

УДК 533.9.03(07)

© 1997 г. Г.И. КОЗЛОВ, В.А. КУЗНЕЦОВ

## ЭФФЕКТЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ ВОДЫ

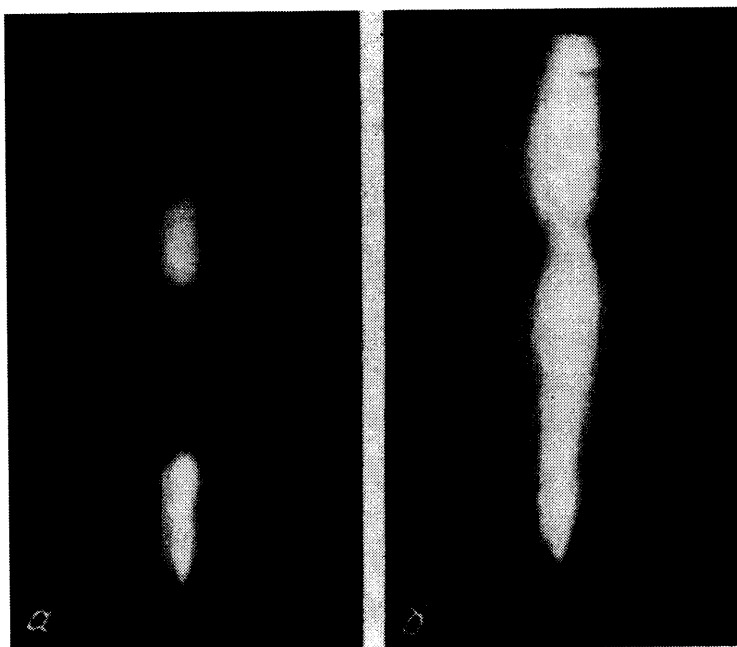
Экспериментально исследованы эффекты воспламенения и горения, возникающие в парах воды при воздействии мощного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера на ее поверхность. Обсуждены режимы этих явлений и дано их теоретическое обоснование.

При взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом наблюдаются различные нелинейные эффекты. Так, при распространении излучения оптического диапазона частот в атмосфере и газах могут наблюдаться эффекты, связанные с изменением их состава в результате протекания фотодиссоциационных и(или) ионизационных процессов.

При изучении воздействия лазерного излучения на жидкость, в частности на воду, основное внимание исследователей было обращено главным образом на исследование явлений пробоя, генерации звука, образование глубоких воронок и т.д. Недавно [1] впервые были обнаружены новые эффекты – воспламенение и горение паров воды, которые возникали при определенных условиях воздействия мощного лазерного излучения на поверхность воды. Горение оптического пламени, т.е. световая дефлаграция, поддерживается за счет лазерного энергоклада в колебательные степени свободы молекул воды. Настоящая работа посвящена детальному экспериментальному изучению и качественному анализу этих явлений.

1. Экспериментальное исследование выполнялось с использованием непрерывного газоразрядного  $\text{CO}_2$ -лазера с диффузионным охлаждением мощностью 7 кВт. Лазерный луч с апертурой 14 см и расходимостью  $3 \cdot 10^{-3}$  рад с помощью линзы с фокусным расстоянием 110 см фокусировался над поверхностью воды внутри кварцевой трубы диаметром 60 мм, установленной вертикально и частично заполненной дистиллированной водой. Диаметр пятна фокусировки составлял примерно 6,5 мм, при этом распределение интенсивности лазерного излучения поперек пучка было достаточно однородным [2].

Картина взаимодействия при заданной мощности луча определялась положением фокуса над поверхностью, которое варьировалось просто перемещением линзы вдоль лазерного луча. При низком (до 10 см) расположении фокуса над облучаемой поверхностью наблюдается режим интенсивного приповерхностного кипения и испарения воды, приводящий к вытеснению из трубы атмосферного воздуха и формированию потока паров с относительно большой скоростью порядка 2–4 м/с. В этом случае никакого воспламенения и образования факела в лазерном луче не происходит, но при этом в области фокуса реализуется картина, типичная для лазерного пробоя: образование отдельных микровспышек, возникающих вдоль оси лазерного луча вблизи фокуса. Выяснение механизма образования микровспышек требует отдельных исследований, однако пока важно то, что в принципе плазма микропробоя в экспериментах может оказаться "спичкой", поджигающей дефлаграционный факел. Отсутствие пламени при низком расположении фокуса над поверхностью воды свидетельствует о

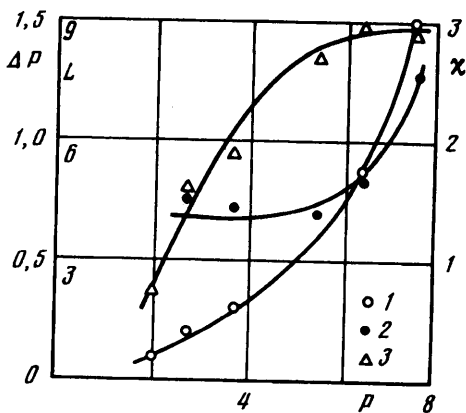


Фиг. 1. Фотографии отдельных очагов (а) и непрерывного факела (б) оптической дефлаграции

том, что скорость потока и соответственно конвективный унос тепла в этом случае являются существенными и поглощенная доля лазерного излучения оказывается недостаточной для разогрева и воспламенения паров воды.

По мере удаления фокуса от поверхности воды интенсивность лазерного излучения на поверхности уменьшается, что приводит к уменьшению скорости потока паров воды и соответственно конвективного уноса тепла. При расстоянии между фокусом и поверхностью воды, приблизительно равном 15 см, в верхней части фокальной перетяжки происходит воспламенение и образование очага оптической дефлаграции. На фиг. 1, а приведена фотография таких очагов, последовательно образующихся вблизи фокуса и распространяющихся вверх по трубе. Таким образом реализуется периодический режим процесса горения световой дефлаграции, причем частота вспышек возрастает по мере подъема фокальной перетяжки над поверхностью воды. В этом случае интенсивности лазерного излучения в области фокусировки, по-видимому, недостаточно для существования стационарного факельного горения, однако значительные флуктуации в скорости потока паров воды могут приводить к образованию отдельных очагов, которые сносятся потоком вдоль лазерного луча.

И наконец, при дальнейшем удалении фокуса от поверхности воды на расстояние примерно 25–30 см интенсивность лазерного излучения на поверхности и соответственно скорость потока паров воды вблизи фокуса уменьшаются настолько, что поглощенной энергии лазерного излучения хватает не только на компенсацию всех теплопроводностных потерь, но и на то, чтобы передний фронт пламени распространялся по набегающему на него потоку паров воды со скоростью, равной скорости потока. В этом случае и возникает наблюдаемая в экспериментах картина образования стационарного факела горения паров воды в лазерном луче, размер которого в экспериментах составлял примерно 20–25 см. Фотография факела оптической дефлаграции представлена на фиг. 1, б. Здесь важно подчеркнуть характерную особенность процесса, заключающуюся в том, что процесс горения локализован главным образом в пределах светового конуса. Причем впечатление такое, что отсутствует фронт пламе-



Фиг. 2. Экспериментальные зависимости поглощенной энергии  $\Delta P$  (1), коэффициента поглощения  $\chi$  (2) и длины пламени дефлаграции  $L$  (3) от лазерной мощности  $P$ . Точки – эксперимент, кривые – аппроксимация экспериментальных данных методом наименьших квадратов.  $[P]$ ,  $[\Delta P] = \text{кВт}$ ,  $[\chi] = 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ,  $[L] = \text{см}$

ни, а горение факела носит объемный характер и представляет собой реализацию процесса, в ходе которого под действием лазерного излучения через колебательное возбуждение молекул воды происходит разогрев пара и его диссоциация.

Диссоциация паров воды в пламени оптической дефлаграции была доказана хроматографическим анализом проб, отбираемых из кюветы. При этом оказалось, что в пробах, взятых на выходе из трубы вне пределов дефлаграционного факела, концентрация водорода достигала нескольких процентов.

2. Воспламенение и образование пламени световой дефлаграции связано, вероятно, с лазерным энерговкладом в колебательные степени свободы молекул воды. При этом величина коэффициента поглощения паров воды в значительной степени может зависеть от конкретных условий, в которых осуществлялись измерения. Поэтому целесообразно было определить коэффициент поглощения паров воды в условиях проводимых экспериментов. С этой целью были выполнены измерения с широкой струей водяных паров, которая формировалась в специальной кювете. Оказалось, что при малой мощности луча порядка 1 кВт ни поглощение, ни образование пламени в области фокусировки зарегистрировать не удалось. При увеличении мощности луча в области фокальной перетяжки вспыхивал факел световой дефлаграции, размеры которого вдоль луча быстро возрастали с увеличением мощности и при 7 кВт протяженность факела составляла примерно 90 мм.

На фиг. 2 представлены результаты этих экспериментов в виде зависимостей длины зоны световой дефлаграции  $L$ , поглощенной мощности  $\Delta P$  и коэффициента поглощения  $\chi$  от мощности лазерного луча  $P$ . Из анализа этих графиков следует, что с увеличением мощности луча от 2 до 5 кВт растет длина факела световой дефлаграции, при этом  $\chi$  остается почти постоянным и равным  $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  вплоть до интенсивностей излучения примерно  $1,4 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$ . При дальнейшем увеличении мощности и соответственно интенсивности лазерного излучения при практически неизменной длине факела возникает нелинейность и коэффициент поглощения паров воды резко возрастает, что может быть связано с увеличением температуры пламени и интенсификацией процесса горения водорода. Этот вопрос, однако, требует дальнейшего изучения.

3. Анализ процессов воспламенения и горения пламени световой дефлаграции требует совместного рассмотрения уравнений газодинамики и физико-химической кинетики и в общем случае весьма сложен. В условиях описанных здесь экспериментов, как будет показано ниже, можно в первом приближении считать, что релаксационные  $V-T$ -процессы доминируют и поддерживают систему практически в равновесном состоянии. Тогда равновесная концентрация поглощающих молекул будет определяться бoльцмановским фактором  $n_i = N \exp(-E_i/kT)$ , здесь  $n_i$  и  $E_i$  – населенность и энергия колебательных уровней, участвующих в поглощении лазерного излучения,  $T$  – темпе-

ратура, а  $k$  – постоянная Больцмана. Отсюда тепловыделение в единице объема смеси равно

$$\sum \sigma_i n_i S = \chi S \quad (3.1)$$

где  $\sigma_i$  – сечение поглощения с  $i$ -го уровня,  $S$  – интенсивность лазерного излучения.

При наличии гидродинамического переноса распределение температуры в стационарном оптическом пламени, горящем в лазерном луче, описывается стационарным уравнением теплопроводности

$$\rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \chi S \quad (3.2)$$

где  $x, r$  – осевая и радиальная координаты,  $\rho, u$  – соответственно плотность пара и скорость потока паров воды в пламени,  $c_p$  – теплоемкость пара при постоянном давлении,  $\lambda$  – теплопроводность пара.

Левая часть уравнения (3.2) соответствует конвективному переносу тепла, а члены в его правой части связаны соответственно с осевым и радиальным теплопроводными потоками тепла и с энергосвободением в пламени.

Используем уравнение (3.2) для описания реализующегося теплового режима в выделенном малом объеме, включающем область фокусировки и имеющем характерный размер по потоку, равный примерно диаметру пятна фокусировки  $2r_0$ . Именно в этой зоне, где интенсивность лазерного излучения практически максимальна, как выяснилось в ходе экспериментов, происходит определяющий разогрев проходящего через нее потока паров воды. Произойдет воспламенение потока пара и образование факела дефлаграции или нет, зависит от энергобаланса в этой зоне, так как за ее пределами интенсивность лазерного излучения быстро падает.

Анализ носит качественный характер, поэтому делается предположение, что можно пренебречь осевым и радиальным теплопроводными потоками тепла по сравнению с конвективным переносом тепла и заменить производную  $\partial T/\partial x \approx (T - T_0)/2r_0$  (здесь  $T_0$  – температура набегающего на факел потока). В рамках одномерной модели для стационарного течения в трубе из уравнения непрерывности следует, что  $\rho u = \rho_0 u_0 = \text{const}$  (где  $\rho_0$  и  $u_0$  – соответственно плотность и скорость паров воды в набегающем на факел потоке). Это обстоятельство позволяет избежать процедуры нахождения изменения скорости потока в выделенном малом объеме в области фокусировки. С учетом этих приближений вместо (3.2) получим следующее уравнение:

$$\frac{\rho_0 c_p u_0}{2r_0} (T - T_0) = \chi S \quad (3.3)$$

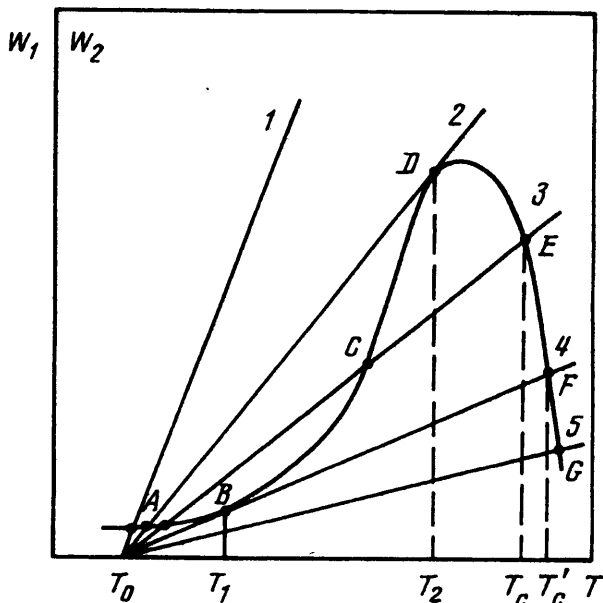
Это уравнение теплового баланса фактически отражает равенство энергии, выделяющейся за счет поглощения лазерного излучения молекулами воды в выделенной зоне, и энергии, уносимой из нее потоком паров.

Исходя из полученных выше экспериментальных данных, будем считать, что излучение  $\text{CO}_2$ -лазера поглощается в основном молекулами воды, находящимися в первом колебательно-возбужденном состоянии. Тогда с учетом уравнения (3.1) и уравнения состояния  $p = NkT$  полученное выше уравнение теплового баланса (3.3) можно переписать в следующем окончательном виде:

$$\frac{\rho_0 c_p u_0}{2r_0} (T - T_0) = \frac{\sigma_1 p S}{kT} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (3.4)$$

Введем обозначения

$$W_1(T) = \frac{\rho_0 c_p u_0}{2r_0} (T - T_0), \quad W_2(T) = \frac{\sigma_1 p S}{kT} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (3.5)$$



Фиг. 3. Зависимости скоростей тепловыделения (ABCDEF G) и теплоотвода (прямые 1–5) от температуры паров воды в выделенной зоне

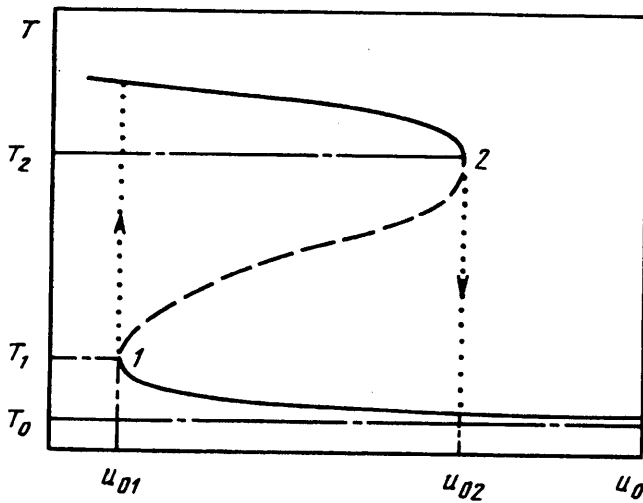
Типичный вид функции теплоотвода  $W_1(T)$  и тепловыделения  $W_2(T)$  для выделенной зоны представлен на фиг. 3 для различных значений параметров  $u_0$  и  $S$ . Будем для определенности считать, что величина  $S$  задана, а варьируемым параметром является скорость набегающего потока  $u_0$ , тогда решение уравнения (3.4) можно найти графически, определив точки пересечения прямых теплоотвода с кривой тепловыделения. Ситуация здесь аналогична той, которая имеет место при определении режимов работы гомогенного химического реактора идеального перемешивания [2]. В зависимости от скорости потока возможны следующие пять вариантов расположения прямых теплоотвода относительно кривой тепловыделения.

Во-первых, при большой скорости потока (прямая 1) возможен только один стационарный режим, при котором струя уносит из объема зоны поглощенную энергию с малым разогревом паров воды, определяемым точкой  $A$  на графике.

Во-вторых, если скорость потока мала (прямая 5), то стационарный режим с малым разогревом становится невозможным и происходит самовоспламенение паров воды и образование факела световой дефлаграции с относительно высокой температурой, соответствующей точке  $G$ .

И наконец, при промежуточных значениях скорости потока в довольно широком интервале ее изменения прямая теплоотвода пересекает кривую тепловыделения в трех точках  $A$ ,  $C$  и  $E$ . Две из них  $A$  и  $E$  соответствуют устойчивым режимам, а точка  $C$  – неустойчивому режиму разогрева струи в выделенной зоне вблизи фокуса за счет поглощения лазерного излучения. Эта промежуточная область по скоростям потока ограничена прямыми 2 и 4. Они касаются кривой тепловыделения в точках  $B$  и  $D$ , которые соответствуют неустойчивым режимам разогрева струи. При этом система, оказавшаяся в точке  $B$ , обречена на разогрев до температуры, соответствующей точке  $F$ . И, наоборот, система, оказавшаяся в точке  $D$ , неизбежно охладится и перейдет в стационарное состояние, характеризующееся точкой  $A$ .

Построим теперь по данным фиг. 3 зависимость температуры струи от скорости



Фиг. 4. Зависимость температуры струи от скорости набегающего потока  $u_0$ . Значения индексов 1 и 2 соответствуют точкам скачкообразного изменения режима

потока паров воды (фиг. 4). Из этого графика следует, что при больших скоростях струи возможен стационарный режим лишь с относительно малым разогревом до температур, близких к  $T_0$ . По мере уменьшения скорости струи, естественно, температура ее разогрева несколько возрастает, но, как это следует из фиг. 4, начиная со значения  $u_0 < u_{02}$ , при котором кривая теплоотвода 2 на фиг. 3 касается кривой тепловыделения, возможны уже два устойчивых режима – один с большим, а другой с малым разогревом, соответствующим точкам  $E$  и  $A$  фиг. 3. Реализация одного из этих режимов зависит от предыстории процесса.

Если процесс горения в струе уже существовал при малых скоростях потока и переход в рассматриваемое состояние осуществлен за счет увеличения скорости струи, то будут последовательно реализованы режимы, соответствующие верхней высокотемпературной ветви зависимости температуры от скорости потока. И, наоборот, если исходное состояние струи соответствовало большим скоростям потока при температурах, близких к  $T_0$ , при уменьшении скорости потока изменение состояния системы будет осуществляться в соответствии с нижней низкотемпературной ветвью кривой на фиг. 4.

Для перехода от одного режима к другому нужно так изменить скорость потока или температуру струи, чтобы тот режим, который нам нужно реализовать, оказался единственно возможным. Так, переход из исходного низкотемпературного состояния с начальной температурой струи порядка  $T_0$  к режиму самовоспламенения и образования факела дефлаграции можно осуществить при уменьшении скорости потока до значений  $u_0 < u_{01}$ . Если после самовоспламенения увеличить скорость потока, то высокотемпературный режим будет существовать и при значениях параметра  $u_0$  больших, чем  $u_{01}$ , вплоть до  $u_0 = u_{02}$ . При значениях  $u_0 > u_{02}$  высокотемпературный режим поддержать невозможно, так как не хватает поглощенной потоком лазерной энергии и происходит самопроизвольное погасание факела и переход к низкотемпературному режиму. Отмеченная на фиг. 4 штриховая часть кривой соответствует неустойчивым режимам струи, которые не могут поддерживаться без специального механизма регулирования каким-либо параметром.

Уравнение (3.4) позволяет определить значения температуры  $T_i$  и скорости потока  $u_{0i}$ , при которых происходит прогрессирующий разогрев системы, т.е. самовоспламенение и образование пламени оптической дефлаграции.

Условием перехода системы к самовоспламенению является касание кривых тепловыделения и теплопотерь. В точке касания имеет место равенство не только скоростей тепловыделения и теплоуноса, но и равенство скоростей изменения этих величин от температуры

$$W_1(T)_{T_i} = W_2(T)_{T_i} \quad (3.6)$$

$$\left(\frac{dW_1}{dT}\right)_{T_i} = \left(\frac{dW_2}{dT}\right)_{T_i} \quad (3.7)$$

Эти два условия при заданном значении интенсивности лазерного излучения определяют как температуру самовоспламенения оптической дефлаграции, так и максимальное значение скорости потока, при котором еще может произойти самовоспламенение световой дефлаграции в поле лазерного излучения. Используя выражения для  $W_1$  и  $W_2$ , из уравнений (3.6) и (3.7) нетрудно получить следующее уравнение для  $T_i$ :

$$T_i - T_0 = \left(\frac{hv}{kT_i^2} - \frac{1}{T_i}\right)^{-1}$$

Отсюда находим следующее выражение для определения температуры самовоспламенения световой дефлаграции:

$$T_i = \frac{1}{4} \left(T_0 + \frac{hv}{k}\right) \pm \sqrt{\frac{1}{16} \left(T_0 + \frac{hv}{k}\right)^2 - \frac{T_0}{2} \frac{hv}{k}} \quad (3.8)$$

Здесь для нахождения температуры самовоспламенения следует брать знак минус, дающий наименьшее значение. Знак плюс соответствует минимальному значению температуры пламени оптической дефлаграции  $T_2$ , при котором происходит его погасание. Любопытно подчеркнуть, что в теории теплового взрыва  $T_2$  не имеет аналога.

Подставляя значения параметров для паров воды в выражение (3.8), находим, что температура самовоспламенения составляет примерно 480 К, а температура, при которой происходит погасание пламени оптической дефлаграции,  $T_2 = 630$  К. Подстановка значения  $T_i$  в уравнение (3.4) дает значение предельной, т.е. максимальной, скорости потока, при которой еще может произойти самовоспламенение паров воды в лазерном луче в условиях эксперимента. Оно оказалось равным  $u_{0i} = 2,3$  м/с и коррелирует с экспериментальными оценками.

Следует подчеркнуть, что температура пламени оптической дефлаграции в значительной степени зависит от скорости потока и может быть определена из уравнения энергетического баланса (3.4). Так, если, к примеру, скорость потока составляет 1 м/с, то температура пламени оптической дефлаграции будет равна примерно 1750 К. При дальнейшем уменьшении скорости струи она будет расти, но при ее определении необходимо будет учитывать диссоциацию паров воды.

4. При лазерной накачке энергии в колебательные степени свободы молекул неизбежно возникает вопрос о степени отклонения системы от равновесного состояния. Выполним оценку неравновесности в условиях описанного эксперимента, которая необходима для доказательства обоснованности приведенного выше анализа.

Будем считать, что в результате быстрого резонансного  $V-V$ -обмена во всех типах колебаний молекулы воды устанавливается больцмановское распределение молекул по энергиям внутри каждой из колебательных степеней свободы. Целесообразно предположить, что локальное термодинамическое равновесие устанавливается не только внутри каждой из колебательных степеней свободы молекулы  $H_2O$ , но и между различными модами колебаний, и характеризуется температурой  $T_V$ , которая релаксирует к газовой температуре за счет в основном  $V-T$ -процессов. Будем следить

за наиболее быстрым процессом – дезактивацией деформационных колебаний молекулы  $H_2O$  в столкновениях с молекулами  $H_2O$ .

Среднее число колебательных квантов  $\epsilon$  деформационной моды колебаний в расчете на молекулу в приближении гармонического осциллятора может быть записано в виде

$$\epsilon_v = \left( \exp\left(\frac{h\nu}{kT_v}\right) - 1 \right)^{-1}$$

Здесь  $\frac{h\nu}{k}$  – характеристическая колебательная температура.

Тогда кинетическое уравнение, описывающее баланс колебательной энергии в системе гармонических осцилляторов с учетом энерговклада в колебательные степени свободы и основного механизма колебательной релаксации за счет  $V-T$ -процессов будет иметь вид

$$\frac{d\epsilon_v}{dt} = -Nw(\epsilon_v - \epsilon_{ve}) \left( 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right) + \frac{\chi S}{h\nu N}$$

где  $\epsilon_{ve}$  – равновесное значение  $\epsilon_v$ , соответствующее поступательной температуре;  $N$  – плотность молекул воды;  $w$  – константа скорости процесса столкновительной  $V-T$ -релаксации колебательной энергии, температурная зависимость которой имеет вид

$$w = \exp\left(-26,5 + \frac{16,4}{T^{1/3}} + \frac{0,746}{T^{2/3}} + \frac{154}{T}\right)$$

где  $[w] = \text{см}^3/\text{с}$ .

В стационарных условиях, которые имели место в описанных выше экспериментах, неравновесность процесса можно характеризовать "отрывом" колебательной энергии от его равновесного значения

$$\epsilon_v - \epsilon_{ve} = \frac{\chi S}{h\nu N^2 w (1 - \exp(-h\nu / kT))}$$

или следующим соотношением:

$$\frac{\epsilon_v}{\epsilon_{ve}} = 1 + \frac{\chi S \exp(h\nu / kT)}{h\nu N^2 w} \quad (4.1)$$

Отсюда следует, что в условиях лазерной накачки величина относительного превышения колебательной энергии над ее равновесным значением, соответствующим поступательной температуре газа, пропорциональна интенсивности лазерного излучения и с учетом зависимости  $\chi$  от  $N$  обратно пропорциональна плотности молекул воды в единице объема. Если подставить в уравнение (4.1) значения всех величин, то для температуры пламени световой дефлаграции порядка 1500 К найдем, что в условиях экспериментов при атмосферном давлении значение колебательной энергии в расчете на одну молекулу практически не отличается от равновесного значения. При уменьшении давления на порядок неравновесность еще будет слабой, а заметной она становится при давлении порядка  $1,33 \cdot 10^3$  Па. При этих условиях колебательная энергия превысит равновесное значение примерно на 60%, а колебательная температура составит около 2000 К при температуре паров 1500 К.

Таким образом, для создания существенной колебательной неравновесности в парах воды необходимо использовать пониженные давления и еще более высокие значения интенсивности лазерного излучения с  $S > 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. С этой точки зрения



целесообразно также применение лазеров, работающих в импульсно-периодическом режиме и позволяющих получить более высокие пиковые значения интенсивностей. Это может привести к значительной колебательной неравновесности и фотодиссоциации молекул воды в поле мощного лазерного излучения.

**Заключение.** Впервые экспериментально установлено, что при взаимодействии непрерывного излучения мощного  $\text{CO}_2$ -лазера с поверхностью воды возникают новые эффекты воспламенения и образования факела оптической дефлаграции, т.е. факела горения паров воды в лазерном луче. Показано, что возможны различные режимы горения световой дефлаграции от периодического до образования стационарного факела горения струи паров воды. Установлено, что коэффициент поглощения паров воды для излучения  $\text{CO}_2$ -лазера имеет постоянное значение  $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  только до интенсивности излучения примерно  $1,4 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$ . При дальнейшем увеличении интенсивности возникают нелинейные эффекты и коэффициент поглощения паров воды резко возрастает.

Качественный теоретический анализ позволил определить условия перехода системы к самовоспламенению и образованию пламени оптической дефлаграции, что также важно для практики при осуществлении лазерных технологических процессов. Показано, что в зависимости от скорости потока возможны стационарные высокотемпературный и низкотемпературный режимы горения оптической дефлаграции.

Получено соотношение, позволяющее оценить степень колебательной неравновесности системы в стационарных условиях при лазерном энергокладе. Доказано, что в условиях проведенных экспериментов релаксационные процессы не позволяют проявиться неравновесности сколько-нибудь заметно. Для создания сильной неравновесности при атмосферных условиях нужны интенсивности выше  $10^6 \text{ Вт/см}^2$ . Именно при этих условиях можно ожидать значительную фотодиссоциацию молекул воды при относительно низкой поступательной температуре.

Исследования, описанные в этой публикации, стали возможны благодаря финансовой поддержке в рамках грантов N7B000 и N7B300 Международного научного фонда.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козлов Г.И., Кузнецов В.А. Оптическая дефлаграция в парах воды, поддерживаемая излучением  $\text{CO}_2$ -лазера // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 22. С. 48–52.
2. Козлов Г.И., Кузнецов В.А. Многолучевой технологический  $\text{CO}_2$ -лазер непрерывного действия мощностью 10 кВт "Иглан-10" // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 7. С. 1360–1363.
3. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. 478 с.

Москва  
Институт проблем  
механики РАН

Поступила в редакцию  
19.IV.1995