

ВОЗБУЖДЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПЛАМЕНИ С ВОЛНОЙ РАЗРЕЖЕНИЯ

В. А. Субботин

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, subbot@hydro.nsc.ru

С использованием шпирен-киносъемки в пропанокислородной смеси исследован процесс перехода волны горения в резко расширяющуюся часть плоского канала, в которой сформировалась квазистационарная сверхзвуковая недорасширенная струя несгоревшего газа. Зарегистрированы два режима возбуждения взрыва: сильный и слабый. В первом случае в момент входа фронта пламени в расширение происходит практически мгновенное зарождение детонационной волны, скорость которой вначале приблизительно в 1,5 раза превышает скорость детонации Чепмена — Жуге (D_{CJ}), а в дальнейшем снижается до значения, соответствующего самоподдерживающейся детонации. Во втором случае скорость фронта постепенно возрастает от $\approx 0,4D_{CJ}$ до $\approx 1,0D_{CJ}$. Установлено, что стартовый импульс, инициирующий процесс трансформации турбулентного режима горения во взрывные и детонационные, создается при взаимодействии фронта пламени с волнами разрежения, являющимися элементами структуры начального участка струи.

Ключевые слова: взрыв, детонация, горение, сверхзвуковой поток, смешение, продукты сгорания, исходная смесь.

ВВЕДЕНИЕ

Переход горения в детонацию (ПГД) в трубах постоянного сечения происходит путем скачкообразного увеличения скорости фронта горения до значения, соответствующего скорости пересжатой детонационной волны (ДВ). Обычно считается, что зарождение очага взрыва, инициирующего ДВ, происходит по истечении периода химической индукции самовоспламенения τ_{ind} хотя бы в одной «горячей» точке исходной смеси, нагретой посредством сжатия (ударно-волнового или адиабатического). В работе [1] впервые обнаружено, что возникновение «взрыва внутри взрыва» (взрыва фрагментов несгоревшего газа, находящихся в зоне турбулентного пламени), завершившегося переходом горения в детонацию, произошло по истечении времени, не превышающего 4 % расчетного значения τ_{ind} . Авторы [1] считают, что для создания условий, обеспечивающих ПГД, нагрев газа перед фронтом пламени за счет сжатия является совершенно несущественным фактором, и предполагают, что для этой роли наиболее подходят процессы тепло- или массопереноса из пламени.

В [2] впервые для стационарных детонационных процессов высказано предположение о возможности поджигания газа посредством конвективного массопереноса. Авторы работы считают, что передача детонации через плен-

ки жидкости осуществляется высокотемпературными газовыми струями, образующимися в процессе разрушения пленок. Струи горячего газа длиной несколько миллиметров, проникающие в несгоревший газ после падения ДВ на мыльную пленку, зарегистрированы в эксперименте [3].

При слабом инициировании зарождение взрыва в трубах постоянного сечения происходит в усиливающейся ударной волне, генерируемой ускоряющимся пламенем, т. е. в условиях, когда в каждой частице исходной смеси значение τ_{ind} уменьшается. За жидкими пленками ДВ превращается в затухающую ударную волну, и здесь значение τ_{ind} резко увеличивается. Но даже наименьшее значение τ_{ind} , соответствующее максимальной скорости ударной волны, оказалось примерно на два порядка больше периода времени между падением ДВ на жидкую пленку и реиницированием детонации.

Наблюдения [1, 3] свидетельствуют о существовании механизмов поджигания смесей, сокращающих на несколько порядков (по сравнению с нагревом газа сжатием) время зарождения ДВ. В пористых средах и загроможденном пространстве существуют режимы распространения ДВ со скоростями, близкими к скорости звука в исходном газе. Считается, что в таких системах поджигание смеси осуществля-

ется горячими струями из продуктов реакции [4].

Гипотеза о зарождении детонации, обусловленной пространственной неоднородностью времени химической индукции смеси, впервые предложена в работе [5]. Численный эксперимент проводился в одномерной постановке [6]. Неоднородность, на которой развивался взрывной процесс, характеризуется температурой взрывчатой смеси, линейно уменьшающейся от 2500 до 800 К на длине 0,1 м.

Поскольку начальная температура неоднородности оказалась нереально высокой, для ее снижения стали использовать гипотетическую «двухиндукционную» газовую смесь, состоящую из двух компонентов, один из которых самовоспламеняется при начальной температуре [7]. Основным энергоносителем, обладающим низкой реакционной способностью, начинает реагировать по истечении периода индукции после сгорания легковоспламеняющейся добавки. Необходимое поле градиентов времени индукции создается волной разрежения, проникающей внутрь нагретой двухиндукционной смеси.

Механизм распространения зоны реакции по взрывчатой смеси, в которой существует градиент времени индукции, был назван спонтанным пламенем [6]. В зарубежной литературе более распространено другое название — СВАЗЕР-механизм, предложенное в работе [8]. СВАЗЕР-механизм используется для объяснения довольно необычного явления — зарождения детонации в окрестности резкого увеличения поперечного сечения канала. При выходе волны горения из канала меньшего поперечного сечения истекающие в расширение газы (как сгоревший, так и несгоревший) охлаждаются. Вопреки ожидаемому снижению скорости химической реакции дифрагирующее пламя инициирует процесс трансформации волны горения в детонационную волну. Согласно [8] детонация зарождается внутри крупных вихрей, нагретых посредством конвекции. По мнению авторов [8], внутри крупномасштабного вихря несгоревшего газа, окруженного продуктами горения, существуют идеальные условия для формирования осесимметричной температурной неоднородности и поля градиентов времени индукции, направленных от центра вихря наружу.

В работе [9] получены уникальные кадры

процесса дифракции волны горения: в окрестности открытого конца трубы зарегистрированы кольцеобразная структура и два фронта пламени, распространявшиеся во встречных направлениях внутри этой структуры. Следствием горения внутри кольцеобразной структуры стало образование детонационного «пузыря», произошедшее не после, а несколько ранее столкновения фронтов пламени. Возникновение высокоскоростных фронтов пламени и зарождение детонации авторы связывают с интенсивным горением газа внутри остатка кольцевого стартового вихря. Однако механизмы этих явлений остались невыясненными.

Из экспериментов [10, 11] известно, что в процессе формирования сверхзвуковой струи стартовый вихрь удаляется от конца трубы. По приведенным в [11] зависимостям осевой координаты первого (стартового) вихря от времени можно оценить скорость его удаления от конца трубы. В газе ($\gamma = 1,4$) эта скорость возрастает от ≈ 100 до 200 м/с при увеличении числа Маха дифрагирующей ударной волны от $M = 1,25$ до $M = 2,1$.

Большинство описанных в литературе экспериментов выполнено в крупномасштабных установках. Так, в [12] диаметр и длина трубы равнялись 0,66 и 11 м соответственно. Эксперименты проводили при полностью открытом или частично перекрытом выходном сечении трубы. В последнем случае площадь выходного сечения трубы уменьшалась в 2–4 раза. Длительность периода времени между началом истечения несгоревшего газа и входом фронта пламени в расширение по нашим оценкам составляла $\geq 10^{-2}$ с. При этом удаление стартового вихря от конца трубы могло достигать ≈ 1 м.

Интересно отметить, что работа [9] является пока единственной из множества работ, посвященных рассматриваемой проблеме, где отмечено, что истечение несгоревшего газа из трубы происходит в сверхзвуковом режиме. На следовом отпечатке, приведенном в [9], диск Маха, являющийся концом «бочкообразной» структуры струи, находится на расстоянии нескольких диаметров от конца трубы. Согласно приведенным в [11] данным можно заключить, что осевая координата первого вихря, отсчитываемая от конца трубы, всегда больше расстояния между концом трубы и диском Маха. Вблизи конца трубы стартовый вихрь может находиться лишь на началь-

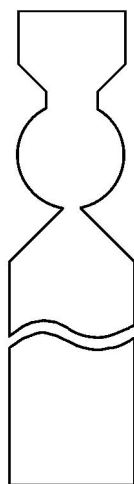


Рис. 1. Геометрия плоского канала:
глубина канала 5 мм, ширина 80 мм

ном этапе формирования сверхзвуковой струи. Кольцевая структура, непосредственно примыкающая к концу трубы [9], образуется в момент времени, когда все крупные вихри находятся на расстоянии нескольких диаметров от конца трубы.

Цель данной работы — экспериментальное исследование механизма возбуждения детонации в резко расширяющемся канале при отсутствии крупных вихрей несгоревшего газа вблизи начала расширения.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты проводили в плоском канале глубиной 5 мм. Канал состоял из разгонной и наблюдательной секций, изготовленных из органического и оптического стекла. Длина разгонной секции 600 мм, ширина 80 мм. В начале наблюдательной секции имелось симметричное клиновидное сужение, уменьшавшее ширину канала от 80 до 12 мм. За сужением канал расширялся, образуя цилиндрическую камеру диаметром 75 мм. Форма канала приведена на рис. 1, при ее выборе учитывались результаты экспериментов [13]. Предполагалось, что в каналах переменного сечения, с одной стороны, моделируется механизм сгорания газа в пористой среде, с другой — процесс дифракции волн горения и детонации при их выходе из трубы в объем.

Предварительно были получены данные о процессе посредством его фотосъемки на движущуюся пленку через щель, ориентирован-

ную вдоль камеры. Самосвечение процесса регистрировали по всей длине камеры, теневую картину — в наблюдательной секции. С помощью фоторазверток установлено, что видимая скорость фронта и светимость зоны горения за сужением скачкообразно возрастают как при сверхзвуковых, так и дозвуковых режимах истечения несгоревшего газа.

Предварительные эксперименты показали, что при начальных давлениях $(1 \div 2) \cdot 10^4$ Па достаточно воспроизводимые процессы формирования сверхзвуковых струй несгоревшего газа можно получить в стехиометрической пропанокислородной смеси. В дальнейшем использовали только эту смесь.

В основных экспериментах процессы регистрировали теневым прибором ИАБ-451 и зеркальной кинокамерой СФР. Использование шпирен-киносъемки и двух методов визуализации неоднородностей показателя преломления: «нож в фокусе» и «нить в фокусе» — позволило выявить неизвестные ранее характеристики процесса.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Во всех экспериментах в расширении формировались сверхзвуковые струи несгоревшего газа. Параметры струй и фаза их формирова-

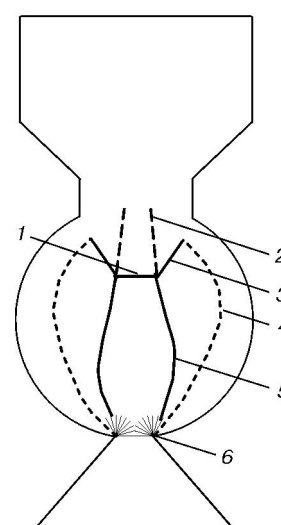


Рис. 2. Структура сверхзвуковой недорасширенной квазистационарной струи несгоревшего газа:

1 — волна Маха, 2 — контактный разрыв, 3 — отраженный скачок, 4 — граница струи, 5 — «висячий» скачок, 6 — волна разрезания

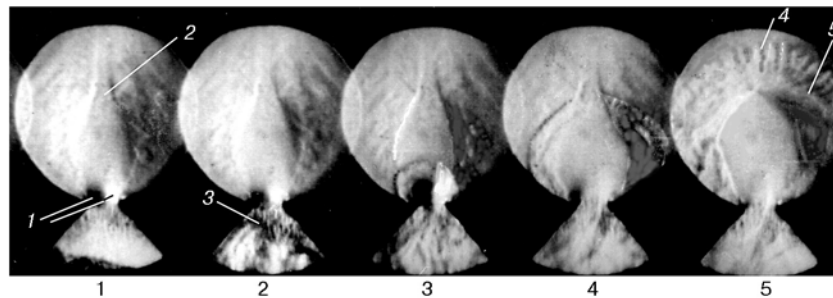


Рис. 3. Шлирен-кинограмма инициирования детонации в момент входа фронта пламени в резко расширяющуюся часть канала:

$p_0 = 2 \cdot 10^4$ Па, метод — «нож в фокусе», интервал времени между кадрами $\Delta t = 8$ мкс; 1 — волны разрежения, 2 — волна Маха, 3 — «языки» пламени, 4 — многофронтная детонационная волна, 5 — волна детонации

ния в разных экспериментах несколько различались, но во всех случаях фронт пламени из сужения переходил в сверхзвуковую струю, течение в центральной части которой заведомо безвихревое.

На рис. 2 схематически показана характерная структура сверхзвуковых недорасширенных квазистационарных струй несгоревшего газа, формировавшихся в расширении. Структура получена с использованием приведенных ниже (на рис. 5) снимков и ее основными элементами являются волна Маха, контактный разрыв, отраженный скачок, граница струи, «висячий» скачок, волна разрежения. В центральной части струи, ограниченной «висячими» скачками и разрывами, неоднородности свечения отсутствуют и контуры струи определяются наиболее точно. За «висячими» скачками поток турбулизован, вероятнее всего, в пограничном слое.

Следует отметить, что неоднородности свечения затрудняют идентификацию внешних границ струи. Поэтому на рис. 2 границы струи проведены наименее точно, что, впрочем, несущественно для трактовки полученных результатов.

На рис. 3 приведена шлирен-кинограмма прохождения волны горения через сужение. Использовался метод визуализации «нож в фокусе». Интервал времени между кадрами данного и всех приведенных ниже экспериментов равен 8 мкс. Длина струи l_j от начала расширения до волны Маха составляет 45 мм.

На кадрах 1 и 2 в начале расширения видны две небольшие области: слева — более темная (по сравнению с фоном) и справа — более светлая; эти области соответствуют волнам

разрежения в несгоревшем газе. После входа фронта пламени в сверхзвуковую струю несгоревшего газа (кадр 3), в расширении возникла почти полукруглая область сгоревшего газа. В сгоревшем газе структура неоднородностей, ранее соответствовавших волнам разрежения в несгоревшем газе, практически не изменилась. Сохранение структуры этих неоднородностей может быть следствием очень быстрого сгорания газа, сравнимого с мгновенным взрывом в постоянном объеме. Поскольку после такого взрыва плотность газа остается неизменной, то и коэффициент преломления, значение которого определяется плотностью газа, также не изменяется. Можно считать, что в данной области потока время химического превращения вещества оказалось меньше характерного газодинамического времени перестройки течения.

Как видно на кадрах 3, 4 рис. 3, центральный участок фронта волны, распространяющийся вдоль внутренней области струи, опережает боковые участки. На начальной стадии процесса нормальная скорость всех участков фронта волны значительно (в $1,5 \div 1,2$ раза) больше скорости детонации Чепмена — Жуге $D_{CJ} \approx 2300$ м/с (при $p_0 = 2 \cdot 10^4$ Па).

Количественной характеристикой приведенного на рис. 3 процесса, выделяющей его среди основной массы экспериментов, выполненных при $p_0 = 2 \cdot 10^4$ Па, является необычно высокая (≈ 2000 м/с) скорость фронта турбулентного пламени в сужающейся части канала. О том, что это турбулентное пламя, а не детонация, свидетельствуют крупномасштабные неоднородности («языки» пламени), видимые на кадре 2 рис. 3.

На рис. 4 нанесены данные (кривая 1),

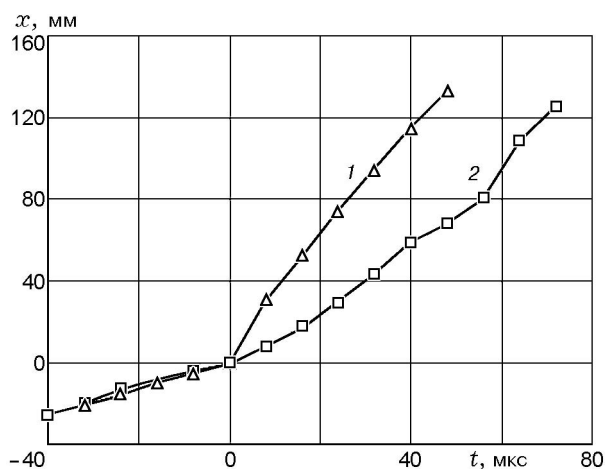


Рис. 4. Зависимость от времени координат центрального участка фронтов горения (в сужении) и возмущения (в расширении):

$x = 0$ — наиболее узкая часть канала, $t = 0$ — момент входа фронта пламени в расширение; 1 — эксперимент с $p_0 = 2 \cdot 10^4$ Па, $t^* \approx 3,4$ мс, $l_j \approx 33$ мм, $t_j \approx 240$ мкс; 2 — $p_0 = 1,1 \cdot 10^4$ Па, $t^* \approx 4,1$ мс, $l_j \approx 50$ мм, $t_j \approx 400$ мкс

полученные в другом эксперименте (но при $p_0 = 2 \cdot 10^4$ Па, как и в представленном на рис. 3 процессе). В этом эксперименте время между моментами инициирования смеси и входа фронта пламени в расширение $t^* \approx 3,4$ мс. Длина струи $l_j \approx 33$ мм, что на 40 % меньше, чем в представленном на рис. 3 процессе. Формирование струи продолжалось в течение $t_j \approx 240$ мкс, его началом считали момент появления за сужением волн разрежения, концом — вход пламени в сверхзвуковую струю. Средняя скорость волны Маха — около 150 м/с. Скорость фронта горения в сужающейся части канала 625 м/с, что примерно в три раза меньше, чем в процессе, приведенном на рис. 3.

Отмеченные различия не влияют на основные количественные и качественные характеристики возбуждаемого в расширении процесса. Следует отметить необычно высокое значение скорости волны, сохраняющееся до конца канала. Близкая к максимальному значению (≈ 3500 м/с) скорость наблюдается на расстоянии от сужения, примерно равном длине струи l_j ; затем скорость быстро уменьшается до ≈ 2700 м/с и далее почти не изменяется.

В правой верхней части кадра 5 на рис. 3 на фронте волны видны поперечные возмущения, свидетельствующие о том, что сформировавшийся в расширении процесс является мно-

гофронтной ДВ. Возмущения существуют на всем фронте ДВ, но видны лишь на участках фронта, ориентация которых соответствует более высокой чувствительности использованного метода визуализации неоднородностей. Это указывает на практически одновременное зарождение многофронтной структуры ДВ на всем протяжении фронта волны. Поперечный размер детонационной ячейки на последнем кадре $a \approx 6$ мм. С учетом зависимости $a \sim 1/p_0$ это значение достаточно хорошо согласуется с полученным в [14], где при $p_0 = 3,6 \cdot 10^4$ Па размер ячейки $a = 2,5 \div 3$ мм.

В случае существенного повышения давления в наблюдательной секции, обусловленного перетеканием газа из разгонной секции, размер ячейки должен был уменьшиться. Отсутствие этого эффекта позволяет считать, что в наблюдательной секции давление газа повышалось незначительно.

В пропанокислородной смеси ДВ, распространяющаяся в плоском канале с резко увеличивающейся шириной, не затухает в том случае, когда ширина более узкой секции канала больше критического значения $l^* = (5 \div 6)a$ [14]. При $p_0 = 2 \cdot 10^4$ Па $l^* \approx 30$ мм, что в 2,5 раза больше минимальной ширины сужения ($l_{\min} = 12$ мм). Это наблюдение качественно согласуется с результатами работы [9], в которой показано, что при одинаковых начальных условиях дифрагирующая на выходном сечении трубы ДВ затухает, а волна горения усиливается и трансформируется в детонационную.

Практически во всех других работах, и в частности, в [6, 8], авторы приходят к противоположному выводу: $l_{\min} > l^*$. Данное расхождение очень существенно как для понимания механизма инициирования, так и для оценки взрывоопасности промышленных установок. Волну горения, выходящую из трубы в объем, следует считать потенциально более взрывоопасной по сравнению с детонационной. В настоящее время количественные критерии незатухающего выхода ДВ, полученные разными авторами, согласуются достаточно хорошо. Однако разброс значений аналогичных критериев для волн горения очень велик. Наряду с ячеистой структурой фронта характерным признаком рассмотренного процесса можно считать существование сходящейся ударной волны, часть фронта которой видна на двух последних кадрах рис. 3. Данная волна, вероятно, является волной ретонации. Следует уточнить,

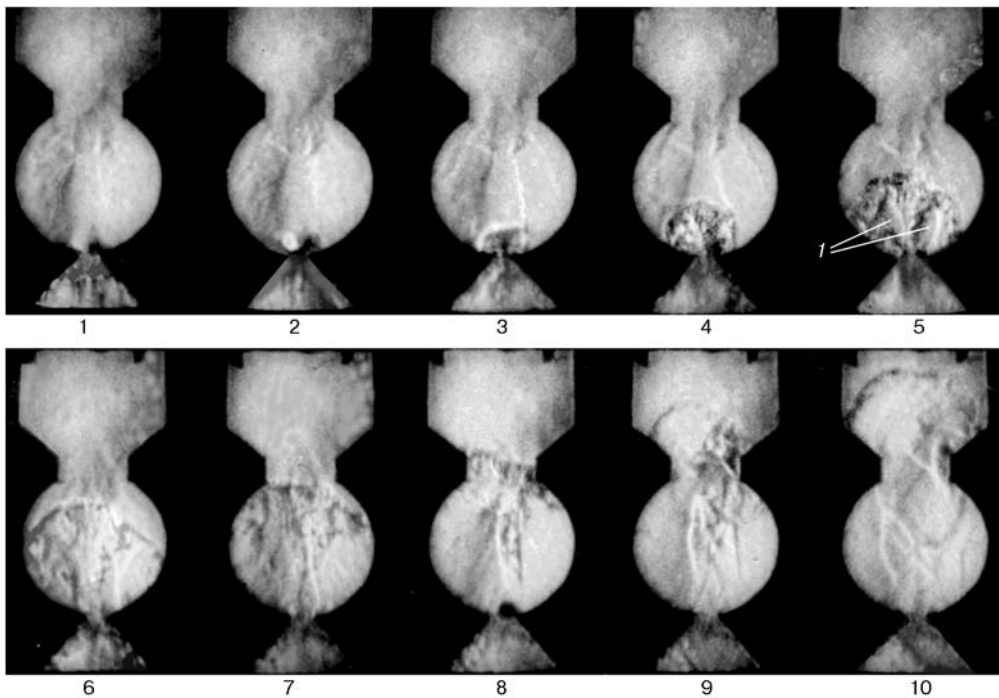


Рис. 5. «Растянутый» процесс трансформации волны горения в детонационную: $p_0 = 1,1 \cdot 10^4$ Па, $\Delta t = 8$ мкс, метод регистрации — «нож в фокусе», «трехлепестковая» структура области возмущения; 1 — области сгоревшего газа

что в момент резкого ускорения процесса всегда генерируется первая волна сжатия, которая распространяется вверх по потоку. Вторая волна сжатия возникает в момент зарождения ячеистой структуры на фронте процесса. Из двух волн, распространяющихся по сгоревшему газу, лишь вторую можно считать волной ретонации.

Возбуждение в расширяющейся секции канала волны реакции, распространяющейся со скоростью, превышающей скорость детонации Чепмена — Жуге, происходит в момент входа фронта горения в сверхзвуковую струю несгоревшего газа и сопровождается возникновением двух волн: детонационной и ретонационной, причем первая имеет многофронтную структуру. Назовем этот режим сильным (жестким) режимом возбуждения взрыва.

Поскольку зарождение взрыва происходит внутри начального участка сверхзвуковой струи, т. е. в волнах разрежения, где отсутствуют не только крупномасштабные вихри, но и вообще нет турбулентности, то приведенных данных о сильном режиме возбуждения взрыва достаточно для экспериментального подтверждения возможности возбуждения детонации

при отсутствии крупных вихрей.

СВАЗЕР-механизм может реализоваться только внутри крупномасштабного вихря несгоревшего газа [8]. Поэтому признание факта возбуждения детонации в волне разрежения означает отказ от механизма спонтанного пламени, как минимум, для случая, когда формируются сверхзвуковые недорасширенные струи несгоревшего газа.

Для понимания механизма инициирования детонации в волне разрежения необходимы дополнительные исследования. Извлечь какую-либо информацию о внутренней структуре области течения, в которой происходит смена режимов горения, в подобных процессах вряд ли возможно. Трудность состоит в том, что размеры этой области слишком малы, а градиенты плотности в ней, напротив, слишком велики для того, чтобы на этом фоне удалось зарегистрировать более слабые и более мелкие неоднородности.

Эту трудность можно преодолеть, если растянуть (во времени и пространстве) начальный этап формирования взрыва. Такой процесс (рис. 5) реализуется при $p_0 = 1,1 \cdot 10^4$ Па; его параметры: $t^* \approx 4,1$ мс, $t_j \approx$

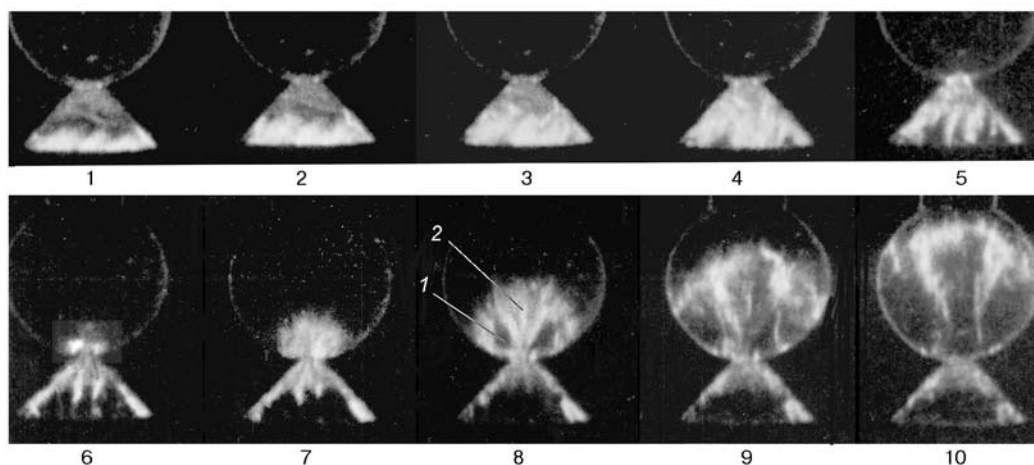


Рис. 6. Процесс, аналогичный представленному на рис. 5, но полученный методом «нить в фокусе»:

$p_0 = 1,05 \cdot 10^4$ Па, $\Delta t = 8$ мкс; 1 — сгоревший газ внутри бокового лепестка, 2 — кумулятивная струя (предположительно)

400 мкс, $l_j \approx 50$ мм. Приведенный выше рис. 2 получен с использованием кадров данного процесса. Зависимость от времени координат центральных участков фронтов горения ($x < 0$) и возникшего в расширении возмущения ($x > 0$) приведена на рис. 4 (кривая 2). Изменение скорости в интервале времени $0 \div 40$ мкс можно удовлетворительно аппроксимировать выражением $u(t) = 880 + 3 \cdot 10^7 t$ [м/с]. Данный процесс коренным образом отличается от сильного режима возбуждения взрыва: фронт процесса движется ускоренно, а его начальная скорость в $\approx 2,5$ раза меньше скорости D_{CJ} . Качественное отличие — отсутствие ячеистой структуры фронта волны.

Сверхзвуковой процесс, реализующийся после выхода фронта горения из отверстия в объем (через сверхзвуковую струю) и ускоряющийся на участке, протяженность которого составляет несколько (пять и более) характерных размеров выходного отверстия, назовем слабым (мягким) режимом возбуждения взрыва.

Сильный и слабый режимы возбуждения взрыва имеют одну характерную особенность на начальном этапе их формирования: неоднородности, ранее соответствовавшие волнам разрежения, не только не исчезают, но и становятся более ярко выраженными (рис. 5, кадр 2 и рис. 3, кадр 3). В более поздние моменты времени структуры образующихся в расширении волновых процессов коренным образом разли-

чаются. Кроме многофронтной структуры ДВ сильный режим характеризуется отсутствием неоднородностей в глубине за фронтом волны.

При слабом режиме во внутренней области волны имеются неоднородности. Скорость фронта волны на начальном участке длиной ≈ 80 мм недостаточно высока для того, чтобы обеспечить самовоспламенение газа за счет его ударно-волнового (и тем более изоэнтропического) нагрева. Однако процесс не затухает, а ускоряется. Ускорение свидетельствует об интенсивном тепловыделении. Поскольку фронт горения отсутствует, можно предположить, что реакция идет во всей области, расположенной за фронтом волны.

Примерно через 25 мкс после входа фронта пламени в расширение в глубине за фронтом появляются две протяженные области сгоревшего газа, расходящиеся под углом $\approx 45^\circ$ (см. кадр 5 на рис. 5). Существование преимущественных направлений, в которых происходит зарождение взрыва, позволяет воспользоваться формальной аналогией с диаграммой направленности волнового излучателя и назвать эти направления «лепестками». Между боковыми лепестками расположен центральный лепесток, простирающийся от фронта волны до середины наиболее узкой части канала, в котором находится более плотный несгоревший (или не полностью сгоревший) газ. На оригинальных снимках на фронте волны также видны три выпуклости, которые можно считать наружными

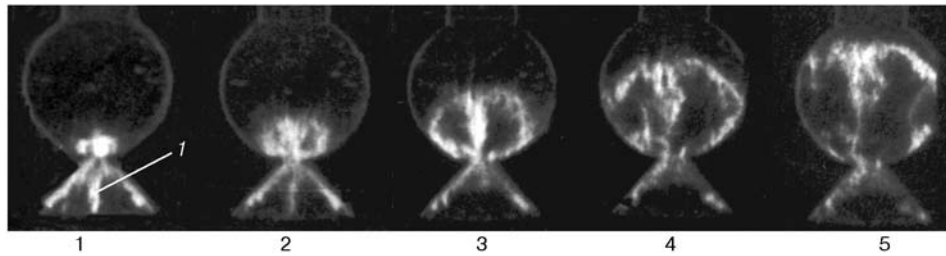


Рис. 7. «Двухлепестковая» структура зарождения взрыва в расширяющейся части канала:

$p_0 = 1,1 \cdot 10^4$ Па, $\Delta t = 8$ мкс; 1 — «хвост» не полностью сгоревшего газа

границами лепестков.

Газ в центральном лепестке полностью сгорает (см. кадр 6 на рис. 5), а объемная реакция, происходившая ранее во всей области возмущения, трансформируется во фронтальное горение. При этом на фронте волны возникают мелкомасштабные неоднородности, похожие на поперечные ДВ. Однако ряд признаков, в том числе отсутствие ретонационной волны, указывают на то, что в слабом режиме ударно-волновой механизм поджигания газа не реализуется, а процесс не является многофронтной ДВ. В данном эксперименте многофронтная ДВ возникла во втором расширении (кадры 9 и 10).

Таким образом, использование метода регистрации «нож в фокусе» позволило не только обнаружить два режима запуска взрывного процесса, но и выявить неизвестные ранее особенности воспламенения и сгорания газа в слабом режиме. Тем не менее на основании полученных данных трудно предложить правдоподобный механизм сгорания.

Применение метода «нить в фокусе» для исследования слабых режимов возбуждения взрыва позволило получить новую информацию о процессе. Полученные данным методом кадры приведены на рис. 6 ($p_0 = 1,05 \cdot 10^4$ Па, $t^* \approx 4,2$ мс). При регистрации методом «нить в фокусе» на темном фоне снимка видна дифракционная картина, создаваемая на границах непрозрачных участков. Точечные царапины или загрязнения проявляются в виде светящихся точек, линейные — светящихся линий. На кадрах процессов регистрируются скопления мелкомасштабных оптических неоднородностей, которые создаются в областях, соответствующих турбулентному пламени. В более общей формулировке можно сказать, что освещенные области возникают в местах располо-

жения небольших участков, содержащих фрагменты сгоревшего и несгоревшего газа. Сверхзвуковая струя при данном методе визуализации не регистрируется, хотя в действительности существует. Более того, параметры струй в процессах, приведенных на рис. 5 и 6, достаточны близки. В первом приближении можно считать, что на этих рисунках представлен один процесс, снятый с помощью разных теневых методов.

На снимках рис. 6 исчез фронт процесса, но более контрастно проявились области течения, в которых одновременно существуют фрагменты сгоревшего и несгоревшего газа. Особенно хорошо выявились темные области внутри боковых лепестков, соответствующие полностью сгоревшему газу (кадр 8). Термин «полностью сгоревший» означает, что в продуктах реакции отсутствуют фрагменты («островки») несгоревшего газа. Появились новые детали структуры центрального лепестка: вдоль линии его симметрии видна более светлая полоса.

Наличие данной структуры позволяет предположить, что истечение газа из центрального лепестка происходит с образованием кумулятивной струи. В данном случае кумулятивная струя может сформироваться за счет взаимодействия потоков газа, создаваемых при расширении сгоревшей в боковых лепестках смеси.

Поскольку струя состоит из фрагментов сгоревшего и несгоревшего газа (разной плотности), то компоненты струи будут двигаться с разной скоростью и интенсивно перемешиваться [15]. Это позволяет объяснить внезапное (за время менее 8 мкс) появление области полностью сгоревшего газа в центральном лепестке, произошедшее в период между кадрами 8 и 9 (см. рис. 6), а также между кадрами 5 и 6 (см.

рис. 5).

В эксперименте иногда возникали «двухлепестковые» структуры (без центрального лепестка и кумулятивной струи). Такой процесс (при $p_0 = 1,1 \cdot 10^4$ Па) показан на рис. 7. Изменение структуры может быть обусловлено наличием «хвоста» несгоревшего газа в распространявшейся по сужению зоне горения (кадр 1). Газ из сужения перетекает в центральный лепесток по трубке тока, расположенной по середине горловины «сопла». Если на начальной стадии входа фронта пламени в расширение по центральной трубке тока течет только несгоревший газ, то в среднюю часть формирующейся в расширении структуры фрагменты сгоревшего газа не могут попасть, вследствие чего центральный лепесток не образуется. В трехлепестковой структуре на рис. 6 (кадр 1) видны два более коротких хвоста несгоревшего газа. Их расположение совпадает с границами между лепестками, что не препятствует образованию трехлепестковой структуры.

Возможно и более простое объяснение: скорость выгорания газа в боковых лепестках была настолько велика, что образовался фронтальный режим горения, перешедший в центральный лепесток.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В многочисленных экспериментальных исследованиях перехода волны горения из трубы в неограниченный объем установлено, что резкое увеличение поперечного сечения канала вызывает переход горения в детонацию.

В крупномасштабных экспериментах наглядно продемонстрирована возможность возникновения в объеме наиболее разрушительных детонационных режимов горения воздушных взрывчатых газовых смесей. Рекордный по масштабу эксперимент данного рода представлен в работе [16]. Как правило, зарождение детонации в объеме связывают с возникновением спонтанного пламени (СВАЗЕР-механизм). Исключением является работа [9], где считается, что ПГД происходит в результате взаимодействия пламени с кольцевым вихрем. В [9] имеется ссылка на работу [8], но о СВАЗЕР-механизме в ней не упоминается. Не отмечается также существенное несоответствие между экспериментальными результатами [9] и их сценарием, соответствующим СВАЗЕР-механизму. Реальный процесс рас-

пространяется в направлении экватора кольцевого вихря, согласно представлениям [6, 8] волна самовоспламенения должна двигаться поперек вихря (из внутренней области его меридионального сечения).

Как и ожидалось, результаты экспериментов подтвердили, что зарождение взрыва в сверхзвуковых струях происходит не на вихревых структурах. Сопоставление наших экспериментальных данных и изложенных в работе [9] позволяет выявить сходство процессов в плоском канале (двумерный процесс) и в круглой трубе (трехмерный процесс). Так, формирование за боковыми выпуклостями двух областей сгоревшего газа и образование обнаруженной в [9] кольцеобразной структуры, внутри которой распространяется пламя, по нашему мнению, явления аналогичные. В плоском канале зарегистрирована двумерная картина воспламенения, качественно подобная той, которая существовала в меридиональной плоскости трехмерной кольцеобразной структуры [9]. Трехмерная кольцевая структура по данным экспериментов в плоском канале может быть получена путем вращения бокового лепестка вокруг прямой, соответствующей пересечению плоскостей симметрии канала.

Причины зарождения очага воспламенения и его быстрого расширения в направлении экватора кольцевой структуры можно понять исходя из обнаруженного нами экспериментального факта: газ в ближайшей окрестности выходного отверстия поджигается истекающими из отверстия горячими продуктами реакции. По-видимому, в эксперименте [9] фронт турбулентного пламени и его внутренняя структура были асимметричны относительно оси трубы. В этом случае истечение сгоревшего газа в объем начинается не одновременно по периметру выходного сечения трубы. В результате неодновременного образования и сгорания фрагментов несгоревшего газа могут возникать разнообразные структуры области полностью сгоревшего газа. Если фронт распространявшегося в трубе пламени плоский и нормаль к нему отклонена от оси симметрии трубы, то должна возникнуть структура, подобная зарегистрированной в [9].

Вытекающий через отверстие горячий газ (или его часть) сначала попадает в волну разрежения, являющуюся трехмерным аналогом волны Прандтля — Майера, и лишь позднее на процесс начинают влиять другие элемен-

ты газодинамической структуры сверхзвуковой струи, а также окружающей струю газ. До настоящего времени этот очевидный газодинамический сценарий истечения не рассматривался. Ранее считалось, что ключевым моментом процесса инициирования детонации является взаимодействие горячего газа с крупномасштабными вихрями несгоревшего газа. В реальных сверхзвуковых течениях крупномасштабные вихри либо отсутствуют, либо находятся далеко от начала расширения. Использование плоского канала с сужением принципиально не отличает наши эксперименты от описанных в литературе исследований в трубах. В канале с сужением создаются более благоприятные условия для формирования сверхзвуковой струи по сравнению с каналом постоянного поперечного сечения. В трубах очень часто используют диафрагмы, которые, как и клиновидные сужения плоского канала, способствуют образованию сверхзвуковых струй с более высокими параметрами.

Представленные экспериментальные данные свидетельствуют, что газодинамической структурой, первоначально интенсифицирующей горение и создающей стартовый импульс для возбуждения взрыва в объеме, является волна разрежения. Возникает естественный вопрос: каким образом волна разрежения кардинально изменяет режим горения?

На первом этапе более легкий сгоревший газ, выходя из сужения и попадая в сверхзвуковую струю, ускоряется в направлении отрицательных градиентов давления. Можно считать, что горячие продукты горения под действием силы Архимеда «всплывают» в потоке холодного газа. Если граница раздела газов плоская, то на ней очень быстро разовьется неустойчивость и менее плотные горячие продукты сгорания в виде мелких струй и, возможно, изолированных фрагментов (островков) будут внедряться в холодный газ. Наибольшие градиенты давления существуют вблизи точки, где расположена вершина веера характеристик течения Прандтля — Майера. При сильном режиме возбуждения взрыва несгоревший газ взрывается на всей ширине начального участка сверхзвуковой струи. С понижением начального давления и интенсивности волн разрежения области сгоревшего газа локализуются в тех местах, куда попадает газ, прошедший вблизи внешних границ начального участка сверхзвуковой струи и подвергшийся

воздействию более высоких градиентов давления. Сложнее объяснить быстрое сгорание газа внутри центрального лепестка, где градиенты давления существенно меньше. В центральном лепестке отрицательный градиент давления создается, по-видимому, взаимодействием волн сжатия, генерируемых при сгорании газа в боковых лепестках. Не исключено, что при этом образуется кумулятивная струя, которая еще больше интенсифицирует перемешивание и горение. В общем случае можно считать, что любая газодинамическая структура, в которой существуют градиенты давления, интенсифицирует смешение и горение за счет того, что более легкий сгоревший газ здесь движется с большим ускорением, нежели более тяжелый несгоревший газ.

Обычно считается, что быстрые деформации фронта пламени и перемешивание продуктов реакции с несгоревшим газом гасят реакцию [8]. Наши эксперименты свидетельствуют об обратном: быстрое смешение интенсифицирует горение. Особенно ярко это проявляется в сильном режиме: смешение в этом случае происходит наиболее интенсивно, а газ тем не менее сгорает, и настолько быстро, что по внешним проявлениям напоминает мгновенный взрыв в постоянном объеме. В первом приближении можно считать, что вся образовавшаяся на микроскопическом уровне смесь мгновенно сгорает. Вновь образующиеся продукты реакции при расширении действуют на несгоревший газ подобно ускоряющемуся поршню и создают в окружающем несгоревшем газе отрицательный (относительно направления движения границы сгоревшего газа) градиент давления, который также будет интенсифицировать перемешивание. В результате может возникнуть положительная обратная связь между процессами тепловыделения и перемешивания. Обоснования такого подхода, названного механизмом инициирования взрыва смешением, даны в работах [15, 17, 18], где показано, что лимитирующей стадией в процессе горения является смешение. Благодаря большой теплоемкости продуктов реакции температура образующейся смеси оказывается достаточно высокой. Поэтому характерное время химической реакции можно считать пренебрежимо малым по сравнению с временем смешения.

Отрицательный градиент давления в области перед более горячим газом существует в волне спонтанного пламени [6], и можно

ожидать, что в двумерном расчете такая волна окажется неустойчивой, однако существует лишь одномерная модель спонтанного пламени.

По существу, авторы работ [1–4, 8] оказались правы, предполагая, что переход горения в детонацию за жидкими пленками, а также в трубах постоянного и переменного сечения, обеспечивается, скорее всего, массопереносом горячего газа из пламени в несгоревший газ. Считалось, что при резком увеличении поперечного сечения трубы всегда образуются струи горячего газа, а их структура не зависит от режима течения несгоревшего газа в расширении. Достаточно очевидно, что струя горячего газа сама по себе не в состоянии обеспечить ПГД, поэтому при анализе процесса рассматривается влияние вихрей несгоревшего газа и привлекается специальный химико-кинетический механизм [6, 8].

Из эксперимента следует, что при сверхзвуковом течении формируется не струя, а область течения, в которой фрагменты несгоревшего газа и продуктов реакции образуют мелкодисперсную смесь. Параметры этой смеси и скорость ее сгорания зависят от интенсивности волн разрежения. В более интенсивных волнах разрежения возрастает вероятность реализации сильного режима возбуждения взрыва.

Волна разрежения является первой газодинамической структурой, встречающейся на пути пламени после его входа в расширение, которая способна практически мгновенно перевести горение в детонацию. Однако это далеко не единственная газодинамическая структура, создающая перед пламенем или смесью фрагментов отрицательный градиент давления. Аналогичными свойствами, в частности, обладают волны сжатия, формируемые ускоряющимся пламенем, кумулятивные струи, вихри в несгоревшем газе, встречные ударные волны треугольного профиля. Этот перечень, в свою очередь, также не является полным. Иницирование взрыва смещением — исключительно многовариантный и сложный процесс. Существует множество реальных газодинамических явлений, способных возбудить взрывной процесс, и имеется их единственная химико-кинетическая интерпретация [6, 8].

Зарождение взрыва в резко расширяющихся каналах следует исключить из доказательств существования спонтанных режимов горения [6]. В [19, 20] было показано, что явление, наблюдавшееся в бомбе постоянного объе-

ма, свидетельствует не в пользу, а против механизма спонтанного пламени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В плоском канале исследованы процессы развития взрыва в резко расширяющейся части канала. Изучен двумерный вариант трехмерного процесса возбуждения детонации в неограниченном объеме при входе в него волны горения (дефлаграции), сформировавшейся внутри трубы. Под волной горения подразумевается комплекс: фронт турбулентного горения — «пробка» сжатого несгоревшего газа, созданная расширяющимся сгоревшим газом.

2. Необходимым условием зарождения взрывного процесса служит сверхзвуковой режим истечения несгоревшего газа из пробки в объем. В газе с показателем адиабаты $\gamma = 1,4$ сверхзвуковые режимы реализуется при числах Маха движущейся перед пламенем ударной волны $M \geq 1,25$ и $M \geq 1,15$ при полностью открытом и частично перекрытом выходном сечении трубы соответственно. Во всех описанных в литературе экспериментах, завершавшихся возбуждением детонации, интенсивность ударных волн превосходила указанные значения и, следовательно, в объеме существовали сверхзвуковые недорасширенные струи. Поскольку в ядре струи течение безвихревое, априори ясно, что общепринятое мнение о крупномасштабном вихре как о единственной газодинамической структуре, ответственной за возбуждение взрыва, не соответствует действительности.

3. Установлено, что возбуждение взрыва происходит в результате взаимодействия сгоревшего газа с волнами разрежения Прандтля — Майера (точнее, их трехмерными аналогами), реализующимися на начальном участке сверхзвуковой струи. Квазистационарные волны разрежения перекрывают выходное сечение трубы, поэтому вероятность их встречи с пламенем равна единице. В волне разрежения существуют большие градиенты давления, вызывающие «всплывание» более легкого сгоревшего газа и его интенсивное перемешивание с несгоревшим газом. Быстрое смешение продуктов реакции и несгоревшего газа не только не гасит реакцию горения, а, напротив, существенно интенсифицирует ее. Волна разрежения является одной из множества газодинамических структур, обеспечивающих конвектив-

ный механизм возбуждения и распространения газовой детонации.

4. Сравнение дифрагирующих на выходном сечении трубы волн детонации и горения показывает, что волна горения потенциально более взрывоопасна. Существует диапазон давлений, при которых детонацию в объеме можно возбудить лишь косвенным путем — преобразованием распространяющейся по трубе детонационной волны в волну горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Meyer J. W., Urtiew P. A., Oppenheim A. K. On the inadequacy of gasdynamic processes for triggering the transition to detonation // *Combust. Flame*. 1970. V. 14, N 1–2. P. 13–20.
2. Кудинов И. М., Паламарчук Б. И., Лебедь С. Г. и др. Особенности распространения детонационных волн в водномеханической пене, образованной горючей газовой смесью // Докл. АН СССР. 1977. Т. 234, № 1. С. 45–48.
3. Субботин В. А., Усольцев С. П. Изучение механизма передачи газовой детонации через пленки жидкости // *Физика горения и взрыва*. 1984. Т. 20, № 2. С. 107–114.
4. Mitrofanov V. V. Gaseous detonation mechanisms in view of today // *Proc. of the Zel'dovich memorial Intern. Conf. on Combustion, Moscow, 12 September 1994*. V. 1. P. 328–345.
5. Зельдович Я. Б., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М., Сивашинский Г. М. О возникновении детонации в неравномерно нагретом газе // ПМТФ. 1970. № 2. С. 76–84.
6. Фролов С. М., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А. Спонтанные режимы горения // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, № 5. С. 13–27.
7. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Цыганов С. А. Самопроизвольное возбуждение ударных и детонационных волн при расширении реагирующей среды // *Фундаментальные проблемы физики ударных волн. Азау-87: Тез. докл. Черногоровка, 1987*. Т. 1, ч. 1. С. 144–146.
8. Knystautas R., Lee J. H., Moen I. O., et al. Direct initiation of spherical detonation by a hot turbulent gas jet // *Proc. 17th Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburgh, 1979*. P. 1235–1245.
9. Üngüt A., Shuff P. J. Deflagration to detonation transition from a venting pipe // *Combust. Sci. Technol.* 1989. V. 63, N 1–3. P. 75–87.
10. Golub V. V. Development of shock wave and vortex structure in unsteady jets // *Shock Waves*. 1994. N 3. P. 279–285.
11. Ishii R., Fujimoto H., Hatta N., and Umeda Y. Experimental and numerical analysis of circular pulse jets // *J. Fluid Mech.* 1999. V. 392. P. 129–153.
12. Moen I. O., Bjerketvedt D., Engebretsen T., et al. Transition to detonation in a flame jet // *Combust. Flame*. 1989. V. 75, N 3–4. P. 297–308.
13. Мамонтов Г. М., Митрофанов В. В., Субботин В. А. Режимы детонации в жесткой пористой среде // *Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация: Материалы VI Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Черногоровка, 1980*. С. 106–110.
14. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Субботин В. А. Влияние состава смеси на параметры инициирования детонации в газах // *Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики*. 1988. № 88. С. 23–30.
15. Субботин В. А. Гидродинамическая неустойчивость двухплотностной системы продукты реакции — исходная газовая смесь как причина возникновения взрывных процессов // *Детонация: Тез. докл. на X Симпоз. по горению и взрыву. Черногоровка, 1992*. С. 90–91.
16. Dorofeev S. B., Sidorov V. P., Dvoinishnikov A. E., Breitung W. Deflagration to detonation transition in large confined volume of lean hydrogen — air mixtures // *Combust. Flame*. 1996. V. 104, N 1–2. P. 95–110.
17. Субботин В. А., Мосунов О. Б. Иницирование взрыва смешением продуктов реакции с несгоревшим газом // Докл. АН. 1993. Т. 328, № 3. С. 352–354.
18. Субботин В. А. Смещение свежей газовой смеси с продуктами реакции как механизм развития взрыва // *Физика горения и взрыва*. 1993. Т. 29, № 3. С. 154–158.
19. Субботин В. А. Влияние зазоров на процессы возбуждения детонации газовых смесей в цилиндрических камерах сгорания. I. Очаги псевдосамовоспламенения и спонтанные пламена // *Физика горения и взрыва*. 1997. Т. 33, № 2. С. 86–97.
20. Субботин В. А. Влияние зазоров на процессы возбуждения детонации газовых смесей в цилиндрических камерах сгорания. II. Запуск детонации внутри турбулентного пламени // *Физика горения и взрыва*. 1998. Т. 34, № 4. С. 77–87.

Поступила в редакцию 20/XI 2001 г.