

$$U_0 - \gamma\sigma = RT \ln (\tau/\tau_0), \quad (4)$$

где U_0 — энергия, близкая к энергии сублимации материала; γ — структурно-чувствительный параметр; R — газовая постоянная; T — абсолютная температура; τ — долговечность объекта при напряжении σ ; τ_0 — средний период тепловых колебаний атомов. Из уравнения (4) при $\gamma = \text{const}$, следует

$$\frac{\sigma_{1p}}{\sigma_{2p}} = \frac{U_0 - RT \ln (\tau_1/\tau_0)}{U_0 - RT \ln (\tau_2/\tau_0)}. \quad (5)$$

Изменению масштаба объекта в n раз при сходственном нагружении отвечает изменение во столько же раз τ .

Чтобы проверить, как полученные результаты согласуются с кинетической теорией прочности, рассмотрим соотношение (5). Применительно к условиям настоящего эксперимента $U_0 \approx 10^5$ кал/моль, $T \approx 300$ К, $\tau_0 \approx 10^{-13}$ с, $\tau_1 \approx 3 \cdot 10^{-4}$ с, $\tau_2 \approx 3 \cdot 10^{-5}$ с. С учетом этих данных из (5) следует, что σ_{1p} и σ_{2p} должны отличаться всего на $\sim 2\%$, что резко расходится с экспериментом.

4. Уменьшение масштаба при сходном нагружении приводит к росту ϵ и, как следствие для мягких сталей, к изменению их свойств, к повышению предела текучести и прочности. Однако рост этих характеристик материала при увеличении ϵ в 10 раз, как следует из [10] для сталей, близких по свойствам к 22 К, не может превысить 5%. Поэтому экспериментально зарегистрированное изменение σ_p в несколько раз не может быть объяснено этим фактором.

Проведенное исследование показало существование сильного масштабного эффекта при взрывном разрушении сходно нагруженных геометрически подобных котлов высокого давления, заполненных водой. С учетом несущественных допущений, сделанных при анализе экспериментов, следует заключить, что природа зарегистрированного масштабного эффекта носит энергетический характер, что находится в соответствии с работами [1—3].

Поступила в редакцию
14/VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Сеницын. ФГВ, 1972, 8, 1; Докл. АН СССР, 1970, 194.
2. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев. Докл. АН СССР, 1975, 220.
3. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев. ФГВ, 1979, 15, 5.
4. В. И. Цыпкин, А. Г. Иванов и др. Атомная энергия, 1976, 41, 5.
5. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Сеницын. ПМТФ, 1968, 6.
6. Физика взрыва. Изд. 2-е. Под ред. К. П. Станюковича, М., Наука, 1975.
7. А. Т. Шитов, В. И. Минеев и др. ФГВ, 1976, 12, 2.
8. Б. Б. Чечулин. Масштабный фактор и статистическая природа прочности металлов. М., Металлургиздат, 1963.
9. В. Р. Регель, А. И. Слуцкер, Э. Е. Томашевский. УФН, 1972, 106, 2.
10. Дэвис, Мэйджи. Тр. амер. общ-ва инж. мех. Серия Д, № 2, 1975.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗОВЫХ ОБЪЕМАХ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

М. Ф. Иванов, В. Е. Форгов, А. А. Борисов
(Черноголовка)

В настоящее время выполнено значительное количество [1, 2] экспериментальных и теоретических исследований развития детонации в плоских и цилиндрических зарядах конденсированного ВВ конечной тол-

щины. Одна из наиболее интересных качественных особенностей детонационных процессов в таких зарядах — наличие срывных явлений, вызванных боковой разгрузкой продуктов детонации, что приводит к пульсирующему режиму развития детонации и в конечном счете определяет критический размер заряда.

В газах явления такого рода исследованы в значительно меньшей степени [3] ввиду чисто технических трудностей создания ограниченных объемов газа без использования твердых оболочек. Традиционна здесь такая постановка экспериментов [4, 5], когда химически активный газ ограничивается стенками, что исключает (ударные трубы) или затрудняет (полимерные пленки) боковое расширение потока. Однако исследование срывных явлений в газообразных системах интересно как с теоретической, так и с прикладной точки зрения, так как эти процессы определяют работу двигателей внутреннего сгорания и жидкостных ракетных двигателей в детонационном режиме [6], кроме того, они существенны для оценки разрушительного эффекта при аварийных выбросах горючих газов и определения условий вентиляции и сброса в промышленных установках.

Несмотря на ограниченное количество экспериментальных данных, сейчас все же можно выделить некоторые общие, требующие теоретического объяснения закономерности детонации в газах со свободным боковым расширением продуктов. Это, прежде всего, значительное превышение критических размеров заряда по сравнению с размерами ячеек неустойчивости [7—9]. Использование для объяснения этих явлений приближенных теорий (см. [4] и ссылки, содержащиеся там), по-видимому, не вполне правомерно, поскольку данные представления основаны на квазидномерной модели процесса без учета двумерных эффектов, связанных с неустойчивостью комплекса ударная волна — фронт воспламенения. По-видимому, в газообразных системах реализуется срывной механизм, открытый при исследовании детонации жидких ВВ [1], в соответствии с которым срыв происходит тогда, когда саморазогрев среды в результате химической реакции не компенсирует ее охлаждение из-за расширения в волне разгрузки.

Настоящая работа посвящена расчету развития детонации в слое газообразного ВВ конечных размеров с целью определения критической величины слоя и моделирования возникающих в опытах нестационарных явлений. Рассмотрена простейшая смесь водорода и кислорода, для которой имеется наиболее достоверная термодинамическая и кинетическая информация и для которой достаточно аккуратно выполнены опыты по детонации плоских слоев без жестких оболочек [7].

Постановка задачи. Методика расчета

Рассматривается плоский слой ВВ (рис. 1) заданной толщины δ , ограниченный жесткой нетеплопроводной стенкой W и граничащий (G) с инертным в химическом отношении газом, имеющим те же свойства и исходные параметры, что и непрореагировавший химически активный газ. Ориентируясь на эксперименты [7], в качестве ВВ выбираем состав $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ (гремучая смесь), кинетика энерговыделения в которой описывалась приближенным соотношением

$$dc/dt = -\nu \rho c \exp(-E_a/RT), \quad (1)$$

где значения предэкспонента ν , энергии активации E_a и теплового эффекта реакции q взяты из работ [10, 11]. В (1) c — концентрация горючего вещества; t — время; ρ — плотность; R — газовая постоянная; T — температура.

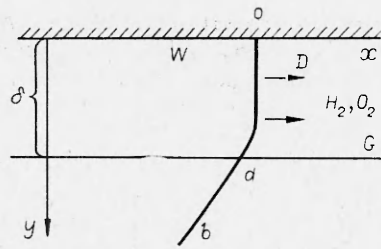


Рис. 1. Схема течения при детонации плоского слоя ВВ (odb — ударная волна).

Система нестационарных гидродинамических уравнений в лагранжевом представлении для невязкого нетеплопроводного газа имеет вид (в интегральной форме)

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \vec{u} dV = \int_S p \vec{n} dS, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho (\epsilon + qc) dV = \int_S p (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS. \quad (4)$$

Здесь p — давление; \vec{u} — скорость; $\epsilon = p/(\gamma - 1)\rho$ — внутренняя энергия; интегрирование в левых частях уравнений идет по объему V , а в правых — по поверхности ячейки заданной массы S ; \vec{n} — вектор нормали к поверхности, показатель адиабаты Пуассона γ выбран равным 1,4.

Гидродинамическая система (2)–(4) решалась по схеме предиктор — корректор [12], где давление, плотность и внутренняя энергия относились к центрам четырехугольных ячеек, а скорость — к их узлам. В случае идеального газа $p = (\gamma - 1)\rho\epsilon$, в то время как для более сложных моделей необходимо использовать численные методы нахождения ϵ из нелинейного уравнения $p = f(\rho, \epsilon)$.

Уравнение химической кинетики (1) решалось по мажорантной неявной схеме [13]:

$$c_{ij}^{n+1} = c_{ij}^n - \nu c_{ij}^{n+1} \exp(-E_a/RT_{ij}^n) \tau,$$

обладающей свойствами балансности и монотонности [14] и позволяющей производить расчеты с временным шагом, определяемым гидродинамической системой (1)–(4).

В [12] показано, что в случае прямоугольной регулярной сетки используемая численная схема не только правильно аппроксимирует уравнение для внутренней энергии, но и сохраняет полную энергию, т. е. система разностных уравнений в этом случае полностью консервативна. Такой выбор разностной схемы повышает точность расчетов, что особенно важно в задачах с резкой зависимостью энерговложения от гидродинамических параметров.

В рассматриваемой задаче значительный интерес представляло проследить за распространением детонационной волны на расстояниях много большей ширины фронта, что требует большого числа счетных ячеек (и, следовательно, времени счета). Для преодоления этой трудности по мере распространения детонационной волны подстраивались счетные ячейки перед фронтом волны с одновременным объединением ячеек за фронтом на расстоянии, выбираемом так, чтобы возмущения не сказывались на режим детонации. Этот прием позволил проследить за эволюцией детонационной волны на расстояниях, в несколько сотен раз превышающих ширину ее фронта с использованием всего 2000 ячеек.

Результаты моделирования

Детонационная волна возбуждалась мгновенным выделением энергии в области протяженностью 0,15 см и толщиной δ . При этом энерговыделение, большее $2q$, обеспечивало при $\delta \geq 0,5$ см уверенное инициирование детонационной волны, в то время как при меньших энерговыделениях наблюдалось быстрое ослабление ударной волны от детонатора без заметного развития химической реакции в газообразном ВВ.

В случае уверенного инициирования на начальной стадии процесса формируется пересжатая детонационная волна (рис. 2), которая затем выходит на стационарный режим Чепмена — Жуге. Эти нестационарные эффекты проявляются 2—4 мкс, после чего детонация (при $\delta > \delta_{кр}$) выходит на нормальный режим и влияние детонатора становится несущественным.

При значительных толщинах слоя ($\delta > \delta_{кр}$) детонационная волна распространяется со скоростью Чепмена — Жуге $D = 3,25$ км/с, соответствующей выбранным параметрам химически активной среды¹. Структура этой волны описывается гидродинамической теорией [16] и состоит из ярко выраженного химического пика (точка *a* на рис. 3), который отделен от расширяющихся продуктов детонации точкой Чепмена — Жуге. В последней выполняется условие $D = u + c_s$ (c_s — скорость звука), а реакция детонационного превращения завершена на $\sim 95\%$. Выполненные расчеты показали, что для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ существует критическое значение толщины слоя, так что в слоях меньшей толщины детонация не распространяется. При достаточно больших толщинах слоев в центре реализуется квазистационарный режим детонации Чепмена — Жуге, в то время как на краях возникают нестационарные явления, вызванные боковым расширением продуктов детонации. Наиболее отчетливо они проявляются при толщинах, близких к критическим, $0,45 \text{ см} < \delta < 0,55 \text{ см}$.

На рис. 4 в разные моменты времени изображена зона детонационной волны, ограниченная с одной стороны ударным фронтом, а с другой —

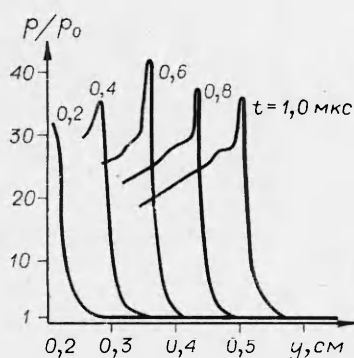


Рис. 2. Давление в пересжатой детонационной волне в центре заряда на начальном участке течения в зоне действия детонатора.

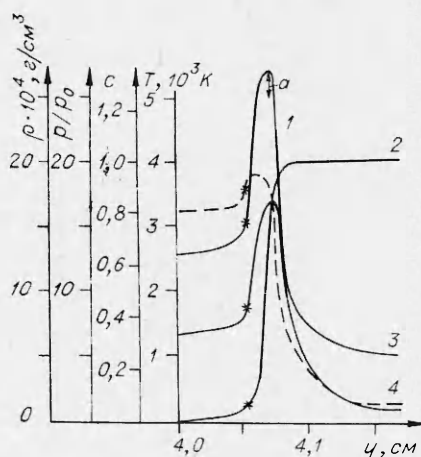


Рис. 3. Профили гидродинамических параметров за фронтом детонационной волны в стационарном режиме, $\delta = 0,6$ см, $t \sim 12$ мкс.

1 — p/p_0 ; 2 — c ; 3 — ρ ; 4 — T ; звездочкой отмечены состояния Чепмена — Жуге.

¹ При этом в расчетах наблюдаются незначительные осцилляции параметров, что, по-видимому, является проявлением неустойчивости детонационной структуры [15], сглаженным наличием искусственной вязкости в численной схеме.

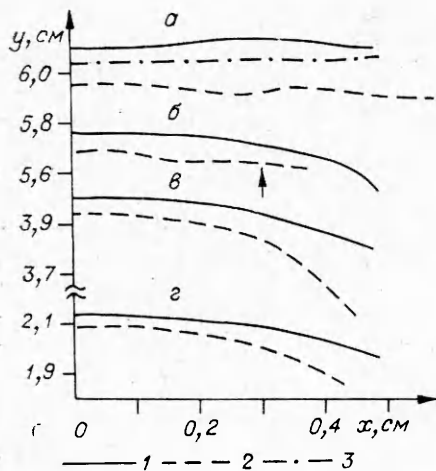


Рис. 4. Динамика движения фронта ударной волны (1) и поверхности полного выгорания (2), $\delta = 0,45$ см (3 — начало химической реакции).
 t , мкс: а) 20, б) 18, е) 8, з) 6.

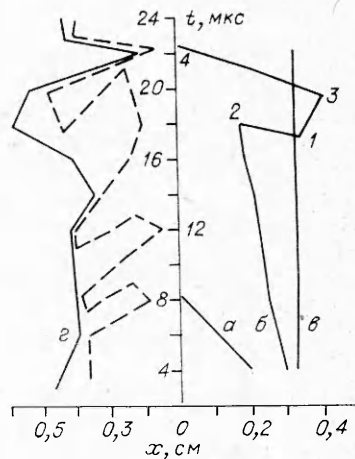


Рис. 5. Изменение границы зоны горения во времени (положение точки с $T \geq 2300$ К в сечении $y = \text{const}$, проходящем через точку Чепмена — Жуке на оси заряда).
 δ , см: а) 0,3, б) 0,45, е) 0,6, з) 0,525. 1—2 и 1—3 — развитие детонации от боковой вспышки; 3—4 — прекращение химической реакции во всем заряде; штриховой линией ограничена область с $T > 3300$ К.

поверхностью полного выгорания ($\epsilon \approx 0,01$). Видно, что по мере удаления детонационной волны от места инициирования, фронт ее искривляется, а зона химической реакции отделяется от ударного разрыва. Это вызвано боковым расширением потока в боковой волне разгрузки, в результате чего происходит охлаждение ВВ и увеличение времени химической реакции, наблюдаемое как отставание зоны горения от скачка уплотнения.

В случае малых толщин заряда $\delta < 0,4$ см боковая волна разрежения достигает центральной области заряда и приводит к прекращению в нем химической реакции, так что детонация полностью прекращается (рис. 5, а). С ростом толщины заряда δ на смену этому простейшему приходят более интересные режимы. При $\delta = 0,45$ см реализуется достаточно продолжительный квазистационарный режим детонации, характеризующийся медленным сокращением плоского участка фронта детонационной волны. В определенный момент времени (см. рис. 5) наряду с центральной зоной энерговыделения ближе к краю заряда в ударно-сжатом ВВ возникает новая зона интенсивной химической реакции (положение этой зоны на рис. 4 для момента времени $t = 18$ мкс отмечено стрелкой), которая приводит к резкому увеличению боковой разгрузки, что влечет за собой дополнительное охлаждение ВВ и резкое увеличение времени реакции.

Ударная волна отрывается от зоны протекания химической реакции, и реакция после этого достаточно быстро гаснет во всем объеме.

На рис. 5, з приведено изменение границы зоны горения для варианта с $\delta = 0,525$ см. В этом случае режим распространения детонации носит уже пульсирующий характер с периодическим (а не одиночным, как в случае $\delta = 0,45$ см) возбуждением зоны интенсивного энерговыделения на краю заряда. Это энерговыделение приводит к формированию в ударно-сжатом ВВ волны горения, которая распространяется вверх и вбок по потоку ударно-сжатого вещества, быстро достигает фронта первичной ударной волны и зоны интенсивного энерговыделения в ядре потока. Происходящая затем перестройка всего течения приводит к выпрямлению фронта ударной волны и зоны химической реакции, причем

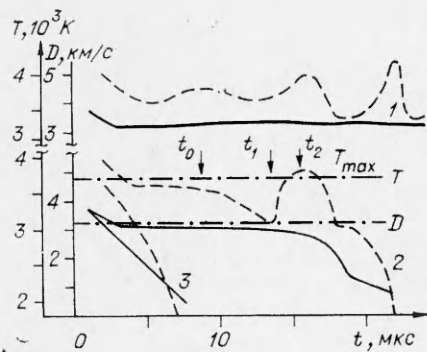


Рис. 6. Изменение скорости фронта детонационной волны (сплошная линия) и температуры (штриховые) в центре заряда.

t_0 — приход боковой волны разгрузки; t_1 — боковая вспышка и t_2 — ее приход в центр заряда; штрихпунктир — параметры Чепмена — Жуге; δ , см: 1 — 0,525; 2 — 0,45, 3 — 0,3.

падение температуры за фронтом ударной волны, вызываемое дополнительным боковым расширением продуктов детонации в момент вспышки, теперь оказывается на каком-то этапе затухания волны скомпенсированным энерговыделением в центре, что не дает возможности вспышке затухать, как это было в варианте с $\delta = 0,45$ см.

Таким образом, картина течения каждый раз после вспышки в целом становится близкой к той, которая имела сразу же после иницирования детонации. В дальнейшем вновь начинает сказываться влияние боковой разгрузки, приводящее к искривлению ударного фронта и сокращению зоны горения, так что процесс в целом носит периодический характер. С дальнейшим увеличением толщины заряда боковые пульсации становятся менее выраженными, и распространение детонационной волны по заряду носит почти стационарный характер (см. рис. 5, *в*).

На рис. 6 представлено изменение скорости фронта и максимальной температуры в центре потока для разных δ в зависимости от времени, а на рис. 7 — профили концентрации для сечения $y = \text{const}$, относящегося к состоянию Чепмена — Жуге на оси потока. На рис. 7 видно, что монотонный профиль концентраций ($t = 12$ мкс) сменяется непотонным ($t = 18$ мкс), соответствующим появлению боковой зоны повышенного выгорания, которая с течением времени распространяется к центру потока и на периферию заряда ВВ (см. рис. 5). Расчеты показали, что, если порождаемая боковой вспышкой косая детонационная волна достигает внутренней части заряда раньше, чем туда придет боковая волна разгрузки, это приведет к поддержанию детонационного процесса (см. рис. 5, *г*). В противном случае (см. рис. 5, *б*) боковая детонационная волна лишь замедлит охлаждение ядра потока в волне разгрузки и срыв детонации во всем объеме заряда. Этот режим особенно хорошо виден на рис. 6, где косая детонационная волна приходит на ось заряда лишь после волны разгрузки, что проявляется в скачке температуры T_{max} , которого, однако, оказывается недостаточно для поддержания детонационного режима.

Описанная выше картина нестационарной стадии детонации находится в соответствии с условиями срыва детонации [18], формулируемыми для цилиндрических зарядов жидких ВВ, и в случае нормального теплового взрыва иллюстрируется упрощенной схемой [1] (рис. 8). Считая, что энерговыделение идет по механизму нормального теплового взрыва с выраженным периодом индукции и резкой зависимостью скорости реакции от температуры, предположим, что даже малое уменьшение температуры по сравнению со стационарным детонационным значением приводит к прекращению химической реакции. Боковое расширение продуктов детонации вызывает искривление фронта (см. рис. 5), которое можно схематически представить в виде двух волн — прямой A_1 , распространяющейся в квазистационарном детонационном режиме и косой A_2 (см. рис. 8), нагревающей химически активный газ до меньших

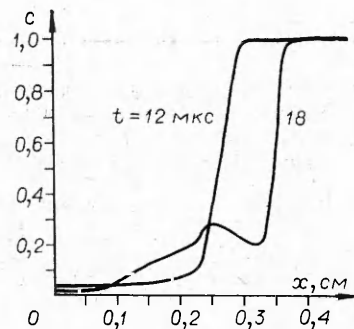


Рис. 7. Профили концентрации для сечения $y = \text{const}$, проходящего через точку Чепмена — Жуге на оси заряда для $\delta = 0,45$ см.

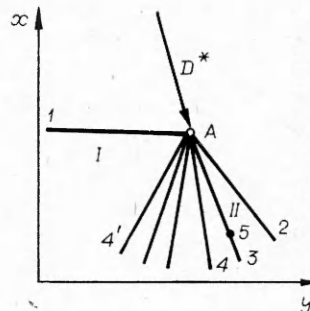


Рис. 8. Схема течения в окрестности ударного фронта детонации.

по сравнению с IA температур, что приводит к прекращению химической реакции за этой волной (область II). Точка прекращения химической реакции A при этом перемещается по фронту волны IA от края к центру заряда. Продукты детонации в области I расширяются в веер волн разрежения $4A4'$ и отделены от области ударно-сжатого в косой волне $A2$ непрореагировавшего ВВ контактной границей $A3$. Вспышка сжатого в косой волне ВВ произойдет тогда, когда к точке 5 подойдет участок ВВ, прошедший в области II время, равное характерному периоду индукции. Это время индукции может существенно отличаться от времени индукции в области I за прямым детонационным фронтом IA ввиду разных температур ударного сжатия в прямой IA и косой $A2$ волнах.

Если боковая волна разрежения $4'A4$ достигает центра заряда раньше, чем возникает вспышка на периферии, это приведет, как показано в расчетах, к прекращению детонации. В противном случае энерговыделение в области вспышки вызывает выравнивание косой ударной волны $A2$, и процесс приобретает периодический характер, а детонационная волна распространяется квазистационарно. С ростом δ относительная роль боковых срывных явлений уменьшается, и они перестают воспроизводиться в расчетах на сетке конечных размеров.

Отметим, что указанием на наличие срывных явлений в газах является эксперимент [7], где заметна пульсация параметров на краю заряда, а полученная шпирен-методом картина содержит косые ударные волны, аналогичные упрощенной модели рис. 8.

Необходимо подчеркнуть, что представленная на рис. 8 схема течения удобна для качественного анализа явления, но в действительности эта схема работает только в том случае, когда реакция энерговыделения развивается по механизму адиабатического нормального теплового взрыва с ярко выраженным периодом индукции и резкой зависимостью скорости реакции от температуры. Например, в рассмотренных здесь случаях детонации гремучей смеси значения безразмерных параметров [17] $\beta = RT/E_a \sim 0,1 \div 0,2$ и $\sigma = c_v RT^2/QE_a \sim 0,1$ показывают, что реализуется вырожденный режим, при котором невозможно разделить процесс энерговыделения и чисто газодинамическую стадию течения. Это обстоятельство не позволяет пользоваться упрощенными схемами течения, рассмотренными в [1, 19], и требует применения численных методов расчета возникающих при этом сложных нестационарных режимов.

Однако проведенный анализ таких расчетов показывает, что, несмотря на наблюдаемую значительно более сложную картину течения, приведенное выше приближенное качественное рассмотрение не теряет в общих чертах своей справедливости. Действительно, из результатов чис-

ленного моделирования видно, что, протекая в волне разрежения, химическая реакция генерирует волны сжатия или, во всяком случае, повышает давление в области интенсивного тепловыделения. Повышение давления происходит в каждой линии тока, оно, естественно, распространяется как волна сжатия в область несгоревшего газа, т. е. в сторону боковой поверхности. Возникает сложная картина движения, представляющая собой взаимодействие волны сжатия, генерируемой всем фронтом реакции, с волной разрежения, порождаемой боковым разлетом. При этом для вариантов с толщинами, близкими или большими критической, всякий раз роль волны разрежения начинает доминировать. В области, лежащей выше и ближе к свободной поверхности заряда от области интенсивного горения, создаются условия, приводящие к неустойчивости, подобной описанной в [19], и в конечном итоге к вспышке на периферии заряда.

Обнаружено, что в то время, как скорость ядра потока в течение всего процесса оказывается практически постоянной и совпадающей со скоростью идеальной (одномерной) детонационной волны, изменения скорости на краю заряда при $\delta \gg \delta_{кр}$ составляли $\sim 10\%$. Этот качественный результат находится в согласии с данными по детонации жидких [1] и газообразных [7] ВВ.

Выводы

Моделирование детонационных волн с боковым разлетом продуктов на ЭВМ показало, что с изменением поперечного размера заряда можно наблюдать широкий спектр детонационных режимов от практически гладкой волны (при больших δ) до сильнопульсирующих режимов как периодических (при размерах близких, но больших критического), так и затухающих. Процесс распространения и затухания детонационных волн вовсе не определяется одним временем химической индукции и одним размером ячейки неустойчивости в нормальной детонационной волне [4, 5], которая, как показывают расчеты и результаты экспериментов, значительно меньше критической толщины заряда. Само значение критической толщины для гремучей смеси при $p_0 = 1$ атм на основании данных расчетов лежит в интервале $0,45 \text{ см} < \delta_{кр} \leq 0,525 \text{ см}$, что находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными [7] $\delta_{кр} \approx 0,4 \div 0,5 \text{ см}$.

Полученные результаты в совокупности позволяют считать численное моделирование эффективным подходом к определению критических размеров ВВ, дающим детальное представление о сложных неоднородных и нестационарных течениях, возникающих при боковом расширении потока. Данные расчетов показывают, что все разнообразие наблюдаемых в эксперименте эффектов может быть рассмотрено количественно, что сводит описание детонационных явлений к проблеме поиска адекватных уравнений состояния и адекватной схемы описания химико-физических превращений.

Авторы благодарят С. И. Анисимова за плодотворное обсуждение работы.

*Поступила в редакцию
18/VII 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. В. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
2. K. Tanaka, T. Hikita. Acta Astronautica, 1976, 3, 1005.
3. R. I. Soloukhin. Shock waves and Detonations in Gases. Novo Book Corp., Baltimore, 1966, 138; C. Lu, R. I. Soloukhin. Acta Astronautica, 1969, 14, 565.

4. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
5. К. И. Щелкин.— В сб.: Механика в СССР за 50 лет. Т. II. М., Наука, 1970.
6. Неустойчивость горения в камерах ЖРД. Сборник. М., Мир, 1975.
7. E. K. DeBoer, I. A. Nicholls, R. B. Morrisov. Tenth Symposium on Combustion, 1965, p. 817.
8. Б. В. Войцеховский. Докл. АН СССР, 1959, 129, 6, 1254.
9. W. V. Benedick. Combustion and Flame, 1979, 35, 87.
10. В. И. Головичев, В. И. Димитров, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1973, 9, 1, 95.
11. В. А. Левиц, В. В. Марков. Отчет Института механики МГУ, № 1559, 1974.
12. В. В. Жаровцев. ЖВМФ и МФ, 1977, 17, 5, 1320.
13. Т. Н. Фортова, К. Г. Шкадинский и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 69.
14. А. В. Вольперт, В. Т. Гонтковская и др.— В сб.: Математические проблемы химии, № 9, Новосибирск, 1973.
15. J. J. Eggenbesk. Phys. Fluids, 1970, 13, 8, 2007.
16. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 69, 389.
17. Ю. Б. Харитон. Вопросы теории взрывчатых веществ. Т. 1, М., Изд-во АН СССР, 1947.
18. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. ПМТФ, 1964, 1, 126.
19. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1963, 6, 59.

ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НА ЛИНЕЙНУЮ УСТОЙЧИВОСТЬ УДАРНЫХ ВОЛН

А. С. Плешанов
(Москва)

Линейная (по амплитуде фронта) устойчивость ударных волн в произвольных средах впервые теоретически исследована в [1]. Кроме области абсолютной устойчивости, где возмущения, генерируемые фронтом ударной волны, затухают как во времени, так и по мере удаления от фронта, в [1] обнаружена область так называемого «спонтанного излучения звука», где возмущения носят осциллирующий характер. Однако автор [1] высказал гипотезу, что вторая область на нелинейном уровне описания есть область неустойчивости. В [2, 3] граница между этими областями уточнена. В [4] на основе экспериментальных данных высказано предположение, аналогичное [1], об отсутствии второй области. В [5] обнаружено, что вторая область реализуется в порядке вырождения задачи определения нейтральных кривых, на которых действительная часть частоты равна нулю. В данной работе показано, что это вырождение снимается при учете сколь угодно слабой релаксации, причем область «спонтанного излучения звука» в самом деле не существует уже на линейном уровне (вопреки гипотезе [1]). В связи с последними работами по исследованию устойчивости ударных волн в релаксирующих средах [6—9] этот вопрос представляется актуальным.

Будем считать произвольный релаксационный процесс с релаксирующим параметром ξ слабым в смысле [1]

$$\frac{1}{\text{Re}} = \frac{\tau(a_\infty^2 - a_0^2)}{u\Lambda} \ll 1, \quad (1)$$

где Re — число Рейнольдса; u — скорость; Λ — длина волны возмущения; τ — время релаксации; a — скорость звука; индексы ∞ и 0 относятся к замороженному и равновесному состоянию соответственно.

Линеаризованные уравнения гидродинамики имеют вид

$$DV' - V \operatorname{div} \vec{v}' = 0, \quad D\vec{v}' + V\nabla p' = 0, \quad Dh' - VDp' = 0, \quad (2)$$

где V — удельный объем; p — давление; h — энтальпия; \vec{v} — скорость;