

## ЛАЗЕРНАЯ ИСКРА В РЕЖИМЕ "МЕДЛЕННОГО ГОРЕНИЯ" 23, 21

Ф.В.Бункин, В.Н.Конов, А.М.Прохоров, В.Б.Фееоров

В наших опытах при фокусировке излучения лазера на неодимовом стекле, работающего в режиме миллисекундного импульса, в разрядный промежуток наблюдалось "горение" лазерной искры при интенсивности  $I$  ниже порога светового пробоя. Процесс начинался с электрического пробоя в разрядном промежутке, помещенном в фокальной плоскости линзы с  $f = 50$  см. В области пробоя ионизованный газ поглощал лазерное излучение. В результате вдоль оси лазерного луча возникала симметричная относительно области пробоя искра с продольными размерами, много большими начальной области ионизации. Время горения искры во много раз превышало длительность электрического разряда и определялось продолжительностью импульса генерации. Описываемый эффект имел порог по интенсивности излучения  $I \sim 10^7$  вт/см<sup>2</sup>. Заметим, что порог светового пробоя в воздухе при атмосферном давлении в миллисекундном диапазоне длительностей составляет  $10^9$  вт/см<sup>2</sup> (см. [1]).

Электрический пробой в разряднике, состоящем из двух металлических игл, инициировался импульсом излучения лазера за счет испарения металла с поверхности игл. Длина разрядного промежутка  $\approx 5$  мм. К нему был подсоединен конденсатор емкостью 6,5 мкф, заряженный до напряжения 6 в. При незаряженном конденсаторе эффекта лазерной искры не было, наблюдался лишь небольшой факел испаренного с поверхности игл металла.

На рис. 1 (см. вклейку) приведена фотография искры. Размеры искры, длина  $\ell = 7,5$  см и ширина области свечения  $d = 3,5$  мм, примерно соответствуют размерам центральной части каустики линзы  $2\theta f^2/\sigma \approx 6$  см,  $2\theta f \approx 2,5$  мм ( $2\sigma$  – апертура падающего на линзу пучка,  $2\theta = 5 \cdot 10^{-3}$  рад – расходимость луча лазера). Симметричный характер искры означает, что поглощение в ней падающего света малое. Проведенные измерения коэффициента поглощения плазмы искры  $\alpha = \Delta E / E \ell$  ( $\Delta E$  – поглощенная энергия) при  $E \approx 1000$  Дж дали значение  $\alpha \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . За порог эффекта принимался опыт, в котором искра была различима на фоне свечения области электрического пробоя. Это соответствовало энергии  $E = 730$  Дж. Поскольку диаметр пятна в фокусе линзы  $d = 2,5 + 3,5$  мм, то пороговая интенсивность излучения  $I_{\text{порог}} \approx (0,8 + 1,5) \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$ . Все наши опыты проводились при небольшом превышении порога, что, в частности, объясняет заполнение искрой лишь центральной части каустики линзы.

Методом скоростного фотографирования исследовалось развитие процесса во времени (рис. 2 (см. вклейку) и рис. 3). На рис. 2 видно, что электрический пробой, создающий затравочную зону ионизации, длится в течение  $\approx 0,1$  мсек (первые 3 кадра). Далее появляется лазерная искра. Форма искры определяется заполнением каустики линзы. Видно, что каустика несколько изменяется со временем. Это, по-видимому, связано с изменением расходимости луча лазера в течение импульса генерации. Зависимость длины искры от времени показана на графике рис. 3. Временной ход изменения длины искры качественно соответствует форме зависимости интенсивности излучения от времени  $I(t)$ : длина искры достигает максимума, медленно меняется, а затем уменьшается и искра гаснет. Такое соответствие, по-видимому, означает, что процесс горения искры является стационарным. Из рис. 2 можно оценить среднюю скорость развития искры. Она составляет  $D \approx 40$  м/сек.

Спектроскопических измерений температуры плазмы искры не проводилось. Температуру искры можно оценить из полученного экспериментально значения коэффициента поглощения  $\alpha$  по формуле Крамерса – Унзольда [2, 3]:

$$\alpha(T) = 6,2 \cdot 10^{-20} n T_{\text{рад}} (h\nu_{\text{эв}})^{-3} e^{-\frac{\Delta - h\nu}{kT}} \left( 1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right), \quad (1)$$

где  $n$  — плотность атомов в  $\text{см}^3$ ,  $h\nu$  — энергия фотона,  $\Delta$  — потенциал ионизации атома. Подставляя сюда  $\alpha = 7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  и  $\Delta = 14,2 \text{ эв}$ , получим  $T \approx 1 \text{ эв}$ .

Описанный выше эффект, с нашей точки зрения, аналогичен процессу медленного горения газа. При этом скорость выделения тепла "экзотермической реакции" определяется интенсивностью лазерного излучения  $I$  и коэффициентом поглощения нагретого газа (искры)  $\alpha(T)$ . Фронт искры так же, как и при обычном горении, перемещается за счет передачи тепла из зоны "горения" (искры) в холодный газ, причем механизмом теплопередачи служит обычная теплопроводность газа. Следует заметить, что рассматриваемый эффект существенно отличается от описанных в литературе [2, 3] эффектов перемещения зоны поглощения луча при оптическом пробое газа "гигантским" лазерным импульсом (детонационный механизм, радиационный механизм, волна пробоя), когда поглощение происходит в тонком слое сильно ионизированного газа, перемещающегося со скоростью  $\sim 100 \text{ км/сек}$ .

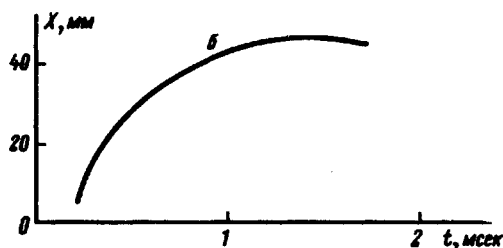
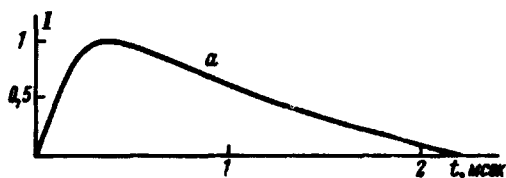


Рис. 3. а — осциллограмма импульса излучения лазера с энергией  $E = 1100 \text{ Дж}$  и б — зависимость длины искры от времени, полученная методом скоростного фотографирования

Исходя из представлений о механизме медленного горения, можно определить зависимость скорости развития искры от интенсивности излучения  $I$  и температуры искры  $T$ . Поскольку искра расширяется симметрично вдоль луча, скорость перемещения ее фронтов (относительно неподвижной затравочной зоны пробоя) должна определяться таким же образом, как скорость фронта горения, распространяющегося от закрытого конца трубы. При этом имеем [4]:

$$D = v_H \frac{\gamma_0 (\gamma - 1)}{\gamma (\gamma_0 - 1)} \frac{c_p T}{c_p T_0}, \quad (2)$$

где индекс "0" относится к холодному газу;  $\gamma$  – показатель адиабаты;  $c_p$  – теплоемкость при постоянном давлении;  $u_H$  – так называемая скорость воспламенения, которая определяется скоростью выделения тепла реакции горения и коэффициентом теплопроводности газа  $\kappa$ . В нашем случае скорость выделения тепла равна  $a(T)l$  и поэтому (см., например, [5])

$$u_H = \frac{1}{\rho_0 q} \sqrt{2\kappa l \int_{T_0}^T a(T) dT}, \quad (3)$$

где  $q = c_p T - c_{p_0} T_0$ ,  $\rho_0$  – плотность холодного газа.

На основании формул (1 – 3), вводя коэффициент температуропроводности  $\chi = \kappa / c_p \rho$  и, учитывая связь между  $\rho$  и  $\rho_0$  для процесса горения [4], получаем окончательную формулу для скорости  $D$  (учтено, что  $c_p T \gg c_{p_0} T_0$ ):

$$D = \sqrt{2 \frac{\gamma_0 (\gamma - 1)}{\gamma (\gamma_0 - 1)} \frac{\chi l a(T)}{\rho_0 c_{p_0} T_0} \frac{kT}{\Delta - h\nu}}, \quad (4)$$

Численная оценка по этой формуле для воздуха при нормальных условиях и при  $l = 10^7 \text{ см}^2/\text{сек}$ ,  $T = 1 \text{ эв}$ ,  $\Delta = 14,2 \text{ эв}$ ,  $h\nu = 1,17 \text{ эв}$ ,  $\chi = 40 \text{ см}^2/\text{сек}$  дает  $D = 50 \text{ м/сек}$ , что находится в хорошем согласии с приведенной выше экспериментальной оценкой.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
10 апреля 1969 г.

### Литература

- [1] М.П.Ванюков, В.И.Исаенко, В.В.Любимов, В.А.Серебряков, О.А.Шорохов. Письма в ЖЭТФ, 3, 316, 1966.
- [2] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Изд. Наука, 1966.
- [3] Ю.П.Райзер. Письма в ЖЭТФ, 7, 73, 1968.
- [4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
- [5] А.С.Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М., Изд. АН СССР, 1960.