

Лекция XVIII

Теоретично изучаване на движението на ударните вълни при взрив във вода

Както вече бе отбелязано, решението за несвиваемата течност не може да опише разпространението на ударната вълна във водата. За това е необходимо да се въведе модел на средата, който притежава свиваемост. Освен това то добре описва пулсацията на мехура само в съответния диапазон ($r_n > 0,4 r_{max}$). Това е свързано с факта, че несвиваемата течност не дава възможност да се отчете енергията, която се излъчва в ударната вълна и последващите вълни на свиване.

За получаване на по-пълни и точни сведения за движението на газовия мехур можем да използваме теорията, която е била развита от Гьоринг. За диапазона на налягането, който не надвишава 1000 kg/cm^2 , е било получено следното уравнение за движението на повърхността на газовата сфера:

$$\frac{du_n}{dt} = \frac{p_n - p_0}{\rho_0 r_n} - \frac{3}{2} \frac{1}{r_n} u_n^2 + \frac{1}{\rho_0 c_0} \left. \frac{dp}{dt} \right|_{r=r_n} \left(1 - \frac{1}{c_0} u_n \right), \quad (18.1)$$

където c_0 е скоростта на звука във вода.

Уравнение (18.1) се различава от (16.42) единствено по последния член от дясната част, който отчита свиваемостта на водата. За несвиваемата течност при $c_0 \rightarrow \infty$ този член отпада. Като умножим и двете части на (18.1) по $2\pi\rho_0$ и интегрираме от даден начален радиус r_1 до настоящия радиус r_n ще получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (4\pi\rho_0 r_n^3) u_n^2 - \frac{1}{2} (4\pi\rho_0 r_1^3) u_1^2 &= \int_{r_1}^{r_n} p_n (4\pi r_n^2) dr_n - \frac{4}{2} \pi (r_n^3 - r_1^3) p_0 - \\ &- \frac{4\pi}{c_0} \int_{r_1}^{r_n} \left(- \frac{dp}{dt} \right) \Big|_{r=r_n} \left(1 - \frac{1}{c_0} u_n \right) r_n^3 dr_n. \end{aligned} \quad (18.2)$$

Ще дадем физична трактовка на полученото съотношение. Лявата част на (18.2) се характеризира с нарастване на кинетичната енергия на радиалния поток на течността. Първият член на дясната част определя работата, която се извършва от продуктите на детонацията при разширяване от r_1 до r_n . Вторият член на дясната част е равен на работата на силите на хидростатичното налягане при разширяване на газовия мехур, а третият определя енергията, която се изразходва при излъчване на налягането (ударната вълна) при разширяване на мехура от r_1 до r_n .

Благодарение на голямата динамична твърдост на водата процесите на подводния взрив бързо клонят към акустичен стадий. Както вече бе показано, при наляганя от $p < 1000 \text{ kg/cm}^2$ скоростта на звука практически не зависи от стойността на смущението. Поради това за описанието на полето на подводния взрив често се използва акустичното приближение.

Ако налягането и плътността във вълната представим във вида:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \rho'; \\ p &= p_0 + p', \end{aligned} \quad (18.3)$$

където $\rho' \ll \rho_0$, то като пренебрегнем реда на малките стойности и като вземем предвид, че:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (18.4)$$

от (16.1) и (16.2) ще получим:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial r} = 0; \quad (18.5)$$

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p'}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{N\rho_0 u}{r} = 0. \quad (18.6)$$

Като изключим от (18.5) и (18.6) променливата u за свръх налягането p' ще получим вълновото уравнение:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial r^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + \frac{N}{r} \frac{\partial p'}{\partial r} = 0. \quad (18.7)$$

Уравненията от този тип ще удовлетворяват функциите p' и u . При движението от сферична симетрия ($N = 2$) решение на (18.7) е:

$$p' = \frac{1}{r} \left(f_1 \left(t - \frac{r}{c_0} \right) + f_2 \left(t + \frac{r}{c_0} \right) \right). \quad (18.8)$$

От структурата на (18.8) следва, че решението представлява само по себе си сума на две бягащи в различни страни със скоростта на звука вълни, които са непроменливи по своята форма, но с променяща се обратнопропорционално на радиуса амплитуда.

Не е трудно да приложим даденото решение спрямо анализа на подводния взрив. Нека на сферична повърхност е зададено изменението на налягането във времевата функция. Тогава за вълната, която се разпространява от центъра, ще получим:

$$p' = p_{\Pi}^* \frac{r_{\Pi}^*}{r} f \left(1 - \frac{r - r_{\Pi}^*}{c_0} \right), \quad (18.9)$$

където r_{Π}^* и p_{Π}^* са радиусът и налягането върху сферата в момента на излизане на смущението.

За скоростта на течността зад фронта от (18.5) при условие (18.8) е лесно да получим:

$$u = \frac{1}{\rho_0 c_0} (p - p_0) + \frac{1}{\rho_0 r} \int_0^{t_1} (p - p_0) dt, \quad (18.10)$$

където времето t_1 се измерва от пристигане в точката на първото смущение.

От (18.10) се вижда, че скоростта на течността е функция не само на налягането в разглеждания момент от време, но зависи също така и от всички предишни изменения на налягането в точката. В сила за спецификата на ударните вълни и фактора на нелинейност, заложено в самата им същност е акустичното приближение, но то невинаги може да предостави дори качествено правилно описание на явленията. Изследването на ударните вълни изисква принципно друг апарат. Движението на газовия мехур оказва все по-малко влияние върху параметрите на подводната ударна вълна в зависимост от разстоянието от центъра на взрива. Изучаването на разпространението на ударните вълни става възможно като определен физичен процес, който не зависи от условията на неговото възникване.

Асимптотичните закони за затихване на вълните във водата могат да бъдат разглеждани с помощта на теорията на късите вълни. Ако разглеждаме изоентропното движение на течността, то с помощта на (16.16) уравненията (16.1) и (16.2) могат да бъдат приведени във вида:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2}{n-1} c \frac{\partial c}{\partial r} = 0; \quad (18.11)$$

$$\frac{2}{n-1} \frac{\partial c}{\partial t} + c \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2}{n-1} u \frac{\partial c}{\partial r} + \frac{Ncu}{r} = 0. \quad (18.12)$$

По-нататък би било удобно да извършим замяна на независимите променливи по следния начин:

$$\beta = \frac{r}{t}; \quad (18.13)$$

$$\tau = \ln t.$$

Тогава уравненията (18.11) и (18.12) можем да препишем във вида:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + (u - \beta) \frac{\partial u}{\partial \beta} + \frac{2}{n-1} c \frac{\partial c}{\partial \beta} = 0; \quad (18.14)$$

$$\frac{2}{n-1} \left[\frac{\partial c}{\partial \tau} + (u - \beta) \frac{\partial c}{\partial \beta} \right] + c \frac{\partial u}{\partial \beta} + \frac{Ncu}{\beta} = 0. \quad (18.15)$$

Главните предпоставки на теорията на късите вълни се свеждат до възможността за представяне на променливите, влизащи в тези уравнения, във вида:

$$\beta = c_0(1 + \delta); \quad (18.16)$$

$$c = c_0(1 + \alpha); \quad (18.17)$$

$$u = c_0 M, \quad (18.18)$$

където δ , α и M са малки в сравнение със стойността на единицата.

С други думи, изучават се такива движения, за които са характерни измененията на хидродинамичните елементи в относително тясна област, която граничи с ударния фронт. Отношението на дължината на такава област спрямо разстоянието от центъра на взрива има ред δ , следователно предположението за реда на малките стойности на δ има предположение за късия характер на вълната.

С помощта на (18.16)÷(18.18) уравненията (18.14) и (18.15) могат да бъдат приведени във вида:

$$\frac{\partial M}{\partial \tau} + (M - 1 - \delta) \frac{\partial M}{\partial \delta} + \frac{2}{n-1} (1 + \alpha) \frac{\partial \alpha}{\partial \delta} = 0; \quad (18.19)$$

$$\frac{2}{n-1} \frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + \frac{2}{n-1} (M - 1 - \delta) \frac{\partial \alpha}{\partial \delta} + (1 + \alpha) \frac{\partial M}{\partial \delta} + \frac{N(1 + \alpha)}{1 + \delta} M = 0. \quad (18.20)$$

Ако разглеждаме теченията, които не зависят от променливата τ , т.е. автомобилното движение, то уравненията (18.19) и (18.20) след преобразуване и пренебрегване на членовете от горния ред на малките стойности, можем да запишем като:

$$\frac{\partial M}{\partial \delta} - \frac{2}{n-1} \frac{\partial \alpha}{\partial \delta} = 0; \quad (18.21)$$

$$(M + \alpha - \delta) \frac{\partial M}{\partial \delta} + \frac{NM}{2} = 0. \quad (18.22)$$

Уравненията (18.21) и (18.22) се свеждат до обикновеното диференциално уравнение от първи ред, което за сферичната симетрия има вида:

$$\frac{\partial \delta}{\partial M} - \frac{\delta}{M} + \frac{n+1}{2} = 0. \quad (18.23)$$

Негов общ интеграл е:

$$\delta = C^* M - \frac{n+1}{2} M \ln M, \quad (18.24)$$

където C^* е константа на интегрирането.

Тъй като

$$\delta = \frac{\beta}{c_0} - 1 = \frac{r}{tc_0} - 1$$

и за налягането:

$$p < 1000 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2};$$

$$M = \frac{u}{c_0} \approx \frac{\Delta p}{Bn},$$

то като заменим константата:

$$C^* = \frac{n+1}{2} \ln\left(\frac{p^*}{Bn}\right)$$

за фронта на вълната можем да запишем:

$$r_{уд} = c_0 \left(1 + \frac{n+1}{2} \frac{p_{уд}}{Bn} \ln\left(\frac{p^*}{p_{уд}}\right) \right) t_{уд}. \quad (18.25)$$

Като диференцираме (18.25) ще получим скоростта на ударния фронт, която на свой ред е свързана с налягането чрез съотношението (16.12). Като изключим след това времето $t_{уд}$ можем да получим зависимост на налягането на фронта от радиуса:

$$\frac{r_{уд}}{r_0} = \left(\frac{A}{p_{уд}} \right) \frac{1 + 0,5(n+1) \frac{p_{уд}}{Bn} \ln\left(\frac{p^*}{p_{уд}}\right)}{\sqrt{\ln\left(\frac{p^*}{p_{уд}}\right) - 0,5}}. \quad (18.26)$$

Равенствата (18.25) и (18.26) изразяват асимптотичните закони за изменение на налягането на фронта на подводната ударна вълна във функцията за разстояние и време. За профила на вълната в този случай получаваме израза:

$$t_1 = \left(\frac{r_0}{c_0} \frac{n+1}{2} \frac{A}{Bn} \right) \frac{\ln\left(\frac{p^*}{p_{уд}}\right) - \frac{p}{p_{уд}} \ln\left(\frac{p^*}{p}\right)}{\sqrt{\ln\left(\frac{p^*}{p_{уд}}\right) - 0,5}}, \quad (18.27)$$

където времето t_1 се измерва от момента на пристигане на вълната в точката.

За количествената оценка произволните константи в (18.26) и (18.27) са били определени въз основа на обработката на експерименталната диаграма на налягане-време, регистрирана за разстояние от $r = 90r_0$. В този случай изчислените от условието за равенство на налягането на фронта на ударната вълна и в точката $t_1 = \theta$ стойности A и p^* са се оказали равни на $A = 16200 \text{ kg/cm}^2$, $p^* = 17000 \text{ kg/cm}^2$. С такива коефициенти формулите (18.26) и (18.27) дават резултати, които са близки до експеримента, при $p < 250 \text{ atm}$.

Предположението за автотомоделността на движение води до форма на вълната, която е близка до триъгълната, като в същото време реалният закон за изменение на кривата на налягане-време повече прилича на експонентата.

Чрез използването на идеите за късите вълни относно вълните с експоненциален профил са били получени зависимости за налягането на фронта и постоянно време от разстоянието:

$$\Delta p_{уд} = \frac{10000}{\left(\frac{r}{r_0}\right) \sqrt{\lg\left(\frac{r}{r_0}\right) - 0,4}}; \quad (18.28)$$

$$\theta = \frac{r_0}{c_0} 3,7 \sqrt{\lg\left(\frac{r}{r_0}\right) - 1}. \quad (18.29)$$

Числовите коефициенти в (18.28) и (18.29) се определят според диаграмата на налягането във вълната на разстояние от $r = 240r_0$.

Като започваме от даден момент от време, решението за несвиваемата течност дава възможност да получим хидродинамичното поле на взрива в околността на газовия

мехур, а асимптотичното решение – в околността на ударния фронт. За получаване на цялостните полета е необходимо да решим системата от диференциални уравнения в частните производни.

Във връзка с големите математически трудности е бил създаден с много приближения метод за интегриране на уравненията на хидродинамиката за оценка на безспирното движение на течността, предизвикано от взрива. Тук ще се спрем на един от най-разпространените методи, предложен от Кирквуд и Бете, които са разгледали изоентропното едномерно движение от сферичната симетрия. В този случай е удобно да се въведат нови променливи – енталпията и кинетичната енталпия, които са свързани с вътрешната енергия, плътността и скоростта чрез изразите:

$$i = E + \frac{p}{\rho}; \quad (18.30)$$

$$\Omega = i + \frac{1}{2}u^2. \quad (18.31)$$

В този случай, тъй като движението е изоентропно, то от (18.30) и първия закон на термодинамиката следва (2.25):

$$di = \frac{dp}{\rho}. \quad (18.32)$$

С помощта на (18.30)÷(18.32) уравненията (16.1) и (16.2) можем да приведем във вида:

$$G = r\Omega = \frac{\partial\Phi}{\partial t}; \quad (18.33)$$

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = -\frac{r}{c^2} \left(\frac{u}{2} \frac{\partial u^2}{\partial r} + \frac{\partial u^2}{\partial t} \right), \quad (18.34)$$

където $\Phi = r\varphi$, а φ е потенциалът на скоростта.

За разлика от варианта с акустичното приближение Кирквуд и Бете са предложили за вълната с крайна амплитуда да се разглежда преместването на функцията G с дадена променлива скорост N :

$$N = \left(\frac{\partial r}{\partial t} \right)_{G=\text{const}}. \quad (18.35)$$

Ако са известни параметрите на движение на газовия мехур, то можем да определим функцията G на неговата граница в зададения момент от време t_{Π} (от (18.30), (18.31) и (18.33)). Скоростта на разпространение на стойността $G(t_{\Pi})$ зависи от параметъра t_{Π} и координатите на точката $r(G, t)$: $N = N(t_{\Pi}, r)$. Интегралът от време, след който в точката r стойността на G ще се окаже равна на $G(t_{\Pi})$:

$$\tau = t - t_{\Pi} = \int_{r_{\Pi}}^r \frac{dr}{N(t_{\Pi}, r)}. \quad (18.36)$$

Времето τ често бива наричано време на забавяне.

Според определение на функция G кинетичната енталпия $\Omega(r, t)$ е равна на:

$$\Omega(r, t) = \frac{G(r, t)}{r} = \frac{G(t_{\Pi})}{r} = \frac{r_{\Pi}}{r} \Omega(t_{\Pi}), \quad (18.37)$$

където $\Omega(t_{\Pi})$ се определя на границата на мехура r_{Π} в момента от време t_{Π} .

По такъв начин за оценка на полето на налягане е достатъчно да изчислим кинетичната енталпия на повърхността на газовия мехур и да намерим времето на забавяне τ . Първата от тези задачи се решава без затруднения, ако са известни параметрите на газовата кухина. За определяне на времето на забавяне е необходимо да

знаем функцията $N = N(t_{\text{п}}, r)$. Такива изчисления са били извършени за околността на фронта на ударната вълна. В посочената област се е оказало възможно да се приеме:

$$N = c + \sigma, \quad (18.38)$$

където σ е функция на Риман:

$$\sigma = \int_{\rho_0}^{\rho} c \frac{d\rho}{\rho}, \quad (18.39)$$

И освен това с приближение можем да положим $u \approx \sigma$. Доколкото всяка една от стойностите c , ρ , σ и i в околността на фронта има функция Δp , времето на забавяне τ без проблеми се изчислява и поставената задача се решава до края. И все пак тази схема става неприемлива при изчисляване на налягането в опашката на вълната, тъй като тук масовата скорост u е значително по-голяма от σ и уравнението (18.38) не е в сила.

За определяне на времето на забавяне τ в цялата област на вълната от Замишляев и Яковлев са били използвани съображения от по-общ характер. Те са търсили решение на уравнението (18.34) във вида:

$$\Phi = \Phi \left(t - \frac{r - r^*}{N} \right), \quad (18.40)$$

където r^* е разстоянието от центъра на взрива до разглежданата точка.

За не много големи налягания ($\Delta p < 1000 \text{ kg/cm}^2$) се предполага, че:

$$N = c + u - \delta, \quad (18.41)$$

където $\delta \ll c$. В този случай от (18.34) можем да получим израз за δ :

$$\delta = -u \frac{(\Omega - u^2)c}{r \frac{\partial \Omega}{\partial t}} \approx -u \frac{(\Omega - u^2)c_0}{r \frac{\partial \Omega}{\partial t}}. \quad (18.42)$$

Масовата скорост на частиците се оказва свързана с функциите Φ и Ω чрез равенството:

$$u(t, r) = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{\Phi}{r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{\Phi}{r^2} - \frac{1}{rc} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\Phi}{r^2} - \frac{\Omega}{c}. \quad (18.43)$$

Тогава, като положим с приближение:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} \approx \frac{1}{r} \frac{\partial G}{\partial t},$$

от (18.36) е лесно да получим времето на забавяне τ за всяка една точка във вълната.

Свръх налягането в ударната вълна ($\Delta p < 1000 \text{ kg/cm}^2$) се изразява чрез параметрите на газовия мехур по следния начин:

$$\Delta p(r, t) = \frac{\rho_0 \Omega_{\text{п}} r_{\text{п}}}{r} - \frac{1}{2} \rho_0 \frac{r_{\text{п}}^2}{r^2} \left(\frac{r_{\text{п}} u^*}{r} + \frac{\Omega_{\text{п}}}{c_0} \right)^2, \quad (18.44)$$

където:

$$\rho_0 \Omega_{\text{п}} = \Delta p_{\text{п}} + \frac{1}{2} \rho_0 u_{\text{п}}^2;$$

$$u^* = u_{\text{п}} - \frac{\Omega_{\text{п}}}{c_0}; \quad (18.45)$$

$$t = t_{\text{п}} + \tau.$$

По дадената схема чрез използването на емпиричните зависимости за налягане на фронта на вълната, са били определени полетата на подводния взрив на заряд на тротил на различна дълбочина. Диапазонът $r > 60 r_0$ и $p_0 \leq 100 \text{ kg/cm}^2$ се апроксимира чрез съотношенията:

$$\Delta p(t, r, p_0) = \begin{cases} \Delta p^* \left[1 - \left(\frac{t}{t^*} \right)^{1,5} \right] & \text{при } t < t^*; \\ \left(\frac{r_0}{r} \right) \left(\frac{0,7 p_0^{0,96}}{\xi} + 6,1 p_0^{0,62} \frac{1 - \xi^2}{\xi^{0,92}} - 30,7 p_0^{0,65} \xi^{0,36} \right) & \text{при } t > t^*, \end{cases} \quad (18.46)$$

където:

$$\Delta p^* = \begin{cases} \Delta p_{\text{уд}} \exp \left\{ -\frac{t}{\theta} \right\} & \text{при } t < \theta; \\ \Delta p_{\text{уд}} 0,368 \frac{\theta}{t} & \text{при } \theta < t < t_1; \\ \left(\frac{r_0}{r} \right) \frac{7320}{\left(t \frac{c_0}{r_0} + 5,2 - m \right)^{0,87}} & \text{при } t_1 < t < t^*; \end{cases} \quad (18.47)$$

$$\theta = \frac{r_0}{c_0} 3,5 \sqrt{\lg \left(\frac{r}{r_0} \right) - 0,9}; \quad (18.48)$$

$$\xi = \sin \left(\frac{\pi t}{2 t_m} \right); \quad (18.49)$$

$$t^* = \frac{r_0}{c_0} \left(\frac{850}{p_0^{0,81}} - \frac{20}{p_0^{0,33}} + m \right); \quad (18.50)$$

$$t_m = \frac{r_0}{c_0} \left(\frac{4350}{p_0^{0,83}} - \frac{30,7}{p_0^{0,35}} + m \right); \quad (18.51)$$

$$m = 11,4 - 10,6 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{0,13} + 1,51 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{1,26}. \quad (18.52)$$

Времето t_1 се намира от уравнението:

$$\frac{t_1}{\left(t_1 \frac{c_0}{r_0} + 5,2 - m \right)^{0,87}} = 5 \cdot 10^5 \Delta p_{\text{уд}} \theta \frac{r}{r_0}. \quad (18.53)$$

Налягането в (18.46)÷(18.53) се изразява в атмосфери.

Даденият метод с приближения дава възможност да интегрираме системата от уравнения и все пак наложените върху него ограничения не дават възможност да получим полето на взрива в непосредствена близост до заряда. Освен това, за построението на свързаното решение трябва да използваме допълнителните данни за параметрите на мехура и ударния фронт.

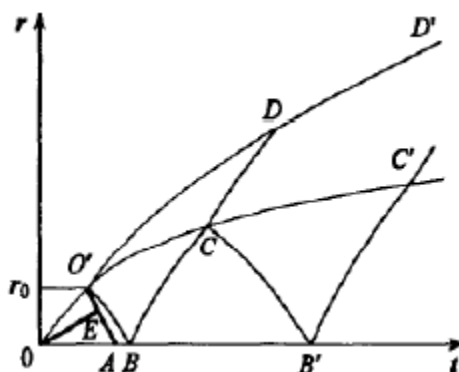
Един от най-сложните проблеми при подводния взрив е изучаването на неговия начален стадий. Всички разгледани по-горе решения се отнасят към линейните задачи или към тяхното уточнение, като в същото време началото на взрива се характеризира със значителна нелинейност на протичащите процеси. Решението на нелинейните задачи поставя значителни трудности и е невъзможно без приложението на бързодействащи електронни изчислителни машини.

Първите пресмятания за сферичните и цилиндричните взривове с помощта на числения метод за характеристиките са довели до откриване на явлението „вторична“ ударна вълна. Оказало се е, че характеристиките във вълната на разреждане, която отива в продуктите от детонацията, се пресичат, което е свидетелство за възникването на вторична вълна. Нейната интензивност при разпространение към центъра на симетрия бързо нараства. След отразяване от центъра вторичната вълна се движи към границата на газовия мехур и след като я достига се разпада на две ударни вълни във водата и в ПД. Този процес се повтаря със затихваща амплитуда.

На фигура 18.1 е изобразена $(r-t)$ диаграма на описания процес. Тук OO' – фронт на детонационната вълна във ВВ, OEA е областта на стационарните параметри в детонационната вълна, $O'DD'$ е ударната вълна във водата, $O'CC'$ е контактната повърхност на ПД-вода, $AO'B$ е вълната на разреждане в ПД, $O'BC$ е вторичната ударна вълна в ПД, CD и CB' са ударните вълни, които се образуват при пречупване на вторичната вълна на контактната повърхност.

Има няколко числови решения за началния стадий на взрива. С помощта на метода на характеристиките е получено решение на задачата за взрива на сферичния заряд на ТЕН във вода. За продуктите от детонацията се използва уравнението за състояние от типа на уравнение на Джоунс, а за водата уравнението за състояние се заменя с началната изоентропа. Пресмятането на ударната вълна във водата е извършено до разстояние от $r_{уд} = 7r_0$, а вторичната вълна в ПД – до момента на излизането ѝ в центъра на симетрия (точка B на фиг. 18.1). По-нататъшното решение на задачата по схемата е свързано с получаването на асимптотиката за отражението на вторичната вълна от центъра на симетрия.

За изучаването на вълновите процеси, които протичат в мехура, трябва да използваме пълното уравнение за състоянието на ПД. Въпросът за влиянието на вида на уравнението за състояние върху крайните резултати е изучен в задачата за взрива на сферичен заряд пентолит (ТЕН-тротил 50/50) във вода.



Фигура 18.1. Диаграма $(r-t)$ за началния стадий на взрива на сферичния заряд във вода.

Пресмятането е извършено за два варианта на уравнението за състояние на ПВ:

$$p = (A\rho + B\rho^2)E + C\rho^3; \quad (18.54)$$

$$p = A\rho E + B\rho^4 + C \exp\left\{-\frac{k}{\rho}\right\}. \quad (18.55)$$

Коефициентите A , B и C в (18.54) и (18.55) се определят по параметрите на точката на Чепман-Жуге, а коефициентът k в (18.55) се избира да е с такава стойност, че резултатите при пресмятането да съответстват в достатъчно голяма степен на експерименталните данни за свръх налягането на фронта на ударната вълна във водата. За водата се използва уравнението за състояние (16.33).

Задачата се решава с помощта на числения метод „изкуствена вискозност“. Пресмятането е извършено до момента от време, при който фронтът на вълната във водата се отдалечава от заряда на разстояние от приблизително $19r_0$ (в по-нататъшните изчисления – на $100r_0$).

Резултатите от пресмятанията показват, че видът на уравнението за състояние на ПД може значително да влияе на крайните резултати. Така в някои моменти от време разликата между двата варианта на решение според налягането достига приблизително 35% в мехура и приблизително 25% на фронта на вълната.