

Рис. 5.

для постоянного значения  $T_g = 2000$  К. Этот же сброс температуры в расчете с  $k = 0$  находится за порогом зажигания и не влияет на время воспламенения  $i_* = 22.2$  мс.

Таким образом, в работе предложена экономичная явная разностная схема для решения нелинейного уравнения теплопроводности, моделирующего быстропротекающие физические процессы, в число которых входит и задача зажигания конденсированных систем. Применение расчетной сетки, меняющейся в зависимости от условий теплообмена, позволяет обойти трудности, возникающие в этом случае при использовании разностных схем с  $h(t) = \text{const}$ . Анализ свойств схемы, основанный на прямом численном эксперименте, показал хорошую сходимость разностного решения для задачи прогрева инертного полубесконечного тела. Это дает уверенность в том, что результаты расчета общей системы (1), (2) также имеют высокую достоверность.

Исследовано совместное влияние параметров обдувающего газового потока и выгорания на время воспламенения пороха Н, причем при специальном законе изменения  $T_g(t)$  отмечена весьма значительная разница между временами зажигания, соответствующими первому и нулевому порядку химической реакции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Виллонов. Теория зажигания конденсированных систем. Новосибирск: Наука, 1984.
2. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержапов. ИФЖ, 1965, 9, 2, 245.
3. Н. Н. Калиткин. Численные методы. М.: Наука, 1978.
4. А. А. Самарский, А. В. Гулин. Устойчивость разностных схем. М.: Наука, 1973.
5. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
6. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.

Поступила в редакцию 10/VI 1985

#### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПЛАМЕНИ ПО ТРУБЕ

И. А. Буфетов, В. Б. Федоров, В. К. Фомин

(Москва)

**Введение.** В настоящей работе выполнены экспериментальные исследования режимов распространения оптического разряда в атмосферном воздухе по кварцевой трубке в луче неодимового лазера интенсивностью  $0,4-5$  МВт/см<sup>2</sup>. Вблизи верхней границы указанного диапазона обнаружен переход к режиму световой детонации. Предварительные результаты этих опытов опубликованы в [1].

В работе [2] впервые продемонстрирована возможность поддержания плазмы и ее распространения с дозвуковой скоростью в лазерном луче допробойной интенсивности. С учетом аналогии между физическими механизмами обнаруженного в [2] распространения плазмы и рас-

пространения пламени в медленном химическом горении данное явление названо лазерной искрой в режиме медленного горения. Дальнейшее изучение оптических разрядов данного типа показало, что картина их движения существенно зависит от газодинамических условий.

При распространении разряда по лазерному лучу в неограниченном объеме газа [2, 3], т. е. при отсутствии вблизи разряда ограничивающих движение газа препятствий, давление в разряде практически равно внешнему. Если оптическая толщина плазменного образования вдоль луча на длине волны лазерного излучения мала, то наблюдается движение двух фронтов разряда (границ плазмы в лазерном луче) в противоположных направлениях: передний фронт движется к лазеру, а задний — от лазера. Наблюдаемая при этом установившаяся скорость фронтов  $V$  значительно превышает скорость движения фронта относительно газа перед ним  $u$  (аналог нормальной скорости горения). Разница между  $V$  и  $u$  обусловлена возникающим при развитии разряда газодинамическим движением, которое имеет довольно сложный характер [4]: в окрестности фронтов движение газа можно считать плоским, но во всей остальной области, занятой разрядом, оно существенно двумерно.

Наличие области двумерного течения вдали от фронта разряда позволяет рассматривать движение переднего и заднего фронтов разряда независимо друг от друга и считать, что при заданной величине  $u$  наблюдаемая скорость  $V$  определяется только газодинамическими условиями в его окрестности, где течение одномерно, и использовать для определения соотношения между  $V$  и  $u$  модель «горения в бесконечной трубе». Согласно [3], зависимость  $V(u)$  в этом случае совпадает с соответствующей зависимостью для отдельно взятого фронта разряда, движущегося в бесконечной трубе, причем перед ним находится полубесконечный столб холодного газа, а за ним — такой же столб горячего газа с параметрами, совпадающими с параметрами плазмы в разряде. Если фронт движется по холодному газу со скоростью  $u$ , то возникающее движение газа приведет к тому, что наблюдаемая скорость фронта разряда (относительно стенок трубы)  $V = uc_k/c_0$ , где  $c_k$  и  $c_0$  — скорости звука в плазме разряда и в холодном газе перед фронтом. В частности, распространение разряда по лучу неодимового лазера (длина волны излучения  $\lambda = 1,06$  мкм) интенсивностью  $I \approx 10$  МВт/см<sup>2</sup> и диаметром 4,2 мм в воздухе атмосферного давления характеризуется значениями  $V \approx 20$  м/с и  $u \approx 2$  м/с [3].

В опытах [2, 3] именно наличие области двумерного движения плазмы приводит к выравниванию давления между окружающим газом и разрядом, а также делает движение переднего и заднего фронтов независимым друг от друга. Исключение в условиях опыта зоны двумерного разлета газа должно качественно изменить картину развития разряда. При одномерном, плоском течении газа во всей области разряда уже нельзя движение фронтов разряда считать независимым. Необходимо рассматривать движение «по трубе» одновременно двух фронтов, перед которыми находится холодный газ. Невозможность бокового разлета газа приведет к увеличению наблюдаемых скоростей движения плазмы. Представляет интерес исследование в указанных условиях возможности существования дозвукового (типа медленного горения), сверхзвукового распространения разряда, а также стационарного режима.

Близкая к одномерной ситуация реализуется при воздействии лазерного излучения на мишень на отрезке времени, в течение которого фронт плазмы уходит от поверхности мишени на расстояние, существенно меньшее диаметра лазерного луча. Например, в [5] при движении плазмы от твердой мишени и интенсивностях лазерного излучения, соответствующих работе [3], на начальной стадии наблюдаются скорости движения, в несколько раз превышающие скорость звука в воздухе. После удаления разряда от мишени на расстояние порядка диаметра лазерного луча, когда газодинамические процессы приобретают

существенно двумерный характер, скорость распространения плазмы снижается до нескольких десятков метров в секунду, как и в неограниченном пространстве [3]. В [6, 7] отмечалось движение плазмы со сверхзвуковой (по отношению к окружающему газу) скоростью и на больших расстояниях ( $6 \div 10$  диаметров луча) при распространении плазменного факела от мишени по кварцевой трубке. Но присутствие мишени в лазерном луче могло оказывать влияние на параметры распространения плазмы в этих опытах. Кроме того, для определения режима движения оптического разряда необходимо исследовать не только движение фронта разряда, но и скачки уплотнения перед ним.

Для описания распространения волны лазерного горения от мишени в условиях плоской геометрии при интенсивностях лазерного излучения  $I = 1-100$  МВт/см<sup>2</sup> ( $\lambda = 1,06$  мкм) предложена модельная задача [8], рассматривающая движение фронта плазмы с дозвуковой скоростью по газу, сжатому идущей впереди ударной волной (УВ). Качественно такая же картина имеет место при распространении фронта химического горения в газе от закрытого конца трубы (см. [9], с. 580). В рамках данной модели скорость движения фронта плазмы определяется, главным образом, расширением газа при поглощении лазерного излучения, а не величиной  $u$ , что приводит к зависимости типа  $V \sim I^{1/3}$ . Для сравнения отметим, что распространение оптического разряда по лазерному лучу в неограниченном объеме газа характеризуется зависимостью  $V \sim I^{1/2}$ , так как в этом случае  $V \sim u \sim I^{1/2}$  [2, 3, 10]. При  $I > 100$  МВт/см<sup>2</sup> ( $\lambda = 1,06$  мкм) наблюдалось распространение оптического разряда в атмосферном воздухе по лазерному лучу в режиме световой детонации, когда УВ и фронт плазмы идут вместе, образуя единый детонационный комплекс [10]. В опытах [11] при  $I = 20$  МВт/см<sup>2</sup> светодетонационная волна распространялась по воздуху у поверхности мишени в луче СО<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм). Но до настоящего времени пороговые условия возникновения световой детонации в одномерном случае, по-видимому, не исследовались.

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование процессов распространения оптического разряда в газодинамических условиях, приближенных к одномерному (плоскому) течению газа во всей области разряда, при отсутствии твердых тел (мишени) на пути лазерного луча.

**Экспериментальная установка.** В опытах (рис. 1) оптический разряд распространялся в воздухе атмосферного давления по лучу лазера на стекле с неодимом (Л1), работавшего в миллисекундном режиме. Амплитуда пиковой модуляции импульса не превышала 20% от среднего значения мощности. Во времени импульс имел близкую к прямоугольной форму (рис. 2), что позволило наблюдать процессы распространения разряда практически при постоянной мощности лазерного излучения. Параметры лазерного импульса: длительность по уровню половины интенсивности  $\tau = 2 \div 5$  мс в различных экспериментах; мощность  $W \leq 2$  МВт, энергия в импульсе  $E \leq 8$  кДж. Подробное описание лазерной установки приведено в [12].

Сфокусированный луч Л1 направлялся по оси кварцевой трубки. Для предотвращения испарения материала трубки под действием лазерного излучения и уменьшения воздействия плазмы разряда на стенки трубки ее размеры выбирались таким образом, чтобы в любом сечении внутренний диаметр превышал диаметр лазерного луча. Экспе-

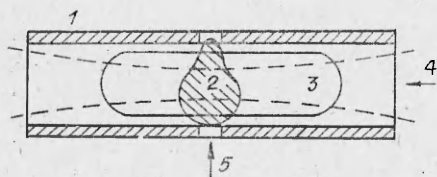


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — кварцевая трубка; 2 — плазма инициирующего пробоя; 3 — оптический разряд; 4 — луч лазера Л1 (его границы показаны штрихом); 5 — луч лазера Л2.

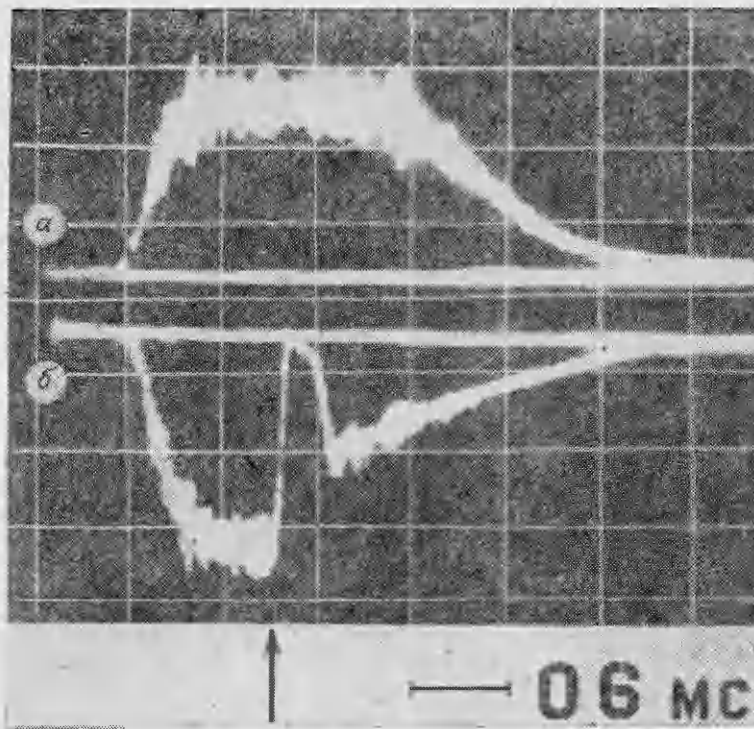


Рис. 2. Осциллограммы излучения Л1 до (а) и после (б) прохождения им разряда в кварцевой трубке;  $d = 7,3$  мм,  $l = 200$  мм,  $\tau = 2,0$  мс,  $E = 1,7$  кДж. Стрелкой обозначен момент инициирования разряда.

рименты проводили с трубками внутренним диаметром  $d = 7,3 \div 16,6$  мм и длиной  $l$  до 50 см. Излучение Л1 фокусировалось в центр трубки линзой с фокусным расстоянием 1 м. Диаметр пятна фокусировки в перетяжке каустики 5,3 мм, длина каустики по уровню половины интенсивности 21,5 см. В перетяжке каустики  $I \leq 10$  МВт/см<sup>2</sup>.

Такая интенсивность мала для ионизации воздуха, поэтому в центре трубки во время генерации Л1 создавалась «затравочная» плазма, обеспечивавшая некоторое начальное поглощение лазерного излучения и в результате дававшая начало развитию оптического разряда. Затравочная плазма создавалась пробоем воздуха излучением вспомогательного лазера (Л2) на стекле с неодимом, работавшего в режиме модуляции добротности. Длительность его импульса составляла 40 нс, энергия 1 Дж. Для ввода излучения Л2 в трубку в ее среднем сечении по диаметру сверлили два отверстия, диаметр которых был значительно меньше  $d$  и составлял от 2 до 3 мм.

В каждом эксперименте калориметром измеряли энергию импульса Л1, фиксировали интегральную по времени фотографию разряда, регистрировали форму импульса излучения как непосредственно на выходе Л1, так и за оптическим разрядом, что позволяло определить коэффициент поглощения лазерного излучения в разряде. Движение светящейся плазмы регистрировали двумя синхронизированными скоростными фотокамерами типа СФР-2, работавшими в режимах покадровой съемки и непрерывной целевой развертки. В части экспериментов одну из камер использовали для тепловое фотография процесса. При этом в качестве источника излучения для просвечивания изучаемой области использовали еще один лазер на рубине с  $\lambda = 6943$  А, работавший в режиме свободной генерации с длительностью импульса около 1 мс.

**Экспериментальные результаты.** Эксперимент проводили следующим образом. После того, как начиналась генерация лазера Л1 и его

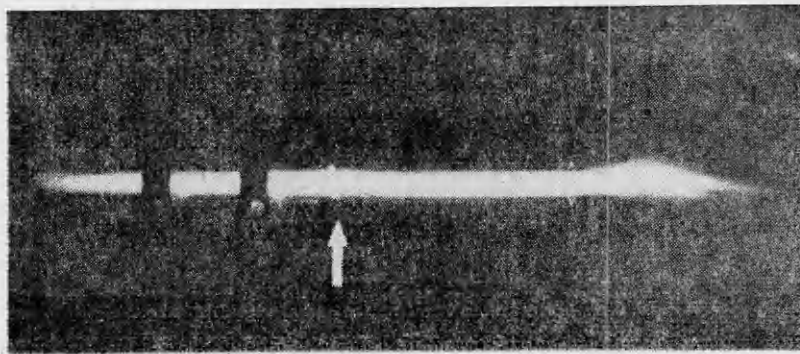


Рис. 3. Интегральная по времени фотография оптического разряда в кварцевой трубке;  $d = 16,6$  мм,  $l = 240$  мм,  $\tau = 2,0$  мс,  $E = 2,4$  кДж. На фоне плазменного столба видны зажимы крепления трубки, расстояние между которыми 50 мм. Стрелкой обозначен луч Л2.

импульс достигал максимальной мощности (через 0,4—1,0 мс после начала генерации), лазером Л2 создавался пробой воздуха в центре кварцевой трубки. Затравочная плазма пробоя «подхватывалась» излучением Л1, разряд от места инициирования распространялся в обе стороны по лучу поддерживающего разряд лазера. Типичная интегральная фотография разряда представлена на рис. 3. Форма плазменного образования асимметрична относительно точки инициирования. Диаметр светящейся области меньше внутреннего диаметра трубки и составлял в различных экспериментах  $\sim (0,8 \div 0,9)d$ . После опытов на внутренней поверхности кварцевых трубок видимых повреждений не обнаружено. Но у стеклянных трубок, использованных вместо кварцевых, внутренняя поверхность растрескивалась.

Характерная картина движения плазмы вдоль оси трубки иллюстрируется скоростными фоторазвертками, представленными на рис. 4. После инициирования разряд начинает распространяться по трубе в обе стороны. Через 20—50 мкс в точке инициирования образуется холодная (несветящаяся) область, которая впоследствии исчезает и не влияет на дальнейшие стадии развития разряда. Возникновение холодной области обусловлено газодинамической релаксацией области горячего газа [13, 14].

На начальной стадии распространения разряда его передний (ближний к лазеру) и задний фронты движутся симметрично относительно точки инициирования. Затем, по мере увеличения протяженности плазмы, характер ее движения меняется. Видимая, дальняя от лазера, граница плазмы становится размытой, светящееся плазменное образование как целое смещается навстречу лучу. После выхода переднего фронта плазмы из трубки образуется система «неподвижных» относительно торца трубки УВ, как это имеет место в процессе истечения паров при воздействии лазерного излучения на твердую мишень в атмосфере внешнего газа [15]. После выхода переднего фронта плазмы из трубки в настоящих экспериментах отмечены две качественно различные ситуации. В трубках большой длины ( $l = 50$  см, см. рис. 4, а) плазма полностью «вылетала» из трубки, после чего свечение в трубке не регистрировалось (разряд отсутствовал). В трубках меньшей длины ( $l \leq 24$  см) часть плазменного объема оставалась в трубке, и потом (за время  $\sim 1$  мс) плазма занимала всю ее длину и некоторый объем снаружи. Затем к концу лазерного импульса положение фронтов стабилизировалось. Максимальная общая длина плазменного образования достигала 40 см. Различие в «поведении» плазмы при выходе из коротких и длинных трубок объясняется, по-видимому, различием в интенсивности лазерного излучения у их торцов: интенсивность в 25 см от перетяжки в  $\sim 3$  раза ниже, чем в 12 см.

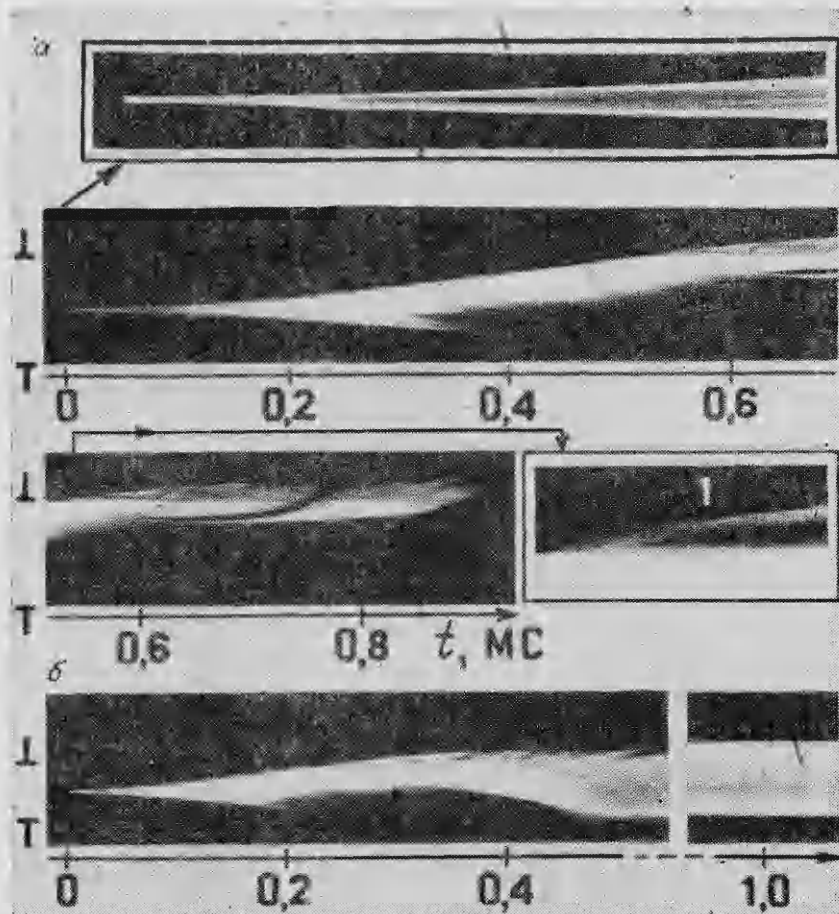


Рис. 4. Щелевая развертка свечения плазмы оптического разряда. Время указано от момента инициирования ( $\perp$  — границы трубки). Луч Л1 направлен сверху вниз,  $\tau = 5$  мс.

а) разряд в кварцевой трубке  $d = 16,6$  мм,  $l = 50$  см,  $W = 1,8$  МВт, 1 — «неподвижная» УВ у выхода из трубки; начальная стадия разряда и формирование УВ показаны в увеличенном (в 6 раз) масштабе; б) разряд в трубке  $d = 11,3$  мм,  $l = 24$  см,  $W = 1,4$  МВт.

За время лазерного импульса значительно изменялось пропускание лазерного излучения через область разряда (см. рис. 3). После инициирования разряда в период симметричного развития плазмы доля прошедшего через разряд излучения снижалась. Затем разряд становился оптически плотным, его коэффициент пропускания не превышал минимальной величины  $\sim 5\%$ , фиксируемой использованной в опытах схемой регистрации. Учитывая длину светящегося плазменного образования, в опытах с самыми тонкими трубками диаметром 7,3 мм показатель поглощения плазмы  $\alpha > 1$  см $^{-1}$ . После выхода переднего фронта плазмы за пределы трубки пропускание увеличивалось, достигая  $\sim 50\%$ . Конкретная величина пропускания зависела от длины плазменного образования. На этом этапе  $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-2}$  см $^{-1}$ , что примерно соответствует поглощению в воздушной плазме атмосферного давления при  $T = 20\,000$  К [16]. Оценка температуры плазмы по спектру испускания также дает величину  $\sim 2 \cdot 10^4$  К.

Скорость движения переднего фронта плазмы  $v$  в зависимости от пройденного по трубке расстояния показана на рис. 5. Сразу после пробоя воздуха излучением Л2 в течение первых  $\sim 10$  мкс после инициирования скорость расширения плазмы всегда сверхзвуковая, что обусловлено расширением плазмы иницирующего лазерного пробоя. Этот период развития разряда на рис. 5 не отражен, так как его пространственный масштаб  $\leq 0,5$  см. Затем скорости расширения снижаются, что

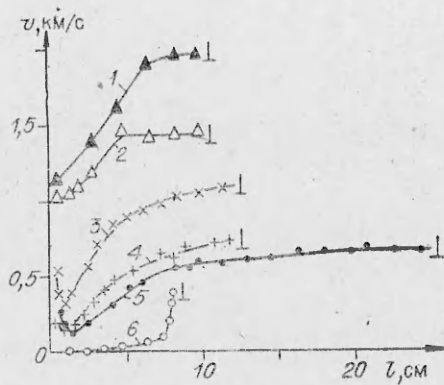


Рис. 5. Зависимость скорости переднего фронта разряда в трубке от пройденного расстояния.

1 —  $d=7,3$  мм,  $W=1,8$  МВт; 2 —  $d=7,3$  мм,  $W=1,6$  МВт; 3 —  $d=11,3$  мм,  $W=1,7$  МВт; 4 —  $d=16,6$  мм,  $W=1,9$  МВт; 5 —  $d=16,6$  мм,  $W=1,8$  МВт; 6 — (точка инициирования у торца трубки)  $d=7,3$  мм,  $W=1,1$  МВт.  $\Delta$  — граница трубки.

видно на начальных участках кривых 3—5. После этого наступает период сравнительно медленного изменения скорости.

Рассмотрим более подробно опыт, соответствующий кривой 5 рис. 5. После окончания процесса инициирования

плазмы происходит ускорение движения фронта, за которым следует продолжительный участок распространения плазмы с практически постоянной скоростью. На этом отрезке времени светящееся плазменное образование поглощает почти все падающее на него излучение и смещается как целое навстречу лазерному лучу. Данные обстоятельства позволяют утверждать, что здесь наблюдается некоторый установившийся стационарный режим распространения плазмы. Ему соответствует определенное значение скорости движения фронта плазмы  $v = V$ . Такие же участки имеются на кривых 1—3. Кроме того, сравнение кривых 4 и 5 позволяет оценить длину трубки, на выходе которой скорость плазмы достигает стационарного значения, и использовать для определения  $V$  данные экспериментов со сравнительно короткими трубками.

В ряде опытов непрерывность в распространении разряда нарушалась: плазма возникала на некотором расстоянии перед фронтом, после чего начиналось развитие разряда от новой точки «воспламенения». Непрерывная развертка свечения разряда в одном из таких экспериментов показана на рис. 6, а. Перед фронтом разряда, движущимся со скоростью  $v = 720$  м/с (1) на расстоянии 4 мм от него возникает новый очаг плазмы (2), от которого в свою очередь начинают распространяться два фронта разряда. Передний фронт движется относительно трубки к лазеру с  $v = 1,5$  км/с, а задний — 440 м/с, т. е. новое плазменное образование как целое смещается со скоростью  $\approx 1$  км/с и, кроме того, его длина увеличивается примерно с такой же скоростью. Значение  $v$  переднего фронта затем снижается до  $\approx 1,15$  км/с и остается примерно постоянным до его выхода из трубки. Скорость заднего фронта снижается до нуля и меняет направление, после чего эволюция заднего фронта плазмы практически повторяет наблюдаемую при инициировании разряда в центре трубки (см. рис. 4). На рис. 6 отчетливо видно, что новое плазменное образование экранирует ранее возникший объем плазмы от лазерного излучения. Отметим, что такие же особенности («скачки» фронта горения) имеют место и в преддетонационном режиме распространения химического пламени.

Скорости распространения разряда в трубке (см. рис. 5) в большинстве случаев сверхзвуковые для холодного газа, заполнявшего трубку до инициирования разряда. Поэтому для исследования режима распространения разряда применялось тепловое фотографирование процесса, позволявшее наблюдать движение не только светящейся плазмы, но и возникающих при этом ударных волн. Типичная для большинства экспериментов тепловая развертка движения переднего фронта разряда показана на рис. 6, б. На развертке отчетливо видно, что сначала по трубке распространяется УВ, и только потом на некотором расстоянии от нее по сжатому УВ газу движется светящийся фронт разряда. Пространство между фронтом разряда и идущей УВ не однородно: оно заполнено другими ударными волнами, возникающими у фронта разряда и догоняющими идущую впереди волну. Следовательно, в данном случае отмечен дозвуковой тип оптического разряда. Его фронт

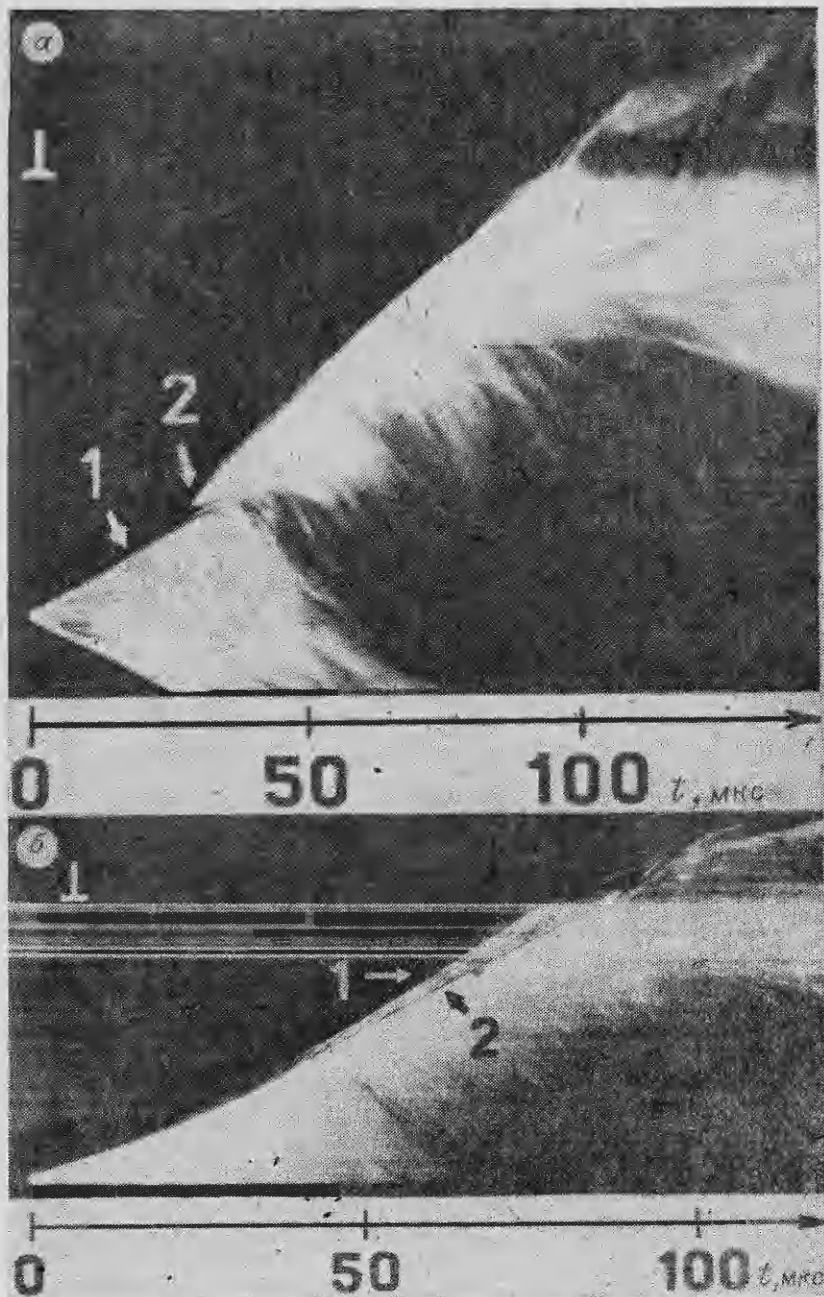


Рис. 6. Щелевая (а) и тепловеская щелевая (б) развертки распространения переднего фронта оптического разряда по трубке;  $d = 7,3$  мм,  $l = 20$  см,  $W = 1,43$  (а) и  $1,6$  МВт (б). Луч Л1 направлен сверху вниз.  
1 — ударная волна; 2 — фронт плазмы.

движется с дозвуковой скоростью по сжатому УВ газу. На стадии стационарного распространения разряда скорость ударной волны превышает скорость фронта разряда на  $10 \div 20\%$ . В опыте, соответствующем рис. 6, б,  $V = 1,2$  км/с, а  $V_{УВ} \approx 1,5$  км/с.

В экспериментах, проведенных при минимальном диаметре кварцевой трубки (7,3 мм) и при максимальном для данной серии опытов, значении мощности лазерного излучения (1,8 МВт), наблюдалась качественно иная картина развития разряда: на стадии стационарного распространения фронт горения двигался с той же скоростью, что и



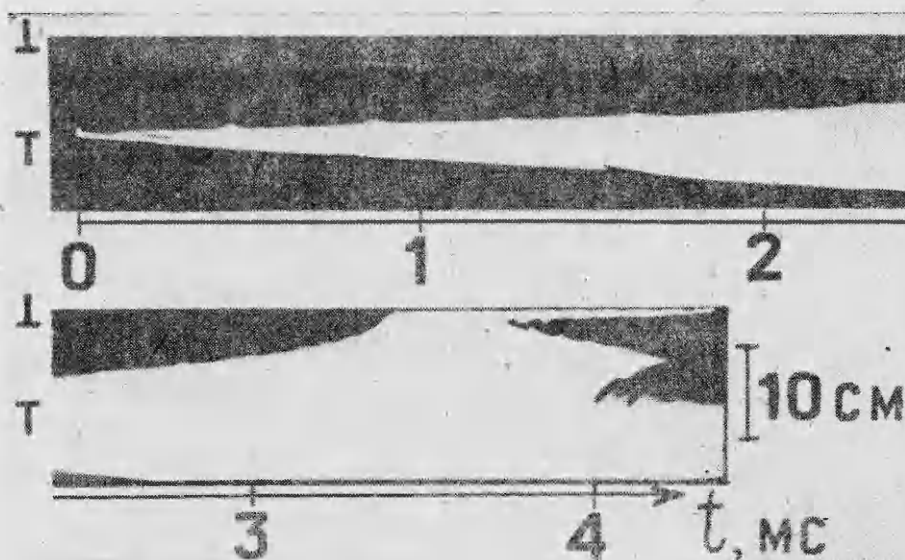


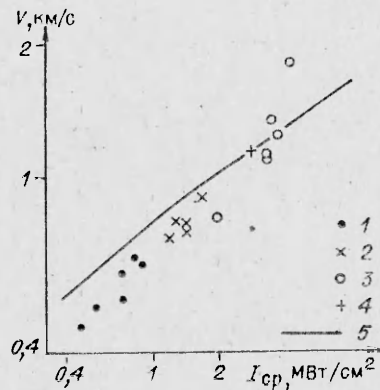
Рис. 7. Щелевая развертка распространения оптического разряда при иницировании в 2 мм от торца трубки;  $d = 7,3$  мм,  $l = 80$  мм,  $W = 1,1$  МВт,  $\tau = 5$  мс. Луч Л1 направлен сверху вниз. При  $t = 2,8$  мс задний и 3,4 мс передний фронты выходят за пределы кадра.

ударная волна, при расстоянии между ними  $\sim 2$  мм. Соответствующая непрерывная тепловская развертка представлена на рис. 2 в [1]. Данное обстоятельство указывает на реализацию в этих условиях светодетонационного механизма распространения разряда. Интенсивность лазерного излучения на фронте волны детонации составляла  $6,4 - 4,5$  МВт/см<sup>2</sup>, что примерно в 20 раз меньше порога световой детонации в неограниченном газовом объеме ( $\sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> [10]). Спиржение порога световой детонации объясняется, очевидно, уменьшением потерь энергии из волны детонации из-за ограничения бокового разлета газа.

При иницировании оптического разряда в центре трубки существенное влияние на последующее его развитие оказывают, по-видимому, объемы холодного воздуха, находящиеся в трубке и сдерживающие расширение плазмы. Были поставлены опыты, в которых иницирующая искра смещалась из середины трубки в точку, находящуюся вне трубки в 2 мм от дальнего по отношению к Л1 ее конца. В этом случае, по крайней мере с одной стороны от разряда, отсутствовала «пробка» из холодного воздуха. Полученная при этом картина распространения разряда значительно отличалась от фиксировавшейся в опытах с иницированием в центре трубки в первую очередь значительно меньшими скоростями распространения в течение первых миллисекунд. Соответствующая щелевая развертка приведена на рис. 7. Средняя скорость переднего фронта разряда, «заходящего» в трубку, в течение первых 2 мс после иницирования составляет  $\sim 10$  м/с, что по порядку величины соответствует распространению разряда в неограниченном объеме [3]. Кроме того, возникают колебания переднего фронта (находящегося в трубке) с частотой, соответствующей акустическим колебаниям воздуха в трубке. По-видимому, эти колебания вызываются иницирующей разряд лазерной искрой. Начиная со второй миллисекунды движение переднего фронта плазмы ускоряется. При выходе из трубки его скорость достигает 400 м/с (см. рис. 5, 6). В конце развертки (см. рис. 7) свечение разряда в трубке прекращается значительно (на  $\sim 1$  мс) раньше, чем в пространстве вне ее. Данное обстоятельство указывает на то, что близко расположенные стенки кварцевой трубки вызывают повышенные потери энергии из плазмы. Таким образом, иницирование разряда у открытого конца трубки качественно изменяет картину распрост-

Рис. 8. Скорость стационарного распространения фронта разряда.

Кварцевая трубка,  $d$ , мм: 1 — 16,6, 2 — 11,3, 3 — 7,3; 4 — стеклянная трубка,  $d = 8$  мм; 5 — зависимость  $V(I)$ , рассчитанная по одномерной модели.



ранения разряда по сравнению с иницированием в центре: в том же диапазоне экспериментальных условий разряд движется со значительно меньшими скоростями, не наблюдался стационарный режим распространения разряда.

**Стационарный режим распространения разряда по трубке.** Ограничение радиального движения газа стенками трубки в настоящих опытах позволяет приближенно считать, что газ движется только вдоль оси трубки и, следовательно, газодинамика носит одномерный (плоский) характер. На это же указывает тот факт, что скорость выравнивания давления по поперечному сечению трубки в разряде (равная  $c_k$ ) в несколько раз превышает скорость распространения разряда. С другой стороны, интенсивность лазерного излучения распределена неравномерно по поперечному сечению (диаметр лазерного луча всегда меньше диаметра трубки, в некоторых опытах в 3 раза), что не соответствует одномерной картине. Поэтому значения  $V$  в описываемых опытах определяются, вообще говоря, двумя параметрами: мощностью лазерного излучения и внутренним диаметром трубки. Но экспериментальные данные (см. рис. 8) показывают, что в некотором приближении можно говорить о существовании взаимно-однозначного соответствия между величинами  $V$  и  $I_{cp} = 4W/\pi d^2$  в экспериментах с различными значениями  $W$  и  $d$ . Этот факт показывает, что с определенной степенью точности можно считать скорость распространения плазмы зависящей не от двух независимых переменных  $W$  и  $d$ , а только от одной их комбинации — средней по поперечному сечению трубки интенсивности лазерного излучения  $I_{cp}$ .

Отметим попутно, что экспериментальные результаты, полученные со стеклянной трубкой, находятся в соответствии с зависимостью  $V(I_{cp})$ , полученной для кварцевых трубок (см. рис. 8). Это свидетельствует о том, что выбор материала трубок не влияет на параметры распространения разряда.

Все изложенное выше позволяет рассматривать стационарный процесс распространения разряда по трубке как одномерный. В частности, объем плазмы, образовавшийся под действием лазерного излучения, можно рассматривать как поршень, расширяющийся в трубке от точки иницирования в обе стороны. Поршень, перемещающийся с постоянной скоростью, приводит в движение холодный газ в трубке и создает в нем ударные волны, идущие вперед и назад по трубке. Движением охвачен только холодный газ, заключенный между границами плазмы и УВ. Для нахождения движения УВ и холодного газа можно воспользоваться решением известной задачи о поршне в трубе ([9], с. 440). Учитывая, что при перемещении поршня с постоянной скоростью давление сжатого газа за УВ постоянно, а перепад давления на фронте горения мал, можно считать, что давление в плазме разряда на стадии стационарного распространения также постоянно. Это, в свою очередь, указывает на симметричное относительное точки иницирования расширение области, занятой плазмой разряда. Кроме светящейся, регистрируемой на непрерывных фоторазвертках плазмы (прилегающей к переднему фронту разряда), сюда относится и объем частично остывшей из-за экранировки лазерного излучения несветящейся плазмы. Экспериментально симметричное расширение нагретой области в трубке подтверждается в течение всего отрезка времени, когда по свечению можно наблюдать движение ее

границ (см. рис. 4). Этот промежуток времени частично захватывает и участок стационарного распространения разряда.

Постоянство давления в плазме разряда позволяет положить, пренебрегая потерями энергии из разряда, что энергия лазерного излучения (полностью поглощаемая в разряде) идет на увеличение энтальпии плазмы. Если считать ее идеальным газом, то это означает

$$2 \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} pV = I. \quad (1)$$

Здесь  $\gamma_1$  — показатель адиабаты плазмы;  $p$  — давление в разряде.

С другой стороны, перепад давления на УВ, идущей по трубе перед поршнем, движущимся со скоростью  $V_1$ , дается соотношением ([9], с. 441)

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \gamma_2 \frac{(\gamma_2 + 1)}{4c_0^2} V_1^2 + \gamma_2 \frac{V_1}{c_0} \left[ 1 + \frac{(\gamma_2 + 1)^2}{16c_0^2} V_1^2 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $p_0$  — начальное давление в трубке;  $\gamma_2$ ,  $c_0$  — показатель адиабаты холодного газа и скорость звука в нем;  $p$  — давление за УВ, совпадающее с давлением в разряде.

Если пренебречь различием между скоростью движения сжатого газа за ударной волной  $V_1$  (совпадающей со скоростью поршня) и фронта разряда  $V$  ( $V = V_1$ ) — это различие равно скорости движения фронта разряда относительно находящегося перед ним газа  $V - V_1 = u$ , то соотношения (1) и (2) определяют зависимость  $V(I)$ , соответствующую рассматриваемой модели. Изложенные выше модельные представления основаны на работах [8, 17].

Отметим, что данная простая модель, позволяя определить скорость движения фронта разряда, не рассматривает физический механизм его распространения (процессы переноса энергии от плазмы холодному газу). Поэтому она не позволяет определить такие характеристики, как температуру плазмы и скорость  $u$ . Значение  $u$  можно оценить, учитывая, что температура плазмы в разряде  $\sim 2 \cdot 10^4$  К, а температура газа за ударной волной, движущейся со скоростью  $\sim 1$  км/с,  $\sim 10^3$  К. Используя соотношение непрерывности потока вещества на фронте разряда и считая, что давление по обе его стороны выровнено, получим  $u \sim 10^{-2} V$ , что подтверждает сделанное в расчетах предположение.

Сравнение экспериментальных данных с расчетной кривой  $V(I)$  (при переходе от модели к эксперименту считается  $I = I_{\text{ср}}$ , см. рис. 8) показывает их удовлетворительное согласие. До  $I_{\text{ср}} \leq 4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> экспериментальные значения  $V$  ниже расчетных, что, по-видимому, идет от пренебрежения в модельной постановке потерями энергии. При  $I_{\text{ср}} \geq 4$  МВт/см<sup>2</sup> наблюдаемые скорости превышают расчетные. В частности, при  $I_{\text{ср}} = 4,3$  МВт/см<sup>2</sup> ( $d = 7,3$  мм,  $W = 1,8$  МВт) превышение составляет 40%. Вместе с указанным выше качественным отличием картины развития разряда в данном случае (ударная волна и фронт разряда распространялись вместе с одинаковой скоростью) этот факт является еще одним свидетельством о переходе к режиму распространения разряда, отличному от принятого в рассмотренной модели. Отметим также, что, согласно модели, скорость УВ перед фронтом разряда при  $V \gg c_0$  составляет ([9], с. 441)  $1/2 \cdot (\gamma_2 + 1) V \approx 1,2V$ , что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными при  $I_{\text{ср}} \leq 4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

Соотношение (2) позволяет рассчитать давление в холодном газе за УВ и, следовательно, в плазме разряда по  $V$ . Оценки показывают, что давление в плазме в наших экспериментах при внешнем давлении 1 атм составляло десятки атмосфер. Например, значению  $I_{\text{ср}} = 3,8$  МВт/см<sup>2</sup> соответствует  $p = 35$  атм.

**Выводы.** В настоящей работе впервые экспериментально наблюдался и исследовался оптический разряд в режиме медленного горения

в газодинамических условиях, близких к одномерному (плоскому) случаю, когда твердые тела в луче лазера отсутствуют. Показано, что после начального разгона плазмы реализуется стационарный режим распространения разряда, характеризующийся движением фронта разряда по газу, сжатому ударной волной, движущейся с большей скоростью. Данный режим наблюдался в диапазоне интенсивности 0,4—4 МВт/см<sup>2</sup>. В этом же диапазоне обнаружены нарушения непрерывности распространения («скачки» фронта) разряда. Полученные характеристики распространения разряда находятся в удовлетворительном соответствии с расчетами по одномерной модели. При  $I_{cp} \approx 4,3$  МВт/см<sup>2</sup> наблюдается переход в режим световой детонации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. А. Буфетов, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 5, 216.
2. Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. М. Прохоров и др. Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, 609.
3. И. А. Буфетов, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров и др. Квантовая электроника, 1981, 8, 751.
4. И. А. Буфетов, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров и др. Препринт ФИАН, 1982, № 199.
5. E. L. Klosterman, S. R. Yigon. J. Appl. Phys., 1974, 45, 4751.
6. А. А. Бакеев, Л. П. Николашина, П. В. Прокопенко и др. Тез. докл. V Всес. совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1981.
7. А. А. Бакеев, Л. А. Васильев, М. Е. Земсков и др. Квантовая электроника, 1983, 10, 1812.
8. П. В. Немчинов. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, 46, 1026.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954.
10. Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
11. А. П. Барчуков, Ф. В. Бункин, В. И. Конов и др. ЖЭТФ, 1974, 66, 965.
12. И. А. Буфетов, В. Б. Федоров, В. К. Фомин. Краткие сообщения по физике ФИАН. Вып. 10, 1980.
13. И. А. Буфетов, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров и др. Докл. АН СССР, 1981, 261, 586.
14. И. А. Буфетов, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 7, 897.
15. В. А. Батанов, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров и др. Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, 113.
16. П. В. Авилова, Л. М. Биберман, В. С. Воробьев и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970.
17. I. V. Nemchinov.— In: Eight international colloquium on gasdynamics of explosions and reactive systems. Book of abstracts. Minsk, 1981.

Поступила в редакцию 4/VII 1985,  
после доработки — 17/IX 1985

### СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛАМЕНИ В СМЕСЯХ ХЛОРА С УГЛЕВОДОРОДАМИ

А. В. Стеблев  
(Москва)

Проблема стабилизации пламени важна при создании высокопроизводительных камер сгорания, в которых скорость движения потока реагентов может превышать 100 м/с. В смесях углеводородов с хлором в качестве окислителя этот вопрос вообще не изучен, хотя в работе [1] показана возможность использования горения хлора с углеводородами, как технологического приема получения хлоруглеводородов.

Настоящая работа поставлена с целью определения границ устойчивого стационарного горения смесей метана, пропана и этилена с хлором при использовании цилиндрических стабилизаторов различного диаметра. Исследования проводились на бунзеновских горелках с внутренним диаметром 2,5—10 мм. Скорость истечения смеси реагентов из горелки изменялась от 1 до 16 м/с. В качестве стабилизаторов использованы цилиндры диаметром 0,2—1,3 мм, устанавливаемые на срезе горелки.