

РАСЧЕТ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ,  
РАСХОДЯЩЕЙСЯ ОТ ЛИНИИ ВЗРЫВА

Н. В. Баничук

(Москва)

Рассматривается задача о движении продуктов взрыва за расходящейся цилиндрически-симметрической детонационной волной, распространяющейся в пространстве, заполненном неподвижным взрывчатым веществом ( $u = 0$ ) с постоянной плотностью  $\rho_0 = \text{const}$  и  $p_0 = 0$ . При этом предполагается: 1) движение продуктов взрыва изэнтропическое, 2) детонационная волна соответствует точке Жуге адиабаты Гюгонио.

Рассматриваемая задача решалась аналогично решению задачи о распространении расходящейся сферически-симметрической детонационной волны, предложенному Я. Б. Зельдовичем [1].

Движение продуктов взрыва за фронтом детонационной волны описывается уравнениями газодинамики, уравнением состояния, граничными условиями. Будем рассматривать движение в плоскости, перпендикулярной оси симметрии. Введем в этой плоскости полярную систему координат  $r, \varphi$ , с полюсом в точке пересечения оси симметрии и данной плоскости.

Уравнение состояния  $p = Ar^\kappa$ , где  $A$  — произвольная постоянная,  $\kappa$  — показатель адиабаты,  $p$  — давление продуктов взрыва,  $\rho$  — плотность. Будем считать искомыми скорость звука  $c$  и компоненту скорости движения продуктов взрыва, направленную вдоль оси  $r$ . Обозначим ее  $u$ .

Зная  $c$ , можно определить  $p$  и  $\rho$  по формулам

$$\rho = \left(\frac{c^2}{A\kappa}\right)^{1/(\kappa-1)}, \quad p = A \left(\frac{c^2}{A\kappa}\right)^{\kappa/(\kappa-1)}$$

Возникшее течение ограничено с одной стороны свободной поверхностью ( $p = 0$ ) с другой стороны — фронтом детонационной волны. Значения функций на фронте должны удовлетворять условиям

$$\rho_1 D = \rho_2 (D - u_2), \quad \rho_1 D^2 = \rho_2 (D - u_2)^2 + p_2, \quad D = u_2 + c \quad (1)$$

где  $D$  — скорость распространения детонационной волны. Индекс 1 — значения функций перед волной, индекс 2 — значения функций за волной.

Движение продуктов взрыва автомодельно. Поэтому все газодинамические величины суть функции переменной  $\zeta = r/t$ . После перехода в уравнениях газодинамики к переменной  $\zeta$  получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\left[ \frac{(\zeta - u)^2}{c^2} - 1 \right] \frac{du}{d\zeta} = \frac{u}{\zeta}, \quad (\zeta - u) \frac{du}{d\zeta} = \frac{2c}{\kappa - 1} \frac{dc}{d\zeta} \quad (2)$$

Из граничных условий (1) для значений искоемых функций на фронте детонационной волны имеем

$$\zeta = D = (1 + \kappa) R, \quad u = R, \quad c = \kappa R \quad (3)$$

где

$$R = [A\kappa^{-\kappa} ((1 + \kappa) \rho_1)^{\kappa-1}]^{1/2}$$

Заменой переменных

$$u = Ru^*, \quad \zeta = R\zeta^*, \quad c = Rc^* \quad (4)$$

граничные условия (3) можно привести к виду

$$u^* = 1, \quad \zeta^* = \kappa + 1, \quad c^* = \kappa \quad (5)$$

Система (2) инвариантна относительно замены переменных (4).

Таким образом задача свелась к интегрированию системы (2) с граничными условиями (5).

Как и в случае распространения сферически симметрической детонационной волны, исследование системы (2) показывает, что движение продуктов взрыва происходит в области  $c_0^* \leq \zeta^* < \kappa + 1$ , где  $c_0^*$  есть значение функции  $c^*$  при  $u^* = 0$ .

В окрестности точки ( $\zeta^* = c_0^*$ ,  $c^* = c_0^*$ ,  $u^* = 0$ ) решение имеет вид

$$\zeta^* = c_0^* + (\kappa + 1)u^* + A_1(u^*)^2, \quad c^* = c_0^* + \frac{1}{2}(\kappa - 1)u^* \quad (6)$$

Здесь  $A_1$  — произвольная постоянная.

Из формул (6) видно, что задней границей области движения будет поверхность слабого разрыва. На ней терпит разрыв  $du^*/d\zeta^*$ . Скорость распространения этой границы равняется скорости звука. Передней границей области движения будет поверхность фронта детонационной волны. В окрестности этой поверхности решение имеет вид

$$\zeta^* = (\kappa + 1) - \frac{1}{2}\kappa^{-1}(\kappa + 1)^2(u^* - 1)^2, \quad c^* = \kappa + \frac{1}{2}(\kappa - 1)(u^* - 1)$$

Система (2), (5), была решена на ЭВМ для показателей адиабаты  $\kappa = 1.666\dots, 2, 2.5, 3$ .

В заключение автор благодарит Я. М. Каждана за руководство и С. К. Годунова за внимание к работе.

Поступила 28 V 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. З е л ь д о в и ч Я. Б. О распределении давления и скорости в продуктах детонационного взрыва, в частности, при сферическом распространении детонационной волны. ЖЭТФ, 1942, т. 12, № 9.

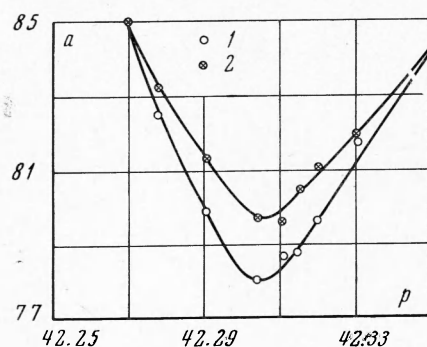
### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ДИСПЕРСИИ ЗВУКА ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

С. Г. Комаров, Е. П. Шелудяков

(Новосибирск)

На наличие дисперсии звука вблизи критической точки указано в работе [1], однако экспериментально эта дисперсия до сих пор не была обнаружена. С целью ее обнаружения были проведены измерения скорости звука в окрестности критической точки фреона-12 на ультразвуковом интерферометре [2], который был несколько реконструирован. Исследуемый фреон-12 был подвергнут анализу на масс-спектрометре с целью определения примесей других фреонов, неконденсирующихся газов и влаги. В пределах чувствительности масс-спектрометра указанных примесей не обнаружено.

Возможность измерения скорости звука на разных частотах обеспечивалась расположением трех излучателей на столике, приводимом в движение одним микрометрическим винтом. Давление измерялось высокочувствительным мембранным датчиком



(чувствительность датчика 1 мм вод. ст. при атмосферном давлении в десятки атмосфер), температура — образцовым десятичным платиновым термометром сопротивления. Температура в термостате поддерживалась с точностью 0.01 °С. Измерения проводились по изотермам на трех частотах: 150.00 кгц, 978.50 кгц и 2.096 мгц. Погрешность в определении скорости звука не превышала 0.5%. Следует, однако, отметить, что поглощение в районе минимума скорости звука на изотермах на частоте 2.096 мгц было настолько сильным, что практически не представлялось возможным производить обработку реакций интерферометра. В связи с этим приводятся данные только на частотах 150.00 кгц и 978.50 кгц.

Как уже отмечалось ранее [2], вблизи критической точки наблюдается пересечение температурных зависимостей скорости звука в жидкой и паровой фазах по линии насыщения. Это сильно усложняет картину распространения звука в докритической области. В связи с этим ограничили изучением только сверхкритической области. Измерения проводились на изотермах: 112.27, 112.31, 112.47 и 112.66° С (критическая температура фреона-12 по данным [3] — 112.04° С). Наибольшая дисперсия (2.1%) обнаружена на изотерме 112.27° С, наиболее близкой к критической в районе минимума.