

О МЕХАНИЗМЕ ОСЛАБЛЕНИЯ И СРЫВА ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В КАНАЛАХ С АКУСТИЧЕСКИ ПОГЛОЩАЮЩИМИ СТЕНКАМИ

О. В. Шарыпов, Е. А. Пирогов

*Институт теплофизики СО РАН,
630090 Новосибирск*

На основе известных экспериментальных данных проанализированы физические механизмы ослабления детонационных волн в каналах с акустически поглощающими и, в том числе, пористыми стенками. В рамках упрощенной математической модели распространения двумерной газовой детонации численно исследован эффект ослабления (и срыва) многофронтной детонационной волны за счет неупругих свойств стенок канала. Определена роль различных физических механизмов в экспериментально наблюдаемом сужении области околосубзвуковых режимов детонации. Сформулирован критерий эффективности воздействия акустических свойств стенок на детонационную волну.

Экспериментальные работы последних лет по изучению околосубзвуковых режимов детонации в каналах с неабсолютно упругими стенками убедительно продемонстрировали наличие сильного ослабляющего воздействия на детонационную волну [1]. Исследовано влияние различных пористых покрытий, наносимых на стенки канала (первая группа материалов: вакуумная резина, войлок, синтепон, мелкочастистый поролон), а также различных материалов, из которых изготавливались стенки (вторая группа: сталь, бронза, оргстекло, эбонит). Акустический импеданс стенок R_2 изменялся от $10^4 \div 10^5$ кг/(м²·с) для пористых покрытий до $10^6 \div 10^7$ кг/(м²·с) для второй группы материалов. При этом акустический коэффициент отражения варьировался в пределах

$$0 \leq \eta = \left| \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} \right| < 1,$$

где $R_1 \approx 10^5$ кг/(м²·с) — средний акустический импеданс газовой смеси. Суть явления сводится к тому, что неполное отражение поперечных ударных волн, инициирующих реакцию, при $\eta < 1$ может приводить к отклонению детонации от самоподдерживающегося режима, устанавливающегося в канале с «абсолютно упругими» стенками (т. е. при $\eta = 1$).

Анализ результатов экспериментов [1] с коэффициентом отражения от стенок, изменяемым в широком диапазоне, позволяет сделать следующие выводы относительно характера общих закономерностей наблюдаемого явления.

1. Для материалов второй группы при $R_2 \gg R_1$ ($\eta \approx 1$) различием эффектов обмена импульсом со стенками (в пограничном слое) можно с уверенностью пренебречь по сравнению с изменением R_2 (до 20 раз). Такой разброс R_2 приблизительно эквивалентен 10 %-му различию значений коэффициента отражения. В данной ситуации потери энергии поперечных волн на стенках служат доминирующим ослабляющим фактором (в [1] отмечено, что изменение R_2 перекрывает возможное противоположное влияние, связанное с различием теплопроводности стенок).

Незначительное изменение η ($\Delta\eta < 0,1$) приводит к тому, что ослабление и гашение детонации проявляются лишь непосредственно вблизи

предела самоподдерживающегося режима. Ситуацию вблизи предельного режима можно сравнить с положением, когда потенциальный барьер (разделяющий два устойчивых состояния системы — детонационный режим и турбулентное горение) минимален. Неудивительно, что в этих условиях даже малое изменение акустических свойств стенок может перевести систему в состояние, существенно отличающееся от прежнего. Это типичная реакция неравновесной системы, находящейся вблизи точки бифуркации, на конечное внешнее возмущение.

Для данного случая характерен физический механизм «непосредственного» воздействия потерь при отражении поперечных волн на энергетику системы. Действительно, поскольку при околопредельном режиме детонации ячеистая структура вырождается (на ширине канала укладывается приблизительно $1/3$ ячейки), то и время пробега поперечных волн от стенок до оси канала становится соизмеримым со временем реакции. В результате ослабляющие возмущения с периферии распространяются практически без искажения на всю область течения (так как характерное время нарастания возмущений за счет тепловыделения не может быть меньше времени реакции [2]) и непосредственно понижают скорость реакции, температуру, давление и скорость детонации до перехода к турбулентному горению. Здесь характерно отсутствие какого-либо промежуточного механизма, который бы мог частично или полностью компенсировать ослабление поперечных волн акустически поглощающими стенками. В этом отношении изучаемая проблема близка к классу некорректных (в смысле Адамара) задач, решаемых в теории катастроф, синергетике и т. п.; по видимому, она может быть с успехом проанализирована в рамках идей и методов данных теорий.

2. При $R_2 \approx R_1$ ($\eta \ll 1$), т. е. для материалов с пористой структурой, реализуется принципиально иной (более богатый и интересный с точки зрения физики) механизм воздействия акустически поглощающих стенок на динамику детонационной волны. При низких значениях коэффициента отражения поперечных волн срыв детонации экспериментально наблюдается не только вблизи «классического» предельного режима (когда на ширине канала укладывается приблизительно $1/3$ ячейки), но и вдали от него (например, в каналах, по ширине равных пяти и более размерам ячейки).

В отличие от предыдущего случая физический механизм ослабляющего воздействия стенок на динамические параметры детонации является «опосредованным». Действительно, время прихода к оси канала ослабленных поперечных волн в этой ситуации значительно превышает время реакции, поэтому процесс нарастания пространственных неоднородностей фронта успевает частично или полностью компенсировать снижение амплитуды поперечной волны за счет отражения от неупругой стенки. (Здесь имеется в виду тот же механизм нарастания неоднородностей, что ответствен за формирование ячеистой структуры волны.) В результате (при достаточной ширине канала) вблизи оси могут сохраняться условия для самоподдерживающегося детонационного режима.

Другое проявление описанного компенсирующего эффекта — плавный характер эволюции системы. Если для механизма непосредственного воздействия (рассмотренного в п. 1) характерны резкие изломы на фотоперезертах самосвечения [1], связанные со скачкообразным переходом от спиновой детонации к турбулентному горению, то в данном случае сначала происходит перестройка ячеистой структуры, соответствующая ослаблению волны и понижению скорости поперечных волн, фронт (в среднем) становится заметно выпуклым в направлении распространения детонации. Такая перестройка структуры волны может занимать время, за которое поперечная волна несколько раз отразится от противоположных сте-

нок канала. Эти представления о механизме ослабления детонации хорошо согласуются с экспериментальными данными [1], связывающими вероятность срыва детонации с длиной пористого участка стенок: с увеличением числа ячеек, укладываемых на диаметре канала, возрастает время перехода к турбулентному горению. При недостаточно продолжительном действии на границах условий акустического поглощения детонационный режим восстанавливается во всем канале.

Следует обратить внимание на еще одно обстоятельство ослабляющего действия пористых стенок. В отличие от воздействия стенок из материалов первой группы пористые стенки могут вызывать трудно поддающиеся априорной оценке изменения коэффициентов сопротивления, теплопередачи, прочностных и деформационных характеристик и т. д. В результате экспериментальное определение вклада акустически поглощающих стенок в эффект ослабления детонации оказывается чрезвычайно трудоемкой и нетривиальной задачей. По-видимому, методологически правильнее было бы решить эту задачу теоретически.

Для численного моделирования влияния акустически поглощающих стенок на динамику двумерной детонационной волны в настоящей работе используется упрощенная модель, описывающая нелинейную эволюцию фронта детонации [2, 3]. Ранее на основе данной модели успешно проведено моделирование формирования ячеистой структуры изначально плоского детонационного фронта, а также проанализирован переход от регулярной к нерегулярной пространственно-временной динамике волны детонации [4]. Основными управляющими параметрами модели служат скорость плоской волны в режиме Чепмена — Жуге D и

$$\alpha = \gamma \frac{3 - \gamma}{1 + \gamma} \left[1 - \frac{\rho_1}{\rho_0} \right] \frac{E}{RT_0},$$

где γ — показатель адиабаты газовой смеси; ρ_1 — плотность газа перед ударным фронтом; ρ_0 и T_0 — плотность и температура газа непосредственно за ударным фронтом детонации; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная. Обезразмеривающими величинами служат ρ_0 , T_0 , характерное время и длина зоны химического превращения.

Для решения поставленной задачи о влиянии граничных условий применявшийся ранее численный алгоритм [4] был модифицирован. Решение представлено в виде суммы поперечных волн, одна из которых распространяется в плоскости детонационного фронта влево ($F^-(x, t)$), другая — вправо ($F^+(x, t)$), где x — координата, t — время. При учете нелинейного взаимодействия в выражениях для F^+ и F^- появляются обменные слагаемые, так что динамика каждой из волн не является независимой. Для определения значения функций $F^\pm$ на правой и левой границах области $F^-(d, t)$, $F^+(0, t)$ использовались соответственно граничные значения $F^\mp$ с предыдущего шага по времени $F^+(d, t - \tau)$, $F^-(0, t - \tau)$, умноженные на коэффициент отражения $0 \leq \eta \leq 1$. Такое задание граничных условий в случае абсолютно жесткой стенки ($\eta = 1$) описывает зеркальное отражение набегающей на стенку волны, аналогично подходу [5]. В численных расчетах использовались конечно-разностные и спектральные (на основе быстрого Фурье-преобразования) методы. В целом алгоритм имел первый порядок аппроксимации по τ и h (где $\tau = 0,02$ — шаг по времени, $h = 0,2$ — расстояние между узлами расчетной сетки). Тестирование алгоритма производилось сопоставлением результатов специальных расчетов с данными, полученными на основе немодифицированного алгоритма, а также посредством сравнения с решениями известных нелинейных уравнений (Бюргерса и Кортевега — де Вриза).

Результаты расчетов с $\eta = 0,5$ и при ширине канала, вмещающей пять

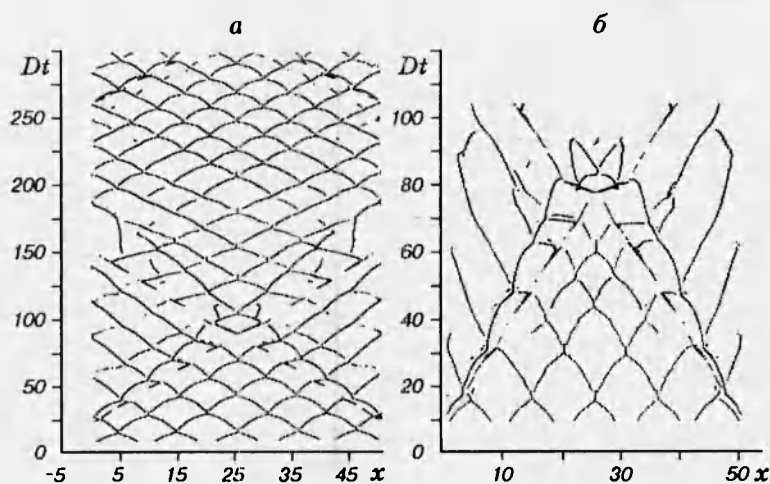


Рис. 1. Ячеистая структура в узком канале при $\alpha = 2,5$ и $\eta = 0,5$ (а) и 0 (б).

ячеек, демонстрирует заметное ослабление поперечных волн в пристеночной области, которое приводит к существенному искажению регулярной ячеистой структуры волны, формирующейся при условии $\eta = 1$ (рис. 1, а). После того, как ослабленные после отражения волны достигают оси канала, происходит постепенное восстановление детонации по всей его ширине.

Если при прочих равных условиях положить в расчетах коэффициент отражения равным нулю, то динамика коренным образом изменяется (рис. 1, б): полностью исчезают траектории тройных точек, движущихся от стенок. Это означает не только то, что поперечные волны как бы «проходят» сквозь стенки канала без отражения, но и то, что за время их движения к центру не происходит заметного нарастания возмущений за счет тепловыделения реакции. В результате наблюдается постепенное исчезновение тройных конфигураций, фронт волны выполаживается, и детонация ослабевает. Ограничения модели не позволяют смоделировать дальнейшую стадию перехода детонационной волны к режиму турбулентного горения. Тем не менее на основе общих представлений о динамике детонации установленное в расчетах исчезновение тройных конфигураций позволяет сделать однозначный вывод о срыве детонационного режима.

Увеличивая ширину канала до размера порядка десяти ячеек (рис. 2), можно проиллюстрировать рассмотренный выше компенсирующий механизм. Действительно, на определенном расстоянии от неотражающих стенок наблюдается постепенное восстановление поперечных ударных волн (и тройных конфигураций), движущихся к центру области. Таким образом, за счет механизма неустойчивости плоского фронта, связанной с неравновесной экзотермической реакцией, при достаточной ширине канала обеспечивается компенсирование ослабляющего влияния акустически поглощающих стенок, срыва детонационного режима не происходит.

На основании выполненного численного моделирования можно сделать вывод, что влияние неотражающих стенок приводит к значительному сужению области существования околорегулярных режимов детонации. Границы предела детонационной способности приближаются к критическим условиям перехода детонации из канала в объем. Следует заметить, что смещенная граница предельного режима принципиально не может совпасть с критическим условием, поскольку последнее предполагает не только отсутствие отражения поперечных волн от границы области, занятой детонацией, но и дополнительное воздействие волн разрежения.

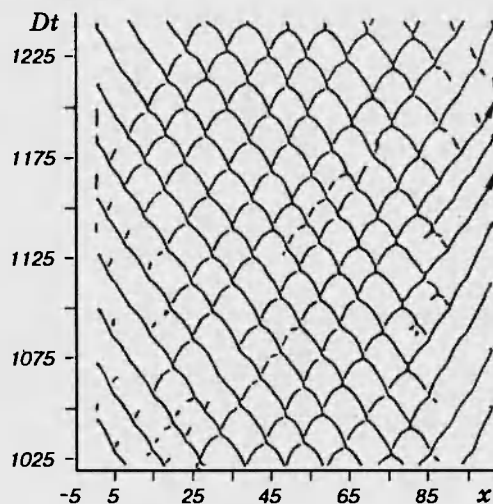


Рис. 2. Ячеистая структура в широком канале при $\alpha = 2,5$, $\eta = 0$.

Проанализированный здесь физический механизм ослабления детонации за счет неупругих свойств стенок и выполненные численные расчеты позволяют сформулировать следующий критерий: детонационный режим при отсутствии отражения поперечных волн от границ детонационной области будет устойчивым, если характерное время формирования ячеистой структуры не превышает времени пробега поперечными волнами полуширины канала. Модель [2–4] позволяет оценить (или рассчитать) это характерное время — оно приблизительно соответствует времени химического превращения в плоской волне детонации.

Обратим внимание, что расчеты выполнены без учета влияния коэффициентов сопротивления, теплопередачи и т. п. пористых материалов. Тем не менее результаты численного моделирования воспроизводят основные качественные закономерности ослабления и срыва детонации в каналах с пористыми стенками, наблюдаемые экспериментально. А именно: а) понижение коэффициента отражения резко сужает область существования околопредельных режимов детонации; б) в относительно узких (до пяти–шести ячеек шириной) каналах при $\eta \rightarrow 0$ наблюдается плавный срыв детонации; в) вероятность срыва детонационного режима зависит от длины пористого участка стенки канала; г) в достаточно широких каналах отсутствие отраженных волн не оказывает радикального ослабляющего воздействия на детонационную волну (согласно сформулированному выше критерию можно с достаточной точностью отличить широкий канал от узкого).

Тем самым можно сделать вывод об определяющей роли акустических свойств пористых стенок в изучаемом явлении (и соответственно о несущественном влиянии изменения коэффициентов сопротивления, теплоотдачи, прочностных и деформационных характеристик и т. п.).

Авторы выражают благодарность профессору А. А. Борисову за его участие в постановке задачи и обсуждении результатов, а также коллективу лаборатории оптики кафедры общей физики НГУ за содействие в проведении численных расчетов и техническом оформлении статьи. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-14469).

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А. А. Околопредельные режимы детонации в каналах с пористыми стенками // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 1. С. 101–106.
2. Борисов А. А., Шарыпов О. В. Моделирование структуры неустойчивого фронта газовой детонации // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1989. Вып. 2. С. 50–55.
3. Borisov A. A., Pirogov E. A., Sharypov O. V. Modeling of detonation front dynamics // Combustion, Detonation, Shock Waves: Proc. Zel'dovich Memorial. Int. Conf. on Combustion, 12–17 Sept. 1994. Moscow: Inst. Chem. Phys. 1994. V. 2. P. 434–436.
4. Борисов А. А., Шарыпов О. В. Моделирование перехода от регулярной к нерегулярной структуре ячеистого фронта газовой детонации // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 3. С. 159–164.
5. Таки С., Фудживара Т. Численный анализ двумерных нестационарных детонационных волн // Ракет. техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA Journal. 1978. Т. 16, № 1. С. 93–98.

Поступила в редакцию 13/1 1995 г.
