

## ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ СКОРОСТИ ИНЖЕКЦИИ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ БЕЗГРАНИЧНОГО ОБЛАКА ПАРОВ ТОПЛИВА

М. М. Даустдар<sup>1</sup>, К. Мазахери<sup>2</sup>, М. Хуссейнелипур<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Университет имама Хуссейна, Тегеран, Иран, [doustdar@mehr.sharif.edu](mailto:doustdar@mehr.sharif.edu)

<sup>2</sup>Шарифский технологический университет, Тегеран, Иран

<sup>3</sup>Иранский университет науки и технологии, Тегеран, Иран

Численно исследовано влияние скорости инжекции жидкого топлива на основные характеристики топливовоздушного облака (такие как объем, форма и скорость роста облака, интенсивность турбулентности, а также распределение концентрации топлива, градиент температуры и время индукции самовоспламенения), определяющие процесс горения. Для проведения расчетов использовалась модифицированная программа KIVA. Решение систем уравнений проводилось методом конечного объема. Для моделирования турбулентности газовой и жидкой фаз применялись соответственно  $k-\varepsilon$ -модель и модель дискретных капель. Показано, что основным фактором, влияющим на интенсивность турбулентности и равномерность параметров в облаке, является скорость инжекции топлива. С увеличением скорости инжекции детонационноспособная часть облака вращается быстрее и уменьшается время воспламенения. Результаты расчетов сопоставлены с данными экспериментов.

Ключевые слова: численное моделирование, двухфазное течение, скорость инжекции, топливовоздушное облако, детонация.

### ВВЕДЕНИЕ

Большое количество взрывов облаков газа, произошедших в прошлые годы и вызвавших большие разрушения, показывает необходимость рассмотрения данной проблемы. Несмотря на имеющуюся информацию, многие важные аспекты этой проблемы остаются невыясненными, и мощные взрывы происходят ежегодно. Для предотвращения таких явлений необходимо тщательное исследование газовых взрывов и методов их предотвращения.

Одним из лучших методов определения детонационной способности топливовоздушной смеси является изучение детонации в неограниченной среде. С целью создания и воспламенения неограниченных облаков смеси применяются специальные устройства. Распыл жидкого или твердого топлива в открытую атмосферу (рис. 1, а) осуществляется с помощью взрыва небольшого заряда. Когда размеры облака

и концентрация топлива достигают определенных значений, с помощью вторичного воспламенения реализуется процесс детонации. Возможности инициирования и распространения детонации зависят от реакционной способности облака. Существенное влияние на реакционную способность смеси и, следовательно, на тип распространяющейся волны горения оказывают параметры облака, такие как его объем, форма, скорость роста, а также тип топлива и его концентрация в облаке, масштабы турбулентности, градиент температуры и время индукции. Большое значение для инициирования детонации имеют также местоположение точки воспламенения, мощность и тип поджигающего устройства.

Ключевую роль в определении основных параметров облака (и, следовательно, его реакционной способности) играет процесс распыла топлива. Поэтому необходимо изучение этого процесса, а также динамики развития облака.

Основываясь на соотношении инерционной и аэродинамических сил, можно выделить три стадии процесса распыла [1, 2]. Первая стадия представляет собой режим инжекции, в котором доминирует сила инерции. В ходе вто-

Doustdar M. M.<sup>1</sup>, Mazaheri K.<sup>2</sup>, Hosseinalipour M.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Mechanical Engineering Dept., Imam Hossein University, Tehran, Iran.

<sup>2</sup>Aerospace Engineering Dept., Sharif University of Technology, Tehran, Iran.

<sup>3</sup>Mechanical Engineering Dept., Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran.

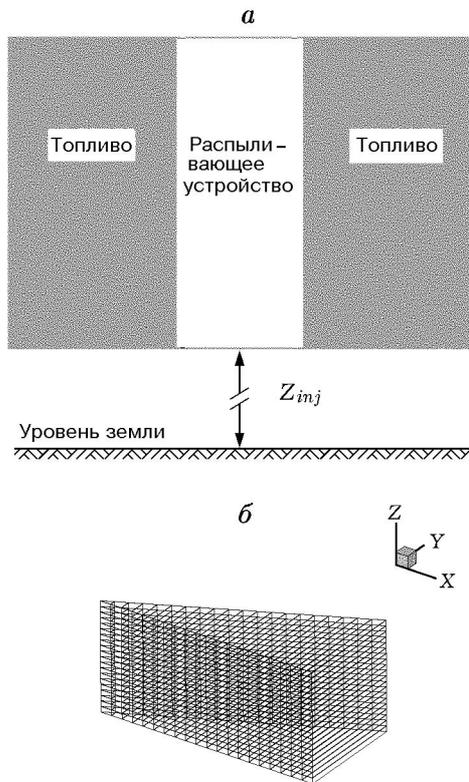


Рис. 1. Схема распыления топлива (а) и расчетная сетка (б)

рой стадии (переходный режим) аэродинамическая и инерционные силы приблизительно одинаковы. Третья стадия — процесс расширения, в котором аэродинамическая сила значительно превосходит инерционную, а концентрация топлива в облаке относительно низка. Этот режим в основном определяет окончательные характеристики облака [1]. Поэтому, моделируя его численно, можно количественно анализировать важные параметры облака.

В работах [3–5] выполнено моделирование двухфазных течений с учетом происходящих в них физических процессов. Иницирование и распространение детонации, так же как и переход дефлаграции в детонацию, изучались в работах [6–15]. Результаты измерений критической энергии иницирования и пределы взрыва для нескольких углеводородовоздушных смесей приведены в [16]. Имеется также ряд исследований [17–19] структуры потока в безграничном облаке пара.

В настоящей работе представлены результаты численного анализа влияния скорости инжекции на формирование и эволюцию топлив-

ного облака в атмосфере. Определены момент и положение места возникновения детонации. Хотя механизм вторичного воспламенения и важен для иницирования детонации, основным фактором, определяющим момент и положение возникновения места детонации, является поле течения в облаке. Для проведения расчетов использовалась модификация программы KIVA. Основные расчеты начинались с момента полного превращения топлива в отдельные капли. Учитывались процессы вторичного дробления капель, столкновения, коалесценции и испарения. Для моделирования дисперсности топлива рассматривалось большое количество сопел с малым углом раскрытия, расположенных вдоль области распыла. Угол инжекции каждого сопла в азимутальном направлении был равен  $360^\circ$ . Результаты расчетов сопоставлены с экспериментом.

## ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИ

### Численная процедура

Для проведения расчетов использовалась численная процедура, базирующаяся на модели дискретных капель. В этой модели распыл представляется в виде конечного числа групп частиц, а каждая частица представляет ряд капель одного размера, движущихся с одинаковой скоростью и имеющих одну и ту же температуру. Для анализа движения частиц использовалась лагранжева формулировка, а уравнения газовой фазы записывались в эйлеровых переменных. Расчет теплоотдачи и сопротивления проводился с учетом турбулентного закона стенки. При этом применялась стандартная версия  $k-\epsilon$ -модели турбулентности. Влияние капель на газовую фазу учитывалось введением соответствующего источникового члена в уравнения сохранения газовой фазы. Взаимодействие частиц и газа сопровождается изменением массы, импульса и энергии. Для определения свойств капель на поверхности распыла и ниже по потоку использовалась вероятностная концепция (метод Монте-Карло). На каждом временном шаге рассматривалось столкновение и разрушение капель. Подробное описание программы приведено в [3, 20]. Однако нами были внесены некоторые изменения, связанные с неограниченностью двухфазного облака. Мы также ввели в рассмотрение много-сопловое устройство, чтобы моделировать распыл топлива из цилиндрического сосуда. Были

добавлены некоторые процедуры для вычисления времени индукции и т. д.

### Расчетная область

Расчетная область выбиралась в соответствии с начальными условиями инъекции. Когда скорость инъекции или масса топлива увеличивались, соответственно возрастала и расчетная область. Поскольку принималась азимутальная симметрия, а также для сокращения времени расчета вместо всей области рассматривался небольшой сектор, который покрывался прямоугольной сеткой (рис. 1, б). Протяженность области расчетов и количество ячеек принимались равными 8 м и 80 соответственно в обоих направлениях — радиальном ( $R$ ) и продольном ( $Z$ ).

### Граничные условия

Мы использовали условия «axis» на оси симметрии (рис. 1, б), «pressure outflow» — для параметров на окружности, «solid» — для основания, «pressure inflow» — для верхней части расчетной области, «periodic front» и «periodic derriere» — для азимутального направления [20].

### Шаг по времени

Временной шаг выбирался из условия обеспечения требуемой точности расчета поля течения и источниковых членов.

Вопросы точности расчетов подробно обсуждались в [3]. Однако, поскольку в настоящей работе скорость инъекции и масса инжектируемого топлива относительно велики, опыт проведения расчетов показал, что максимальный шаг по времени необходимо выбирать короче его минимального значения, удовлетворяющего условиям точности [3]. С увеличением скорости инъекции или общей вдуваемой массы начальный и максимально допустимый временные шаги должны быть уменьшены. В данной работе шаг по времени составлял приблизительно  $5 \cdot 10^{-5}$  с.

### ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОБЛАКА

При распространении пламени по перемешанному облаку основным механизмом роста давления является быстрое распространение и горение в ограниченном объеме [21]. В

результате в неограниченном перемешанном облаке изменение давления строго следует за скоростью горения, т. е. определяется реакционной способностью облака. Некоторые параметры облака, такие как размер, форма, скорость роста, однородность, интенсивность турбулентности, а также распределение коэффициента избытка воздуха, термодинамические свойства, размер капель и вид топлива, играют основную роль в определении реакционной способности облака и, следовательно, в установлении типа горения, распространяющегося по облаку.

Благодаря большим значениям коэффициента молекулярной диффузии и быстрой кинетике скорость горения некоторых топлив больше. Кроме того, когда соотношение паров топлива и воздуха находится между нижним и верхним пределами горения, возможно возникновение пожара или взрыва. Если состав смеси соответствует промежуточному между нижним и верхним пределами горения, процесс горения протекает более интенсивно и бурно, чем если бы состав смеси был ближе к верхнему или нижнему пределу [22].

Турбулентность в облаке — другой существенный фактор: скорость горения существенно возрастает, когда пламя распространяется в турбулентном потоке. С другой стороны, увеличение скорости горения способствует росту интенсивности перед пламенем и скорости потока [21]. Этот механизм сильной положительной обратной связи вызывает ускорение пламени, высокое давление взрыва и при определенных условиях — возникновение детонации. Объем и форма облака также являются важными параметрами. Для того чтобы генерировать устойчивую детонацию, размер облака должен быть много больше размера детонационной ячейки, являющегося мерой реакционной способности. Действительно, размер ячейки есть масштаб длины, характеризующий в целом химические реакции в детонационной волне. Для более реакционноспособной смеси размер ячейки меньше [21]. Результаты экспериментов показывают, что вблизи критического размера облака наблюдается пульсирующий режим детонации. В работе [6] получено полуэмпирическое соотношение между размером детонационной ячейки  $w$  и критическим радиусом облака  $R_{cr}$ :

$$R_{cr} = (8 \div 12)w.$$

Чтобы поддерживать и усиливать детонацию, радиус облака должен быть достаточно большим. Импульс и длительность положительной фазы зависят от размера облака.

Скорость роста и форма облака являются наиболее существенными параметрами, ответственными за воспламенение за детонационной волной. Эти параметры, а также общая масса топлива определяют объемную плотность облака и концентрацию топлива в нем. Кроме того, однородность облака значительно влияет на эффективность детонации, а также на равномерность фронта взрывной волны. И наконец, интенсивность детонационной волны и направление ее распространения зависят от распределения частиц по размерам.

Градиент температуры внутри облака играет важную роль в установлении типа горения. Кроме того, момент воспламенения и положение источника поджигания оказывают существенное влияние на точку поджига [23]. Во многих случаях смещение места воспламенения от одной точки к другой может изменить максимальное давление взрыва на порядок величины [21]. Момент поджигания и положение точки воспламенения влияют на выделение энергии при горении и в дальнейшем играют роль в определении типа взрывной волны.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Чтобы глубже проникнуть в физику процесса, мы сконцентрировали внимание на поле течения внутри облака. Мы проследили за изменениями вектора скорости, масштабов турбулентного течения, поля коэффициента избытка воздуха, распределений термодинамических параметров, а также за изменениями во времени объема и формы облака. Расчеты были проведены для керосина и бензина, причем масса топлива варьировалась в широких пределах. Однако в дальнейшем будут представлены и обсуждены результаты только расчетов при впрыске в облако 15 кг бензина. Высота цилиндрического диспергирующего устройства, показанного на рис. 1, *a*, составляет 0.48 м, и оно расположено на расстоянии  $Z_{inj} = 1$  м над твердой поверхностью. В дальнейшем на всех рисунках  $V_{inj}$  — скорость инъекции топлива,  $t$  — время, отсчитываемое от момента инъекции. В расчетах учтено большинство важных физических явлений, присущих рассматриваемому процессу, а именно столкновение, коалесценция, разрушение и испарение капель.

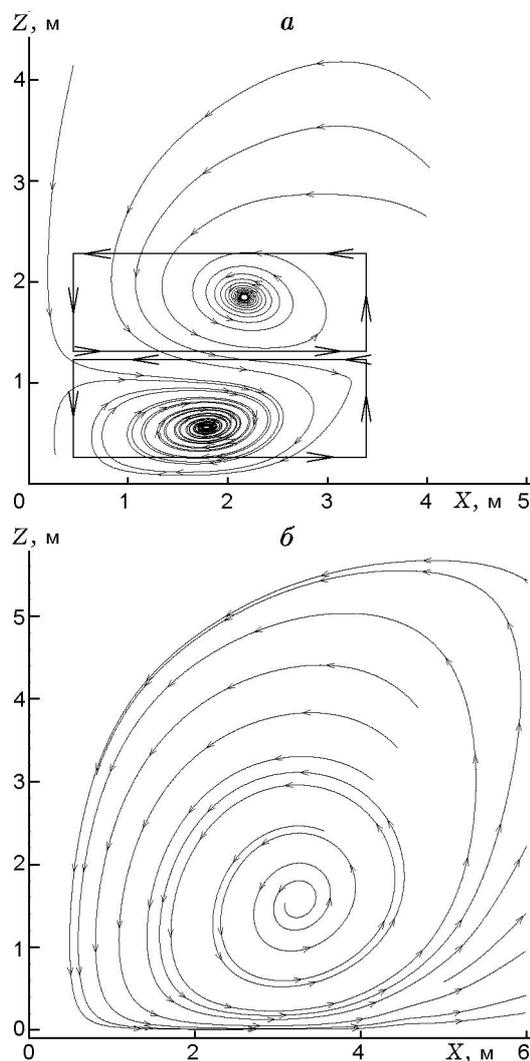


Рис. 2. Линии тока при  $V_{inj} = 300$  м/с,  $Z_{inj} = 1$  м и  $t = 20$  (*a*) и 200 мс (*b*):

прямоугольные контуры определяют путь при вычислении циркуляции скорости

### Линии тока

Поле вектора скорости и форма линий тока оказывают существенное влияние на момент и местоположение вторичного воспламенения, ведущего к детонации. После того как топливо распылено в атмосфере, в образовавшемся облаке пара формируются и развиваются два относительно сильных вихря. Нижний вихрь, как показано на рис. 2, *a*, вращается по часовой стрелке, верхний — в противоположном направлении. Эти вихри значительно влияют на распределение других параметров. Если топливо инжесктировано достаточно близко от земли, поле течения будет несимметричным вдоль оси

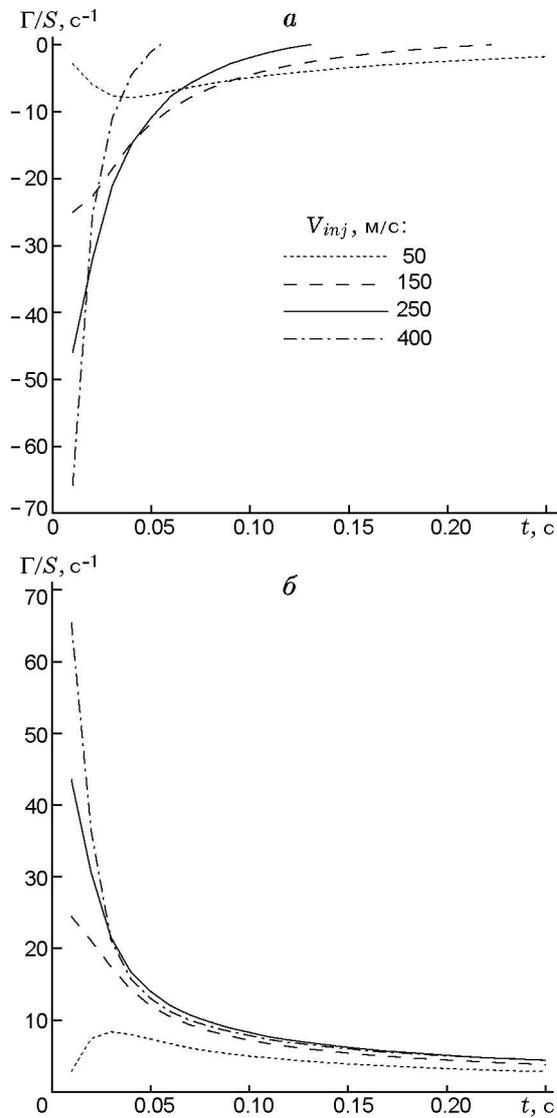


Рис. 3. Циркуляция скорости на единицу площади для нижнего (а) и верхнего (б) вихрей

$Z$  и интенсивность этих вихрей будет различной. Нижний вихрь затухает быстрее, и поле течения формируется в основном верхним вихрем (рис. 2, б).

Чтобы определить влияние скорости инъекции на интенсивность вихрей и предсказать время затухания нижнего вихря, мы рассмотрели циркуляцию вектора скорости, представляющую собой линейный интеграл от скорости вдоль замкнутой кривой  $c$  в потоке:

$$\Gamma = \oint_c v ds.$$

Здесь  $v$  — вектор скорости, вектор  $ds$  совпадает с касательной к линии в рассматриваемых точках. Когда циркуляция скорости нижнего вихря становится близкой к нулю, последний исчезает. Это определяет время затухания нижнего вихря. На рис. 3 показано изменение циркуляции скорости со временем вокруг вихрей при различных скоростях инъекции. Циркуляция скорости, как показано на рис. 2, а, вычислялась по прямоугольному контуру. Чтобы показать время затухания, за нулевую точку отсчета мы приняли предельное значение на вертикальной оси рис. 3, а. Положительные значения линейного интеграла соответствуют направлению против часовой стрелки, и, так как нижний вихрь вращается по часовой стрелке, циркуляция скорости отрицательна. Из рис. 3, а следует, что с увеличением скорости инъекции время жизни нижнего вихря уменьшается. Кроме того, на ранних стадиях при больших значениях скорости инъекции абсолютная величина интенсивности вихря больше. На рис. 3, б показано изменение со временем циркуляции скорости вокруг верхнего вихря при различных значениях  $V_{inj}$ . С увеличением скорости инъекции интенсивность верхнего вихря возрастает. Вычисляя циркуляцию скорости по пути, включающему оба вихря (на рисунке не показан), можно определить результирующую интенсивность. С увеличением скорости инъекции интенсивности нижнего и верхнего вихрей сравниваются, так что результирующая интенсивность вихрей стремится к нулю и, следовательно, облако становится более симметричным в направлении оси  $Z$ .

Важное значение в развитии процесса имеет положение точки воспламенения относительно центров вихрей. Если воспламенение происходит вблизи центра одного из вихрей, турбулентному пламени предшествует ламинарное. Но если зажигание возникает на периферии одного из вихрей, ламинарному распространению пламени предшествует турбулентное [24]. В последнем случае скорость горения увеличивается и ожидается возникновение более сильной детонационной волны. С точки зрения развития турбулентности положение источника воспламенения в области между вихрями вызывает инициирование более мощной детонационной волны. Представляется, что инициирование неограниченной детонации тесно связано с высокой скоростью выделения энергии при горении внутри упомянутых вы-

ше вихрей. Из-за разности давлений горячие продукты горения засасываются в центр вихря, быстро перемешиваются с невоспламенившейся смесью, в результате чего реализуется интенсивное горение. При этом скорость выделения энергии и скорость пламени существенно зависят от подобного взаимодействия [7]. Результаты численного анализа показывают также сильное влияние увеличения скорости реакций на формирование горячих точек и переход к детонации [8]. Отношение времени проникновения продуктов горения в вихрь к времени химических реакций служит критерием возможности перехода к неограниченной детонации [7].

Рассмотрим далее безразмерное время  $\tau = \tau_v/\tau_d$ , где  $\tau_v$  — характерное время проникновения продуктов горения в центр вихря,  $\tau_d$  — характерное время химических реакций. При этом  $\tau_d = w/u_{CJ}$ , где  $w$  — размер детонационной ячейки,  $u_{CJ}$  — скорость детонации Чепмена — Жуге, а  $\tau_v = L_v/V_{inj}$ , где  $L_v$  — масштаб длины вихря, пропорциональный половине расстояния между центрами вихрей, когда нижний вихрь разрушается. Отметим, что турбулентная кинетическая энергия, которая влияет на скорость проникновения продуктов горения в вихрь, в свою очередь зависит от скорости инъекции. Таким образом,

$$\tau = \frac{L_v}{V_{inj}} \frac{u_{CJ}}{w}.$$

Большое значение величины  $\tau$ , являющейся видом числа Дамкеллера, означает, что время всасывания и смешения продуктов горения больше времени химической индукции. В этом случае скорость выделения энергии низка. В противоположность этому, когда величина  $\tau$  уменьшается, всасывание и смешение продуктов горения в вихре происходят за время, меньшее времени индукции, в результате чего реализуется взрывное горение. Имеющихся сейчас экспериментальных данных недостаточно, чтобы определить критическое значение  $\tau$  для неограниченных облаков. Однако представляется, что  $\tau$  является весьма подходящим параметром для определения условий возникновения детонации.

С увеличением турбулентной кинетической энергии значение  $\tau$  уменьшается [7]; это означает большую вероятность возникновения детонации. Результаты наших расчетов, не приведенные в настоящей работе, показывают,

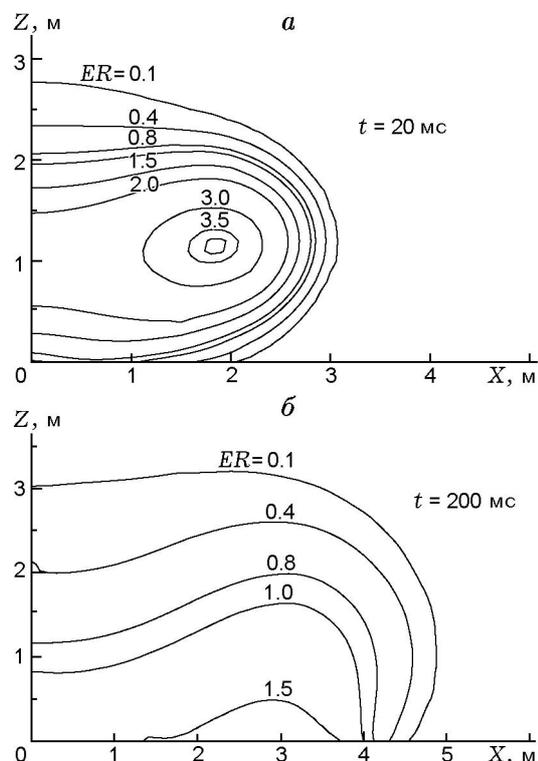


Рис. 4. Поля коэффициента избытка топлива в различные моменты времени ( $V_{inj} = 300$  м/с)

что с увеличением скорости инъекции средняя кинетическая энергия облака возрастает. Однако эта энергия постепенно (со временем) исчезает. Поэтому на начальных стадиях развития топливного облака имеется большой «турбулентный потенциал» для инициирования детонации.

#### Поле коэффициента избытка топлива

Распределение коэффициента избытка топлива является еще одним важным фактором, определяющим время и место вторичного воспламенения. На рис. 4 приведены поля коэффициента избытка топлива ( $ER$ ) при  $V_{inj} = 300$  м/с. Внешние контуры величины  $ER$  показывают форму облака. Сравнивая поля коэффициентов избытка топлива в различные моменты времени, можно определить скорость распространения облака. Относительно взрывных пределов топлив [6, 25, 26] поле параметра  $ER$  определяет подходящую область внутри облака для действия детонатора в определенное время. Важно подчеркнуть, что требуемая энергия воспламенения также зависит от  $ER$

[16]. Для многих топливовоздушных смесей зависимость критической энергии от состава имеет U-образную форму с минимумом вблизи стехиометрического соотношения [9]. Кроме того, максимум давления взрыва наблюдается для стехиометрических или слегка переобогащенных смесей [21]. Поэтому, анализируя поле  $ER$ , можно определить подходящие время и место воспламенения облака с использованием меньшей энергии инициирования, с одной стороны, и с достижением большего давления взрыва — с другой.

Данные рис. 4 показывают, что градиенты  $ER$  больше на начальных стадиях, а затем они убывают. Высокие значения градиента  $ER$  могут обусловить появление пульсирующей детонации. Режим пульсирующей детонации наблюдается также в случае, когда объем облака близок к критическому. Таким образом, более раннее воспламенение облака, когда значения градиентов  $ER$  велики, а объем облака мал, может вызвать пульсирующую детонацию. Такой режим наблюдался в работе [6] в экспериментах с бензиновыми облаками, когда высота облака была меньше 3 м.

Рассмотрим далее объем детонационно-способной части облака, называемый эффективным. Эффективный объем — результат действия двух конкурирующих факторов: он увеличивался благодаря испарению и уменьшался при расширении облака. Вообще, контур линии  $ER = \text{const}$  спустя некоторое время после инъекции может характеризовать тип изменения объема облака: возрастающий, возрастающе-сокращающийся или сокращающийся. Временной интервал для иницирования детонации топливного облака обычно очень мал. С другой стороны, любая система поджига характеризуется свойственным ей временем задержки воспламенения. Поэтому, если эффективный объем большой, временной и пространственный интервалы поджига расширяются. Это означает, что облако может воспламениться легче при использовании определенного количества энергии. Облако с большим эффективным объемом менее чувствительно к выбору момента зажигания. Изменение скорости инъекции влияет на временной интервал для проведения поджига.

На рис. 5 приведено изменение по времени доли эффективного объема в общем объеме облака ( $\delta$ ) при различных значениях  $V_{inj}$ . Данные рис. 5 показывают, что слишком большое

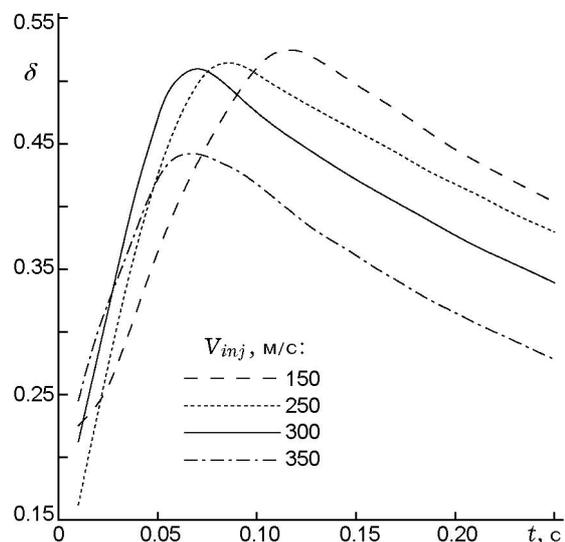
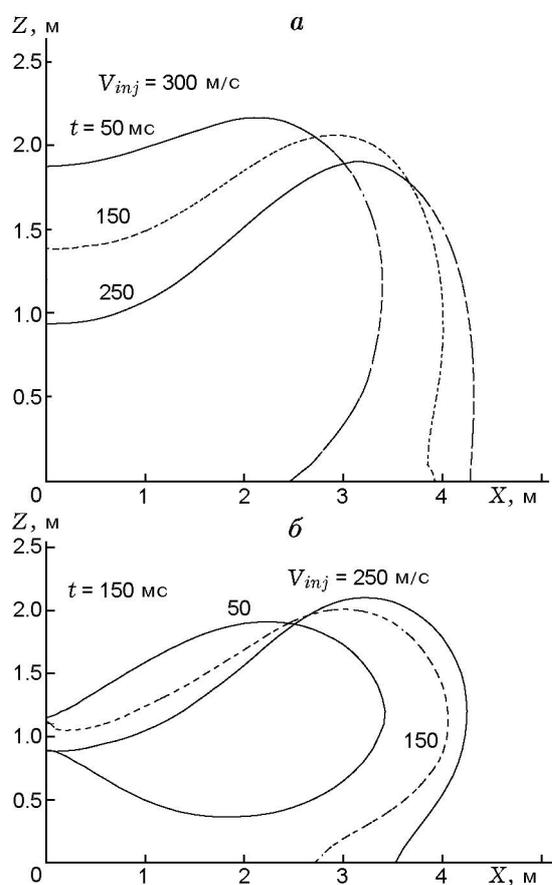


Рис. 5. Изменение во времени доли эффективного объема

увеличение скорости инъекции уменьшает оптимальное время поджига, при этом временной интервал для поджига сужается. Действительно, в этом случае уменьшаются пространственные и временные «окна» для вторичного воспламенения. Примем значение  $ER = 0.8$  в качестве нижнего предела взрыва для бензина [6, 26, 27]. Данные рис. 4 показывают, что контур линии  $ER > 0.8$  лежит внутри контура линии  $ER = 0.8$ . Поэтому контур этой линии может характеризовать изменение эффективного объема во времени. Результаты расчетов показывают (рис. 6, а), что эффективный объем смещается вправо и к основанию облака и, следовательно, спустя короткое время область вблизи зоны распыла топлива окажется вне детонационного диапазона. Это явление имеет место, когда нижний вихрь разрушается и поле течения формируется верхним вихрем, вращающимся против часовой стрелки (см. рис. 2, 3). С увеличением скорости инъекции это вращение начинается быстрее и происходит с большей скоростью (рис. 6, б), что необходимо учитывать при выборе места и времени вторичного воспламенения.

### Время индукции

«Запускающим» механизмом детонации является формирование и взрыв изначально неоднородных областей смеси, в которой создан пространственный градиент времени ин-

Рис. 6. Контуры изолинии  $ER = 0.8$ 

дукции [10]. В рассматриваемой нами задаче турбулентность, генерируемая при взаимодействии инжектируемого топлива (предпочтительнее — с большой скоростью) с окружающим воздухом, создает области неоднородности, в которых может существовать детонация [11]. В случае прямого инициирования детонации предусматривается использование внешнего высокоэнергетического источника, например, заряда взрывчатого вещества или мощного электрического разряда. Подобные воздействия создают сильные ударные волны, которые инициируют самоподдерживающуюся детонацию. В процессе перехода к детонации энергия, необходимая для инициирования взрыва, выделяется за счет горения. Такое самоиницирование требует быстрого выделения энергии горения, чтобы создать ударные волны, интенсивность которых была бы достаточна для возникновения детонации [9]. Для создания таких ударных волн необходима заданная временная и пространственная «связан-

ность» процесса выделения энергии. Подобная «связанность» может быть достигнута за счет предварительной подготовки взрывной смеси таким путем, что время индукции увеличивается с удалением от начальной точки воспламенения, с тем чтобы «создать» источник энергии, распространяющийся со скоростью  $u_{sp} = (\partial\tau_i/dX)^{-1}$ , где  $u_{sp}$  — мгновенная скорость распространения пламени,  $\tau_i$  — время индукции,  $X$  — геометрическая переменная. Следовательно, область, в которой время индукции минимально, может рассматриваться как наиболее подходящая для воспламенения облака. Спонтанная мода распространения пламени — следствие спонтанности выделения химической энергии, что не связано с влиянием газодинамических процессов [12]. Действительно, переход от одного типа горения к другому определяется соотношением между газодинамическими и химическими процессами в волне горения. Мгновенная скорость определяет химическую часть процесса, в то время как ударные волны ответственны за газодинамическую часть. Мода горения, распространяющегося по смеси, зависит от отношения мгновенной скорости к известным скоростям горения. Когда мгновенная скорость близка к скорости детонации Чепмена — Жуге, реализуется условие для наибольшего усиления упомянутых выше ударных волн, в результате чего может быть инициирована детонация.

Время индукции в общем случае зависит от состава смеси и термодинамических свойств. В работе [13] введено следующее уравнение для времени индукции:

$$\tau_i(X, Y, Z) = \frac{1}{fQ\lambda(X, Y, Z)E} \times \\ \times \left[ c_v R(T(X, Y, Z))^2 \exp \frac{E}{RT(X, Y, Z)} \right] \times \\ \times \left[ 1 + \frac{2RT(X, Y, Z)}{E} \right],$$

где  $c_v$ ,  $E$  и  $f$  — соответственно удельная теплоемкость при постоянном давлении, энергия активации и частотный фактор в законе Аррениуса,  $Q$  — теплота реакции,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $T$  — температура,  $\lambda$  — теплопроводность. Мы использовали это уравнение для вычисления распределения времени индукции внутри облака. Это уравнение показывает, что для определенного топлива градиент температуры и концентрация топлива

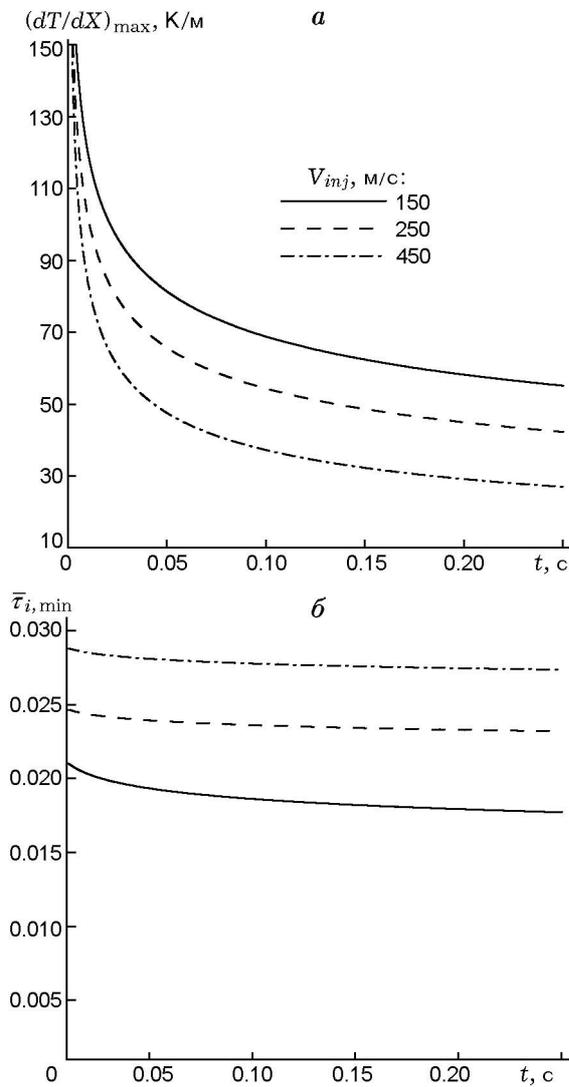


Рис. 7. Изменение во времени максимума градиента температуры в направлении оси  $X$  (а) и безразмерного времени индукции (б)

определяют градиент времени индукции и, следовательно, мгновенную скорость  $u_{sp}$ . Детонация внутри облака может возникнуть в определенном диапазоне градиентов температуры. Вне этого диапазона по облаку будут распространяться другие волны горения [12].

На рис. 7,а показано изменение максимального значения градиента температуры в радиальном направлении. С увеличением скорости инъекции градиенты температуры уменьшаются, так что спонтанная волна может распространяться быстрее и, следовательно (с этой точки зрения), детонация становится более вероятной. Из анализа распределения градиента

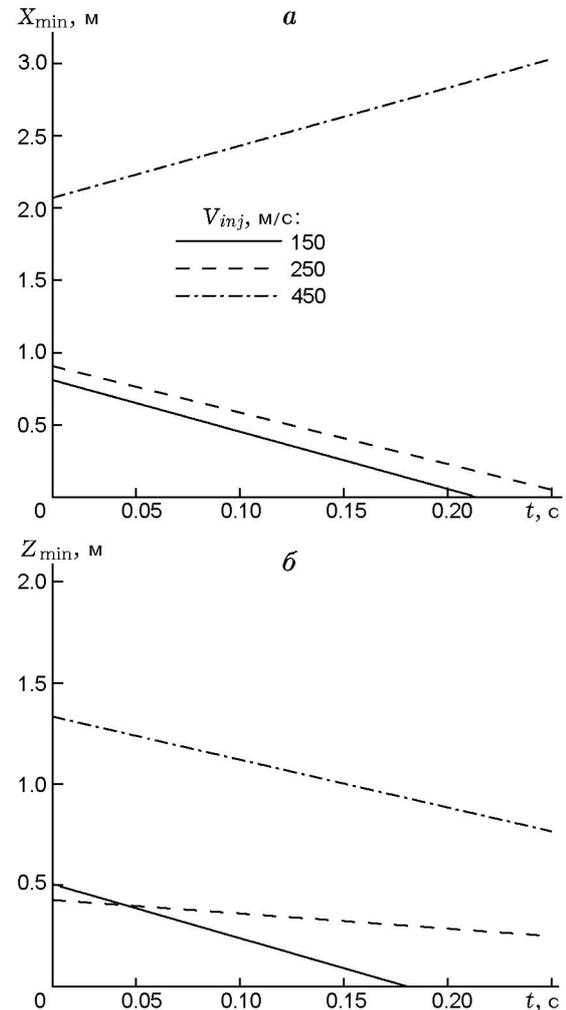


Рис. 8. Положение точки минимального времени индукции на осях  $X$  (а) и  $Z$  (б)

температуры можно установить, где все температурные градиенты внутри облака меньше определенного предела. В сочетании с подходящими экспериментальными данными эти результаты расчетов могут помочь определить диапазон градиентов температуры, в котором возможно распространение определенной моды горения.

На рис. 7,б показано изменение безразмерного времени индукции  $\bar{\tau}_{i, \min}$ . Для обезразмеривания вычисленное значение  $\tau_i$  в каждой ячейке было отнесено к его значению в стандартных условиях. Как видно из рисунка, с ростом скорости инъекции минимальное значение времени индукции увеличивается.

На рис. 8 показано положение точки, в

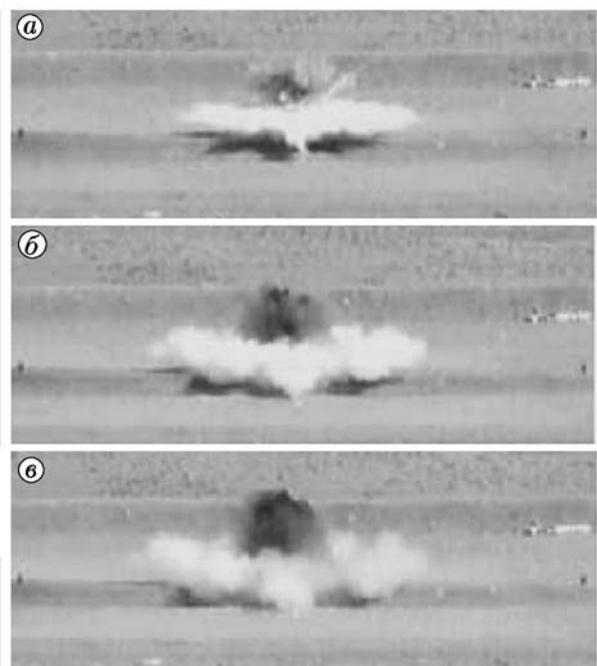


Рис. 9. Фотографии, иллюстрирующие распыл топлива и эволюцию облака:

$t = 40$  (а),  $80$  (б) и  $120$  (в) мс

которой время индукции минимально. С увеличением скорости инъекции положение этой точки смещается в сторону больших значений радиуса ( $X$ ) и высоты ( $Z$ ). Наклон линий на рис. 8 также растет со скоростью инъекции. Кроме того, с увеличением времени положение этой точки смещается в сторону меньших высот. Это может быть обусловлено подавлением нижнего вихря эффектом близости земли. В результате вблизи земли температура увеличивается, и поэтому время индукции уменьшается.

Что же касается эффективных параметров и общей массы расходуемого топлива, то представляется, что минимальное время для вторичного поджига лежит в диапазоне  $50 \div 150$  мс (после инъекции). При увеличении скорости инъекции при уменьшении общей массы топлива процесс воспламенения будет развиваться.

#### СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для частичного подтверждения справедливости модели и некоторых результатов расчетов было проведено сопоставление с экспе-

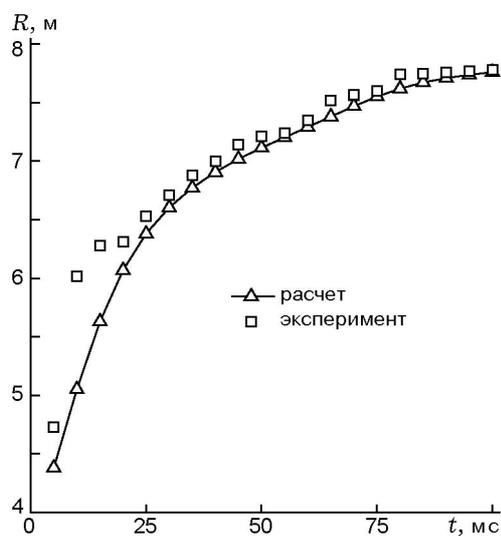


Рис. 10. Сопоставление результатов расчетов с экспериментом

риментальными данными. Схема эксперимента показана на рис. 1, а. В качестве основного топлива использовался бензин, в качестве распыливающего заряда — топливо С4. Запись процесса велась высокоскоростной камерой со скоростью съемки 2 000 кадр/с и видеокamerой. На рис. 9 приведено несколько кадров процесса распыла. В этом эксперименте использовалось 120 кг бензина. Высота цилиндрического облака составила 0.9 м, отношение высоты к радиусу равнялось 1.8. Основание цилиндрического облака было приподнято над землей на 0.85 м.

На рис. 10 показана зависимость радиуса облака от времени. Видно, что результаты численного расчета хорошо согласуются с экспериментом. Соответствие наклонов экспериментальной и расчетной кривых также очень хорошее. Следовательно, с помощью численных расчетов можно точно определить скорость роста топливного облака. Чтобы установить значение скорости инъекции, которая является исходным параметром для численных расчетов, считалось, что 70 % энергии распыливающего заряда конвертировалось в кинетическую энергию топлива. С учетом этого получено соотношение

$$V_{inj} = 0.1183(H_{exp}m_{rp})^{0.5},$$

где  $H_{exp}$  — удельная энтальпия распыливающего заряда,  $m_{rp} = (m_{bc}/m_f) \cdot 100$ ,  $m_{bc}$  и  $m_f$  — массы распыливающего заряда и топлива соответственно. Рис. 10 показывает, что численная

и физическая модели [3, 20] применимы для исследования поля течения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно исследованы динамические параметры типичного топливовоздушного облака. Установлено, что основными параметрами, определяющими тип распространяющейся по облаку волны горения, являются положение линий тока, коэффициент избытка топлива, скорость роста и однородность облака, а также интенсивность турбулентности, градиенты температуры и время индукции. Эти факторы определяют местоположение и момент вторичного воспламенения, ведущего к возникновению детонации. С увеличением скорости инъекции топлива возрастает интенсивность вихрей внутри облака, что обуславливает интенсивное перемешивание топлива с воздухом. Однако нижний вихрь разрушается быстрее, и вращение детонационноспособного объема облака начинается раньше и происходит быстрее. При этом уменьшается временной диапазон для инициирования детонации. Из-за теплового эффекта постепенно ослабляющегося нижнего вихря точка минимума времени индукции обычно находится в области вблизи земли, которая является наиболее подходящей для инициирования детонации, поскольку в этом случае детонационная волна потребляет больше топлива.

Таким образом, результаты проведенного численного моделирования позволяют провести согласование времени и места поджига смеси и изучить влияние различных факторов на эти параметры.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Glass M. W.** Far-field dispersal modeling for fuel-air explosive devices // Sandia National Laboratories Report. SAND90-0528. May 1990.
2. **Gardner D. R.** Near-field dispersal modeling for liquid fuel-air explosives // Sandia National Laboratories Report. SAND90-0686. July 1990.
3. **Amsden A. A., O'Rourke P. J., Butler T. D.**, KIVA-II: a computer program for chemically reactive flows with sprays // Los Alamos National Laboratory Report. LA-11560-MS. May 1989.
4. **Makhviladze G. M., Roberts J. P., Yakush S. E.** Combustion of two-phase hydrocarbon fuel clouds released into the atmosphere // *Combust. Flame*. 1999. V. 118. P. 583–605.
5. **Sirignano W. A.** Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays. Cambridge Univ. Press, UK, 1999.
6. **Alekseev V. I., Dorofeev S. B., Sidorov V. P., Chaivanov B. B.** Experimental study of large scale unconfined fuel spray detonations // *Prog. Astronaut. Aeronaut.* 1993. V. 154. P. 95–104.
7. **Ungut A., Shuff P. J.** Deflagration to detonation transition from a venting pipe // *Combust. Sci. Technol.* 1989. V. 63. P. 75–87.
8. **Khokhlov A. M., Oran E. S., Thomas G. O.** Numerical simulation of deflagration to detonation transition: The role of shock-flame interactions in turbulent flames // *Combust. Flame*. 1999. V. 111. P. 323–339.
9. **Moen I. O.** Transition to detonation in fuel-air explosive clouds // *J. of Hazardous Mater.* 1993. V. 33. P. 159–192.
10. **Zeldovich Ya. B., Librovich V. B., Makhviladze G. M., Sivashinsky G. I.** On the development of detonation in a non-uniformly preheated gas // *Astronaut. Acta*. 1970. V. 15, N 5/6. P. 313–321.
11. **Khokhlov A. M., Oran E. S., Wheeler J. C.** A theory of deflagration to detonation transition in unconfined flames // *Combust. Flame*. 1999. V. 111. P. 323–339.
12. **Bartenev A. M., Gelfand B. E.** Spontaneous initiation of detonations // *Progress in Energy and Combust. Sci.* 2000. V. 26. P. 29–55.
13. **Makhviladze G. M., Rogatykh D. I.** Non-uniformities in initial temperature and concentration as a cause of explosive chemical reactions in combustible gases // *Combust. Flame*. 1991. V. 87. P. 347–356.
14. **Benedick W. B., Knystautas R., Lee J. H. S., Tieszen S. R.** Detonation of unconfined large scale fuel spray-air clouds // *Prog. Astronaut. Aeronaut.* 1991. V. 133. P. 297–310.
15. **Thomas G. O., Jones A.** Some observations of the jet initiation of detonation // *Combust. Flame*. 2000. V. 120. P. 392–398.
16. **Lizhong Y., Weicheng F., Xiaodong Z., Qing'an W.** Analysis of fire and explosion hazards of some hydrocarbon-air mixtures // *J. of Hazardous Mater.* 2001. V. A84. P. 123–131.
17. **Doustdar M. M., Hosseinalipour M., Mazaheri K.** Numerical study of a two-phase unconfined fuel-air cloud characteristics to consider its detonability // *Proc. of the Tenth Annual Conf. of the CFD Society of Canada*. 2002. P. 204–210.
18. **Doustdar M. M., Mazaheri K., Hosseinalipour M.** Numerical study of ground effect on the detonability characteristics of unconfined two-phase clouds // *Proc. of 11th Annual Conf. of the CFD Society of Canada*. 2003. P. 399–406.

19. **Liu J. C., Xue S. S., Zhu G. S., et al.** Experimental and numerical study of explosive dispersal and fuel-air cloud // Proc. of the Colloquium on Gas, Vapor, Hybrid and Fuel-Air Explosions, Schaumburg, Illinois. 1998. P. 341–354.
20. **Amsden A. A.** KIVA-3: a KIVA Program with block-structured mesh for complex geometries // Los Alamos National Laboratory Report. LA-12503-MS. March 1993.
21. **Bjerketvedt D., Bakke J. R., Wingerden K. V.** Gas Explosion Handbook // J. of Hazardous Materials. 1997. V. 52. P. 1–150.
22. **Cote A. E.** Fire Protection Handbook. 18th edn. R. R. Donnelly & Sons, USA . 2000. P. 4.59–4.69.
23. **Кореньков В. В., Обухов А. С.** Влияние местонахождения точки инициирования детонации и положения облака топливовоздушной смеси на параметры поля взрыва // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 6. С. 82–93.
24. **Ferguson C. R., Kirkpatrick A. T.** Internal Combustion Engines. 2nd edn. NY: John Wiley & Sons, Inc., 1999. P. 256–259.
25. **Yaws C. L.** Chemical Properties Handbook. NY: McGraw-Hill Companies, Inc., 1999. P. 557–581.
26. **Davletshina T. A., Cheremisinoff N. P.** Fire and Explosion Hazards Handbook of Industrial Chemicals. Noyes Publications, USA, 1998. P. 180–183.
27. **SAE Handbook.** Society of Automotive Engineers, Inc., USA, 1992. V. 3. P. 23.54–23.64.

*Поступила в редакцию 4/II 2004 г.,  
в окончательном варианте — 18/X 2004 г.*

---