

07; 12

© 1990

СИЛЬНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ CO_2 ЛАЗЕРА НА ГОРЕНИЕ ПРОПАНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙГ.И. К о з л о в, В.А. К у з н е ц о в,
А.Д. С о к у р е н к о

Достижения в создании мощной лазерной техники позволяют ставить поисковые исследования по изучению влияния лазерного излучения на закономерности протекания процессов горения, детонации и взрыва.

Цель настоящей работы – исследование возможности ускорения процесса распространения фронта пламени в пропано-воздушных смесях в поле мощного излучения непрерывного CO_2 лазера. При этом первоначальная идея заключалась в следующем: пропан и продукты его сгорания (CO_2 , H_2O) хорошо поглощают лазерное излучение и, следовательно, в зоне, примыкающей к фронту пламени, будет действовать дополнительный источник энергии. Предполагалось, что это с большой вероятностью должно привести к значительному ускорению процесса распространения пламени, а возможно и к переходу в детонацию.

При естественной постановке этих экспериментов в трубках возникли трудности, связанные со взрывным характером протекания процесса. Поэтому эксперименты проводились на бунзеновской горелке диаметром 10 мм, где предварительно перемешанная пропано-воздушная смесь в ламинарном потоке сгорает во фронте пламени, которое в отсутствие лазерного луча имело характерную коническую форму (рис. 1, а). В этом случае, как известно, нормальная скорость распространения пламени u_n связана со среднемаховой скоростью набегающего потока – v простым соотношением:

$$u_n = v \cdot \sin \alpha,$$

где α – угол между вектором скорости потока и образующей фронта пламени. Представленная фотография пламени соответствует практически максимальной скорости потока газа $v = 78$ см/с. При еще больших значениях скорости потока механизм стабилизации пламени не срабатывает и происходит срыв пламени.

При помещении пламени, горящего над вертикально установленной горелкой, в область фокусировки горизонтального лазерного луча мощностью до 1 кВт не наблюдалось сколько-нибудь заметного влияния излучения на конфигурацию фронта пламени. Следует отметить, что область воздействия луча на пламя была значительной, так как лазерный луч имел расходимость $3 \cdot 10^{-3}$ рад и при фокусировке излучения линзой с фокусным расстоянием $F = 1.1$ м диаметр области фокусировки составил ~ 7 мм.

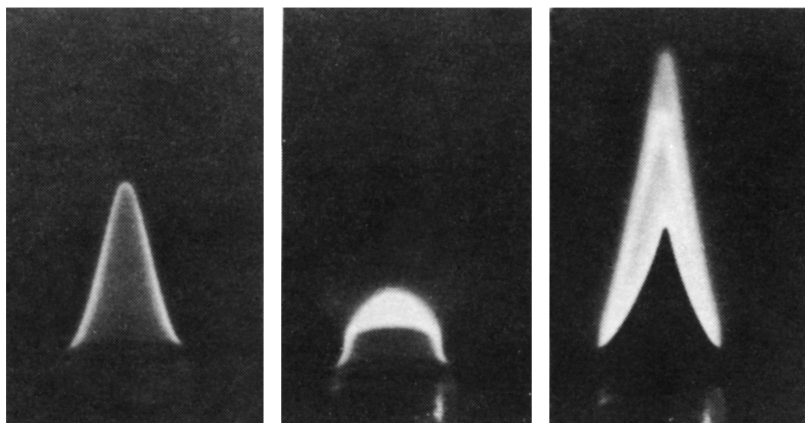
α δ β 

Рис. 1. Фотография пламени. а - в отсутствие луча, $U = 78$ см/с; б - при лазерном воздействии, $U = 78$ см/с; в - при лазерном воздействии, $U = 283$ см/с.

Однако при дальнейшем увеличении мощности лазерного излучения его воздействие на пламя сильно возрастало, хотя пламя оставалось почти прозрачным для излучения (поглощенная доля составила $\sim 1\%$). К примеру, на рис. 1, б приведена фотография пламени в поле лазерного излучения мощностью 10 кВт при той же скорости набегающего потока, что и на рис. 1, а. Видно, что лазерный луч фактически срезает конус пламени и фронт пламени локализуется по периферии луча со стороны набегающего потока, приобретая цилиндрическую форму, соответствующую геометрии лазерного луча. Практически это означает, что в лазерном луче фронт пламени из конического становится почти плоским, что свидетельствует о значительном увеличении нормальной скорости распространения пламени. И действительно, при увеличении скорости потока от предельного значения более чем в 3 раза срыва пламени в опытах с лазерным лучом не наблюдалось. Таким образом, лазерный луч выполняет важную, стабилизирующую горение функцию.

Возникает вопрос: в чем причина столь значительного эффекта? Выявление механизма воздействия лазерного излучения на пламя и оптимизация этого воздействия имеют важное значение. Прежде всего следует подчеркнуть, что протекание реакции в лазерном луче носит сложный характер и здесь можно выделить два фактора, которые условно назовем тепловым и кинетическим. Во-первых, в результате поглощения лазерного излучения может происходить разогрев реагирующей смеси, т.е. повышение ее температуры, и как следствие возможно увеличение скорости распространения пламени. Во-вторых, в поле лазерного излучения высокой интенсивности возможна фотодиссоциация многоатомных молекул с образованием

активных атомов и радикалов. В этом случае химический процесс, протекающий в пламени, носит как бы несамостоятельный характер.

Если бы действие лазерного излучения сводилось к тепловому эффекту, то это должно было бы проявиться в заметном увеличении яркости фронта пламени, чего в экспериментах не наблюдалось. Поэтому мы склонны считать, что происходит диссоциация молекул пропана и образование в реагирующей системе активных частиц, что значительно снижает эффективное значение энергии активации химического процесса, определяющего скорость распространения пламени.

Нормальная скорость распространения пламени (u_n) определяется системой уравнений газовой динамики, которая в известном приближении сводится к решению уравнения теплопроводности. Это уравнение в одномерном случае в системе координат, связанной с фронтом пламени, имеет следующий вид:

$$c_p \cdot \rho_0 \cdot u_n \cdot \frac{dT}{dx} = \frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + q \varphi(T) + (\alpha_1 + \alpha_2) S, \quad (1)$$

где c_p , ρ_0 , T , λ - соответственно теплоемкость, плотность, температура и коэффициент теплопроводности газа; $\varphi(T)$ - скорость реакции, протекающей во фронте пламени с тепловым эффектом q ; S - интенсивность лазерного излучения, которая для рассматриваемого нами случая „прозрачного“ пламени является постоянной величиной; α_1 и α_2 - соответственно коэффициенты поглощения лазерного излучения исходной горючей смесью и продуктами горения. Полагая для простоты, что

$$\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx \sigma N \approx \frac{\sigma \cdot p}{kT} \cdot \exp\left\{-\frac{h\nu}{kT}\right\} = \frac{\sigma p}{k} \cdot f(T), \quad (2)$$

здесь σ - усредненное по поглощающим частицам сечение поглощения; N - плотность поглощающих частиц; p - давление газа; k - постоянная Больцмана; $h\nu$ - энергия кванта. Теперь нетрудно по аналогии с работами [1, 2] получить следующее приближенное выражение для скорости распространения пламени в поле лазерного излучения:

$$u_n \approx \frac{1}{c_p \rho_0 (T_B - T_0)} \sqrt{2q \int_{T_B}^{T_G} \lambda \cdot \varphi(T) dT + \frac{4pS}{k} \int_{T_B}^{T_G} \lambda \sigma f(T) dT}, \quad (3)$$

где T_0 , T_B , T_G - соответственно температуры: начальная, воспламенения и горения. Из уравнения (3) видно, что при больших интенсивностях лазерного излучения $u_n \sim \sqrt{S}$. Таким образом, при увеличении интенсивности лазерного излучения на порядок величина u_n должна возрасти примерно втрое, что неплохо согласуется с экспериментальными результатами наших измерений u_n , представленными на рис. 2. Из рисунка следует, что в отсутствие лазерного луча u_n практически не зависит от скорости потока (кривая 1)

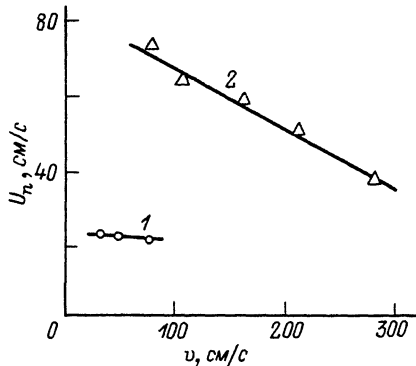


Рис. 2. Зависимость нормальной скорости горения от скорости набегающего потока. 1 - в отсутствие луча, 2 - при лазерном воздействии.

что естественно. В то же время в поле лазерного излучения (кривая 2) U_n слабо уменьшается при увеличении скорости потока, что может быть связано с уменьшением времени пребывания реагиру-

ющей смеси в луче и соответственно с уменьшением степени диссоциации молекул пропана.

Интересно было проанализировать, что будет происходить с пламенем в лазерном луче при увеличении скорости потока. Оказалось, что при этом наблюдается любопытная картина смены механизма стабилизации и изменения конфигурации пламени. В самом деле, кольцевая зона стабилизации пламени у края горелки (рис. 1, б) с увеличением скорости набегающего потока постепенно вырождается в точечную и перемещается от края горелки в центр лазерного луча. В этом случае, как это следует из фото пламени, приведенного на рис. 1, в, существуют две точки «привязки» пламени к лучу, лежащие на оси лазерного луча, т.е. в области максимального значения интенсивности. При этом само пламя имеет сложную «седлообразную» конфигурацию, обусловленную влиянием двух радиальных распределений - скорости потока и интенсивности излучения. Разумеется, срыв пламени имеет место и в этом случае, но он реализуется при средней скорости потока, примерно в 4 раза превышающей значение, характерное для предельного значения скорости потока в отсутствие лазерного луча.

Таким образом, имеет место сильное воздействие мощного лазерного излучения на горение пропано-воздушных смесей. Конечно, установление деталей механизма и кинетики этого воздействия требует идентификации химически активных радикалов и стабильных компонентов, образующихся в ходе реакции в лазерном луче. Но уже сейчас ясно, что это воздействие имеет важное значение с точки зрения интенсификации и стабилизации процессов горения. Кроме того, оно позволяет в принципе осуществить управление процессом горения, а также реализовать сжигание низкокалорийных и газовых смесей с исходно малым содержанием горючего.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] З е л ь д о в и ч Я.Б., Ф р а н к - К а м е н е ц - к и й Д.А. Теория теплового распространения пламени. В сб. «Теория горения и взрыва». М.: Наука, 1981. С. 243.

Институт проблем
механики АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
16 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 9

12 мая 1990 г.

05.4; 11; 12

© 1990

ДИФфуЗИЯ СЕРЕБРА ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКЕ СИСТЕМЫ $Y-Ba-Cu-O$

С.Ф. Гафаров, Т.Д. Джафаров,
Г.С. Куликов, Р.Ш. Малкович,
Е.А. Скорягина, В.П. Усачева

Серебро широко используется для создания контактов к высоко-температурным сверхпроводникам (ВТСП) [1-3]. Оно применяется также в качестве оболочки при изготовлении проводников из ВТСП материалов [4, 5]. Серебро облегчает синтез ВТСП [6], повышает плотность [6-8] и улучшает механические характеристики материала [8, 9], а также повышает устойчивость ВТСП к воздействию влаги [10]. Использование окиси серебра при твердофазном синтезе ВТСП позволяет резко увеличить критическую плотность тока [11-13]. В этой связи несомненный интерес представляет изучение диффузионного проникновения серебра в ВТСП материалы.

В предыдущих сообщениях [14, 15] приведены результаты исследования диффузии серебра в изготовленных методом твердофазного синтеза образцах (пористостью ~30%) $Y-Ba-Cu-O$ в интервале температур 500-800 °С. В настоящей работе представлены данные по диффузии серебра в таких образцах при комнатной температуре.¹

На плоскопараллельные образцы (размером ~8x8x1.5 мм) напылялся слой радиоактивного серебра ^{110}mAg толщиной 1-2 мкм. Затем образцы выдерживались на воздухе в темноте в течение времени от 1 до 220 суток, после чего с них сошлифовывались слои и измерялась гамма-активность этих слоев.

Как показывают результаты исследования (см. рисунок), серебро при комнатной температуре достаточно быстро диффундирует в образцы, проникая за 220 суток на глубину до ~1000 мкм. Профиль концентрации состоит из двух участков - начального и объемного.

¹Предварительные данные приведены в [15].