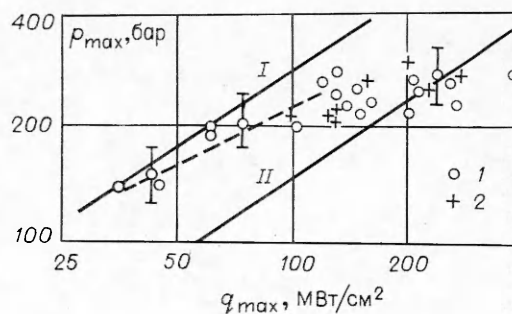


Рис. 5. Зависимость максимального давления на поверхности мишени от $q_{\max}$.

1, 2 — эксперименты с висмутовой и алюминиевой мишенью соответственно. I, II — теоретическая зависимость давления на поверхности в режиме волны «светового горения» по выражению (1) и за плоской светодетонационной волной соответственно.



300 МВт/см²) давление остается близким к давлению за плоской ДВ.

Характер изменения максимальной яркостной температуры оказался близок к полученному ранее в [5]. Величины $T_{\lambda}^{\max}$ в области $q_{\max} < 120$ МВт/см² выше, чем рассчитанные для ДВ, что характерно для режима «горения», когда масса, захваченная плазменным фронтом, существенно меньше, чем масса, захваченная фронтом ударной волны, в то время как в режиме световой детонации они совпадают.

Из сказанного следует, что приведенные выше результаты экспериментов для условий, близких к плоской геометрии, по крайней мере, не противоречат теоретическим представлениям о процессе возникновения плазмы, распространении по воздуху волны «светового горения» и переходе ее в режим световой детонации.

Авторы благодарят И. В. Немчинова за обсуждения при постановке экспериментальных исследований и анализе результатов.

Поступила в редакцию
7/VIII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974.
2. В. И. Бергельсон, Т. В. Лосева, И. В. Немчинов. ПМТФ, 1974, 4, 22.
3. S. A. Ramsden, P. Savić. Nature, 1964, 203, 4951, 1217.
4. Ю. П. Райзер. ЖЭТФ, 1965, 48, 1508.
5. Н. Н. Козлова, И. Э. Маркович и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 9, 1930.
6. А. И. Петрухин, Ю. Е. Плешанов, В. А. Рыбаков. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 4, 158.
7. Н. Н. Козлова, А. И. Петрухин, В. А. Суляев. Квантовая электроника, 1975, 2, 7, 1390.
8. Б. И. Абашкин, А. А. Калмыков и др. Акустический журнал, 1969, 15, 2, 174.
9. В. И. Бергельсон, А. П. Голубь и др. — В сб.: Квантовая электроника. № 4 (16), 1973.
10. Н. Н. Козлова, А. И. Петрухин и др. ФГВ, 1975, 11, 4, 650.

ПЕРЕХОД ОТ СВЕТОВОГО ГОРЕНИЯ К СВЕТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Л. П. Маркелова, И. В. Немчинов, В. В. Новикова,
В. М. Хазинс, В. В. Шувалов

(Москва)

При воздействии мощных потоков светового излучения на преграду происходит испарение ее поверхности, возникновение плазмы, интенсивно поглощающей падающее излучение. По окружающему преграду

газу распространяется ударная волна (УВ). При достаточно высокой скорости УВ газ за ее фронтом сильно нагрет, заметно ионизован и сильно поглощает лазерное излучение — узкая зона энерговыведения движется вместе с фронтом, образуя волну световой «детонации» [1—4]. Для определения параметров детонационной волны (ДВ) можно использовать законы сохранения с привлечением условия Жуге аналогично тому, как это делается в задачах об определении параметров обычной детонационной волны с энерговыведением за счет химических реакций [5].

В [2—4] обсуждался вопрос о пределах световой детонации. Использовано понятие критического диаметра, существование которого связано с увеличением влияния бокового расширения плазменного столба, остыванием, увеличением степени прозрачности плазмы, уменьшением энерговыведения и срывом детонации при уменьшении диаметра d луча. В качестве критерия существования детонации в [2—4] принято условие $d \geq l$, где l — пробег излучения за фронтом ДВ (в плоскости Жуге). В [6] показано, что нарушение этого условия не всегда приводит к срыву световой детонации. Если пробег l лазерного излучения сравнительно слабо зависит от температуры газа T , как это имеет место в области высоких температур и многократной ионизации, то может возникнуть устойчивая волна «неполного сгорания», параметры которой соответствуют поглощению лишь части падающей энергии и плавно меняются с изменением d . В [7] такие волны обнаружены экспериментально при понижении плотности воздуха и соответствующем увеличении l и одновременном возрастании T .

Величина диаметра d не всегда определяет порог световой детонации. Существуют ситуации, когда d достаточно велик, а длительность лазерного импульса t_0 мала, и за это время плазма за фронтом УВ движется в условиях почти плоской геометрии. При определении порога возникновения световой детонации в таких условиях в качестве критерия можно принять $t_0 \geq t_i$, где $t_i = \Delta x / D$ — время «индукции», D — скорость световой детонации, Δx — ширина светодетонационного комплекса.

В табл. 1 приведены параметры ДВ, движущейся по воздуху нормальной плотности, вычисленные с учетом реального уравнения состояния [8] аналогично работе [6]. Здесь q_0 — плотность потока излучения, падающего на фронт ДВ, D — скорость волны, T_s — температура за фронтом УВ, инициирующей начало поглощения светового излучения, T_j — температура в плоскости Жуге; K_s и K_j — коэффициенты поглощения излучения неодимового лазера за фронтами УВ и ДВ соответственно, вычисленные по таблицам [9], исходя из приведенных значений температур и рассчитанных сжатий газа (примерно 10÷12 за фронтом УВ и 1,75÷1,80 в плоскости Жуге).

Таблица 1

q_0 , МВт/см ²	D , км/с	T_s , эВ	T_j , эВ	K_s , см ⁻¹	K_j , см ⁻¹
30	5,6	0,69	1,2	0,19	7,8
40	6,3	0,77	1,40	0,47	28
50	6,8	0,83	1,6	1,1	57
60	7,3	0,87	1,7	2,0	89
70	7,7	0,91	1,8	3,7	91
80	8,0	0,95	1,9	6,4	97
100	8,7	1,0	2,1	16	150
150	10,1	1,2	2,5	73	230
200	11,3	1,5	2,9	160	200

Примечание. $\delta=1$.

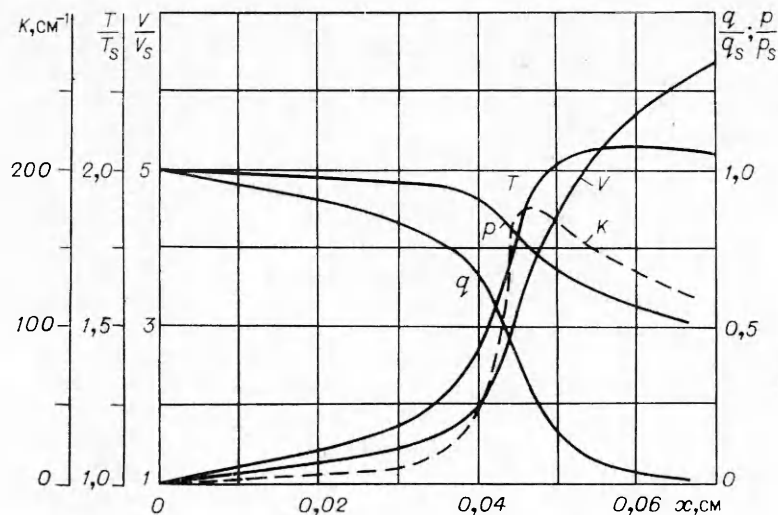


Рис. 1.

Как видно из табл. 1, для случая $q_0 \leq 120$ МВт/см² величины коэффициентов поглощения в пределах детонационного комплекса (от фронта УВ до плоскости Жуге) меняются очень сильно. На рис. 1 приведены результаты расчетов структуры ДВ для случая $q_0 = 80$ МВт/см². Расчеты проведены на основе законов сохранения и уравнения переноса излучения

$$\partial q / \partial x = -K(T, V)q, \quad (1)$$

где q — плотность потока излучения; V — удельный объем ($V = 1/\rho$, ρ — плотность); x — расстояние от фронта УВ. Вблизи фронта УВ имеет место довольно протяженная область сравнительно низких температур, в которой параметры близки к параметрам на фронте, отмеченных индексом s . Далее в узкой зоне происходит резкий разогрев газа, связанный с сильным ростом K по мере увеличения T .

Полная ширина детонационного комплекса в плоском квазистационарном случае формально бесконечно велика, однако эту ширину для реальных слегка нестационарных или двумерных процессов движения можно оценить как такую, где поглощается, скажем, 90 или 99% энергии лазерного излучения или температура достигает максимума. В силу того, что при резкой зависимости $K(T)$ ширина области поглощения в основном определяется холодной зоной вблизи фронта УВ, изменение принятой характерной доли поглощенной энергии приводит к незначительному различию в такой условной ширине ДВ. Так, для $q_0 = 80$ МВт/см² расстояние от фронта до точки, где T максимально и где поглощается около 90% энергии, составляет 0,5 мм, а до точки, где поглощается 99%, — 0,7 мм. При $D = 8$ км/с это соответствует временам $t_i = 0,06$ —0,08 мкс. Для $q_0 = 50$ МВт/см² распределения параметров качественно аналогичны показанным на рис. 1. Расстояния до указанных характерных точек волны составляют 3,1 и 3,6 мм, т. е. $t_i \approx 0,4$ мкс, и именно это значение q_0 должно быть пороговым для ДВ при $t_0 \approx 0,5$ —1,0 мкс. Вместе с тем, согласно экспериментальным данным [10], в которых осуществлялось воздействие лазерного импульса такой длительности на преграду при $d = 3$ ÷5 мм, т. е. в условиях, достаточно близких к плоской геометрии, переход в режим световой детонации в воздухе нормальной плотности происходил лишь при $q_0 \sim 100$ —150 МВт/см².

Можно предположить несколько причин такого несоответствия: влияние двумерности, неравновесность состояния газа и т. д. Однако

следует обратить внимание на различие в плотности потока, достаточной для поддержания уже возникшей ДВ и необходимой для ее возникновения. Выше оценка Δx и t_i проводилась на основании данных по параметрам газа в установившемся режиме световой детонации. В то же время такие параметры за фронтом УВ в режимах, предшествующих детонационному, были существенно иными.

После «вспышки» поглощения в парах [11, 12] и образования плазменного слоя может осуществляться режим «выталкивания» [13], когда горячая плазма, поглощающая энергию лазера, расширяясь, генерирует в воздухе УВ, за которой газ прозрачен для падающего излучения. Если плазменный фронт медленно перемещается вслед за фронтом УВ (дозвуковая волна светового «горения» воздуха), то звуковые возмущения успевают многократно распространиться по горячему слою, приводя к выравниванию среднего давления в нем. Для случая постоянного времени q_0 давление p в плазме и скорость ее расширения u также постоянны во времени и, согласно [13, 14], определяются следующими выражениями:

$$p = 13q_0^{2/3}\delta^{1/3}, \quad u = 1,0q_0^{1/3}\delta^{1/3}. \quad (2)$$

Здесь приняты следующие единицы измерения: q_0 — МВт/см², p — бар, u — км/с, а δ — отношение плотности воздуха ρ к его нормальному значению. В диапазоне скоростей 1,0 ÷ 3,5 км/с эффективный показатель адиабаты γ_s газа, нагретого за фронтом ударной волны, составляет 1,35 ÷ 1,25 и, следовательно, $D = 1,15 u$.

Для детонационной волны, согласно [4], имеем соотношения, аналогичные (2)

$$p_j = 21q_0^{2/3}\delta^{1/3}, \quad D = 2,0q_0^{1/3}\delta^{-1/3}. \quad (3)$$

При выводе (2) и (3) эффективный показатель адиабаты плазмы γ для простоты считался постоянным и равным 1,2. Величины p и D в детонационном режиме и альтернативном ему режиме «выталкивания» одинаковым образом зависят от q_0 и δ . Мало отличаются и численные коэффициенты в выражениях (2) и (3), поэтому при экспериментальных исследованиях должно проводиться достаточно точное определение как скорости плазменного фронта, так и величин падающего потока, если по закономерности $D(q_0)$ делается попытка определения механизма (радиационный и гидродинамический) распространения по веществу волны поглощения.

Сравнивая величины по (2) и (3), убеждаемся в том, что давление p_j в плоскости Жуге в 1,6 раза больше давления в плазме в режиме выталкивания (давление, измеряемое на преграде, от которой движется ДВ, вследствие влияния волны разрежения за плоскостью Жуге, оказывается ниже, чем p_j , в 2,8 раза и, следовательно, ниже, чем давление p по (2) в 1,75 раза). Давление p_s за фронтом УВ, движущейся впереди зоны энерговыделения и инициирующей начало поглощения (давление в «химпике»), больше, чем p_j , вдвое и, следовательно, давление p_s в детонационном режиме выше, чем давление в режиме выталкивания по (2) в 3,2 раза. Соответственно, более высоки температуры T_s и коэффициенты K_s поглощения лазерного излучения. Равные значения T_s и K_s , согласно (2), достигаются лишь при потоках излучения в 5,7 раза более высоких, чем в детонационном режиме. Вместе с тем следует иметь в виду, что и в режиме дозвукового распространения плазменного фронта по мере нарастания q_0 в зоне энерговыделения возникает существенный перепад давления, который нужно учитывать при определении параметров УВ и порога возникновения световой детонации.

В [15] описана простая модель дозвуковой радиационной волны, продвигающейся по веществу вследствие испускания плазмой теплового

излучения и поглощения его в сравнительно холодном воздухе за фронтом УВ перед плазменным фронтом. Считая излучающую плазму оптически толстой и пренебрегая нагревом за фронтом УВ и кинетической энергией газа, можно получить следующие соотношения на этом дефлаграционном разрыве:

$$\dot{m}_r = q_0/h = \sigma T^4/h_*. \quad (4)$$

Здесь $\dot{m}_r$ — расход массы через фронт радиационной волны; $h = h(T, p)$ — энтальпия при температуре плазмы T ; h_* — энтальпия при температуре «поджига» T_* [2—4]. Ниже T_* основную роль в нагреве играет поглощение ультрафиолетового излучения плазмы, выше — поглощение лазерного излучения. Из (4) следует, что максимальная температура плазмы слабо зависит от плотности потока и в первом приближении $\dot{m}_r \sim q_0^{0.72}$. В то же время, согласно (2), величина расхода массы через фронт УВ $\dot{m}_s = \rho_0 D$ оказывается пропорциональной $q_0^{0.33}$ и, следовательно, при некотором значении q_0 расход $\dot{m}_r$ через фронт РВ станет близким к расходу массы $\dot{m}_s$ через фронт УВ. Для определения перепада давления в радиационной волне можно воспользоваться обычными гидродинамическими законами сохранения и показать, что близость $\dot{m}_r$ к $\dot{m}_s$ приводит к нарушению условия выравнивания давления.

Для определения $\dot{m}_r$, T и p плазмы можно воспользоваться упомянутой выше моделью. При этом возникает вопрос о достаточно точном определении величины T_* . Численные расчеты [14] соответствующей радиационно-газодинамической задачи выполнены для диапазона сравнительно низких q_0 (до 20 МВт/см²), когда перепад давления в плазме был мал, а расчеты [15] — для диапазона довольно высоких q_0 и $\delta < 1$, когда световая детонация возникала в начале импульса.

Приведем результаты расчетов, аналогичных [14, 15], но для диапазона $q_0 = 30 \div 200$ МВт/см², в котором можно ожидать возникновения световой детонации при импульсах микросекундной длительности. Поскольку процесс развития детонации, безусловно, зависит от амплитуды начального «толчка», то более тщательно, чем в [14, 15], учитывался процесс возникновения плазмы и соответствующих пульсаций давления. Расчеты начальной стадии испарения преграды и «вспышки» велись по модели волны испарения [11], но с учетом эффектов температурной неравновесности плазмы [12]. Это позволило достаточно точно в соответствии с экспериментом [16] определить длительность процесса возникновения экранировки преграды от прямого действия лазерного излучения. Перенос излучения рассматривался аналогично [14], кроме того, учитывалось дополнительное испарение преграды за счет потоков излучения из плазмы после ее возникновения по методике [17].

Приведем результаты расчетов для случая постоянной по времени плотности потока лазерного излучения и нормальной плотности воздуха, окружающего преграду перед началом воздействия. На рис. 2 представлены распределения параметров по массе m в различные моменты времени, указанные у соответствующих кривых, для варианта $q_0 = 100$ МВт/см², область $m < 0$ соответствует парам алюминия, $m > 0$ — воздуху. Полученные закономерности типичны для дозвуковой радиационной волны: впереди движется УВ, нагревающая газ до сравнительно низкой температуры (в данном случае — около 0,7 эВ), за ней — волна поглощения и нагрева лазерным излучением и излучением плазмы. Температурный фронт является одновременно зоной энергосвечения и резкого возрастания скорости газа и областью сравнительно небольшого перепада давления (в данном случае примерно на 20—30%), что согласуется с оценками, поскольку $\dot{m}_r$ примерно в 3 раза меньше $\dot{m}_s$. Это приводит к тому, что скорость газа u за фронтом УВ и ско-

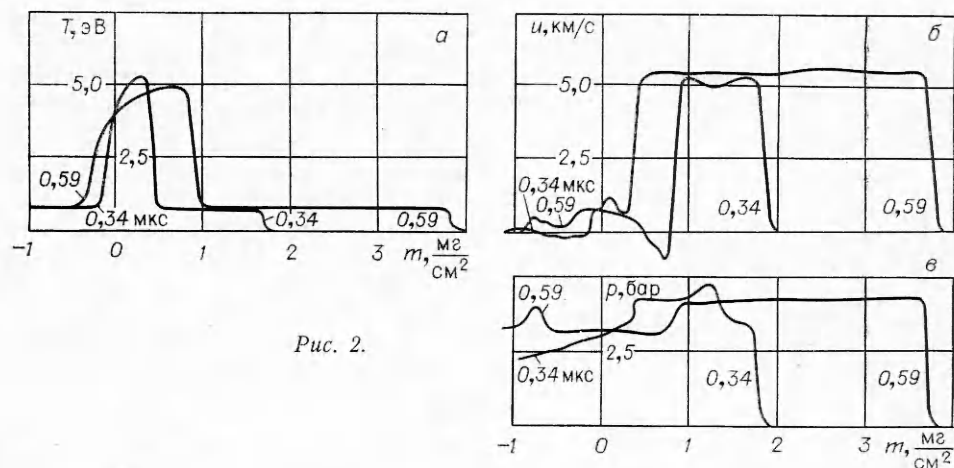


Рис. 2.

рость плазменного фронта несколько выше, чем определяемая по (2), что видно как из рис. 2, б, так и из табл. 2. Скорость ударной волны D в численном расчете больше u примерно в 1,10—1,15 раза.

В табл. 2 приведены значения времени «вспышки» в парах t_e , времени начала возникновения детонации t_d и времени индукции t_i , соответствующего «выходу» скорости фронта на значения для детонационного режима, полученные в численных расчетах. При $q_0 \leq 100$ МВт/см² детонация не успевает возникнуть за 1 мкс с начала воздействия, в то время как плазма образуется за это время при $q_0 \geq 20$ МВт/см². Таким образом, при низких q_0 типично распространение плазменного фронта в режиме дозвуковой радиационной волны [10, 14], хотя в конце концов в плоском случае всегда произошел бы переход в режим световой детонационной волны. Реально при ограниченной энергии лазерного импульса и ограниченном размере пятна раньше, чем возникает детонация, начнут сказываться эффекты двумерности, приводящие к падению давления в расширяющемся горячем плазменном облаке на фронте УВ [18], что не дает развиваться детонации. Поэтому времена t_i и t_d для $q_0 \leq 50$ МВт/см² в табл. 2 не приведены.

Величины t_d могут быть оценены из условия $t_d = 1/(K_s D)$, где скорость D находится по (2) с учетом перепада давления, приводящего к увеличению скорости примерно на 25%, или непосредственно по табл. 2, а величина K_s на фронте УВ для данной ее скорости может быть взята из табл. 1. Такие оценочные значения t_d приведены также в табл. 2. Они мало отличаются от приведенных в той же таблице значений, определенных путем прямых численных расчетов, и соответствуют найден-

Таблица 2

q , МВт/см ²	u^* , км/с	u^{**} , км/с	t_e , мкс	t_d , мкс	t_i , мкс	t_d , мкс (оценка)
20	2,7	2,8	1,4	—	—	—
30	3,0	3,1	0,85	—	—	—
50	3,7	3,9	0,39	—	—	—
70	4,1	4,5	0,22	7	12	5
100	4,7	5,9	0,11	2	3,5	1,6
150	5,3	6,6	0,05	0,45	0,70	0,35
220	5,8	7,2	0,03	0,15	0,25	0,08

* Скорости по (2) без учета перепада давления.

** Скорости в стадии возникновения детонации по результатам численного расчета.

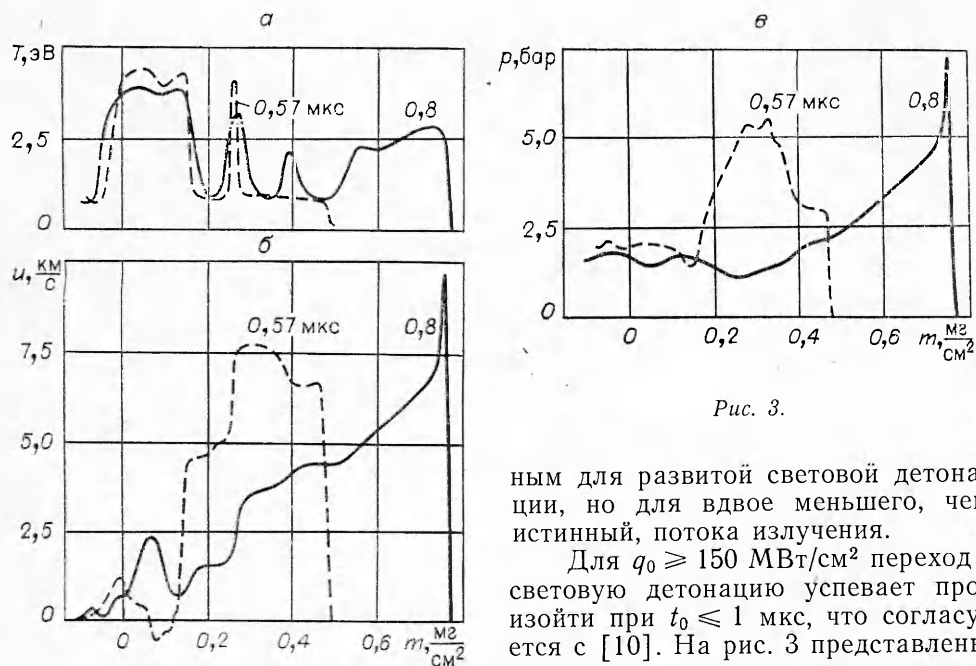


Рис. 3.

ным для развитой световой детонации, но для вдвое меньшего, чем истинный, потока излучения.

Для $q_0 \geq 150$ МВт/см² переход в световую детонацию успевает произойти при $t_0 \leq 1$ мкс, что согласуется с [10]. На рис. 3 представлены результаты расчета распределения параметров для случая $q_0 = 150$ МВт/см², аналогичные показанным на рис. 2. В момент 0,57 мкс в слое газа между фронтами ударной и радиационной волн возник новый горячий слой, температура которого близка к максимальной. Этот слой является источником возмущения ударной волны, которая движется вслед за основной волной, догоняя и усиливая ее. В момент 0,8 мкс видны уже два таких «промежуточных» слоя и устойчивая световая детонация. «Слоистый» характер распределения температуры в период возникновения детонации прослеживается не только в лагранжевых массовых координатах, но и в эйлеровых: соответствующее распределение T по координате x , отсчитанной от преграды, показано на рис. 4, а. Такой же характер распределения $T(x)$ имеет место и при более высоких q_0 , например при $q_0 = 200$ МВт/см² (см. рис. 4, б).

Горячие слои, возникающие за фронтом УВ, в период перехода из режима светового горения в режим световой детонации представляют интересное явление. Слоистый характер сохраняется и в том случае, когда расчет проводится без учета излучения плазмы. Однако при этом время возникновения световой детонации гораздо больше, чем при учете излучения. Так при $q_0 = 100$ МВт/см² в расчете, проведенном без учета собственного излучения плазмы, детонация возникает лишь при времени около 4—5 мкс. Это соответствует изложенным представлениям о роли перепада давления в радиационной волне.

Примененная разностная схема близка к использованной в [11]. Расчеты по схеме [6] привели практически к таким же результатам. При этих численных расчетах обычно использовалось около 160 счетных точек по массе и на каждый из возникших температурных слоев приходилось не менее 10—20 счетных ячеек. Разброс параметров, обычно существующий в численных расчетах, составлял не более нескольких процентов. Возмущения такого порядка неизбежны и в реальных экспериментах. Расчеты без учета излучения по схеме [6], проведенные с увеличенным в 2 и 3 раза числом точек, не изменили картины явления. Таким образом, слоистый характер распределения температуры вряд ли является чисто счетным эффектом и отражает характерные особенности процесса возникновения ДВ.

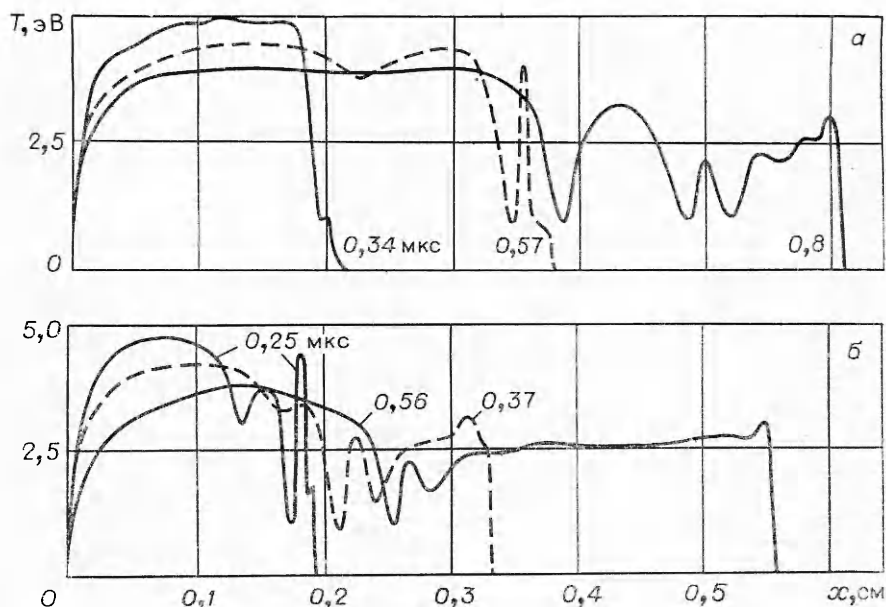


Рис. 4.

Попытаемся дать качественное объяснение этому процессу. Переход от светового горения к световой детонации происходит тогда, когда толщина слоя между фронтом ударной и радиационной волн становится порядка величины пробега l_s излучения в ударно-сжатом слое. При этом нельзя пренебрегать энерговыделением в слое, как это делалось при построении простой модели распространения дозвуковой радиационной волны, когда считалось, что при $T < T_*$ лазерное излучение вообще не поглощается. Такое энерговыделение начинает ускорять продвижение волны горения по частицам газа, соответственно увеличивается перепад давления в зоне энерговыделения, растет амплитуда УВ, а с ней и коэффициент поглощения. Расстояние от фронта УВ до зоны энерговыделения сужается, и должен возникнуть светодетонационный комплекс, когда зона энерговыделения движется с той же скоростью, что и УВ. Для случая резкой зависимости $K(T)$ переход происходит не плавным образом.

У порога световой детонации вся система (радиационная и движущаяся впереди ударная волны) находится в «предкритическом» состоянии, вблизи границы устойчивости к малым возмущениям. Однако в ней имеют место и большие возмущения. Несмотря на то, что давление в среднем по слою ровное, в нем распространяются крупномасштабные пульсации, вызванные перестройкой течения после возникновения плазмы. Они не успели затухнуть, поскольку время возникновения детонации лишь в несколько раз превосходит время «вспышки». Вызвав в какой-то области между фронтом УВ и фронтом «горения» повышение температуры и плотности, такая крупномасштабная флуктуация приводит к развитию явлений, сходных с «вспышкой» поглощения в парах [11]. Происходит быстрое нарастание коэффициента поглощения, усиление энерговыделения, еще более быстрый рост температуры и т. д. — возникает горячий слой.

За фронтом УВ имеет место некоторое поглощение лазерного излучения, поэтому при почти постоянной амплитуде волны температура медленно возрастает по мере удаления от фронта. Такой градиент температуры усиливается за счет подогрева газа при поглощении излу-

чения, испускаемого фронтом радиационной волны. Поэтому вдали от фронта УВ, где частицы газа разогревались за счет поглощения излучения, дольше всего создается наиболее благоприятная ситуация для возникновения «вспышки». Но флуктуации, развивающиеся вблизи фронта радиационной волны, поглощаются им по мере его продвижения по частицам газа вслед за УВ. Поэтому первый горячий слой, не поглощенный плазменным фронтом и развившийся в самостоятельное образование, формируется на некотором расстоянии от него. Он интенсивно поглощает лазерное излучение и не дает возможности развиваться другим слоям между ним и плазменным фронтом, останавливая продвижение последнего.

Возникший горячий слой становится и областью повышенного давления и вызывает распространение нового возмущения, движущегося по ударно-сжатому слою. Амплитуду такого возмущения можно оценить, исходя из тех же представлений о режиме выталкивания холодного газа расширяющимся горячим слоем, учитывая, однако, что новая УВ движется по газу высокого давления и, следовательно, ее нельзя считать сильной, а также то, что расширение происходит в обе стороны от этого слоя.

Отсюда получим

$$2\gamma p_1 \Delta u / (\gamma - 1) = q_0, \quad \Delta p = p_1 - p_s = \rho_s c_s \Delta u. \quad (5)$$

Здесь Δu — абсолютная величина, изменения скорости в слабых УВ, распространяющихся по слою газа, сжатому за основной волной; p_1 — давление между этими слабыми волнами; p_s и ρ_s — давление и плотность газа за фронтом основной УВ перед возникновением горячего слоя. Следует учесть, что для основной волны выполняются следующие соотношения [13, 14]:

$$\begin{aligned} \frac{\gamma p_s u_s}{\gamma - 1} &= q_0, \quad p_s = \frac{\gamma_s + 1}{2} \rho_0 u_s^2, \\ \rho_s &= \rho_0 \frac{\gamma_s + 1}{\gamma_s - 1}, \quad c_s = \sqrt{\frac{\gamma_s - 1}{2\gamma_s}} u_s, \end{aligned} \quad (6)$$

где γ_s — показатель адиабаты в ударно-сжатом слое; u_s — скорость газа за фронтом основной волны; c_s — скорость звука за этой волной. Отметим, что из (6) следует (2). Используя (6), из (5) получаем выражение для амплитуды возмущений

$$2 \left[1 + \frac{(\gamma_s + 1)}{\sqrt{2\gamma_s(\gamma_s - 1)}} \cdot \frac{\Delta u}{u_s} \right] \cdot \frac{\Delta u}{u_s} = 1. \quad (7)$$

Полагая $\gamma_s = 1,2$, находим

$$\Delta u / u_s = 0,27, \quad \Delta p / p_s = 0,85, \quad \Delta T / T_s = (\gamma_s - 1) / \gamma_s \cdot \Delta p / p_s = 0,14.$$

Рост температуры здесь оценен для случая, когда сжатие в волне близко изэнтропическому. Полученные величины перепадов давления, скорости и температуры согласуются с найденными в результате численного расчета и показанными на рис. 3.

Время распространения рассматриваемого возмущения до фронта УВ можно оценить, исходя из разности скорости его распространения и скорости основной УВ. Оно составляет примерно 1/3 интервала времени от «вспышки» до образования первого горячего слоя. В то же время рост температуры и плотности газа на фронте возмущения может приводить к более сильному сокращению времени индукции. Как следует из анализа зависимости $K(T)$, вблизи типичного для рассматриваемого диапазона q_0 значения $T_s = 1,2$ эВ имеем $(\partial \ln K / \partial \ln T)_0 = 3,4$. Кро-

ме того, массовый коэффициент поглощения $\kappa = K/\rho$ увеличивается и с ростом ρ . Значит, величина

$$\alpha = (d \ln \kappa / d \ln T)_s = (\partial \ln \kappa / \partial \ln T)_\rho + (\partial \ln \kappa / \partial \ln \rho)_T \cdot \gamma / (\gamma - 1)$$

достаточно большая, а с ней и происходящий на волне возмущения рост κ . Соответственно растут и скорости разогрева газа и сокращаются времена развития нового горячего слоя. Таким образом, новый горячий слой возникает прежде чем возмущение догонит основную УВ. Порожденное им возмущение вновь движется за фронтом основной УВ и в результате может происходить образование еще одного, более близко расположенного к ней горячего слоя. Такой мелкомасштабный процесс не разрешается применяемой методикой «сквозного» счета, в которой фронты УВ специально не выделяются, а число расчетных точек было невелико. Кроме того, такие тонкие слои размазываются путем реальных диссипативных процессов, например, излучением. Поэтому и в численном расчете и в соответствующем ему физическом эксперименте при достигнутом очень малом времени индукции должно наблюдаться распространение ДВ, в которой движение зоны энерговыведения неотличимо от движения фронта УВ. При небольшом изменении величины q_0 соотношение между массами газа, захваченного ударной и радиационной волнами при временах t , близких к моменту t_d возникновения детонации, а также соотношение между t_e и t_d остаются почти неизменными. Примерно сохраняется и отношение амплитуды распространяющихся по газу крупномасштабных возмущений давления Δp к среднему давлению p , а также величина α . Поэтому почти не изменяется и число возникших достаточно крупных слоев (обычно в расчетах их наблюдается два).

Явления световой детонации и светового горения во многом сходны с явлениями детонации и горения в обычных химически реагирующих веществах, особенно в газах (этим вопросам посвящена обширная литература, см., например, обобщающие работы [5, 19—23]. Описанные выше процессы во многом сходны с «одномерной» неустойчивостью обычных детонационных волн, проанализированной в [24—26].

Выше рассматривалась лишь простая форма импульса — постоянный во времени поток лазерного излучения. Вместе с тем t_d довольно резко меняется с q_0 . Поэтому некоторое снижение порога возникновения световой детонации может быть специально достигнуто путем кратковременного повышения q_0 (создание начального «пика» в импульсе излучения).

Помимо «нормальной детонации», за которой выполняются условия Жуге, можно сравнительно легко достичь условий пересжатой детонации, если после возникновения ДВ в результате воздействия начального пика длительностью t_1 и плотностью потока излучения q_1 произошел спад интенсивности излучения и плотность потока стала равной q_2 , причем $q_2 \ll q_1$. При $t > t_1$ УВ будет затухать от своих первоначальных параметров, соответствующих q_1 , почти по закону сильного взрыва, и подвод энергии при низкой интенсивности излучения почти не будет сказываться. Когда параметры УВ приблизятся к параметрам ДВ, соответствующей q_2 , то произойдет выход ДВ на режим постоянной скорости, соответствующей условию Жуге и величине q_2 . Все это время детонационная волна будет пересжатой.

При ослаблении пересжатой детонационной волны для химически реагирующих веществ в одномерном случае возможно возбуждение сложных колебательных процессов, связанных с конечностью скорости химических реакций и их резкой зависимостью от температуры [28—30]. По-видимому, такие же процессы могут наблюдаться и при ослаблении световой детонации для случая, когда величина q_2 порядка пороговой для световой детонации.

Таблица 3

q , МВт/см ²	D , км/с	T_s , эВ	T_f , эВ	K_s , см ⁻¹	K_f , см ⁻¹
10	8,1	0,83	1,7	0,13	5,8
15	9,4	0,97	2,0	1,0	4,2
20	10,6	1,2	2,3	6,5	4,9
30	12,5	1,6	3,0	39	6,7
50	14,8	1,9	3,6	61	13
70	16,5	2,2	4,1	110	19
100	18,7	2,6	4,8	120	25
150	21,6	3,3	5,7	130	35
200	23,7	3,8	6,4	200	43

Примечание. $\delta=0,1$.

Возникновение световой детонации не всегда происходит резким, «пороговым» образом. При понижении плотности воздуха для фиксированного значения q_0 растут температуры газа, что следует из табл. 3. При этом возникает состояние многократной ионизации и имеет место сравнительно быстрое падение величин K с плотностью ρ . Благодаря этому зона поглощения довольно узка вблизи фронта УВ, где сжатие велико, и растянута вдали от нее. Это отчетливо видно из рис. 5, на котором показано распределение параметров для квазистационарной ДВ для $q_0=30$ МВт/см² и $\delta=0,1$. В нестационарном случае, когда постепенно нарастает толщина и оптическая толщина слоя газа за фронтом УВ, а с ними и доля энергии, поглощенная в этом слое, происходит постепенный переход к режиму полноценной ДВ. Время «выхода» параметров волны на значения, соответствующие почти полному поглощению излучения, мало: ширина Δx , на которой поглощается 99% излучения, равна 2—3 мм при $q_0=30$ МВт/см², что соответствует временам около 0,3 мкс. Однако ударно-сжатый слой первоначально тонок и не все излучение поглощается в нем. Поэтому амплитуда УВ более низка, чем в установившемся режиме полного поглощения лазерного излучения, и соответственно больше ширина зоны энерговыделения. Численные расчеты для случая $q_0=30$ МВт/см² и $\delta=0,1$ показывают, что «вспышка» начинается в этом случае примерно при 1,6 мкс (максимальная температура достигается при 2,1 мкс), а в момент 2,9 мкс волна движется с параметрами, близкими к детонационным при полном поглощении энергии лазера за фронтом УВ, хотя температура несколько выше, чем в таком режиме (3,4 эВ вместо 3,0 эВ). Происходит небольшое ускорение фронта — постепенный выход на установившийся детонационный режим. Имеется зона химического пика, т. е. картина типична для детонации. Ширина зоны энерговыделения постепенно сужается. Так, толщина слоя с 90%-ным поглощением составляет 0,8 см при $t=2,9$ мкс и 0,34 см при $t=3,7$ мкс, что близко к ширине квазистационарной стадии.

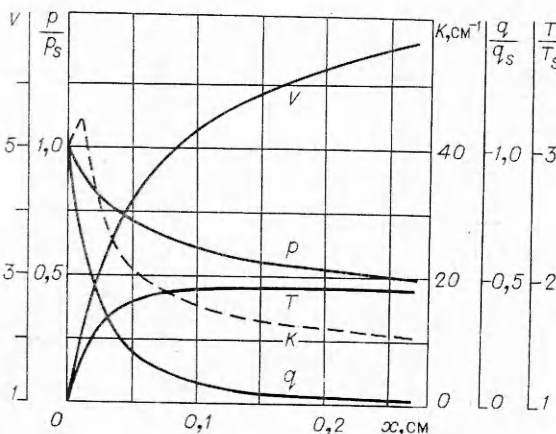


Рис. 5.

В данном случае после довольно длительного периода установления происходит плавный выход на режим полноценной детонации при рассматриваемой сравнительно низкой плотности потока, которая является близкой к пороговой для возникновения плазмы при микросекундных импульсах излучения. Таким образом, предел световой детонации для столь низких плотностей газа близок к порогу возникновения плазмы, и для таких импульсов режим дозвуковой радиационной волны практически не осуществляется, если не принять специальных мер (поджигать плазму коротким пичком и затем значительно снижать плотность потока излучения).

Представляет интерес обнаружить экспериментально эффект возникновения горячих слоев при переходе от горения к детонации. При этом следует иметь в виду, что время возникновения детонации в рассмотренном диапазоне плотностей потока излучения при $\delta=1$ резко меняется с q_0 , поэтому при неравномерной освещенности пятна, что часто имеет место в экспериментальных условиях, конфигурация образующихся плазменных областей может быть не плоской, что усложняет картину возникновения световой детонации и затрудняет сравнение с теорией. При экспериментальных исследованиях целесообразно добиваться возможно большей равномерности освещенности пятна, а также применения гладкого импульса, лишенного временных пульсаций интенсивности. Это же может помочь «затянуть» возникновение детонации (например, чтобы получить более высокие температуры плазмы) в той области значений q_0 и t_0 , где возможен режим как дозвуковой радиационной волны, так и детонационной волны (при достаточно сильных возмущениях).

*Поступила в редакцию
7/VIII 1978*

ЛИТЕРАТУРА

1. S. A. Ramsden, P. Savic. Nature, 1964, 203, 4953, 1217.
2. Ю. П. Райзер. ЖЭТФ, 1965, 48, 5, 1508.
3. Ю. П. Райзер. Письма ЖЭТФ, 1968, 7, 2, 73.
4. Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974.
5. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
6. А. Ф. Гончаренко, И. В. Немчинов, В. М. Хазинс. ПМТФ, 1976, 3, 18.
7. И. Э. Маркович, И. В. Немчинов и др. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 3, 101.
8. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.
9. И. В. Авилова, Л. М. Биберман и др. Оптические свойства горячего воздуха. М., «Наука», 1970.
10. Н. Н. Козлова, И. Э. Маркович и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 9, 1930.
11. Г. Г. Виленская, И. В. Немчинов. ПМТФ, 1969, 6, 3.
12. В. И. Бергельсон, А. П. Голубь и др. Квантовая электроника, 1973, 4 (16), 20.
13. И. В. Немчинов. Автореф. канд. дис. ИХФ АН СССР, М., 1970.
14. В. И. Бергельсон, Т. В. Лосева, И. В. Немчинов. ПМТФ, 1974, 14, 22.
15. В. И. Бергельсон, Т. В. Лосева и др. Физика плазмы, 1975, 1, 16, 912.
16. Н. Н. Козлова, А. И. Петрухин, В. А. Суляев. Квантовая электроника, 1975, 2, 7, 1390.
17. И. В. Немчинов, Т. И. Орлова. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 22, 1172.
18. В. П. Левентуев, И. В. Немчинов. ФГВ, 1975, 11, 5, 776.
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
20. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
21. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
22. R. A. Strehlow. Combustion and flame, 1968, 12, 81.

23. J. H. Lee, R. I. Soloukhin, A. K. Oppenheim. *Astronautica acta*, 1969, 14, 565.
24. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. *ПМТФ*, 1963, 6, 59.
25. К. И. Шелкин. *Докл. АН СССР*, 1965, 160, 5, 1144.
26. J. J. Eggenbeck. *Phys. fluids*, 1967, 10, 274.
27. W. Fickett, W. W. Wood. *Phys. fluids*, 1966, 9, 903.
28. Г. Г. Черный. *ПММ*, 1969, 33, 3, 465.
29. С. А. Медведев. *Изв. АН СССР, МЖТ*, 1969, 3, 23.
30. В. А. Левин, В. А. Марков. *ФГВ*, 1975, 11, 4, 623.

ОСОБЫЕ ТОЧКИ p — T -ДИАГРАММЫ СОСТОЯНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ

А. Д. Лебедев

(Ленинград)

Равновесный состав сложной гетерогенной системы, а также ее термодинамические характеристики, такие, как энтальпия, энтропия, термодинамический потенциал и другие, определяются значениями любой пары из трех переменных p , T , V и числом частиц независимых компонентов. При расчете ракетных двигателей, энергетических установок, проточных химических реакторов и других устройств, в которых происходит движение среды, наиболее удобно использовать в качестве переменных давление и температуру. Для гомогенных газовых систем p — T -диаграмма не имеет особенностей, и термодинамически равновесное состояние возможно во всей области изменения параметров. Иная ситуация может осуществляться для гетерогенных систем, в которых происходят фазовые переходы.

Рассмотрим изменение состава некоторой гетерогенной системы при варьировании давления и температуры. Пусть система содержит n конденсированных соединений и m газообразных. Обозначим мольные доли первых через $\tilde{x}_s$ ($s=1, 2, \dots, n$), а вторых — x_j ($j=1, 2, \dots, m$). Число химических элементов, из которых состоят соединения системы, обозначим через k . Ясно, что $m \geq k$.

Для расчета состава системы воспользуемся методом, основанном на законе действующих масс [1]. Система уравнений, описывающих равновесное состояние, имеет следующий вид:

$$\sum_{s=1}^n a_{is} \tilde{x}_s + \sum_{j=1}^m b_{ij} x_j = \alpha a_i \quad (i=1, 2, \dots, k), \quad (1)$$

$$\sum_{j=1}^m p_j = p, \quad (2)$$

$$x_j = \frac{p_j}{p} \left(1 - \sum_{s=1}^n \tilde{x}_s \right) \quad (j=1, 2, \dots, m), \quad (3)$$

$$\frac{\prod_{i=1}^k p_i^{b_{ij}}}{p_j} = K_j^p(T) \quad (j=k+1, k+2, \dots, m). \quad (4)$$

Эти уравнения описывают условия сохранения числа атомов элементов, закон Дальтона, связь между мольной долей газообразного соединения и его парциальным давлением и закон действующих масс. В системе (1) — (4) введены следующие обозначения: a_{is} и b_{ij} — коэффициенты матриц, представляющих содержание i -го элемента в каждом из