

аппроксимационные соотношения результатов экспериментов для каждого конкретного типа молекул (см., например [5]), что повысит надежность результатов счета по предложенной выше модели.

Поступила в редакцию
10/VIII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. A. V. Eremin, A. A. Kulikovskiy, I. M. Naboko. Chem. Phys. Lett., 1977, 45, 2, 351.
2. S. Tsuchiya, J. Suzuki. Bull. Chem. Soc. Japan, 1971, 44, 4, 901.
3. R. C. Millikan, D. R. White. J. Chem. Phys., 1963, 39, 12, 3209.
4. С. А. Лосев. ФГВ, 1973, 9, 6, 767.
5. R. L. Taylor, S. Bitterman. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, 26.

ДОЗВУКОВЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ У ПРЕГРАДЫ В ВОЗДУХЕ

Т. В. Лосева, И. В. Немчинов

(Москва)

При взаимодействии лазерного излучения с преградой у ее поверхности возникает плазменный факел, который распространяется навстречу лазерному излучению. Впервые волны «светового горения» воздуха обнаружены в экспериментах [1], когда оптический разряд или лазерная искра развивались в режиме медленного горения, со скоростями в десятки метров в секунду при плотностях потока излучения неодимового лазера около 10 МВт/см^2 . Механизмом распространения такой волны являлась обычная теплопроводность. Как показано при теоретическом анализе этого явления [2, 3], излучение плазмы в условиях [1] носит характер потерь энергии на излучение. Вместе с тем ясно, что низкие скорости распространения волн светового горения в [1] связаны с тем, что давление в плазме было близко к атмосферному из-за малого размера луча (0,1 мм) и большой длительности импульса (1 мкс). При расширении слоя плазмы в условиях геометрии, близкой к плоской, при тех же плотностях потока излучения q , что и в [1], можно ожидать гораздо больших скоростей за фронтом образующейся у преграды ударной волны (УВ) и существенного повышения давления плазмы. Для соблюдения условий плоской геометрии необходимы больший радиус луча и более короткие длительности импульса τ , чем в [1].

Расширяющаяся горячая плазма как бы выталкивает холодный воздух, сжатый за фронтом УВ. Оценки по теории такого режима «выталкивания» [4] показали, что при $q \approx 10 \text{ МВт/см}^2$ скорость расширения плазменного слоя составляет уже несколько километров в секунду, а величина давления — несколько десятков и даже сотен бар.

Столь сильное повышение давления над атмосферным, а соответственно и увеличение плотности плазмы делает ее оптически непрозрачной в слоях уже сравнительно небольшой толщины. Потоки излучения становятся близкими к потокам излучения черного тела при достигнутых в плазме температурах (порядка 2—4 эВ). Это меняет механизм распространения таких волн поглощения на радиационный механизм. В [5] получено численное решение задачи о распространении плоского плазменного фронта под действием радиационных эффектов. Конкретно

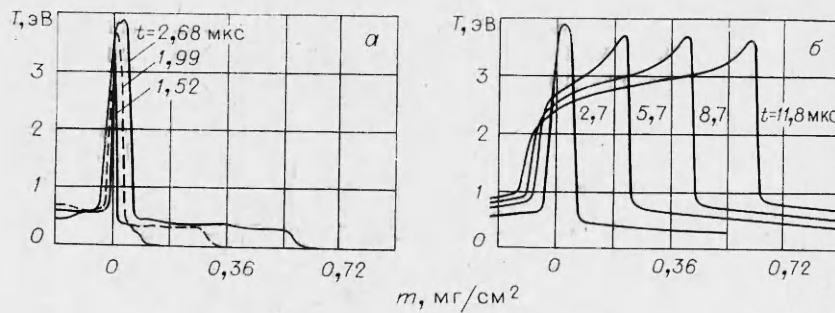


Рис. 1.

рассмотрен случай $q = 10$ МВт/см². Приведем здесь результаты аналогичных численных расчетов для больших q .

На рис. 1 для $q = 20$ МВт/см² представлено распределение температуры T по массе m слоя алюминиевых паров и прилегающего слоя воздуха в различные моменты времени t . На рис. 1, а показана стадия образования плазмы над алюминиевой преградой и развития радиационной волны. При расчетах учитывались газодинамические процессы в парах и воздухе, процессы поглощения лазерного излучения преградой и плазмой, перенос энергии излучением, рожденным в горячей плазме, процессы испарения преграды за счет излучения лазера, а после возникновения у преграды слоя паров, экранирующего ее от прямого действия лазера, и испарение за счет излучения из плазмы. Для стадии возникновения плазмы дополнительно учитывались эффекты отрыва электронной температуры от ионной, согласно «неравновесной» модели вспышки поглощения излучения в парах преграды [6]. Излучение лазера падает справа. Область $m > 0$ как рис. 1, а — воздух, $m < 0$ — пары. Видно, что масса паров несколько увеличивается и после возникновения плазмы за счет испарения излучением плазмы.

Переброс плазменного фронта из паров, в данном случае алюминиевых, в воздух связан с излучением горячей плазмы, которое, поглощаясь в холодных слоях, прилегающих к плазменному фронту, вызывает их нагрев и ионизацию, начало интенсивного поглощения лазерного излучения этими слоями, ускоренный разогрев их до температур, близких к максимальной, излучение плазмы, прогрев следующих слоев и т. д. По веществу начинает распространяться радиационная волна (РВ). При рассматриваемых плотностях потока она является дозвуковой. Плазменный фронт значительно отстает от движущейся впереди ударной волны, имеющей более низкую температуру и прозрачной для падающего лазерного излучения, которое почти свободно доходит сквозь ударно-сжатый слой до плазменного фронта. Стадия «разгорания» плазмы и начала распространения РВ длится в данном случае около 1—2 мкс. На рис. 1, б показана стадия квазистационарного распространения РВ. Максимальная температура газа почти не меняется, распространение плазменного фронта происходит почти с постоянной скоростью.

Область самого плазменного фронта — зона резкого изменения основных параметров — является довольно узкой. Так, в момент 12 мкс она занимает массу, составляющую лишь 2—3% от массы горячей плазмы, которая, в свою очередь, меньше массы, захваченной ударной волной, в 8 раз. Для этого момента времени на рис. 2 приведены распределения основных параметров в зоне фронта РВ в крупном масштабе. Здесь q_l — плотность потока лазерного излучения, q_r — плотность потока собственного излучения. При $T \leq 1,3 \div 1,4$ эВ лазерное излучение практически не поглощается. Воздух прогревается излучением плазмы. Таким образом, температура «поджига» [2, 3], т. е. такая, при которой

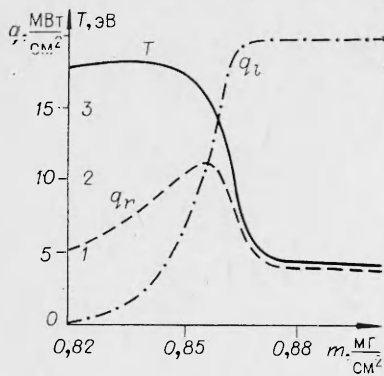


Рис. 2.

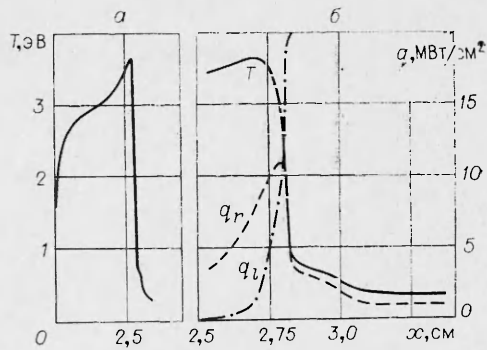


Рис. 3.

начинается поглощение лазерного излучения, $T_* \sim 1,3 - 1,4$ эВ. Выше T_* прогрев в основном осуществляется лазерным излучением, однако вплоть до температуры 3 эВ сказывается и поглощение части излучения, испущенного плазмой. Максимальный поток собственного излучения составляет примерно половину потока лазерного излучения, вызывающего движение РВ.

На рис. 3, а показано распределение T по эйлеровой координате x . Отчетливо виден пик температуры, являющийся довольно узким — порядка 1—2 мм при полной ширине нагретой области около 33 м. Видна и область охлаждения вблизи преграды. Лазерное излучение проникает в очень узкий слой — примерно на 1—2 мм. На рис. 3, б структура фронта в эйлеровых координатах показана в крупном масштабе. Виден слой прогрева перед фронтом РВ. Он состоит из двух областей — очень узкой зоны подъема температуры от 0,7—0,8 до 1,3 эВ, где начинается поглощение лазера, и более протяженной зоны прогрева от 0,4 до 0,7 эВ. Отметим, что точка перегиба на профиле температуры — 0,7 эВ не соответствует температуре поджигания. Она связана с различным характером поглощения излучения плазмы в различных частях спектра. Холодный ударно-сжатый слой, где уже почти не поглощается излучение плазмы, имеет толщину ~ 2 мм (при полном расстоянии, пройденном волной, равном 33 мм). Таким образом, толщина холодного прозрачного слоя у фронта УВ составляет всего 7% от пройденного волной расстояния и наличие такого слоя трудно зарегистрировать в экспериментах.

Радиационные волны относятся к числу таких, скорость продвижения которых по частицам газа определяется механизмом теплопередачи и связана со структурой фронта. Поэтому принимались меры к тому, чтобы как можно точнее описать механизм теплопередачи излучением, как можно более детально описать эту структуру. Решение уравнения переноса излучения велось с подробным учетом спектрального состава излучения — вводилось до 500 спектральных интервалов с шириной около 0,03 эВ. Использовались детальные таблицы оптических свойств горячего воздуха [7] и для ускорения расчетов — метод осреднения уравнений переноса излучения [8]. Число точек, приходящихся на область горячей плазмы, составляло примерно 200. В ударно-сжатом слое шкала была более крупной, на фронте же РВ вводилось дополнительное разбиение разностной сетки еще в 5 раз (на фронт приходилось примерно 8 «стандартных» точек и 40 точек мелкой шкалы).

Решение спектральной задачи, хотя и возможно благодаря примененному методу осреднения уравнений переноса излучения [7], однако оно более трудоемко, чем применение широко используемого многогруппового приближения. Применение мелкого шага на фронтах РВ также вносит определенные трудности в расчеты. Поэтому проведено сопостав-

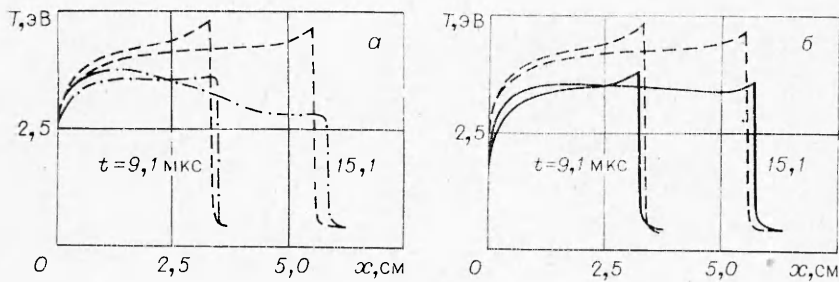


Рис. 4.

ление решения спектральной задачи с мелкой сеткой в горячей плазме (и особенно на фронте РВ) с решением многогрупповой задачи с применением и без применения мелкой сетки. При решении многогрупповой задачи использовались те же таблицы спектральных коэффициентов поглощения, но осредненные по Планку в пределах 12 групп.

На рис. 4 представлено распределение по расстоянию x от преграды температуры T в плазме для $q = 50$ МВт/см². Качественно картина распределения параметров остается той же, что и в случае более низких q , не меняется она и при изменении степени детальности описания спектра излучения и структуры фронта волны. Но количественное различие может быть значительным. На рис. 4, б сплошными кривыми даны распределения $T(x, t)$ для моментов времени 9 и 15 мкс в случае решения спектральной задачи с мелкой шкалой на фронте (в области фронта шаг по массе $\delta m = 0,52 \cdot 10^{-5}$ г/см² при массе стандартной «ячейки» $\Delta m = 2,5 \cdot 10^{-5}$ г/см², в то время как при $t = 10$ мкс масса горячей области $m_h = 1,6 \cdot 10^{-3}$ г/см², а масса, захваченная фронтом ударной волны, $m_s = 5,7 \cdot 10^{-3}$ г/см²). Штриховыми линиями даны распределения в случае такого же разбиения пространства на ячейки, но в случае многогруппового приближения. Различие, как видно, составляет 1,3 раза, многогрупповое приближение завышает температуру. Штрихпунктиром на рис. 4, а показано распределение параметров в многогрупповом приближении, но с грубой сеткой (200 точек на всю расчетную область, вплоть до фронта ударной волны; $\Delta m = 0,83 \cdot 10^{-4}$ г/см²). Здесь получено занижение температуры в 1,5 раза по сравнению с решением задачи с густой сеткой. Что же касается спектрального варианта с мелкой сеткой и многогруппового с грубой, то здесь различие составляет лишь $\sim 20\%$.

Таким образом, используя сразу оба приближения, получаем неплохую точность; это связано с тем, что их погрешности имеют разный знак. Конечно, этот вывод относится лишь к области тех плотностей потока (10—15 МВт/см²) и тех времен (10—20 мкс), для которых проведены расчеты точной спектральной задачи с густой сеткой. Его требуется проверить и в других ситуациях. Однако даже при ограниченном диапазоне рассмотренных условий он важен, поскольку при решении двумерных задач о радиационных волнах в настоящее время трудно рассчитывать на возможность одновременного применения густой сетки и подробного учета спектрального состава излучения.

Решение спектральной задачи позволяет не только определить параметры плазмы, но и найти спектр излучения, в том числе спектр выходящего с фронта радиационной и ударной волн излучения в направлении падающего лазерного излучения. Такой спектр, а точнее, зависимость яркостной температуры T_e от энергии квантов ϵ , для случая $q = 20$ МВт/см² представлен на рис. 5. Излучение, испускаемое фронтом, может быть использовано в различных практических приложениях, а также для диагностики состояния плазмы. Видно, что спектр обрывается на границе пропускания холодного воздуха 6,5 эВ. Кроме

того, в инфракрасной области спектра и вблизи границы пропускания величина T_s сильно уменьшается по сравнению со своим максимальным значением. Лишь в видимой области она достаточно высока и близка к максимальной температуре плазмы T_{\max} (меньше ее примерно на 10–15%).

Рассмотрим вопрос о зависимости основных параметров РВ от плотности потока излучения. В таблице

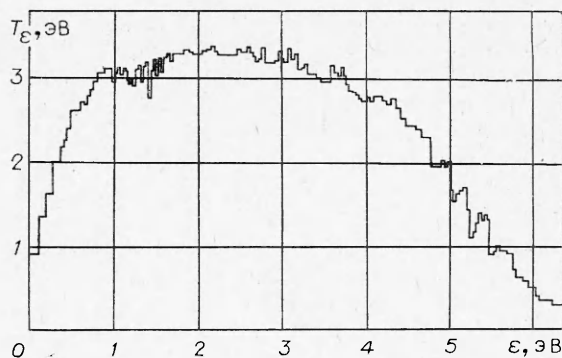


Рис. 5.

приведены значения: q_l — плотность потока излучения лазера, МВт/см², T_{\max} — максимальная температура плазмы, эВ, T_s — температура на фронте УВ, эВ. Как видно, T_{\max} мало меняется с q . Расход массы \dot{m}_r (в г/(см² · с)) через фронт РВ при $q = 10$ МВт/см² в 12 раз меньше, чем расход через фронт УВ (\dot{m}_s), а при 50 МВт/см² — в 4 раза меньше. Здесь же приведены скорости D_r плазменного фронта (скорости точки с температурами 1–2 эВ) и скорости D_s фронта УВ (в км/с). Они довольно близки между собой. Даны также значения давления в плазме p_r и давления на фронте ударной волны p_s (в барах). При низких потоках они почти совпадают, при больших — перепад давления в зоне энерговыделения становится существенным. Для каждой плотности потока, за исключением $q = 10$ МВт/см², приведено по два значения параметра — для $t = 5$ и 10 мкс. Это связано с тем, что радиационная волна слабонестационарна. Параметры РВ при $q = 10$ МВт/см² приведены по данным расчета [5], в котором не рассматривался процесс инициирования плазмы. Для давления в плазме рассматривается одно значение для обоих моментов времени. Дело заключается в том, что величина давления в расчетах подвержена заметным колебаниям, связанным с распространением в горячей плазме акустических возмущений, вызванных развитием экранирующего преграду плазменного слоя. Из-за наличия краевых эффектов и неоднородности освещенности поверхности, пусть даже слабой, процесс распространения этих возмущений в действительности не происходит строго одномерным образом. Поэтому сопоставление расчета с экспериментом имеет смысл лишь по усредненным по пространству и времени значениям давления, которые и сведены в таблицу.

q	T_{\max}	T_s	\dot{m}_r	\dot{m}_s	D_r	D_s	p_r	p_s
10	3,4	0,22	25	310	2,0	2,4	60	61
20	3,8	0,34	57	415	2,8	3,2	100	110
	3,6	0,34	66	420	2,9	3,2	100	110
30	3,8	0,40	83	480	3,3	3,7	140	150
	3,5	0,41	105	490	3,4	3,8	140	155
40	4,0	0,45	120	520	3,6	4,1	170	180
	3,7	0,50	135	540	3,9	4,3	170	200
50	4,1	0,53	150	590	4,1	4,6	200	230
	3,8	0,60	175	640	4,4	4,9	200	270

В [9, 10] приведены расчетные значения параметров РВ для плотностей потока 70—200 МВт/см². Эти данные могут быть сопоставлены с экспериментом, проведенным с помощью неодимовых лазеров микросекундной длительности [10—12]. Сравнение показывает удовлетворительное согласие основных параметров, особенно если предположить, что из-за рефракционных эффектов, подсветки фронта ударной волны излучением плазмы, наличия прогреваемого слоя перед основным фронтом РВ, довольно высокой температуры газа за фронтом самой ударной волны в [10—12] и малой толщины ударно-сжатого слоя регистрируется не сам плазменный фронт, а фронт УВ. В [13, 14] опубликованы экспериментальные данные по некоторым параметрам волн поглощения лазерного излучения в воздухе для импульсов с длительностью порядка 10 мкс. Представлялось целесообразным сравнить эти данные с теоретическими. В [13] уже проводилось такое сравнение, но лишь с приближенной моделью РВ. При этом использовалось значение $T^* = 0,56$ эВ, которое, как ясно из предыдущего, неправильно. Сама модель недостаточно точно описывает структуру РВ, так как не учитывает переизлучение в ее фронте и поглощение излучения плазмы в области выделения энергии лазера. Поэтому здесь проведем сравнение с описанными выше детальными расчетами параметров радиационной волны.

Прежде всего отметим, что экспериментальные времена возникновения плазмы из [14] весьма близки к расчетным. Максимальные величины яркостных температур, измеренных сбоку факела, в среднем на 15—20% ниже расчетных, определенных для условий наблюдения спереди факела. Учитывая различие условий наблюдения и большую погрешность самих экспериментальных данных ($\pm 25\%$ по данным [13]), следует считать это совпадение хорошим. Во всяком случае оно намного лучше, чем с теорией световой детонации [3], различие по температурам с которой составляет 2—2,5 раза. Экспериментальные величины скоростей оказываются несколько ближе к расчетным скоростям ударной волны, чем к скоростям фронта радиационной волны. Однако те и другие отличаются всего на $\sim 10\%$ между собой, к тому же могут сказаться рефракционные эффекты, наличие прогреваемого слоя и т. д. Таким образом, следует считать, что эксперимент по крайней мере не противоречит расчетам плоской радиационной волны.

В последнее время обращалось внимание на то, что волна светового горения, вообще говоря, может быть не только ламинарной, но и турбулентной [13]. Однако, если такая турбулизация и существует, то она вряд ли сильно влияет на основные параметры РВ, во всяком случае в данном диапазоне q и t . Согласно расчетам, при $t = 30$ и 20 мкс соответственно для $q = 40$ и 50 МВт/см² наблюдается возникновение горячих слоев перед основным фронтом РВ и в последующем переход в режим световой детонации. Это явление связано вначале со слабым и постепенно усиливающимся поглощением лазерного излучения в ударно-сжатом слое и во многом аналогично одномерной неустойчивости волн горения и детонации. Оно наблюдалось ранее для более коротких времен и больших q [9, 10]. Такие «горячие» слои из-за влияния краевых эффектов и неоднородности, даже слабой, освещения по пятну, безусловно, не могут быть строго плоскими, как это предполагается в расчетах, а будут двумерными, «рваными», т. е. картина будет напоминать турбулентную. Таким образом, авторы не исключают эффектов турбулизации фронта светового горения вблизи порога перехода в световую детонацию, однако для длительности импульса 10 мкс, видимо, это имеет место при больших плотностях потока или для данных плотностей потока — при больших длительностях, чем те, для которых проведены эксперименты [13, 14].

В [15] экспериментально исследовались радиационные волны, распространяющиеся от преграды в гелии высокой плотности. В этом одноатомном газе отсутствует прогреваемый слой типа «волны диссоциации», а сжатие в ударной волне меньше, чем в воздухе, поэтому удалось четко зафиксировать ударную волну, оторвавшуюся от плазменного фронта. Скорости ударной и радиационной волн близки к вычисляемым по теории режима «выталкивания» [4]. Что же касается небольших искажений поверхности фронта, которые и вдали от порога световой детонации наблюдались в опытах [15], то в настоящее время не ясно, вызваны ли они самопроизвольной турбулизацией фронта или просто акустическими возмущениями, распространяющимися в плазме. В заключение отметим, что радиационные волны в различных газах представляют собой весьма интересное физическое явление и целесообразно проведение его дальнейшего экспериментального исследования, а также дополнительного теоретического анализа с учетом ряда новых факторов, в частности эффектов неравновесности.

Приносим благодарность Л. П. Маркеловой, В. В. Новиковой за помощь в расчетах.

*Поступила в редакцию
6/II 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. В. Бункин, В. И. Конов и др. Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, 609.
2. Ю. П. Райзер. ЖЭТФ, 1970, 58, 2127.
3. Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М., Наука, 1977.
4. И. В. Немчинов. Канд. дис. М., ИХФ, 1970.
5. В. И. Бергельсон, Т. В. Лосева, И. В. Немчинов. ПМТФ, 1974, 4, 22.
6. В. И. Бергельсон, А. П. Голубь и др.— В сб.: Квантовая электроника, № 4 (16). М., Сов. радио, 1973.
7. И. В. Авлова, Л. М. Биберман и др. Оптические свойства горячего воздуха. М., Наука, 1970.
8. И. В. Немчинов. ПММ, 1970, 34, 706.
9. Л. П. Маркелова, И. В. Немчинов и др. ФГВ, 1979, 15, 37.
10. И. В. Немчинов, А. И. Петрухин и др. Докл. АН СССР, 1979, 244, 877.
11. Н. Н. Козлова, И. Э. Маркович и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 1930.
12. И. Э. Маркович, А. И. Петрухин и др. ФГВ, 1979, 15, 30.
13. А. Е. Берчепко, А. П. Соболев, Б. Т. Федюшин. Квантовая электроника, 1979, 6, 1546.
14. А. В. Бессараб, Г. В. Долгалева и др. Физика плазмы, 1979, 5, 558.
15. И. В. Немчинов, А. И. Петрухин и др. Докл. АН СССР, 1979, 247, 1368.

ИЗМЕРЕНИЕ СРЕДНЕГО КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ АКТИВНОЙ СРЕДЫ СО-ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ СЕРОУГЛЕРОДНОГО ПЛАМЕНИ

*В. А. Дудкин, А. Ю. Кедров, В. Б. Рухин,
С. П. Санников*

(Москва)

Коэффициент усиления активной среды лазера является важным параметром, позволяющим делать оценки оптимальных размеров активной среды, коэффициента отражения зеркал резонатора, энергетических характеристик лазера и т. п. Для молекулярных СО-лазеров характерно большое число рабочих колебательно-вращательных переходов, частоты