

УДК 534.222.2

С. К. Асланов

Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова

## ТЕОРИЯ САМООРГАНИЗАЦИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ОКОЛОПРЕДЕЛЬНЫХ РЕЖИМОВ ДЕТОНАЦИИ

Грунтуючись на спільному механізмі нестійкості поперечного та косого (перестиснений) фронтів згоряння у ядрі детонаційного спіну побудовано теорію його квазістаціонарної тонкої структури. Коливальна нестійкість кожного з фронтів передає збурення зі своєю частотою у якості початкових іншому фронту. В результаті збуджується аперіодична нестійкість, котра породжує відповідні високочастотні процеси, що формують тонку структуру. Одержані теоретичні значення обох частот співпадають із відомими експериментальними даними.

Теория квазистационарной тонкой структуры спиновой детонации построена на основе совместного механизма неустойчивости поперечного и косого (пересжатого) фронтов сгорания в ядре процесса. Колебательная неустойчивость каждого из фронтов передает возмущения со своей частотой в качестве начальных другому фронту. В результате возбуждается аперiodическая неустойчивость, которая порождает соответствующие высокочастотные процессы, формирующие тонкую структуру. Полученные теоретические значения обеих частот совпадают с известными экспериментальными данными.

From the position of joint mechanism of instability for transversal and oblique supercompressed fronts of combustion into the process's nucleus the quasistationary fine structure theory of the spin detonation is constructed. The oscillating instability of each of the fronts transmits the disturbances with own frequency to other front in capacity of initial one. As a result the aperiodic instability, that generates the corresponding high-frequency processes of the fine structure, is stimulated. The obtained theoretical values of both of frequencies coincides with well-known experimental data.

Вблизи пределов своего существования детонация распространяется посредством регулярного спинового режима, когда интенсивное сгорание взрывчатой смеси происходит сначала в ядре, которое занимает небольшую область, примыкающую к внутренней поверхности трубы [1,2]. Его стационарная пространственно-временная структура самоорганизуется в этом предельном случае в виде совокупности волновых конфигураций (в том числе маховского типа) и оставляет в качестве следового отпечатка вдоль стенок цилиндрической трубы спиральную ленту постоянного шага; ее часть и газодинамическая схема ядра изображены на Рис. 1 ( $D$  – продольная скорость распространения спина). За тройной точкой  $A$  воспламенение осуществляется в косом пересжатом фронте  $AO$ . Однако, ведущая роль принадлежит поперечному детонационному фронту  $BC$ , распространяющемуся по смеси, которая уже предварительно сжата в переднем ударном фронте  $AS'$  [3]. Обобщение конфигурации в точке  $B$  предложено нами (1969) за счет введения условия самоподдерживаемости стационарной детонации  $BC$ , представляющей главный источник теплоподвода, и четвертого элемента – стационарной волны разрежения  $BCF$  за ней [4]. Это позволило выполнить закон сохранения кинетического момента [5].

Причиной формирования такой сложной автоволновой структуры околопредельных режимов распространения детонации, как было указано в [6], служит неустойчивость ее первоначально плоского фронта относительно случайных искажений, приводящая к появлению на нем изломов. Именно в результате этого синергетический механизм находит свое проявление в образовании указанного ядра спина как главного структурного элемента процесса сгорания смеси, распространяющегося в целом стационарно.

В то же время экспериментами [1.2.7] надежно установлено, что как в косом ( $AO$ ), так и в поперечном ( $BC$ ) детонационных фронтах, образующих ядро спина, периодически возникают и перемещаются по ним очаги химических реакций с частотами, гораздо большими, нежели частота вращения самого ядра около оси трубы. Это свидетельствует о квазистационарности истинного характера структуры детонационного процесса на околопредельных режимах его существования. В частности, высокочастотные возмущения, обнаруженные во фронтах  $AO$  и  $BC$ , исследованы экспериментально [7] на при-

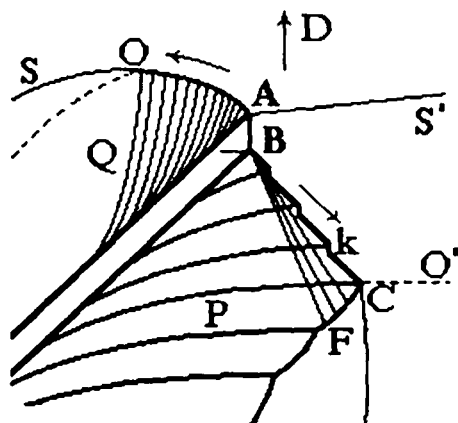


Рис. 1

мере смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  в трубе диаметра 16 мм при давлении  $p_0 = 50$  мм рт.ст. Расходясь от точек А и В, они вычерчивают на спиральной ленте нестационарную тонкую структуру внутри ядра спиновой детонации в виде линий типа Р и Q по разные стороны от следа переднего носика АВ (Рис. 1).

В настоящей работе механизм, порождающий эти высокочастотные процессы, удается объяснить теоретически с позиций неустойчивости самих системообразующих детонационных фронтов АО и ВС. Ее математический

анализ, выполненный ранее [8], обнаружил

наличие как аperiodического, так и колебательного характера роста возмущений. В первом случае его темп практически пропорционален  $\xi = 2\pi L/\lambda$ , где  $\lambda$  – размер волнообразования вдоль фронта,  $L$  – протяженность детонационного процесса в направлении его распространения. Во втором случае – для косой пересжатой волны АО (в условиях опытов [7] число Маха исходной смеси по нормали около точки А:  $M_{0n} = 5,9$  [5]) инкремент нарастания амплитуды основной гармоники имеет максимум при  $\xi = \xi_m = 0,9$ . Реализации этого масштаба волнообразования следует ожидать прежде всего, так как именно он определит переход к нелинейной стадии развития возмущений. Время индукции химической реакции оценивается аппроксимацией (11) из [9] (с. 130) по давлению и температуре за ударным скачком АО:  $\tau = 4,6 \cdot 10^{-7}$  с, что соответственно дает  $L \approx 0,3$  мм и  $\lambda = \lambda_m = 2,5$  мм. Из-за соизмеримости  $\lambda_m$  с линейным размером самого пересжатого фронта АО его неустойчивость будет проявлять себя фактически как одномерная, приводя к срыву процесса сгорания в окрестности точки А. Оценкой времени его развития может служить период колебаний ( $= 2\pi\tau/2,1$ ), в течение которого амплитуда возмущения возрастает на порядок. Через промежуток индукции  $\tau$  воспламенение за ударным скачком АО восстановится, так что суммарная оценка времени одного цикла колебаний составит  $T_A = (1 + 2\pi/2,1)\tau$ . Значит, для частоты возникающей пульсации фронта АО, в результате которой будет происходить периодическое подергивание точки А, получим значение  $\nu_A = 1/T_A \approx 550$  КГц.

С другой стороны, для нормальной детонационной волны Жугэ ВС (с числом Маха  $M_1 = 3,2$  и давлением  $p_1 = 0,73$  атм. перед ней), следуя [8], обнаруживается резко выраженный пик инкремента нарастания амплитуды основной гармоники в близкой окрестности  $\xi = 0$ .

Значит, определяющим является опять-таки одномерный тип возмущения неустойчивости с периодом  $\approx 2\pi\tau/7,4$ , где  $\tau = 9,1 \cdot 10^{-8}$  с, так что возникающая пульсация детонационного процесса во фронте ВС с периодическим подергиванием точки В происходит с частотой  $\nu_B = 1/T_B = \tau^{-1}(1 + 2\pi/7,4)^{-1} \approx 6$  МГц.

Эти подергивания, передаваясь точке А, посылают начальные возмущения для возбуждения высокочастотных процессов во фронте АО. Развитие последних обеспечивается двумерной аперiodической неустойчивостью, порождающей тройные конфигурации  $k$ , которые распространяются от точки А и ищут линии Q тонкой структуры перед спиновой лентой с заданной частотой  $\nu_B$ .

В свою очередь, подергивания точки А, передаваясь точке В, таким же образом возбуждают на фронте ВС образование тройных конфигураций (типа  $k$ ), которые распространяются от точки В и ищут свою тонкую структуру Р внутри ленты соответственно с частотой  $\nu_A$ . Взаимодействие между этими колебательными процессами практически не происходит, ибо  $\nu_A$  и  $\nu_B$  различаются на порядок. Полученные значения частот совпадают с экспериментально измеренными [7].

1. Шелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. - М.: Изд-во АН СССР, 1963. - 255с.
2. Шелкин К.И. Неустойчивость горения и детонации газов // Успехи физических наук. - 1965. - Т.87, вып. 2. - С.35-49.
3. Войцеховский Б.В., Митрофанов В.В., Топчий М.Е. Структура фронта детонации в газах. - Изд-во Сиб. отд. АН СССР, 1963. - 168с.
4. Асланов С.К., Копейка П.И. Об особенностях моделей детонационного спина в различных горючих средах. // Физика аэродисперсных систем. - 1971. - Вып. 5. - С.92-100.
5. Асланов С.К., Граник Ю.В. Теоретическое исследование спиновой детонации // ДАН УССР. - 1984. - Сер. А, № 5. - С.33-36.
6. Шелкин К.И. Быстрое горение и спиновая детонация газов. - М.: Воениздат, 1949. - 265с.
7. Денисов Ю.Н. Высокочастотные процессы в ядре спиновой детонации // ФГВ. 1974. - №3. - С.386-392.
8. Асланов С.К., Голинский О.С. К расчету внутренней структуры детонационной волны. // ДАН СССР. - 1981. - Т.260, № 5. - С.1154-1157.
9. Щетников Е.С. Физика горения газов. - М.: Наука, 1965. - 739с.