

ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА ПО БОКОВОЙ РАЗГРУЗКЕ

Ю. Л. Алексеев

(Челябинск)

В настоящее время для измерения скорости звука в веществах, сжатых ударной волной, применяются методы боковой и догоняющей разгрузки [1]. В методе боковой разгрузки обычно с помощью высокоскоростного фоторегистратора определяют в исследуемых образцах размеры зоны боковой разгрузки и по этим размерам вычисляют скорость звука.

В предлагаемом способе измерения применен резисторный тип датчика, а в качестве регистратора взят осциллограф. Резкое изменение сопротивления датчика от взаимодействия с исследуемым образцом и высокая скорость развертки осциллографов выгодно отличают предлагаемый способ от фотохронографического.

Пусть ударному сжатию плоской волной подвергается цилиндрический образец ступенчатой формы (фиг. 1). После прохождения ударной волной угла O фронт ударной волны вблизи точки O начинает ослабляться боковой разгрузкой, что приводит к уменьшению скорости ударной волны на этом участке. Центральный же участок фронта, не охваченный разгрузкой, остается плоским. За время t от момента прохождения угла O волна со скоростью D уходит на расстояние Dt , а вещество с массовой скоростью u сносится вперед на расстояние ut . Самые ранние возмущения, возникшие в момент прохождения ударной волной угла O и распространяющиеся со скоростью звука c , в этот момент достигнут сферы радиуса ct , описанной из точки A .

Таким образом, ослабление ударной волны в момент t начинается в точке B .

Из рассмотрения треугольников OBF и ABF видно, что скорость звука связана со скоростями D , u и углом разгрузки α :

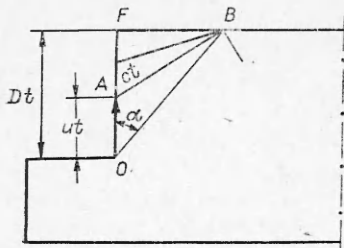
$$c = D \left[\operatorname{tg}^2 \alpha + \left(\frac{D-u}{D} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Положение точки B определялось по изменению сопротивления датчика, помещенного над поверхностью исследуемого образца, за счет перемыкания проводящей части датчика летящей поверхностью.

Датчик выполнялся либо в виде плоского пленочного сопротивления, либо из проволоки Х20Н80 $\varnothing 0.06$ мм. Схема постановки опытов приведена на фиг. 2, где 1 — экран, 2 — образец, 3 — внешний электрод, 4 — подложка, 5 — токопроводящая часть, 6 — внутренний электрод.

Пленочный датчик получали напылением на подложку из стекла сначала слоя хрома, затем коаксиально двух электродов из меди (фиг. 2, а). Сопротивление электродов было пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлением слоя хрома. В проволоочном (фиг. 2, б) датчике нихромовая проволока натягивалась между двумя коаксиально расположенными электродами из латуни и припаивалась к ним.

Расчет проводимости пленочного датчика взят по [2]. Проводимость перед опытом



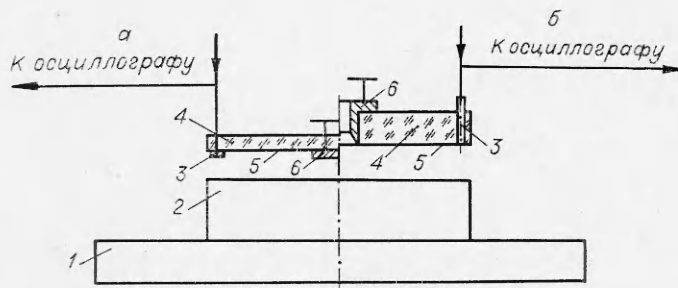
Фиг. 1

$$(1) \quad G_1 = \frac{I}{U_1} = \frac{2\pi\gamma}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

и в момент замыкания летящей поверхностью

$$(2) \quad G_2 = \frac{I}{U_2} = \frac{2\pi\gamma}{\ln \frac{r_2}{r_3}}$$

где I — постоянный по величине ток через датчик от импульсного источника, обычно применяемого при измерениях проводимости в ударной вол-



Ф и г. 2

не [3]; U_1 и U_2 — напряжения, измеряемые осциллографом перед подлетом и в момент подлета поверхности к датчику (фиг. 3, где показана осциллограмма, полученная в опыте при взрывном нагружении образца меди $\varnothing 50$ и толщиной 14 мм; синусоида с частотой 10 МГц); γ — удельная проводимость напыленного слоя; r_1 и r_2 — радиусы внутреннего и внешнего электродов; r_3 — радиус центрального участка, не подверженного действию боковой разгрузки.

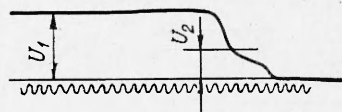
Из (1), (2) положение точки B : $\ln r_3 = \ln r_2 - \frac{U_2}{U_1} \ln \frac{r_2}{r_1}$. В измерениях с проволочным датчиком положение точки B определяется из прямо пропорциональной зависимости измеряемого напряжения от длины проволоки при том же источнике питания

$$r_3 = r_2 - (U_2/U_1)(r_2 - r_1).$$

Опыты проведены на зарядах $\varnothing 120$ из сплава ТГ50/50. Плоская ударная волна создавалась в экране из алюминия толщиной 10 мм торможением продуктов взрыва заряда ВВ длиной 220 мм.

Состояние в образцах меди, помещенных на экран, определено по методу отражения с использованием результатов работы [4]: $p = 368$ кбар, $D = 5,15$ км/с, $u = 0,80$ км/с, $\rho_0 = 8,93$ г/см³. Для лучшего наблюдения за движением поверхности использовался отлетающий индикатор. Он был выполнен из медной фольги толщиной 0,03 мм и притирался к поверхности образца на масле ВМ-4. Измерения проведены на осциллографе С1-24. В качестве источника питания использовался конденсатор емкостью 10 мкФ, который разряжался в цепь датчика с ограничительным сопротивлением $R = 400$ Ом. Начальное сопротивление датчиков в опыте составляло 10—12 Ом.

Исходные данные и результаты эксперимента помещены в таблице. Там же при-



Ф и г. 3

Толщина образца меди Ø50мм, мм	Измерен- ный радиус r , м	$\operatorname{tg} \alpha$	Скорость звука c , км/с	Средняя ско- рость звука, км/с	Скорость звука по [1], км/с
13,98	16,40	0,616	5,39	5,36+0,05	5,30
14,00	16,30	0,621	5,41		
13,97	16,37	0,618	5,40		
13,96	16,55	0,606	5,37		
13,95	16,73	0,593	5,32		
13,98	16,92	0,578	5,28		

веден результат из работы [1], который хорошо согласуется с нашим результатом.

Из приведенного примера видно, что предлагаемый метод успешно может быть применен в исследованиях свойств веществ при высоких давлениях. Применение предложенного метода создает возможность для определения углов разгрузки в волнах сложной формы и для установления профиля волны.

Поступила 1 III 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Бражник М. И., Владимиров Л. А., Сперанская М. П., Фунтиков А. И. Изэнтропическая сжимаемость алюминия, меди, свинца и железа при высоких давлениях.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 4.
2. Говорков В. А. Электрические и магнитные поля. М., Госэнергоиздат, 1960.
3. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ.— ЖЭТФ, 1959, т. 37, вып. 6.
4. Альтшулер Л. В., Кормер С. В., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Уравнения состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 3.

УДК 533.21

АСИМПТОТИКА ТЕЧЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ЦЕНТРА ПРИ СХЛОПЫВАНИИ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

Я. М. Каждан

(Москва)

1. В работах [1, 2] рассмотрена задача о схлопывании сферической полости и приведен предельный режим для течения газа вне полости в окрестности центра при стремлении радиуса полости $R \rightarrow 0^*$. Уравнение состояния газа в обычных обозначениях имеет вид

$$(1.1) \quad p = \rho_0 \frac{c_0^2}{\kappa} (\delta^\kappa S - 1),$$

где p — давление; ρ — плотность; $\delta = \rho/\rho_0$; c — скорость звука; S — энтропийная величина; индекс 0 соответствует невозмущенному состоянию. Течение до момента схлопывания в рассматриваемом приближении

* Все персональные ссылки, связанные с автомоделным решением соответствующей задачи, приведены в работе [1].