

ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД ПРИ ОГРАНИЧЕНИИ БОКОВОГО РАЗЛЕТА ГАЗА И СНИЖЕНИЕ ПОРОГА СВЕТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

*И.А.Буфетов, А.М.Прохоров, В.Б.Федоров,
В.К.Фомин*

Получено изменение режима распространения оптического разряда в атмосферном воздухе по кварцевой трубке от дозвукового к режиму световой детонации в диапазоне интенсивностей излучения неодимового лазера ($1 \div 5$) МВт/см².

В наших опытах (рис.1) разряд распространялся по лучу миллисекундного неодимового лазера (Л1) ¹. Длительность импульса до 5 мс, мощность $W \leq 2$ МВт, форма импульса близка к прямоугольной. Излучение фокусировалось в лабораторный воздух линзой с $f = 1$ м. Диаметр пятна в перетяжке каустики 5,3 мм, длина каустики по уровню половины интенсивности 21,7 см. Радиальное движение газа в области разряда ограничивалось кварцевой трубкой, ось которой совпадала с осью луча Л1, а длина l значительно превышала диаметр луча. Поскольку интенсивность луча Л1 недостаточна для создания плазмы, разряд инициировался пробоем воздуха в центре трубки излучением вспомогательного лазера (Л2) с модуляцией добротности (40 нс, 1 Дж). В экспериментах регистрировалось пропускание

плазмой разряда излучения Л1 и спектр собственного излучения плазмы. Распространение разряда наблюдалось с помощью скоростного фотографирования.

Сразу после инициирования разряд распространялся симметрично в обе стороны по лучу Л1 с возрастающей скоростью (рис.2, а). По мере увеличения объема плазмы разряд становился оптически плотным. Пропускание плазмы снижалось до величины менее 5%. Светящаяся область разряда на этом этапе смещалась как целое навстречу лучу Л1, причем скорость движения переднего фронта плазмы (ФП) V до выхода из трубки оставалась примерно постоянной, что свидетельствует о стационарности процесса распространения. Диаметр светящейся области составлял $\sim (0,8 \div 0,9)d$ (d – внутренний диаметр трубки). Температура плазмы, оцененная по спектру испускания, составляла $\sim 2 \cdot 10^4$ К. Изменений внутренней поверхности кварцевых трубок после экспериментов обнаружено не было.

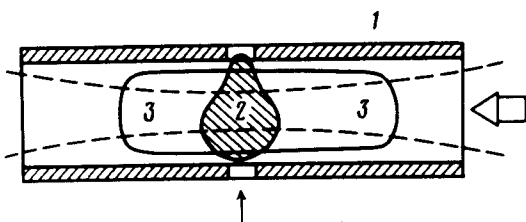


Рис.1. Схема эксперимента: 1 – кварцевая трубка; 2 – плазма инициирующего пробоя; 3 – оптический разряд; ← – луч Л1 (его границы показаны пунктиром); ↑ – луч Л2

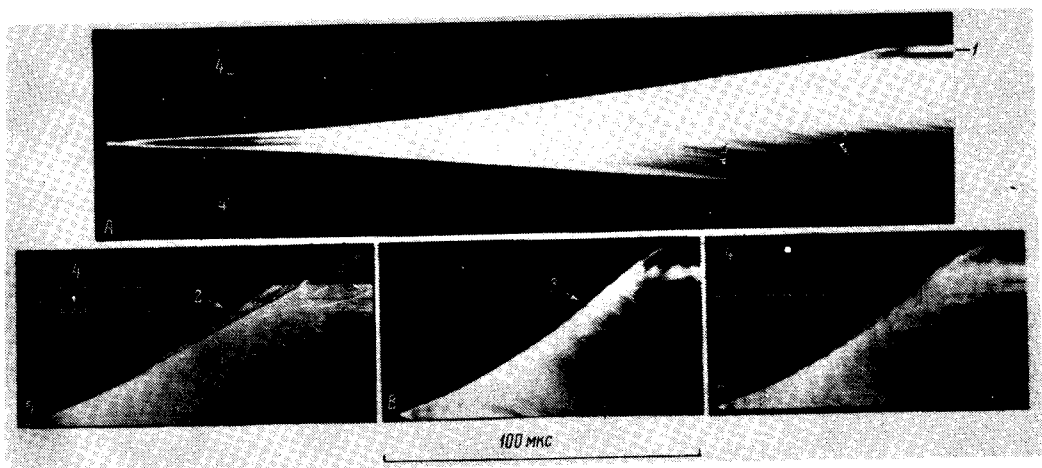


Рис.2. Фоторазвертка процесса распространения оптического разряда по трубке. Излучение лазера Л1 на снимках направлено сверху вниз: а – $d = 11,3$ мм, $l = 24$ см, $W = 1,4$ МВт; б – $d = 7,3$ мм, $l = 20$ см, $W = 1,6$ МВт; в – и г – $d = 7,3$ мм, $l = 20$ см, $W = 1,8$ МВт; а – и б – собственное свечение разряда; б – и г – теплеровская развертка. На б, в, г показано движение только переднего ФП: 1 – неподвижная УВ у выхода из трубки; 2 – УВ, движущаяся перед ФП; 3 – участок развертки движения ФП, имеющий синусоидальную форму; 4 – положение края трубки

Значения V превышали скорость звука в воздухе. Движение возникающих при этом ударных волн (УВ) регистрировалось методами теплеровской фотографии. Наблюдались две качественно различные картины распространения разряда. Одна из них (рис.2, г) характеризуется тем, что ФП движется с той же скоростью, что и идущая впереди него УВ. Расстояние между ними постоянно (~ 2 мм). Это обстоятельство указывает на реализацию в данном случае детонационного механизма распространения разряда. Интенсивность лазерного излучения на фронте волны детонации при этом изменялась (из-за расходимости луча) в пределах $I = (6,4 \div 4,5)$ МВт/см², что значительно ниже, чем минимальная интенсивность поддержания

детонации в свободном пространстве ². Снижение порога поддержания детонации объясняется уменьшением газодинамических потерь энергии из разряда. Отметим также, что здесь наблюдается явно выраженная синусоидальная форма развертки свечения ФП (рис.2, в). Данный факт может быть следствием небольшой пиковой модуляции импульса Л1 (ее амплитуда не превышала 20% постоянной составляющей), но, учитывая сходство развертки рис.2, в, с формой развертки движения фронта спиновой химической детонации (см., например, ³), его можно интерпретировать и как свидетельство сложной структуры светодетонационной волны.

При снижении мощности излучения Л1 и увеличении d наблюдается иная картина распространения разряда: УВ движется с большей скоростью, чем ФП (рис.2, а, б). ФП движется по газу, сжатому УВ, с дозвуковой скоростью, и, следовательно, в этом случае разряд может рассматриваться как разновидность оптического разряда в режиме медленного горения. В отличие от разряда при выравненном с окружающим газом давлении ¹, где $V \ll c$ (c – скорость звука в газе перед ФП), данная ситуация характеризуется соотношением $V \lesssim c$ и является переходной к световой детонации. На это же обстоятельство указывает и тот факт, что промежуток между ФП и УВ (рис.2, б) не является однородным – он заполнен волнами возмущений, идущими от ФП к УВ.

Скорость V стационарного распространения ФП по трубке зависела как от W , так и от d . Как показывают экспериментальные данные (рис.3), зависимость $V(W, d)$ с некоторой степенью точности можно рассматривать как $V(I_{cp})$ (где $I_{cp} = 4W/\pi d^2$), что характерно для одномерного (плоского) процесса. Одномерная модель дозвукового распространения разряда от преграды в газе, в которой фронту плазмы предшествует сильная УВ, рассмотрена в ⁴. В рамках данной модели, с учетом расширения газа в обе стороны по лучу, нами получена расчетная зависимость $V(I)$ (предполагалось, что вся поглощаемая энергия идет на увеличение энтальпии плазмы разряда). Сравнение экспериментальных данных с $V(I)$ показывает их удовлетворительное согласие. Расхождение при высоких интенсивностях (~ 4 МВт/см²) обусловлено переходом в режим световой детонации. Наблюдается также расхождение и при низких ($\sim 0,5$ МВт/см²) интенсивностях.

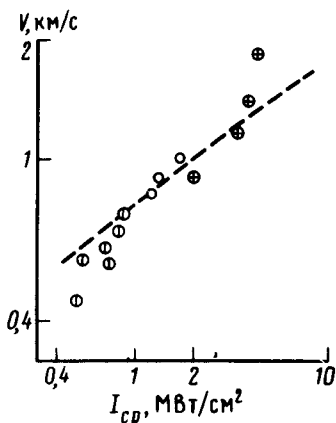


Рис.3. Скорость стационарного распространения ФП в трубке: \circ – $d = 16,6$ мм; \bullet – $d = 11,3$ мм; \ominus – $d = 7,3$ мм. Пунктиром показана расчетная зависимость $V(I)$

Таким образом, ограничение радиального движения газа ведет к повышению энерговклада в плазму и к увеличению в ~ 100 раз наблюдаемых скоростей развития разряда – от ~ 10 м/с ¹ до ~ 1 км/с. В условиях течения газа, близкого к одномерному, режим световой детонации наблюдается уже при $I_{cp} \approx 4,3$ МВт/см², что значительно ниже пороговых значений поддержания детонации лазерным лучом такого же диаметра в неограниченной газовой среде. В частности, снижение порога поддержания волн световой детонации должно иметь место и в области одномерного течения газа при воздействии лазерного излучения на плоскую мишень.

Литература

1. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К., Квантовая электроника, 1983, 10, 1817.
2. Немцев И.З., Мульченко Б.Ф., Райзер Ю.П. Письма в ЖТФ, 1976, 2, 13.
3. Основные результаты экспериментов на ударных трубах. Под ред. Ферри А. М.: 1963.
4. Немчинов И.В. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, 46, 1026.

Институт общей
физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 января 1983 г.
