

Численное исследование процессов воспламенения предварительно перемешанных газовых смесей в турбулентных потоках

Серещенко Е.В., Фурсенко Р.В., Минаев С.С.

s_evgeniy@yahoo.com, т. 8-913-753-09-66

1. Постановка задачи

Экологически чистые способы производства энергии, способные уменьшить загрязнение окружающей среды, могут быть основаны на контролируемом сжигании бедных смесей газов. В настоящее время, знания о процессах зажигания бедных смесей газов в практических системах с горением газа, при наличии неоднородных потоков и повышенных давлениях недостаточны, что сдерживает развитие этих технологий.

Исследование направлено на решение фундаментальной проблемы механики реагирующих сред, связанной с созданием фундаментальных нелинейных моделей инициирования и распространения волн горения газовых смесей в турбулентных потоках в условиях, когда радиационные теплопотери, процессы переноса и эффекты растяжения потока играют существенную роль.

2. Современное состояние проблемы

Несмотря на существенные успехи, достигнутые в последние годы в моделировании горения газов, задачи горения смесей газов вблизи пределов их существования все еще недостаточно исследованы, что сдерживает развитие новых экологически чистых способов сжигания углеводородного топлива и использования для энергопреобразования низкокалорийных смесей газов. Основные проблемы здесь связаны с недостатком знаний о совместном действии диффузионных процессов и радиационных теплопотерь на структуру пространственно-неоднородных волн горения. Отсутствует простое теоретическое описание и в случае горения бедных смесей в растяженных потоках, что не позволяет сделать реалистичные оценки критической величины параметра растяжения пламени, распространяющегося в нестационарных потоках газа с переменным градиентом скорости. Хорошо известно, например, что взаимодействие между пламенем и крупномасштабными вихрями приводит к увеличению поверхности пламени и к интенсификации горения. Известно, что существует определенный уровень турбулентности, при котором скорость распространения пламени достигает максимума, а дальнейшая интенсификация турбулентности приводит к распаду непрерывного фронта пламени и затуханию. Это явление может быть объяснено эффектами растяжения пламени, и наблюдается в экспериментах с противоточными горелками. С другой стороны, в неоднородных потоках имеет место, как сходимоссть, так и расходимоссть потока вблизи пламени. Поэтому само по себе наличие неоднородности потока может, как усиливать, так и затруднять горение и в адиабатических условиях не приводить к погасанию пламени.

Представленное исследование направлено на решение этих и других вопросов динамического взаимодействия пламени с неоднородными потоками газа и разработку единого подхода к описанию явлений зажигания, распространения и затухания пламени в турбулентных потоках.

Принципиальная трудность теоретического анализа горения газа вблизи пределов существования заключается в сложном механизме химических процессов и большом диапазоне пространственных и временных масштабов задач, возникающих при описании пространственно-неоднородной структуры пламени. В результате, даже при современном уровне развития вычислительных средств, прямое численное моделирование интересных

для приложений устройств с горением бедных смесей газов, учитывающее детальную кинетику химических процессов, транспорт химических компонент и газодинамику, наталкивается на значительные, часто непреодолимые, трудности. Однако, для выделения основных особенностей процесса и его локализации в пространстве физических параметров, можно использовать упрощенные подходы, требующие сравнительно небольших вычислительных затрат. При выполнении инженерных расчетов, когда необходимо получить количественное согласие с экспериментом желательно учесть все существенные детали процесса. С другой стороны, в случае, когда не до конца ясно, как качественно влияют имеющиеся физические процессы на сложное динамическое поведение моделируемой системы, необходима разработка упрощенных моделей, допускающих полное исследование и дающих ясное представление о физических процессах.

3. Описание работы

Исследование взаимодействия пламени с пространственно–неоднородным периодически меняющимся во времени полем течения газа было проведено численно в рамках диффузионно–тепловой модели. В модели использовалось предположение об одностадийной химической реакции с Аррениусовской зависимостью скорости химической реакции от температуры. Коэффициенты переноса и плотность газа считались постоянными. В этих предположениях уравнения для концентрации недостающего компонента и температуры газа в безразмерных величинах записываются следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla T = \Delta T + (1 - \sigma)W(C, T) \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla C = Le^{-1} \Delta C - W(C, T) \quad (2)$$

Где W – скорость химической реакции

$$W(C, T) = 0.5(1 - \sigma)^2 Le^{-1} N^2 C \exp(N(1 - 1/T)) \quad (3)$$

Здесь, T – температура газа, отнесенная к адиабатической температуре газа T_b ; C – концентрация недостающего компонента, отнесенная к начальной концентрации недостающего компонента в свежей смеси C_0 ; x, y – пространственные координаты отнесенные к тепловой толщине пламени $l_{th} = D_{th}/U_b$, где D_{th} – температуропроводность смеси газов, U_b – нормальная скорость распространения плоского адиабатического пламени; t – временная переменная в единицах D_{th}/U_b^2 ; $\sigma = T_0/T_b$, где T_0 – температура свежей смеси газа; $Le = D_{th}/D_{mol}$ – число Льюиса, D_{mol} – коэффициент молекулярной диффузии недостающего компонента смеси; V – заданное поле скорости; $N = E_a/RT_b$ – безразмерная энергия активации, E_a – энергия активации.

Расчеты проводились для трех типов полей скоростей. В двухмерном случае рассматривались два течения, одно представляло собой вихри Тейлора – Грина, что является точным решением уравнения Эйлера, а второе течение было получено прямым расчетом поля скоростей на основе уравнения Эйлера и соответствовало развитой двухмерной турбулентности. В трехмерном случае в качестве турбулентного течения рассматривалось ABC – Flow.

Уравнения (1) – (3), в двухмерном случае рассматривались в ящике с периодическими граничными условиями, в трехмерном случае в кубе с периодическими граничными условиями

Задача (1) – (3) была рассмотрена для следующих параметров: $N = 10$, $\sigma = 0.2$, $Le = 0.9$, что соответствует метано–воздушной смеси со стехиометрическим соотношением

равным 0.6.

Систем уравнений с граничными условиями была решена численно методом Рунге–Кутты с использованием технологии NVIDIA CUDA в рамках явной конечно–разностной схемы второго порядка по пространству и первого порядка по времени. Корректность расчетов проверялась с помощью изменения размера пространственной сетки и шагов по времени.

Для определения минимальной энергии зажигания в качестве начальных условий предполагалось, что в центральной области размером δ температура газа равнялась T_{ini} , а концентрация равнялась нулю, в остальной области температура равнялась σ , а концентрация равнялась 1.

Чтобы смоделировать воспламенение свежей смеси искрой, параметр δ был выбран достаточно малым, равным 3 тепловым толщинам, и был неизменен во всех численных экспериментах. Методика определения температуры воспламенения была следующей: расчеты стартовали с начальных условий с низкой начальной температурой T_{ini} , заведомо меньше, чем температура воспламенения T_{ign} . После погасания пламени, начальная температура T_{ini} увеличилась на постоянную величину и расчет повторялся с новыми начальными условиями. Эта процедура повторяется, пока не происходило воспламенение при некоторой начальной температуре T_{ini} . Эта температура и соответствовала температуре воспламенения T_{ign} . Поскольку размер начальной горячей области постоянен, то энергия зажигания пропорциональна температуре воспламенения $E_{ign} \sim T_{ign}$.

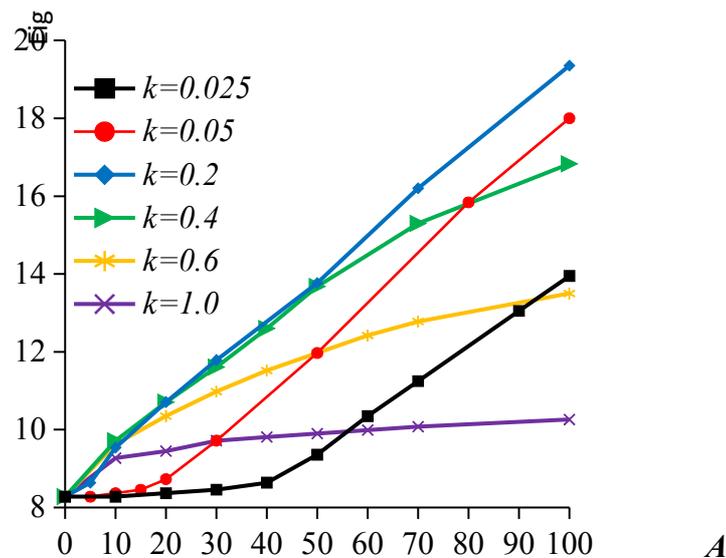


Рисунок 1 – Зависимости температуры воспламенения от интенсивности потока для различных волновых чисел.

На рисунке 1 представлены зависимости минимальной энергии зажигания E_{ign} от интенсивности потока A , рассчитанные для различных волновых чисел k вихрей Тейлора – Грина. Параметр A в данном случае пропорционален безразмерной интенсивности турбулентности. Как видно из рисунка 1, минимальная энергия зажигания растет почти линейно с ростом A при средних значениях волнового числа (см. кривые $k = 0.2$, $k = 0.4$ на рисунке 1). При больших волновых числах, соответствующих малым размерам вихрей, темп роста энергии зажигания с ростом интенсивности потока замедляется (см. кривые $k = 0.6$, $k = 1.0$ на рисунке 1). При воспламенении в потоке с крупномасштабными вихрями, энергия зажигания почти не меняется до некоторого критического значения

интенсивности потока, после которого наблюдается линейный рост энергии зажигания. Такое поведение напоминает экспериментальные результаты, полученные группой исследователей из Тайваня.

На рисунке 2 представлены зависимости минимальной энергии зажигания E_{ign} от волнового числа k , рассчитанные для различных значений интенсивности потока A . В случае фиксированного значения интенсивности потока существует критическое волновое число, соответствующее максимальной энергии зажигания. Это критическое волновое число практически не зависит от интенсивности потока и соответствует вихрю размером около 15–30 тепловых толщины. Численные расчеты показывают, что это безразмерное критическое волновое число остается почти постоянной для смесей со стехиометрическим соотношением 0.5–0.9.

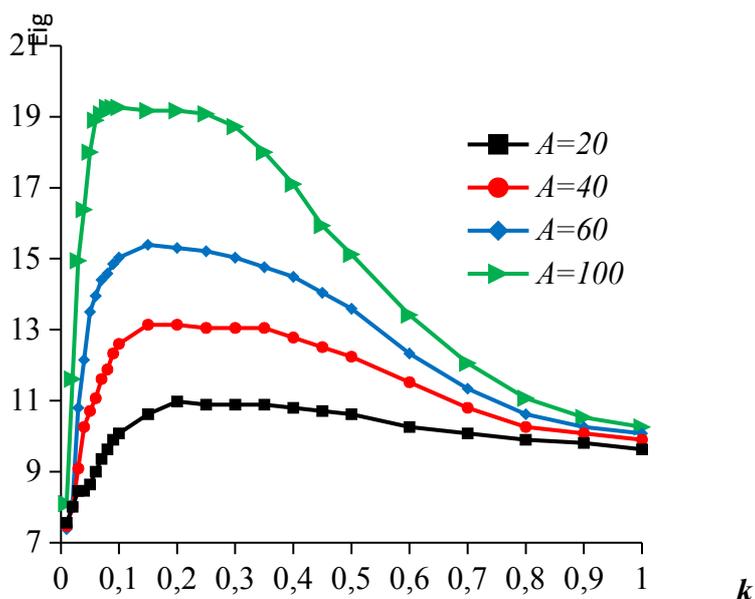


Рисунок 2 – Зависимости температуры воспламенения от волнового числа для различных интенсивностей потока.

На рисунке 3 представлено поле скоростей, полученное при прямом численном моделировании затухающей турбулентности. Интенсивность турбулентности в численных экспериментах варьировалась путем масштабирования вектора скорости полученного распределения скоростей.

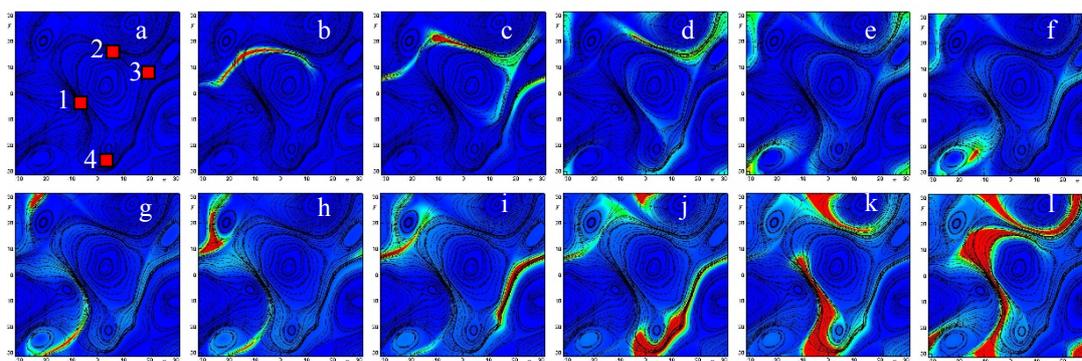


Рисунок 3 – Последовательное изменение распределения поля температуры

Минимальная энергия зажигания была рассчитана для различных мест расположения начальной горячей области, которые изображены на рисунке 3а. На рисунке 4 представлены зависимости минимальной энергии зажигания от масштабирующего коэффициента скорости, который пропорционален безразмерной интенсивности турбулентности. Номера кривых соответствуют разным местам расположения поджигающих областей. Видно, что температура воспламенения сильно зависит от места поджига. Такое поведение может быть объяснено существенным отличием конвективной диффузии вдоль пути распространения начальной нагретой области. Поведение кривых 2–4 на рисунке 4 напоминают зависимости, полученные в случае пространственно–периодического поля скорости для крупномасштабных вихрей (см. рисунок 1).

Для некоторых мест инициирования горения (см. кривую 1 на рисунке 4) температура воспламенения постепенно увеличивается с интенсивностью турбулентности, далее, когда интенсивность турбулентности превышает некоторое критическое значение, наблюдается резкое увеличение температуры воспламенения. Такое поведение качественно совпадает с результатами экспериментов, полученными группой исследователей из Тайваня. Рисунок 3 демонстрирует последовательное изменение распределения поля температуры рассчитанного для случая, когда начальная поджигающая горячая область находится в точке 1 и $A=75$, $T_{ini}=1.45$. Заметим, что для больших значений интенсивности турбулентности воспламенение возможно. Этот результат также совпадает с экспериментальными данными. Результаты трехмерного моделирования также, качественно совпадают с результатами полученными для двухмерного случая.

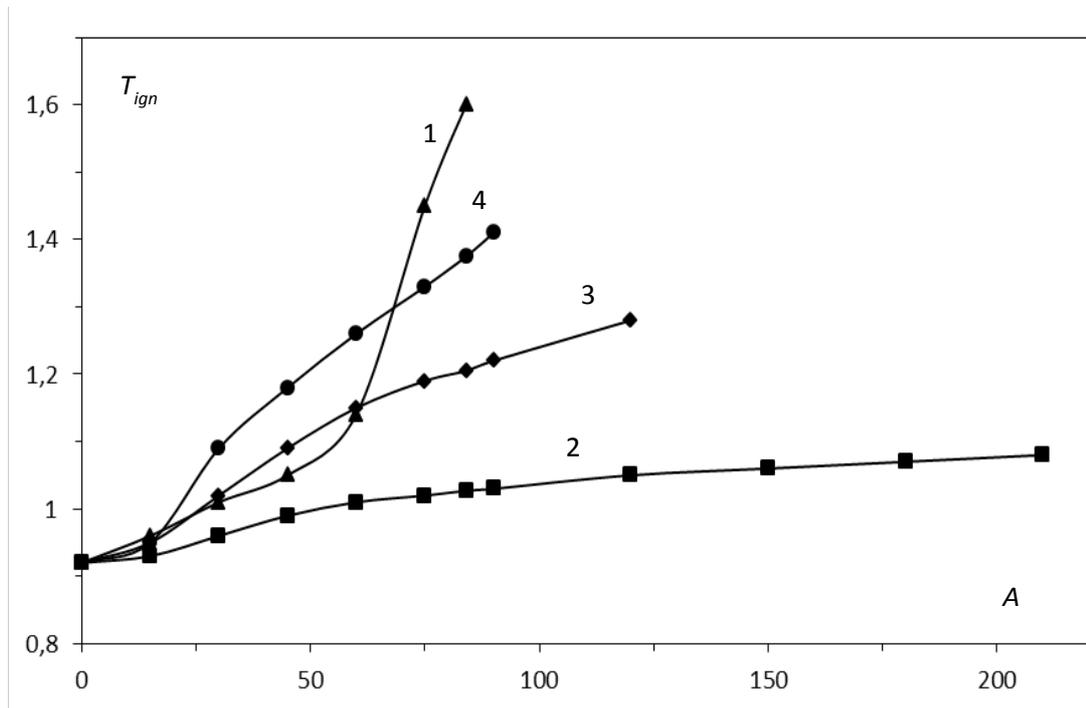


Рисунок 4 – Зависимости температуры воспламенения от масштабирующего коэффициента скорости, рассчитанные для различных мест поджига

Часть результатов опубликовано в:

Evgeniy Sereshchenko, Roman Fursenko, Sergey Minaev, Shenqyang Shy, Numerical Simulations of Premixed Flame Ignition in Turbulent Flow // Combustion Science and Technology, 2014, Vol. 186, P. 1552–1561. (ИмпактФактор 0.976)

С использованием технологии NVIDIA CUDA и TESLA M2090 удалось достичь производительности сравнимой с расчетами на 128 узлах кластера с использованием MPI.