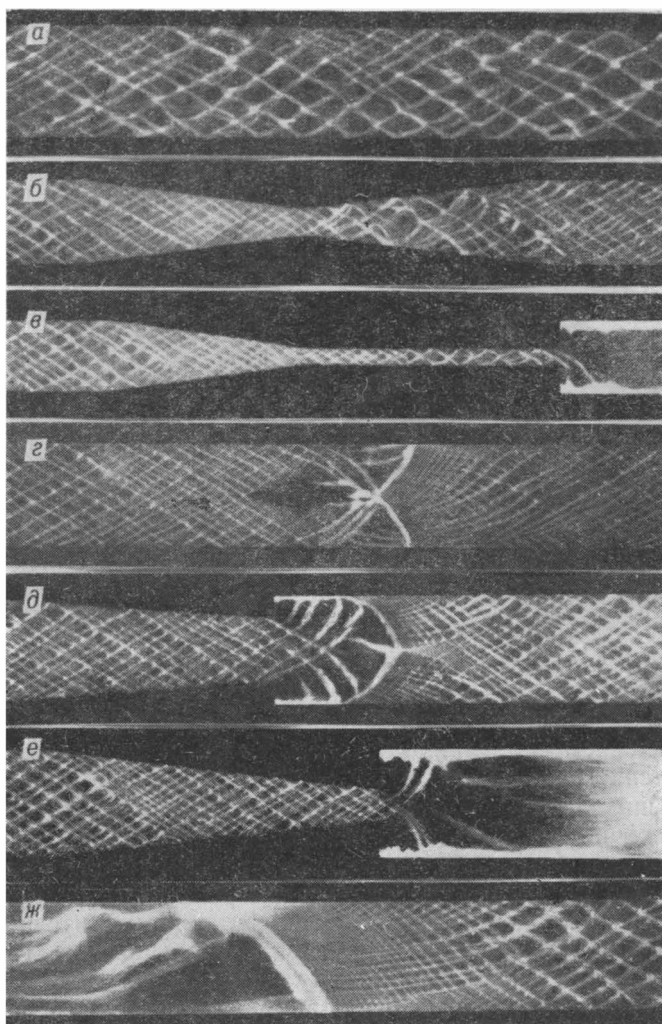


Рис. 47. Фотографии детонации в плоских каналах на неподвижную пленку. Детонация распространяется слева направо.

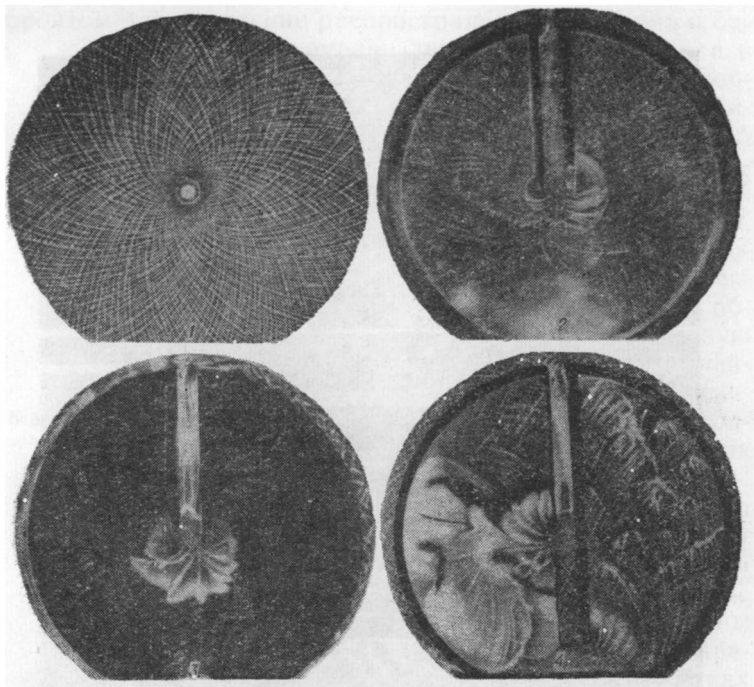


Рис. 48. Фотографии детонации в плоском цилиндрическом канале (снимок 1 сделан Р. И. Солоухиным).

определяемым только составом смеси и ее начальным давлением.

Снимки на рис. 47 и 48 показывают также движение поперечных волн в некоторых неустановившихся детонационных процессах. При распространении детонационной волны в сужающемся канале размер ячеек сетки уменьшается, так как детонация в этом случае становится пережатой и температура за ее фронтом повышается. Пережатие, как известно [12], сохраняется на некотором участке после перехода детонационной волны из сужающегося канала в канал постоянной ширины, что можно наблюдать по изменению размера ячеек (снимок *в* на рис. 47). В расширяющемся канале ячейки увеличены (снимок *б*). При обтекании детонационной волной препятствия или уступа (снимки *г* и *д*) образуются небольшие области, где сжигание смеси осуществляется в попе-

речных волнах только одного направления, т. е. без соударений. После столкновения поперечных волн за препятствием или отражения этих поперечных волн от стенки за уступом восстанавливается прежняя картина движения.

Выход детонационной волны из узкого канала в широкий также сопровождается разделением поперечных волн разных направлений (снимки *д* и *е* на рис. 47 и снимки *б*, *в* и *г* на рис. 48). При этом если $\frac{b}{a}$, где b — ширина узкого канала, меньше некоторой величины $\left(\frac{b}{a}\right)_{\min}$, и поперечные волны, расходясь в стороны, не встречают достаточно близко стенок, то детонация затухает. В плоском случае

$$\left(\frac{b}{a}\right)_{\min} \approx 10. \quad (3.6)$$

Если же $\frac{b}{a} \geq \left(\frac{b}{a}\right)_{\min}$, то после выхода в расширение детонационная волна превращается в расходящуюся цилиндрическую (снимок *б* на рис. 48).

Совершенно аналогичные явления наблюдаются при выходе детонации из трубки в объем. С. М. Когарко, Н. Н. Симонов и Я. Б. Зельдович установили, что минимальный диаметр трубки d_{\min} , при котором на выходе образуется сферическая детонационная волна, связан с эффективной толщиной детонационного фронта в трубке соотношением

$$\frac{d_{\min}}{L} = \text{const} \approx 15. \quad (3.7)$$

Здесь $L = \tau u_1 = \frac{ID p_0}{p_1 p_1}$, где величина I — экспериментально определяемый импульс волны [13].

Сравнивая величины d_{\min} и L , измеренные Когарко и др., с размерами ячеек во фронте детонации для нескольких различных смесей (табл. 4), видим, что в пределах точности измерений отношения $\frac{d_{\min}}{a}$ и $\frac{L}{a}$ одинаковы

для разных смесей:

$$\frac{d_{\min}}{a} \approx 12 \quad (3.8)$$

и

$$\frac{L}{a} \approx 0,8. \quad (3.9)$$

Таким образом, для перехода детонационной волны из канала постоянного сечения в широкую область как в плоском, так и в трехмерном случае необходимо, чтобы в

Т а б л и ц а 4

Состав смеси	d_{\min} , мм	L , мм	a , мм	$\frac{d_{\min}}{a}$	$\frac{L}{a}$
$C_2H_2 + 2,5O_2$	2,5	0,16	0,2	12,5	0,8
$C_2H_2 + 2,5O_2 + 1,25O_2$	5,5	—	0,5	11,0	—
$C_2H_2 + 2,5O_2 + 2,5O_2$	12,5	0,77	1,0	12,5	0,77
$2H_2 + O_2$	19	1,25	1,6	11,9	0,79
$CH_4 + 2O_2$	32	—	3,2	10,0	—

* По данным [13].

сечении канала укладывалось некоторое минимальное число ячеек, а эффективная толщина детонационной волны оказывалась пропорциональной среднему размеру ячеек.

Последний результат понятен, так как сгорание смеси осуществляется в поперечных волнах и толщину детонационного фронта можно считать порядка средней ширины поперечных фронтов, которая, как мы увидим далее, пропорциональна a .

Задержка развития детонации в направлении, перпендикулярном оси трубки, при d , близких к d_{\min} , отмечав-

шаяся в работе [13], связана с тем, что крайние поперечные волны, огибая край трубки, проходят значительный путь без взаимных соударений вдоль ослабленного ударного фронта и химическая реакция в них затухает. Восстановление детонационного фронта происходит лишь после отражения затухающих поперечных волн от внешней поверхности трубки. Этот процесс в плоском случае виден на снимке рис. 48, б.

Фотографии перехода горения в детонацию (см. рис. 47, ж и 48, з) показывают, что поперечные волны появляются одновременно с возникновением детонации.

В случае расходящейся цилиндрической детонации траектории поперечных волн образуют два семейства логарифмических спиралей, закручивающихся в противоположные стороны [14] (см. рис. 48, а).

Тангенс угла α между касательной к спирали и радиусом, вне малой области прилегающей к центру, равен $0,6 \pm 0,06$, т. е. скорость поперечных волн вдоль фронта такая же, как при установившейся детонации в канале постоянной ширины.

Смесь $C_2H_2 + 2,5O_2$ очень удобна для описанных опытов благодаря высокому контрасту яркости поперечных волн на фоне общего послесвечения газа. Фотографируемые сетки линий легко наблюдаются и визуально. Для других смесей общая качественная картина движения поперечных волн та же, но получить четкие снимки на неподвижной пленке не удастся. Более универсальным является следовой метод.

На рис. 49 приведен следовой отпечаток на закопченной стенке плоского канала, оставшийся после детонации смеси $2CO + O_2 + 5\% H_2$. Отпечаток получен в канале с зазором между стенками $\delta = 4,7$ мм, при этом отношение $\frac{a}{\delta} = 5$.

Кроме сетки наклонных следов, являющихся траекториями поперечных волн, на отпечатках хорошо видны также более размытые волнистые горизонтальные полосы, расположенные приблизительно на равных расстояниях друг от друга. Сопоставление отпечатков на обеих стенках детонационного канала показывает, что на задней стенке аналогичные полосы располагаются как раз посередине между полосами на передней стенке, т. е. со

сдвигом на половину расстояния между ними. Наклонные же линии на обеих стенках совпадают. Очевидно, течение газа в данном случае не является абсолютно плоским и во фронте детонации существует некая волна, последовательно отражающаяся от передней и задней стенки. При столкновении такой волны с закопченной стенкой остаются горизонтальные полосы. Расстояние между полосами оказывается приблизительно равным 3,6δ и не зависит от значения a , которое увеличивается при уменьшении начального давления смеси. Отсюда можно вычислить скорость u_y распространения рассматриваемой волны между стенками:

$$u_y = \frac{2\delta}{\frac{3,6\delta}{D}} = 0,55D.$$

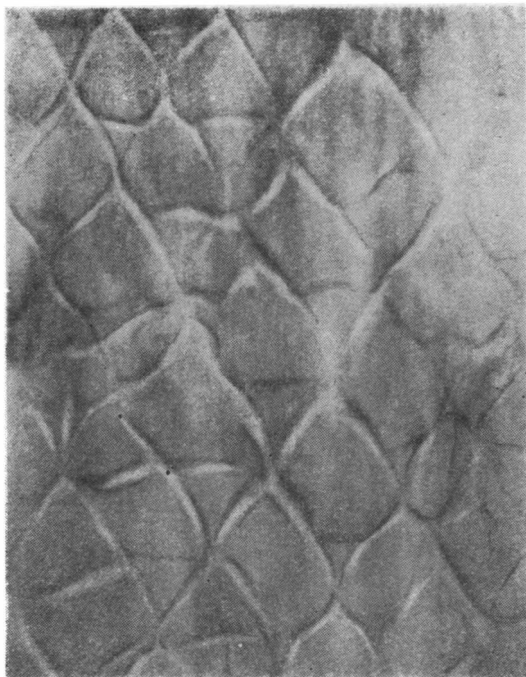


Рис. 49. Следовой отпечаток на стенке плоского канала.

Форма горизонтальных полос характеризует профиль переднего фронта. С увеличением отношения $\frac{a}{\delta}$ горизонтальные полосы становятся все менее четкими, т. е. колебания детонационного фронта в направлении наименьшего размера канала ослабевают и течение постепенно приближается к двумерному.

Близки к плоскому каналу условия распространения поперечных волн в кольцевом зазоре между двумя коаксиальными трубками. Следовой отпечаток на стенке внешней трубки приведен на рис. 50. Здесь также видны слабые колебания фронта вдоль радиуса $\left(\frac{a}{R_0 - R_1} \approx 10\right)$.

Структура поперечных волн в плоском случае исследована для смеси $2\text{CO} + \text{O}_2 + 3\% \text{H}_2$ [15]. Эта смесь была

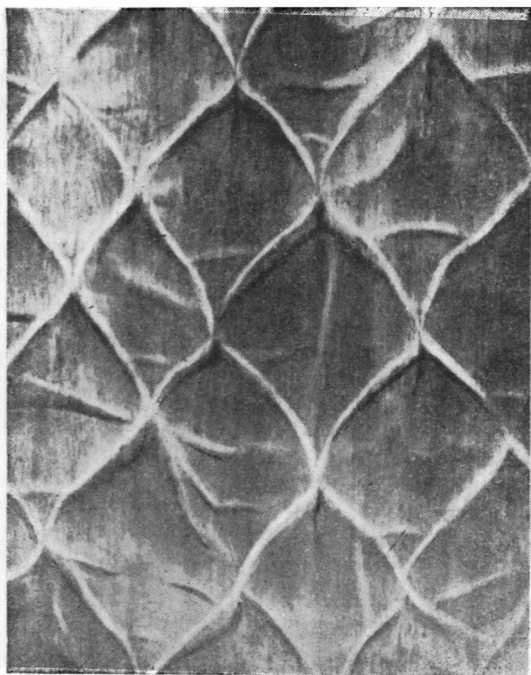


Рис. 50. Следовой отпечаток на внутренней стенке внешней трубы коаксиального детонационного канала.

выбрана потому, что в удобном для лабораторных экспериментов диапазоне начальных давлений 200—300 мм рт. ст. характерные детали структуры фронта имеют размеры порядка миллиметров и сантиметров и сравнительно легко могут быть разрешены при фотографировании компенсационным методом.

Детонационный фронт распространялся в канале прямоугольного сечения $105 \times 4,7$ мм, длиной 150 см, последняя секция которого была сделана из оптического стекла. Следовой отпечаток, приведенный на рис. 49, получен в данном канале. При начальных давлениях смеси, лежащих в указанных выше пределах, отношение $\frac{a}{b}$ составляло от 6 до 10, поэтому течение мало отличалось от плоского.

Скорость поперечной волны относительно газа за невозмущенным ударным фронтом является сильно сверхзвуковой, поэтому, какова бы ни была структура волны в целом, передний ударный фронт должен претерпевать излом в некоторой тройной точке *A*, движущейся вместе с волной. Резкие верхние границы следов на рис. 49 и 50, очевидно, являются траекториями таких тройных точек.

В дальнейшем структуру поперечной волны мы будем рассматривать в системе координат, связанной с точкой *A*. Поэтому необходимо прежде всего выяснить, как меняется скорость ее движения относительно стенок в промежутках между последовательными встречными соударениями поперечных волн. Проведем ось *z* в направлении распространения детонации, ось *x* — в направлении большей ширины канала. Имеем

$$\frac{u_x}{u_z} = \operatorname{tg} \alpha, \quad (3.10)$$

где u_x и u_z — компоненты скорости точки *A*;

α — угол между ее траекторией и осью *z*.

Для средних значений выполняется соотношение

$$u_{x \text{ ср}} = u_{z \text{ ср}} \operatorname{tg} \alpha_{\text{ср}} = D \operatorname{tg} \alpha_{\text{ср}}. \quad (3.11)$$

Скорость детонации *D* в условиях опыта составляла 1710 м/сек при начальном давлении смеси $p_0 = 250$ мм рт. ст. и 1730 м/сек при $p_0 = 350$ мм рт. ст. С достаточной

для всех последующих расчетов точною будем везде полагать $D = 1,7 \cdot 10^5$ см/сек.

Для исследуемой смеси измерения дают

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{ср}} = 0,58 \pm 0,05 \quad (3.12)$$

в диапазоне начальных давлений 200—350 мм рт. ст. Указанный разброс имеется для различных волн в каждом опыте.

Следовые отпечатки не дают, однако, возможности определить u_x и u_z в каждой фазе между соударениями. Такая возможность появляется, если известна траектория точки A также в другой системе координат, например движущейся вдоль оси x с постоянной скоростью V . Тогда получаем еще одно уравнение для определения u_x и u_z :

$$\frac{u_x - V}{u_z} = \operatorname{tg} \alpha', \quad (3.13)$$

где α' — угол между траекторией точки и осью z в новой системе отсчета.

Интересующие нас траектории могут быть получены при фоторегистрации распространения детонационного фронта через широкую продольную щель на пленку, движущуюся в перпендикулярном направлении. Одна из таких фоторегистрограмм приведена на рис. 51.

Отрезок фронта, ограниченный краями щели, засвечивает на пленке широкую наклонную полосу, тангенс угла наклона которой к вертикали равен отношению $\frac{V}{D}$, где V равно скорости пленки, умноженной на коэффициент уменьшения объектива. Поперечные волны, изображения которых движутся в одну сторону с пленкой, вычерчивают на фоне полосы четкие линии, совпадающие с траекториями точки A . Следы встречных поперечных волн смазываются, их движение можно проследить лишь по более яркому свечению в местах соударений. После обмера многих снимков, подобных приведенным на рис. 49 и 50, получены усредненные по различным волнам и опытам зависимости: $\operatorname{tg} \alpha(x)$, $u_x(x)$, $u_z(x)$ и $u_0(x) = \sqrt{u_x^2 + u_z^2}$, представленные в виде графиков на рис. 52; x отсчитывается от точки соударения, a — как и раньше, среднее расстояние между поперечными волнами одного направ-



Рис. 51. Поперечная развертка детонации в плоском канале; ширина щели 55 мм.

ления. Каждая волна проходит за время между последовательными соударениями в среднем расстояние $\frac{a}{2}$ вдоль оси x . Графики на рис. 52 показывают, что u_z меняется в пределах от 1,4 до 0,8 D , а u_x — в пределах от 0,4 до 0,66 D .

Для исследования структуры поперечной волны применен метод Теплера, который позволяет получить снимки скачков уплотнения. Ввиду больших трудностей создания достаточно коротких и мощных импульсов света для получения мгновенных шлирен-снимков использовался компенсационный метод. Фотографирование производилось через щель шириной 1,5 мм, расположенную под углом $30^\circ = \alpha_{\text{ср}}$ к направлению распространения детонации. В таком положении щель пересекали поперечные

волны только одного направления, причем все в одной фазе между столкновениями со встречными волнами, которые двигались параллельно щели. Скорость пленки устанавливалась совпадающей по величине и направлению со средней скоростью изображения поперечных волн, пересекающих щель.

В силу того, что движение поперечных волн в плоском канале не является установившимся, как это имеет место

при спиновой детонации, полученные описанным способом снимки (рис. 53) отличаются от мгновенных, так как различные элементы волны пересекают щель в разные моменты времени, в промежутке между которыми взаимное расположение этих элементов может измениться.

Кроме того, истинная скорость поперечной

волны в момент пересечения щели может отличаться от средней, поэтому из-за различия в скоростях поперечной волны и пленки несколько искажаются размеры и углы наклона скачков, если последние не совпадают с наклоном самой щели. Однако указанные малые искажения не изменяют качественной картины течения и всегда могут быть учтены при аккуратном анализе. Поперечный фронт, интересующий нас прежде всего, имеет наклон, близкий к наклону щели, и фотографируется практически без искажений.

На рис. 53, а мы видим ряд поперечных волн одного направления в последней фазе перед столкновениями. На рис. 53, б слева — поперечная волна такой же структуры, но более крупных размеров (меньше начальное давление смеси). Конфигурация скачков качественно не отличается от случая спиновой детонации. Сильный поперечный фронт, образующий угол около 20° с направлением распространения детонации, движется по газу, предварительно сжатому ударным скачком. Смыкание между ними, как и при спиновой детонации, осуществляется через

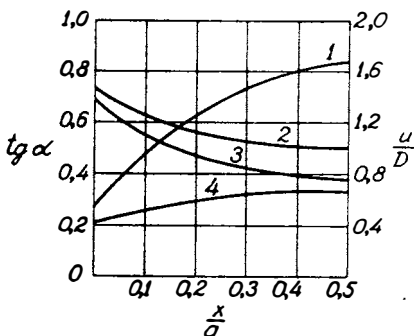


Рис. 52. Зависимости $\operatorname{tg} \alpha(x) - 1$, $u_0/D - 2$, $u_z/D - 3$ и $u_x/D - 4$.

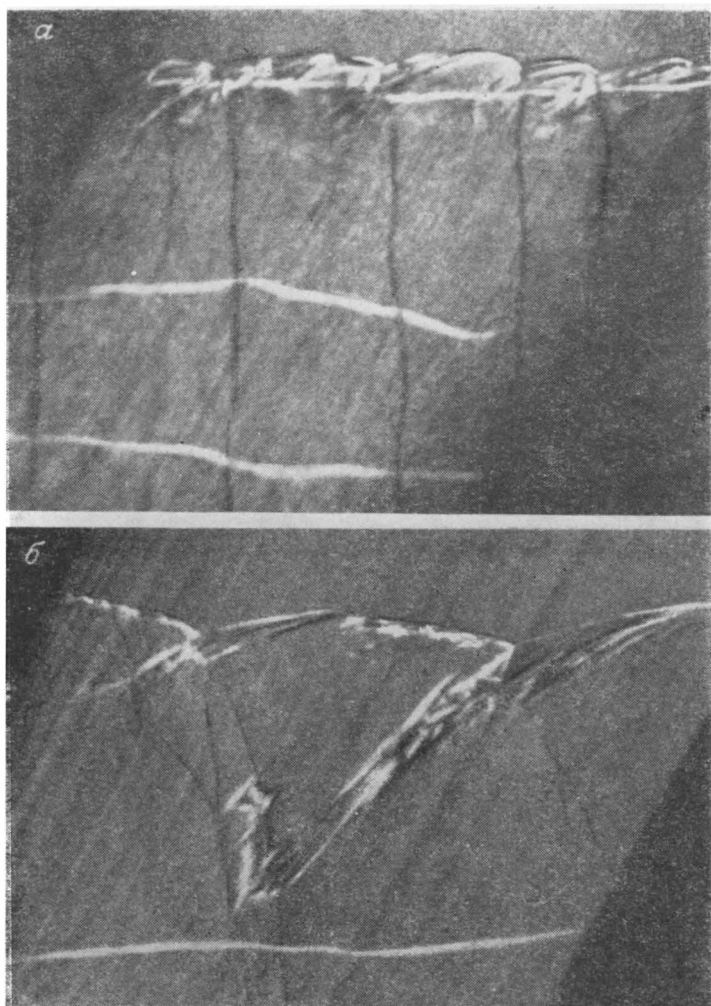


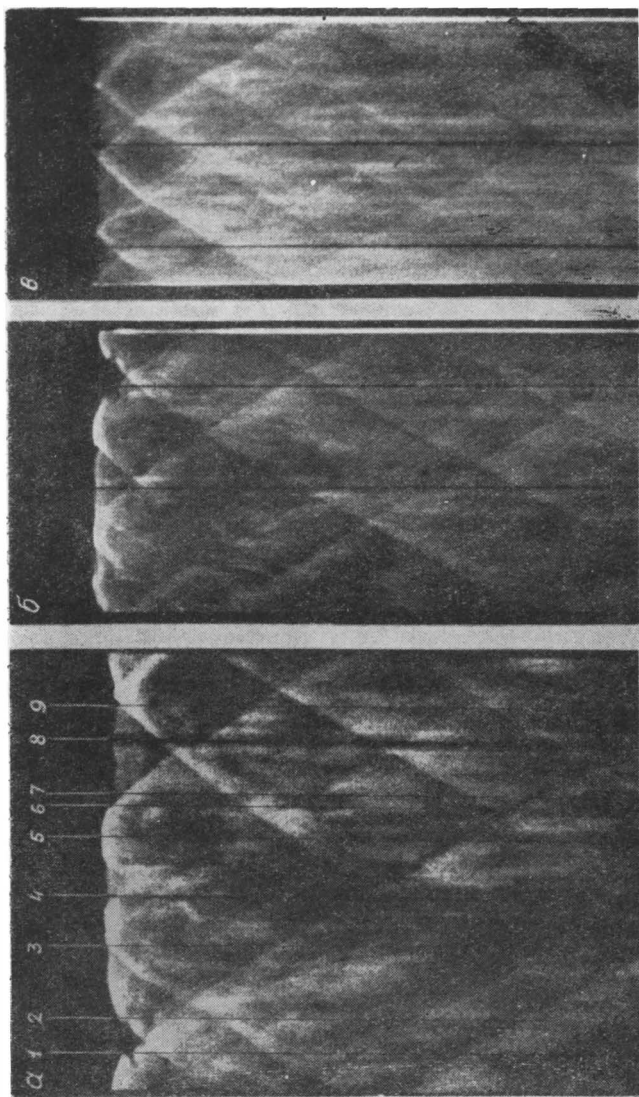
Рис. 53. Теплерограммы поперечных волн в плоском канале.
Угол щели с осью z равен 30° .

«носик», содержащий 2 тройные точки. Некоторые поперечные волны имеют другую структуру, как мы видим на рис. 53, б справа. Вертикальные темные линии на снимках — примыкающие к поперечному фронту ударные волны в сгоревшем газе — шлейфы. Горизонтальные светлые линии — следы шлейфов от встречных волн.

Прежде чем перейти к более подробному анализу структуры поперечных волн, опишем также эксперименты по измерению давления. Два пьезодатчика, конструкция которых описана в главе II, заделывались в задней стенке детонационного канала заподлицо с его внутренней поверхностью, так что сами датчики не вносили возмущений в исследуемое течение. Одновременно с осциллографированием давления производилась фоторегистрация детонационной волны через узкую щель, параллельную фронту детонации и расположенную против датчиков на передней стенке канала. Положение датчиков отмечалось метками на щели, которые давали на фоторегистрограммах темные линии. Скорость пленки совпадала со скоростью изображения детонационной волны.

Несколько фоторегистрограмм с набором наиболее характерных осциллограмм приведено на рис. 54. Снимок *a* интересен тем, что на нем зафиксированы поперечные волны в различных фазах между соударениями: слева — встречные поперечные волны перед столкновением, у правого края — сразу после столкновения, в центре — промежуточная фаза. На снимке *б* в одной из сходящихся волн видно прекращение воспламенения в поперечном фронте. На снимке *в* расстояния между всеми соседними поперечными волнами обоих направлений одинаковы и встречные соударения происходят одновременно вдоль всего фронта. При таком регулярном процессе в ширине канала укладывается целое число $a/2$. От каждого поперечного фронта в сторону сгоревшего газа тянутся длинные светящиеся шлейфы. При рассмотрении фоторегистрограмм нужно учитывать, что углы между скачками здесь сильно искажены. Близкий к истинному вид поперечной волны можно получить, если ее изображение подвергнуть деформации сдвига в горизонтальном направлении так, чтобы шлейф вдали от фронта стал вертикальным.

Траектории датчиков давления, соответствующие приведенным осциллограммам (рис. 54, *г*), нанесены на фоторегистрограмму (рис. 54, *а*). Осциллограммы и



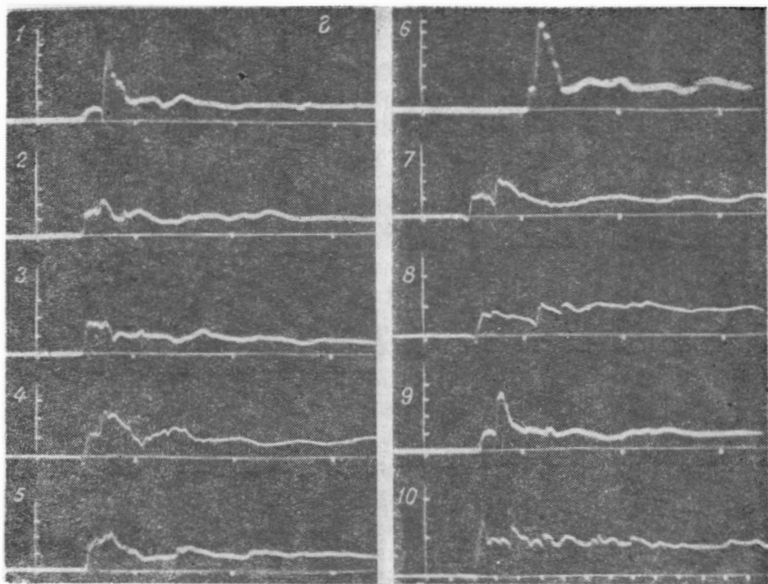


Рис. 54. Осциллограммы давления в плоском канале и соответствующие траектории датчиков на картину самосвечения. Метки по вертикали через $20\rho_0$, по горизонтали — через $10 \mu\text{сек}$.

соответствующие им траектории датчиков относительно детонационной волны обозначены одинаковыми цифрами. Линии 4 и 8 оставлены метками против датчиков в данном опыте, остальные нанесены по фоторегистрограммам, полученным в тех же опытах.

Максимальное давление, замеренное в поперечной волне, составило около $100 \rho_0$, т. е. почти в 6 раз больше вычисленного по классической теории Чепмена — Жуге и в 3 раза больше давления за ударным фронтом по одномерной теории Зельдовича. На расстоянии порядка a от переднего фронта амплитуда пульсаций давления резко уменьшается, и среднее давление практически совпадает с вычисленным по условию Чепмена — Жуге, которое с учетом поправки на потери близко к $17 \rho_0$.

Газодинамические схемы течения в поперечной волне, соответствующие наблюдаемым на шлирен-фотографиях, изображены на рис. 55 и 56. Расчет производится так же, как для спиновой поперечной волны. Будем рас-

сма­тривать те­че­ние в си­сте­ме ко­ор­ди­нат, свя­зан­ной с точ­кой A , дви­же­ние ко­то­рой нам уже из­вест­но. Ско­рость на­бе­га­ю­ще­го не­воз­му­щен­но­го по­то­ка u_0 и угол α , об­ра­зо­ван­ный ли­ния­ми то­ка в э­том по­то­ке с осью z , для ка­ж­дой фа­зы ме­жду со­ударе­ния­ми да­ют­ся гра­фи­ка­ми рис. 52. Для рас­че­та не­об­хо­ди­мо за­дать е­ще од­ин па­ра­метр, на­при­мер угол β ме­жду фрон­том «при­хо­дя­щей»¹ в

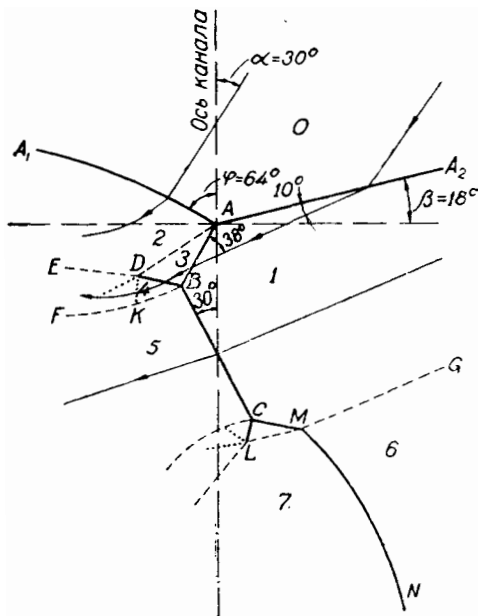


Рис. 55. Схема течения в плоском канале с поперечной волной.

— ударные волны; — — — контактные разрывы; . . . слабые разрывы; стрелки указывают линии тока.

точку A ударной волны A_2A и осью x , который может быть измерен на шпирен-снимках. По заданным значениям u_0 , α и β рассчитываются последовательно тройные конфигурации в точках A и B .

Рассмотрим сначала случай, когда скорость потока после скачка BD остается сверхзвуковой (см. рис. 55).

¹ Приходящей, по терминологии Л. Д. Ландау и Т. М. Лифшица [16], называется такая волна, вдоль фронта которой возмущения могут распространяться лишь по направлению к рассматриваемой точке.

За точкой D давления по обе стороны контактного разрыва уравниваются с помощью центрированной волны разрежения. Некоторые неточности построения обсуждались в главе II. Здесь необходимо еще учитывать неустановившийся характер реального течения. Поперечная волна существенно меняется на пути $a/2$. При сравнении рис. 53 и 55 видно, что $AB \ll \frac{a}{2}$, поэтому в окрестностях

точек A и B течение мало отличается от установившегося, соответствующего значениям u_0 , α и β в рассматриваемый момент времени. На расстояниях порядка BC и больших такое предположение уже незаконно, поэтому трудности расчета течения в окрестности точки C , встречаемые при спиновой детонации, здесь увеличиваются. Можно лишь предполагать, что вблизи C образуется та же конфигурация разрывов, что и в окрестности точки B , как изображено на рис. 55. Шлирен-фотографии показывают, что граница MG

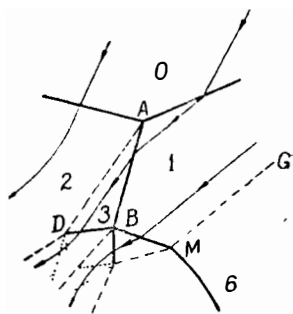


Рис. 56. Схема течения без поперечной волны.

между сгоревшим и несгоревшим газом сильно размыта, видимо, вследствие турбулизации фронта горения и сопряжение ударных волн CM и MN осуществляется не в угловой точке M , как показано на рисунке, а плавным переходом.

Скачки AA_1 и BC в спиновой поперечной волне считались детонационными, здесь же, в области I , скорость потока, вычисленная по измеренным значениям u_0 , α и β , оказывается меньше скорости детонации Чепмена — Жуге. Поэтому скачок BC , а вместе с ним и скачок AA_1 , имеющий приблизительно ту же температуру за фронтом (близкую к температуре полного торможения), при нашем упрощенном расчете приходится считать чисто ударным, без выделения химической энергии во фронте. Однако интенсивное свечение газа за BC и AA_1 (см. рис. 54 и 55) указывает на наличие воспламенения. Кажущееся противоречие устраняется, если предположить, что в случае плоского канала протяженность зоны реак-

ции за скачками AA_1 и BC больше расстояния AB . Тогда в тройных точках A и B фронты взаимодействуют как ударные, поток газа в области 2 поджимается из области 4, а поток в области 5 расширяется в стороны раньше, чем достигается максимальное выделение тепла. При таком предположении скорость распространения фронта AA_1 по состоянию 0 должна быть больше, а скорость фронта BC по состоянию 1 меньше вычисленных по условию Чепмена — Жуге, что и соответствует действительности. Весь комплекс, состоящий из ударных скачков и зоны реакции, может быть назван детонационным.

Но может ли такой комплекс существовать стационарно? При обычной многофронтной детонации поперечные волны периодически сталкиваются друг с другом, поэтому они нестационарны. Установившаяся поперечная волна с аналогичной структурой осуществляется при одноголовой спиновой детонации, но там течение существенно трехмерное. Однако можно представить себе и двухмерный детонационный фронт с одной или несколькими поперечными волнами, движущимися вдоль фронта в одном направлении, без столкновений, в узком зазоре между двумя коаксиальными трубками.

Одним из авторов [15] были поставлены специальные опыты. Для создания поперечных волн одного направления по окружности зазора устанавливалось несколько направляющих ребер. Движение волн фиксировалось по следам на закопченной поверхности внешней трубки. Удавалось получить несколько закрученных в одну сторону спиральных следов точно такой же структуры, какую имеет след спиновой поперечной волны. Но после приблизительно $3/4$ оборота от каждого следа начинали ответвляться более слабые следы, соответствующие вращению в противоположном направлении; затем после нескольких встречных столкновений последние усиливались, а вся картина следов принимала обычный характер. В узком зазоре между трубами не удается также создать детонационный фронт с одной стационарной поперечной волной. При подходе к пределу детонация остается многофронтной и прекращается, не переходя в устойчивый одноголовый спин. Описанные эксперименты показывают, что в плоском случае стационарная поперечная волна во фронте детонации, по-видимому, невозможна.

Обратимся снова к схеме течения на рис. 55. Очевидно, необходимым условием стационарности тройных конфигураций в точках A и B является

$$M_4 \geq 1,$$

так как в противном случае волна разрежения KDF догоняет ударный фронт BD , давление за BD и BC вблизи тройной точки B спадает и точка B сносится вниз по потоку вдоль скачка AB . Кроме того, возмущения от волны разрежения могут достигать точки B и через область 5, если поток в области 5 не становится сверхзвуковым раньше точки K , в которой контактный разрыв BF пересекается с первой характеристикой, выходящей из точки D .

· Непосредственно за ударным фронтом BC поток сильно дозвуковой, переход его через скорость звука может произойти лишь в результате сжатия с последующим расширением в поперечном направлении (переход через критическое сечение трубки тока — геометрический фактор) или за счет выделения тепла при химической реакции (тепловой фактор). Конечно, эти факторы могут действовать совместно. При спиновой детонации фронт BC является пересжатым детонационным и поэтому максимально возможного выделения тепла недостаточно для достижения потоком скорости звука, в связи с этим в главе II приходилось предполагать сжатие трубки тока в радиальном направлении. В плоском канале и в узком кольцевом зазоре между трубками скорость потока 1, втекающего во фронт BC , всегда оказывается меньше рассчитанной по условию Чепмена — Жуге для одномерного случая. Поэтому трубки тока в области 2 должны расширяться прежде, чем выделяется максимальное количество тепла. Достигает ли при этом поток скорости звука до точки K , остается неясным. Во всяком случае стационарных двумерных поперечных волн рассмотренного типа в экспериментах получить не удастся.

Конечно, причины могут быть и другие. Например, неустойчивость гладкого фронта AA_1 , порождающая слабые поперечные возмущения разных направлений (см. рис. 53, б). Это могло вызвать неудачу при попытке получить в зазоре между трубками поперечные волны, вращающиеся только в одну сторону, так как наблюдае-

мое на следовых отпечатках разрушение волн одного направления начиналось с отклонения первоначально слабых встречных возмущений. При одноголовой спиновой детонации в трубках без вставок (или с тонкими вставками) детонационный скачок AA_1 сильно пересжат, поэтому, согласно критерию Щелкина (3.1), он может оказаться устойчивым. Действительно, для установившегося спина ни следовым, ни фотографическим методом не удастся обнаружить возмущений во фронте AA_1 , хотя во фронте BC возмущения фиксируются.

Проследим теперь, как будет меняться структура поперечной волны, если волна разрежения достигает точки B через область 4 (при $M_4 < 1$) или через область 5 (при дозвуковой скорости потока 5 против точки K), см. рис. 55. Состояние газа в области 1 будем пока предполагать однородным и неизменным во времени. Пусть наблюдатель находится в системе координат, скорость которой относительно частиц газа в области 0 (или 1) в некоторый начальный момент времени совпадает со скоростью тройной точки A и в дальнейшем остается постоянной. Ясно, что волна разрежения вызовет ослабление ударных скачков BC и BD ; скорость последних относительно газа перед ними уменьшится и тройная точка B будет двигаться вдоль скачка AB , увеличивая его длину. Одновременно начнет сноситься вдоль A_2A и тройная точка A , так как фронт AA_1 является пересжатым детонационным и может поддерживаться лишь расширением газа из области 4 с более высоким давлением. (Расщепление переднего фронта A_2A на AA_1 и AB вызывается в конечном счете возмущениями от поперечного фронта BC , распространяющимися вдоль косоугольного ударного скачка BD и затем по дозвуковой области 2.) По аналогичным причинам может смещаться точка C вдоль MC .

Таким образом, вся поперечная волна начинает отставать от нашего наблюдателя и в неподвижной системе координат составляющая ее скорости вдоль фронта AA_2 уменьшается. При этом углы наклона всех скачков и их размеры меняются. Длина AB должна увеличиваться, так как, вновь уравнивая скорость системы координат наблюдателя с точкой A , мы обнаружим, что в начальный момент точка B сносится относительно наблюдателя вдоль AB с некоторой конечной скоростью (скачки BD и BC «поедает» волна разрежения), в то время как точка A

покоится относительно наблюдателя. Иначе говоря, фронт BC затухает быстрее, чем AA_1 . За BC быстрее спадает температура и раньше прекращается интенсивное горение смеси. Точки B и C из-за удлинения AB могут сблизиться до слияния. В результате образуется структура, изображенная на рис. 56. Будем называть ее структурой II типа в отличие от структуры I типа на рис. 55. Вместе с фронтом BC исчезает и высокотемпературная область 5. За скачками DB и BM остается «хвост» относительно холодного газа.

Описанные процессы действительно происходят в плоском канале. Между последовательными встречными соударениями скорость поперечной волны вдоль переднего фронта уменьшается, с течением времени размер носика увеличивается, свечение за поперечным фронтом BC обычно ослабевает. Нужно только добавить, что состояние I перед поперечным фронтом в реальных условиях многофронтной детонации не является однородным и постоянным во времени. Датчики, проходя через область I, часто обнаруживают некоторый спад давления с удалением от фронта A_2A . В соответствии с этим спадом нормальная скорость фронта A_2A по состоянию 0 и давление p_1 непосредственно за фронтом уменьшаются со временем. Кроме того, поперечный фронт BC движется между столкновениями по расширяющейся полосе несгоревшего газа, заключенного между ударным фронтом A_2A и фронтом горения GM , поэтому, несмотря на удлинение AB (и, возможно, MC), ширина фронта BC увеличивается. Вероятно, в силу последнего обстоятельства, при установившейся многофронтной детонации в плоском канале перехода к структуре II типа наблюдать не удастся. Авторами получено несколько десятков шлирен-снимков на смеси $2CO + O_2 + (2 \div 5\%) H_2$, и всегда обнаруживалась только структура I типа. Не на всех снимках она была четкой, но поперечный фронт BC всегда ясно различался и его направление было почти перпендикулярно линиям тока в области I. В то же время на некоторых снимках самосвечения поперечный фронт совсем не виден, что (см. рис. 54, б), по-видимому, связано с прекращением воспламенения газа за сильно ослабленным фронтом.

Обращает на себя внимание также различная структура следов поперечных волн на следовых отпечатках

(см. рис. 49 и 50). Часть следов между пересечениями имеет вид постепенно расширяющихся полос с четкими краями; их происхождение ясно: верхний край прочерчивается тройными точками A и B в конфигурации I типа, следы которых обычно сливаются, нижний край — точками C и M . Другая часть следов представляет собой одиночные линии. Можно было бы предположить, что в последнем случае следы образованы конфигурациями II типа, так как в проекции на направление, перпендикулярное следу, точки A и B практически сливаются. Но это предположение противоречит шлирен-снимкам, на которых структура II типа при установившейся детонации не наблюдается. Изменение структуры под влиянием сажи на стенках (шлирен-фотографии можно получить только с чистыми стеклами) маловероятно. Остается предположить, что нижние тройные точки C и M не всегда оставляют след. На снимках самосвечения изломы в точках C и M обычно выражены нечетко, что связано с отсутствием резкой границы GM между сгоревшим и несгоревшим газом. Граница GM может размазываться благодаря наличию вдоль нее турбулентного перемешивания, вызванного разностью тангенциальных скоростей, и горения. Действительно, контактный разрыв GM (точнее, фронт горения) образовался после сжигания нижележащего слоя газа фронтом A_1A предыдущей поперечной волны, который сообщил сгоревшему газу скорость, отличающуюся от скорости прилегающего слоя несгоревшего газа.

Чтобы лучше уяснить общую картину движения поперечных волн в плоском канале, представим себе детонационный фронт, в котором расстояния между всеми соседними поперечными волнами обоих направлений одинаковы, а соударения происходят одновременно по всему фронту. Схема движения поперечных волн в таком идеализированном плоском случае изображена на рис. 57. Показан профиль переднего фронта и взаимное расположение поперечных скачков в четырех различных фазах между столкновениями. После соударения каждая поперечная волна проходит вдоль фронта AA_1 встречной волны приблизительно $\frac{1}{8}a$, прежде чем за ним появляется слой несгоревшего газа. Именно в этот момент формируется конфигурация I типа. В дальнейшем ее качественный вид сохраняется до следующего столкновения.

Разумеется, реальная структура детонационного фронта не столь правильна, как она изображена на рис. 57. Однако тенденция к упорядочению всегда имеется в связи со следующим обстоятельством. Дело в том, что поперечная волна подпитывается за счет энергии проходящей в ней химической реакции. Поэтому, если расстояние между какими-то двумя соседними поперечными волнами увеличивается, то задняя волна будет сжигать более широкий слой непрореагировавшей смеси, усилится и начнет догонять переднюю. Это соображение остается в силе и с учетом встречных соударений.

При установившейся детонации в плоском канале отклонения размеров отдельных ячеек от средней величины a малы. В некоторых случаях, особенно когда в ширине канала укладывается небольшое число ячеек, удается наблюдать очень правильную структуру (см. рис. 44, б, в и рис. 54, в), практически не отличающуюся от вычерченной на схеме рис. 57.

Среднее расстояние a между поперечными волнами одного направления (размер ячеек) определяется в основном временем химической реакции в поперечной волне.

Представляет интерес проследить, как меняются давление, температура и другие характеристики газа в области поперечной волны в различных фазах между столкновениями. Определяющими параметрами при расчете тройной конфигурации в точке A для газовой смеси заданного состава с заданным начальным состоянием (p_0, T_0) являются скорость невозмущенного потока u_0 в системе координат, связанной с точкой A , и угол φ_0 меж-

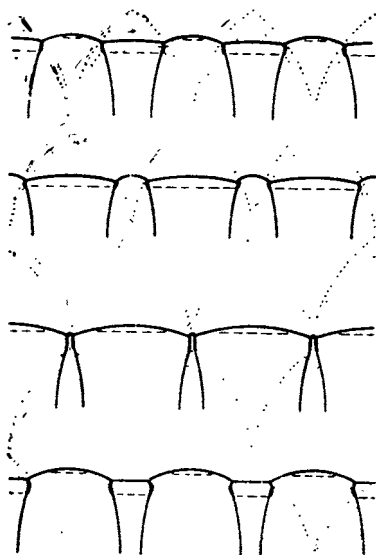


Рис. 57. Схема движения поперечных волн в плоском канале.
 ——— сильные разрывы; - - - границы сгоревшего и несгоревшего газа;
 траектории крайних точек поперечного фронта

ду вектором этой скорости и фронтом «приходящей» волны A_2A , равный $\frac{\pi}{2} - (\alpha + \beta)$. Последовательность значений u_0 и φ_0 , которую проходит поперечная волна между соударениями, изображена усредненной кривой 2 на рис. 58. Штриховые кривые показывают пределы отклонений этих величин от средних. При построении кривых использовались графики для u_0 и $\text{tg}\alpha$, приведенные на рис. 52; соответствующие им значения β измерялись на шпирен-снимках.

Тройная конфигурация в точке B может быть рассчитана в предположении, что фронт AB прямой и точка B неподвижна относительно A .

В действительности длина AB увеличивается со временем. Расчет показывает, что скорость потока за скачком BD остается сверхзвуковой лишь в некоторой области параметров u_0 и φ_0 . Кривая 1 на рис. 58 является границей этой области (расчет выполнен для смеси $2CO + O_2$ при $T_0 = 293^\circ K$). Выше кривой 1 $M_4 < 1$ и стационарное положение точки B относительно A заведомо невозможно, но скорость перемещения точки B , как видно из экспериментов, совершенно незначительна по сравнению со скоростью натекающего потока из области 1. Поэтому поправка к вычисленным величинам, учитывающая скорость сноса, получится малой и ею можно пренебречь. Тем более, что неучет химической реакции в области 2 и искривление скачка AB вносит, по-видимому, более существенные погрешности.

Изменения давлений и температур за ударными скачками AA_1 , AA_2 и BC в промежутке между столкновениями представлены на графиках рис. 59 и 60, где x — координата вдоль общего фронта детонации. При расчете брались значения u_0 и φ_0 вдоль кривой 2 на рис. 58. Все графики начинаются при $x=0$, хотя рассмотренная структура поперечной волны при соударении раз-

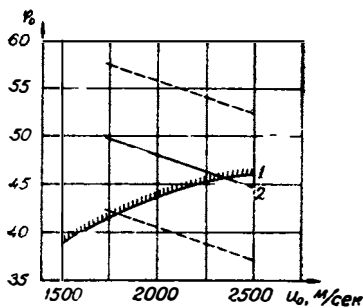


Рис. 58. График изменения u_0 и φ_0 для поперечной волны в плоском канале между соударениями.

рушается и вновь возникает лишь при $\frac{x}{a} \approx 1,8$, когда за фронтом «приходящей» волны появляется слой несгоревшего газа. На более ранних стадиях действительные значения p и T могут не соответствовать приведенным графикам. Давление и температура за всеми скачками с ростом x монотонно убывают.

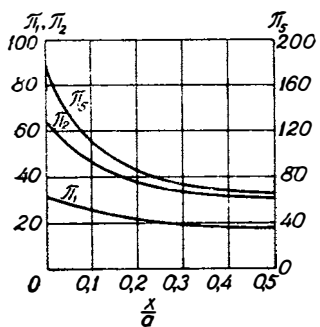


Рис. 59. Изменение давления в областях 1, 2 и 5 между соударениями.

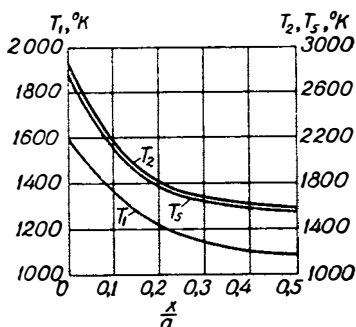


Рис. 60. Изменение температуры в областях 1, 2 и 5 между соударениями.

В табл. 5 для сравнения приведены рассчитанные и измеренные величины давлений за скачками A_2A , AA_1 и BC . Соответствие между расчетом и экспериментом хорошее. Значительный разброс экспериментальных значений связан с тем, что не все поперечные волны одинаковы; среди них имеются как более слабые, так и более сильные.

Таблица 5

x/a	P_1P_0		P_2P_0		P_5P_0	
	расчетные	измеренные	расчетные	измеренные	расчетные	измеренные
0,2	21,6	23 ± 5	37,2	35 ± 10	81,5	80 ± 20
0,45	18,5	16 ± 4	32,3	30 ± 5	66,7	60 ± 20

Как и при спиновой детонации, в экспериментах обнаруживается сильное падение давления вдоль поперечного фронта по направлению от B к C . Вблизи точки

С измеренное давление за фронтом BC оказывается примерно в 1,5 раза меньше рассчитанного в предположении однородности потока в области I и отсутствия в нем химической реакции. Причины изменения давления вдоль BC обсуждались в главе II.

Максимальное местное давление развивается в области соударения встречных поперечных фронтов, расчетная величина его около $200 p_0$ ¹. Столь высоких пульсаций давления в детонационном фронте датчиками зарегистрировано не было, поскольку ни в одном опыте (их было около сотни) датчик не попал точно между сталкивающимися поперечными фронтами. Это вполне объяснимо, если линейный размер области высокого давления в местах соударения порядка $0,1a$. В этом случае вероятность того, что в 100 опытах датчик ни разу не пройдет через область высокого давления, составляет около 50%.

Структура II типа наблюдается в плоском канале при неустановившихся детонационных процессах, связанных с местным или общим ослаблением детонационного фронта. Снимок b на рис. 53 получен для неустановившейся детонации: к концу канала скорость фронта в целом, число поперечных волн и их скорость вдоль фронта уменьшались. Волна справа имеет структуру, изображенную на рис. 56. Особенно четко переход к структуре II типа происходит при обтекании детонационной волной препятствия или уступа, когда за обтекаемым телом образуются области с поперечными волнами только одного направления и встречные соударения длительное время отсутствуют. Снимок поперечных волн в детонационном фронте, обтекающем уступ, полученный компенсационным методом, приведен на рис. 61. Конфигурация плоского канала и расположение щели показаны на рис. 62.

В центре снимка на рис. 61 видим две поперечные волны I типа, остальные волны сильно ослаблены и имеют структуру II типа. При удалении щели от конца суженной части канала волны I типа полностью исчезают и появляются снова лишь после отражения затухающих

¹ Если считать некоторый слой газа за фронтом BC не реагирующим, а реакцию за расходящимися после соударения скачками мгновенной, то это давление оказывается равным приблизительно $210 p_0$. Если же расходящиеся скачки остаются чисто ударными, то расчетное давление соударения составляет около $180 p_0$.

поперечных волн II типа от стенки за уступом одновременно с восстановлением нормальной скорости детонационной волны в целом. По-видимому, аналогичные явления происходят при выходе детонационной волны из трубки в объем. За скачками BD и BL в конфигурациях II типа тянется длинный «хвост» сравнительно холодного газа, который постепенно сгорает в турбулентном по-

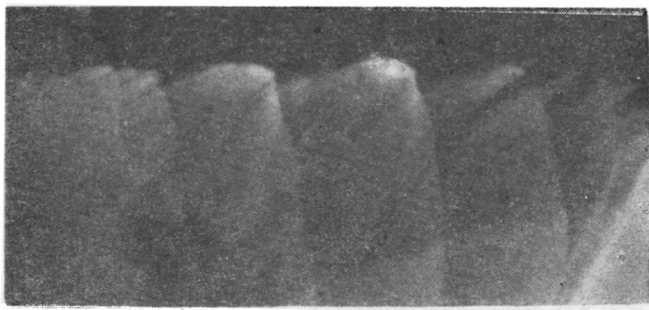


Рис. 61. Поперечные волны в детонационном фронте, обтекающем уступ.

токе (см. рис. 53, б и 61). Его свечение значительно слабее, чем газа за скачком AA_1 . Легко показать, что поперечная волна со структурой II типа также не может быть стационарной. Если бы она была стационарной, то основным возмущением, порождающим всю конфигурацию, являлся бы скачок AA_1 с высокой температурой и быстрой химической реакцией. (В волне I типа ведущим является поперечный фронт BC ; «излом» переднего фронта AA_1 можно считать «отошедшим скачком», возникающим при обтекании контактного разрыва ADE ; его скорость по невозмущенному газу больше D .)

Ясно, что в конфигурации II типа скорость скачка AA_1 относительно невозмущенного газа не может превы-

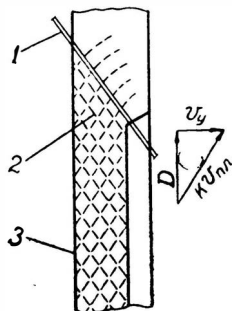


Рис. 62. Постановка опыта при съемке поперечных волн в детонационном фронте, обтекающем уступ.

1 — щель; 2 — траектории поперечных волн; 3 — плоский детонационный канал.

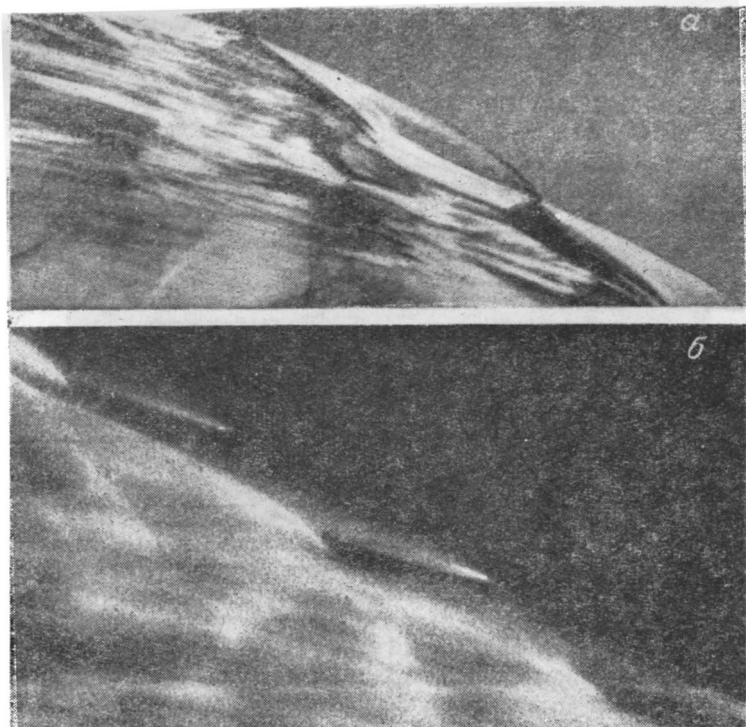


Рис. 63. Снимки поперечной волны перед затуханием спяновой детонации.

а — теплорограмма; б — самосвечение.

шать скорость D детонации Чепмена — Жуге. Составляющая скорости поперечной волны II типа в направлении распространения детонации u_z всегда меньше D , так как $u_z = u_0 \cos \alpha$ и $u_0 \leq D$, поэтому стационарные волны II типа не обеспечили бы продвижения детонационного фронта со скоростью D , следовательно, они не могут быть стационарными. По тем же причинам поперечные волны II типа особенно характерны для затухающей детонации¹. Авторы наблюдали аналогичную структуру

¹ Тройные конфигурации во фронте детонации рассматривались также Ю. Н. Денисовым, Я. К. Трошиным, К. И. Щелкиным и сотр. [2—4, 6], позже Даффом [7], однако все они предполагали существование лишь одной тройной точки типа А, считая АВ прилегающей к фронту частью шлейфа. В действительности структура поперечной волны оказывается значительно сложнее.

также при одноголовой спиновой детонации в круглой трубке (рис. 63). При этом скорость детонации оказывалась ниже нормальной (~ 1500 м/сек вместо 1700 м/сек). Однако малая длина фотографируемого участка трубы (18 см при $d=2,7$ см) не позволяла установить, был ли процесс стационарным.

Со стороны сгоревшего газа к каждой поперечной волне примыкает шлейф. Вблизи поперечного фронта шлейф является ударной волной со скачком давления до половины среднего, что соответствует числу Маха для нормальной скорости натекающего потока $M \simeq 1,2$. С удалением от фронта амплитуда давления падает и ударная волна постепенно переходит в акустическую. Изменение давления в шлейфе можно проследить по осциллограмме 10 на рис. 54, снятой при более длинной развертке. Форма шлейфа видна из фоторегистрограмм на том же рисунке. Верхняя его часть (исключая окрестность точки M) наклонена приблизительно под тем же углом, что и поперечный фронт, затем шлейф становится перпендикулярным фронту детонации, а при дальнейшем удалении от фронта угол наклона шлейфа к оси z (направление распространения детонации) меняет знак, т. е. шлейф начинает отставать от поперечной волны. Это отставание понятно. Как показывают измерения, средняя скорость поперечной волны вдоль фронта равна:

$$u_x = (0,58 \pm 0,05) D > C_{ж},$$

где $C_{ж}$ — скорость звука в плоскости Чепмена — Жуге; шлейф же вдали от детонационного фронта представляет собой акустическую волну и распространяется со скоростью $C_{ж}$. Отставание шлейфа с удалением от фронта усиливается также уменьшением скорости звука в продуктах реакции за счет охлаждающего влияния стенок и волны разрежения.

Детонация в трубах и сферическая детонация

Экспериментально исследовать структуру поперечных волн в общем случае трехмерной многофронтной детонации, как это сделано в плоских каналах и для одно-

голового спина в трубках, пока не представляется возможным. Поэтому о структуре можно судить лишь по косвенным признакам, в частности на основании сравнения следовых отпечатков. Поперечные волны движутся по узкому слою газа, прилегающему к детонационному фронту, сжигая смесь. Будем рассматривать их движение в плоскости фронта.

В трубках вблизи пределов детонация одноголовая спиновая, т. е. во фронте имеется одна поперечная волна, совершающая вращательное движение по окружности трубки. В плоскости поперечного сечения трубки она представляет собой стационарную маховскую конфигурацию с сильно развитой ножкой (см. рис. 34). Падающая и отраженная волны, сопрягающиеся с ножкой в тройной точке, являются, очевидно, ударными, и их интенсивность быстро падает с удалением от стенки трубки.

Устойчивый одноголовый спин существует в довольно широкой области начальных давлений смеси, прилегающей к пределу детонации. Так, в трубе $\varnothing 30$ мм для смеси $2\text{CO} + \text{O}_2 + 5\% \text{H}_2$ устойчивый спин наблюдается при начальных давлениях от 40 до 75 мм рт. ст. Следовые отпечатки на торце и боковых стенках идентичны для всех давлений в этом диапазоне. При увеличении давления выше 75 мм рт. ст. спиновая конфигурация теряет устойчивость: начинается воспламенение за падающей волной, она удлиняется, ускоряется (размер ножки при этом может сокращаться) и другим концом достигает стенки впереди ножки. После встречи такой волны с ножкой в некоторой точке стенки образуется расходящаяся поперечная волна, захватывающая все сечение трубки. Угол между концами этой волны и цилиндрической стенкой меняется по мере ее распространения. Начиная с некоторого момента, у обоих концов образуются маховские тройные конфигурации, которые затем сталкиваются на противоположной стороне сечения трубки, и весь процесс повторяется (см. торцевые отпечатки на рис. 64 и схему движения фронтов на рис. 65). Так происходит переход к двухголовому спину. Спиновыми головами, которые оставляют след на закопченной внутренней поверхности трубки и которые обычно регистрируются фотографическим способом, являются, таким образом, ножки маховских конфигураций, движущиеся вдоль стенки в противоположные стороны.

В круглых трубках без осевых вставок не удается получить двух строго симметричных голов; вращение в одном из направлений остается более интенсивным. Этот факт был отмечен также Даффом [7]. Две симметричные головы легко получаются в трубках с цилиндрической осевой вставкой диаметром $d_1 = (0,2 - 0,5) d_0$, где

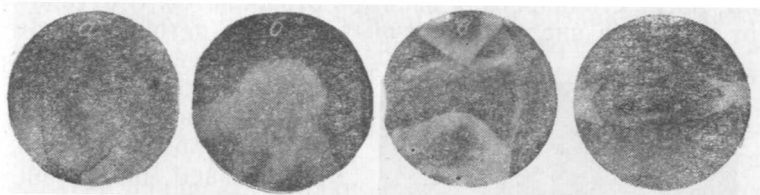


Рис. 64. Следовые отпечатки на торце детонационной трубки.

a — две головы перед соударением в трубе без вставки; *b* — две головы после соударения в трубе со вставкой; *в* и *г* — различные стадии четырехголового спина.

d_0 — внутренний диаметр трубы. Однако в таком детонационном канале не удается получить установившийся одноголовый спин. Так, для смеси $2\text{CO} + \text{O}_2 + 5\% \text{H}_2$ при $d_0 = 30 \text{ мм}$ и $d_1 = 10 \text{ мм}$ в области начальных давлений от 40 до 90 мм рт. ст. стабильно наблюдается устойчивый двухголовый режим (рис. 66). При $p_0 < 40 \text{ мм рт. ст.}$ детонация прекращается.

Термин «спиновая детонация» (английское слово spin означает «вращение»), строго говоря, применим только для одноголового режима¹,

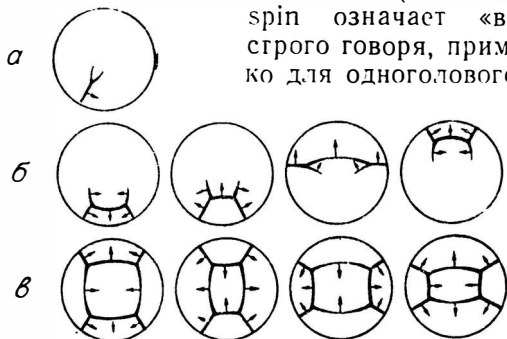


Рис. 65. Схема движения фронтов в плоскости поперечного сечения детонационной трубы.

a — одноголовый спин; *b* — две головы; *в* — четыре головы.

¹ Такого же мнения придерживается Ю. Н. Денисов и Я. К. Трошин [2—4].

так как только в одном случае имеется вращающаяся по окружности трубки поперечная детонационная волна. Уже при двухголовом режиме поперечная волна движется через все сечение трубки, захлопываясь поочередно в диаметрально противоположных точках. Ножки маховских конфигураций, образующихся на концах этой волны, после столкновения взаимно отражаются. С отходом от пределов число поперечных волн в детонационном фронте увеличивается.

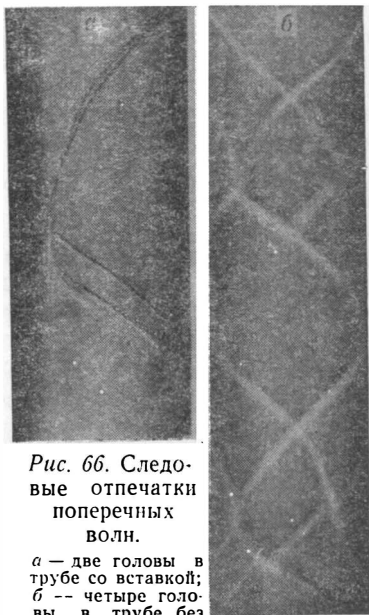


Рис. 66. Следовые отпечатки поперечных волн.

а — две головы в трубе со вставкой;
б — четыре головы в трубе без вставки.

Всякую детонацию с поперечными волнами, кроме одноголового спина, мы называем многофронтной. Термины «многоголовый» или «*n*-головый спин», вошедшие в литературу, можно употреблять лишь условно, понимая под *n* число спиральных линий, вычерчиваемых поперечными волнами по окружности трубки, или, что то же, число пучностей акустических колебаний продуктов реакции вдоль окружности трубы. Разумеется, ни о каком «спине» не может идти речи при сферической детонации.

Изменение структуры детонационного фронта в трубах с удалением от пределов можно проследить по снимкам на рис. 11, 34, 37, 39, 40, 64, 66. Полностью восстановить движение поперечных волн по следовым отпечаткам удастся также в случае четырехголового режима в трубах без вставок. Последовательные фазы этого движения схематически изображены на рис. 65, в. Два следовых отпечатка на торце приведены на рис. 64.

Образование тройных маховских конфигураций при взаимодействии поперечных волн друг с другом или со стенкой характерно для всякой многофронтной детонации. На первый взгляд может вызвать удивление весьма

правильная сетка следов на закопченных боковых стенках трубки при больших удалениях от предела. Это необъяснимо, если движение поперечных волн вблизи стенки предполагать хаотическим. Упорядоченное движение вдоль стенок, очевидно, создается маховскими ножками, образующимися при набегании поперечных волн на стенку. Маховские тройные конфигурации возникают также и вдали от стенок при соударении поперечных волн в определенном интервале углов. На правильную сетку следов, вычерчиваемую на боковых стенках ножками, всегда накладываются весьма размытые неупорядоченные следовые полосы (см. рис. 37). Их возникновение следует приписать столкновениям со стенкой поперечных волн под углами, меньшими предельного, для образования маховской конфигурации. По внешнему виду эти следы ничем не отличаются от горизонтальных полос в плоском канале, где их происхождение не вызывает сомнений¹ (см. стр. 103—105).

Структура следа, оставляемого на закопченной боковой стенке трубки маховской ножкой при установившемся двухголовом режиме в трубках с осевой вставкой, точно такая же, как при одноголовом спине. При детонации с большим числом голов в различных смесях следы поперечных волн, движущихся вдоль стенки, совершенно аналогичны следам в плоском канале, несмотря на то, что в круглых трубах вблизи стенки поперечная волна часто является ножкой маховской конфигурации, а в плоском канале при большой величине отношения $\frac{a}{\delta}$ никаких ножек нет. Структура поперечных волн при установившейся детонации в плоском канале, как было показано, качественно не отличается от структуры нож-

¹ В работах [2—4, 6] предполагается, что такого рода следы образуются в результате интенсивных вспышек самовоспламенения в области симметричного или несимметричного соударения тройных ударных конфигураций типа окрестности точки А. Действительно, в области отражения поперечной волны от стенки, особенно при нормальном падении, температура значительно выше, чем за падающей волной, поэтому воспламенение смеси в этих условиях можно характеризовать как «вспышку» по сравнению с более медленной реакцией в падающей волне. Однако рассматриваемые следы никак не связаны с местами встречных соударений поперечных волн, движущихся вдоль стенок, хотя при таких соударениях в действительности «вспышки» также происходят.

ки спиновой поперечной волны. Сходство следовых отпечатков на боковых стенках дает основание считать такой же и структуру поперечных волн при многофронтной детонации в круглых трубках. При неустановившихся детонационных процессах в плоских каналах наряду с поперечными волнами, имеющими структуру I типа, наблюдались также ослабленные поперечные волны со структурой II типа.

По-видимому, в трехмерном детонационном фронте поперечные волны II типа существуют и при установившейся детонации, так как здесь всегда имеются расходящиеся поперечные волны (с фронтом, выпуклым в направлении распространения), затухающие значительно быстрее, чем в плоском случае. Сходящиеся же волны, а также образующиеся маховские ножки заведомо должны иметь структуру I типа.

Стенки трубы оказывают влияние на движение поперечных волн лишь на расстояниях от стенок порядка a . Поэтому фронт сферической детонации достаточно большого радиуса по своей структуре ничем не отличается от детонационного фронта в трубах вдали от пределов. Это доказано экспериментально Волиным, Трошиным, Филатовым и Щелкиным [6]. Скорость поперечных волн вдоль стенок трубы для различных смесей при $n \rightarrow \infty$ или, что то же, $\frac{d}{a} \rightarrow \infty$ стремится к $(0,6-0,64) D$, т. е. к той же величине, что и в плоских каналах. Очевидно, такой же должна быть средняя скорость поперечных волн вдали от стенок и во фронте сферической детонации.

До сих пор мы не касались вопроса о том, чем же определяется средняя скорость поперечных волн относительно детонационного фронта. Первоначально авторы предполагали, что за каждым поперечным фронтом выполняется местное условие Жуге и, следовательно, скорость поперечного фронта относительно газа перед ним должна равняться скорости детонации, определяемой из расчета для местных условий [6, 17]. В случае большого числа поперечных волн предполагалось, что их средняя скорость несколько меньше детонационной вследствие встречных столкновений, так как после соударения впереди каждой из расходящихся волн слой сжатого непрореагировавшего газа первоначально узок и самостоятельно детонировать не может. Сжигание смеси в нем под-

держивается лишь за счет мощной ударной волны, имеющей скорость меньше детонационной. Предполагалось, что с увеличением ширины сжатого слоя скорость поперечного фронта BC постепенно увеличивается до величины, соответствующей условию Чепмена — Жуге. Однако последующие исследования показали, что за поперечным фронтом условие Жуге не выполняется. При спиновой детонации смеси $2\text{CO} + \text{O}_2$ скорость поперечного фронта вблизи стенки больше вычисленной по условию Жуге. Объяснение пересжатия у стенки тем, что поперечный фронт имеет конечные размеры вдоль радиуса и поэтому условие Жуге должно выполняться где-то за средней частью фронта, не решает вопроса, так как не ясно, чем определяется протяженность поперечного фронта вдоль радиуса. При многофронтной детонации скорость поперечных волн меньше вычисленной по условию Чепмена — Жуге. Встречные соударения не объясняют низкое значение средней скорости, так как после соударения скорость расходящихся волн относительно ударно сжатого газа перед ними не только не растет, а, наоборот, падает.

Движение поперечных волн во фронте детонации оказывается тесно связанным с акустическими явлениями за фронтом. От каждой поперечной волны в сторону сгоревшего газа отходит ударная волна (MN на рис. 55), довольно быстро преобразующаяся с удалением от фронта в акустический шлейф. Несомненно, что образование шлейфа вызвано возмущениями, идущими от поперечного фронта. При детонации в трубках особенно большую амплитуду имеют акустические волны, движущиеся вдоль поверхности трубки. Ведущими головами таких волн являются ножки маховских конфигураций, возникающие при взаимодействии поперечных детонационных волн со стенкой. Движение голов весьма упорядочено и близко к периодическому, поэтому порождаемые ими волны в продуктах реакции должны хорошо описываться решением Чжу Бо-дэ, представляющим собой сумму гармоник вида (2.44), где первый индекс кратен числу голов.

В линейной теории амплитуда тех гармоник, для которых собственная частота объема (выражающаяся через числа λ_{kn}) совпадает с частотой вращения голов, обращается в бесконечность. Поэтому поведение шлейф-

фа определяется в основном гармониками, имеющими частоты, близкие к частоте голов. Наиболее замечательно здесь то, что частота вращения голов почти всегда оказывается близкой к собственной частоте акустических колебаний с числом пучностей давления по окружности, равным числу голов, т. е. наблюдающийся в экспериментах тангенс угла α между траекторией головы и образующей трубки хорошо совпадает с вычисленным по формуле (2.40). Такое совпадение не может быть случайным. Оно означает, что средняя скорость поперечных

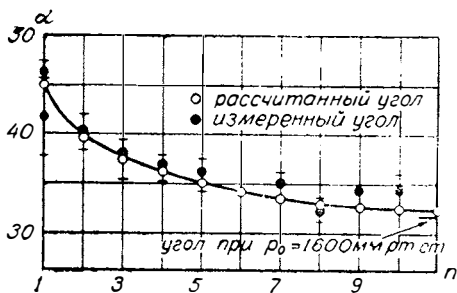


Рис. 67. График $\alpha(n)$ по Даффу [7]

детонационных волн во фронте детонации определяется в основном скоростью распространения акустических поперечных (трансверсальных) волн в продуктах реакции. Аналогичные явления наблюдаются в плоских каналах, где скорость поперечных

волн лишь незначительно превышает скорость звука за фронтом детонации.

Для сравнения измеренных величин α с рассчитанными по формуле (2.40), где $\frac{c_1}{D}$ считалось равным $\frac{\rho_0}{\rho_1}$, на рис. 67 приводим график Р. Е. Даффа [7] для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. По оси абсцисс отложено число голов n , вращающихся в одном направлении. Очень хорошее согласие между расчетом и экспериментом наблюдается для n от 1 до 4, если k в формуле (2.40) считать равным единице. Исключение составляет лишь двухголовый спин ($n=1$, головы вращаются в противоположные стороны), где измеренная величина α заметно меньше расчетной. При $n > 4$ и $k = 1$ формула (2.40) дает несколько заниженные значения $\alpha_{\text{ср}}$. Переход к другим k связан с резким увеличением $\alpha_{\text{ср}}$, которого в опытах не наблюдается. Напомним, что k равно числу пучностей давления вдоль радиуса в соответствующей монохроматической волне вида (2.44).

Реальные волны в продуктах реакции могут сильно

отличаться от рассматриваемых, поэтому здесь мы не вправе требовать полного согласия теории и эксперимента. Можно было бы вычислить предельное значение $\operatorname{tg} \alpha_{\text{ср}}$ при $n \rightarrow \infty$ в естественном предположении, что пространственный период акустических колебаний вдоль радиуса и по углу θ вблизи стенки одинаков. Однако такое предположение для больших n приводит к сильно завышенным величинам $\operatorname{tg} \alpha$ по сравнению с наблюдаемой в эксперименте величиной 0,6—0,64.

Несмотря на то, что акустическая теория не даст возможности точно предсказать для всех случаев среднюю скорость поперечных волн вдоль детонационного фронта, очень сильное влияние акустических свойств сгоревшего газа на движение поперечных волн несомненно. Как отмечал Р. Е. Дафф [7], этот факт ставит под сомнение выполнение условия Жуге за реальным детонационным фронтом, согласно которому скорость продуктов реакции относительно фронта равна местной скорости звука, и, следовательно, фронт «не может знать» о том, что происходит за плоскостью Жуге. Влияние поперечных движений газа на условие Чепмена — Жуге будет рассмотрено в главе V.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ III

1. E. Mach, J. Sommer. Sitzungber. Akad. Wien, 75, II (1877).
2. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ДАН, 125, 1 (1959).
3. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ЖТФ, 30, 4 (1960).
4. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ПМТФ, 1 (1960).
5. Б. В. Войцеховский, Б. Е. Котов, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. Изв. СО АН СССР, 9 (1958).
6. Б. П. Волин, Я. К. Трошин, Г. И. Филатов, К. И. Шелкин. ПМТФ, 2 (1960).
7. R. E. Duff. Phys. Fluids, 4, 11 (1961).
8. К. И. Шелкин. ЖЭТФ, 3, 2 (1959).
9. Р. М. Зайдель. ДАН, 136, 5 (1961).
10. С. П. Дьяков. ЖЭТФ, 27, 3 (9) (1954).
11. В. В. Пухначев. ДАН, 149, 4 (1963).
12. Б. В. Айвазов, Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 17, 10 (1947).
13. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖТФ, 26, 8 (1956).
14. Р. И. Солоухин. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 6 (1959).
15. В. В. Митрофанов. ПМТФ, 4 (1962).
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М. Гостехиздат (1954).
17. Б. В. Войцеховский. ДАН, 114, 4 (1957).

Глава IV

СТАЦИОНАРНАЯ ДЕТОНАЦИЯ

Большая скорость детонационных процессов обуславливает кратковременность явления при обычных условиях. Осуществление детонационного процесса, неподвижного относительно лабораторной системы координат, позволило бы поставить подробные исследования структуры детонационной волны, распределения плотности, давления и температуры, кинетики химических реакций и т. п., т. е. служило бы мощным средством исследования детонационных процессов. Кроме того, получение детонационной волны в стационарном потоке позволило бы получать большие скорости сжигания топлив.

До последнего времени усилия ученых были направлены на создание в трубе потока, движущегося со скоростью детонационной волны. При равенстве встречных скоростей потока и детонации фронт детонационной волны может быть остановлен относительно наблюдателя. Для практических целей наибольший интерес представляют смеси с высокой теплотворной способностью, обладающие скоростью детонации до 3 км/сек. Однако получение стационарной детонации в таких смесях практически невозможно, поскольку температура торможения при детонационных числах Маха значительно превышает температуру воспламенения. В этих условиях поток смеси будет поджигаться на стенках трубы перед фронтом детонационной волны. За последнее время появился ряд работ, в которых предприняты попытки осу-

шествить стационарный детонационный режим обходным путем.

В 1958 г. Дж. А. Николлс, Е. К. Дабора и Р. А. Геллер осуществили стабилизацию детонационной волны в свободной сверхзвуковой струе небольшого размера [1]. В этих опытах в струю окислителя впрыскивалось топливо. Взрывчатая смесь была отделена от стенок трубы слоем окислителя. При выходе струи в атмосферу возникала система тормозящих скачков уплотнения, которые вызывали поджигание смеси. Горение в этих усло-

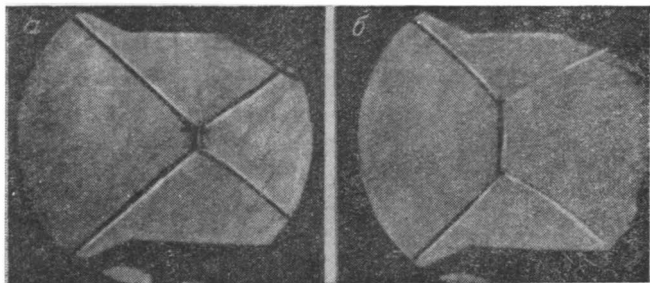


Рис. 68. Конфигурации фронтов при детонации в сверхзвуковом потоке по Гроссу и Чинитцу.

a — поток без топлива; *b* — поток с топливом.

виях происходило в сильно обедненной смеси, поэтому такой процесс оказывается невыгодным с энергетической точки зрения.

Интересные исследования детонационного горения в сверхзвуковом потоке провели Р. А. Гросс и В. Чинитц [2]. В аэродинамической трубе поток воздуха разгонялся до числа Маха около трех. В сверхзвуковом участке трубы на стенках устанавливались клинья, создававшие маховскую ударную конфигурацию (рис. 68). Водород или метан подавался через впускное отверстие, расположенное на некотором расстоянии вверх по потоку от критического сечения. Температуру торможения потока меняли в широких пределах. Начиная с некоторых температур торможения, добавление водорода в поток приводило к изменению наблюдавшейся конфигурации фронтов. Прямой скачок, видный на рис. 68, *a*, становился детонационным, выдвигался вперед, размеры его увеличивались. Интересным результатом этой работы явля-

ется обнаружение эффекта гистерезиса зажигания. При понижении температуры торможения набегающего потока понижалась и температура позади детонационного скачка. Поджигание смеси происходило при температуре торможения 1033°K , после чего ее можно было снижать до 366°K . В этих условиях температура в зоне реакции оказывалась значительно ниже температуры воспламенения (894°K); тем не менее детонация сохранялась.

Чрезвычайно низкие температуры зоны реакции, полученные в этих работах, показывают, что в процессах детонации явления переноса играют немаловажную роль, так как ударная волна в данном случае не может служить источником поджигания смеси.

Недостатком такого метода осуществления детонационного режима по-прежнему является малая концентрация горючего, по этим причинам приведенные работы представляют главным образом научный интерес.

Р. И. Солоухиным [3] был получен режим пульсирующей детонации в сверхзвуковом потоке с температурой торможения, лежащей в области относительно больших задержек воспламенения. Поджигание смеси происходило на отсоединенном скачке, возникавшем перед цилиндром, расположенным в расширяющейся части детонационной трубы. При воспламенении образовывалась детонационная волна, перемещавшаяся вверх по потоку до тех пор, пока разгрузка с боков не приводила к ее затуханию. Ударный скачок, оставшийся после затухания детонации, сносился вниз по потоку до первоначального положения, при котором происходило новое воспламенение. Далее процесс повторялся.

Невозможность осуществить стационарную детонацию в сверхзвуковых потоках заранее смешанных или смешиваемых в стехиометрических соотношениях компонентов, привела к попыткам получить необходимый режим другими методами.

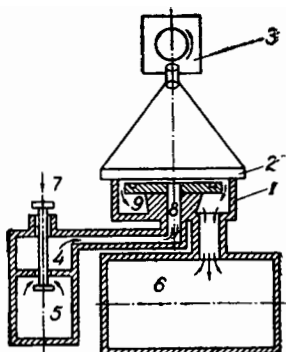
Развитие теории поперечных детонационных волн привело к возможности получения стационарных режимов без предварительного разгона смеси до сверхзвуковой скорости [4—6]. Если подавать смесь через отверстия, расположенные по периферии кольцевого детонационного канала, то при иницировании в таком канале

детонационной волны можно подобрать скорость подачи топлива и диаметр канала таким образом, что за время полного оборота детонационной волны смесь успевает обновиться.

Схема установки, в которой была осуществлена стационарная детонация такого типа, приведена на рис. 69. Фронт детонационной волны постоянно распространяется в одном направлении вдоль окружности кольцевого зазора между двумя жесткими стенками, одной из которых является стальной диск, другой — диск из оргстекла. Обмен газовой смеси в кольцевом канале осуществляется через две щели, параллельные каналу и расположенные на проти-

Рис. 69. Схема опытов по получению непрерывной детонации в кольцевом зазоре.

1 — детонационная камера; 2 — оргстекло; 3 — фоторегистратор; 4 — форкамера; 5 — ресивер для исходной смеси; 6 — ресивер для отработанных газов; 7 — клапан; 8 — входное «сопло»; 9 — выхлопная камера.



воположных сторонах его поперечного сечения. Ширина щелей несколько меньше ширины канала. Подача смеси производилась из центра к периферии кольца перпендикулярно направлению движения детонационной волны. Внешняя кромка кольца имеет наклонный профиль для уменьшения радиальных колебаний, которые могут привести к прорыву детонационной волны в центр, а затем и в баллон с исходной смесью. Эксперименты производились со стехиометрической кислородно-ацетиленовой смесью. При использовании менее активных смесей возможность прорыва в центр уменьшается.

Инициирование смеси в кольцевом канале осуществлялось в одной из точек окружности с помощью искрового разряда. Если не применять специальных приспособлений, то детонационная волна распространяется от места инициирования одновременно в разные стороны. На противоположной стороне кольца волны сталкиваются, при этом вследствие резкого повышения давления

может произойти прорыв детонационной волны через питающую щель в резервуар с исходной смесью. Проблема устранения обратных прорывов представляет значительные технические трудности и решается путем выбора специальной формы питающего сопла и установления необходимого режима давлений. Для предотвращения возникновения встречных детонационных фронтов вблизи точки инициирования располагался затвор, полностью перекрывающий сечение всего канала. Синхронно с моментом взрыва начинал открываться затвор канала.

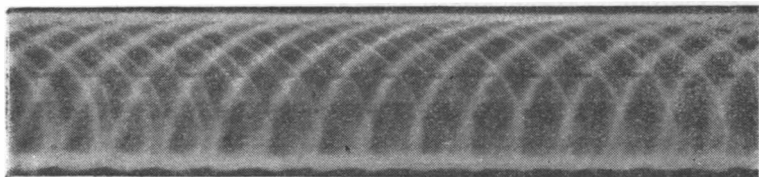


Рис. 70. Фоторегистрограмма шестиугольной стационарной детонации. Все фронты движутся в одном направлении.

Прежде чем детонационная волна успевала совершить полный оборот, затвор канала полностью открывался и оставлял свободным проход для циркуляции детонационной волны. Применение специального взрывного устройства обеспечивало ускорение открывания шторки затвора порядка $4 \cdot 10^6$ см/сек².

Фотографирование стационарной детонации в кольцевом канале на движущуюся пленку осуществлялось через верхнюю прозрачную стенку с помощью фоторегистра, расположенного над диском. Оптическая ось фоторегистра совпадала с осью кольцевого канала, изображение которого располагалось в пределах пленки. При распространении фронта детонационной волны по окружности диска его изображение описывало на пленке циклоиду. Одна из фоторегистрограмм, полученных таким способом, представлена на рис. 70.

Для анализа физических процессов, сопровождающих стационарную детонацию, сосредоточим внимание на одном из поперечных сечений кольцевого канала. После прохождения фронта детонационной волны мимо этой точки сгоревшая смесь начинает оттесняться поступающей свежей смесью к периферии кольца. Исходная смесь

занимает область клина, изогнутого вдоль кольцевого канала, с вершиной за фронтом детонационной волны и с основанием, совпадающим со следующим детонационным фронтом.

Пусть скорость детонации равна D , скорость истечения исходной смеси — v и диаметр кольцевого канала — d . Тогда время полного оборота детонационной волны равно:

$$t = \frac{\pi d}{D}. \quad (4.1)$$

Время между двумя последовательными моментами прохождения детонационной волны в случае, если детонация состоит из n голов, одновременно вращающихся по окружности, равно:

$$t_n = \frac{\pi d}{Dn}. \quad (4.2)$$

Считая постоянной скорость смеси вдоль радиуса канала, получаем величину проекции Δl каждого детонационного фронта на направление радиуса:

$$\Delta l_n = \frac{\pi vd}{Dn}. \quad (4.3)$$

Как показывает опыт, величина Δl_n , по-видимому, не зависит от v . Увеличение v ведет к пропорциональному увеличению числа фронтов n .

Стационарная детонация бывает, как правило, многоголовой, и только на пределе может существовать одиночный детонационный фронт. Многоголовая стационарная детонация представляет собой весьма устойчивый процесс. Число фронтов устанавливается предельно большим. Это свойство легко понять, если вспомнить, что каждый фронт является основанием рассмотренного выше клина, величина которого для данной смеси должна оставаться постоянной. Если происходит случайное сокращение числа голов, то впереди хотя бы одной из оставшихся будет достигнута ширина зоны свежей смеси, превышающая предельную, что создает условия для

возникновения нового фронта и восстановления числа голов. В обратном случае при возникновении числа фронтов свыше нормальной величины образуются слабые, легко затухающие фронты, ширина которых ниже предельной, что приводит к сокращению числа фронтов до устойчивой величины.

Скорость распространения стационарной детонации зависит от числа голов. На пределе, когда образуется только одна голова, скорость приближается к обычной, рассчитанной по Чепмену — Жуге. При увеличении числа голов она падает до величины около 1.4 км/сек, приближаясь к скорости звука в продуктах детонации. В каждом опыте давление в питающем резервуаре уменьшается по мере истечения газовой смеси. При этом на фоторегистрограммах наблюдалось сокращение числа голов к концу процесса и увеличение скорости детонации.

Перед каждой поперечной волной в рассматриваемом канале газ разделен контактным разрывом GM на две области (см. рис. 71). Пусть полная ширина канала равна h , ширина области несгоревшего газа вдоль радиуса — Δl . Проведем две контрольные плоскости, перпендикулярные кольцевому каналу: одну перед фронтом детонации и вторую — за фронтом на расстоянии, где все параметры можно считать однородными по сечению. Применительно к этим двум контрольным поверхностям можно выписать уравнения сохранения для потока массы импульса и энергии. Так как расход газа через поперечную волну значительно превышает расход через питающую и выхлопную щели на участке между контрольными поверхностями, последним будем пренебрегать. Имеем:

$$\left. \begin{aligned} (h - \Delta l) \rho_2 D + \Delta l \rho_1 D &= \rho_* u_* h; \\ (h - \Delta l) p_2 + \Delta l p_1 + (h - \Delta l) \rho_2 D^2 + \Delta l \rho_1 D^2 &= \\ &= p_* h + \rho_* u_*^2 h; \\ (h - \Delta l) \rho_2 D \left(I_2 + \frac{D^2}{2} \right) + \Delta l \rho_1 D \left(I_1 + \frac{D^2}{2} \right) &= \\ &= h \rho_* u_* \left(I_* + \frac{u_*^2}{2} \right), \end{aligned} \right\} (4.4)$$

где u — скорость газа относительно рассматриваемой волны; индексы 1, 2 и * относятся соответственно к несгоревшему газу перед фронтом, сгоревшему перед фронтом и газу за фронтом детонационной волны.

Систему уравнений (4.4) можно преобразовать к обычному виду:

$$\left. \begin{aligned} D \rho_0 &= \rho_* u_*; \\ \rho_0 + D^2 \rho_0 &= p_* + u_*^2 \rho_*; \\ I_0 + \frac{D^2}{2} &= I_* + \frac{u_*^2}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

где введены обозначения:

$$\rho_0 = \frac{\Delta l \rho_1 + (h - \Delta l) \rho_2}{h}; \quad (4.6)$$

$$I_0 = \frac{\Delta l \rho_1 I_1 + (h - \Delta l) \rho_2 I_2}{\Delta l \rho_1 + (h - \Delta l) \rho_2} \quad (4.7)$$

и

$$p_0 = p_1 = p_2.$$

Для вычисления скорости детонации будем считать, что за фронтом выполняется обычное условие Жуге

$$u_*^2 = c_*^2 = \frac{\gamma p_*}{\rho_*}. \quad (4.8)$$

Тогда для идеального газа с постоянным отношением теплоемкостей получаем из уравнений (4.5) и (4.8) формулу

$$D^2 = I_0 (\gamma^2 - 1) - \frac{\gamma^2 p_0}{\rho_0} + \sqrt{\left[I_0 (\gamma^2 - 1) - \frac{\gamma^2 p_0}{\rho_0} \right]^2 - \frac{\gamma^2 p_0^2}{\rho_0^2}}. \quad (4.9)$$

Плотность и давление определяются соотношениями

$$\rho_* = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \rho_0 \left(\frac{p_0}{\rho_0 D^2} + 1 \right); \quad (4.10)$$

$$p_* = p_0 + \rho_0 D^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_*}\right). \quad (4.11)$$

Скорость детонации удобнее выразить через тепловой эффект реакции Q , отношение $\alpha = \frac{\Delta l}{h}$ и температуры газа перед фронтом T_1 и T_2 . Подставим I_1 и I_2 в уравнение (4.7) в виде

$$I_1 = C_p T_1, \quad I_2 = C_p T_2. \quad (4.12)$$

Используя (4.12), (4.7), а также уравнение состояния идеального газа и предполагая неизменным молекулярный вес, после преобразований формулы (4.9), получаем

$$D^2 = \frac{C_p T_2 (\gamma^2 - 1)}{1 + \alpha \left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right)} \left[\alpha \frac{Q}{C_p T_1} + \frac{1}{\gamma + 1} + \sqrt{\left(\alpha \frac{Q}{C_p T_1} + \frac{1}{\gamma + 1}\right)^2 - \left(\frac{1}{\gamma + 1}\right)^2} \right]. \quad (4.13)$$

При $\alpha \rightarrow 0$ (увеличение числа голов) $D^2 \rightarrow C_p T_2 (\gamma - 1) = \gamma R T_2 = c_2^2$, при $\alpha = 1$ формула (4.13) определяет обычную скорость детонации Чепмена — Жуге.

Для выяснения структуры волны, возникающей при стационарной детонации, была произведена съемка процесса через радиальную щель. Ось фоторегистра была установлена перпендикулярно плоскости кольцевого зазора. Скорость вращения барабана фоторегистра выбиралась так, чтобы скомпенсировать движение снимаемого объекта. Снимки, полученные таким образом, обнаруживают треугольную область свечения, одна из сторон которой лежит на внутренней окружности кольца. Вершина треугольника не достигает внешней окружности кольца.

На основании полученных снимков можно представить два варианта схемы течения в области головы. На рис. 71, а показан один из вариантов. Здесь GM — граница свежей смеси (область I) и сгоревшего газа (область II); NMC — ударная волна, в точке M — излом

ударной волны при пересечении контактного разрыва, LC — отраженная ударная волна, за которой в основном проходит химическая реакция. Область V является областью разлета продуктов детонации за волной CL . Вследствие поворота контактного разрыва происходит сжатие газа в области VI и таким образом осуществляется подпор, за счет которого существует ударная волна MN . Второй возможный вариант (см. рис. 71, б) мало отличается от первого. Разница состоит в том, что точка C может, вообще говоря, двигаться не вдоль стенки, а на некотором расстоянии от нее, тогда между точкой C и стенкой образуется поперечный фронт BC .

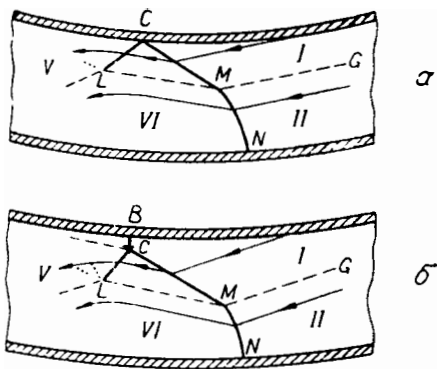


Рис. 71. Два варианта течения при стационарной детонации.

Вся система скачков (в обоих вариантах) аналогична наблюдаемой при спиновой детонации в области нижних тройных точек (см. рис. 32 и 55). Скачок MN отождествляется прилегающей к поперечной волне части шлейфа. Тройная точка C образована поперечной волной и двумя скачками, аналогичными наблюдаемым при спине. Как и в случае спиновой детонации, скачок CL отражается от контактного разрыва ML в виде центрированной волны разрежения. Обнаруживаемые на фоторегistroграммах светящиеся треугольники, по видимому, соответствуют области горящего газа между фронтом CL и волной разрежения. На фоторегistroграммах процесса фронт BC обнаружить не удастся, но тем не менее второй вариант предпочтительнее, так как в отсутствие фронта BC за системой скачков не возникает температур, необходимых для поджигания смеси.

Если стационарная детонация инициируется без перекрытия канала, то возникают головы, вращающиеся в противоположных направлениях, и регистrogramмы процесса выглядят так, как показано на рис. 72. В этом

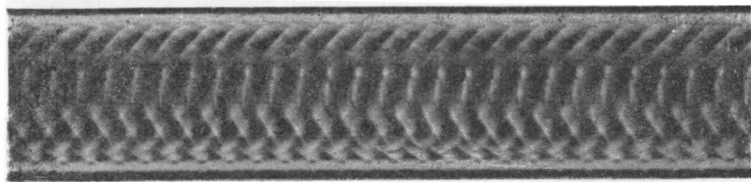


Рис. 72. Фоторегистрограмма стационарной детонации с головами, вращающимися в противоположных направлениях.

случае затрудняется подбор величины давления, при котором не происходит проскока пламени в баллон со смесью.

В процессе исследований была осуществлена стационарная детонация в условиях, когда ацетилен и кислород подавались в камеру отдельно и смешение происходило уже в кольцевом канале.

Рассмотрим процесс обмена горючей смеси. Подача смеси производится через суженное отверстие из баллона, где создается давление 500—600 мм рт. ст. и происходит в условиях критического истечения, для которого выражения скорости и плотности газовой среды, а также расход газа G имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} v_{\kappa} &= c_0 \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}}; & \rho_{\kappa} &= \rho_0 \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}}; \\ G &= v_{\kappa} \rho_{\kappa} S_0 = S_0 c_0 \rho_0 \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{1}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}}. \end{aligned} \right\} (4.14)$$

Обозначим сечение выхлопной щели S_2 , тогда, учитывая, что скорость звука в продуктах детонации близка к D (для многоголового стационарного процесса), имеем

$$\left. \begin{aligned} \rho_{2\kappa} &= \frac{Q}{S_2 v_{2\kappa}}; & v_{2\kappa} &= D \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}}; \\ \rho_{20} &= \rho_{2\kappa} \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{-\frac{1}{\gamma - 1}}; \\ \rho_{20} &= \frac{S_0 c_0 \rho_0}{S_2 D}. \end{aligned} \right\} (4.15)$$

Для давления в кольцевом канале имеем

$$p_{20} = \frac{p_{20} D^2}{\gamma} = \frac{S_0 c_0 D p_2}{S_2 \gamma} \quad (4.16)$$

или

$$p_{20} = \frac{S_0 D}{S_2 c_0} p_0. \quad (4.17)$$

Режим критического истечения в минимальном сечении питающего сопла может выполняться в том случае, если

$$p_{20} < p_k = p_0 \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (4.18)$$

Подставляем в уравнение (4.18) p_0 из (4.16)

$$p_{20} < p_{20} \cdot \frac{S_2 c_0}{S_0 D} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (4.19)$$

и получаем окончательно

$$\frac{S_0}{S_2} < \frac{c_0}{D} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (4.20)$$

При невыполнении этого условия давление не будет удовлетворять условию (4.17).

Протекание стационарного детонационного процесса сопровождается излучением монотонного звука с частотой nf , где n — число голов, f — частота вращения каждой головы, величина которой определяется соотношением

$$f = \frac{D}{\pi d}. \quad (4.21)$$

До сих пор мы рассматривали стационарную детонацию в кольцевом канале. Можно представить себе и другие способы получения «стационарной» детонации, процесс сжигания в которых будет осуществляться по-

перечными волнами, например между двумя плоскостями, если подачу газа производить через большее число отверстий, перпендикулярных одной из плоскостей, а удаление — через аналогичные отверстия в другой плоскости. В этом случае вся плоская область будет разделена на треугольники и многоугольники, непрерывно изменяющие свою форму в результате перемещения фронтом. Размеры ячеек зависят от состава смеси и давления по тем же законам, которые применимы при определении размеров ячеек обычной детонации.

В отличие от желтого пламени обычного горения цвет пламени стационарной детонации сине-зеленый. По-видимому, вследствие быстрого сжигания за ударной волной атомы углерода не успевают рекомбинироваться в крупные группы, чем одновременно достигается и более полное сгорание взрывчатой смеси.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ IV

1. J. A. Nicholls, E. K. Dabora, R. A. Gealler. VII-th Symposium (International) on Combustion and Detonation. London, 144—150 (1959).
 2. R. A. Gross, W. Chinitz. *J. Aero/Space Sci.*, **27**, 7, 517 (1960).
 3. Р. И. Солоухин. *ПМТФ*, 5 (1961).
 4. Б. В. Войцеховский. *ДАН*, **129**, 6 (1959).
 5. Б. В. Войцеховский. *ПМТФ*, 3 (1960).
 6. Б. В. Войцеховский. Ученый Совет по народнохозяйственному использованию взрыва, вып. 13, Изд-во СО АН СССР, (1960).
-

Глава V

НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТОНАЦИИ С ПОПЕРЕЧНЫМИ ВОЛНАМИ

Экспериментальные наблюдения, а также теоретические выводы К. И. Щелкина, Р. М. Зайделя и В. В. Пухачева (см. главу III) позволяют заключить, что классический гладкий фронт детонации с одномерной зоной горения позади него в обычных условиях неустойчив, по видимому, для всех газовых смесей. Неустойчивость приводит к образованию поперечных волн. Каждая поперечная волна, в свою очередь, представляет собой детонационный комплекс, в большинстве случаев нестационарный. В этом комплексе смесь сжигается поперечным фронтом, движущимся по ударно сжатому газу, и излом переднего ударного фронта, появляющимися при обтекании области высокого давления за поперечным фронтом.

Поперечные детонационные волны возникают и затухают одновременно с возникновением и затуханием детонационной волны в целом. При обычной многофронтной детонации (иначе, «пульсирующей», по Ю. И. Денисову и Я. К. Трошину) поперечные волны периодически сталкиваются между собой, следовательно, они нестационарны. Стационарные поперечные волны удается наблюдать лишь при спиновой детонации в круглых трубах и в особых условиях непрерывной детонации в плоских кольцевых каналах (см. главу IV). Структура поперечных волн при установившейся многофронтной детонации и спиновой качественно одинакова.

Продолжением поперечного фронта в продукты реакции является шлейф, который представляет собой ударную волну, переходящую с удалением от фронта в акустическую. Направление шлейфа мало отклоняется от перпендикулярного к общему фронту детонации. Это означает, что средняя скорость поперечных волн вдоль фронта близка к скорости акустической волны в продуктах реакции. Отмеченная особенность движения поперечных детонационных волн становится понятной после рассмотрения непрерывной («стационарной») детонации в кольцевом канале. В последнем случае структура поперечной волны отличается тем, что передний ударный фронт, предварительно сжимающий и нагревающий газ при обычной детонации, вообще отсутствует. Вместо него имеется внутренняя стенка кольцевого канала, через щель в которой поступает свежая смесь. Перед каждой поперечной волной слой свежей смеси занимает лишь часть сечения канала, причем ширина этого слоя оказывается недостаточной, чтобы по нему могла распространяться самостоятельная детонация с местным условием Жуге за ее фронтом.

Однако здесь оказывается возможным стационарный процесс, в котором поджигание узкого слоя свежей смеси обеспечивается сравнительно слабой ударной волной в прилегающем сбоку более широком слое горячих продуктов реакции. Расширение сгорающего газа, в свою очередь, поддерживает ведущую ударную волну в горячем слое. Такой процесс в двуслойной среде, без сомнения, должен быть отнесен к детонационному. При малой величине отношения ширины слоя исходной смеси перед волной к общей ширине канала скорость волны относительно стенок близка к скорости звука в слое сгоревшего газа.

Сходный механизм взаимодействия устанавливается, по-видимому, между поперечной волной и шлейфом при многофронтной детонации. Скорость поперечной волны, вообще говоря, зависит от отношения ширины поперечного фронта, идущего по слою сжатой непрореагировавшей смеси, к длине зоны реакции за ним. Если бы это отношение, зависящее, в свою очередь, от числа поперечных волн на единицу длины детонационного фронта, было достаточно велико, скорость поперечного фронта

между встречными соударениями определялась бы местным условием Жуге за поперечным фронтом. В действительности число поперечных волн на единицу длины детонационного фронта устанавливается таким, чтобы между соседними поперечными волнами не успевали образоваться новые (из-за неустойчивости гладкого фронта). При этом ширина поперечных фронтов оказывается сравнимой с протяженностью зоны реакции за ними, и в процессе горения газ расширяется в стороны. Следовательно, работа расширения горящего газа за поперечным фронтом идет не только на поддержание самого поперечного фронта, но и прилегающей части шлейфа и «излома» в переднем ударном фронте.

Следует ожидать, что при многофронтной детонации поперечные фронты, как правило, гладкие, т. е. на них нет более мелких поперечных возмущений, обнаруживаемых при спиновой детонации смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. В противном случае зона реакции за поперечным фронтом была бы значительно меньше его ширины и фронт распространялся бы по Жуге.

Обсудим теперь вопрос о влиянии поперечных волн на средние характеристики среды за фронтом и условие Чепмена — Жуге. Присутствие поперечных волн делает состояние газа в каждой плоскости, параллельной фронту, неоднородным, поэтому одномерная теория детонации, изложенная в главе I, нуждается в поправках, которые учитывали бы неоднородные эффекты. По-видимому, первая серьезная попытка в этом направлении сделана Д. Р. Вайтом [1]. Полученные им интерференционные снимки зоны реакции в детонационной волне показали наличие сильных неоднородностей плотности вблизи фронта, которые с удалением от фронта постепенно исчезают. Не исследуя причин возникновения неоднородностей и их структуры, Вайт описывает их в первом приближении как изотропную турбулентность, хотя и указывает, что в действительности изотропность не имеет места. Действительно, нестационарное движение поперечных волн и наличие в структуре каждой из них контактных разрывов с большой разностью тангенциальных скоростей должно приводить к развитию турбулентности за фронтом. Однако в переднем слое толщиной порядка ширины поперечных фронтов (будем называть его в дальнейшем «слоем поперечных фронтов») неоднородности

среды связаны в основном не с турбулентностью, а с движением самих поперечных волн. За этим слоем должны учитываться как турбулентные пульсации среды, которые более или менее изотропны по направлениям, так и упорядоченные поперечные движения, связанные со шлейфами.

В слое поперечных фронтов амплитуда пульсаций скорости по порядку величины близка к скорости звука в состоянии Чепмена — Жуге $c_{ж}$. И так как основной масштаб неоднородностей во фронте — a , то критерием развития турбулентности должно служить число Рейнольдса $R = \frac{c_{ж} a \rho}{r}$.

Для смеси $C_2H_2 + 2,5 O_2$ $R \approx 2000$, т. е. близко к критическому, для других менее активных смесей, например $2H_2 + O_2$ и $2CO + O_2$, число Рейнольдса значительно больше (за счет большего a при той же плотности) и турбулентность, несомненно, развивается. По-видимому, лишь в смесях, сравнимых по своей активности с $C_2H_2 + 2,5 O_2$, турбулизация не имеет места.

Приведенные в главах II и III осциллограммы давления в смеси $2CO + O_2$ с небольшими добавками H_2 не позволяют ясно обнаружить турбулентных пульсаций давления на фоне собственных шумов датчиков, хотя их разрешающая способность достаточна. На основании этих осциллограмм можно заключить, что амплитуда турбулентных пульсаций давления $\Delta p_{турб}$ составляет во всяком случае не более $1/5$ от амплитуды давления в шлейфах $\Delta p_{шл}$. Так как $\Delta p_{турб} \sim \rho (\Delta u_{турб})^2$ и $\Delta p_{шл} \sim \rho \Delta u_{шл} c_{ж}$, то, считая $\frac{\Delta p_{турб}}{\Delta p_{шл}} \sim \frac{1}{5}$ и $\Delta u_{шл} \sim \frac{1}{3} c_{ж}$, получаем $\Delta u_{турб} \sim \frac{1}{4} c_{ж}$. т. е. хотя турбулентные пульсации

давления заведомо меньше, чем в шлейфах, связанная с ними пульсационная скорость частиц, а следовательно, и кинетическая энергия может быть того же порядка, что и в шлейфах.

Следуя Вайту, выпишем законы сохранения потока массы, импульса и энергии на параллельных фронту контрольных поверхностях, проведенных по исходному состоянию смеси (индекс 0) и продуктам реакции (без цифрового индекса), в системе координат, неподвижной относительно фронта:

$$\begin{aligned}
 \rho_0 D &= \frac{1}{S} \int_S \rho u_z dS; \\
 p_0 + \rho_0 D^2 &= \frac{1}{S} \int_S (p + \rho u_z^2) dS; \\
 \rho_0 D \left(I_0 + \frac{D^2}{2} \right) &= \frac{1}{S} \int_S \rho u_z \left(\frac{u^2}{2} + I \right) dS,
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

где ось z перпендикулярна среднему положению фронта и совпадает с направлением скорости невозмущенного потока;

I — энтальпия газа (включая химическую энергию);
 S — площадь интегрирования, содержащая большое число поперечных возмущений в газе или равная площади поперечного сечения детонационного канала (при малом числе поперечных волн).

Соотношения (5.1) верны лишь в предположении, что интегралы в правых частях не зависят от времени.

Введем обозначения:

$$\begin{aligned}
 \bar{\rho} &= \frac{1}{S} \int_S \rho dS; & \bar{p} &= \frac{1}{S} \int_S p dS; \\
 \bar{u}_z &= \frac{\int_S \rho u_z dS}{\int_S \rho dS}; & u'_z &= u_z - \bar{u}_z; \\
 \overline{u_z'^2} &= \frac{\int_S \rho u_z'^2 dS}{\int_S \rho dS}; & \bar{u}^2 &= \frac{\int_S \rho u^2 dS}{\int_S \rho dS}; \\
 \bar{I} &= \frac{\int_S I \rho dS}{\int_S \rho dS}; & I' &= I - \bar{I}.
 \end{aligned}
 \tag{5.2}$$

Здесь u_{\perp} — составляющая скорости в направлении, перпендикулярном оси z . Все введенные величины имеют обычный смысл: $\bar{\rho}$ и \bar{p} — соответственно средние по сечению плотность и давление, \bar{u}_z , $\overline{u_z'^2}$, $\overline{u_{\perp}^2}$, \bar{I} — средне-массовые значения соответствующих величин.

Используя (5.2) и выделив из энтальпии химическую энергию Q посредством равенства

$$\bar{I} - I_0 = \overline{i(\rho, p)} - \overline{i_0(\rho_0, p_0)} - Q,$$

уравнения (5.1) можно преобразовать к виду, аналогичному (1.1) — (1.3):

$$\rho_0 D = \bar{\rho} \bar{u}_z; \quad (5.3)$$

$$p_0 + \rho_0 D^2 = \bar{p} + \bar{\rho} \overline{u_z'^2} (1 + \alpha); \quad (5.4)$$

$$i_0(\rho_0, p_0) + \frac{D^2}{2} = \overline{i(\rho, p)} + \frac{\overline{u_z'^2}}{2} - (Q - \Delta), \quad (5.5)$$

где

$$\alpha = \frac{\overline{u_z'^2}}{\overline{u_z^2}},$$

$$\Delta = \frac{\int_S \rho u_z' l' dS}{\bar{\rho} \bar{u}_z \cdot S} + \frac{3}{2} \overline{u_z'^2} + \frac{1}{2} \overline{u_{\perp}^2} + \frac{\int_S \rho u_z' (u_z'^2 + u_{\perp}^2) dS}{2 \bar{\rho} \bar{u}_z \cdot S}. \quad (5.6)$$

Соответствующие соотношения Вайта отличаются от приведенных здесь тем, что в выражении (5.6) для Δ в силу предположения об изотропной турбулентности первое и последнее слагаемое равны 0, а $\overline{u_{\perp}^2} = 2 \overline{u_z'^2}$. Последнее слагаемое действительно всегда мало по сравнению с остальными, когда $\alpha \ll 1$; первое, однако, вблизи пульсирующего ударного фронта, как нетрудно оценить, по абсолютной величине может даже превышать последующие. Количественная оценка изменения первого слагаемого при удалении от фронта затруднительна, но достаточно очевидна: с развитием турбулентности позади слоя поперечных фронтов, когда пульсации

частиц с одинаковым знаком I' становятся равновероятными в направлениях $+z$ и $-z$, оно быстро стремится к 0. При условии, что амплитуда пульсаций фронта вдоль оси z много больше толщины собственно ударного перехода (что всегда выполняется), уравнения (5.3) — (5.6) описывают также переход через слой, содержащий выступы и впадины переднего ударного фронта. В этом слое выступов и впадин α достигает значения, близкого к 1, поэтому необходимо учитывать также последнее слагаемое в выражении для Δ .

Обозначив $\frac{\bar{p}}{p_0} = \pi$ и $\frac{\bar{\rho}}{\rho_0} = \sigma$, из уравнений (5.3) и (5.4) получим

$$\pi - 1 = \frac{\rho_0 D^2}{p_0} \left[1 - \frac{1}{\sigma} (1 + \alpha) \right], \quad (5.7)$$

а используя также уравнение (5.5), в которое подставлено $i_0'(p_0, \rho_0) = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_0}{\rho_0}$ и $\bar{i}(p, \rho) = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\pi}{\sigma} \frac{p_0}{\rho_0}$, придем к «подправленному» соотношению Гюгонио

$$\pi = \frac{\sigma + \sigma \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{p_0'}{p_0} (Q - \Delta) - \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{\sigma+1}{1 - \frac{\alpha}{\sigma-1}}}{1 - \frac{\gamma-1}{2\gamma} \cdot \frac{\sigma+1}{1 - \frac{\alpha}{\sigma-1}}}. \quad (5.8)$$

Наиболее существенное отличие от чисто одномерного течения здесь состоит в том, что состояния внутри стационарной зоны, описываемой усредненными величинами, не располагаются вдоль прямой, если α меняется, как это видно из уравнения (5.7).

На рис. 73 изображены возможные установившиеся детонационные процессы в плоскости $(1/\sigma, \pi)$. Здесь H_0 и $H_{\text{равн}}$ — соответственно ударная и равновесная детонационные адиабаты для одномерного потока. При заданной скорости детонации семейство прямых, вдоль которых $\alpha = \text{const}$, представляет собой пучок прямых, проходящих через точку с координатами $1/\sigma = 0, \pi = 1 + \frac{\rho_0 D^2}{p_0}$, причем

прямая для $\alpha=0$ проходит через точку начального состояния (классическая прямая Михельсона). Если скорость D задана, то изменение состояния внутри детонационной зоны полностью определяется изменением параметра α и эффективного количества выделившегося тепла:

$$Q_{эфф} = Q - \Delta.$$

Из равенства (5.3) — (5.5) можно получить соотношения, аналогичные (1.21) — (1.23), выражающие безраз-

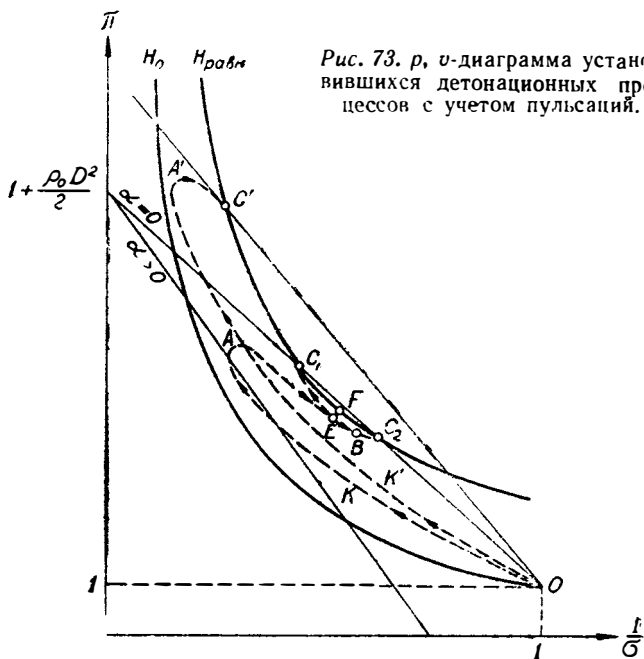


Рис. 73. p, v -диаграмма установившихся детонационных процессов с учетом пульсаций.

мерные средние плотность и давление p , а также число $M = \frac{\bar{u}_z}{c} = \frac{\bar{u}_z}{\sqrt{\gamma p/\rho}}$ как функции параметров α и $Q_{эфф}$ при заданной скорости D .

$$\sigma_{1,2} = \frac{c_0^2 + \gamma D^2 \pm \sqrt{(D_0^2 - c_0^2) - 2\alpha\gamma D^2 [2c_0^2 + (\gamma - 1) D^2]}}{2c_0^2 + (\gamma - 1)}$$

$$\rightarrow \frac{2(\gamma - 1) D^2 Q_{\text{эфф}} (1 + \gamma + 2\alpha\gamma)}{(D^2 + 2Q_{\text{эфф}})}; \quad (5.9)$$

$$\pi_{1,2} = 1 + \gamma \frac{D^2}{c_0^2} \left[1 - \frac{1}{\varepsilon_{1,2}} (1 + \alpha) \right]; \quad (5.10)$$

$$M_{1,2}^2 = \frac{1}{\gamma \left[\varepsilon_{1,2} \left(1 - \frac{c_0^2}{\gamma D^2} \right) - (1 + \alpha) \right]}. \quad (5.11)$$

Два знака в равенстве (5.9) соответствуют двум точкам пересечения прямой (5.7), на которой $D = \text{const}$ и $\alpha = \text{const}$ с адиабатой Гюгонио (5.8), на которой $Q_{\text{эфф}} = \text{const}$ и $\alpha = \text{const}$. Равенство (5.9) показывает также, что в стационарной (по отношению к введенным средним величинам) зоне эффективное количество тепла $Q_{\text{эфф}}$ не может превышать некоторого значения

$$Q_{\text{эфф}}^* = \frac{(D_0^2 - c_0^2)^2 - 2\alpha\gamma D^2 [2c_0^2 + (\gamma - 1) D^2]}{2(\gamma - 1) D^2 [1 + \gamma + 2\alpha\gamma]}, \quad (5.12)$$

при котором подкоренное выражение обращается в нуль. В точке с координатами $\sigma = \sigma(Q_{\text{эфф}}^*)$ и $\pi = \pi(Q_{\text{эфф}}^*)$, очевидно, имеет место касание прямой $\alpha = \text{const}$ и адиабаты Гюгонио для того же α и $Q_{\text{эфф}} = Q_{\text{эфф}}^* = \text{const}$. Вычисления показывают, что в этой точке

$$M^2(Q_{\text{эфф}}^*) = \frac{1}{1 + \alpha\gamma}, \quad (5.13)$$

т. е. усредненное число Маха в точке, соответствующей максимально возможному выделению тепла в стационарном потоке, меньше единицы, если $\alpha > 0$.

Кривая $OK'A'C'$ на рис. 73 изображает ход изменения усредненных величин давления и плотности в пережатой детонационной волне, поддерживаемой поршнем. Участок $OK'A'$ соответствует переходу в слое выступов и впадин переднего фронта.

Из соотношения (5.8) видно, что адиабата Гюгонио для всяких фиксированных значений $Q_{\text{эфф}}$ и $\alpha > 0$ лежит

выше адиабаты Гюгонно для того же $Q_{эфф}$ и $\alpha=0$. Ввиду того, что в области максимума π заведомо $Q_{эфф} > 0$ (в основном за счет химической реакции в выступах) и $\alpha > 0$, максимальное среднее давление в детонационной волне всегда меньше, чем на фронте плоской ударной волны, распространяющейся с той же скоростью. Переход через пульсирующий детонационный фронт во многом напоминает переход через плоский детонационный фронт с сильной вязкостью (см. рис. 8). В связи с тем, что в пересжатой волне длину столба газа перед поршнем можно предполагать достаточной для затухания всех пульсаций, поэтому конечное состояние газа в отсутствие потерь изобразится точкой C^1 на равновесной адиабате.

Наиболее важным здесь является вопрос об отыскании режима самоподдерживающейся детонации. Известное из эксперимента исключительное постоянство скорости детонации означает, что и в неоднородном потоке на некотором постоянном расстоянии от фронта имеется поверхность, на которой средняя по времени скорость возмущений, движущихся в сторону фронта, равна средней по времени скорости частиц. Поэтому нестационарная волна разрежения, если она примыкает к этой поверхности, не может через нее пройти и ослабить фронт детонации. Каждый элемент такой поверхности пульсирует около некоторого среднего положения с частотами, соответствующими частотам движения шлейфов и турбулентных пульсаций. Плоскость, проходящую через среднее положение рассматриваемой поверхности, так же, как в отсутствие пульсаций, естественно называть плоскостью Жуге. К плоскости Жуге, вообще говоря, может примыкать как волна разрежения, так и стационарная сверхзвуковая зона.

В турбулентном потоке скорость возмущений не совпадает с введенной ранее в число M средней квадратичной скоростью звука $\bar{c} = \sqrt{\gamma p / \rho}$. В системе координат, движущейся вместе с детонационной волной, локальная скорость возмущений в направлении $-z$ равна $(c - u_z)$. Ясно, что фронт волны разрежения будет распространяться быстрее всего по тем частицам среды, в которых эта разность максимальна, и вызовет спад давления в прилегающих сбоку других частицах с меньшим значением $(c - u_z)$.

Скорость возмущений относительно турбулизованной среды, очевидно, больше, чем средняя скорость звука, и играет ту же роль, что и «замороженная» скорость звука в релаксирующей среде. Она совпадает со скоростью фронта волны разрежения, который несет бесконечно малые изменения давления. Области же волны разрежения с практически заметным спадом давления распространяются относительно среды с некоторой меньшей скоростью $v_{\text{разр}}$. Именно эта последняя скорость должна входить в условие в плоскости Жуге:

$$\frac{\bar{u}_z}{v_{\text{разр}}} = 1. \quad (5.14)$$

По-видимому, величина $v_{\text{разр}}$ всегда лежит между средней скоростью звука и скоростью возмущений. Наши последующие выводы основываются на предположении, что в плоскости за детонационным фронтом, где $Q = Q^*$, $\bar{u}_z \ll v_{\text{разр}}$. Учитывая (5.13), видим, что это предположение равносильно следующему:

$$v_{\text{разр}} > \frac{\bar{c}}{1 + \alpha\gamma},$$

справедливость которого не вызывает сомнений.

В плоскости Жуге, где выполняется (5.14), значение M отличается от 1 на величину порядка $\sqrt{\alpha}$, поэтому условие Жуге для детонационной волны с турбулентной зоной в терминах M и α переписывается в виде

$$M = 1 + \beta_1 \sqrt{\alpha}, \quad (5.14')$$

где β_1 — числовой коэффициент порядка единицы.

Для распространения самоподдерживающейся детонационной волны с постоянной скоростью необходимо, чтобы значение M , определяемое равенством (5.14'), достигалось в стационарном потоке.

При наличии поперечных волн сгорание смеси происходит в узком переднем слое детонационной волны, содержащем поперечные фронты. Здесь выделяется основное количество химической энергии Q , которое за слоем поперечных фронтов, по-видимому, меняется уже мало. Существенно, однако, что к концу слоя попереч-

ных фронтов значение α еще достаточно велико (хотя и значительно меньше 1).

Соотношение (5.9), описывающее изменение σ в процессе выделения основного количества тепла, должно быть взято со знаком «плюс» перед радикалом. Равенства (5.9) — (5.13) показывают, что для достижения $M > M(Q^*)$ необходимо, чтобы радикал прошел через нуль и сменил знак «плюс» на «минус». Выделим из эффективного тепла слагаемое, связанное с пульсациями вдоль z (см. (5.6)) посредством равенства

$$Q_{\text{эфф}} = Q' - \frac{5}{2} \alpha \frac{D^2}{z^2}.$$

Приравнивая подкоренное выражение нулю и пренебрегая малыми членами порядка $D^2\alpha^2$, а также c_0^2 по сравнению с D^2 , получим

$$D^2 - 2(\gamma^2 - 1)Q' - \alpha\gamma^2 \frac{\xi - 3\gamma}{\gamma + 1} D^2 = 0. \quad (5.15)$$

Существенно, что член, содержащий α , входит в последнее равенство с отрицательным знаком. (Знак этого члена остается отрицательным, пока числовой коэффициент при $\alpha \frac{D^2}{z^2}$ в предпоследнем равенстве меньше $\frac{\gamma}{\gamma - 1}$.)

Очевидно, что при подходе к плоскости Жуге α монотонно уменьшается, Q' же может как возрасти монотонно, так и проходить через максимум (за счет особенностей механизма реакции) с последующим уменьшением.

Так как в самоподдерживающейся стационарной детонационной волне равенство (5.15) должно выполняться в некоторой внутренней точке, где $\alpha = \alpha^* > 0$, то последующее уменьшение α может привести к возрастанию подкоренного выражения, если Q' уже не увеличивается или увеличивается достаточно медленно. Тогда с изменением знака перед радикалом и дальнейшим ростом σ значение M будет расти. Покажем, что оно достигает при этом величины, определяемой условием (5.14').

Обозначим $\alpha = \alpha^*$ при $Q_{\text{эфф}} = Q_{\text{эфф}}^*$, подставим (5.15) в (5.9), затем (5.9) со знаком «минус» в (5.11) и тогда, снова пренебрегая c_0^2 в сравнении с D^2 и членами порядка α^2 и $\alpha^{3/2}$, после преобразований получим

$$M^2 = \frac{1}{1 + \alpha^* \gamma + \gamma (\alpha^* - \alpha) - 5\gamma^2 (\gamma - 1)(\alpha^* - \alpha) - \sqrt{(5 - 3\gamma)(\gamma + 1)(\alpha^* - \alpha)}} \quad (5.16)$$

где $1 \gg \alpha^* > \alpha > 0$.

Так как с уменьшением α выражение (5.14') стремится к единице, а (5.16) при $\gamma < \frac{5}{3}$ — к величине, большей единицы, ясно, что в некоторой плоскости (точка B на рис. 73), где $\alpha^* > \alpha > 0$, значение M достигнет величины $1 + \beta_1 \sqrt{\alpha}$. Эта плоскость и будет плоскостью Жуге, так как через нее возмущения не могут проникать в сторону фронта.

За плоскостью Жуге M продолжает расти, и течение становится сверхзвуковым относительно детонационного фронта. (Под скоростью звука здесь нужно понимать эффективную, т. е. истинную скорость звука.) Если стационарная зона продолжится до полного затухания турбулентности и шлейфов, то конечная точка C_2 , очевидно, будет лежать на равновесной адиабате ниже точки касания F к ней прямой Михельсона.

К обоснованию единственности режима самоподдерживающейся детонации можно подойти следующим образом. Рассмотрим ряд стационарных пересжатых режимов (поддерживаемых поршнем), у которых скорость детонации D постепенно уменьшается. Ясно, что при достаточно большом D подкоренное выражение в равенстве (5.9) всюду положительно и в зоне реакции корень должен быть взят со знаком «плюс». Переходя к режимам с постепенно уменьшающимися скоростями D , мы обнаружим, что на некоторой кривой $ОКАЕС_1$, описывающей процесс (см. рис. 73), подкоренное выражение впервые обратится в нуль в некоторой точке E (обращение в нуль в двух и более точках мы не рассматриваем как исключительный случай). Очевидно, что в остальных точках подкоренное выражение остается положительным, так как мы приблизились к рассматриваемому положению из области, где оно всюду было положительным. Но после точки E корень может сменить знак и кривая $ОКАЕ$ разветвляется на две: $ЕС_1$ и $ЕС_2$. Нижняя ветвь $ЕС_2$ будет соответствовать знаку «минус» перед

корнем. Для случая, когда за точкой E меняется только α , выше было показано, что на кривой $ОКАЕС_2$ в некоторой точке B скорость течения становится звуковой относительно фронта, следовательно, соответствующий режим будет самоподдерживающимся. Из равенств (5.9) — (5.13) следует, что вдоль кривой $ОКАЕС_1$ скорость течения всюду дозвуковая и соответствующий режим может быть осуществлен только при наличии поддерживающего поршня. При этом давление и плотность, достигая в точке E минимального значения, затем вновь растут, приближаясь к значениям, определяемым верхним пересечением прямой Михельсона с равновесной адиабатой.

Стационарный детонационный процесс с меньшей скоростью D , чем на кривой $ОКАЕ$, невозможен, так как в этом случае после обращения в нуль подкоренное выражение становится отрицательным.

Таким образом приходим к заключению, что единственным самоподдерживающимся стационарным режимом детонации является тот, который изображается кривой $ОКАЕС_2$.

Положение точки E внутри детонационной зоны определяется характером изменения $Q_{эфф}$ и α . Выше мы предполагали, что в точке E $\alpha = \alpha^* > 0$, а Q' достигает конечного значения. Коротко рассмотрим два других важных случая.

Если тепло, выделяющееся в процессе реакции, проходит через максимум и затем уменьшается, приближаясь к равновесному, точка может оказаться по другую сторону от равновесной адиабаты.

В этом случае процесс не будет отличаться от рассмотренного, лишь дополнительно облегчаются условия перехода к сверхзвуковому течению.

Возможен случай, когда точка E достигается лишь на бесконечно большом расстоянии от фронта, где все пульсации затухают. Тогда она будет находиться на равновесной адиабате и совпадать с точкой Чепмена — Жуге (по-видимому, равновесной, так как за бесконечно растянутой зоной реакции естественно предполагать также бесконечно растянутую волну разрежения, которая распространяется относительно газа с равновесной скоростью звука).

Из (5.15) получаем, что скорость детонации, определяемая равенством

$$D^2 = \frac{2(\gamma^2 - 1)Q'}{1 - \alpha^{*2} \frac{5 - 3\gamma}{\gamma + 1}}, \quad (5.17)$$

может оказаться больше, чем вычисленная в отсутствии турбулентных пульсаций из условия касания к равновесной адиабате. В опытах Д. Р. Вайта на смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{CO}$ при повышении начального давления наблюдалось некоторое превышение измеренной скорости по сравнению с рассчитанной из равновесного условия Жуге. Кроме того, скорость газа за фронтом детонации оказывалась сверхзвуковой. (Необходимо заметить, что превышение наблюдаемой скорости над расчетной и сверхзвук за фронтом могут быть объяснены и без учета пульсаций на основании одномерной теории Зельдовича, изложенной в главе I, если предположить, что выделение тепла проходит через максимум.) Если в плоскости, где выполняется условие (5.15), достаточно большая доля химической энергии содержится еще в кинетической энергии шлейфов, то скорость детонации будет меньше рассчитанной из одномерной теории, что всегда имеет место при односторонней спиновой детонации. Дополнительное снижение происходит за счет потерь, которые мы здесь не учитывали.

Оценка энергии, заключенной в шлейфах и турбулентных пульсациях, на основании осциллограмм давления показывает, что вблизи поперечных фронтов она составляет около 1% от химической энергии, выделяющейся в детонационной волне, и быстро уменьшается с удалением от фронта. Поэтому отклонения скорости детонации от вычисленной для одномерной зоны из равновесного условия Жуге малы.

Гораздо большие поправки дает учет пульсаций к средним значениям давления и плотности. Выше было показано, что максимальное среднее (по сечению) давление в детонационной волне меньше, чем за плоским ударным фронтом, распространяющимся со скоростью детонации. Опыты С. М. Когарко [3], в которых максимум измеренного среднего давления всегда оказывается между давлением за плоским ударным фронтом и в точке

Чепмена — Жуге (не приближаясь ни к тому, ни к другому), подтверждают этот вывод. Согласно данным Дж. Б. Кистяковского и П. Х. Кидда [4], также максимальная усредненная в параллельном фронту направлении плотность приблизительно в 1,5 раза меньше, чем за плоской ударной волной.

По измерениям Д. Р. Вайта, давление за плоскостью Жуге в детонационной волне меньше рассчитанного из равновесного условия Чепмена — Жуге. (Наши измерения, описанные в главе III, недостаточно точны, чтобы сделать такое заключение.) Р. Е. Дафф и Г. Т. Найт получили в результате прецизионных опытов также заниженные плотности, для объяснения которых они предлагают считать замороженными в плоскости Жуге состав и колебательные степени свободы молекул [5]. На основании вышеизложенных результатов эти факты получают объяснение, так как точка C_2 (см. рис. 73) и, возможно, точка B , разделенные малым интервалом изменения α , но большим расстоянием за детонационным фронтом, лежат ниже и правее точки касания F к равновесной адиабате. Причем точка C_2 , вообще говоря, не должна определяться ни одним из замороженных условий Чепмена — Жуге; совпадение может быть лишь случайным.

Основным характерным размером детонационного фронта является средний размер ячеек a , образованных пересекающимися поперечными волнами. Структуру поперечных волн во всех смесях можно считать в первом приближении геометрически подобной. Это предположение основывается на том, что следовые отпечатки поперечных волн на закопченных стенках трубок качественно одинаковы для смесей, сильно различающихся по своим химическим свойствам ($2CO + O_2$ и $2C_2H_2 + 5O_2$). В таком случае все другие характерные размеры, например средняя ширина поперечных фронтов, пропорциональны a . Если все поперечные волны имеют структуру I типа (см. главу III), то сгорание смеси происходит в слое, толщина которого определяется размером поперечных фронтов, т. е. порядка $0,2a$. Предполагая, что в трехмерном фронте детонации образуются также поперечные волны со структурой II типа, получаем эффективную толщину детонационного фронта, приблизительно равной a . Это подтверждается сравнением размеров ячеек в разных смесях (см. табл. 4) с экспериментальным измерением

эффективной толщины детонационного фронта Я. Б. Зельдовичем, С. М. Когарко и Н. Н. Симоновым.

Средний размер ячеек во фронте детонации зависит от реакционной способности смеси. Если протекание химической реакции можно описать уравнением вида (1.19), то в отсутствие явлений переноса зависимость ширины зоны реакции за плоским ударным фронтом от температуры и давления определяется в основном множителем

$$\frac{e^{\frac{E}{RT}}}{p^m - 1},$$

где E — эффективная энергия активации;
 m — порядок суммарной реакции по давлению;
 T и p — соответственно температура и давление за ударной волной [2].

При многофронтной детонации протяженность зоны реакции за поперечным фронтом порядка ширины самого фронта и, следовательно, пропорциональна a .

Кажется привлекательной идея использования экспериментальных зависимостей среднего размера ячеек от начальных параметров смеси для получения данных о кинетике химической реакции [6]. Наиболее просто указанным способом изучить влияние на кинетику небольших газообразных добавок, сильно меняющих скорость химической реакции. В этом случае скорость детонации, состав продуктов реакции, скорость звука в продуктах и, следовательно, температура и давление за поперечными фронтами практически сохраняются прежними, а по изменению размера ячеек можно судить об изменении скорости реакции. Если скорость детонации и, следовательно, температура за поперечным фронтом не зависят от начального давления (например, в смеси $H_2 + Cl_2$), то, зная зависимость a от p_0 , можно определить порядок реакции m . Согласно экспериментальным измерениям (см. главу III), размер ячеек в разных смесях меняется приблизительно обратно пропорционально начальному давлению, что соответствует реакции второго порядка. Однако показатель степени в выражении (3.4) не определяет точного значения m , так как при изменении давления в данных смесях скорость детонации не остается строго постоянной.

Однако определить указанным способом сколько-нибудь надежно эффективную энергию активации не представляется возможным ввиду сильного изменения температуры за поперечными фронтами между их последовательными столкновениями. При одноголовой спиновой детонации также имеется неопределенность температуры из-за наличия мелкомасштабных возмущений на самом поперечном фронте. Кроме того, в процессе поддержания реакции за поперечной волной в водородсодержащих смесях, по-видимому, существенную роль играет диффузия активных центров H^{\cdot} . В этом случае зависимость ширины зоны реакции от температуры за

фронтом уже не определяется множителем $e^{\frac{E}{RT}}$. Сошлемся на опыты Р. А. Гросса и В. Чинитца [7], наблюдавших стабильное воспламенение смеси за ударной волной в условиях, когда температура в зоне реакции была всюду ниже температуры адиабатического самовоспламенения.

На основе представлений о поперечных волнах удается объяснить предел спиновой детонации в трубах без привлечения фактора потерь. Ширина поперечного фронта при спиновой детонации составляет вполне определенную часть ($1/8$ — $1/10$) от длины окружности. Если в трубках фиксированного диаметра постепенно уменьшать начальное давление смеси, то отношение ширины поперечного фронта к длине зоны реакции за ним будет уменьшаться. При величине этого отношения, меньшей некоторой критической, спиновая детонация станет невозможной, так как поперечный детонационный фронт затухнет из-за сильной разгрузки в стороны. То же произойдет, если приближаться к пределу любым другим способом: уменьшением диаметра трубки или изменением состава смеси.

Потери влияют на предел спиновой детонации лишь косвенным образом: уменьшают скорость детонации, вследствие чего температура за поперечным фронтом падает и зона реакции растягивается. Эксперименты показывают [8], что в гладких трубках после затухания спиновой детонации вообще никакая стабильная детонация невозможна. Затухание поперечной волны приводит к резкому удлинению зоны химической реакции за ударным фронтом, и невозможность неспинового режима

обусловлена уже исключительно тепловыми и механическими потерями на стенках трубки.

Авторы наблюдали прекращение детонации вблизи пределов, помещая во внутрь трубки ребро высотой около $\frac{1}{5}d$. В аналогичных опытах В. А. Бона и др. [9, 10] высота ребра была меньшей и детонация не затухала. Возможно также, что в опытах Бона условия детонации были несколько удалены от пределов.

В сильно шероховатых трубках К. И. Щелкин [11] наблюдал расширение пределов детонации по сравнению с гладкими трубками, но это связано с изменением механизма поджигания: при наличии сильных шероховатостей воспламенение происходит в результате отражения ударной волны от выступов стенки. Явления в пристеночном слое, по-видимому, играют важную роль и для стабилизации спиновой детонации в относительно гладких трубках.

Таким образом, развитые в данной книге представления о поперечных детонационных волнах дополняют теорию детонационных явлений. Имеющийся экспериментальный материал показывает, что поперечные волны сопровождают всякую детонацию в газах от момента ее возникновения до затухания.

Известны эксперименты, в которых обнаруживаются аналогичные явления и при детонации конденсированных взрывчатых веществ. Так, Т. Урбанский [12] наблюдал периодическую структуру свечения на фоторазвертках детонации цилиндрических зарядов смеси тротила с аммиачной селитрой. А. Н. Дремин и О. К. Розанов [13] получили сетку ярко светящихся линий, фотографируя детонационный фронт в жидкой смеси нитрометана с ацетоном.

Очевидно, поперечные волны могут появляться лишь в тех случаях, когда они сильно сокращают зону химической реакции за ударной волной. В монокристаллах, как известно, температура за фронтом ударной волны, распространяющейся с детонационной скоростью, совершенно недостаточна для инициирования химической реакции. Поэтому можно предполагать, что детонационный фронт в монокристаллах взрывчатых веществ также содержит поперечные волны. Естественно, что экспериментальные исследования в этом направлении представят большой интерес.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ V

- 1 D. R. White. *Physics of Fluids*, **4**, 4 (1961).
 - 2 Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория дегазации. Гостехиздат (1955).
 - 3 С. М. Когарко. *ЖТФ*, **27**, 4, 833 (1957).
 - 4 G. V. Kistiakowsky, P. H. Kidd. *J. Chem. Phys.*, **25**, 5, 824 (1956).
 - 5 R. E. Duff, H. T. Knight. *J. Chem. Phys.*, **6**, 25, 824 (1956).
 - 6 Б. П. Волин, Я. К. Трошин, Г. И. Филатов, К. И. Щелкин. *ПМТФ*, **2** (1960).
 - 7 R. A. Gross, W. Chinitz. *J. Aero/Space Sci.*, **27**, 7, 517 (1960).
 - 8 Х. А. Ракипова, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. *ЖТФ*, **17**, 12, 1409 (1947).
 - 9 W. A. Bone, R. P. Fraser. *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, **A**, **235**, 29 (1935).
 - 10 W. A. Bone, R. D. Fraser. *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, **A**, **230**, 263 (1931).
 - 11 К. И. Щелкин. *ЖТФ*, **10**, 7, 823 (1940).
 - 12 VII-th Symposium on Combustion. Discussion. London, 876 (1959).
 - 13 А. Н. Дремин, О. И. Розанов. *ДАН*, **139**, 1 (1961).
-

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
27	15 сверху	если вычислено	если γ вычислено
67	2 снизу	$2\pi t$	$2\pi, t$
93	2 снизу	активизации	активации
100	Рис. 48, нумерация снимков	1, 2, 3, 4	a, б, в, г
114	4 снизу	Т. М. Лифшица	Е. М. Лифшица
123	табл. 5; 2, 3 и 4 столбец	$p_1 p_0; p_2 p_0; p_3 p_0$	$p_1/p_0; p_2/p_0; p_3/p_0$

Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян
„Структура фронта детонации в газах“

