

Увеличение скорости спутного потока газа из-за охлаждения излучением было оценено теоретически по схеме, используемой в работе [2]. Расчет показал, что выход излучения вносит заметную поправку в скорость потока лишь при более высоких M в Хе. При $M = 18$ скорость потока к концу горячей пробки повышается на 3 %. При меньших числах M охлаждение излучением не оказывает существенного влияния на профиль скоростей.

Наблюдавшееся на осциллограммах увеличение скорости потока на 3–6 % к концу горячей пробки после установления ионизационного равновесия, вероятно, обусловливается воздействием пограничного слоя на внешний поток [5,6].

Поступила 4 V 1965

ЛИТЕРАТУРА

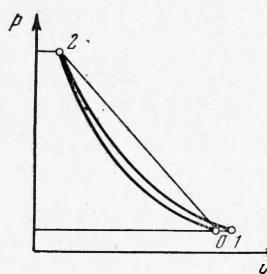
1. Sakuntala M., Clotfelter B. E., Edwards W. B. Electromotive Force in a Highly Ionized Plasma moving Across a magn. Field. J. App. Phys. 1959, vol. 30, No. 11, p. 1669. (Русск. пер.: в сб. «Движущаяся плазма», Изд. иностр. лит., 1961).
2. Petschek H., Rousse P., Glick H., Kane A., Kantrovitz A. Spectroscopic Studies of Highly Ionized Argon Produced by Shock Waves, J. Alpp. Phys., 1955, vol. 2, No 6, p. 83 (русс. перев.: сб. «Вопросы ракетной техники», 1956, № 1).
3. Nagamatsu H. T., Speer R. E. Magnetohydrodynamic Results for Highly Dissociated and Ionized Air Plasma. Phys. Fluids, 1961, vol. 4, No 9, p. 1073. (русс. перев.: сб. «Плазма в магнитном поле и прямое преобразование тепловой энергии в электрическую». Атомиздат, 1962).
4. George P. Some Unexpected Results of Shock Heating Xenon. Phys. Fluids, 1960, vol. 3, No 6, p. 857).
5. Баженова Т. В. Изменение скорости потока за скачком в ударной трубе. Сб. «Физическая газодинамика и теплообмен». Изд-во АН СССР, 1961, стр. 31.
6. Баженова Т. В., Набоков И. Н., Предводитель О. А. Влияние диссипации на параметры потока за скачком в ударной трубе. Сб. «Физическая газодинамика и свойства газов при высокой температуре». Изд. «Наука», 1964.

РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВОДЕ

Л. П. Орленко, Л. П. Паршев (Москва)

Определена энергия излучения в ударную волну при подводном взрыве через энергию необратимых потерь в ударной волне и механическую энергию ударной волны.

Диссипация энергии в ударной волне в воде определена при помощи ударной адиабаты, изэнтроп разгрузки и зависимости давления на фронте ударной волны от расстояния. Полная величина необратимых потерь энергии E_1 в ударной волне при подводном взрыве сферического заряда взрывчатого вещества равна



Фиг. 1

где удельные потери энергии $e(p_2)$ равны [1]

$$e(p_2) = \frac{p_2 + p_0}{2} (v_0 - v_2) - \int_{v_2}^{v_1} p dv \quad (2)$$

Здесь p_0 , v_0 — начальные давление и удельный объем воды, $p_2(r)$, $v_2(r)$ — давление и удельный объем воды на фронте ударной волны, r — координата фронта ударной волны, r_0 — радиус заряда.

Интеграл в уравнении (2) вычисляется вдоль изэнтропы расширения воды 12 (фиг. 1) до объема v_1 , который соответствует состоянию воды после расширения до начального давления p_0 .

Для вычисления величины E_1 необходимо знать ударную адиабату воды, изэнтропы разгрузки и зависимость давления на фронте ударной волны p_2 от расстояния r .

Для расчетов величины $e(p_2)$, приведенной на фиг. 2, использовалась ударная адиабата воды [3]

$$p = 3045 [(v_0 / v)^{7.15} - 1] \quad \text{при } p_2 \leq 25 \cdot 10^3 \text{ кг / см}^2$$

Для $p_2 > 25 \cdot 10^3 \text{ кг / см}^2$ использовались ударная адиабата и изэнтропы разгрузки [2]. Зависимости давления $p_2 r^{\alpha} \cdot 10^{-3} \text{ кг / см}^2$ от безразмерного расстояния $r^{\alpha} = r / r_0$ приведены на фиг. 3, где кривая 1 — для пентолита [3] и кривая 2 — для тэна плотности 1.6 г / см^3 [4].

В случае расчета величины e (p_2) при взрывах зарядов в твердых телах можно считать ударную адиабату и изэнтропы разгрузки совпадающими [5], при взрывах в воздухе надо учитывать процессы ионизации и диссоциации.

Энергия Q взрыва в воде единицы массы заряда (теплота взрыва) равна

$$Q = E + \Pi \quad (E = E_1 + E_2)$$

Здесь Π — энергия пульсаций газового пузыря, E представляет собой энергию, излучаемую в ударную волну, а E_2 — механическая энергия в ударной волне, определяемая обычно по эмпирическим формулам [3,4].

На фиг. 4 (кривая 1) представлена зависимость $\eta_1 = E_1 / Q$ для пентолита ($r_0 = 25.4$ мм), а также $\eta_2 = E_2 / Q$ от r^o (кривая 2), рассчитанная по формуле [3]

$$E_2 = 106.3 \cdot 4\pi r^2 G^{1/3} \left(\frac{G^{1/3}}{r} \right)^{2.12}$$

(G — вес заряда).

Разность $\eta = 1 - (\eta_1 + \eta_2) = \Pi / Q$ показывает, какая часть энергии взрыва остается на пульсации газового пузыря после излучения ударной волны. Для данного случая $\eta = 0.41 - 0.43$ и $E / Q = 0.57 - 0.59$ при $10 < r^o < 25$ (фиг. 4).

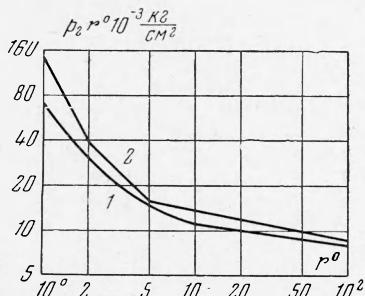
В результате расчета необратимых потерь энергии в ударной волне в воде при взрыве сферических зарядов тэнна различной плотности ρ получены следующие значения:

$$E / Q = 0.77 (0.6), \quad \Pi / Q = 0.23 (0.4) \quad \text{при } \rho = 1.6 \text{ г/см}^3$$

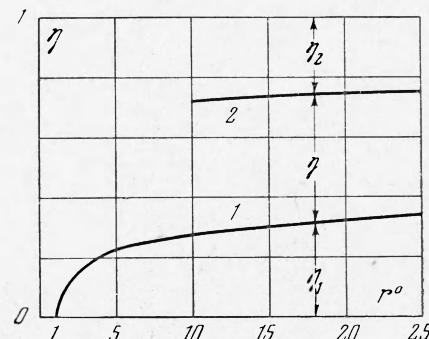
$$E / Q = 0.47 (0.44), \quad \Pi / Q = 0.53 (0.56) \quad \text{при } \rho = 0.4 \text{ г/см}^3$$

В скобках приведены значения E и Π , полученные в работе [4] путем экстраполяции кривой энергии до $r^o = 1$.

Для зарядов малой плотности ($\rho = 0.4$ г/см³) разные методы расчета практически дают одинаковый результат, но для зарядов с плотностью $\rho = 1.6$ г/см³ разница существенна.



Фиг. 3



Фиг. 4

Заметно также отличие результатов расчета для пентолита и тэнна ($\rho = 1.6$ г/см³), что объясняется большим расхождением экспериментальных значений давления в ударной волне [3,4] вблизи заряда.

Поступила 6 I 1965

ЛИТЕРАТУРА

- Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. Физматгиз, 1959.
- Rice M. H., Wolosh J. M. Equation of state of water to 250 kilobars. J. Chem. Phys., 1957, vol. 26, No 4.
- Коул Р. Подводные взрывы. Изд. иностр. лит., 1950.
- Христофров Б. Д. Параметры ударных волн и газового пузыря при подводном взрыве. ПМТФ, 1961, № 4.
- Орленко Л. П. О волнах в плотных телах. Изв. ВШ, Машиностроение, 1963, 5.