

рования горения диаметр канала должен быть меньше для увеличения турбулизации основной смеси. Однако при этом нельзя уходить за границы ее воспламенения, чтобы обеспечить одновременно с промотированием и стабилизацию горения основной смеси. Закономерности такого условия еще предстоит выяснить.

*Поступила в редакцию
3/IX 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. ЦНИИИформтяжмаш. Сборник № 13-73-3, 1973.
2. Н. Н. Семенов. Цепные реакции. Л.: Госхимтехиздат, 1934.
3. В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Кинетика и катализ, 1965, 6, 23.
4. Л. А. Гуссак, О. В. Рябиков и др. Докл. АН СССР, 1973, 208, 1126.
5. Л. А. Гуссак. Бюл. изобр., 1974, 38.
6. О. В. Рябиков и др. Докл. АН СССР, 1973, 208, 5, 1126; 1974, 215, 2, 370.
7. Н. Ф. Дубовкин. Справочник по углеводородным топливам и продуктам их сгорания. М.—Л., 1962.
8. Е. С. Шетинков. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ ИНИЦИИРУЕМОГО ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЗАЖИГАНИЯ УГОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

*В. М. Бойко, П. Воланьский, В. Ф. Климкин
(Новосибирск, Варшава)*

Существуют различные способы возбуждения химических реакций в твердых веществах (например, с помощью нагревания, удара, ионизирующего излучения, света [1]). Использование светового излучения для подвода тепла позволяет избежать искажений, вносимых самим источником инициирования, и практически безынерционно воздействовать на вещество. Появление лазерных источников света, обладающих высокой интенсивностью, монохроматичностью и параллельностью излучения, значительно расширило возможности для исследования закономерностей зажигания при высоких плотностях и больших скоростях подвода энергии. При этом источник излучения может быть удален на значительное расстояние от места зажигания, а величина и плотность выделяемой энергии могут варьироваться в широком диапазоне.

В одной из первых работ по лазерному зажиганию конденсированных веществ [2] сфокусированный пучок импульсного неодимового лазера, работающего в режиме свободной генерации, использовался для воспламенения капель циркония диаметром 300—600 мкм в кислороде и смеси кислорода с гелием и аргоном.

В последующих работах лазерная техника успешно применялась для зажигания частиц металлов (например, [3]), твердых ракетных топлив и различных их составляющих (например, [4]), а также частиц дымного пороха [5]. Ряд динамических эффектов при зажигании двухосновных твердых ракетных топлив лазерным излучением наблюдался в работе [6]. Тщательный анализ экспериментальных работ показывает, что лазерная техника успешно применялась при исследовании закономерностей зажигания конденсированных систем в условиях высоких тепловых нагрузок, что позволило получить ряд новых результатов, касающихся механизма развития процесса и перехода к режиму стационарного горения.

Данная работа посвящена дальнейшему развитию нового экспериментального подхода к исследованию процессов горения твердых энер-

гетических топлив [7]. С помощью методов быстрой оптической регистрации исследуются особенности зажигания, начальной стадии развития и перехода к режиму стационарного горения угольных частиц при импульсном воздействии мощного лазерного излучения. Особенности процессов зажигания и горения энергетических топлив представляют значительный интерес в связи с широким применением их в энергетике, а также разработкой новых методов управления системами, связанными с использованием процессов горения.

Схема установки и методы измерений

Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В работе использовался импульсный неодимовый лазер, работающий в «пиковом» режиме (режим свободной генерации) с длительностью генерации $\approx 10^{-3}$ с. Длина волны генерации 1,06 мкм. Максимальная энергия импульса лазера составляла около 5 Дж. Излучение лазера проходило систему поворотных зеркал и фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 21 см. Одиночные угольные частицы (из каменного или активированного угля) приблизительно квадратного сечения 2×2 мм и толщиной около 2 мм закреплялись на конце стальной иглы жидким стеклом и размещались на пути слегка расходящегося лазерного пучка в нескольких сантиметрах позади точки фокусировки, поглощая излучение лазера. Диаметр лазерного пучка в плоскости расположения образца был больше характерного размера последнего и составлял 3—4 мм. Плотность энергии (при заданной длительности лазерного импульса) оценивалась по диаметру отверстия, прожигаемого в листе-мишени плотной черной бумаги, энергии излучения в месте нахождения образца и составляла ~ 20 — 100 Дж/см². Опыты проводились при обдувании частиц слабым потоком кислорода. Форма импульсов и энергия излучения неодимового лазера контролировались коаксиальным фотоэлементом ФЭК-15, запоминающим осциллографом С8-2 и калориметром ИКТ-1М. Часть излучения гелий-неонового лазера, прошедшая через второе выходное зеркало, использовалась для настройки неодимового лазера и точной установки образца по отношению к лучу импульсного лазера.

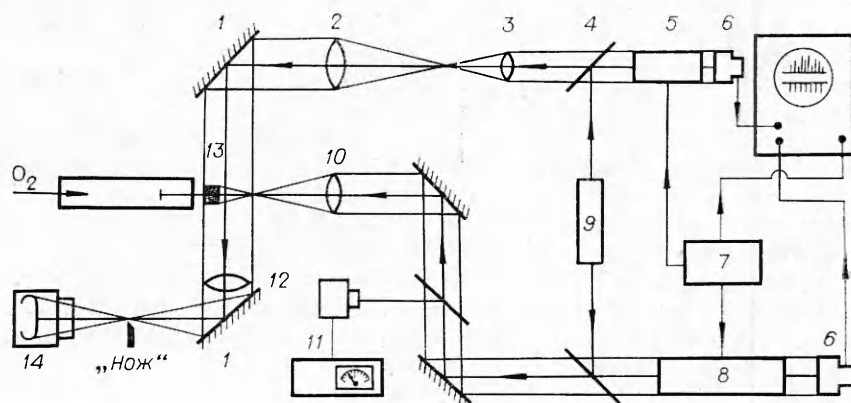


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования лазерного зажигания твердых топлив с помощью шпиреп-метода Темплера.

1 — поворотные зеркала; 2, 3 — телескопическая система; 4 — стеклянные пластины; 5 — рубиновый лазер; 6 — фотоэлемент коаксиальный; 7 — блок синхронизации; 8 — неодимовый лазер; 9 — гелий-неоновый лазер — ЛГ-56; 10 — объектив с фокусным расстоянием 21 см; 11 — калориметр ИКТ-1М; 12 — шпиреп-объектив с фокусным расстоянием 25 см; 13 — мишень; 14 — сверхскоростной фоторегистратор СФР.

Для исследования начальной стадии процесса (испарения материала с поверхности мишени, формирования и расширения плазменного факела, его структуры) использовались теплеровская установка (шлирен-объектив и «нож») и высокоскоростная камера с вращающимся зеркалом СФР. В многокадровом режиме регистрации в качестве стробоскопического источника света применялся рубиновый лазер с периодической модуляцией добротности четвертьволновым электрооптическим затвором Керра [8]. В результате формировалась серия импульсов генерации длительностью $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ с с произвольно изменяемыми интервалами между ними в пределах $(1 \div 10) \cdot 10^{-5}$ с. СФР использовался в этом случае только для пространственного разделения кадров.

Благодаря высокому временному разрешению ($\sim 3 \cdot 10^{-8}$ с) пространственное разрешение системы регистрации (≤ 40 мкм) при скорости развития процесса $\leq 10^5$ см/с определяется дифракционными явлениями (в том числе на кромке «ножа») и aberrациями оптических элементов.

Регистрация собственного свечения лазерного факела, поверхности образца и формирующегося пламени осуществлялась высокоскоростной камерой СФР в режиме развертки с временным разрешением $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ с, а также кинокамерой «Пентацет-16» в кадровом режиме с частотой съемки $(3 \div 30) \cdot 10^2$ кадр/с.

Достигнутое в данной работе временное разрешение $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ с значительно выше временного разрешения регистрирующей аппаратуры, обычно применяемой в экспериментах подобного типа (например, [31]), что позволило исследовать сложную структуру плазменного факела на стадии интенсивного поглощения мишенью мощного лазерного излучения.

Результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены кадровые фотографии собственного свечения, полученные с помощью кинокамеры «Пентацет-16» и показывающие картину развития процесса лазерного зажигания и последующего сгорания частицы активированного угля. Первый кадр соответствует взаимодействию лазерного излучения с мишенью. Низкое временное разрешение регистрирующей аппаратуры (частота съемки 300 кадр/с) не позволяет выявить сложную структуру лазерного факела на этой стадии. На втором кадре видна область локального свечения (светлая яркая точка) с размером ~ 400 мкм. Видны также треки разлетающихся микрочастиц, выброшенных с поверхности мишени при ее импульсном нагреве. На последующих кадрах локальное свечение исчезает. Через некоторое время



Рис. 2. Кадровые фотографии собственного свечения при лазерном зажигании частицы активированного угля.

задержки, равное примерно 50 мс, вторично появившаяся область локального свечения имеет характерный размер ~ 200 мкм. Последующее развитие этой области сопровождается увеличением ее характерного размера и возрастанием яркости свечения (например, 62—70-е кадры). На 70—87-х кадрах размер светящейся области, имеющей сложную структуру, существенно не изменяется и составляет $\sim (0,8-1,2)$ мм, что соответствует, по-видимому, установившемуся режиму горения. Видно, что процесс сгорания частицы носит сложный характер и сопровождается выбросом факела (например, 134—136-е кадры) и твердых частиц с поверхности мишени. Причем выброшенные частицы, как правило, окружены яркосветящейся зоной химической реакции.

Проведенные экспериментальные исследования обнаружили интервал критических плотностей энергии на поверхности мишени, необходимых для инициирования самоподдерживающегося режима горения. Сравнительно стабильное зажигание реализовывалось при плотностях энергии $\sim 30 \div 90$ Дж/см² (при заданной длительности и форме импульса генерации неодимового лазера). Несомненно, что характер режима горения в значительной степени определяется процессами, протекающими на начальной стадии взаимодействия мощного лазерного излучения с поверхностью частицы.

На рис. 3 представлены стробоскопические лазерные шпирен-фотографии, соответствующие начальной стадии развития процесса. Взаимодействие лазерного излучения с мишенью носит взрывной характер, обусловленный интенсивным поглощением энергии излучения. На рис. 3, 1 видна последовательность затухающих сферических ударных волн, отошедших от поверхности мишени. Следует отметить сложную структуру плазменного факела. Средняя скорость его расширения в направлении, нормальном поверхности мишени, в момент времени между вторым и третьим кадрами составляет $\sim 7 \cdot 10^3$ см/с. С течением времени эта скорость существенно не изменяется, что определяется «пиковым» режимом генерации неодимового лазера и, следовательно, дополнительным поглощением энергии лазерного излучения. Как видно из шпирен-фотографий, на этой стадии развития процесса происходит интенсивное испарение (1, 2) и выброс материала с поверхности мишени (3).

Более точно измерить скорость фронта испарения и получить дополнительную информацию можно с помощью фоторазверток собственного свечения. На рис. 4 приведена типичная развертка процесса, скорость развертки $\sim 3,8 \cdot 10^4$ см/с. В начальной стадии развития процесса видны вспышки свечения длительностью $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ с и временным интервалом

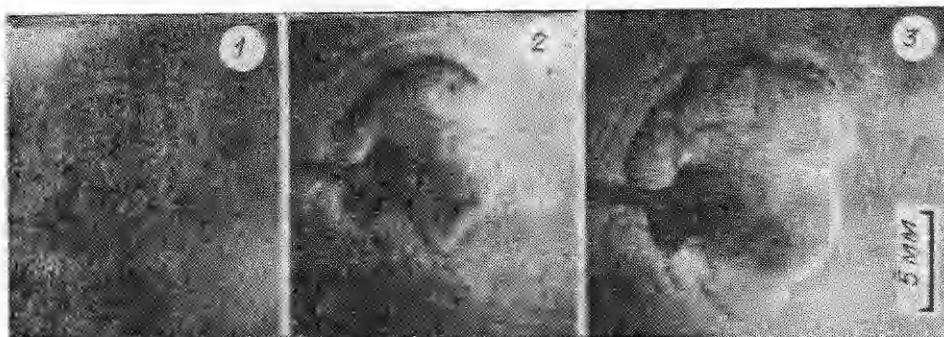


Рис. 3. Стробоскопические лазерные шпирен-фотографии взаимодействия лазерного излучения с поверхностью мишени. Длительность экспозиции кадра $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ с. Временной интервал между кадрами 40 мкс. Направление распространения излучения неодимового лазера справа налево.

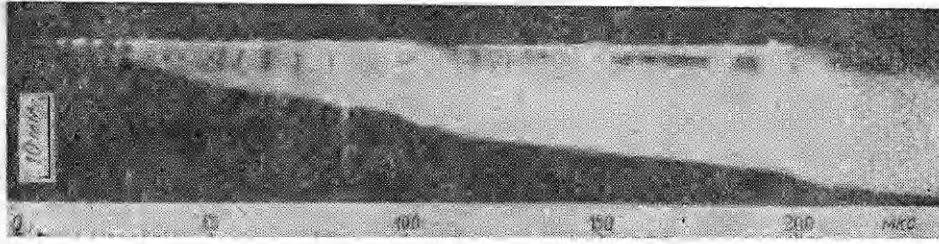


Рис. 4. Фоторазвертка собственного свечения испаряющегося облака при воздействии лазерного излучения на угольную мишень. Направление распространения излучения неодимового лазера снизу вверх.

между ними $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ с. Энергия пиков излучения лазера еще недостаточна для интенсивного испарения материала и тратится на разогрев поверхностного слоя мишени. Интенсивное испарение начинается через $\geq 3 \cdot 10^{-5}$ с, при этом скорость фронта испарения $\sim 1,2 \cdot 10^4$ см/с, в интервале $5 \cdot 10^{-5} \div 10^{-4}$ с она уменьшается до $\sim 8 \cdot 10^3$ см/с. Через $\geq 10^{-4}$ с яркость свечения возрастает и оно начинает отрываться от поверхности мишени. На этом промежутке времени можно также заметить отдельные выбросы испаренного материала с поверхности частицы, соответствующие мощным лазерным пикам, со скоростью $\sim 2,5 \cdot 10^5$ см/с. Вспышки свечения на поверхности мишени и интенсивное поступление светящихся паров практически прекращаются через $\geq 2 \cdot 10^{-4}$ с.

Таким образом, совокупность полученных экспериментальных результатов показывает, что развитие зажигания твердых топлив при импульсном воздействии лазерного излучения имеет три характерные стадии. Первая связана с газодинамическими процессами, возникающими при испарении, разлете и сгорании вещества под действием излучения лазера. Взаимодействие лазерного излучения с продуктами разрушения существенным образом влияет на протекание процессов на самой поверхности мишени. Завершается эта стадия возникновением локального высокотемпературного очага на поверхности мишени (см. рис. 2, 1), температура которого, по-видимому, значительно выше температуры самовоспламенения углерода ($\sim 970-1170$ К). На второй стадии через время индукции (время, необходимое для диффузии новой порции кислорода) начинается развитие экзотермической реакции разложения в этой области (62-й и последующие кадры на рис. 2 соответствуют различным моментам развития этой реакции) и превращение ее в очаг горения (70-й кадр на рис. 2). Третья стадия соответствует самоподдерживающемуся режиму горения.

Анализ экспериментальных результатов показывает, что существует возможность дать качественное объяснение ряда описанных выше явлений на основе тепловой теории инициирования реакции [1]. Однако для объяснения локального характера зажигания необходимо привлечение некоторых дополнительных факторов. Как уже отмечалось, в опытах обнаружены сферические ударные волны (см. рис. 3, 1), значительно затухающие уже на расстояниях ≤ 5 мм от поверхности мишени. На возможность образования ударных волн при воздействии лазерного излучения в режиме свободной генерации на твердые материалы (плотность потока излучения $\sim 5 \cdot 10^6$ Вт/см²) указывалось в работе [9]. При этом наличие ударных волн обусловлено расширением испаренного вещества в атмосферу остаточного газа.

Возможно, что в описываемых условиях, когда плотность потока излучения меньше более чем на порядок, образование сферических ударных волн связано с локальным поглощением энергии микронеоднородно-

стями на плоской поверхности образца. Тогда нагрев их до более высокой температуры приводит к возникновению локальных очагов химической реакции, что и определяет локальный характер процесса зажигания, хотя и не исключает влияния пространственной неоднородности структуры лазерного пучка. В связи с этим следует особо отметить, что количественные результаты, касающиеся определения средней критической энергии (плотности энергии) зажигания, в экспериментах подобного типа носят в значительной степени качественный характер из-за неопределенности локально поглощенной энергии лазерного излучения. В существующих тепловых моделях зажигания [10] рассматривается преимущественно одномерная картина процесса, поэтому для более тщательного анализа полученных экспериментальных результатов требуется рассмотрение неоднородной задачи, учитывающей особенности реального процесса (например, теплопроводность в радиальном к распространению лазерного излучения направлении).

Из анализа экспериментальных данных следует, что на стадии стационарного режима твердофазное горение на поверхности частицы происходит одновременно с газофазным, причем зона реакции может отрываться от твердой поверхности. Образование и выброс факела с поверхности частицы, а также существование зоны химической реакции вокруг отделившихся более мелких частиц могут быть связаны с газификацией различных летучих веществ в процессе их разогрева. Эти данные представляют самостоятельный интерес для развития гетерогенной теории горения.

На важность процессов, протекающих на начальной стадии взаимодействия лазерного излучения с веществом, указывает существование пределов зажигания. При малых плотностях энергии запасенного тепла, по-видимому, недостаточно для локального разогрева частицы до температуры, при которой поверхностная реакция может перейти в самоподдерживающееся горение. При высоких плотностях энергии происходит быстрый перегрев поверхности частицы, приводящий к интенсивному испарению материала мишени и разлету мелкодисперсной фракции. Экранирование поверхности продуктами разрушения может приводить к поглощению лазерного излучения и изменению процесса нагрева самой поверхности мишени, что делает невозможным зажигание в этих условиях.

Подведем итоги проведенной работы.

1. Создана экспериментальная установка для исследования лазерного зажигания твердых топлив при высоких скоростях нагрева $\geq 10^9$ К/с с временным $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ с и пространственным ≤ 40 мкм разрешением.

2. Установлено, что взаимодействие лазерного излучения с поверхностью материала есть сложный и важный элемент в физике лазерного зажигания. В частности, существование верхней границы зажигания может определяться экранированием поверхности материала продуктами разрушения и изменением процессов, протекающих на самой поверхности.

3. Зажигание угольных частиц осуществляется самопроизвольно через некоторое время задержки после окончания лазерного импульса в результате развития локальной поверхностной реакции в самоподдерживающееся горение.

4. В режиме стационарного горения твердофазное горение происходит одновременно с газофазным.

5. Разработка более строгой физической модели лазерного зажигания твердых топлив требует рассмотрения нестационарной и неоднородной задачи, учитывающей изменение плотности поглощенного потока за время импульса излучения и теплопроводность в поперечном направлении.

Авторы искренне признательны А. Н. Папырину и В. М. Фомину за помощь и поддержку при выполнении данной работы, а также Г. Е. Луцкаеву за участие в экспериментах.

Поступила в редакцию
15/VIII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Боуден, А. Иоффе. Быстрые реакции в твердых веществах. М.: ИЛ, 1962.
2. L. S. Nelson, N. L. Richardson, J. L. Prentice. Rev. Sci. Instr., 1968, 39, 5, 744.
3. R. P. Wilson, Jr., F. A. Williams. Thirteenth Symposium (International) on Combustion. Pittsburgh, 1971.
4. T. J. Ohlemiller, M. Summerfield. Thirteenth Symposium (International) on Combustion. Pittsburgh, 1971.
5. F. A. Williams. AIAA J., 1976, 14, 5, 637.
6. T. J. Ohlemiller, L. H. Caveny et al. Fourteenth Symposium (International) on Combustion. Pittsburgh, 1973.
7. V. M. Войко, V. F. Klimkin, P. Wolansky. Sixth International Symposium on Combustion Processes. Karpacz, 1979.
8. В. М. Бойко, В. Ф. Климкин. Матер. II Всес. конф. по методам аэрофизических исследований. Минск, 1979, с. 112.
9. Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов и др. ЖТФ, 1969, 39, 5, 894.
10. A. G. Merzhanov, A. E. Averson. Combustion and Flame, 1971, 16, 1, 89.

РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ИНИЦИИРОВАНИИ ПРЕССОВАННОГО АЗИДА СВИНЦА ЛАЗЕРНЫМ МОНОИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Е. И. Александров, В. П. Ципилев
(Томск)

Изучение и понимание специфических особенностей процесса силового взаимодействия лазерного излучения со средой требует четких представлений о возможных размерных эффектах и, в первую очередь, об их границах и влиянии на исследуемый процесс.

В данной работе исследована зависимость порога инициирования лазерным моноимпульсом прессованного азида свинца, представляющего собой с оптической точки зрения типичную диффузно рассеивающую среду с плотной упаковкой рассеивателей и коэффициентом диффузного отражения $\sim 90\%$ [1] от размера облучаемой зоны.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. В ней использован одномодовый одночастотный ОКГ. Это продиктовано тем, что применяющиеся обычно в экспериментах по инициированию ВВ лазерным излучением многомодовые генераторы из-за наличия сложной пространственной структуры светового пучка не позволяют решить поставленную задачу достаточно корректно. Неодимовый ОКГ состоял из задающего генератора, предусилителя и двух идентичных усилительных каскадов.

В задающем генераторе использовался неодимовый элемент типа ЭНЦБ ($d = 10$ мм, $l = 130$ мм) из стекла марки ГЛС-1, накаливаемый двумя лампами ИФП-2000, размещенными в диффузном отражателе на основе окиси магния. Резонатор плоскопараллельный, глухое зеркало — интерференционное, выходное — стопа из двух стеклянных пластин. Селекция поперечных мод осуществлялась круглой диэлектрической диафрагмой диаметром < 3 мм, селекция продольных мод — комбинацией