

**РАСЧЕТ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА
ЗА ФРОНТОМ ВОЛНЫ СВЕТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ
С УЧЕТОМ БОКОВОГО РАСШИРЕНИЯ
ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА**

А. Ф. Гончаренко, И. В. Немчинов, В. М. Хазинс

(Москва)

Рассматриваются нестационарные газодинамические процессы в плазменном столбе (горячем канале), образующемся за фронтом ударной волны, движущейся навстречу лазерному лучу. Используется квазиодномерное приближение — параметры в канале считаются выровненными по сечению, но зависящими от времени и расстояния вдоль оси. Движение в холодной плотной оболочке, окружающей канал, считается одномерным, цилиндрически-симметричным. Решения соответствующих систем уравнений в частных производных позволяют приближенно определять параметры как в случае, когда пробег излучения мал по сравнению с радиусом луча (световая детонация), так и в случае, когда пробег сравним с радиусом. Приводятся примеры соответствующих численных расчетов. Показано, что в последнем случае может осуществляться режим неполного поглощения, когда за фронтом ударной волны, движущейся с постоянной скоростью до плоскости Жуге, выделяется лишь часть энергии излучения, падающего на фронт.

1. Понятие световой детонации — распространение навстречу лазерному лучу ударной волны, за фронтом которой в узкой зоне выделяется энергия излучения, определяющая параметры волны — было впервые применено в [1] для интерпретации явления распространения плазменного фронта лазерной искры. Для расчета параметров детонационной волны используются обычные алгебраические соотношения: гидродинамические законы сохранения в предположении полного поглощения в узкой зоне падающего на фронт излучения и выполнения условия Жуге [1—4]. Однако эти предположения не всегда выполняются. Кроме того, представляют интерес параметры плазмы за фронтом детонационной волны, движущейся с переменной скоростью. В таких случаях естественно прибегнуть к решению соответствующей газодинамической задачи с учетом конечности зоны энерговыделения. Когда диаметр луча велик по сравнению с расстоянием, пройденным ударной волной, картина близка к плоской.

Иногда удается использовать и автомодельные решения (см., например, [5]), а в общем случае можно прибегнуть к какому-либо численному методу (например, использованному в [6]) при расчете возникновения и распространения детонационных волн в слое паров, образовавшихся при действии излучения на конденсированные вещества. Однако, поскольку диаметр луча обычно весьма мал, за время действия импульса излучения ударная волна проходит расстояния, большие, чем диаметр, и растекание плазменного столба, образовавшегося за фронтом ударной волны, в направлении, перпендикулярном лучу, становится существенным. Расширение и охлаждение плазмы может привести к увеличению ее прозрачности, уменьшению энерговыделения за фронтом ударной волны и к невозможности детонации при диаметре луча ниже некоторого критического значения [7].

Решение полной двумерной нестационарной газодинамической задачи с энерговыделением является достаточно сложным и трудоемким, при

этом возможно большое число вариантов, отличающихся плотностью потока излучения, длительностью действия, размером луча, формой импульса во времени, плотностью и составом газа, по которому распространяются ударные волны. Поэтому представляется целесообразным разработать приближенный метод расчета параметров с учетом эффекта бокового расширения.

Рассматриваемое явление характеризуется, во-первых, высокими скоростями звука в горячем «канале», в котором газ нагревался не только во фронте ударной волны, движущейся навстречу излучению, но и в результате поглощения излучения за фронтом; во-вторых, сравнительно низкими скоростями звука в холодной «оболочке», где газ сжат за фронтом «боковой» ударной волны, имеющей к тому же более низкую амплитуду, чем «головная». Для описания движения газа и изменения параметров в длинном узком канале используем квазиодномерное приближение — параметры в каждом сечении «канала» считаются выровненными, но допускается их изменение вдоль оси канала и во времени.

Движение газа в оболочке будем считать одномерным и происходящим в направлении, перпендикулярном оси канала. Для определения параметров в оболочке необходимо решать цилиндрически-симметричную задачу для каждого сечения (реально, конечно, для ряда избранных сечений). Параметры в каждом сечении связаны между собой через параметры в канале, где энергия частиц изменяется как за счет подвода ее извне и перераспределения при движении вдоль оси, так и за счет расширения канала. Квазиодномерное приближение применимо и в другом предельном случае, когда картина близка к плоской и боковое расширение пренебрежимо мало.

Система уравнений для описания газодинамических процессов в канале с учетом изменения площади его сечения имеет вид

$$(1.1) \quad \partial u / \partial t + S \partial p / \partial m = 0; \quad \partial \varphi / \partial t - \partial u / \partial m = 0;$$

$$(1.2) \quad \partial E / \partial t + \partial (p u S) / \partial m + \partial F / \partial m = f - 2 p \varphi w_0 r_0;$$

$$(1.3) \quad \partial S / \partial t - (u / \varphi) \partial S / \partial m = 2 w_0 r_0;$$

$$(1.4) \quad E = e + u^2 / 2, \quad S = r_0^2, \quad \varphi^{-1} = \rho S,$$

где p — давление; ρ — плотность; e — удельная энергия единицы массы; u — скорость; E — полная энергия частицы; πS — площадь сечения канала; r_0 — радиус канала; φ — параметр, являющийся аналогом удельного объема; w_0 — скорость движения границы канала (в направлении, перпендикулярном оси); t — время; m — лагранжева массовая координата. Система уравнений движения и неразрывности (1.1), энергии (1.2) и уравнения для определения площади канала (1.3) должна быть дополнена уравнением состояния

$$(1.5) \quad p = (\gamma - 1) e \rho, \quad \gamma = \gamma(e, \rho),$$

где γ — эффективный интегральный показатель адиабаты. Расстояние x вдоль оси канала может быть определено, например, из соотношения

$$\rho S \partial x / \partial m = 1.$$

Уравнение (1.3) получается путем перехода к m и t из соотношения

$$\partial r_0 / \partial t_{x=\text{const}} = w_0.$$

Последний член (1.2) описывает работу, совершаемую при расширении канала, предпоследний — интенсивность выделения ($f > 0$) тепла, например джоулева, при протекании электрического тока или отвода тепла ($f < 0$) через стенки канала за счет электронной теплопроводности или путем объемного высвечивания.

Ниже предполагаем такие потери энергии пренебрежимо малыми и поэтому не конкретизируем связь f с другими параметрами газа, полагая просто $f = 0$.

Величина F — полный поток энергии вдоль канала. Соответствующее энерговыделение $\partial F/\partial m$ считается одинаковым для всех частиц данного сечения.

В данной работе считаем, что перенос энергии вдоль канала осуществляется лишь благодаря поглощению монохроматического излучения лазера. В таком случае для определения F используем осредненное по сечению уравнение переноса

$$\partial F/\partial m = -(\kappa/S)F \text{ или } \partial F/\partial x = -\eta F,$$

где η — линейный, а κ — массовый коэффициент поглощения, причем $\kappa = \kappa(e, \rho)$. Размазывание потока энергии излучения по всему сечению канала вносит определенную погрешность в описание картины процесса. Однако, если энерговыделение происходит лишь в сравнительно узкой зоне, в пределах которой площадь сечения S не успела измениться по сравнению со своим начальным значением, равным сечению луча, как это имеет место, например, на фронте детонационной волны, такая процедура не вносит существенной ошибки.

Система уравнений для описания движения в оболочке между ударной волной и каналом имеет вид

$$(1.6) \quad \partial w/\partial t + r\partial p/\partial u = 0; \quad \partial v/\partial t - \partial(wr)/\partial n = 0;$$

$$(1.7) \quad [\partial(e + w^2/2)]/\partial t + \partial(pwr)/\partial n = f,$$

где v — удельный объем газа ($v = 1/\rho$); w — скорость движения в направлении, перпендикулярном оси; n — лагранжева массовая координата, связанная с радиусом r соотношением

$$(1.8) \quad \rho r \partial r/\partial n = 1.$$

Величина f в уравнении (1.7) определяет энерговыделение в оболочке, например, за счет поглощения излучения сплошного спектра, испускаемого горячим каналом. В конкретных, рассматриваемых ниже примерах, полагаем $f = 0$. Назовем систему уравнений (1.1)—(1.5) системой I, а уравнений (1.5), (1.6)—(1.8) — системой II.

Система II решается для каждого из рассматриваемых сечений $x = x_i$ при граничном условии, определяющем равенство давления в холодной оболочке и горячем канале на их границе раздела

$$p_0(t) = p(i, n = 0) = p(i, m_i(t)),$$

где $m_i(t)$ соответствует данному значению x_i . В то же время плотности и температуры в канале и оболочке различны. Заметим, что частицы в канале перемещаются относительно данного сечения и наличие такого контактного разрыва затруднило бы проведение двумерных расчетов данной

задачи по сквозной схеме. По-видимому, и в этом случае желательно выделение границы раздела канала и оболочки.

Значения скорости на границе $w_0 = w(t, n = 0)$ используются при решении системы I совместно с II. Для того, чтобы уменьшить число сечений x_i , для которых проводится расчет системы II, необходимо подобрать подходящий способ интерполяции параметров между такими сечениями. Введем

$$\alpha(x, t) = w_0/w_s, \quad \beta(x, t) = p_0/p_s,$$

где w_s и p_s — скорость и давление на фронте ударной волны, связанные между собой адиабатой Гюгонио

$$(1.9) \quad p_s = p_H(w_s).$$

Величины α и β являются обычно слабоменяющимися функциями своих аргументов. Для сильной ударной волны, движущейся по степенному закону от поршня, расширяющегося по такому же закону, когда задача о движении газа между ними автомодельна, величины α и β постоянны во времени. Это же имеет место и для предельного случая — цилиндрического сильного взрыва с постоянной энергией. Поэтому соотношение (1.9) можно трактовать как связь между p_0 и w_0 и использовать его как граничное условие при решении системы I

$$p_0 = \beta p_H(w_0/\alpha).$$

При этом значения $\alpha(x, t)$ и $\beta(x, t)$ на некотором временном интервале считаются равными своему значению в последний момент предшествующего интервала, т. е. используется их экстраполяция. В дальнейшем (когда решена система II с получившимся при решении I законом изменения давления $p_0(t)$) можно произвести пересчет и определить уточненные зависимости $\alpha(x_i, t)$ и $\beta(x_i, t)$ на данном временном интервале. Для отрезков между сечениями, в которых решалась система II, функции α и β определяются интерполяцией по x .

Для расчетов, не требующих особой точности, в тех случаях, когда «боковая» ударная волна является сильной и сжатие за ее фронтом велико, можно использовать приближение бесконечно тонкой оболочки, когда имеем простую связь между α , β и законом движения оболочки [8, 9]

$$\alpha = 1, \quad \beta = 1 + d \ln w_0 / d \ln n_s,$$

где n_s — масса, захваченная фронтом боковой ударной волны.

Численные расчеты течения в канале велись по разностной схеме, описанной в [10], с использованием искусственной вязкости и основанной на методе интегральных соотношений. Расчеты движения в боковом направлении проводились по схеме с поставленным фронтом ударной волны, аналогичной [11], или в предположении бесконечно тонкой оболочки. Заметим, что использование последнего предположения даже для сильной волны может оказаться весьма грубым. Если горячий канал открыт с одной или двух сторон и из него происходит истечение в вакуум или в малоплотную среду, то давление в канале резко падает, в результате чего начинается обратное движение стенок канала к его оси, в то время как фронт ударной волны будет двигаться от центра, т. е. величина β может резко уменьшиться и даже сменить знак. В такой ситуации становится необходимым проводить расчет движения в оболочке.

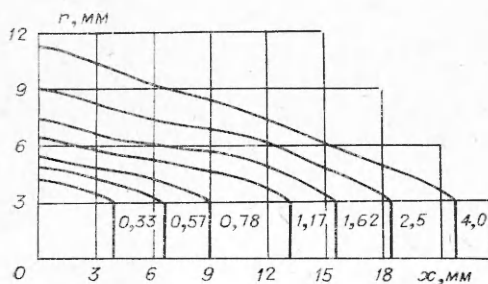
В этой работе рассматриваются случаи закрытого канала, в котором не возникает обратное движение. Расчеты задач о цилиндрически-симметричном движении газа при типичных для рассматриваемых ниже законов падения давления в канале от времени показали, что на достаточно большом временном интервале $\alpha \approx 1$ и $\beta = 0,7$. Эти постоянные значения α и β были приняты в описываемых примерах расчетов.

При использовании данного метода необходимо также следить, чтобы форма канала и ударной волны не слишком сильно отличалась от кругового цилиндра для того, чтобы можно было учитывать лишь перераспределение энергии между сечениями за счет движения в канале, а не за счет движения в холодной оболочке в направлении вдоль оси канала.

Отметим, что близкий к изложенному подход использовался при исследовании динамики перетяжек плазменного шнура при электрическом разряде в вакууме в работе [12], где холодная газовая оболочка отсутствовала, а давление магнитного поля определялось через величину протекающего электрического тока и радиуса канала. Отличие нашей постановки от [12] состоит в том, что рассматривается полное уравнение энергии для частиц в канале, а не предполагается, что течение является адиабатическим или изотермическим. Таким образом, допускается образование и распространение ударных волн в канале.

В [13] использовался еще более упрощенный подход для описания параметров за фронтом световой детонации (движение считалось цилиндрически-симметричным). Очевидно, что при сильном изменении плотности потока излучения во времени и соответствующем изменении скорости фронта световой детонации и скорости газа за ним возникает существенное движение плазмы в канале вдоль его оси. Более того, как будет показано ниже, даже при постоянной плотности потока вследствие сильного перепада давления между областями вблизи фронта детонационной волны, где давление непрерывно поддерживается на высоком уровне, и вдали от нее, где давление сильно понижается за счет бокового расширения канала, возникает движение вдоль оси канала, направленное от фронта световой детонации. Наконец, квазиодномерная методика позволяет рассчитывать параметры и с учетом конечности ширины зоны энерговыделения, однако при не слишком большой величине пробега излучения на фронте ударной волны.

Рассмотрим пример расчета задачи о движении газа за фронтом волны световой детонации в воздухе нормальной плотности $\rho_a = \rho_L = 1,29 \times 10^{-3} \text{ г/см}^3$ при плотности потока падающего излучения $q_a = 250 \text{ МВт/см}^2$ и радиусе $R = 3 \text{ мм}$. Термодинамические свойства горячего воздуха описывались подробными таблицами [14], оптические свойства — таблицами [15]. Заметим, что в данном примере величины пробегов излучения за



Ф и г. 1

фронтом волны оказываются очень маленькими по сравнению с радиусом канала, поэтому при расчетах использовался прием искусственного ограничения величины коэффициента поглощения, чтобы размазать зону энерговыделения на несколько расчетных точек [6].

На фиг. 1 показана форма канала. Цифры над кривыми соответствуют моментам времени (мкс) с начала действия лазерного излучения на первоначально образо-

вавшийся плазменный слой малой толщины. Процесс инициирования детонации и возникновения такого слоя здесь не рассматривается. Начальная температура и плотность плазмы в этом тонком слое были выбраны примерно соответствующими значениям в парах твердого вещества в момент возникновения в них «вспышки» [6].

В момент $t = 1,14$ мкс излучение прекращает действовать. За это время к единице площади подводится энергия $E = 285$ Дж/см² и при площади пятна $S = 0,283$ см² полная энергия излучения $ES = 80$ Дж. Канал в этот момент времени оказывается достаточно длинным и узким с малоизменяющимся (как во времени, так и по длине) углом наклона его стенок по отношению к оси.

Заметим, что отношение длины канала к его радиусу 2:1 сохраняется в течение долгого времени после выключения лазера — вплоть до моментов времени около 3—4 мкс. Дальнейший расчет был прекращен, так как ударная волна перестает быть сильной (давление на ней становится равным примерно 15—20 атм). На фиг. 2 представлено распределение давления по оси канала в различные моменты времени. Видно, что давление вблизи твердой поверхности, от которой движется детонационная волна, гораздо ниже давления на фронте ударной волны и после момента выключения источника излучения наступает резкое понижение амплитуды фронта. На фиг. 3 показано распределение температуры. Перепад температуры вдоль оси канала невелик вплоть до момента выключения источника, когда появляются весьма холодные слои вблизи фронта быстро затухающей ударной волны.

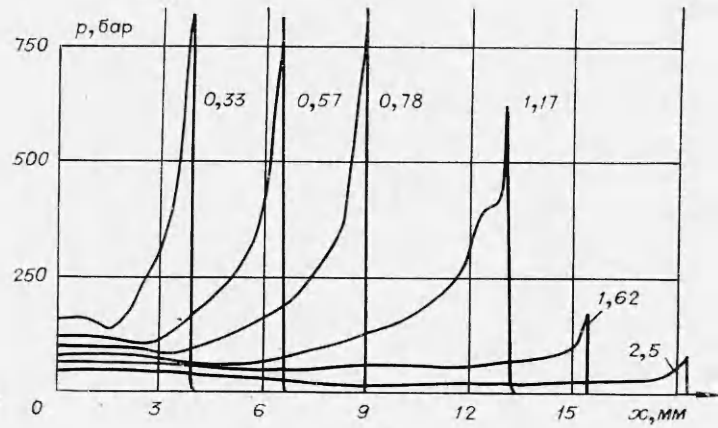
Небольшой подъем температуры и давления вблизи преграды, от которой движется детонационная волна, связан с торможением струи газа, текущей, как из сопла, от фронта ударной волны. Это отчетливо видно из фиг. 4, где показано распределение скоростей вдоль оси канала.

На фиг. 2—4 не показана узкая зона между фронтом ударной волны и плоскостью Жуге. В данном случае параметры на фронте ударной волны следующие: давление $p_s = 1710$ бар, температура $T_s = 20600$ К, сжатие $Q_s = 11,1$.

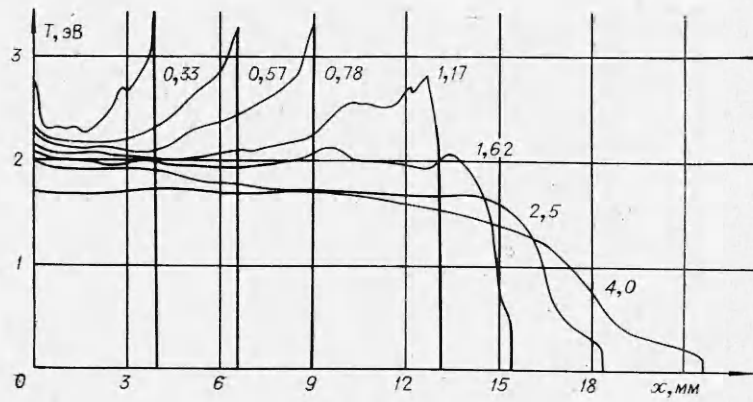
2. В рассмотренном варианте величины пробегов излучения в плоскости Жуге были малы по сравнению с радиусом канала. При понижении плотности потока излучения примерно до 80 МВт/см², когда температура на фронте ударной волны составляет примерно 1 эВ (в плоскости Жуге примерно 2 эВ), величины пробегов излучения неодимового лазера возрастают соответственно примерно до 2 мм и детонация срывается. С уменьшением плотности воздуха при фиксированной плотности потока возрастают скорости волны и температуры, что приводит к снижению пределов детонации.

При плотности, равной 1/10 от нормальной, такая же величина пробега имеет место лишь при 13 МВт/см². С понижением плотности воздуха минимальный пробег излучения увеличивается и, наконец, возникает ситуация, когда при любой плотности потока требуется учитывать конечность зоны энерговыделения и световая детонация в обычном смысле вообще невозможна. Однако становятся возможными режимы, аналогичные световой детонации при частичном поглощении энергии падающего излучения.

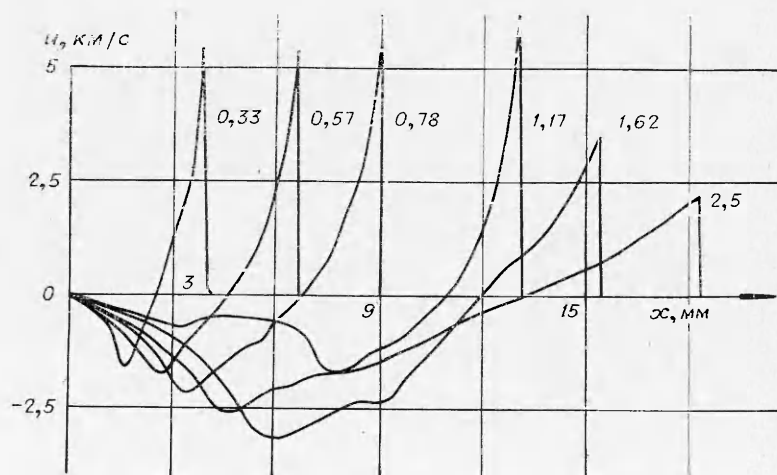
Получим соотношения для определения параметров газа за фронтами световой детонации, учитывающие переменность показателя адиабаты $\gamma = \gamma(e, \rho)$, поскольку в [1—4] они были выведены лишь для случая $\gamma = \text{const}$. Будем различать интегральный показатель адиабаты, входящий в уравнение состояния (1.5), и дифференциальный показатель $k(e, \rho)$



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

адиабаты, фигурирующий в определении скорости звука c ,

$$(2.1) \quad c^2 = kp/\rho, \quad k = \gamma + 1/(\gamma - 1) \cdot \partial\gamma/\partial \ln \rho|_e + \partial\gamma/\partial \ln e|_p.$$

Все параметры перед детонационной волной отметим индексом a , на фронте ударной волны — индексом s , в плоскости Жуге — индексом j . Будем считать детонационную волну сильной и поэтому положим $u_a = p_a = \rho_a = 0$. Воспользуемся обычными законами сохранения массы, импульса и энергии

$$(2.2) \quad \begin{aligned} -Mu_j + p_j &= -Mu_s + p_s = 0; \\ Mv_j + u_j &= Mv_s + u_s = Mv_a, \\ -M(e_j + u_j^2/2) + p_j u_j + q_j &= -M(e_s + u_s^2/2) + p_s u_s + q_s = q_a, \end{aligned}$$

где q — плотность потока излучения; M — расход массы через единицу площади фронта. Пренебрегая поглощением излучения перед фронтом ударной волны (в «прогревной» зоне), т. е. полагая $q_s = q_a$, добавим к (2.2) условие Жуге

$$M = \rho_a D = \rho_j c_j,$$

где D — скорость детонации, скорость звука c_j определяется по (2.1) при $\rho = \rho_j$ и $e = e_j$. Используя уравнение состояния (1.5), получим следующие соотношения для определения параметров в плоскости Жуге:

$$\begin{aligned} q_e = q_a - q_j &= -[\rho_a D^3(2k_j + 1 - \gamma_j)]/[2(k_j + 1)^2(\gamma_j - 1)]; \\ e_j = k_j D^2/[2(k_j + 1)^2(\gamma_j - 1)]; \quad u_j &= D/(k_j + 1); \\ \theta_j = \rho_j/\rho_a &= (k_j + 1)/k_j; \quad \rho_j = \rho_a D^2/(k_j + 1), \end{aligned}$$

где θ_j — сжатие газа в плоскости Жуге; q_e — эффективная плотность потока излучения, соответствующая поглощенной во фронте энергии. При полном поглощении излучения, т. е. при $q_j = 0$, величина q_e совпадает с q_a — плотностью потока излучения, падающего на фронт. Заметим, что знак D и M противоположен знаку q_e и q_a — детонационная волна движется навстречу излучению. Параметры на фронте ударной волны определяются обычным образом:

$$\begin{aligned} e_s = u_s^2/2; \quad u_s &= [2/(\gamma_s + 1)]D; \\ \theta_s = \rho_s/\rho_a &= (\gamma_s + 1)/(\gamma_s - 1); \quad p_s = 2\rho_a D^2/(\gamma_s + 1). \end{aligned}$$

Здесь θ_s — сжатие газа на фронте ударной волны. Величины γ_j , k_j и k_s , γ_s зависят от e_j , ρ_j и e_s , ρ_s соответственно. Поэтому расчет алгебраических систем ведется методом итераций.

Результаты расчетов параметров детонационных волн для плотности, равной 0,0316 от нормальной, приведены в таблице. Здесь η_s и η_j — линейные коэффициенты поглощения в плоскости фронта и в плоскости Жуге для энергии квантов $\epsilon = 1,16$ эВ (неодимовый ОКГ).

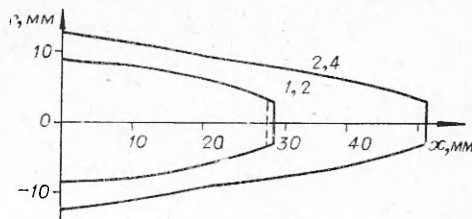
Анализируя данные, приведенные в таблице, убеждаемся в том, что при низких плотностях потока детонация невозможна даже при больших радиусах луча, причем это связано с высокой прозрачностью воздуха за фронтом ударной волны. В области низких температур величина η резко зависит от T , причем $\eta_s \ll \eta_j$. Следовательно, за фронтом ударной волны существовала бы протяженная зона (толщиной порядка $l_s = \eta_s^{-1}$, за кото-

q_e , МВт/см ²	D , мм/с	T_s , К	T_j , К	η_s , см ⁻¹	η_j , см ⁻¹
3	7,74	8 670	17 900	0,01	1,1
4	8,57	9 480	19 800	0,03	1,3
5	9,34	10 600	21 700	0,14	0,70
7	10,9	13 800	26 500	2,1	0,65
10	12,5	17 000	33 000	7,6	1,0
15	14,2	19 600	38 300	15	1,7
20	15,6	21 700	42 300	12	2,3
25	16,8	23 700	46 100	15	2,7
30	18,0	25 700	50 000	18	3,1
40	19,9	30 500	56 900	18	3,9
50	21,4	34 500	62 400	20	4,7
70	24,0	40 700	71 100	30	6,1
100	27,1	46 800	82 400	52	7,8
150	31,1	55 100	97 400	74	11
200	34,4	62 700	110 000	89	13
250	37,2	69 300	121 000	110	15
300	39,8	75 200	132 000	120	16

рой следовал бы резкий фронт разогрева $l_j = \eta_j^{-1}$). Если $\eta_s R \leq 1$, то боковая разгрузка за фронтом ударной волны приведет к охлаждению газа и существенному понижению η , т. е. разогрев и возникновение сильного поглощения становятся невозможными. Иная ситуация имеет место в области высоких температур. Это связано с тем, что с завершением однократной и началом многократной ионизации, когда величина среднего заряда растет с температурой, коэффициент поглощения хотя и растет с температурой, но в меньшей степени. Плотность же на фронте ударной волны существенно выше, чем в плоскости Жуге (сжатие $\theta_s = 13,7$ и $10,8$, в то время как $\theta_j = 1,83$ и $1,78$ в начале и в конце таблицы). Благодаря этому η_s заметно больше η_j и, следовательно, зона энерговыделения заметно растягивается по мере удаления от фронта; критерием влияния бокового растяжения становится не $\eta_s R$, а $\eta_j R$. Из таблицы следует, что для $R = 0,3$ см при $q_e \geq 150$ МВт/см², когда $\eta_j R \approx 3-5$, должны осуществляться режимы, близкие к обычной световой детонации; в области $q_e \leq 30-70$ МВт/см², когда $\eta_j R \approx 1-2$, могут осуществляться режимы неполного поглощения с заметным отклонением от полноценной детонации.

Приведем результаты расчетов по описанной выше квазиодномерной методике для случая $q_a = 100$ МВт/см², $R = 3$ мм для плотности воздуха $\rho_a = 0,316$ от нормальной.

За время 2,6 мкс в этом варианте подводится та же энергия, что и в предыдущем. На фиг. 5 показана форма канала для двух моментов времени: 1,2 и 2,4 мкс. Видно, что здесь также образуется длинный и узкий канал, причем скорость фронта ударной волны оказывается практически постоянной (начиная с момента времени около 0,5 мкс) и равной примерно 17—18 км/с, что значительно ниже, чем она была бы в режиме полного поглощения (27 км/с, см. таблицу). Квазистационарность движения пробки сжатого газа непосредственно за фронтом объясняется возникновением звукового сечения (штрих на фиг. 5), не пропускающего возмущение к фронту. Оптическая толщина пробки остается постоянной, что обеспечивает постоянное значение энергии, поглощающейся в пробке и расходуемой на поддержание движения фронта. Плоскость, где выполняется условие Жуге, лежит примерно на расстоянии 0,1 см от фронта ударной волны, т. е. толщина сжатого, поглощающего излучение слоя мала по сравнению с радиусом R и по сравнению с



Фиг. 5

расстоянием, пройденным ударной волной. Заметим, что на эту узкую область приходилось довольно много (около 30) расчетных точек, что обеспечивало достаточную точность определения параметров в этой зоне и скорости распространения волны D .

На фиг. 6 дано распределение параметров вблизи фронта ударной волны: давления p , бар, отношения потока F к величине падающего потока F_0 , температуры T , эВ по расстоянию x , мм. Видно, что на участке до плоскости Жуге, отмеченной штрихом, поглотилось примерно 50% энергии излучения. Однако параметры на фронте и в плоскости Жуге оказываются более низкими, чем при $q_e = 50$ МВт/см². Это связано, по-видимому, с тем, что, хотя слой между фронтом и плоскостью Жуге является довольно узким, все же несколько сказывается боковое расширение канала.

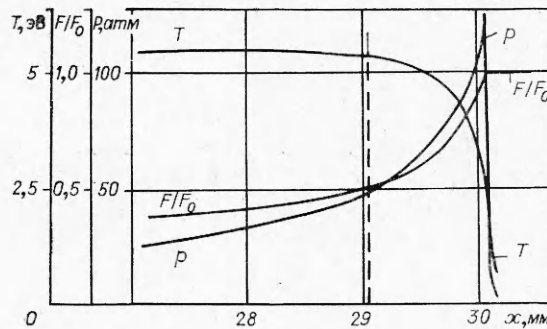
Заметим, что в вариантах с более слабым поглощением излучения в сжатом газе у фронта необходимо учитывать эффекты, связанные с проникновением излучения, оставшегося непоглощенным до преграды, и образованием струи паров, истекающей в канал.

В заключение отметим, что представляло бы интерес экспериментально исследовать распространение волн световой детонации в режиме неполного поглощения.

Поступила 26 III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Ramsden S. A., Savic P. A radiative detonation model for the development of a laser-induced spark in air.—«Nature», 1964, vol. 203, N 4953, p. 1217—1219.
2. Райзер Ю. П. Нагревание газа под воздействием мощного светового импульса.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, вып. 5, с. 1508—1519.
3. Райзер Ю. П. Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча.— Усп. физ. наук, 1965, т. 87, вып. 1, с. 29—63.
4. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974.
5. Кроль В. М., Немчинов И. В. Автомодельные движения нагреваемого излучением газа за фронтом ударной волны, инициирующей поглощение.— ПММ, 1969, т. 33, вып. 1, с. 20—29.
6. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при вспышке поглощения в парах твердого тела.— ПМТФ, 1969, № 6, с. 3—19.
7. Райзер Ю. П. О возможности поджигания бегущей лазерной искры при интенсивностях светового луча, много меньших пороговых для пробоя.— «Письма в ЖЭТФ», 1968, т. 7, вып. 2, с. 73—76.
8. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
9. Адушкин В. В., Немчинов И. В. Приближенное определение параметров газа за фронтом ударной волны по закону движения фронта.— ПМТФ, 1963, № 4, с. 58—67.
10. Кондратьев В. Н., Немчинов И. В., Хазинс В. М. Численный расчет задачи о разлете нагреваемого поверхностного слоя вещества с учетом расслоения его на фазы.— ПМТФ, 1970, № 4, с. 79—90.



Фиг. 6

11. Корявов В. П., Виленская Г. Г. Расчет движения в ближней зоне взрыва в твердой среде.— ПМТФ, 1968, № 6, с. 76—85.
12. Имшенник В. С., Осовец С. М., Отроценко И. В. Динамика перетяжек плазменного шнура и электромагнитное ускорение ионов.— ЖЭТФ, 1973, т. 64, вып. 6, с. 2057—2071.
13. Pirri A. N. Theory for momentum transfer to a surface with a high-power laser.— «Phys. fluids», 1973, vol. 16, N 9, p. 1435—1440.
14. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.
15. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. Н., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. Оптические свойства горячего воздуха. М., «Наука», 1970.

УДК 536.46 : 533.6

ОЦЕНКИ НОРМАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАМИНАРНЫХ И МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПЛАМЕН

В. С. Баушев, В. Н. Вилюнов

(Томск)

При наиболее общих предположениях (учет влияния числа Льюиса — Семенова, теплового расширения, переменности теплофизических параметров и т. п.) получены аналитические оценки нормальных скоростей горения ламинарных и турбулентных пламен. В случае аррениусовской зависимости скорости реакции от температуры скорость горения представлена асимптотическим рядом по безразмерной температуре Франк-Каменецкого; для турбулентного пламени — по параметру относительного масштаба турбулентности. Окончательные результаты в широком диапазоне изменения параметров сравниваются с численным счетом на ЭВМ точных уравнений и с зависимостями, полученными по методу сращиваемых асимптотических разложений.

1. Математическая формулировка задачи. Ламинарное пламя. Когда температурная зависимость скорости объемного тепловыделения определяется законом Аррениуса

$$(1.1) \quad \Phi = (\rho(T))^{n\nu} z(T) \exp(-E/RT),$$

теплородиффузионный механизм распространения одномерного стационарного пламени описывается [1] системой уравнений

$$(1.2) \quad \begin{aligned} dp/du &= \nu k(u)f(u)/p - \omega; \\ (1/L)dv/du &= 1 - \omega(v - u)/p, \quad 0 < u < 1 \end{aligned}$$

и граничными условиями

$$(1.3) \quad u = 0, \quad p = 0, \quad v = 0;$$

$$(1.4) \quad u = 1, \quad p = 0;$$

$$(1.5) \quad f(u) = \begin{cases} \exp(-\theta_0 u / (1 - \sigma u)), & 0 \leq u \leq \varepsilon \\ 0, & \varepsilon < u \leq 1. \end{cases}$$