

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Мадорский. Термическое разложение органических полимеров. М., «Мир», 1967.
2. W. T. Barry, W. H. Sutton. Conference on Behavior of plastics in Advanced Flight Vehicle Environments (Wright Air Dev. TR 60—101, Feb. 1960), p. 175.
3. С. М. Скала, Л. М. Гильберт. Ракетная техника, 1962, 6.
4. Ж. Метью. РТК, 1964, 9.
5. Р. Берд, В. Стьюарт, Е. Лайтфут. Явления переноса. М., «Химия», 1974.

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ДАВЛЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ В ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ ПРИ ВЗРЫВЕ ЛИСТОВОГО ЗАРЯДА ВВ

Э. Э. Лин, А. В. Сиренко, А. И. Фунтиков

(Москва)

Задача об отражении нестационарной плоской ударной волны от жесткой стенки рассматривалась в [1, 2]. Давление в отраженной волне может быть найдено путем численного решения уравнений газовой динамики [1]. Цель данной работы — экспериментальное изучение изменения давления на жесткой стенке со временем при отражении воздушной ударной волны, созданной взрывом плоского заряда ВВ. В [2] получено решение для отражения сильной плоской ударной волны точечного взрыва в аналитическом виде в предположении о равенстве нулю градиента давления вблизи стенки

$$p(t) = p^0 [(t_0 - T_0)/(t - T_0)]^k, \quad T_0 = t_0 - \mu L/D^0, \quad t \geq t_0,$$

где t_0 — время прихода фронта ударной волны; p^0 — давление на стенке в момент отражения; k — показатель адиабаты; L — координата стенки; D^0 — скорость фронта падающей ударной волны в момент отражения; $\mu(k)$ — функция, вид которой приведен в [2]. Для расчета давления на стенке после отражения достаточно знать лишь координату стенки и время прихода фронта ударной волны. Остальные параметры можно найти, используя решение задачи о сильном точечном взрыве [3] и соотношения для сильных ударных волн [1].

Для заданной координаты стенки время прихода фронта ударной волны можно вычислить по формулам сильного точечного взрыва. При этом, однако, необходимо либо расчетным путем, либо экспериментально оценить долю энергии взрыва, перешедшей в энергию ударной волны. Более простым способом нахождения t_0 представляется его прямое измерение в конкретных условиях опыта.

В данной работе предпринята попытка описать зависимость давления от времени на жесткой стенке аналитической формулой [2] с параметром t_0 , найденным экспериментально. Ударная волна создавалась взрывом плоского заряда листового ВВ в ударной трубе. Ударная труба выполнялась в виде полого стального цилиндра с внутренним диаметром 0,09 м и длиной 1 или 2 м. К одному из торцов трубы прикреплялась плоская стальная пластина толщиной 0,025 м, отвечающая абсолютно жесткой стенке. Второй торец оставался открытым. Внутри трубы на половине ее длины помещался плоский заряд листового ВВ толщиной $\Delta = 0,54 \cdot 10^{-3}$ м. Расстояние до жесткой стенки $L = 0,5$ и 1 м. Заряд инициировался в четырех точках, лежащих на его диаметре.

На жесткой стенке устанавливался пьезоэлектрический датчик давления на основе α -кварца. Показания датчика позволяли регистрировать время прихода фронта ударной волны к стенке и давление в отраженной ударной волне. В некоторых опытах датчик устанавливался на боковой поверхности трубы на расстоянии 0,05 м от стенки. В этом случае он регистрировал давление в падающей и в отраженной ударных волнах. Сопоставление показаний датчика на торце и на боковой поверхности трубы позволяло судить о характере зависимости давления в отраженной волне от расстояния вблизи жесткой стенки.

Проводилась также скоростная фоторегистрация движения ударной волны в аналогичной трубе из оргстекла. В этих опытах измерялись время прихода и скорость падающей ударной волны. На рис. 1 представлены осциллограммы давления на жесткой стенке и на боковой поверхности трубы. В отраженной волне нарастание сигнала на боковой поверхности трубы происходит более плавно, чем при регистрации на жесткой стенке. Аналогичный характер нарастания сигнала с датчика, расположенного на боковой поверхности трубы, наблюдался при регистрации отражения стационарной ударной волны в диафрагменной воздушной ударной трубе [4]. В [4] такой характер записи объясняется взаимодействием отраженной ударной волны с пограничным слоем в трубе.

Зависимости давления от времени на жесткой стенке для двух расстояний до заряда приведены на рис. 2. Время отсчитывалось от момента прихода фронта ударной волны t_0 . Значения параметров приведены в таблице. На рис. 2, б нанесены точки, соответствующие давлению в отраженной волне, измеренному датчиком, расположенным на боковой поверхности трубы. Видно, что значения давления на жесткой стенке и на расстоянии 0,05 м от нее несущественно отличаются друг от друга. Этот результат свидетельствует о слабой зависимости давления в отраженной волне вблизи жесткой стенки от расстояния.

Рассмотрим полученные экспериментальные зависимости давления от времени и попытаемся представить их в аналитической форме [2] с использованием измеренных значений t_0 . Необходимые для расчетов параметры сведены в таблицу, показатели адиабаты k взяты из [1]. Амплитуды давления p^0 рассчитывались по измеренным значениям скорости фронта ударной волны D^0 . Аналитические зависимости давления от времени приведены на рис. 2. Видно, что экспериментальные зависимости давления от времени хорошо согласуются с аналитическими.

Можно попытаться задать изменение давления со временем в безразмерном виде. Из [2] следует, что на различных расстояниях от места взрыва изменение давления со временем на жесткой стенке происходит подобным образом при условии постоянства показателя адиабаты. В рассматриваемом диапазоне k меняется слабо и его значения близки к 1,4 (см. таблицу).

На рис. 3 приведена безразмерная зависимость давления от времени. Время измерялось в единицах t_0 , давление — в единицах p^0 . В качестве амплитуды давления использовались значения, рассчитанные по скорости фронта ударной волны. Экспериментальные значения безразмерных давлений, отвечающие двум расстояниям от места взрыва, согласуются друг с другом в соответствии с подобием.

Представленные результаты свидетельствуют, что при удалении от места взрыва на расстояние порядка одной-двух тысяч толщин заряда зависимость давления от вре-

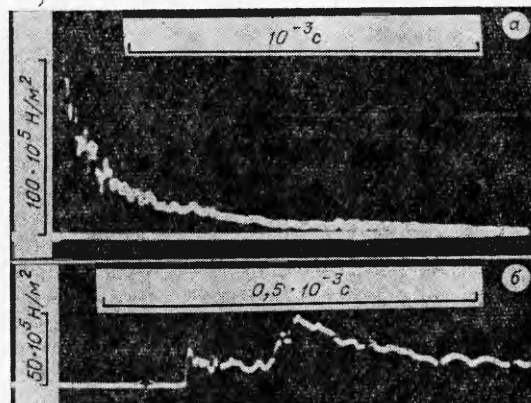


Рис. 1. Осциллограммы давления на жесткой стенке (а) и на боковой поверхности ударной трубы (б), $L=1$ м.

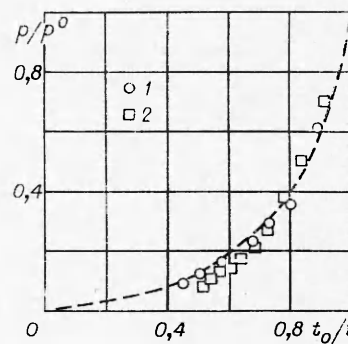
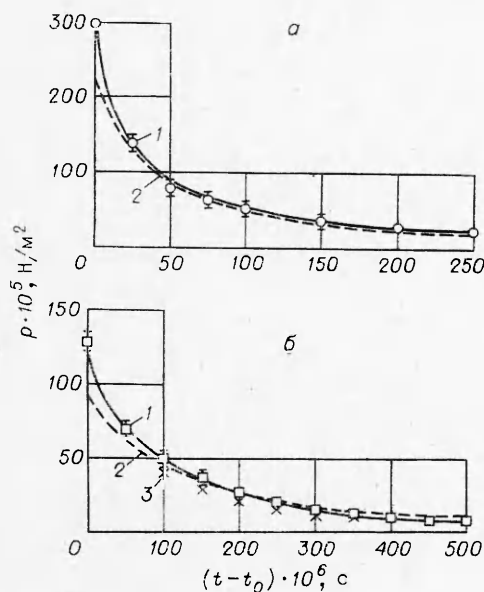


Рис. 3. Безразмерная зависимость давления от времени.

Кривая — аналитическая зависимость, точки — измерения на жесткой стенке при $L=0,5$ (1) и $L=1$ м (2).

Рис. 2. Зависимость давления от времени на жесткой стенке при $L=0,5$ (а) и $L=1$ м (б).

1 — измерения на жесткой стенке; 2 — аналитическая зависимость; 3 — измерения на боковой поверхности ударной трубы.

$L, \text{ м}$	$t_0 \cdot 10^6, \text{ с}$	$D^0 \cdot 10^{-3}, \text{ м/с}$	k	μ'	$T_0 \cdot 10^6, \text{ с}$	$p^0 \cdot 10^{-5}, \text{ Н/м}^2$
0,5	200	1,67	1,36	0,165	150	230
1	530	1,26	1,38	0,18	390	95

мени при отражении ударной волны от жесткой стенки с достаточной точностью можно задавать в аналитическом виде, используя как параметр экспериментальное значение времени прихода фронта ударной волны.

Поступила в редакцию
30/XI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
2. Г. В. Степанова. ФГВ, 1976, 12, 3, 468.
3. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1967.
4. R. E. Center. Phys. Fluids, 1963, 6, 2, 307.

О МЕТАНИИ ПЛОСКИХ КАССЕТ И ТРУБ ВО ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

В. П. Исаков, Г. Е. Кузьмин

(Новосибирск)

Взрывомагнитный генератор (ВМГ) во время работы меняет индуктивность во времени. Этот закон изменения $L(t)$ зависит от параметров заряда ВВ и параметров метаемых пластин (плоские генераторы) или труб (цилиндрические, конические или спиральные генераторы), а также от распределения плотности тока в генераторе и диффузии магнитного поля [1—5].

Картина движения пластин кассеты или трубы на последней стадии работы ВМГ изображена на рис. 1. На кассету взрывомагнитного генератора при детонации заряда ВВ действует газодинамическое давление, а с противоположной стороны — давление магнитного поля. Это взаимодействие сил давления и определяет конфигурацию кассеты в полете, т. е. определяет геометрическую форму области, в которую вытесняется магнитное поле.

Зная закон движения стенок кассеты генератора и считая неподвижным и остальные части генератора, что всегда можно сделать, увеличивая, например, толщину шин, можно в первом приближении определить закон изменения индуктивности генератора, так как в этом случае можно считать, что изменение профиля только летящей кассеты полностью определяет закон изменения индуктивности генератора.

Как известно, взрывомагнитный генератор около 75% энергии вырабатывает за так называемое время последнего удвоения тока генератора, которое для плоских генераторов равно ~ 10 мкс [3, 6]. Для многих практических задач применения ВМГ важно уменьшить этот параметр, т. е. повысить мощность генератора. Время последнего удвоения тока генератора в значительной степени зависит от скорости изменения индуктивности генератора на последней стадии работы, причем чем больше скорость, тем меньше время последнего удвоения. Увеличение скорости изменения индуктивности достигается за счет схождения шин генератора к оси. Угол этого схождения γ (см. рис. 1) не должен превышать угла поворота пластины кассеты $\beta(t)$ для плоских генераторов или угла расширения трубы в случае спиральных генераторов, в противном случае будет наблюдаться сильная потеря магнитного потока. Поэтому для правильного выбора угла γ необходимо знать закон изменения угла β от времени. Здесь не учитывается противодействие магнитного поля, так как в генераторах энергии [3, 5] даже в конце их работы магнитное давление меньше газодинамического.

В настоящей работе экспериментально и расчетно изучался полет медных пластин и трубок, метаемых зарядом ВВ во взрывомагнитных генераторах энергии. Схема регистрации приведена на рис. 2. В центральном отверстии крышки взрывной камеры устанавливалась сменная вставка с цилиндрическим окном с дополнительной металлической защитой. Для увеличения точности измерений угла поворота пластин и труб в СФР был