

ВТОРОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ТЕОРИИ КОРОТКИХ ВОЛН

В рамках теории коротких волн получено асимптотическое решение для избыточного давления на фронте одномерных ударных волн во втором приближении, которое, за исключением случая плоской симметрии, не сводится к добавлению членов, пропорциональных квадрату соответствующего аргумента, к решению в первом приближении. Сравнение вычислений по полученному решению с результатами численных расчетов для плоской волны треугольного профиля показывает, что второе приближение при расчете избыточного давления на фронте ударной волны позволяет значительно расширить диапазон применимости теории коротких волн. В то же время, при вычислении длительности фазы сжатия в волне более высокую точность обеспечивает решение в первом приближении.

Теория коротких волн (ТКВ), созданная трудами советских ученых (см., например, работы [1–3]), описывает распространение слабых одномерных ударных волн (УВ) на большом удалении от места их возникновения при условии, что длина волны мала по сравнению с радиусом кривизны ее фронта. Использование ТКВ для решения задачи о прохождении плоской УВ через слой горячего воздуха [4] показывает, что диапазон ее применимости достаточно ограничен и при избыточном давлении на фронте волны $\Delta p_2 > 0,1p_1$ ошибки вычислений начинают заметно возрастать (здесь и далее индексы 1 и 2 относятся к параметрам соответственно перед и за фронтом УВ). Основные положения ТКВ сводятся к следующему [5].

Движение среды рассматривается (рис. 1) в области

$$r_0 < r < r_2(t), \quad t > 0,$$

где r_0 — некоторое начальное значение координаты фронта УВ; $r_2(t)$ — текущее значение.

Если волна является короткой (ее длина λ много меньше r_0), в области течения за фронтом можно воспользоваться решением Римана для простой волны:

$$du = \sqrt{-\frac{dp}{d\rho^{-1}}} = d\rho \frac{c}{\rho} = \frac{dp}{\rho c}; \quad (1)$$

здесь u — массовая скорость, p — давление, ρ — плотность, c — скорость звука.

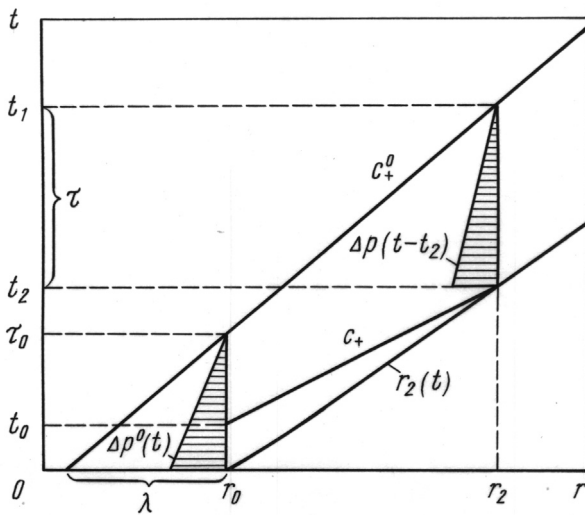


Рис. 1. Область течения в ТКВ

Условие (1) позволяет в конечном виде проинтегрировать соотношение вдоль положительной C_+ -характеристики и получить выражение

$$\rho u r^{\frac{\nu}{2}} = \alpha, \quad (2)$$

где $\nu = 0, 1, 2$ — параметр симметрии соответственно для плоского, цилиндрического и сферического случаев; величина α , определяемая по параметру УВ $(\rho u)_0$ в начальном сечении $r = r_0$, остается постоянной вдоль любой C_+ -характеристики (см. рис. 1) вплоть до момента пересечения ее с фронтом УВ.

Интегрирование уравнения C_+ -характеристики от начального сечения r_0 в некоторый момент времени t_0 до точки (r_2, t_2) пересечения с траекторией фронта (см. рис. 1) и последующее дифференцирование по α приводит к следующему соотношению, связывающему величину α с координатой фронта УВ:

$$\left(\frac{1}{D} - \frac{1}{u+c} \right) \frac{dr_2}{d\alpha} = t'_0(\alpha) + \int_{r_0}^{r_2} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{1}{u+c} \right) dr, \quad (3)$$

где D — скорость распространения фронта УВ, $t'_0(\alpha)$ — производная функции по ее аргументу.

Для интегрирования уравнения (3) используется линейный член разложения функций в ряд Тейлора по параметру (ρu) :

$$\frac{1}{D} - \frac{1}{u+c} \approx m(\rho u), \quad \frac{1}{u+c} \approx \frac{1}{c_1} - 2m(\rho u), \quad (4)$$

где

$$m = \frac{k+1}{4} \frac{1}{\rho_1 c_1^2} = \frac{k+1}{4k} \frac{1}{p_1},$$

k — показатель адиабаты газа.

Подстановка равенств (4) в уравнение (3) с учетом выражения (2) после введения обозначения

$$J_1 = \int_{r_0}^{r_2} r^{-\frac{\nu}{2}} dr = \begin{cases} r_2 - r_0 & \text{при } \nu = 0, \\ 2(\sqrt{r_2} - \sqrt{r_0}) & \text{при } \nu = 1, \\ \ln\left(\frac{r_2}{r_0}\right) & \text{при } \nu = 2 \end{cases} \quad (5)$$

приводит к уравнению

$$m \frac{d}{d\alpha} (\alpha^2 J_1) = \alpha t'_0(\alpha),$$

после интегрирования которого получим соотношение

$$m \alpha^2 J_1 = \int_{\alpha_0}^{\alpha} \alpha t'_0(\alpha) d\alpha = \int_0^{t_0} \alpha dt = r_0^{\frac{\nu}{2}} \int_0^{t_0} (\rho u)_0 dt = r_0^{\frac{\nu}{2}} Q, \quad (6)$$

где $Q = \int_0^{t_0} (\rho u)_0 dt$ — расход газа через единицу поверхности $r = r_0$ за время t_0 , являющийся ограниченной величиной.

С учетом выражения (2) из соотношения (6) для фронта УВ получим

$$(\rho u)_2 = \sqrt{\frac{Q}{mr_0}} \left[\left(\frac{r_0}{r_2} \right)^{\nu} \frac{r_0^{1-\frac{\nu}{2}}}{J_1} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

В случае слабой УВ имеем

$$\Delta p_2 = \rho_1 u_2 D \approx (\rho u)_2 c_1, \quad (7)$$

откуда для избыточного давления на фронте УВ получим

$$\frac{\Delta p_2}{p_1} = \frac{c_1}{p_1} \sqrt{\frac{Q}{mr_0}} \left[\left(\frac{r_0}{r_2} \right)^{\nu} \frac{r_0^{1-\frac{\nu}{2}}}{J_1} \right]^{\frac{1}{2}},$$

или, с учетом формулы (5),

$$\frac{\Delta p_2}{p_1} = \begin{cases} K_1 (\bar{r}_2 - 1)^{-\frac{1}{2}} & \text{при } \nu = 0, \\ K_1 (2\bar{r}_2 (\sqrt{\bar{r}_2} - 1))^{-\frac{1}{2}} & \text{при } \nu = 1, \\ K_1 (\bar{r}_2^2 \ln \bar{r}_2)^{-\frac{1}{2}} & \text{при } \nu = 2, \end{cases} \quad (8)$$

где

$$K_1 = \frac{c_1}{p_1} \sqrt{\frac{Q}{mr_0}}, \quad \bar{r}_2 = \frac{r_2}{r_0}.$$

Строго говоря, затухание интенсивности слабых УВ зависит от их профиля в начальном сечении r_0 (Q является функцией t_0), однако для коротких волн величина Q быстро достигает своей предельной величины, и при $r_2 \gg r_0$ асимптотические зависимости для избыточного давления на фронте принимают вид [5]

$$\frac{\Delta p_2}{p_1} = \begin{cases} K_1 \frac{1}{\sqrt{\bar{r}_2}} & \text{при } \nu = 0, \\ K_1 \frac{1}{\sqrt{2\bar{r}_2^{\frac{3}{2}}}} & \text{при } \nu = 1, \\ K_1 \frac{1}{\bar{r}_2 \sqrt{\ln \bar{r}_2}} & \text{при } \nu = 2. \end{cases} \quad (9)$$

Анализ допущений (1), (4) и (7), принятых в ТКВ, показывает, что наибольшая погрешность в окончательные результаты вносится при линейном разложении функций по формулам (4). На рис. 2 в безразмерных координатах представлены зависимости функций $c_1/D - c_1/(u+c)$ и $c_1/(u+c)$ от параметра $(\rho u)/(\rho_1 c_1)$ для газа с показателем адиабаты $k = 1,4$ (для воздуха), построенные с использованием соотношений динамической совместности на фронте УВ, а также их линейные разложения по формулам (4). Видно, что при $(\rho u)/(\rho_1 c_1) > 0,1$ (при

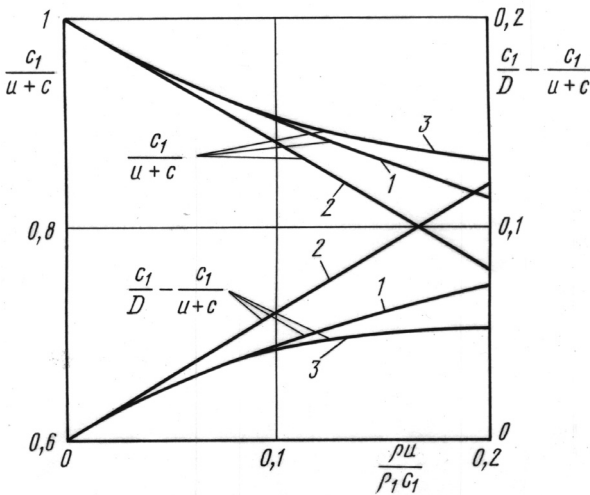


Рис. 2. Представление функций в ТКВ:

1 — точное значение; 2 — первое приближение (разложения по формулам (4)); 3 — второе приближение (разложения по формулам (10) с использованием выражения (13))

$\Delta p_2/p_1 > 0,12$) линейные разложения по формулам (4) начинают приводить к все более возрастающим ошибкам.

Для решения уравнения (3) вместо линейного разложения функций по формулам (4) воспользуемся вторым приближением

$$\frac{1}{u+c} \approx \frac{1}{c_1} - 2m(\rho u) + A(\rho u)^2, \quad \frac{1}{D} - \frac{1}{u+c} \approx m(\rho u) - B(\rho u)^2, \quad (10)$$

где

$$A = \frac{(k+1)(k+3)}{4\rho_1^2 c_1^3}, \quad B = \frac{(k+1)(7k+15)}{32\rho_1^2 c_1^3}.$$

Подставив соотношения (10) в уравнение (3), получим уравнение

$$(m(\rho u) - B(\rho u)^2) \frac{dr_2}{d\alpha} = t'_0(\alpha) + \int_{r_0}^{r_2} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{1}{c_1} - 2m(\rho u) + A(\rho u)^2 \right) dr,$$

которое, с учетом выражения (2), принимает вид

$$(m\alpha r^{-\frac{\nu}{2}} - B\alpha^2 r^{-\nu}) \frac{dr_2}{d\alpha} = t'_0(\alpha) - 2m \int_{r_0}^{r_2} r^{-\frac{\nu}{2}} dr + 2A\alpha \int_{r_0}^{r_2} r^{-\nu} dr.$$

Вводя обозначение

$$J_2 = \int_{r_0}^{r_2} r^{-\nu} dr = \begin{cases} r_2 - r_0 & \text{при } \nu = 0, \\ \ln\left(\frac{r_2}{r_0}\right) & \text{при } \nu = 1, \\ \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_2} & \text{при } \nu = 2 \end{cases} \quad (11)$$

и учитывая, что

$$\frac{dJ_1}{d\alpha} = r^{-\frac{\nu}{2}} \frac{dr_2}{d\alpha}, \quad \frac{dJ_2}{d\alpha} = r^{-\nu} \frac{dr_2}{d\alpha},$$

последнее уравнение после умножения на α приведем к виду

$$m \left(\alpha^2 \frac{dJ_1}{d\alpha} + 2\alpha J_1 \right) - B \left(\alpha^3 \frac{dJ_2}{d\alpha} + 2\frac{A}{B} \alpha^2 J_2 \right) = \alpha t'_0(\alpha). \quad (12)$$

Согласно соотношению (10), выражение $2A/B = 16(k+3)/(7k+15)$ равно 2,84 при $k = 1,4$ и 2,87 при $k = 1,2$, т.е. слабо зависит от показателя адиабаты газа и лишь на несколько процентов отличается от значения 3. Поэтому примем с указанной погрешностью

$$B = \frac{2A}{3} = \frac{(k+1)(k+3)}{6\rho_1^2 c_1^3}. \quad (13)$$

Тогда уравнение (12) представим в виде

$$\frac{d}{d\alpha}(m\alpha^2 J_1 - B\alpha^3 J_2) = \alpha t'_0(\alpha) \quad (14)$$

и после его интегрирования получим соотношение

$$m\alpha^2 J_1 \left(1 - \frac{B}{m}\alpha \frac{J_2}{J_1}\right) = r_0^{\frac{\nu}{2}} Q, \quad (15)$$

где, как и ранее, $Q = \int_0^{t_0} (\rho u)_0 dt$.

Из рис. 2 видно, что при $(\rho u)/(\rho_1 c_1) < 0,2$ (при $\Delta p_2 < 0,25 p_1$) второе приближение обеспечивает меньшую погрешность при вычислении значений самих функций.

Из сравнения выражений (6) и (15) следует, что при использовании второго приближения в решении (6) появляется множитель, отличный от единицы. Поэтому, рассматривая второе приближение как уточнение первого, соотношение (15) представим в виде

$$\alpha = \left(1 - \frac{B}{m}\alpha \frac{J_2}{J_1}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{r_0^{\frac{\nu}{2}} Q}{m J_1}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \left(1 + \frac{B}{2m} \frac{J_2}{J_1} \alpha\right) \left(\frac{r_0^{\frac{\nu}{2}} Q}{m J_1}\right)^{\frac{1}{2}},$$

откуда получим

$$\alpha = \left[1 - \frac{B}{2m} \left(\frac{r_0^{\frac{\nu}{2}} Q}{m J_1}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{J_2}{J_1}\right]^{-1} \left(\frac{r_0^{\frac{\nu}{2}} Q}{m J_1}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (16)$$

Второй член в квадратных скобках в формуле (16) равен нулю в первом приближении ТКВ (6), поэтому, считая этот член малым, окончательно получим

$$\alpha = \left(\frac{r_0^{\frac{\nu}{2}} Q}{m J_1}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{B}{2m} \left(\frac{r_0^{\frac{\nu}{2}} Q}{m J_1}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{J_2}{J_1}\right),$$

и для избыточного давления на фронте УВ с учетом выражения (2) и приближения (7) в безразмерных величинах имеем

$$\frac{\Delta p_2}{p_1} = \frac{c_1}{p_1} \sqrt{\frac{Q}{m r_0}} \left(\frac{r_0}{r_2}\right)^{\frac{\nu}{2}} \left(\frac{r_0^{1-\frac{\nu}{2}}}{J_1}\right)^{\frac{1}{2}} \times \left(1 + \frac{B}{2m} \sqrt{\frac{Q}{m r_0}} \left(\frac{r_0^{\frac{\nu}{2}} J_2}{J_1}\right) \left(\frac{r_0^{1-\frac{\nu}{2}}}{J_1}\right)^{\frac{1}{2}}\right). \quad (17)$$

Введя обозначение

$$K_2 = \frac{B}{2m} \sqrt{\frac{Q}{mr_0}} = \frac{B}{2m} \frac{p_1}{c_1} K_1$$

с учетом равенств (5) и (11), формулы (17) для различных видов симметрии представим в виде

$$\frac{\Delta p_2}{p_1} = \begin{cases} K_1(\bar{r}_2 - 1)^{-\frac{1}{2}}(1 + K_2(\bar{r}_2 - 1)^{-\frac{1}{2}}) & \text{при } \nu = 0, \\ K_1(2\bar{r}_2(\sqrt{\bar{r}_2} - 1))^{-\frac{1}{2}}(1 + K_2(2(\sqrt{\bar{r}_2} - 1))^{-\frac{3}{2}} \ln \bar{r}_2) & \text{при } \nu = 1, \\ K_1(\bar{r}_2^2 \ln \bar{r}_2)^{-\frac{1}{2}}(1 + K_2(1 - \bar{r}_2^{-1})(\ln \bar{r}_2)^{-\frac{3}{2}}) & \text{при } \nu = 2. \end{cases} \quad (18)$$

Подбирая значения констант K_1 , K_2 , r_0 , зависимости (18) можно использовать для аппроксимации экспериментальных данных в более широком диапазоне изменения Δp_2 , чем при использовании формул первого приближения ТКВ (8).

При $r_2 \gg r_0$ асимптотические зависимости для избыточного давления на фронте при использовании второго приближения ТКВ принимают вид

$$\frac{\Delta p_2}{p_1} = \begin{cases} K_1 \frac{1}{\sqrt{\bar{r}_2}} \left(1 + \frac{K_2}{\sqrt{\bar{r}_2}} \right) & \text{при } \nu = 0, \\ K_1 \frac{1}{\sqrt{2\bar{r}_2^{\frac{3}{4}}}} \left(1 + \frac{K_2}{\sqrt{8}} \frac{\ln \bar{r}_2}{\bar{r}_2^{\frac{3}{4}}} \right) & \text{при } \nu = 1, \\ K_1 \frac{1}{\bar{r}_2 \sqrt{\ln \bar{r}_2}} \left(1 + \frac{K_2}{(\ln \bar{r}_2)^{\frac{3}{2}}} \right) & \text{при } \nu = 2. \end{cases} \quad (19)$$

Сравнив формулы (8), (9) и (18), (19), отметим, что полученные зависимости во втором приближении ТКВ для избыточного давления на фронте УВ, за исключением случая плоской симметрии, не являются следствием добавления к первому приближению членов, пропорциональных квадрату соответствующего аргумента.

Для сравнительной оценки точности первого и второго приближений ТКВ рассмотрим плоскую УВ треугольного профиля, задаваемую в начальном сечении $x = 0$ эпюрой избыточного давления

$$\Delta p^0 = \begin{cases} \Delta p_2^0 \left(1 - \frac{t_0}{\tau_0} \right) & \text{при } t_0 \leq \tau_0, \\ 0 & \text{при } t_0 > \tau_0, \end{cases} \quad (20)$$

где τ_0 — длительность фазы сжатия УВ; верхним индексом 0 отмечены величины, относящиеся к начальному сечению.

В случае плоской симметрии ($\nu = 0$) из выражения (2) следует $\alpha = (\rho u)$, поэтому с учетом приближения (7) для фазы сжатия в начальном сечении выражение (20) можно представить в виде

$$\alpha = \frac{\Delta p^0}{c_1} = \frac{\Delta p_2^0}{c_1} \left(1 - \frac{t_0}{\tau_0} \right),$$

откуда

$$t_0 = \tau_0 \left(1 - \frac{c_1}{\Delta p_2^0} \alpha \right), \quad t'_0 = -\frac{c_1 \tau_0}{\Delta p_2^0}. \quad (21)$$

Поскольку при $\nu = 0$ имеем $J_1 = J_2 = r_2 - r_0 = x$ (см. формулы (5), (11)), уравнение (14) принимает вид

$$\frac{d}{d\alpha} (m x \alpha^2 - B x \alpha^3) = -\frac{c_1 \tau_0}{\Delta p_2^0} \alpha. \quad (22)$$

Интегрируя уравнение (22) от начальных значений $x = 0$, $\alpha_0 = \Delta p_2^0 / c_1$ до текущих x , α , получим

$$m x \alpha^2 - B x \alpha^3 = -\frac{c_1 \tau_0}{2 \Delta p_2^0} (\alpha^2 - \alpha_0^2),$$

откуда следует

$$\alpha = \alpha_0 \frac{1}{\sqrt{1 + 2m \frac{\Delta p_2^0 x}{c_1 \tau_0} \left(1 - \frac{B}{m} \alpha \right)}},$$

и для избыточного давления на фронте УВ с учетом формулы (7) имеем

$$\Delta p_2 = \Delta p_2^0 \frac{1}{\sqrt{1 + 2m \frac{\Delta p_2^0 x}{c_1 \tau_0} \left(1 - \frac{B}{m} \frac{\Delta p_2}{c_1} \right)}}. \quad (23)$$

Итерационное соотношение (23) быстро сходится и позволяет рассчитывать величину Δp_2 с высокой точностью за несколько итераций при использовании первого приближения ($B = 0$) в качестве начального значения избыточного давления.

Время t_2 пересечения C_+ -характеристики с фронтом УВ в точке $x = r_2 - r_0$ (см. рис. 1) определяется уравнением

$$t_2 = t_0 + \int_0^x (u + c)^{-1} dx.$$

Используя соотношение (21) для t_0 и разложение (10) для функции $1/(u+c)$, получим

$$t_2 = \tau_0 \left(1 - \frac{c_1 \alpha}{\Delta p_2^0} \right) + \frac{x}{c_1} - 2m\alpha x + A\alpha^2 x.$$

Время t_1 прохождения последней C_+^0 -характеристики фазы сжатия через сечение $x = r_2 - r_0$ (см. рис. 1) определяется выражением

$$t_1 = \tau_0 + \frac{x}{c_1}.$$

Таким образом, для длительности фазы сжатия УВ в произвольном сечении x получим

$$\tau = t_1 - t_2 = \alpha \frac{c_1 \tau_0}{\Delta p_2^0} \left(1 + 2m \frac{\Delta p_2^0 x}{c_1 \tau_0} \left(1 - \frac{A}{2m} \alpha \right) \right),$$

или, учитывая приближение (7) и полученное решение (23),

$$\tau = \tau_0 \frac{1 + 2m \frac{\Delta p_2^0 x}{c_1 \tau_0} \left(1 - \frac{A}{2m} \frac{\Delta p_2}{c_1} \right)}{\sqrt{1 + 2m \frac{\Delta p_2^0 x}{c_1 \tau_0} \left(1 - \frac{B}{m} \frac{\Delta p_2}{c_1} \right)}}. \quad (24)$$

Вводя безразмерные параметры $\Delta \bar{p} = \Delta p/p_1$, $\bar{x} = x/(c_1 \tau_0)$ аналогично тому, как это сделано в работе [4], окончательно формулы (23) и (24) приведем к виду

$$\frac{\Delta p_2}{\Delta p_2^0} = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\bar{m} \Delta \bar{p}_2^0 \bar{x} \left(1 - \frac{\bar{B}}{\bar{m}} \Delta \bar{p}_2 \right)}}, \quad (25)$$

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{1 + 2\bar{m} \Delta \bar{p}_2^0 \bar{x} \left(1 - \frac{\bar{A}}{2\bar{m}} \Delta \bar{p}_2 \right)}{\sqrt{1 + 2\bar{m} \Delta \bar{p}_2^0 \bar{x} \left(1 - \frac{\bar{B}}{\bar{m}} \Delta \bar{p}_2 \right)}}, \quad (26)$$

где

$$\bar{m} = \frac{k+1}{4k}, \quad \bar{B} = \frac{(k+1)(k+3)}{6k^2}, \quad \bar{A} = \frac{(k+1)(k+3)}{4k^2}.$$

При $\bar{A} = \bar{B} = 0$ из соотношений (25), (26) следуют формулы первого приближения ТКВ для Δp_2 и τ [4]. Из соотношений (25), (26) также видно, что на большом удалении от начального сечения ($\Delta \bar{p}_2 \rightarrow 0$) при использовании первого и второго приближений ТКВ можно получить одинаковые результаты.

Вычисления по формулам (25), (26) для первого и второго приближений ТКВ сравнивались с результатами численного решения задачи о распространении плоской УВ, заданной в начальном сечении треугольной эпюрой избыточного давления (20), в совершенном газе с показателем адиабаты $k = 1,4$ (для воздуха) при различных значениях $\Delta \bar{p}_2^0$ (аналогично работе [4]).

На рис. 3 представлены результаты такого сравнения для $\Delta \bar{p}_2^0 = 0,2$. С использованием первого приближения получены заниженные значения Δp_2 при любых расстояниях. Максимальная относительная погрешность наблюдается при $\bar{x} \approx 20$ и достигает 8,5 %, а при $\bar{x} = 130$ она снижается до 6,7 %. С использованием второго приближения получены незначительно завышенные значения избыточного давления на фронте при малом удалении от начального сечения (в пределах 1 % при $\bar{x} < 20$) и несколько заниженные значения Δp_2 на большом удалении (занижение достигает 2 % при $\bar{x} = 130$). При увеличении избыточного давления на фронте УВ в начальном сечении до значения $\Delta \bar{p}_2^0 = 0,25$ ошибки вычислений Δp_2 с использованием первого приближения возрастают в ближней области до 10 %, а при $\bar{x} = 130$ становятся больше 7 %. С использованием второго приближения получены завышенные значения Δp_2 в ближней зоне в пределах 3 %, а при $x = 130$ — заниженные менее чем на 2 %.

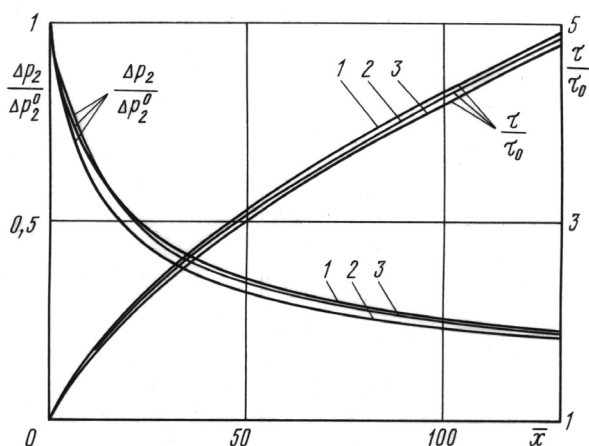


Рис. 3. Сравнение результатов, полученных с использованием первого и второго приближений:

1 — точное значение; 2 — первое приближение; 3 — второе приближение

Вычисление длительности фазы сжатия УВ по формуле (26) с использованием второго приближения приводит к занижению значения τ (см. рис. 3), которое на большом удалении ($\bar{x} = 130$) достигает 3 % при $\Delta\bar{p}_2^0 = 0,2$ и возрастает до 4 % при $\Delta\bar{p}_2^0 = 0,25$. Несколько неожиданно первое приближение при вычислении τ дает меньшие ошибки. В ближней области оно приводит к завышению, а на большом удалении — к занижению значения τ в пределах $\pm 1,5\%$ при $\Delta\bar{p}_2^0 = 0,2$ и в пределах $\pm 2\%$ при $\Delta\bar{p}_2^0 = 0,25$. Возможно, это связано с тем, что погрешности вычисления функций с использованием линейного разложения по формулам (4) при получении зависимости для τ компенсируют друг друга.

Таким образом, полученное второе приближение позволяет расширить диапазон применимости ТКВ при расчете избыточного давления на фронте УВ с погрешностью, не превышающей несколько процентов, до значений $\Delta p_2^0 = (0,2 \dots 0,25)p_1$. При вычислении длительности фазы сжатия в волне более высокую точность в указанном диапазоне избыточного давления обеспечивает первое приближение ТКВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л а н д а у Л. Д. Об ударных волнах на далеких расстояниях от места их возникновения // Прикладная математика и механика. – 1945. – Т. 9. – № 4. – С. 286–292.
2. Х р и с т и а н о в и ч С. А. Ударная волна на значительном расстоянии от места взрыва // Прикладная математика и механика. – 1956. – Т. 20. – № 5. – С. 599–605.
3. К о р о т к о в П. Ф. Об ударных волнах на значительном расстоянии от места взрыва // Изв. АН СССР. Отд. техн. наук. – 1958. – № 3. – С. 165–168.
4. О х и т и н В. Н., М е н ь ш а к о в С. С. О защитных свойствах слоя горячего воздуха // Журнал прикладной механики и технической физики. – 2002. – Т. 43. – № 4. – С. 87–97.
5. О в с я н н и к о в Л. В. Лекции по основам газовой динамики. – М.: Наука, 1987.

Статья поступила в редакцию 29.06.2004



Владимир Николаевич Охитин родился в 1943 г., окончил в 1966 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Д-р техн. наук, профессор кафедры “Высокоточные летательные аппараты” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 250 научных работ и 12 монографий в области газодинамики и физики горения и взрыва.

V.N. Okhitin (b. 1943) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1966. D.Sc. (Eng.), professor of “High Precision Aircrafts” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 250 publications and 12 monographs, in the field of gas-dynamics and physics of combustion and explosion.