

Принятые соотношения обеспечивают приближенно выполнение энергетического критерия [12]. Действительно, считая, что увеличение α_2 до 1 обеспечивает развитие детонации, из (3) получим

$$\tau^{-1} \sim N^{1/3} p.$$

Поскольку $N \sim p_1^2 e^{-T_a/T_1}$, будем иметь

$$\tau^{-1} \sim p^{5/3} e^{-T_a/3T_1}. \quad (11)$$

Расчеты с конкретными константами уравнения состояния ГНТ, принятыми в статье, показывают, что второй сомножитель в (11) в рассматриваемом диапазоне давления пропорционален $p^{0.6}$. Таким образом, получим $p^{2.3} \tau \approx \text{const}$, что качественно согласуется с экспериментальными данными.

Некоторые очевидные неточности, допущенные в модели при описании реального процесса (неравномерность распределения очагов, несферичность выгорания отдельных объемов, температурная зависимость скорости горения и т. п.) принципиально устранимы и приведут лишь к некоторому усложнению модели. В настоящее время устранение таких непринципиальных недочетов, по-видимому, преждевременно, поскольку основным вопросом остается выяснение механизма возникновения очагов. От решения этого вопроса зависят и последующие уточнения расчетных модулей и расширение возможностей предсказания процесса инициирования ВВ.

Поступила в редакцию
21/IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
2. A. W. Campbell, W. C. Davis, J. R. Travis. Phys. of Fluids, 1961, 4, 4, 498.
3. A. W. Campbell, W. C. Davis et al. Phys. of Fluids, 1961, 4, 4, 511.
4. В. С. Соловьев.— В сб.: Детонация. Черноголовка. ОИХФ АН СССР, 1977.
5. М. В. Баталова, С. М. Бахрах и др. ПМТФ, 1971, 3, 73.
6. М. В. Баталова, С. М. Бахрах, В. Н. Зубарев. ФГВ, 1977, 13, 3, 416.
7. В. Е. Фортов, К. Н. Шкадинский и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 69.
8. A. N. Dremin, K. K. Shvedov. 6-th Symposium on Detonation, U. S. A., 1976, 665.
9. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1, 85.
10. А. П. Глазова, И. А. Терешкин. ЖФХ, 1961, 35, 7, 1662.
11. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., 1960.
12. F. E. Walker, R. I. Wasley, L. G. Green. Proc. 8-th Symp. expl. and Pyrotechn. U. S. A., 1974.
13. Н. Н. Яценко. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск, Наука, 1967.
14. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М., Мир, 1972.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ВОЗДУХА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЗРЫВЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

Б. С. Пункевич, Б. М. Степанов

(Москва)

Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию электропроводности газа за фронтом ударной волны при взрыве заряда ВВ в воздухе [1—4], надежных экспериментальных данных по величине

и характеру изменения электропроводности во времени за фронтом ударной волны нет. Результаты отдельных авторов по измерению электропроводности различаются более чем на порядок. Для выяснения причин подобных расхождений необходим подробный анализ методик измерений, что не является целью данной статьи. Заметим лишь, что все указанные измерения выполнены зондовыми методами, сложность интерпретации результатов экспериментов которых в плотной плазме общеизвестна. По-видимому, именно это было причиной ошибочной точки зрения авторов [2—4] об «аномально»-высокой электропроводности газа за фронтом ударной волны при взрыве конденсированных ВВ в воздухе нормальной плотности, которая подверглась всесторонней критике в [5].

Данная работа посвящена измерению электропроводности газа за ударным фронтом при взрыве сферических зарядов конденсированных ВВ в воздухе различной начальной плотности с помощью индукционного бесконтактного метода. Кроме возможности получения независимых результатов, метод лишен недостатков, свойственных зондовым методам из-за непосредственного контакта зонда с плазмой, и обладает простой интерпретацией результатов измерений, что позволяет с успехом применять его в исследованиях высокостолкновительных плазменных образований взрывного типа.

Методика измерений

Эксперименты проводились во взрывной барокамере, выполненной в виде цилиндра диаметром 350 и длиной 500 мм. Давление воздуха в камере менялось от 10^{-2} до 1 атм. Внутри барокамеры закреплялся индуктивный датчик, соединенный с помощью коаксиального кабеля с измерительным устройством. В центре датчика помещался заряд ВВ массой $0,5 \div 3$ г, детонация которого производилась от капсуля-детонатора с использованием мостика из пластичного ВВ массой до 0,1 г и длиной 300 мм. Применение детонирующего мостика помимо обеспечения сферичности разлета продуктов взрыва устраняло влияние капсуля-детонатора на исследуемый объем газа, поскольку позволяло разделить пространственно и во времени детонацию капсуля и заряда ВВ. Вблизи капсуля ставился специальный экран, загораживающий внутренний объем датчика от гидродинамического возмущения со стороны капсуля, особенно заметного при взрыве ВВ в разреженном воздухе, а детонирующий мостик, соединяющий капсуль-детонатор с зарядом ВВ, проходил сквозь отверстие в экране.

Электропроводность воздуха за фронтом ударной волны при взрыве ВВ исследовалась с помощью бесконтактного индукционного метода, основанного на диссипации энергии магнитного поля датчика в исследуемой проводящей среде [6]. Измерительное устройство представляло собой симметричный высокочастотный мост, питаемый переменным током с частотой 5 мГц, плечами которого служили два идентичных датчика, выполненных в виде катушек индуктивности, помещенных в специальный прозрачный для магнитного поля датчиков экран. Перед экспериментом мост балансировался. Когда в один из датчиков вводилась проводящая среда, в ней под действием высокочастотного магнитного поля датчика индуцировались токи Фуко. Вследствие этого импеданс датчика изменялся и возникал разбаланс моста. Калибровка показала, что для проводящей сферы сигнал разбаланса измерительного устройства $U \sim \delta r^5$ при условии малости скин-эффекта в сфере: $\sigma \ll 2(\mu_0 \omega^2 r^2)^{-1}$, где σ — удельная проводимость сферы; μ — магнитная проницаемость сферы; ω — круговая частота магнитного поля датчика; r — радиус сферы.

Результаты калибровки нетрудно объяснить теоретически. Сигнал разбаланса измерительного устройства пропорционален изменению импеданса индуктивного датчика, которое при условии малости токов сме-

щения ($\sigma \gg \varepsilon \varepsilon_0 \omega$, ε — диэлектрическая проницаемость среды) определяется диссипированной мощностью в проводящем объеме ($U \sim \Delta R = P/I^2$, P — диссипированная мощность, I — среднеквадратичное значение тока датчика). Диссипированная мощность в проводящей сфере радиусом r в сферической системе координат (ρ, ν, θ) с центром, совпадающим с центром датчика и сферы, при условии пренебрежения скин-эффектом в сфере имеет вид [7]

$$P = 4\pi \int_0^r \rho^2 \sigma(\rho) d\rho \int_0^{\pi/2} E_\varphi^2(\rho, \nu) \sin \nu d\nu, \quad (1)$$

где

$$E_\varphi^2 = (2\pi)^{-1} (\omega I(t) \mu \mu_0 N)^2 \frac{a}{\rho \sin \nu} k^6 C^2(k^2); \quad (2)$$

$I(t)$ — мгновенное значение тока датчика; N — число витков датчика; a — радиус датчика; $k = 4a \rho \sin \nu / (a^2 + 2a \rho \sin \nu + \rho^2)$; $C(k^2) = \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 \theta \cos \theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} d\theta$ — полный эллиптический интеграл [8].

Выражение для изменения импеданса датчика после несложных преобразований можно представить в виде

$$\Delta R = R_0 \int_0^x y^4 \sigma(y) f(y) dy, \quad (3)$$

где $R_0 = 48a^3 (\mu \mu_0 \omega N)^2 (\pi)^{-1}$; $x = r/a$, $y = \rho/a$;

$$f(y) = \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^3 \nu \cdot C^2(k^2) d\nu}{(1 + 2y \sin \nu + y^2)^3}. \quad (4)$$

Интеграл (4) вычислялся численно; результаты счета показали, что с погрешностью 3% $f(y) = \text{const}$.

Таким образом, разработанное теоретическое обоснование метода полностью описывает величину и характер изменения сигнала разбаланса измерительного устройства в зависимости от геометрии проводящей среды и ее проводимости, и результаты его хорошо согласуются с данными калибровки.

Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 1 приведены типичные осциллограммы сигнала разбаланса измерительного устройства при взрыве зарядов ВВ массой 2 г в воздухе при начальном давлении $p_0=1$ (а) и 0,1 атм (б). Внутренние диаметры датчиков составляли 180 и 120 мм соответственно. В качестве регистратора использовался осциллограф ОК-17М, запуск развертки которого осуществлялся от контактного датчика в момент выхода детонационной

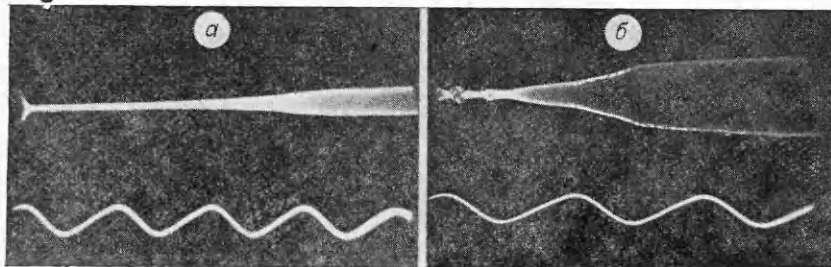


Рис. 1.

волны на поверхность заряда. На втором луче — метки времени с частотой 100 кГц. Калибровочные сигналы разбаланса от стеклянных сфер диаметром 130 и 100 мм, наполненных 1 н. раствором NaCl ($\sigma = 7,4 \text{ См/м}$) и внесенных в центр датчиков непосредственно перед экспериментом для согласования результатов измерений с калибровочными кривыми составляли 5 и 8 мм соответственно.

В начальные моменты времени размер области, охваченной гидродинамическим возмущением, мал и разбаланса практически нет. Начиная с некоторого момента, когда возмущенная область достигает 80 мм в диаметре при использовании датчиков с внутренним диаметром 180 мм, происходит плавное нарастание сигнала разбаланса. В связи с тем, что при малых r/a (r — радиус возмущенной взрывом области, a — радиус датчика) сигнал разбаланса мал, для получения информации в ранние моменты времени использовались датчики с внутренним диаметром 120 мм, а для измерений проводимости в поздней стадии — датчики с внутренним диаметром 260 мм. Развитие гидродинамического возмущения регистрировалось с помощью высокоскоростной фотографии и системы пьезодатчиков давления.

В работе [9] показано, что температура воздуха при взрыве конденсированных ВВ растет по слою от фронта ударной волны к контактной поверхности продуктов взрыва, а плотность воздуха при этом падает. Таким образом, вблизи контактной поверхности создаются условия для образования наиболее высокой проводимости в области взрыва. Это становится очевидной, если учесть, что температура продуктов взрыва значительно ниже температуры воздуха на контактной поверхности. Зондовые измерения [10—13] показали, что величина электропроводности продуктов взрыва не превышает $1 \cdot 10^{-2} \text{ См/м}$ в рассматриваемые моменты времени, что существенно ниже даже усредненной по всей области взрыва электропроводности.

Учитывая, что в условиях взрыва электропроводность сосредоточена в узком слое вблизи контактной поверхности продуктов взрыва, а $\rho \approx r_c$ слабо меняется на длине этого слоя, выражение для сигнала разбаланса измерительного устройства в условиях пренебрежения скин-эффектом можно представить в виде

$$U(t) = A \int_0^{r(t)} \rho^4 \sigma(\rho, t) d\rho \quad (5)$$

или

$$U(t) = Ar_c^4(t) \int_0^{\Delta} \sigma(x, t) dx, \quad (6)$$

где A — константа, определяемая калибровкой; $r(t)$ — радиус проводящей области; ρ — переменная интегрирования; $x = \rho - r_c$ ($x \ll r_c$); $\Delta = r_s - r_c$ — толщина слоя воздуха между фронтом ударной волны и контактной поверхностью продуктов взрыва; r_s — радиус фронта ударной волны; r_c — радиус контактной поверхности продуктов взрыва.

Если величины, входящие в (6) и имеющие размерность длины, отнести к начальному радиусу заряда r_0 и при этом использовать приведенное время $t^0 = t \cdot m^{-1/3}$, где t — время с момента выхода детонационной волны на поверхность заряда в секундах, m — масса заряда в килограммах, то получим выражение для сигнала разбаланса, не зависящее от массы заряда

$$\frac{U(t^0)}{r_0^8} = A \left[\frac{r_c}{r_0}(t^0) \right] \int_0^{\Delta/r_0} \sigma\left(\frac{x}{r_0}, t^0\right) d\left(\frac{x}{r_0}\right)$$

или

$$F(t^0) = \frac{U(t^0)}{A \cdot r_0^s \left[\frac{r_c(t^0)}{r_0} \right]^4} = \int_0^{\Delta/r_c} \sigma \left(\frac{x}{r_0}, t \right) d \left(\frac{x}{r_0} \right). \quad (7)$$

На рис. 2 приведена усредненная по нескольким десяткам опытов зависимость $F(t^0)$, полученная из осциллограмм сигнала разбаланса измерительного устройства при взрывах зарядов ВВ массой от 0,5 до 3 г в воздухе с различным начальным давлением с использованием полученных результатов по движению границы возмущенной взрывом области. Вертикальными линиями обозначен максимальный экспериментальный разброс, укладывающийся в пределах погрешности 15%.

Тот факт, что экспериментальные результаты, полученные при взрывах зарядов ВВ различных масс, практически не зависят от массы заряда, свидетельствует об одинаковом для всех зарядов ВВ характере изменения электропроводности воздуха за фронтом ударной волны в зависимости от приведенного времени t^0 подобно зависимости термодинамических параметров области взрыва, таких как давление, плотность и температура от t^0 [9], и может служить косвенным доказательством того, что источником ионизации в возмущенной взрывом области является термоионизация воздуха за фронтом ударной волны вблизи контактной поверхности продуктов взрыва. В случае химионизации на свободной поверхности заряда такая зависимость для электропроводности от t^0 не должна иметь место.

С уменьшением p_0 функция $F(t^0)$ несколько падает, что означает уменьшение электропроводности воздуха в слое за фронтом ударной волны в соответствующие моменты времени. Это легко объяснить, так как начальная скорость сформировавшейся ударной волны в рассматриваемом диапазоне давлений окружающего воздуха практически не зависит от плотности воздуха, а температура на контактной поверхности продуктов взрыва с уменьшением плотности воздуха падает [14]. Поскольку электропроводность воздуха слабо зависит от его плотности ($\sim \rho^{-1/2}$), а температура входит под знак экспоненты, то следует ожидать некоторого уменьшения электропроводности вблизи контактной поверхности продуктов взрыва. С другой стороны, так как скорость ударной волны спадает медленнее в разреженном воздухе по сравнению с нормальной атмосферой, то температура на фронте ударной волны при взрыве в разреженном воздухе в соответствующие моменты времени выше. Это должно привести к более медленному спаду температуры по слою воздуха между фронтом ударной волны и продуктами взрыва и, следовательно, к увеличению эффективной толщины проводящего слоя.

Учитывая, что температура и плотность воздуха в слое между фронтом ударной волны и контактной поверхностью продуктов взрыва есть функции приведенного времени и относительно расстояния по слою x/r_0 , то электропроводность также должна быть функцией x/r_0 и t^0 . Поскольку температура резко возрастает вблизи контактной поверхности продуктов взрыва, а электропроводность экспоненциально зависит от температуры, то электропроводность в слое воздуха, сжатого ударной волной, можно представить в виде

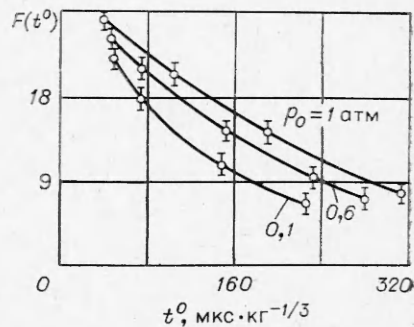


Рис. 2.

$$\sigma(t^0, x/r_0) = \sigma_0(t^0) \exp\left(\frac{-x/r_0}{d(t^0)/r_0}\right), \quad (8)$$

где $\sigma_0(t^0)$ — электропроводность воздуха на контактной поверхности продуктов взрыва в момент $t = t^0 \cdot m^{1/3}$; $\alpha(t^0)$ — эффективная толщина проводящего слоя.

Используя (7), (8), получим

$$F(t^0) = \frac{\alpha(t^0)}{r_0} \sigma_0(t^0) \left[1 - \exp\left(\frac{-\Delta(t^0)/r_0}{\alpha(t^0)/r_0}\right) \right]. \quad (9)$$

Поскольку эффективная толщина проводящего слоя много меньше толщины воздуха между фронтом ударной волны и продуктами взрыва, то выражение (9) перепишем в виде

$$F(t^0) = \alpha(t^0)/r_0 \cdot \sigma_0(t^0). \quad (10)$$

Если в выражении (10) вместо t^0 в качестве аргумента взять безразмерный радиус контактной поверхности продуктов взрыва r_c/r_0 , то полученная зависимость $F(r_c/r_0)$ в пределах погрешности 15% не зависит от начального давления окружающего воздуха в указанном выше диапазоне давлений. Построенная таким образом зависимость представлена на рис. 3.

На рис. 4 приведены зависимости электропроводности на контактной поверхности продуктов взрыва σ_0 от r_c/r_0 для начальных давлений воздуха 0,6 атм (кривая 2) и 1 атм (кривая 1), полученные из условия адиабатического расширения сжатого ударной волной воздуха в слое между ударной волной и продуктами взрыва с использованием результатов работ [15—17], где приведены зависимости концентрации электронов и их эффективной частоты соударений в воздухе при различных температурах и плотностях. Температура и плотность воздуха на контактной поверхности продуктов взрыва определялись с помощью таблиц [14] по известной скорости ударной волны в начальные моменты времени. Из графиков видно, что электропроводность на контактной поверхности уменьшается с падением начального давления воздуха.

Зависимость эффективной толщины проводящего слоя d/r_0 от r_c/r_0 с использованием эмпирической зависимости $F(r_c/r_0)$ и функции $\sigma(r_c/r_0)$ для $p_0 = 0,1; 0,6$ и 1 атм приведена на рис. 5 (кривые 1—3 соответственно). Здесь же показаны зависимости α/Δ от (r_c/r_0) для тех же давлений (кривые 4—6 соответственно). Видно, что электропроводность на контактной поверхности продуктов взрыва быстро уменьшается со временем. Так, например, в воздухе нормальной плотности при $r_c/r_0 = 5$ $\sigma \approx 350$ См/м, а при $r_c/r_0 = 10$ $\sigma_0 \approx 135$ См/м. Эффективная толщина проводящего слоя растет значительно медленнее. В те же моменты времени α/r_0 составляет соответственно $7 \cdot 10^{-2}$ и $9 \cdot 10^{-2}$. Относительная же часть слоя воздуха между ударной волной и продуктами взрыва, где сосредоточена проводимость, уменьшается со временем, что вполне понятно из физики явления, так как температура воздуха в слое между ударной волной и продуктами взрыва спадает, причем более быстро на фронте ударной волны, чем на контактной поверхности продуктов взрыва. Полученные результаты позволяют определить распределение температуры и плотности воздуха в слое за фронтом ударной волны при взрыве зарядов конденсированных ВВ.

На рис. 6 изображены распределения температуры по слою сжатого воздуха за фронтом ударной волны для давлений 0,1; 0,6 и 1 атм (кривые 1—3 соответственно), вычисленные в моменты времени,

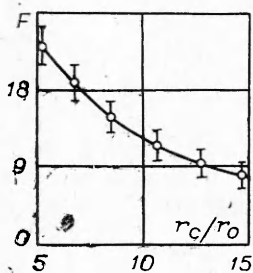


Рис. 3.

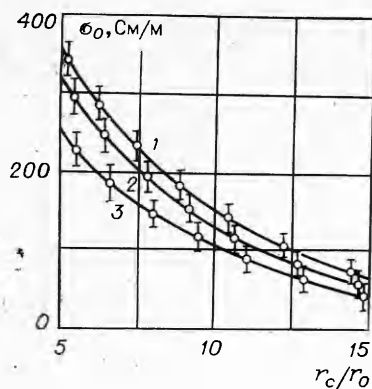


Рис. 4.

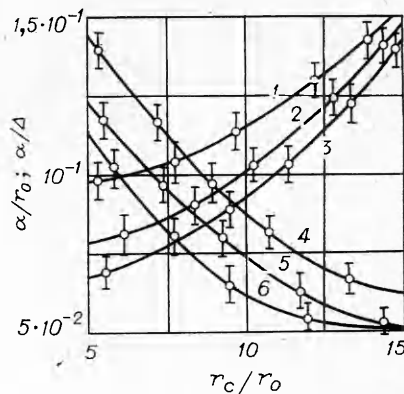


Рис. 5.

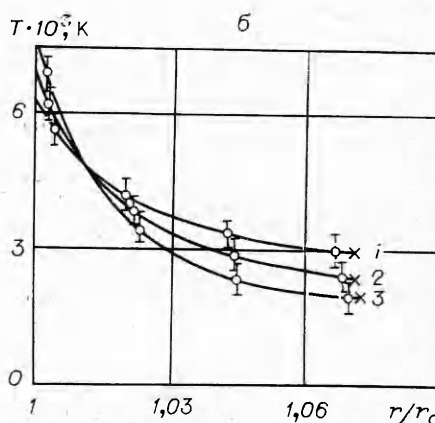
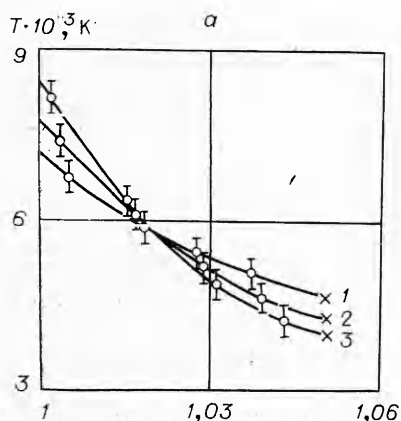


Рис. 6.

соответствующие $r_c/r_0 = 5$ (рис. 6, а) и $r_c/r_0 = 10$ (рис. 6, б), в предположении термической ионизации воздуха в слое с использованием значений $\sigma_0(r_c/r_0)$ и $\alpha/r_0(r_c/r_0)$ и данных работы [16]. Крестами отмечены точки, определенные из таблиц [14] по известным скоростям движения фронта ударной волны и начальным плотностям воздуха. Видно, что температура на контактной поверхности продуктов взрыва с уменьшением давления воздуха падает, причем скорость падения температуры по слою воздуха за фронтом ударной волны также уменьшается.

Таким образом, эксперименты по исследованию электропроводности воздуха различной начальной плотности за фронтом ударной волны при взрыве конденсированных ВВ показали, что электропроводность образуется вследствие термической ионизации воздуха вблизи контактной поверхности продуктов взрыва. С уменьшением начальной плотности воздуха электропроводность на контактной поверхности уменьшается. Эффективная толщина проводящего слоя при этом увеличивается.

Поступила в редакцию
14/V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Соок. The Science of high explosives. N. Y., Reinhold, 1958.
2. М. А. Соок, Р. Т. Кеуес, Л. Л. Уду. J. appl. Phys., 1959, 30, 12.
3. К. Танака. Измерение электропроводности в ударных и детонационных волнах. М., ВИНТИ, пер. № 166584/7, 1968.
4. И. Ито, Ю. Фудзинака, Т. Хирао. Некоторые сопровождающие детонацию электрические явления во взрывчатых веществах. М., ВИНТИ, пер. № 65039/7, 1967.

5. В. Е. Фортов, С. И. Мусянков и др. ТВТ, 1974, XII, 5, 957.
6. Н. Е. Koritz, L. C. Kesk. Rev. Scient. Instr., 1964, 2, 35.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Физматгиз, 1959.
8. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. М., Наука, 1963.
9. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, 5.
10. А. П. Ершов, П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
11. А. Г. Антипенко, В. В. Якушев.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
12. П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков, Б. С. Новоселов. ФГВ, 1971, 7, 2.
13. А. Д. Зинченко, В. Н. Смирнов, А. А. Чвилева. ФГВ, 1971, 7, 3.
14. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., Машиностроение, 1965.
15. W. B. Sisco, Z. M. Fiskin. Planetary and Space Science, 1961, 6, 47.
16. M. P. Bachynski, T. W. Johnston, J. P. Shkarofsky. Proc. of the IRE, 1960, 48, 3, 247.
17. T. E. Horton, W. A. Menard. Phys. of Fluids, 1971, 14, 7, 1347.

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДВУХСЛОЙНОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. М. Мардашев

(Новосибирск)

Сложный характер течения и отсутствие необходимого экспериментального материала не позволяют в настоящий момент указать достаточную совокупность элементов, составляющих приемлемую математическую модель исследуемого процесса. Однако тот факт, что при стандартных геометрических размерах взрывчатой системы процесс протекает быстро, подсказывает подход к решению проблемы. В предположении устойчивости тангенциального разрыва — границы раздела продуктов детонации и газового потока — без учета пограничных эффектов — двухслойная детонация в работах [1, 2] изучается в рамках приближенных уравнений газовой динамики. Рассмотрение ведется относительно фронта лидирующей ударной волны, где соблюдается стационарность. Считается, что течение газа за ударной волной квазиодномерно.

Обозначим через M_1 модель, в которой пренебрегается неравномерностью распределения параметров также и в поперечном сечении продуктов детонации (ПД) [1]. В некотором контрольном сечении, называемом критическим, выставляются условия, замыкающие основные модельные уравнения. Если оболочка во время протекания процесса остается неподвижной, то расчет скорости двухслойной детонации и всех параметров в критическом сечении сводится к решению алгебраического уравнения. Получение дополнительных сведений сопряжено с конкретизацией взаимодействия двух слоев и в случаях реальной оболочки — с привлечением данных, отражающих ее поведение.

В модели M_2 продольная скорость частиц ПД всюду приравнивается продольной скорости слоя ВВ, что приводит к другому приближению точных уравнений газовой динамики, полнее описывающего процесс. Применительно к цилиндрическим системам возникает постановка краевой задачи для одномерных нестационарных уравнений газовой динамики с осевой симметрией [2]. На начальном участке воздействия ПД оболочке, по существу, придается определенная радиальная скорость, а затем она расширяется без противодействия, подчиняясь свойствам инертности и идеальной пластичности. Вследствие постоянства начальной скорости закон сохранения импульса для толстостенных оболочек выполняется грубо. Кроме того, при развивающихся в оболочке напряжениях влия-