

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ МЕТОДОМ РЕШЕТОЧНЫХ ГАЗОВ

А. П. Ершов, А. Л. Куперштох, Д. А. Медведев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева, 630090 Новосибирск

Рассматривается конвективная детонация «газ — пленка» в жесткой пористой среде. Движение газовой фазы описывается дискретной стохастической моделью решеточного газа с учетом реальных законов трения и теплообмена фаз. Кинетика реакции задавалась так, чтобы характерное время горения соответствовало эксперименту. Модель воспроизводит основные характеристики явления: неплоский (изрезанный) фронт волны, плавное нарастание среднего по сечению заряда давления, заторможенность среднего течения, медленное охлаждение продуктов горения после окончания реакции.

В работах [1–6] наблюдались своеобразные детонационно-подобные течения в жестких пористых средах. Активным компонентом среды может быть газовая смесь, заполняющая поры [1] или слой взрывчатого вещества (ВВ) на поверхности пор [6]. В данной работе рассматривается более сложная система, в которой газообразный окислитель в порах реагирует с пленкой топлива на поверхности поровой структуры [2–5].

Характерные особенности волновых режимов горения в жесткой пористой среде — это сложный фронт волны, представляющий собой случайный пульсирующий рельеф выступов и впадин, и плавный рост давления. Средняя скорость фронта ≈ 1 км/с. Схематическая картина течения и профиль давления показаны на рис. 1.

По мнению авторов экспериментальных работ, механизм распространения волн — конвективный, или струйный. Пористый скелет резко меняет условия распространения волны. Из-за потерь на трение скорость волны недостаточна для возбуждения реакции по стандартному ударно-волновому механизму. Вместо этого воспламенение впереди «среднего» фронта обеспечивают струи горячих газов, прорывающиеся из зоны горения.

Ранее аналогичные выводы сделаны для другой системы [7, 8] — пористого взрывчатого вещества. При некоторых режимах возбуждения, таких как электрический разряд или взрыв проводника внутри ВВ, вырывается горя-

чих продуктов горения из отдельной камеры при прорыве мембраны либо воздействие продуктов газовой детонации на порошок, также возбуждалась волна со скоростью ≈ 1 км/с и с уровнем давления ≈ 2 кбар. В зарядах малого диаметра ($3 \div 4$ мм) с очень легкой оболочкой эта волна довольно стабильна; здесь также наблюдались плавный рост давления и образование струй. Хотя из-за малой прочности ВВ пористый скелет несколько деформируется, совокупность имеющихся данных также указывает на струйный механизм распространения. По значению давления можно оценить долю сгоревшего вещества — несколько процентов, т. е. концентрация прореагировавшего ВВ близка к использованной в экспериментах [6].

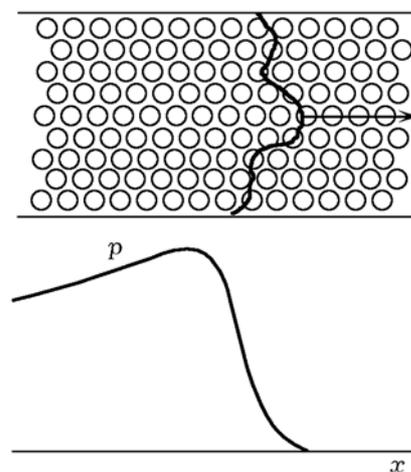


Рис. 1. Схема детонационно-подобного течения в жестких пористых средах и профиль давления

ОСРЕДНЕННЫЙ ПОДХОД

Традиционно для моделирования подобных течений применяется континуальный подход, основанный на уравнениях механики сплошной среды. В многофазной гетерогенной системе уравнения пишутся для осредненных параметров. Очевидна ограниченная применимость осреднения при описании течений, в которых настолько существенна случайная компонента. Тем не менее континуальная модель является хорошей отправной точкой, позволяющей перейти к дискретной модели, которая и исследуется в данной работе.

Физически активная среда типа «газ — пленка» — это, например, песок или засыпка из жестких гранул, причем стенки пор покрыты тонкой пленкой горючего, способного реагировать с окислителем в порах. Инициирование системы возможно «ударом» волны газовой детонации.

Следуя [9], ограничимся простейшим случаем быстрой реакции, когда топливо, поступающее со стенок, сгорает сразу. При этом в порах могут присутствовать окислитель, продукты сгорания либо их смесь. С хорошей точностью изменением пористости среды при горении можно пренебречь.

В этих предположениях стандартные осредненные уравнения можно записать в виде [9]:

$$\begin{aligned} \rho_t + (\rho u)_x &= j, & r_t + (ru)_x &= j, \\ (\rho u)_t + (\rho u^2 + p)_x &= -f, \end{aligned} \quad (1)$$

$$(E + \rho u^2/2)_t + (u(E + \rho u^2/2 + p))_x = jQ - q.$$

Здесь ρ — суммарная плотность газа, r — плотность поступающего в поры топлива (полностью сгорающего и составляющего часть ρ), u — скорость течения, p — давление, Q — теплота реакции горения при постоянном объеме (на единицу массы топлива). Так как пористость постоянна, она не входит в уравнения; при этом массоприход j , сила трения f , внутренняя энергия смеси E и теплоотвод q определены на единицу объема пор. В приближении одинаковых показателей адиабат γ газовых компонентов $E = p/(\gamma - 1)$ независимо от распределения объема между ними и степени перемешивания.

Дополнительное упрощение континуальной модели возможно при учете заторможенности течения. Трение о пористый скелет является доминирующим фактором при протекании газа через пористую среду. Поэтому скорость потока мала по сравнению с характерной скоростью звука и скоростью распространения волны. Тогда можно пренебречь кинетической энергией и частью конвективных слагаемых в уравнении энергии. В [9, 10] описана так называемая укороченная модель, в которой вместо уравнения энергии используется его приближенный интеграл.

РЕШЕТОЧНЫЙ ГАЗ

Осредненный подход мало пригоден для описания волны, распространяющейся стохастическим образом благодаря случайным выбросам струй. В той же степени здесь неудобны традиционные разностные методы. При численном решении уравнений фронт воспламенения неизбежно придется задавать искусственно, что находится в определенном противоречии с концепцией конвективного механизма. Решить такие проблемы можно путем прямого моделирования случайных процессов.

В работе применен дискретный метод решеточного газа, или клеточных автоматов. В нем сплошная среда представлена в виде «газа» из одинаковых атомов, или частиц, заселяющих узлы фиксированной решетки.

Для случая двух измерений наиболее известен вариант Фриша, Хаслахера и Помо (FHP), предложенный в [11]. Здесь решетка составлена из равносторонних треугольников, так что из узла выходит шесть связей. В каждом узле может находиться до шести атомов (или ни одного), причем все направления их скоростей должны быть различными. Возможно наличие также одного неподвижного атома. За шаг по времени частица перемещается на единичное расстояние — из одного узла решетки в соседний. Столкновения в узлах при сохранении числа частиц и импульса приводят к установлению локального равновесия и передаче информации.

Как показано в работах [11, 12], в среднем описанная система моделирует двумерную газодинамику. В правилах соударений содержится источник случайности, существенной для многих процессов. Практически решеточная модель — это предельно упрощенный вариант метода молекулярной динамики с ми-

нимальными требованиями к вычислительной мощности. Следует отметить, что в некоторых отношениях модель «слишком проста». Выделенность системы отсчета, связанной с решеткой, ограничивает применимость подхода областью медленных течений.

Для движения в пористой среде недостатки модели малосущественны, так как скорость течения из-за трения невелика. Разумеется, моделирование быстрых струй будет качественным, но это сегодня относится и к детерминированным конечно-разностным методам. Некоторые результаты применения решеточной модели ГНР к задаче о конвективных волнах изложены в [13, 14]. В этих работах рассмотрен случай «изотермической детонации», когда активной средой является взрывчатое вещество. При этом температура газа (продуктов реакции) в зоне горения не меняется.

ДИСКРЕТНАЯ МОДЕЛЬ КОНВЕКТИВНОЙ ВОЛНЫ

Для газопленочной детонации в зоне реакции температура заведомо переменна. Она растет по мере выгорания топлива от малой начальной температуры окислителя до температуры продуктов горения. Ясно, что изотермическая модель ГНР неприменима к этой системе.

Поэтому реализован девятискоростной вариант метода на квадратной решетке [15], схема которого показана на рис. 2. Частицы движутся по сторонам квадрата (плотность n_1 , скорость 1, энергия $1/2$) либо диагоналям (плотность n_2 , скорость $\sqrt{2}$, энергия 1). Каждое из этих восьми состояний может быть занято не более чем одной частицей. Кроме того, имеются покоящиеся частицы (плотность n_0), число которых в принципе может быть любым

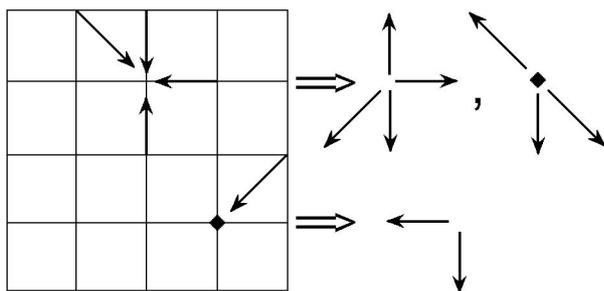


Рис. 2. Геометрия и примеры соударений для квадратной решетки

(в наших расчетах не более шести). Система моделирует двумерный газ с плотностью $\rho = n_0 + n_1 + n_2$ и давлением $p = n_1/2 + n_2$. Наличие трех «уровней энергии» позволяет описывать среду с переменной температурой $T = p/\rho$. «Диагональные» атомы до некоторой степени исправляют недостатки квадратной решетки, создавая недиагональные компоненты потока импульса.

Стандартный решеточный шаг по времени включает перемещение атомов в соседние узлы и столкновения в узлах. Результат столкновения выбирается случайным образом из всех возможных состояний, имеющих одно и то же число частиц, одинаковые импульс и энергию и нетождественных исходному (если таковые существуют). Таблица возможных состояний формируется перед собственно расчетом. Некоторые варианты столкновений показаны на рис. 2.

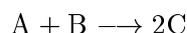
Газодинамический блок (перемещение + столкновения) тестировался в специальных расчетах. В заданных равновесных состояниях вычислялись средние значения компонент тензора потока импульса Π_{ik} . Они были близки к $p\delta_{ik}$ — основному слагаемому (δ_{ik} — символ Кронекера). Инерционные члены были порядка $\rho u_i u_k$, хотя коэффициенты существенно зависели от распределения атомов по уровням (т. е. от температуры). При движении в пористой среде неточность описания этих квадратичных по скорости компонент незначительна, так как скорость из-за трения мала ($\approx 0,1$ в естественных единицах).

Кроме того, определялась скорость распространения малых возмущений по однородному состоянию. Оказалось, что в исследованном диапазоне скорость возмущения в виде «ступеньки» почти постоянна — она всегда лежала в интервале $0,9 \div 1$, хотя температура в тестовых расчетах изменялась по крайней мере на порядок. Это следствие грубости модели, а именно малого набора допустимых состояний.

Уменьшение температуры (достигаемое за счет преобладания неподвижных атомов) не приводило к заметному уменьшению скорости волны, так как возмущения передаются движущимися частицами, скорость которых вдоль осей решетки единичная. «Идеальной» зависимости $c = \sqrt{2p/\rho} \sim \sqrt{T}$ можно ожидать для очень длинных волн, когда в течении успевает установиться локальное тепловое равнове-

сие. Для рассматриваемой нами задачи такие волны не представляют интереса.

Полный цикл расчета в пренебрежении теплопроводом состоит из четырех этапов. Кроме перемещений и столкновений он включает реакцию и трение о пористый скелет. Горение моделировалось введением двух сортов частиц газа: «синие» — окислитель и «красные» — продукты сгорания. Вначале в порах имеется только окислитель. Топливо (в физической системе образующее пленку на стенках) участвует в расчете как источник частиц, «испаряющихся» в газ. В простейшем варианте реакция в каждом узле состоит в образовании из одной покоящейся «синей» частицы и одной частицы топлива двух энергичных «красных» частиц продуктов. Эти последние уже не превращаются в «синие» (реакция необратима), однако возможен обмен энергией между «красными» и «синими» частицами при столкновениях. Таким образом, моделируется процесс



с энергетическим эффектом, равным 2. Горение в данном узле начинается при выполнении некоторого условия (например, при достижении заданных значений температуры и давления, осредненных по ближайшей окрестности данного узла), с заданной вероятностью реакции w . Для каждого узла, если однажды горение начиналось, далее условие зажигания уже не проверялось. Это соответствует необратимости зажигания в данной поре.

Реакция в «горящем» узле происходит с той же вероятностью w . Введение этого параметра в какой-то степени отражает неоднородность размеров и геометрии реальных пор, что должно сказываться в процессах воспламенения и горения. В большинстве расчетов принималось значение $w = 0,5$. Естественно, для реакции необходимо наличие в данном узле неизрасходованных топлива, окислителя и двух свободных диагональных состояний.

Если имелось три или четыре свободные диагонали, то из одной частицы топлива и двух покоящихся частиц окислителя (естественно, при их наличии) возникали три диагональные частицы продуктов. Этим стехиометрия несколько приближается к нормальной, так как обычное топливо (например, брутто-состава CН_2) заметно легче окислителя ($1,5\text{O}_2$). При четырех свободных диагоналях размещение новых частиц проводилось случайным образом.

Последний шаг цикла моделировал трение. В интересующем нас диапазоне сила трения пропорциональна квадрату скорости:

$$f = k \frac{\rho u u}{d},$$

где d — размер частиц пористого скелета, k — коэффициент трения. Согласно [16] $k = 1,75(1 - \varphi)/\varphi^2$, где φ — пористость (для свободной пористой засыпки $\approx 0,4$). По более поздним данным [17] коэффициент трения примерно вдвое меньше. Поэтому принималось $k = 3,5$.

Для каждого узла вычислялась местная скорость течения u (средняя по девяти точкам — узлу и восьми ближайшим соседям). Затем с вероятностью $w = \tau k u / (d + \tau k u)$ состояние в узле изменялось на новое с тем же числом частиц и той же энергией, но случайным значением импульса, так что в среднем скорость в новом состоянии становилась нулевой. Эта процедура моделирует потерю импульса при квадратичном трении за шаг по времени τ . Одновременно моделируется стохастичность течения в пористой среде. Шаг τ всегда полагали единичным. В большинстве расчетов $d = 1$.

Таким образом, решеточный газ до некоторой степени воспроизводит систему (1) (точнее, ее двумерный аналог). Но его не следует рассматривать только как метод расчета, так как сами уравнения (1) являются довольно грубым приближением, в котором полностью отсутствует случайность, важная для рассматриваемой задачи. Правильнее считать решеточный газ независимой моделью реальной физической системы.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Хотя расчеты проводились в безразмерном виде, удобно считать пространственный шаг решетки равным 1 мм, а шаг по времени — 1 мкс. Тогда скорость будет выражаться в км/с. Для плотности можно принять любой масштаб, тогда давление будет выражаться в единицах ρu^2 . Например, если единица плотности соответствует 10^{-3} г/см³ = 1 кг/м³, то единица давления будет 1 МПа. Для температуры разумный коэффициент перевода может соответствовать 3000 К на единицу.

Использовалась решетка $1 \leq x \leq 250$, $1 \leq y \leq 125$. На верхней и нижней границах граничные условия периодические, на правой и левой — жесткие стенки. Задавались на-

чальные концентрации топлива f и окислителя («синие» частицы): в стандартном варианте $f = 1,5$, $n_0 = 3$, $n_1 = 0,8$, $n_2 = 0,32$. Подвижные частицы размещались в соответствии с вероятностью заполнения, а для покоящихся частиц и топлива (n_0 и f) вначале равномерно распределялась целая часть, а дробная, если она присутствовала, размещалась затем вероятностным образом. После нескольких соударений в газе устанавливалось равновесие. Стандартные концентрации близки к равновесным, соответствующим заданной плотности и энергии.

Затем инициировалось горение созданием области с повышенными значениями $n_1 = 1,2$ и $n_2 = 0,96$ при $x < 7$ (что соответствует увеличению давления в 2,17 раза и температуры в 1,73 раза). При заданных значениях температуры воспламенения 0,4, порогового давления 2,1 и вероятности реакции 0,5 это возмущение развивалось в квазистационарную волну, «забывающую» начальные условия. Пример расчета показан на рис. 3.

Волна явно неоднородна, особенно вначале. Это следствие случайности, присутствующей в начальных условиях. Горячая область при $t = 50$ выглядит как два «полуострова». На самом деле из-за периодичности по вертикали это один очаг. Далее фронт выравнивается, однако и после формирования квазистационарного режима он не становится совершенно плоским. В нижней части рисунка приведены графики давления, концентрации топлива, плотности и скорости, осредненные по вертикальной координате* (например, $\langle p \rangle(x) = \sum_{y=1}^{125} p(x, y)/125$). При данной кинетике рост среднего давления плавный и соответствует области, по которой «размазан» фронт волны.

Скорость волны измерялась по смещению профиля давления с момента $t = 100$ и в момент $t = 200$ составила 0,93 (км/с, если принять естественные единицы), что больше скорости возмущений в исходном состоянии (0,9), но меньше, чем в продуктах (1,0). Это соответствует реальной ситуации, наблюдаемой в экспериментах, с той разницей, что в решеточном газе диапазон скоростей звука очень узок. Скорость течения, как уже говорилось, порядка 0,1.

*Буквами ρ и f на рис. 3–5 обозначены соответствующие кривые, по вертикальной оси отложены масштабированные величины $\rho/2$ и f/f_0 .

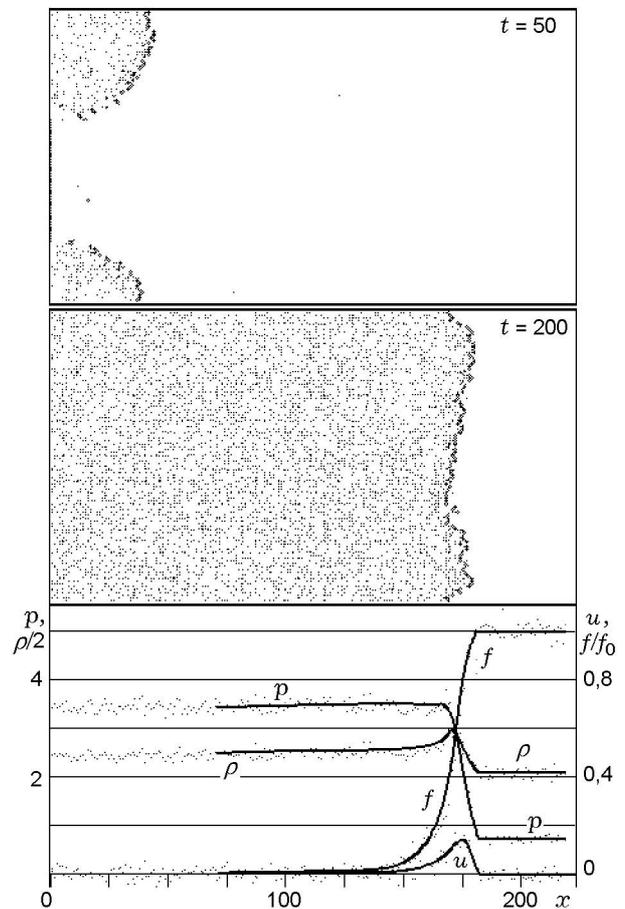


Рис. 3. Положения фронта волны (места воспламенения) и качественные распределения локального давления для различных моментов времени после начала движения:

показаны узлы, где $p > 4$, для последнего момента приведена также осредненная структура волны

Рост плотности соответствует инъекции массы топлива. Во фронте волны имеется небольшой пик из-за местного сжатия.

При увеличении вероятности реакции w до 1 получен более плоский фронт волны; рост давления, соответственно, более резкий. Скорость волны $D = 1,19$. Следовательно, волна сверхзвуковая по отношению как к холодному исходному газу, так и к продуктам реакции. Далее во всех расчетах принято $w = 0,5$.

На рис. 4 приведены результаты для более холодного начального состояния, с температурой, уменьшенной вдвое по сравнению с предыдущими расчетами. Здесь фронт также существенно изрезан, а скорость волны равна 0,78 — меньше, чем скорость звука в начальном состоянии. В результате некоторый рост

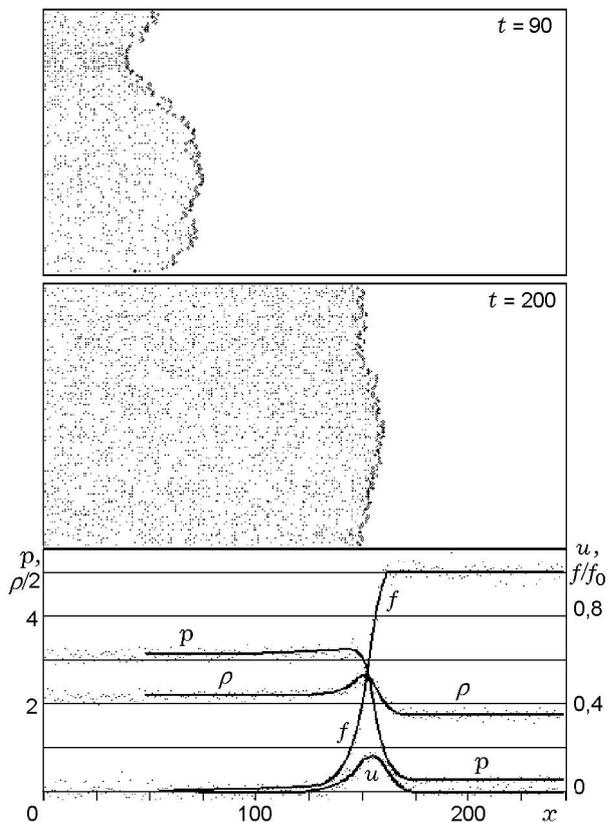


Рис. 4. Медленная волна при низкой начальной температуре

давления и скорости заметен и впереди фронта воспламенения. Газ успевает опередить медленную волну горения. Это может быть источником некоторой нестационарности. Газ впереди фронта способствует более быстрому воспламенению и ускорению фронта волны. Однако из-за большого трения эффект просачивания медленный, и в расчетной области ускорения не обнаружено.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОТВОДА

В реальной ситуации имеется поток тепла от реагирующей смеси в пористый скелет, приводящий к охлаждению газа. Небольшое усложнение модели решеточных газов позволяет учесть этот эффект. В схему добавлен пятый этап — расчет теплопотерь. В расчетах поток тепла (отнесенный к единице объема пор) вычислялся по формуле

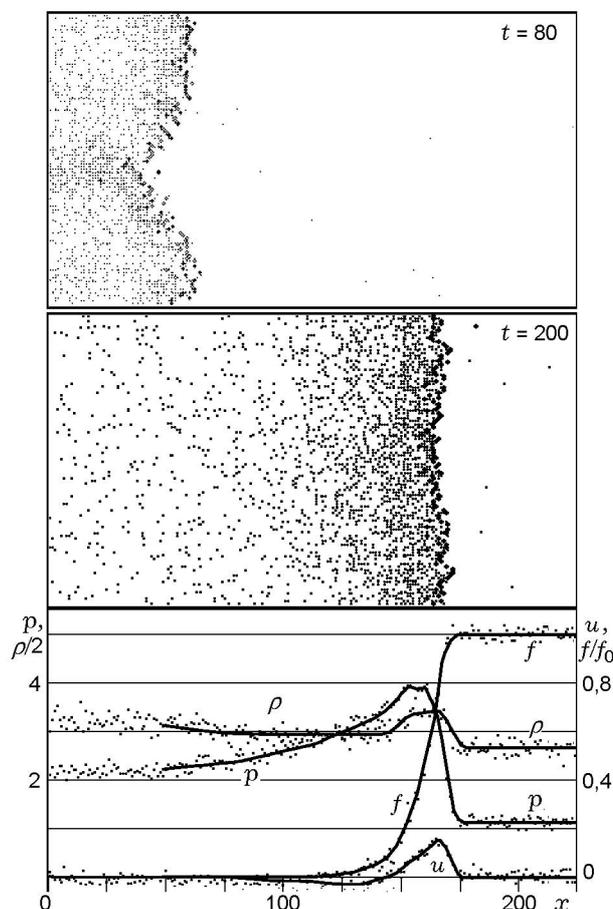


Рис. 5. Волна горения при наличии теплоотвода

$$q = \frac{6(1 - \varphi)}{d} \frac{\kappa(T - T_0)}{\varphi d} Nu,$$

где d — диаметр частицы, κ — теплопроводность газа, T_0 — начальная температура, Nu — число Нуссельта. Использовалась стандартная зависимость Дентона [18]: $Nu = 2 + 0,6(\rho u d \varphi / \eta)^{0,7}$, где η — динамическая вязкость газа. В каждом узле теплоотвод q вычислялся в безразмерных единицах. Затем энергия в узле уменьшалась на две единицы с вероятностью, равной $q/2$, что моделирует потерю тепла за единичный шаг по времени. Масса и импульс при этом сохранялись.

Результаты расчетов представлены на рис. 5. Начальное давление (1 МПа) и размер частиц пористой среды (2,5 мм) взяты такими же, как в работе [3]. Начальная плотность в расчете $5,3 \text{ кг/м}^3$ (в 2,5 раза меньше, чем в [3]). Отличие в плотности связано с ограничениями модели. Оно не является существенным, так как основные зависимости легко масшта-

бируются (рост давления, например, практически пропорционален плотности). Некоторое исключение составляет теплообмен ($q \sim \rho^{0,7}$, а энергия в единице объема пропорциональна ρ). Из-за пониженной плотности охлаждение в расчете ускоряется примерно на 30 %, чем вполне можно пренебречь, учитывая качественный характер расчетной модели. Таким образом, и для теплообмена влияние плотности невелико.

Расчетная скорость волны (925 м/с) близка к экспериментальной (940 м/с). Форма профилей давления также качественно согласуется с измерениями [3]. Совпадение нарастания давления по времени говорит о разумном выборе кинетики, а по спаду давления — о правильном учете теплообмена.

Отметим, что сравнение значений давления дает совпадение лишь по порядку величины. Частично различие связано с меньшей начальной плотностью, но и после умножения расчетного давления на 2,5 — отношение плотностей в эксперименте и расчете — остается разница примерно в три раза. Это, конечно, следствие грубости модели. Дискретный характер процессов и жесткая заданность основных констант не позволяют получить одновременно совпадение по скорости и по амплитуде волны.

Лучшее совпадение дает некоторая коррекция модели, пересчет результатов на основе разумных физических соображений. Попытаемся учесть различие свойств реального и решеточного газа. Реальный показатель адиабаты продуктов сгорания $\gamma \approx 1,3$, а энерговыделение на единицу массы продуктов $Q \approx 11$ кДж/г. Для решеточной модели $\gamma = 2$, $Q = 1$ кДж/г (в принятых единицах). Реакция происходит практически при постоянном объеме, и конечное давление $p \approx (\gamma - 1)\rho Q$. Для реального топлива при стехиометрическом соотношении компонентов конечная плотность $\rho \approx 1,3\rho_0$, а в расчетах, представленных на рис. 5, $\rho \approx 1,5\rho_0$. При одинаковой начальной плотности окислителя ρ_0 в модели должно получаться приблизительно втрое меньшее давление по сравнению с реальным процессом.

На рис. 6 приведены зависимости давления от времени: вычисленная по данным рис. 5 (кривая 2, представляющая осредненное давление в некотором сечении) и экспериментальная из работы [3] (кривая 1). Начальное давление в расчете вычтено, чтобы имитировать запись пьезодатчика. Расчетные давления увеличены

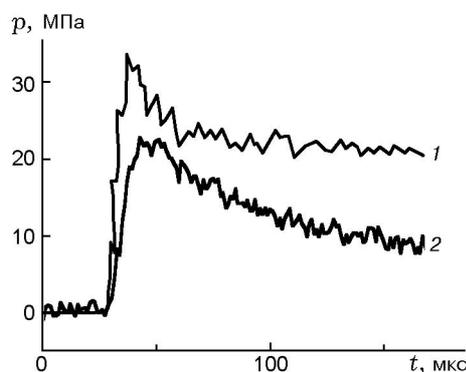


Рис. 6. Зависимость $p(t)$:

1 — эксперимент [3], 2 — расчет

в 7,5 раз для компенсации различий в термодинамике и стехиометрии (коэффициент 3) и начальной плотности (коэффициент 2,5). После этого пересчета количественные результаты моделирования практически совпадают с экспериментом. Напомним, что теплообмен в расчете примерно на 30 % преувеличен, чем частично объясняется более быстрое падение давления в волне. Остаточная разница имеет тот же порядок, что и разброс экспериментальных результатов. Такое совпадение даже лучше, чем ожидаемое для модели данного типа. В общем приведенное сравнение показывает, что решеточная модель дает вполне разумное описание процесса.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчеты показали качественное согласие с экспериментальной картиной явления. Волна имеет в общем случае неровный фронт, выпуклости которого и следует отождествить с иницилирующими струями. Выступ на фронте, где начинается реакция и повышается давление, склонен распространяться дальше. Трение и боковое расширение выступа, напротив, стабилизируют фронт. Взаимодействие случайности, газодинамики и диссипации и определяет форму фронта.

Скорость волны близка к скорости звука. Струйный механизм предполагает именно такой порядок величины средней скорости фронта [9]. Однако в континуальной модели для расчета волны скорость фронта приходится задавать. В дискретной модели при заданной кинетике движение фронта происходит автомати-

чески. Это, как и воспроизведение искривленной формы фронта, относится к несомненным преимуществам дискретного метода. Отметим, что сверхзвуковые по отношению к продуктам волны качественно не отличаются от дозвуковых из-за трения, которое гасит газодинамические возмущения [9]. В общем полученные режимы можно характеризовать как промежуточные между горением и детонацией.

Скорость течения примерно на порядок меньше волновой. Это, как и общая структура волны, хорошо согласуется с результатами упрощенной континуальной модели [9]. Отметим, что трение в дискретной модели вполне реальное, и этим учитывается наиболее важная особенность волны — заторможенность среднего течения. Можно сказать, что на уровне механики «укороченная модель» [9] подтверждается прямым расчетом. Теплообмен в модели также реален (в той мере, в которой можно употреблять понятие температуры).

Дальнейшее развитие модели должно включать учет срыва топлива со стенок при его недогорании, что может приводить к заметным потерям импульса.

В то же время модель достаточно грубая. Из-за малого числа энергетических состояний температура решеточного газа ограничена (не более 1). Большие перепады температуры и давления, свойственные реальным смесям (в несколько десятков раз), для более точного воспроизведения потребуют задания начального состояния с температурой порядка 0,01, т. е. практически состоящего из покоящихся частиц. Физический смысл такой постановки сомнителен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решеточный метод полезен для моделирования механики процесса, в первую очередь, тем, что он учитывает флуктуации и случайность на мезомасштабе (размере пор). Обычно статистический шум считается недостатком решеточных расчетов, но в данной задаче как раз он и важен. Волны с реакцией в загроможденной среде — почти идеальный объект для решеточного подхода.

Вместе с тем решеточный газ — это качественный метод в отношении кинетики и термодинамики. Однако грубость доступной экспериментальной информации вряд ли оправдывает сейчас более рафинированные подходы. Авторы считают, что идеальный расчет-

ный метод не существует и наиболее разумно сочетание дискретных и континуальных подходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Мамонтов Г. М., Митрофанов В. В., Субботин В. А.** Режимы детонации газовой смеси в жесткой пористой среде // Детонация: Материалы VI Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Черногоровка, 1980. С. 106–110.
2. **Лямин Г. А.** Гетерогенная детонация в жесткой пористой среде // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 6. С. 134–138.
3. **Лямин Г. А., Пинаев А. В.** Влияние свойств горючего на параметры гетерогенной детонации в пористой среде // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. Новосибирск: Ин-т гидродинамики, 1988. Вып. 88. С. 95–101.
4. **Пинаев А. В., Лямин Г. А.** К структуре газопленочной и газовой детонации в инертной пористой среде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 5. С. 97–102.
5. **Лямин Г. А., Пинаев А. В.** Гетерогенная детонация (газ — пленка) в пористой среде. Область существования и пределы // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 5. С. 102–108.
6. **Пинаев А. В., Лямин Г. А.** Низкоскоростная детонация ВВ в вакуумированной пористой среде // Докл. АН. 1992. Т. 325, № 3. С. 498–501.
7. **Андреев В. В., Лукьянчиков Л. А.** К механизму распространения детонации с малой скоростью в порошковом тэне при искровом иницировании // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 6. С. 912–919.
8. **Андреев В. В., Ершов А. П., Лукьянчиков Л. А.** Двухфазная низкоскоростная детонация пористого ВВ // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 3. С. 89–93.
9. **Ершов А. П.** Конвективная детонационная волна в пористой структуре // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 1. С. 98–106.
10. **Ershov A. P.** Isothermal detonation // Combust. Flame. 1995. V. 101, N 3. P. 339–346.
11. **Frish U., Hasslacher B., Pomeau Y.** Lattice-gas automata for the Navier — Stokes equation // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56, N 14. P. 1505–1508.
12. **Wolfram S.** Cellular automaton fluids. 1: Basic theory // J. Stat. Phys. 1986. V. 45, N 3/4. P. 471–526.
13. **Ершов А. П.** Изотермическая детонация и ее стохастическое моделирование // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 3. С. 112–124.
14. **Ershov A. P., Kupershtokh A. L., Dammer A. Ya.** Structured flows in porous media modeling by stochastic methods // Numerical Methods for Multiphase Flows / C. T. Crowe et al. (Eds). ASME, FED, V. 185. New York, 1994. P. 59–64.

15. **Chen S., Lee M., Zhao K. H., and Doolen G. D.** A lattice gas model with temperature // *Physica D*. 1991. V. 37. P. 42–59.
16. **Ergun S.** Fluid flow through packed columns // *Chem. Eng. Progr.* 1952. V. 48, N 2. P. 89–94.
17. **Jones D. P., Krier H.** Gas flow resistance measurements through packed beds at high Reynolds numbers // *Trans. ASME. J. Fluid Eng.* 1983. V. 105. P. 168–173.
18. **Denton W. H.** The heat transfer and flow resistance for fluid flow through randomly packed spheres // *General Discussion on Heat Transfer. Institute of Mechanical Engineering and ASME. London, 1951. P. 162–168.*

*Поступила в редакцию 6/X 1999 г.,
в окончательном варианте — 28/I 2000 г.*
