МЕТАНИЕ ШАРИКА ПЛОСКИМ СЛОЕМ ВВ

Ю. И. Фадеенко

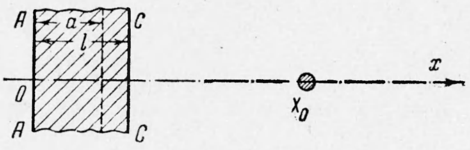
(*Новосибирск*)

Рассматривается задача о движении шарика, ускоряемого продуктами детонации плоского слоя взрывчатого вещества (ВВ). Начальная конфигурация изображена на фиг. 1.

Плоскости AA, CC ограничивают плоский слой ВВ толщиной l, плотностью ρ_0 и скоростью детонации D; показатель адиабаты продуктов детонации $\gamma = 3$. Заряд инициируется мгновенно по всей плоскости AA, и в момент $t = l / D$ волна детонации выходит на плоскость CC с начальной координатой $x = l$.

Разлет продуктов детонации описывается выражением [1]

$$x = Dt\left[1 - \frac{3}{2}\sqrt{\frac{Dt - l}{Dt}\left(1 - \frac{a}{l}\right)}\right] \tag{1}$$



Фиг. 1

где a — начальное расстояние от плоскости AA до данного слоя заряда.

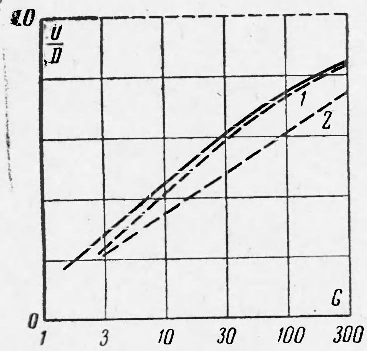
В момент $t_0 = X_0 / D$ фронт разлетающихся продуктов достигает точки X_0, где покоится шарик радиуса r и плотности ρ_1, и начинается разгон шарика газами. Поток газов действует на шарик с силой

$$F = k(v)\,\rho r^2 v^2 \tag{2}$$

где ρ — плотность газов, v — их скорость относительно шарика.

Согласно экспериментальным данным Ходжса [2] и других авторов, при сверхзвуковом обтекании шарика

$$k(v) = \text{const} = 1.436 \tag{3}$$



Фиг. 2

Пренебрегая влиянием конечности размеров шарика и отличием режима обтекания от установившегося, можно использовать (2) и (3) для решения рассматриваемой задачи до тех пор, пока обтекание остается сверхзвуковым. Тогда, если ввести обозначения X, $X^{\cdot}$ для координаты и скорости шарика и $x^{\cdot}$ для скорости слоя газа, содержащего шарик, так что

$$v = x^{\cdot} - X^{\cdot}$$

то уравнение движения шарика можно записать в виде

$$X^{\cdot\cdot} = 0.343\,\frac{\rho}{r\rho_1}\,(x^{\cdot} - X^{\cdot})^2 \qquad \left((\cdots)^{\cdot} = \frac{d}{dt}\right) \tag{4}$$

В том частном случае, когда $X_0 \gg l$, из (1) и (4) можно получить точное аналитическое выражение для предельной скорости шарика

$$U = \lim X^{\cdot} \quad \text{при } t \to \infty$$

Соответствующие выкладки довольно громоздки, поэтому здесь приводится только окончательный результат

$$\frac{U}{D} = 1 - \sqrt{\frac{2}{G}}\,\psi^{-1}\left(\sqrt{\frac{G}{2}}\right) \qquad \left(\psi(z) = \int_0^z e^{\tau^2}d\tau,\; G = 0.304\,\frac{l\rho_0}{r\rho_1}\right) \tag{5}$$

где ψ^{-1} — обратная функция по отношению к функции ψ.

Таким образом, величина U оказывается зависящей только от D и G. Эта зависимость графически изображается сплошной линией на фиг. 2.

Практически интересен общий случай произвольного X_0. В этом случае движение шарика находилось приближенными вычислениями. Из (1) могут быть получены следующие выражения:

$$x^{\cdot} = D\left(\frac{x}{t} - \frac{1}{2}\,\frac{Dt - x}{Dt - l}\,\frac{l}{t}\right)$$

$$\rho = \rho_0\frac{\partial a}{\partial x} = \frac{8}{9}\rho_0\frac{Dt - x}{Dt - l}\,\frac{l}{Dt}, \qquad M = \frac{x^{\cdot} - X^{\cdot}}{c} = 2\,\frac{t}{l}\,\frac{Dt - l}{Dt - x}(x^{\cdot} - X^{\cdot}) \tag{6}$$

Из (4) и (6)

$$X^{\cdot\cdot} = \frac{G}{Dt}\frac{Dt - X}{Dt - l}\left[X^{\cdot} - \frac{X}{t} + \frac{1}{2}\frac{Dt - X}{Dt - l}\frac{l}{t}\right]^2 \qquad (7)$$

Можно положить $l = D = 1$, что эквивалентно переходу к новым, безразмерным переменным

$$X \to \frac{X}{l}, \qquad t \to \frac{Dt}{l}$$

Тогда (6) и (7) преобразуются в

$$X^{\cdot\cdot} = \frac{G}{t}\frac{t - X}{t - 1}\left[X^{\cdot} - \frac{X}{t} + \frac{1}{2t}\frac{t - X}{t - 1}\right]^2 \qquad (8)$$

$$M = 2t\frac{t - 1}{t - X}\left[X^{\cdot} - \frac{X}{t} + \frac{1}{2t}\frac{t - X}{t - 1}\right] \qquad (9)$$

Уравнение (8) интегрировалось с начальными условиями $X_0 = 1.1$, 1.5, 2.0 и при различных значениях параметра $G = 3$, 10, 30, 100, 300. Одновременно по (9) подсчитывалось число Маха M. Результаты сводятся к следующему:

1) При минимальном из выбранных X_0, т. е. $X_0 = 1.1l$, предельная скорость шарика заметно меньше рассчитанной по (5), а обтекание становится дозвуковым при скоростях, заметно меньших предельной. Это иллюстрируется фиг. 2, где пунктирная кривая *1* соответствует предельной скорости шарика (отнесенной к D) при $X_0 = 1.1l$, а пунктирная кривая *2* — скорости шарика в момент, когда $M = 1$, при том же условии $X_0 = 1.1l$.

2) При дальнейшем увеличении X_0 кривая *2* быстро приближается к *1*, и уже при $X_0 = 1.5\,l$ они становятся неразличимыми в масштабе фиг. 2. Вместе с тем обе кривые приближаются к сплошной.

Нагрузки, действующие на шарик в процессе разгона, можно охарактеризовать отношением ускоряющей силы к поперечному сечению шарика $\sigma = F / \pi r^2$. Очевидно

$$\sigma = {}^4/_3\, r\rho_1 X^{\cdot\cdot} \qquad (10)$$

Для сохранности шарика необходимо, чтобы величина σ не превосходила некоторое, свойственное данному материалу, критическое значение σ_*. Из (10) следует, что сохранность шарика легче всего достигается путем уменьшения его размера.

Необходимо отметить, что в действительности скорость шарика определяется не только параметрами D и G, но и видом зависимости $\gamma = \gamma(\rho)$ для выбранного ВВ. Для большинства ВВ по мере разрежения γ уменьшается примерно от 3 до 1.25. Исходное предположение $\gamma = \mathrm{const} = 3$ приводит к занижению расчетной скорости относительно действительной.

Автор признателен А. Е. Хопёрскову за помощь и внимание к работе.

Поступила 31 VII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. Гостехтеоретиздат, 1955, стр. 440.
2. Hodges A. J. The Drag Coefficient of Very High Velocity Spheres. J. Aeronaut. Sci., October 1957, 24, No, 10, p. 755.

ОБ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ ГОРЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

А. Ф. Беляев, Г. В. Лукашеня

(*Москва*)

При горении взрывчатых веществ (ВВ) и порохов реакции превращения являются сложными и протекают в несколько последовательных стадий [1-4]. Обычно одна из этих стадий «ведущая» и определяет, задает скорость горения, другие стадии — «подчиненные», или совсем не влияют на скорость горения, или влияют слабо. Не учитывая взаимодействия стадий, ограничимся рассмотрением одной ведущей стадии, температуру которой будем обозначать $T_э$ (эффективная температура).

Известно [3], что для реакций, протекающих в конденсированной фазе бездымного пороха, характерна температура 600—700° К. Реакциям в дымо-газовой фазе [3] соответствует температура [5] 1200—1500° К; эти же температуры могут быть у реакций в газовой фазе при неполном химическом превращении.

Возможность оценки $T_э$ — температуры ведущей стадии реакции, позволяет приближенно установить ее характер. Было отмечено [6], что значение температурного коэффициента скорости горения $\beta = d\ln u \;/\; dT_0$, определяемого зависимостью скорости горения u от начальной температуры T_0, играет роль своеобразного индикатора, указывающего значение $T_э$.