

УДК 534.222.2

## МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ ПРИ СВОБОДНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПЛАМЕНИ В НЕОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

А. Д. Киверин\*, И. С. Яковенко, академик РАН В. Е. Фортв

Поступило 19.09.2019 г.

Решена задача о формировании детонации в результате свободного распространения пламени в неограниченном пространстве. Сформулирован механизм формирования детонации, сводящийся к локальному формированию ударных волн при развитии линейной стадии неустойчивого роста возмущений, формируемых на поверхности расширяющегося фронта пламени. Сформулированы базовые критерии создания условий для перехода к детонации по описанному механизму.

*Ключевые слова:* горение в неограниченном пространстве, свободное распространение пламени, ускорение пламени, переход горения в детонацию, детонация.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0869-56524895461-464>

Одним из открытых фундаментальных вопросов классической теории горения является переход горения в детонацию (ПГД) в процессе свободного распространения пламени. В отличие от случая горения в замкнутых объёмах (каналах и трубах), где ПГД воспроизводится на лабораторных масштабах для большого разнообразия горючих смесей, экспериментальных наблюдений ПГД при свободном распространении пламени практически нет, за исключением редких работ, таких как [1]. В то же время определение условий формирования детонации при свободном распространении пламени является принципиальной задачей обеспечения взрывобезопасности промышленных объектов, работа которых связана с рисками генерации и накопления горючих газообразных смесей в больших объёмах.

При развитии горения в каналах и трубах основным механизмом, определяющим ускорение пламени и ПГД, является формирование направленного течения за счёт расширения продуктов горения и вытеснения свежей смеси в ограниченном объёме. Процесс ускоренного распространения пламени в канале определяется физическими механизмами взаимодействия пламени и потока, характеризующимися положительной обратной связью [2]. При достижении пламенем скорости звука в продуктах горения устанавливается режим так называемого запертого пламени (“choked flame”). С одной стороны, на этой стадии выполняется критическое условие Чепмена—Жуге, определяющее режим

дефлаграционного горения с максимально возможной скоростью распространения. С другой стороны, структура пламени в этом режиме характеризуется локализацией части излучаемых пламенем волн сжатия непосредственно на масштабах зоны горения [3]. В случае устойчивости такой структуры горение во фронте пламени протекает в условиях непрерывного сжатия, горение интенсифицируется, что определяет дополнительное сжатие и т.д. В результате этого на масштабах фронта формируется достаточно сильная ударная волна, инициирующая детонацию [4]. В зависимости от состава смеси и условий реализации горения структура запертого пламени может оказаться неустойчивой [5]. В этом случае ПГД может наблюдаться только либо в результате взаимодействия ударных волн, сформированных на стадии ускорения пламени [6], либо в результате торможения ускоренного потока о препятствия, специально установленные в канале [7]. Важно отметить, что в любом из описанных выше сценариев ключевую роль играет фактор сжатия смеси в процессе ускорения пламени.

Рассмотрим теперь развитие свободно распространяющегося пламени. Если интенсивности источника воспламенения недостаточно для прямого инициирования детонации, то независимо от условий воспламенения со временем процесс распространения пламени выходит на автомодельный режим [8], характеризующийся в случае сферического расходящегося пламени изменением скорости пламени  $D$  по закону

$$D = \frac{3}{2} At^{1/2} \quad (1)$$

Объединённый институт высоких температур

Российской Академии наук, Москва

\*E-mail: alexeykiverin@gmail.com

или в случае цилиндрического расходящегося пламени по закону [9]

$$D = \frac{5}{4} Ar^{1/4}. \quad (2)$$

Базовым механизмом ускорения пламени является автотурбулизация пламени за счёт развития гидродинамической неустойчивости фронта. По мере расширения очага растёт поверхность фронта пламени, пропорционально растёт и длина волны стабилизовавшихся возмущений, на фоне которых возникают и растут короткие моды с критической длиной волны  $\Lambda_C$ . Обзор экспериментальных данных, приведённый в [8], указывает на автомодельное ускорение как на финальную стадию развития свободного пламени. В то же время недавние крупномасштабные эксперименты указывают на вырождение ускорения со временем [10]. Таким образом, режим с неограниченным ускорением пламени по закону (1) не реализуется, и, следовательно, ПГД следует ожидать лишь в смесях, где существенное ускорение пламени достигается в течение автомодельной стадии. При этом важно определить механизм, ответственный за сжатие смеси в процессе такого автомодельного ускорения с учётом затухания расходящихся волн сжатия.

В недавней работе [11] на модельном уровне продемонстрировано, что непрерывная интенсификация горения при должном темпе роста поверхности фронта может обеспечить ПГД. В реальной ситуации темп ускорения фронта и развития его поверхности определяется реактивностью горючей смеси. Так, например, в работе [1] продемонстрировано, что в эквимолярной смеси водорода с кислородом, находящейся при начальном давлении в 10 атм, ПГД становится возможным на достаточно малых пространственно-временных масштабах ( $\sim 2$  см и  $\sim 0,1$  мс). Действительно в такой смеси имеет место весьма интенсивное горение, определяемое заданными условиями. Если воспроизвести зависимость множителя  $A$  в формуле (1) от скорости горения ( $u_f$ ), коэффициента расширения ( $\Theta$ ) и критической длины волны ( $\Lambda_C$ ), то получим следующее:

$$A \propto \frac{\Theta^{3/2} u_f^{3/2}}{\Lambda_C^{3/5}}. \quad (3)$$

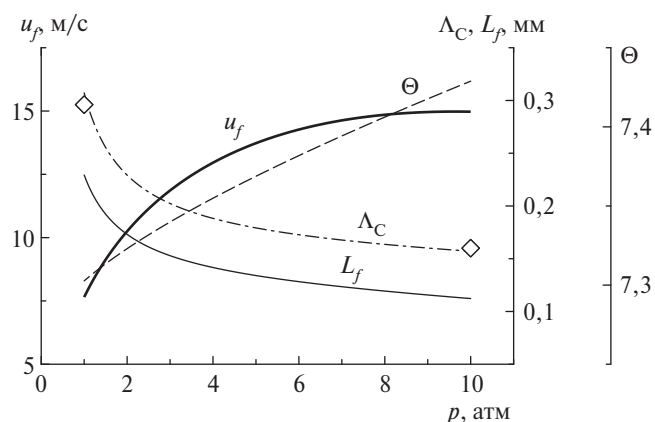
Таким образом, наибольший темп ускорения расходящегося пламени реализуется в смесях, характеризующихся высокой скоростью горения и малым значением критической длины волны. Уместно отметить, что критическая длина волны — это длина волны самого короткого из неустойчивых возмуще-

ний. При этом согласно линейной теории газодинамической неустойчивости возмущение с критической длиной волны является наиболее быстро растущим.

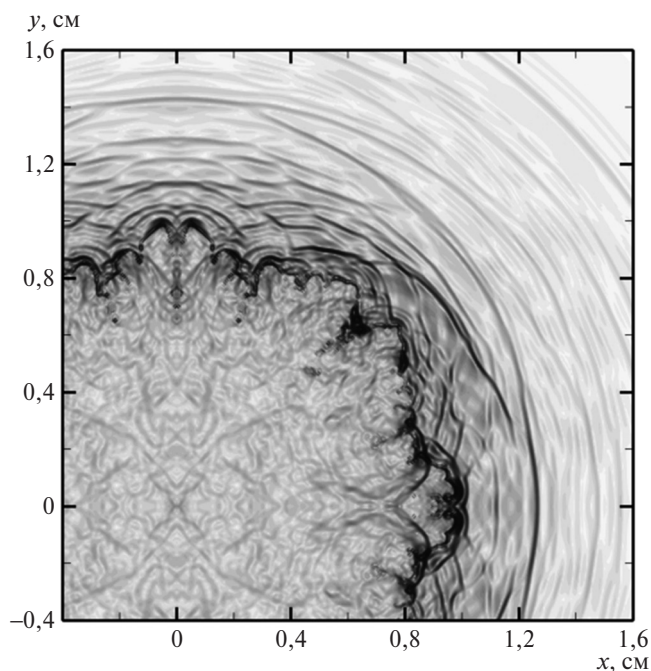
Для сравнения приведём зависимость ключевых характеристик горения, определяющих интенсивность развития свободного пламени в эквимолярной водород-кислородной смеси, от давления (рис. 1). Можно видеть, повышение давления смеси в данном случае определяет как интенсификацию горения, так и неустойчивость коротковолновых возмущений. Таким образом, при давлении в 10 атм степень ускорения пламени оказывается выше, чем в случае смеси при атмосферном давлении. Ниже на основе численного анализа продемонстрируем, каким образом темп развития поверхности фронта пламени определяет вероятность ПГД.

Численная модель воспроизводила два режима горения в эквимолярной водород-кислородной смеси при атмосферном (1 атм) и повышенном (10 атм) давлении. Рассматривался случай свободно расходящегося цилиндрического пламени. Расчёты проводились в двухмерном приближении в плоской геометрии с применением современной бездиссипативной методики, предложенной в [12] и адаптированной для решения задач горения и детонации в [13].

Рисунок 2 иллюстрирует структуру пламени и волновую картину в окрестности фронта пламени непосредственно перед ПГД. Анализ структуры пламени позволяет оценить значения критической длины волны, удовлетворительно согласующиеся



**Рис. 1.** Зависимость параметров пламени в эквимолярной водород-кислородной смеси от начального давления смеси.  $u_f$  (жирная сплошная) — ламинарная скорость горения,  $\Theta$  (штриховая) — коэффициент расширения,  $L_f$  (тонкая сплошная) — ширина фронта пламени,  $\Lambda_C$  (штрихпунктирная) — критическая длина волны. Знаки показывают значения  $\Lambda_C$ , полученные из двухмерного расчёта.



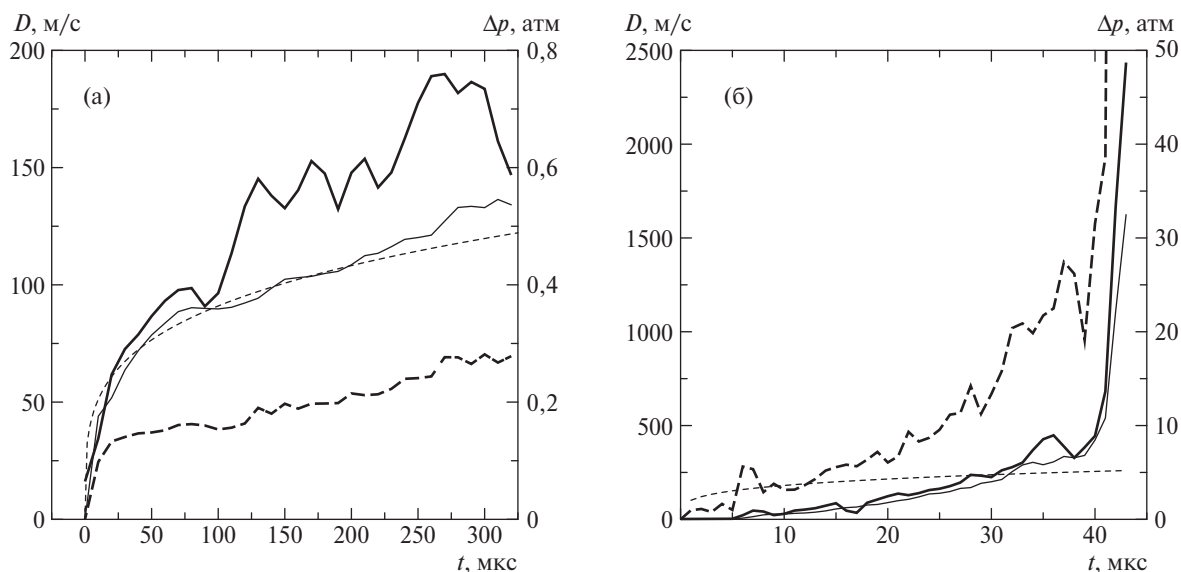
**Рис. 2.** Волновая картина в окрестности фронта горения в эквимольярной водород-кислородной смеси при начальном давлении в 10 атм на момент времени 41 мкс, соответствующий преддетонационной стадии, цветом показано поле модуля градиента плотности.

с оценкой, приведённой на рис. 1, а анализ хронограмм скоростей пламени (рис. 3) позволяет выделить стадию автомодельного распространения пламени. Как можно видеть из сравнения результатов численного расчёта и автомодельного решения из [8]

(рис. 3), в обоих рассмотренных случаях выход на автомодельный режим происходит только спустя некоторое конечное время после инициирования горения (~70 мкс при 1 атм и ~30 мкс при 10 атм).

Анализ хронограмм максимального давления (рис. 3) указывает на нестационарный характер излучения ударных волн ускоряющимся фронтом, что также иллюстрирует волновая картина, представленная на рис. 2. Механизм дискретного формирования ударных волн связан с локальными эффектами в развитии поверхности пламени. Закон ускорения пламени (2) отражает интегральный характер развития процесса, который локально определяется зарождением новых возмущений с длиной волны  $\Lambda_C$  на фоне расширяющегося пламени. Сформировавшись, короткие возмущения растут экспоненциально, что отражает линейную стадию развития неустойчивости. Экспоненциальное ускорение участка поверхности фронта определяет локальное формирование ударной волны. Взаимодействие волн от разнесённых участков поверхности фронта пламени формирует ударный фронт, а при достаточной подготовке смеси экспоненциально ускоряющийся участок фронта, генерирующий ударную волну и догоняющий её, может стать очагом формирования детонации. Таким образом, реализуется ПГД в ходе развития свободно расходящегося пламени.

Отметим здесь, что в отличие от ПГД в каналах и трубах в случае свободно расходящегося пламени ПГД не предвещает стадия так называемого запер-



**Рис. 3.** Хронограммы скорости пламени и максимального избыточного давления в процессе развития горения в эквимольярной водород-кислородной смеси при начальном давлении в 1 атм (а) и 10 атм (б). Пунктирная — автомодельное решение, тонкая сплошная — средняя скорость цилиндрического фронта пламени, жирная сплошная — максимальная на данный момент времени скорость наиболее ускоренного участка фронта, штриховая — максимальное избыточное давление.

того пламени. Детонация в расходящемся пламени формируется в результате локальных особенностей развития возмущений на поверхности фронта пламени на линейной стадии. При этом во многом возможность ПГД определяется особенностями развития пламени, в частности частотой формирования на поверхности расширяющегося пламени возмущений с критической длиной волны, определяющей, в свою очередь, частоту генерации ударных волн. При этом указанные характеристики однозначно определяются химической активностью горючей смеси. Согласно полученным в настоящей работе результатам следует ожидать, что ПГД в свободных пламенах может реализоваться лишь в крайне высокоактивных смесях. А с учётом данных о том, что автомодельное ускорение расходящегося пламени ограничено во времени [10], следует предположить, что вероятность ПГД в свободных пламенах имеет место в весьма узком диапазоне составов смесей и начальных термодинамических состояний.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б., Розловский А.И. // ДАН. 1947. Т. 57. № 4. С. 365–368.
2. Зельдович Я.Б. // ЖТФ. 1947. Т. 17. № 3. С. 3–26.
3. Kiverin A., Yakovenko I., Ivanov M. // Int. J. Hydrogen Energy. 2016. V. 41. Is. 47. P. 22465–22478. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2016.10.007.
4. Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Либерман М.А., Форттов В.Е. // ДАН. 2010. Т. 434. № 6. С. 756–759. DOI: 10.1134/S1028335810100022.
5. Kiverin A., Yakovenko I. // Mathematical Modelling of Natural Phenomena. 2018. V. 13. P. 54. DOI: 10.1051/mmnp/2018071.
6. Smirnov N.N., Tyurnikov M.V. // Combust. Flame. 1995. V. 100. Is. 4. P. 661–668. DOI: 10.1016/0010-2180(94)00151-H.
7. Kellenberger M., Ciccarelli G. // Proc. Combust. Inst. 2015. V. 35. Is. 2. P. 2109–2116. DOI: 10.1016/j.proci.2014.08.002.
8. Гостинцев Ю.А., Истратов А.Г., Шуленин Ю.В. // ФГВ. 1988. Т. 5. С. 63–70. DOI: 10.1007/BF00755496.
9. Liberman M.A., Ivanov M.F., Peil O.E., et al. // Physics of Fluids. 2004. V. 16. P. 2476. DOI: 10.1063/1.1729852.
10. Bauwens C.R.L., Bergthorson J.M., Dorofeev S.B. // Proc. Combust. Inst. 2019. V. 37. Is. 3. P. 3669–3676. DOI: 10.1016/j.proci.2018.07.098.
11. Koksharov A., Bykov V., Kagan L., et al. // Combust. Flame. 2018. V. 195. P. 163–169. DOI: 10.1016/j.combustflame.2018.03.006.
12. Karabasov S.A., Goloviznin V.M. // J. Comput. Physics. 2009. V. 228. Is. 19. P. 7426–7451. DOI: 10.1016/j.jcp.2009.06.037.
13. Kiverin A., Yakovenko I. // Combust. Flame. 2019. V. 204. P. 227–236. DOI: 10.1016/j.combustflame.2019.03.012.

## MECHANISM OF DETONATION FORMATION AS A RESULT OF FREE FLAME PROPAGATION IN UNCONFINED SPACE

A. D. Kiverin, I. S. Yakovenko, Academician of the RAS V. E. Fortov

Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation

Received September 19, 2019

The problem of the detonation formation as a result of unconfined flame propagation is solved numerically. The mechanism of detonation formation is distinguished. It is related to the local formation of shock waves during the linear stage of development of flame front perturbations formed on the surface of the expanding flame front. General criteria of the establishment of the conditions for the detonation transition via the proposed mechanism are formulated.

**Keywords:** unconfined combustion, free flame propagation, flame acceleration, deflagration to detonation transition, detonation.