

воспламеняется система (без добавки), тем выше относительный эффект от введения добавки в ее состав. Столь заметное снижение влияния собственных свойств системы на воспламеняемость смесей, содержащих добавку алюминия, по-видимому, связано с чрезвычайно высокой эффективностью газодинамического и химического взаимодействия газофазного алюминия с активной средой, механизм которого сложен и его раскрытие требует дальнейших исследований.

*Поступила в редакцию 2/IV 1984,
после доработки — 18/VII 1984*

ЛИТЕРАТУРА

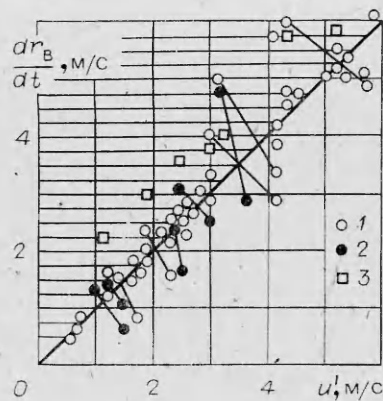
1. Е. И. Александров, В. П. Ципилев. ФГВ, 1982, 18, 6, 60.
2. Е. И. Александров, А. Г. Вознюк. ФГВ, 1978, 14, 4, 86.
3. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966.
4. Ф. Боуден, А. Иоффе. Быстрые реакции в твердых веществах. М.: ИЛ, 1962.
5. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968.
6. А. Ф. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
7. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых ВВ ударом. М.: Наука, 1968.
8. В. Е. Александров, А. В. Долголаптев, В. Б. Иоффе и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 7.
9. L. C. Jang, V. J. Menichelli. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. V. 2. California, 1976.
10. L. C. Jang, V. J. Menichelli. Appl. Phys. Let., 1971, 19, 11, 473.
11. Y. Mizushima, J. Nishiyama. J. Ind. Explos. Soc., 1974, 35, 4, 169.

О ПРЕДЕЛЕ ИСКРОВОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ТУРБУЛИЗОВАННЫХ ГОРЮЧИХ СМЕСЕЙ

*Е. С. Северин
(Москва)*

Искровое воспламенение турбулизованных горючих смесей — актуальная задача как для развития теории, так и для технических приложений, в частности для взрывобезопасности. С теоретической точки зрения задача представляется очень трудной, что связано со сложностью теоретического описания турбулентности. Поэтому широкое распространение получили работы по экспериментальному изучению пределов искрового зажигания турбулизованных смесей [1—3]. В данной работе собраны экспериментальные данные по пределам искрового воспламенения однородных горючих турбулизованных смесей, полученные в сферической камере сгорания с турбулизаторами [4—6]. Цель данной работы — выяснение эмпирической зависимости между свойствами горючих смесей и параметрами турбулентности на пределе искрового воспламенения. Под пределом искрового воспламенения турбулизованной горючей смеси понимается такое минимальное значение пульсационной скорости, когда после искрового зажигания в замкнутой камере сгорания давление не повышается, а образующийся после искры очаг пламени размывается турбулентными пульсациями по объему камеры и затухает без заметного выгорания горючей смеси [4].

В [4] дано описание метода измерения турбулентной скорости выгорания с помощью камеры сгорания с турбулизаторами. Метод основан на предположении о том, что каждому мгновенному значению давления в камере соответствует определенный объем продуктов, которые собраны в центре и отделены сферической поверхностью (сферой выгорания) от несгоревшей смеси. За скорость выгорания W принималась скорость роста радиуса сферы выгорания $\frac{dr_B}{dt}$, деленная на адиабатическую сте-



комнатной температуре [6]. Точки 2 — данные для околопредельных смесей водорода, полученные с помощью конденсаторного разряда, энергия которого в 140 раз превышает энергию разряда автомобильной катушки [5]. Точки 3 — результаты опытов с пропановоздушными смесями при давлениях ниже атмосферного.

Из рисунка видно, что экспериментальные точки располагаются вблизи прямой $\frac{dr_B}{dt} = u'$. При $\frac{dr_B}{dt} > u'$ горючая турбулизованная смесь сгорает от искрового зажигания, происходит повышение давления в камере [4]. Ниже прямой на рисунке турбулизованная горючая смесь не сгорает после многократного искрового зажигания. На пределе искрового зажигания турбулентное пламя распространяется пульсациями [1], часто регистрируется «ступенчатая» кривая роста давления в камере сгорания [4]. «Всплески» давления дают локальную величину $\frac{dr_B}{dt} \approx u'$. Средняя за время регистрации скорость роста радиуса близка к нулю.

Повторное зажигание приводит снова к регистрации «ступенчатого» роста давления. Это говорит о том, что после первого зажигания основная масса смеси не выгорела. Для увеличенной энергии искры наряду с предельными точками на рисунке представлены отрезки экспериментальных кривых зависимостей $\frac{dr_B}{dt}$ от u' . Видно, что рост энергии искры увеличивает, предельную пульсационную скорость в пределах ошибок эксперимента. Кривые резко пересекают линию $\frac{dr_B}{dt} = u'$ и быстро стремятся к нулю, поскольку в работах [4—6] при следующем шаге, увеличивающем u' , показано, что турбулизованная смесь не зажигается. При $\frac{dr_B}{dt} < u'$ в турбулизованной горючей смеси от искрового зажигания появляется очаг горения, который размывается турбулентными пульсациями. Размер очага приблизительно соответствует масштабу турбулентности, равному 1 см. Радиус камеры сгорания составляет 8,5 см. Объем камеры сгорания в 600 раз больше объема очага пламени, и повышения давления в камере сгорания от такого очага практически не происходит.

На рисунке собраны результаты, полученные для большого количества горючих смесей с разными молекулярными свойствами, для разных энергий зажигания и давлений. Видно, что экспериментально найдено количественное условие предела искрового воспламенения турбулизованных горючих газовых смесей.

пень расширения продуктов горения ϵ .

По данным [4—6] находим $\frac{dr_B}{dt} = W\epsilon$.

На рисунке представлена зависимость скорости роста радиуса сферы выгорания турбулентного пламени на пределе искрового воспламенения от пульсационной скорости смеси u' . Точками 1 нанесены результаты, полученные при использовании автомобильной катушки зажигания Б-115-э-12в для воздушных смесей метана, этана, пропана и водорода, водород + кислород + азот и смеси водород + кислород, разбавленной аргоном или гелием, при атмосферном давлении и

Поступила в редакцию 26/IV 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Карпов, А. С. Соколик. Докл. АН СССР, 1961, 141, 2, 393.
2. D. V. Ballal, A. H. Lefebvre. Comb. Flame, 1975, 24, 1, 99.
3. R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley, M. McMahon. 17-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1978.
4. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1978, 14, 2, 33.
5. В. П. Карпов, Е. С. Северин. Докл. АН СССР, 1978, 239, 1, 123.
6. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1980, 16, 1, 45.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПРОЦЕССА ТРЕЩИНООБРАЗОВАНИЯ НА ЗАЖИГАНИЕ ВВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. И. Лисиченко, А. В. Чернай
(Днепропетровск)

Описание процесса иницирования ВВ лазерным излучением основывается на представлениях о разогреве поглощающих микро неоднородностей в поле световой волны и зажигании ВВ в процессе теплообмена. Такой подход позволяет объяснить основной экспериментальный факт — аномально низкие критические плотности энергии иницирования [1, 2]. Объяснение других экспериментальных данных требует привлечения дополнительных механизмов, в выборе которых нет единой точки зрения. Например, в работе [3] снижение критической плотности энергии иницирования азидов свинца при увеличении давления прессования объясняется уменьшением объема пор и, следовательно, снижением газодинамических потерь в процессе разгорания очага. Однако ряд других ВВ таких, как ТНРС, тетразен, гремучая ртуть, при сбросе внешнего давления, по данным [2], восстанавливает свою чувствительность. С другой стороны, в [2] роль внешнего давления сводится к влиянию его на скорость распространения горения за пределы очага, что противоречит результатам иницирования азидов свинца и серебра. Эти вещества обнаруживают гистерезис, заключающийся в том, что при сбросе внешнего давления иницирование происходит при плотности энергии, соответствующей максимальному давлению прижатия.

Обратим внимание на еще один экспериментальный факт, требующий объяснения. В работе [1] замечено снижение энергии иницирования азидов свинца миллисекундным лазерным импульсом при повышении начальной температуры до 150°C. Однако в режиме модуляции добротности резонатора, когда длительность лазерного импульса равнялась 30 нс, такая зависимость не обнаружена.

С целью объяснения указанных экспериментальных результатов в настоящей работе предлагается модель иницирования ВВ, учитывающая процесс трещинообразования. Подобный подход использовался в теории лазерного разрушения полимерных материалов [4, 5].

Рассматривается следующая модельная задача: в безграничном веществе, способном к экзотермическому превращению в конденсированной фазе, находится частица с характерным размером $2R_0$. Считается, что в начальном состоянии коэффициент поглощения частицы значительно превосходит коэффициент поглощения окружающего вещества. Ограничимся рассмотрением лазерных импульсов, длительность которых t_x меньше характерного времени распространения тепла $t_x = R_0^2/a$, где a — температуропроводность ВВ.

Нагрев микровключения приводит к возникновению во взрывчатом веществе растягивающих напряжений $\sigma_{\theta\theta}$. Элементарные вычисления показывают, что термонапряжения, возникающие вокруг сферического включения, в рамках теории упругости определяются формулой

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_0(T - T_n)(R_0/r)^3, \quad (1)$$