

01;03;05

О сходящихся ударных волнах в пористых средах

© А.А. Чарахчян, И.В. Ломоносов, В.В. Милявский, В.Е. Фортон,
А.А. Фролова, К.В. Хищенко, Л.В. Шуршалов

Вычислительный центр им. А.А. Дородницына РАН, Москва
Институт теплофизики экстремальных состояний
Объединенного института высоких температур РАН, Москва
E-mail: chara@ccas.ru

Поступило в Редакцию 30 июня 2003 г.

Численно решены следующие задачи, связанные со сходящимися ударными волнами: одномерные сферические и цилиндрические волны с ограничением кумуляции в виде жесткого шарика или цилиндра небольшого радиуса и ударно-волновое течение в конической твердотельной мишени. Переход от сплошного нагружаемого вещества к пористому в этих задачах приводит к существенному увеличению не только температуры, но и давления в образце. Такой характер изменения давления при варьировании пористости качественно отличается от случая плоских волн постоянной интенсивности, для которых увеличение пористости образца при неизменных условиях нагружения всегда приводит к уменьшению давления.

Пусть имеется течение, в котором по некоторому веществу, возможно пористому, идет ударная волна. Используется обычная постановка такого рода задач [1]. Вещество за волной предполагается непористым, и его поведение описывается уравнениями гидродинамики сплошных сред и уравнениями состояния, а пористость учитывается только заданием соответствующей начальной плотности для ударной адиабаты. Хотя такой подход, основанный на законах сохранения, не может объяснить некоторых экспериментов с аномально высокой температурой за фронтом волны [2], он позволяет во многих случаях вполне удовлетворительно описывать экспериментальные данные по ударной сжимаемости пористых веществ.

Возникает вопрос, что происходит с параметрами течения за фронтом ударной волны при изменении пористости, в то время как другие параметры задачи остаются неизменными. Хорошо известно, что температура за фронтом ударной волны возрастает при увеличении

пористости. Сложнее дело обстоит с давлением. Параметры ударной волны сразу после ее появления в пористом веществе определяются из задачи о распаде разрыва с той средой, откуда волна входит в вещество. Анализ этой задачи, подробности которого мы здесь опускаем, дает следующий результат. Производная от давления за фронтом ударной волны p по плотности вещества перед фронтом ρ_{00} , $\partial p / \partial \rho_{00} > 0$ при выполнении двух условий: если производная вдоль ударной адиабаты $du/dp > 0$, где u — скорость за фронтом волны, и термодинамическая производная за фронтом волны $(\partial \varepsilon / \partial v)_p > 0$, где ε — удельная внутренняя энергия, $v = \rho^{-1}$ — удельный объем. Оба эти условия выполняются, по-видимому, всегда. Следовательно, увеличение пористости, т. е. уменьшение ρ_{00} , практически всегда приводит к уменьшению интенсивности ударной волны в момент ее вхождения в вещество. Это, однако, не означает, что при движении ударной волны по пористому образцу за ее фронтом не может возникать давления, превышающего то, которое было бы в случае менее пористого или сплошного вещества.

В настоящей работе численно решены задачи, связанные со сходящимися ударными волнами при наличии некоторого механизма ограничения кумуляции. Переход от сплошного вещества к пористому в этих задачах приводит к существенному увеличению не только температуры, но и давления.

В качестве примера пористого вещества выбран графит с плотностью $\rho_{00} = 1.7 \text{ г/см}^3$, кристаллическая плотность которого $\rho_0 \approx 2.26 \text{ г/см}^3$. Уравнение состояния графита аналогично использованному в работе [3], но фазовый переход графита в алмаз в расчетах не учитывался.

Задача ставится в рамках уравнений бездиссипативной гидродинамики сжимаемых сред

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \nabla p = 0, \quad \rho \frac{d(\varepsilon + \mathbf{u}^2/2)}{dt} + \operatorname{div} p \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

которые замыкаются уравнениями состояния

$$p = p(\rho, T), \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T). \quad (2)$$

Здесь \mathbf{u} — вектор скорости, $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{u}\nabla$ — лагранжева производная по времени, T — температура. В начальный момент времени задаются плотность ρ_{00} , температура T_0 , а в случае пористого вещества — его кристаллическая плотность $\rho_0 > \rho_{00}$. Предполагается, что

движение пористого вещества начинается с прохождения по нему головной ударной волны. Граничное условие на волне определяется ударной адиабатой с параметрами исходного состояния ρ_{00} , $p_0 = p(\rho_0, T_0)$, $\varepsilon_0 = \varepsilon(\rho_0, T_0)$.

Для численного решения задачи были построены два метода сквозного счета через фронт головной волны. Первый метод использует простую модель кинетики пор (см., например, работу [4]). Второй метод построен на модели [3] смеси двух фаз: графита и совершенного газа. Результаты контрольных расчетов обоими методами хорошо совпадали.

Рассмотрим сферическую ударную волну в графитовом шаре радиусом 2 мм, вызванную сферическим алюминиевым ударником, имеющим скорость 1 км/с. Расчеты проводились по схеме второго порядка точности на лагранжевой сетке с числом интервалов в графите 100, 200, 400 и 800, что позволило убедиться в сходимости численного решения.

На рис. 1, *a* приведены расчетные значения давления на фронте волны в зависимости от радиуса фронта r . Видно, что, начиная с некоторого значения r давление в случае пористого графита заметно выше, чем в случае сплошного. Если теперь ввести ограничение кумуляции в виде жесткого шарика небольшого радиуса r_0 [5], то аналогичное соответствие будет уже между максимальными давлениями, возникающими в задаче. Этот факт демонстрируется на рис. 1, *b*, где приведено максимальное по пространству давление в зависимости от времени для трех значений r_0 . Видно, что переход от сплошного графита к пористому увеличивает максимальное давление примерно в 2 раза.

Для аналогичной цилиндрической волны давление при переходе к пористому веществу увеличивается примерно в 1.5 раза.

Рассмотрим ударное сжатие графита в конических твердотельных мишенях [3]. Внутри стальной мишени, на которую налетает ударник, имеется конус, заполненный графитом. Для уравнений (1) используется схема из работы [3]. Основные расчеты проводились на сетке в графите 25×50 , где первая цифра — число интервалов вдоль основания конуса, вторая — вдоль оси симметрии. Контрольные расчеты проводились на сетке, в два раза более подробной по обоим направлениям.

Расчетные изобары в исходно-пористом графите для двух последовательных моментов времени представлены на рис. 2. Результаты приведены для следующих значений параметров задачи: алюминиевый ударник, скорость 2.5 км/с; конус с углом раствора 75° и радиусом

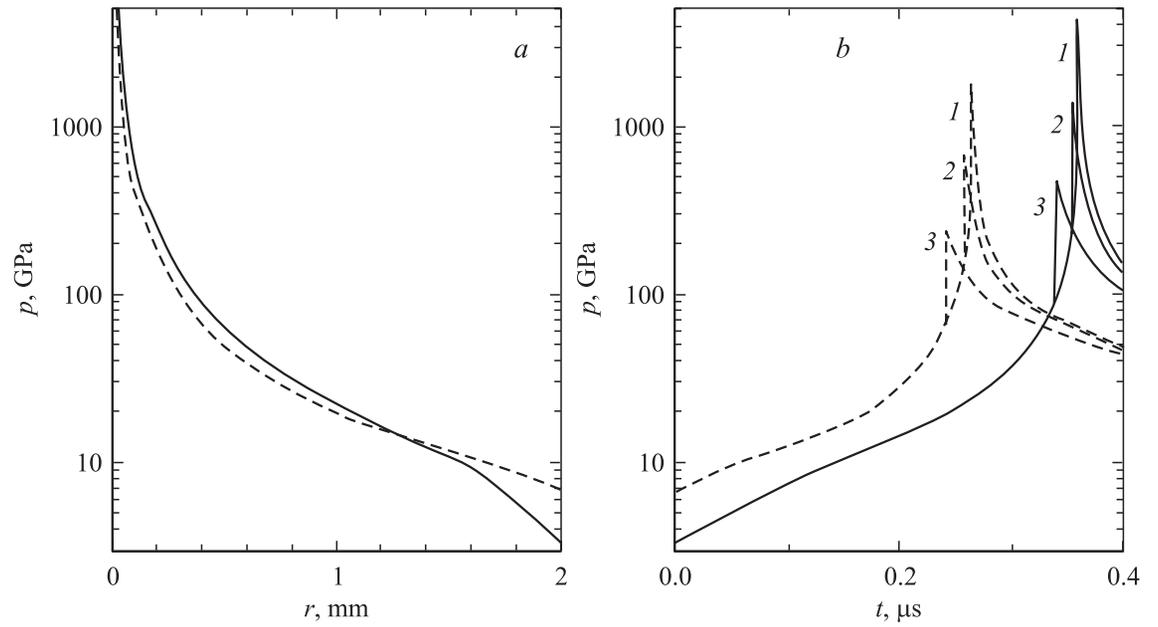


Рис. 1. Интенсивность сферической ударной волны в шаре из пористого (сплошная линия) и сплошного (штриховая) графита: *a* — давление на фронте в зависимости от радиуса фронта; *b* — максимальное по пространству давление как функция времени для задачи с ограниченной кумуляцией при $r_0 = 0.1$ (1), 0.2 (2) и 0.4 mm (3).

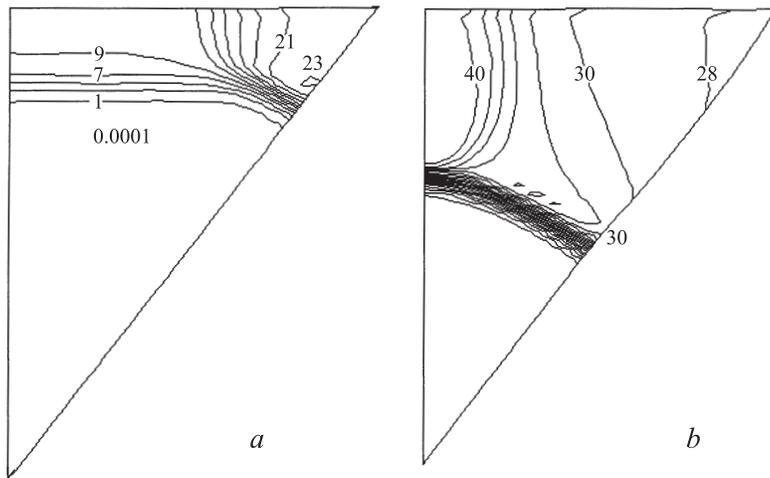


Рис. 2. Изобары в цилиндрических координатах для конической мишени из пористого графита при $t = 1.6$ (a) и $1.8 \mu\text{s}$ (b): цифры — давление, GPa.

основания 2.5 mm; между конусом и ударником слой стали толщиной 8 mm. На рис. 2, a видны головная плоская ударная волна вблизи оси симметрии и импульс сжатия от боковой границы конуса. Точный расчет параметров головной плоской ударной волны, основанный на законах сохранения, дает давление за фронтом ~ 9 GPa. Численный метод дает примерно такое же значение, что говорит о его неплохой точности. Заметим, что в случае сплошного графита давление за фронтом головной волны увеличивается до ~ 17 GPa.

Ко второму моменту времени, показанному на рис. 2, b, сформировалась сходящаяся к вершине конуса ударная волна, близкая к сферической. Механизмом ограничения кумуляции в этой волне является деформация стенок конуса.

Если рассмотреть зависимость от времени давления в некоторой лагранжевой частице, расположенной вблизи вершины конуса, то она качественно похожа на рис. 1, b. Переход от сплошного графита к пористому увеличивает пиковое значение давления примерно в 3 раза (до ~ 270 GPa). Причем расчет на более подробной сетке дает несколько более высокое пиковое значение давления.

Были выполнены расчеты для разных значений скорости ударника: от 3 km/s для алюминиевого ударника до 600 m/s для медного. Менялись геометрические размеры конуса. Проводились расчеты для усеченного конуса. Во всех случаях переход от сплошного графита к пористому приводил к увеличению пикового значения давления примерно в 3 раза.

Как известно, основными параметрами фазового перехода из графита в алмаз являются характерное время превращения и величина порогового давления, начиная с которого переход возможен. Высокие пиковые значения давления для пористого графита открывают любопытную возможность создавать условия для фазового перехода с помощью низкоскоростных ударников. При этом можно увеличить размер мишени, тогда время удержания высокого давления в образце возрастет.

Список литературы

- [1] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [2] Беляков Г.В. // ДАН СССР. 1974. Т. 218. № 6. С. 1280–1286.
- [3] Ломоносов И.В., Фортвов В.Е., Фролова А.А. и др. // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 6. С. 66–75.
- [4] Жук А.З., Иванов А.В., Канель Г.И. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 3. С. 486–493.
- [5] Забабахин Е.И., Забабахин И.Е. Явления неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1988.