

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛО- И МАССОБМЕНА ПРИ ВЗРЫВЕ

И. Г. Захарова
(Тюмень)

В настоящей статье, примыкающей к работам [1—4], изучается фильтрация газов — продуктов детонации ВВ из камуфлетной полости на начальной стадии развития взрыва. При этом учитывается поглощение газа в порах посредством сорбции.

При построении модели сорбционного процесса необходимо учитывать интенсивность фильтрации продуктов детонации в грунт. В этом случае необратимое поглощение газа в среде можно моделировать следующим образом. Предполагается, что пористая среда состоит из сферических частиц характерного радиуса R , уложенных с пористостью Π . Тупиковые поры при этом отсутствуют, и все частицы равномерно обдуваются потоком фильтрующегося газа. Пористость Π далее будем называть «первичной». Пусть также частицы грунта имеют пористую структуру и способны сорбировать газ из основного потока. Пористость самих частиц Π' в дальнейшем назовем «вторичной».

Процесс сорбции, или поглощения газа из потока частицами грунта, состоит из следующих стадий:

- 1) перенос молекул сорбируемого вещества к внешней поверхности частиц, или внешняя диффузия;
- 2) диффузия внутри частицы, или внутренняя диффузия;
- 3) собственно акт адсорбции (так как он протекает относительно быстро, его можно не учитывать по сравнению с первыми двумя стадиями).

Для сложных процессов, в которых внешняя и внутренняя диффузии соизмеримы, концентрация сорбированного вещества c в зерне сорбента будет определяться из уравнения

$$\partial c / \partial t = D_e (\partial^2 c / \partial r^2 + 2/r \cdot \partial c / \partial r),$$

где D_e — эффективный коэффициент диффузии [5].

Граничное условие, определяющее внешний массообмен, взято в виде [5]

$$D' \frac{\partial c}{\partial r} \Big|_{r=R} = \beta [c_0 - c(R)],$$

где $D' = D \frac{\Pi'}{k_T}$ — коэффициент диффузии на единицу сечения пористого тела; k_T — коэффициент извилистости (проницаемости) вторичных пор; D — коэффициент диффузии; β — коэффициент внешнего массообмена на единицу объема зернистого слоя.

Диффузионный поток в единичном объеме можно определить из выражения

$$J = \beta [c_0 - c(R)]. \quad (1)$$

При теоретическом рассмотрении явления поглощения следует учесть, что иногда динамика сорбционного процесса определяется только внешней диффузией. Это возможно в том случае, когда зерно сорбента обладает достаточно высокой сорбционной емкостью. Тогда на поверхности частиц при $r = R$ в качестве граничного условия должно быть взято условие поглощения

$$c(R) = 0. \quad (2)$$

Диффузионный поток определяется с учетом (1), (2) из выражения

$$J = \beta c_0. \quad (3)$$

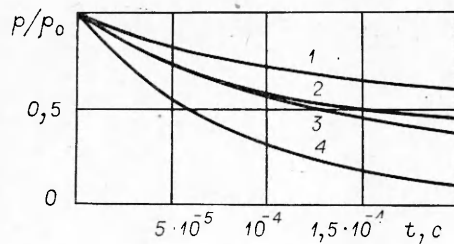


Рис. 1.

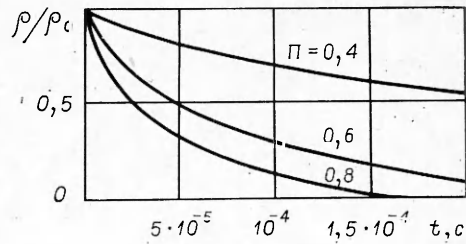


Рис. 2.

Значение коэффициента внешнего массообмена при известных параметрах газового потока находится из диффузионного критерия Нуссельта [5] $Nu = \beta d^2/D$, где $d = 4\Pi/S_0$; S_0 — удельная площадь поверхности частиц. В случае продувания зернистого слоя можно взять, например, следующую эмпирическую зависимость [5]:

$$Nu = 2 + 0,03Pr^{0,33}Re^{0,54} + 0,35Pr^{0,356}Re^{0,58},$$

где, согласно [6], $Re = 2 \cdot vR/\nu(1 - \Pi)$, $Pr = \nu/D$. Здесь ν — кинематическая вязкость; v — скорость движения газа.

При учете модели и внутренней диффузии к граничному условию (3) необходимо добавить условие ограниченности решения $\partial c/\partial r|_{r=0} = 0$.

Уравнение баланса массы в первичных порах с учетом поглощения примет вид

$$\partial \rho / \partial t + \text{div}(\rho \vec{v}) + J/\Pi = 0, \quad (4)$$

где J определяется из соотношений (1) или (3). При условии однородности газового потока концентрация c_0 совпадает с плотностью газа в первичных порах ρ .

Уравнение движения (фильтрации) газа взято в виде (одномерный случай)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\mu \Pi}{k} \frac{v}{\rho} - \frac{\Pi^2}{k_T} v^2, \quad (5)$$

где p — давление; μ — коэффициент вязкости газа; k и k_T — коэффициенты проницаемости первичных пор.

С учетом (4), (5), а также при условии теплообмена между газом и пористой средой, уравнение переноса тепла [7] примет вид

$$\rho c_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \kappa \Delta T - \frac{p}{\rho} \left(\frac{J}{\Pi} + \rho \text{div} \vec{v} \right) + v \left(\frac{\mu \Pi}{k} v + \frac{\Pi^2}{k_T} \rho v^2 \right) - \frac{S_0}{\Pi} \kappa' \frac{\partial T'}{\partial r} \Big|_{r=R}.$$

Здесь T — температура; c_v — теплоемкость; κ — коэффициент теплопроводности газа; κ' — коэффициент теплопроводности среды; T' — температура частиц пористой среды, определяемая из уравнения

$$\partial T'/\partial t = \chi' (\partial^2 T'/\partial r^2 + 2/r \cdot \partial T'/\partial r),$$

где χ' — коэффициент температуропроводности среды.

Граничные условия к последнему уравнению взяты в виде

$$\partial T'/\partial r|_{r=0} = 0, \quad \kappa' \cdot \partial T'/\partial r|_{r=R} = \alpha [T - T'(R)],$$

где α — коэффициент теплопередачи, определяемый аналогично [4].

В рамках данной модели рассматривается задача фильтрационной утечки газов — продуктов детонации ВВ из камуфлетной полости при подземном взрыве. При этом делаются следующие предположения: 1) газ считается идеальным, 2) расширение камуфлетной полости не учитывается (так как процесс исследуется на начальной стадии развития взрыва), 3) пористость и проницаемость среды во время фильтрации не меняются, 4) теплообмен через стенки полости не учитывается. Рассматривается

сферически-симметричная задача. Радиус полости обозначим через r_0 . Начальные условия имеют вид

$$\rho = \begin{cases} \rho_0 & \text{при } x = r_0, \\ \rho_1 & \text{при } x > r_0, \end{cases}$$

$$p = \begin{cases} p_0 & \text{при } x = r_0, \\ p_1 & \text{при } x > r_0, \end{cases}$$

$$v = 0 \quad \text{при } x \geq r_0,$$

$$T = \begin{cases} T_0 & \text{при } x = r_0, \\ T_1 & \text{при } x > r_0, \end{cases}$$

$$T' = T_1 \quad \text{при } x > r_0, \quad 0 \leq r \leq R.$$

Значения температур T_0 и T_1 определяются из уравнения состояния идеального газа [7].

Условия на границе полости при $x = r_0$:

$$\partial \rho / \partial t = -3\Pi / r_0 \cdot \rho v, \quad T = T_0 (\rho / \rho_0)^{\gamma-1},$$

где γ — показатель адиабаты.

Численные расчеты проводились при следующих значениях параметров: $p_0 = 5 \cdot 10^7$ Н/м², $\rho_0 = 50$ кг/м³, $\gamma = 1,25$, $p_1 = 10^5$ Н/м², $\rho_1 = 1,13$ кг/м³ (что соответствует плотности воздуха при атмосферном давлении и температуре $T_1 = 293$ К), $c_v = 10^3$ м²/(с² · К), $\kappa = 0,3$ Вт/(м · К), $\mu = 172 \cdot 10^{-7}$ Н · с/м², $r_0 = 0,03$ м, $v = D = 10^{-6}$ м²/с.

При $\Pi = 0,4$, $R = 2,5 \cdot 10^{-4}$ м вполне допустимы, согласно [8], коэффициенты проницаемости: $k = 2 \cdot 10^{-11}$ м², $k_T = 5 \cdot 10^{-6}$ м. Пропускные свойства вторичных пор характеризуются величинами $\Pi' = 0,2$, $k'_T = 10^{-6}$ м.

Для расчетов теплообмена между фильтрующимся газом и частицами пористой среды выбраны значения коэффициентов тепло- и температуропроводности $\kappa' = 400$ Вт/(м · К), $\chi' = 0,5 \cdot 10^{-4}$ м²/с, соответствующие теплофизическим свойствам металлов. Это позволило более ярко выделить степень влияния теплообмена на характер исследуемого процесса.

На рис. 1 представлена зависимость относительного давления в полости от времени: 1 — фильтрация без учета тепло- и массообмена, 2 — фильтрация с учетом теплообмена, 3 — фильтрация с учетом тепло- и массообмена при ограниченной сорбционной емкости частиц (J определяется соотношением (1)), 4 — фильтрация с учетом тепло- и массообмена в случае неограниченной сорбционной емкости частиц пористой среды (J находится из выражения (3)).

Полученные результаты показывают, что наличие тепло- и массообмена с частицами среды существенным образом влияет на КПД взрыва. Это вполне согласуется с экспериментальными данными, представленными в [3], где изучалось влияние различных засыпок на работоспособность взрыва. При взрыве в песке ближняя зона размером от 4 до 10 радиусов заряда заменялась сыпучими материалами. На различных расстояниях от центра заряда измерены массовые скорости среды. Такие засыпки, как графит и медные опилки, дали уменьшение массовых скоростей по сравнению со взрывом в песке. Для медных опилок, пористость которых достигает 74%, можно предположить, что увеличение энергетических потерь связано непосредственно с фильтрационной утечкой газов из полости

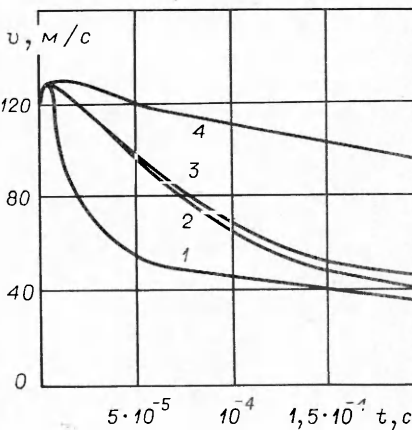


Рис. 3.

(см. зависимости относительной плотности продуктов детонации в полости от времени для значений пористости на рис. 2).

В этих расчетах коэффициенты проницаемости зависят от пористости. В соответствии с [8] принято $k = P^2 R^2 / 96(1 - P)$, $k_T = 120k(1 - P)/R$. В случае же графитовой засыпки (пористость графита 42%) снижение работоспособности взрыва по сравнению со взрывом в песке может быть связано только с более интенсивным тепло- и массообменом.

Таким образом, повышение сорбционных способностей пористой среды при взрыве за счет образования новых поверхностей может резко увеличить захват газов — продуктов детонации ВВ, что в свою очередь делает более интенсивной утечку газа из полости. Этот факт наглядно иллюстрируется изображенными на рис. 3 графиками зависимости скорости движения газа на границе полости от времени с тем же соответствием различным режимам фильтрации, что и на рис. 1.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность В. М. Кузнецову за постановку задачи и обсуждение результатов.

Поступила в редакцию 23/1 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1977, 13, 5.
2. К. Е. Губкин, В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ПМТФ, 1978, 6.
3. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1979, 15, 4.
4. В. В. Воробьев, И. Г. Захарова и др. ФТПРПИ, 1980, 4.
5. Д. П. Тимофеев. Кинетика адсорбции. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
6. А. В. Лыков. Тепломассообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1954.
8. Г. Б. Пыхачев, Р. Г. Исаев. Подземная гидравлика. М.: Недра, 1972.

УДК 536.46+534.222.2

СРАВНЕНИЕ ВОЗДУШНЫХ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН ОТ РАЗНЫХ ИСТОЧНИКОВ

В. А. Горев
(Москва)

Важнейшие характеристики взрывных волн — энергия волны, максимальный перепад давления и импульс положительной фазы

$$I = \int_0^{\tau} \Delta p / p_0 \cdot dt. \quad (1)$$

Интеграл вычисляется в любой точке пространства для $\Delta p > 0$. Поведение этих характеристик во многом определяется свойствами источника волн. В [1, 2] проводится сравнение волн от тротилового взрыва с волнами, образовавшимися в результате ядерного взрыва и извержения вулканов. В данной работе в качестве источников взрыва рассматриваются заряд тротила, детонация газовой смеси и горение газовой смеси с видимой скоростью пламени от минимальной, соответствующей нормальной скорости горения, до 250 м/с. При детонации тротила и газовых смесей взрывная волна в воздухе образуется в результате разлета продуктов детонации; в случае горения взрывная волна формируется перед фронтом пламени уже в процессе горения. После прекращения горения и расширения продуктов сгорания до атмосферного давления волна уходит от источника и затухает по мере удаления.

Для рассматриваемых скоростей горения поведение взрывных волн можно изучать при помощи метода, который использован в [3] для описания асимптотического поведения взрывных волн на большом расстоянии от источника, когда волна становится достаточно слабой.