

# ХАРАКТЕРНЫЕ РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ВДОЛЬ ВЫПУКЛОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. А. Васильев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Представлены результаты экспериментальных исследований дифракции многофронтовой детонации на выпуклой криволинейной поверхности. Предложена оценка минимальной толщины газового слоя, необходимой для внешнего огибания окружности многофронтовой волной. В кольцевых каналах установлены характерные режимы распространения: полный срыв детонации и горения, высокоскоростное горение, галопирующий режим детонации, режим многофронтовой детонации.

## ВВЕДЕНИЕ

При переходе детонационной волны (ДВ) из канала постоянного сечения в расширяющийся канал с линейной образующей возникающая в точке излома сечений волна разрежения, воздействуя на ДВ, переводит ее в нестационарный режим, который в зависимости от соотношения между характерным размером канала и размером ячейки многофронтовой ДВ заканчивается либо затуханием ДВ, либо ее реинициированием (см., например, [1–5]). Основным источником реинициирования служат очаги (один или несколько) естественного или искусственного воспламенения смеси (в силу истечения периода индукции или столкновения ослабленных возмущений). В случае расширения ДВ по криволинейной образующей волны разрежения возникают постоянно, последовательно усиливая воздействие на ДВ и снижая вероятность ее инициирования.

Подчеркнем, что при исследовании воздействия огибающей поверхности на поток молчаливо предполагается, что вторая граница канала расположена достаточно далеко и ее воздействием можно пренебречь. Близость второй границы может существенно исказить условия реинициирования, как, например, при распространении ДВ по криволинейному каналу постоянной ширины, где поджатие потока на внешней границе является основным механизмом «поворота» ДВ (см. [6, 7]).

Следует отметить, что процессы распространения многофронтовой ДВ вдоль выпуклой криволинейной границы до сих пор не анализировались численно и практически не исследованы экспериментально. Отметим, что перв

ая оценка критического радиуса через размер ячейки предложена в [8].

Простейшая выпуклая граница — окружность радиуса  $R$ . Вдоль такой криволинейной поверхности невозможно самоподдерживающееся распространение многофронтовой ДВ вдоль кольцевого газового слоя, внешне примыкающего к цилиндрической поверхности радиусом  $R$ , и выяснение физического механизма «поворота» ДВ. Эта задача также важна при моделировании «внешнего» детонационного горения смеси вокруг осесимметричного тела при его скоростном движении вдоль оси и радиальном вспрыске газообразного топлива в пограничный слой (как, например, в [8]). При правильно подобранный скорости радиального потока смеси можно реализовать режим стационарного распространения ДВ по внешней кромке цилиндрической поверхности такого быстролетящего тела.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Использована методика идентификации процессов горения и детонации по самосвечению многофронтовой ДВ при ее распространении по плоским каналам, глубина которых  $\delta$  меньше характерного размера элементарной ячейки  $a$ . В подобных каналах за счет повышенной температуры за поперечными волнами наблюдается ячеистая структура самосвечения при распространении многофронтовой ДВ, в то время как режимам низкоскоростного горения ячеистая структура не свойственна.

Серия 1 — классическая дифракция стационарной многофронтовой ДВ на выпуклом сегменте радиусом  $R$  (рис. 1, а). Варьировались

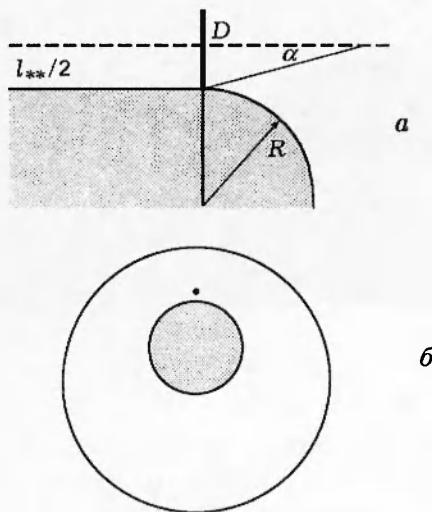


Рис. 1

ширина исходного плоского канала  $l$  и радиус сегмента  $R$ , а также характерный размер ячейки  $a$  (за счет изменения начального давления смеси  $p_0$ ).

Серия 2 — инициирование и квазистационарное распространение многофронтовой ДВ вокруг цилиндрической поверхности (рис. 1, б). Варьировались радиус огибающей поверхности и размер ячейки.

Эксперименты серии 1 проведены на плоских дифракционных каналах размерами  $15 \times 1,5$  и  $30 \times 1,5$  мм с односторонним или двухсторонним расширением сечения. Сменные вставки в виде сегмента окружности радиусом  $R$  пристыковывались таким образом, чтобы прямолинейная граница узкого канала по касательной переходила в окружность. На рис. 1, а наклонная линия от вершины угла дифракции до оси канала с наклоном к оси под углом  $\alpha$  — траектория фронта волны разрежения при ее распространении по фронту ДВ.

Взрывная камера (серия 2) представляла собой плоский зазор с криволинейными границами и формировалась следующим образом. На металлическую плоскую станину с шлифованной поверхностью накладывались плоский диск радиусом  $R$ , толщиной  $\delta$  (1 или 2 мм) и узкое кольцо из плоской пористой резины той же толщины, расположенное по периферии станины; сверху система накрывалась оптически прозрачным стеклом с вакуумным уплотнени-

ем по внешнему контуру станины. Резиновое кольцо позволяло ослабить воздействие внешней границы криволинейного канала на процессы реинициирования ДВ при огибании ею поверхности диска. Диаметры сменных дисков — 320, 160, 80, 40, 20 мм, диаметр внешнего резинового кольца — 400 мм.

Инициирующим электродом (точка на рис. 1, б) служил проходящий через тело станины вольфрамовый цилиндрический стержень диаметром 1 мм, изолированный от станины с помощью фторопластовой конической втулки таким образом, чтобы разряд с электрода на станину происходил через кольцевой зазор шириной 1 мм. Во взрывной камере торец электрода устанавливался без выступа, точка инициирования располагалась вблизи образующей диска.

Перед каждым экспериментом взрывную камеру вакуумировали, а затем наполняли взрывчатой смесью до некоторого давления  $p_0$  (напуск и откачка смеси осуществлялись в точке, диаметрально противоположной точке инициирования). В исследованиях использованы заранее приготовленные стехиометрические смеси ацетилена с кислородом, водорода с кислородом, а также эти же смеси, разбавленные аргоном.

Инициирование взрывчатой смеси (разряд конденсатора емкостью  $C = 1 \text{ мкФ}$ , заряженного до напряжения  $U_0 = 10 \text{ кВ}$ ) осуществлялось при открытом затворе фотоаппарата. Распространения ДВ фиксировались на фотопленку через светофильтр СЗС-19 (для углеводородных топлив), а сечение плазмы в разрядном промежутке ослаблялось дополнительным светофильтром УФ-3.

Исследовали инициирование ДВ вблизи поверхности диска радиусом  $R$  и ее распространение вокруг диска. Часть экспериментов проведена при симметричном расходжении ДВ от точки инициирования, большинство же — с односторонней закруткой ДВ (с помощью перегородки вблизи электрода). В первом случае контролировалась симметрия картины реинициирования (линия столкновения ДВ на противоположной точке инициирования стороне диска), во втором — достигалось использование всей длины окружности. Для каждого значения радиуса  $R$  выявлены характерные процессы распространения детонации и горения при изменении начального давления (размера ячейки).

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

**Серия 1.** Переход самоподдерживающейся многофронтовой ДВ из канала постоянного сечения в расширяющийся по криволинейной образующей имеет много схожего с классическим случаем дифракции ДВ на клине. При фиксированных геометрии и размерах канала при  $p_0 < p_*$  в расширяющемся канале наблюдаются срыв многофронтовой детонационной структуры и переход к режиму скоростного турбулентного горения (без ячеистой структуры отпечатков), а при  $p_0 > p_*$  наблюдается реиницирование ДВ ( $p_*$  — критическое давление, при котором равновероятно наблюдаются процессы реиницирования и затухания ДВ при дифракции). Например, для смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  при переходе ДВ из канала постоянной ширины  $l = 15$  мм в расширяющийся (односторонний) канал, образующая которого представляет собой дугу окружности с  $R = 60$  мм, критическое давление  $p_* = 6,0$  кПа, а при  $R = 120$  мм  $p_* = 5,0$  кПа ( $\delta = 1,5$  мм). На рис. 2 в области затухающей крупноячеистой структуры стрелками указаны вершины расходящегося потока с мелкоячеистой структурой, представляющие собой очаги реиницирования ДВ.

**Серия 2.** Результаты исследований классифицируются по следующим группам.

**А.** Кольцевой заряд постоянной ширины (диаметр диска 320 мм, глубина зазора 1 мм). По мере увеличения начального давления смеси наблюдаются:

- режим воспламенения смеси в канале близи инициирующего электрода и полный срыв горения (отсутствие какого-либо свечения) на некотором удалении от него при низких значениях начального давления смеси ( $p_0 < 5$  кПа);
- режим галопирующей детонации в кольцевом канале: формирование ДВ вблизи электрода и быстрое ее ослабление (о чем свидетельствует увеличение размера ячейки) после удаления ДВ от электрода с трансформацией процесса в режим турбулентного горения. Затем в некоторой области канала взрывным образом формируется новая ДВ, которая опять же по мере удаления от своего очага инициирования постепенно ослабляется вплоть до срыва детонационного режима и т. д. Процесс возбуждения и последующего срыва

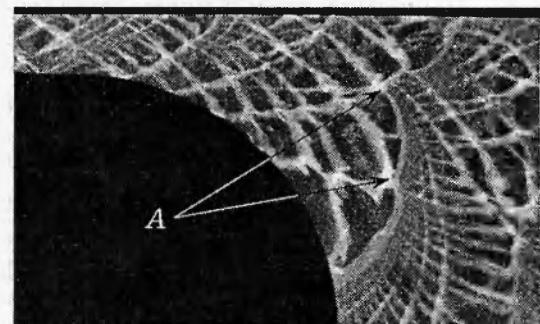


Рис. 2

детонации может повторяться несколько раз на длине окружности. Длина пульсации уменьшается с повышением начального давления смеси;

- квазистационарный режим огибания криволинейной поверхности, когда по всей длине фиксируется режим распространения многофронтовой детонации ( $p_0 > 7$  кПа). При этом, как правило, ячеистая структура вблизи внешней границы газового кольца (вогнутой для потока) более мелкая, чем на внутренней (выпуклой) кромке, что свидетельствует о постоянном ослаблении ДВ при огибании выпуклой границы (за счет постоянно возникающих волн разрежения).

**Б.** При меньшем диаметре диска взрывная камера представляла собой криволинейный плоский канал с быстро увеличивающейся шириной, что приводило к резкому ослаблению воздействия внешней (сжимающий поток) границы на течение вблизи огибаемой внутренней выпуклой границы (хотя бы за счет запаздывания возмущений от внешней границы). Поэтому в первом приближении можно считать такой газовый заряд свободным от внешней оболочки.

Рассмотрим особенности распространения ДВ в таком кольцевом газовом заряде, свободном от внешней границы. После возбуждения (вблизи инициирующего электрода) ДВ попадает в расширяющийся криволинейный канал и подвергается воздействию волн разрежения, возникающих на внутренней границе огибаемого диска. Волны разрежения срывают быстрые химические реакции за фронтом ДВ, начиная с ее ближайшего к огибаемой границе фланга и постепенно распространяясь от внутрен-

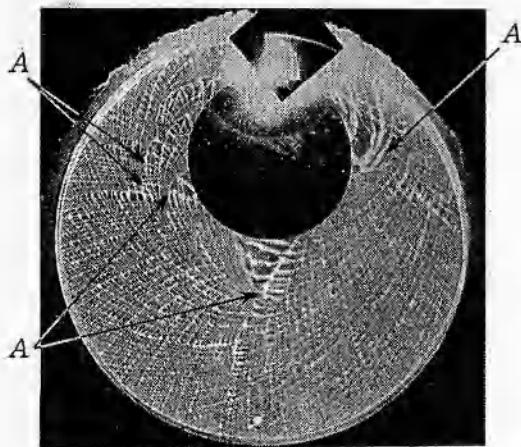


Рис. 3

ней кромки на всю поверхность волны. Скорость распространения такой волны (по нормали к элементам фронта) становится ниже детонационной (свойственной для самоподдерживающейся ДВ) — волна переходит в режим турбулентного горения, в котором осуществляется последующее сжигание газового слоя вокруг тела. Если же в такой «сорванной» волне появится новый очаг реинициирования на некотором удалении от огибаемой поверхности, то он сформирует новую ДВ. Часть фронта этой ДВ будет распространяться по направлению к огибаемой поверхности, т. е. микроочаг «заворачивает» ДВ, прижимая ее к внутренней стенке. Новая ДВ дойдет до внутренней границы, начнет взаимодействовать с нею в режимах регулярного и маховского отражения и вновь попадет под действие волн разрежения. Картина становится похожей на первый цикл распространения волны с единственным отличием: первый цикл возбуждался внешним источником, второй — уже за счет внутреннего микроочага (рис. 3, вращение ДВ по часовой стрелке). Давление смеси, начиная с которого наблюдается возникновение очагов реинициирования, будем называть критическим  $p_*$  по аналогии с давлением реинициирования при дифракции на криволинейной поверхности. Например,  $p_* = 7$  кПа в экспериментах по огибанию детонационной волной диска диаметром 160 мм ( $C_2H_2 + 2,5O_2$ ).

При начальных давлениях смеси, заметно меньших значения  $p_*$ , на фотографиях можно наблюдать срыв ДВ и переход к огибанию окружности в режиме горения. По мере уве-

личения начального давления ( $p_0 \geq p_*$ ) наблюдаются ярко выраженные режимы восстановления детонации в одной, двух и т. д. точках  $A$  (указанных концами стрелок на фотографиях 2, 3) на некотором удалении от огибаемой границы (заметим, что областям срыва ДВ на рис. 2, 3 соответствуют области без ячеистой структуры, достаточно обширные при малом количестве точек  $A$ ). Количество реинициирующих центров возрастает с ростом  $p_0$ , а сами они приближаются к огибаемой поверхности. Выше значения  $p_{**}$  (зависящего от радиуса закругления, состава смеси, глубины зазора и т. д.) «огибание» окружности происходит в стационарном режиме; зоны, охваченные волнами разрежения, заметно уступают по размерам зонам многофронтовой детонации.

**В.** При огибании шероховатой границы (диск с периодической насечкой на границе) пристеночные ударно-волновые процессы интенсифицировались, что способствовало реинициированию микроочагов: выход на стационарный режим «огибания» наблюдался при меньших давлениях по сравнению с гладкой границей того же диаметра.

**Г.** Увеличение глубины канала при одинаковом диаметре огибаемой границы привело к уменьшению всех тех граничных давлений, при которых наблюдались соответствующие режимы при меньшей глубине канала (например, увеличение глубины канала с 1 до 2 мм привело примерно к полуторакратному уменьшению значения  $p_*$ ).

#### КРИТЕРИЙ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДВ ВОКРУГ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Сформулируем критерий квазистационарного распространения многофронтовой ДВ вдоль криволинейной поверхности. Для этого необходимо, чтобы в ослабленной волне на некотором удалении от огибаемой поверхности периодически возникали новые очаги реинициирования. Без внешней границы распространение многофронтовой ДВ будет возможно, если ширина газового слоя вокруг огибающей поверхности достаточна для постоянного возобновления микроочагов реинициирования.

#### ИДЕАЛИЗИРОВАННАЯ СХЕМА И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим идеализированную схему обтекания детонационной волной выпуклой гра-

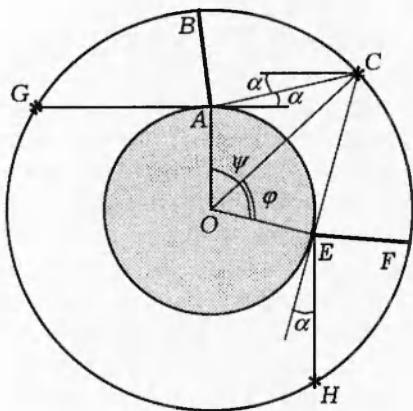


Рис. 4

ницы в виде окружности радиусом  $R_0 = OA$  (рис. 4) с началом координат в центре симметрии. Газовая смесь занимает кольцевое пространство от  $R_0$  вплоть до некоторого радиуса  $R = OC$  (толщина газового слоя  $\Delta R = R - R_0$ ).

Пусть в момент времени  $t = 0$  начинается воздействие волны разрежения на фронт ДВ (линия  $AB$ ), предварительно возбужденной в точке  $G$ . Линия  $AC$  под углом  $\alpha$  к касательной в точке  $A$  — траектория фронта волны разрежения (называемой также «волной срыва» химической реакции) при ее движении по фронту ДВ от огибаемой границы ( $\tan \alpha \approx c/D_0 \approx 0,55$  — отношение скорости звука в продуктах ДВ к скорости детонации Чепмена — Жуге).

Если к моменту, когда волна разрежения охватит газовый слой по всей его ширине  $\Delta R$ , ни в одной точке слоя не возникнет нового очага реинициирования, распространение ДВ будет сорвано. Для восстановления ДВ необходимо, чтобы в газовом слое (не далее его границы  $R$ ) возник очаг реинициирования (точка  $C$ ). Возникшая в точке  $C$  новая ДВ будет распространяться по всем направлениям, в том числе к огибаемой поверхности. Очевидно, что процессы регулярного и маховского отражения ДВ следует учитывать лишь до момента, пока вектор скорости фронта ДВ не совпадет с направлением касательной  $CE$ , после точки  $E$  определяющую роль играют лишь волны разрежения.

В точке  $E$  фронт ДВ от очага  $C$  займет положение  $EF$ , которое подобно исходному положению фронта  $AB$ , но повернуто на угол  $\chi$  ( $\angle AOE$ ). В дальнейшем для полного «огиба-

ния» окружности необходимо, чтобы процессы на стадии  $AE$  периодически повторялись (точки  $G, C, H, \dots$ ), т. е. микроочаги реинициирования многофронтовой ДВ должны периодически возникать на некоторой окружности, радиус которой не превышает внешнего радиуса газового слоя  $R$ . Сразу же отметим, что наличие какой-либо дополнительной стенки вблизи точки  $C$  необязательно, т. е. данная схема пригодна и для свободного газового кольцевого слоя.

Введем углы  $\varphi$  ( $\angle COE$ ) и  $\psi$  ( $\angle AOC$ ). Из геометрии рис. 4 (треугольники  $OCE$  и  $OAC$ ) получаем систему уравнений:

$$\cos \varphi = \frac{R_0}{R}, \quad (1)$$

$$\cos \alpha \cdot \frac{R_0}{R} = \cos(\alpha + \psi). \quad (2)$$

Учитывая, что  $\chi = \varphi + \psi$ , из (1), (2) находим

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\cos \alpha - \cos(\alpha + \chi)}{\sin(\alpha + \chi)}, \quad (3)$$

а после подстановки (3) в (1) — соотношение между радиусом окружности  $R$ , на которой должны возникать очаги реинициирования многофронтовой детонации, радиусом огибаемой поверхности  $R_0$  и углом  $\chi = 2\pi/n$ , характеризующим количество необходимых микроочагов реинициирования  $n$  для полного «оборота» ДВ вокруг окружности:

$$R(\chi) = R_0 \frac{\sqrt{1 + \cos^2 \alpha - 2 \cos \alpha \cdot \cos(\alpha + \chi)}}{\sin(\alpha + \chi)}. \quad (4)$$

Поскольку  $R(\chi)/R_0 > 1$ , из (4) вытекает ограничение на область решения

$$\cos \alpha > \cos(\alpha + \chi), \quad 0 < \chi < 2(\pi - \alpha). \quad (5)$$

На самом деле область решения заметно меньше, поскольку внутри диапазона (5) значение  $\chi_1 = \pi - \alpha$  представляет особую точку, при этом  $\varphi = \pi/2$  и  $R(\chi_1) = \infty$  согласно формулам (3), (4).

Для определения количества необходимых микроподрывников  $n_*$  и, как следствие, определения минимальной толщины газового слоя воспользуемся аналогией с процессом многофронтовой ДВ при ее выходе из узкого канала постоянного сечения в широкий. Согласно дифракционным экспериментам существует критическая ширина узкого канала  $l_{**}$  такая, что

при  $l \geq l_{**}$  ДВ восстанавливается после выхода в широкий канал, причем возникновение нового очага реинициирования наиболее вероятно на оси канала (см., например, [2–10]).

На рис. 4 линия  $AC$  является границей «срыва» химической реакции в ДВ, дифрагирующей на криволинейной поверхности, и может быть выражена через  $l_{**}/2$  — полуширину узкого канала с началом расширения в точке  $A$  (см. также рис. 1, а):  $AC = l_{**}/2 \sin \alpha$ . В то же время из треугольника  $OAC$  следует

$$\frac{R}{\cos \alpha} = \frac{AC}{\sin(\chi - \varphi)}. \quad (6)$$

Заменяя  $AC$ , получаем

$$R(\chi, \varphi) = \frac{l_{**} \operatorname{ctg} \alpha}{2 \sin(\chi - \varphi)}, \quad (7)$$

где  $\varphi = \varphi(\alpha, \chi)$  определяется соотношением (3).

При дифракции многофронтовой ДВ часто используется приближенное соотношение  $l_{**} \approx ka$ , где  $a$  — характерный размер элементарной ячейки,  $k$  — константа взрывчатой смеси, определяемая ее химико-кинетическими характеристиками (см. [2, 4, 5, 9]).

Уравнения (4), (7) с учетом (3) дают нелинейное уравнение

$$f(l_{**}, R_0, \alpha, \chi) = f(a, k, R_0, \alpha, \chi) = 0. \quad (8)$$

При фиксированных значениях  $R_0$  и  $p_0$  (а следовательно, известных значениях  $a$ ,  $k$ ,  $\alpha$ ) оно имеет решение  $\chi = \chi_*$ , которое и является правилом отбора для однозначного определения толщины газового слоя  $\Delta R = R(\chi_*) - R_0$  при стационарном «огибании» цилиндрической поверхности многофронтовой детонационной волны. На рис. 5 представлено решение уравнения (8)  $f = 0$  в виде зависимости  $\chi_* = \chi_*(0,5l_{**}/R_0)$ ,  $\chi$  — в радианах.

Поскольку  $a$  является характеристикой смеси и, как правило, обратно пропорциональна  $p_0$ , в уравнении (8) заложена зависимость критических параметров «огибания» не только от состава смеси, но и от начального давления. Геометрическая интерпретация рис. 4 позволяет сделать ряд важных выводов без привлечения математических формул. Например, при фиксированном значении  $R_0$  увеличение химической активности смеси (хотя бы за счет замены воздуха кислородом) или увеличение начального давления эквивалентно уменьшению длины линии  $AC$ , вследствие чего возможно распространение ДВ по слою меньшей толщины (приближение точки реинициирования  $C$  к

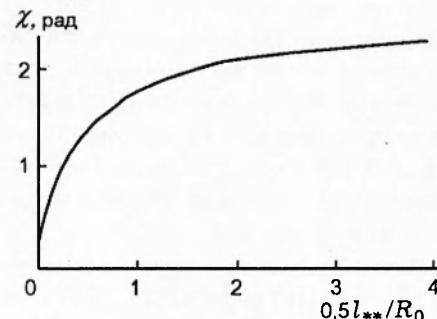


Рис. 5

поверхности радиусом  $R_0$  и увеличение количества реинициирующих центров). В то же время уменьшение  $R_0$  при фиксированном значении  $p_0$  эквивалентно сдвигу точки  $O$  по направлению к  $A$  при фиксированном положении точки реинициирования  $C$ , следствием чего должно быть увеличение толщины газового слоя (и уменьшение количества реинициирующих центров) для квазистационарного распространения ДВ.

## ВЫВОДЫ

В результате исследований экспериментально обнаружены квазистационарные режимы «огибания» выпуклой поверхности в виде окружности многофронтовой детонационной волной.

Установлено, что основным механизмом квазистационарного распространения ДВ вдоль криволинейной поверхности являются периодически возникающие микроочаги реинициирования ДВ на некотором удалении от огибаемой поверхности в пределах границ газового слоя.

Обнаружены режимы галопирующей детонации (пересжатая ДВ — разрушение ДВ — восстановление пересжатой ДВ) в криволинейных каналах.

Предложена математическая оценка для расчета минимальной толщины газового слоя, необходимой для квазистационарного вращения многофронтовой детонации в свободном газовом слое. При фиксированном радиусе  $R_0$  увеличение химической активности смеси или начального давления приводит к уменьшению необходимой толщины газового слоя; в то же время уменьшение  $R_0$  при фиксированном начальном давлении смеси сопровождается уве-

личением толщины газового слоя, необходимой для квазистационарного распространения ДВ.

Описанные выше эксперименты и результаты позволяют моделировать «внешнее» детонационное горение смеси вокруг осесимметричного тела при его скоростном движении вдоль оси и радиальном впрыске газообразного топлива в граничный слой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации // Журн. техн. физики. 1956. Т. 26, № 8. С. 1744–1768.
2. Митрофанов В. В., Солоухин Р. И. О дифракции многофронтовой детонационной волны // Докл. АН СССР. 1964. Т. 159, № 5.
3. Ударные волны в реальных газах / Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева и др. М.: Наука, 1968.
4. Knystautas R., Lee J. H., Guirao C. M. The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures // Combust. Flame. 1982. V. 48. P. 63–83.
5. Васильев А. А. Околокритические режимы газовой детонации // Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 1995.
6. Нетлетон М. Детонация в газах. М.: Мир, 1969.
7. Gelfand B. E., Frolov S. M., Nettleton M. A. Gaseous detonation – a selective review // Prog. Energy Combust. Sci. 1991. V. 17. P. 327–371.
8. Быковский Ф. А., Васильев А. А., Веденников Е. Ф., Митрофанов В. В. Детонационное горение газовой смеси в радиальных кольцевых камерах // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 4. С. 111–119.
9. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е. Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 109–131.
10. Васильев А. А. Дифракция многофронтовой детонации // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 1. С. 99–107.

*Поступила в редакцию 4/II 1999 г.,  
в окончательном варианте — 15/III 1999 г.*