

## УСТОЙЧИВОСТЬ НЕПРЕРЫВНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПОТОКЕ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА

*Н. А. Генералов, А. М. Захаров, В. Д. Косынкин, М. Ю. Якимов*  
(Москва)

Вопросы распространения оптического разряда при допробойной интенсивности света, а также проблема устойчивости непрерывного оптического разряда (НОР) в неподвижном и движущемся газах при высоких давлениях уже рассматривались в ряде работ [1—4]. В [5] показано, что расширение газа при нагреве во фронте волны светового горения приводит в движение холодный газ, увеличивая скорость волны. В соответствии с результатами [6] расширение газа не влияет на скорость распространения волны светового горения. Теория этого вопроса рассмотрена в [7]. Результаты [8], где оптический разряд получен вблизи мишени, находясь в противоречии с данными [4]. Согласно [8], поток газа в перпендикулярном к световому лучу направлении не столь сильно влияет на устойчивость оптического разряда, как это получено в [4].

В настоящей работе исследована устойчивость существования непрерывного оптического разряда в свободном пространстве при воздействии на него потока воздуха в различных направлениях.

Непрерывный оптический разряд поддерживается  $\text{CO}_2$ -лазером, описанным в [9]. Лазерный луч фокусировался линзой из NaCl. Исследование качества луча показало, что излучение остается одномодовым вплоть до 2—3 кВт, а при мощности 6 кВт оно становится существенно многомодовым. При этом диаметр луча возрастает с 25 до 40 мм. Расходимость, измеренная в дальней зоне (в фокальной плоскости линзы с  $F = 2$  м), с повышением мощности излучения от 1 до 6 кВт растет от  $1,5 \cdot 10^{-3}$  до  $3 \cdot 10^{-3}$  рад (расходимость измеряли по полному углу на уровне  $1/e^2$  от максимальной интенсивности).

Распределение интенсивности в луче определяли быстрым сканированием поперечного сечения луча вдоль одного из диаметров. Отраженная от полированного шарика, равномерно движущегося в луче, небольшая часть излучения попадала на детектор типа ФСГ-22-3А1, сигнал с которого подавался на осциллограф. Структуру луча контролировали также по глубине сублимации оргстекла в различных точках пластины, помещенной на короткое время в луч. Мощность излучения измеряли калориметром.

В экспериментах отмечено устойчивое горение разряда при фокусировке лазерного луча линзами с фокусным расстоянием вплоть до  $F = 200$  мм. С линзой  $F = 300$  мм разряд инициировать не удалось. В работе [8] максимальное фокусное расстояние устойчивого поддержания НОР  $F = 150$  мм. Такое расхождение результатов можно объяснить тем, что устойчивость разряда определяется не фокусным расстоянием линзы, а углом схождения лучей, т. е. зависит от отношения диаметра луча к фокусному расстоянию линзы. В данных экспериментах диаметр луча больше, чем в [8], поэтому НОР поддерживается при больших фокусных расстояниях линзы.

Для исследования влияния турбулентного потока газа на устойчивость оптического разряда воздух через сопло диаметром 20 мм подавали в область разряда. Степень турбулентности определяли по тепловому следу от нагретой нити, помещенной в поток. Оказалось, что в широком диапазоне скоростей она не менялась и составляла 20% (при этом число Рейнольдса  $Re \approx 5000$ ), а лагранжев масштаб  $\approx 1$  мм. Измерения распределения  $u$  с помощью трубки Пито показали, что на расстоянии до 40 мм от среза сопла диаметр потока составлял 20 мм и в этих пределах был однородным. Поток газа можно было ориентировать в любом направлении относительно оптической оси.

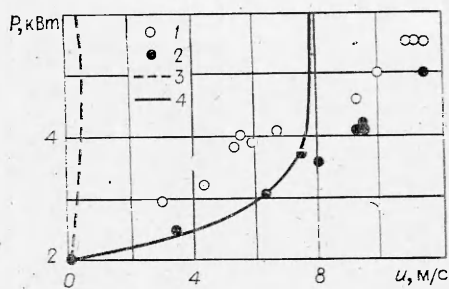


Рис. 1. Зависимость мощности лазерного излучения, необходимой для поддержания непрерывного оптического разряда, от скорости потока воздуха.

1, 2 — направление потока вдоль и поперек оптической оси соответственно.

Пределы существования НОР в зависимости от мощности излучения и скорости потока находили измерением этих параметров в момент распада разряда.

С ростом скорости потока разряд, целиком находящийся в потоке, постепенно уменьшается в размерах, смещается в область меньших диаметров лазерного луча и гаснет в перетяжке каустики. Оценки показали, что совместное влияние расходимости и сферической аберрации в условиях эксперимента приводит к тому, что диаметр перетяжки  $\sim 1$  мм слабо зависит от фокусного расстояния, так что для разных линз получены одни и те же предельные скорости существования разряда в потоке. То же самое наблюдалось в работе [6].

Результаты экспериментов представлены на рис. 1. Исследования проводились с линзами  $F = 150$  и  $200$  мм. Следует отметить тот факт, что разряд одинаково устойчив как к аксиальному, так и к перпендикулярному потоку. И в том и другом случае при возрастании скорости потока он смещается в область перетяжки каустики, уменьшается в размерах. В [4] отмечалось, что оптический разряд неустойчив при перпендикулярном потоке газа. На самом деле эта неустойчивость проявляется тогда, когда поток захватывает лишь часть разряда.

Для сравнения с экспериментом на рис. 1, 3 нанесены расчетные значения, полученные из соотношения для скорости распространения волн светового горения в параллельном луче радиуса  $R$  и мощности  $P$  [7]:

$$u = \sqrt{2A} \frac{\lambda}{\rho_0 c_p R} \frac{1 - P_t/P}{\sqrt{1 - P_t/2P}} \sqrt{P/P_t}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $P_t$  — пороговая мощность режима;  $\rho_0$ ,  $c_p$  — плотность и удельная теплоемкость газа;  $A = 1,5 \div 3$  безразмерный коэффициент для данных условий. Для расчетов использовались данные, взятые из [8, 10] и настоящей работы,  $R = 0,5$  мм.

В формуле (1) не учтены газодинамические эффекты. Из рис. 1 видно, что экспериментальные и расчетные значения расходятся на порядок. Это расхождение можно попытаться объяснить за счет расширения набегающего газа во фронте разряда [5]. Однако при этом следует учитывать двумерность течения в данном случае. Критерием двумерности может служить отношение толщины фронта разогрева движущегося газа в разряде  $\delta$  к диаметру канала  $2R$ . Если обе величины сравнимы, то газ успевает расширяться не только вперед, но и в стороны, и течение становится двумерным. Значение  $\delta$  вычисляется, согласно [7], и составляет в нашем случае  $0,6$  мм, а  $2R = 1$  мм. Однако двумерность течения не должна приводить к исчезновению газодинамических эффектов, а влечет за собой лишь некоторое понижение скорости по сравнению с одномерным течением. Таким образом, оценка [5] является верхней. Расчет по формуле (1) с поправкой по [5] представлен на рис. 1, 4. Видно, что для  $u < 6$  м/с эта теория удовлетворительно описывает расхождение теории и эксперимента, что свидетельствует о существовании дополнительного механизма увеличения скорости.

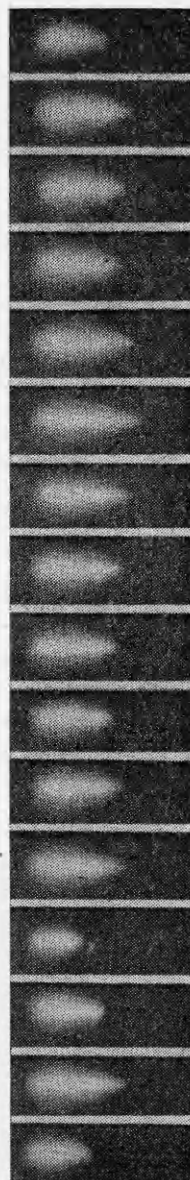
В работе [11] обсуждается вопрос о роли переноса излучения в распространении оптических разрядов. Оценки показывают, что существенное увеличение скорости за счет лучистого переноса энергии в воздухе может проявиться лишь при радиусах луча не менее  $1$  см. В настоя-

Рис. 2. Колебания плазмы непрерывного оптического разряда. Поток воздуха ( $u = 2$  м/с) перпендикулярен лазерному лучу. Выдержка  $1/72$  с. Лазерное излучение падает справа налево; область, занятая потоком, находится слева. Границей раздела движущегося и неподвижного газов на снимках является отблеск от края сопла (светлая вертикальная полоса).

этих экспериментах радиус луча не превосходит 0,5 мм, так что перенос излучения, по-видимому, не играет роли. Поскольку размеры оптического разряда были значительными (не менее 20 мм), в некоторых опытах удавалось воздействовать потоком газа на часть разряда. В этой серии экспериментов возрастание  $u$  сопровождалось развитием колебаний. При достижении  $u = 2$  м/с оптический разряд исчезал.

Колебания НОР в потоке газа сняты на пленку с помощью кинокамеры при частоте съемки 32 кадр/с (рис. 2). Колебания представляют собой периодический распад и возникновение плазмы в той части НОР, которая находится в потоке газа. Остальная часть НОР при этом никак не меняется. Эту неожиданную особенность поведения оптического разряда можно объяснить следующим образом. В отсутствие потока плазма находится в равновесии — потери энергии полностью компенсируются за счет поглощения лазерного излучения в каждой точке разряда. С появлением потока газа возникает дополнительный канал энергетических потерь. Он не может быть компенсирован за счет увеличения потока энергии лазерного излучения через невозмущенную часть плазмы к возмущенной, так как невозмущенная область НОР пропускает столько же энергии, сколько пропускала и до появления потока. В результате плазма остывает, коэффициент поглощения света в ней уменьшается и она распадается. После распада условия поддержания плазмы снова восстанавливаются, поскольку исчезают потери и рефракция в этой области луча, и плазма от головной части НОР распространяется в ранее занимаемые ею области. Так продолжается до тех пор, пока не произойдет распад и головной части НОР.

Максимальная неустойчивость непрерывного оптического разряда наблюдается при обдуве его аксиальным потоком, направленным навстречу лазерному лучу — к линзе. Как только появлялся поток, плазма тут же распадалась. Съемки кинокамерой показали, что задняя граница плазмы движется со скоростью потока, а передняя остается неподвижной. В тот момент, когда границы смыкаются, плазма исчезает. Скорость движения задней границы относительно потока равна нулю. Этот факт находится в полном соответствии с формулой (1). Действительно, головная часть НОР пропускает к остальной его части ровно столько излучения, сколько хватает для компенсации энергетических потерь, т. е. пороговую мощность, обозначенную в формуле (1) через  $P_t$ . Следовательно, граница плазмы, лежащая в «тени» головных областей, не может распространяться, так как, согласно (1), скорость ее распространения по неподвижному газу равна нулю.



#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Райзер. Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, 175.
2. Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. М. Прохоров и др. Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, 609.
3. Н. А. Генералов, В. П. Зимаков, Г. И. Козлов и др. Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, 447.
4. Г. И. Козлов. Письма в ЖЭТФ, 1978, 4, 10, 586.

5. И. А. Буфетов, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров и др. Квантовая электроника, 1983, 10, 1817.
6. М. В. Герасименко, Г. И. Козлов, В. А. Кузнецов. Квантовая электроника, 1983, 10, 4, 709.
7. Ю. П. Райзер. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980.
8. H. C. Fowler, D. C. Smith. J. Appl. Phys., 1975, 46, 1, 138.
9. Н. А. Генералов, В. П. Зимаков, В. Д. Косынкин и др. Физика плазмы, 1977, 3, 626.
10. J. H. Battle, D. R. Keefer. IEEE Trans. Plasma Sci., 1974, 2, 3, 122.
11. Дж. П. Джексон, П. С. Нильсон. РТК, 1974, 12, 1, 54.

Поступила в редакцию 26/II 1985

## СТРУКТУРА СТАЦИОНАРНОЙ ЗОНЫ II РЕЛАКСАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕДАХ

В. А. Копотев, П. М. Кузнецов

(Москва)

Широкие применения гетерогенной детонации определяют важность и актуальность теоретического исследования этого сложного процесса. Практически все гетерогенные среды обладают значительной дисперсией скорости звука, которая связана с релаксационными процессами, лежащими в самой природе многофазности,— это процессы выравнивания температур и скоростей фаз, а также фазовые переходы. Характерные времена этих процессов могут быть сравнимы с временем необратимого тепловыделения  $\tau_0$  в детонационной волне (ДВ) или даже превышать  $\tau_0$ . В результате этого для гетерогенной детонации (так же как и для однородной в релаксирующем газе [1]) большие трудности возникают при формулировке правила отбора скорости нормальной детонации, определении точки Жуге и стационарной структуры ДВ [2].

В настоящей работе рассмотрена двухфазная детонация смесей газа и конденсированных частиц. Частицы конденсата (жидкие или твердые) могут быть горючим, окислителем или инертным компонентом. При этом газовая фаза является соответственно окислителем, топливом или горючей смесью. Результаты анализа этой, относительно простой двухфазной системы могут быть качественно обобщены на случаи других многофазных систем (например, газ — пленка, тернарные системы, суспензии и т. д. [3—5]).

При детонации смесей газа и конденсированных частиц газовая фаза практически мгновенно меняет свои параметры (температуру и скорость) в скачке уплотнения, в то время как прогрев и торможение конденсированных частиц происходят относительно медленно. Кроме того, тепло при детонации выделяется, как правило, только в газовой фазе, так как реакции горения обычно газофазные. Температура частиц при таком тепловыделении следует за температурой газа с некоторым запазданием.

Двухфазная детонация исследовалась многими авторами в двух- [5—21] и в односкоростном [21—23] (все компоненты имеют одну и ту же скорость) приближении. При двухскоростном рассмотрении в работах [5—15] получено в плоскости Чепмена — Жуге условие равенства скорости газовой фазы (относительно фронта волны) местной скорости звука в газе, т. е. условие отбора скорости нормальной детонации в двухфазной среде соответствовало скорости звука, «замороженной» как по скоростной, так и по температурной релаксации фаз. Это всегда справедливо, если до плоскости Чепмена — Жуге происходит полное сгорание конденсированной фазы и поток там однофазный [12—15]. Если же в плоскости Чепмена — Жуге поток двухфазный [5—11] (например, в случае переобогащенных смесей или инертной конденсированной фазы), то такое правило отбора по «полностью замороженной» скорости