Лекция VI

Асимптотично поведение на взривните вълни

1. Акустично приближение.

При отдалечаване на УВ от мястото на взрива на голямо разстояние тя става слаба, което ни дава възможност да направим значителни опростявания в уравненията, и зависимостите за слабите вълни се получават от общите решения .

Ще разгледаме едномерните нестационарни движения на газа, в които неговото налягане $\boldsymbol{p}$ и плътност $\boldsymbol{\rho}$ се различават малко от началните $\boldsymbol{p_1}, \boldsymbol{\rho_1}$, а скоростта на частиците $\boldsymbol{u}$ е малка в сравнение със скоростта на звука $\boldsymbol{c_1}$, която съответства н $\boldsymbol{p_1}$и $\boldsymbol{\rho_1}$. Такива течения се наричат слаби (или малки смущения на еднородното състояние на покой). Ако са малки не само величините $\boldsymbol{p - p_1},\ \rho - \rho_1$ и $\boldsymbol{u}$, а и техните производни $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{t}$, то тогава като пренебрегнем в първите две уравнения (5.1) разстоянията от втори ред, получаваме:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_1}\frac{\partial p}{\partial r} = 0, \\ &\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_1 \frac{\partial u}{\partial r} + N\frac{u\rho_1}{r} = 0. \end{aligned} \qquad (6.1)$$

Третото уравнение в системата (5.1) е еквивалентно на условието за постоянство на ентропията и ни дава

$$dp = \frac{\gamma_1 p_1}{\rho_1} d\rho, \quad \text{или} \quad p - p_1 = c_1^2(\rho - \rho_1), \qquad (6.2)$$

където $\boldsymbol{\gamma_1}$ е показател на адиабатата на средата. Системата от уравненията (6.1), (6.2) е линейна и се нарича линейно или акустично приближение на системата (5.1). Последното наименование е свързано с това, че тази система описва, в частност, разпространението на звука, който сам по себе си представлява малко

колебателно смущение на налягането в газа (скоростта на частиците на газа при разпространение на звука с много голяма интензивност представлява само няколко сантиметра в секунда).
Тъй като течението се извършва в среда без вискозност, при отсъствието на външни масови сили и е баротропно , то според теоремата на Лагранж можем да въведем потенциал на скоростта

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial t}.$$

Тогава от първото уравнение (6.1) следва линеаризираният интеграл на Коши-Лагранж

$$p - p_1 = -\rho_1 \frac{\partial \varphi}{\partial t}$$

Като заменяме с помощта на (6.2) производната от плътността с налягане

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}\frac{1}{c_1^2} = -\rho_1 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}\frac{1}{c_1^2} \qquad (6.3)$$

И като използваме второто уравнение , се свежда до вида:

$$\frac{1}{c_1^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} - \frac{N}{r}\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0$$

Това е едномерно вълново уравнение, което в случаите $N = 0$ и $N = 2$ допуска прости аналитични решения, при $N = 1$ изразът на общото решение е по-сложен. След намиране на решение за потенциала $\boldsymbol{\varphi}$, скоростта $\boldsymbol{u}$ и налягането $\boldsymbol{p}$ се намират по формулите и започваме да разглеждаме движението с плоските вълни $(N = 0)$. В този случай вълновото уравнение :

$$\frac{1}{c_1^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}-\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2}=0$$

има общо решение във формата на Даламбер

$$\varphi = F(r-c_1t)+\Phi(r+c_1t)$$

т.е. представя две бягащи вълни в положителна $(r=c_1t+const)$ и отрицателна $(r=-c_1t+const)$ посока с постоянна скорост c_1. За взривната вълна, която се разпространява от мястото на взрива $(r>0), \Phi\equiv 0$ и следователно имаме

$$\varphi = F(r-c_1t), \quad u=f(r-c_1t), \quad p-p_1=\rho_1c_1f(r-c_1t),$$

където $\boldsymbol{f}$ е производна на функцията $\boldsymbol{F}$ по своя аргумент, която се определя от граничните условия. Така ако на някакво разстояние $\boldsymbol{r}=\boldsymbol{R}$, с което можем да се ползваме при акустично приближение, е известен профилът на свръх налягането във вълната

$$p-p_1=\Delta p[t],$$

то за функцията $\boldsymbol{f}$ имаме $(\zeta=r-c_1t,\ t=(r-\zeta)/c_1)$

$$f(\zeta)=\frac{\Delta p[(R-\zeta)/c_1]}{\rho_1c_1}$$

От решението на формулата следва, че смущението, което възниква в точка $r = R$ се разпространява с постоянна скорост c_1 без промяна на своята интензивност и профил (аргумент на функцията $\zeta = r - c_1 t = const$). В този случай налягането и масовата скорост във вълната са свързани помежду си със съотношението

$$p - p_1 = \rho_1 c_1 u$$

В случая на сферичната вълна $(N = 2)$ уравнение се преобразува във вида

$$\frac{1}{c_1^2}\frac{\partial^2(\varphi r)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2(\varphi r)}{\partial r^2} = 0,$$

т.е. преминава в плоско вълново уравнение спрямо функцията $r\varphi$, поради което общото решение за потенциала в излизащата от центъра на симетрия вълна ще се запише като

$$\varphi = \frac{1}{r}F(r - c_1 t)$$

Оттук за налягането и скоростта се получават изразите

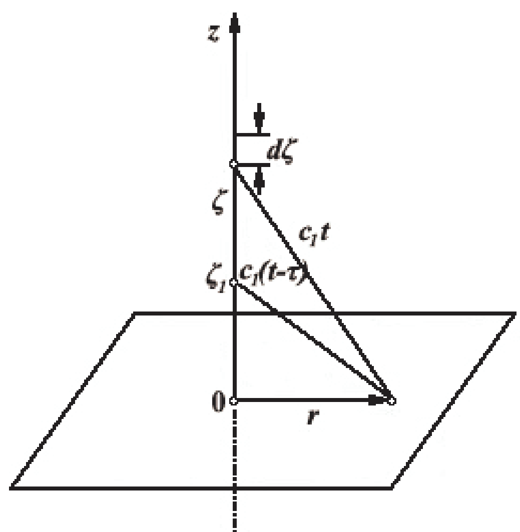
$$p - p_1 = \rho_1 c_1 \frac{f(r - c_1 t)}{r}; \quad u = \frac{f(r - c_1 t)}{r} - \frac{1}{r^2}\int_{\xi_0}^{r - c_1 t} f(\zeta) d\xi.$$

От решението на се вижда, че свръх налягането по звуковите траектории $r = c_1 t + const$ (включително и на фронта на УВ) се променя обратно пропорционално на радиуса. Законът за промяна на скоростта в дадена точка при преминаване на вълната се променя с разстоянието (за сметка на втория член в израза за u), и все пак на големи разстояния (когато единственото,

което може да се използва, е акустичното приближение за взривните вълни), той започва да повтаря профила на свръх налягането и съотношението започва да се изпълнява и за сферичната вълна.
В случая с цилиндрична вълна $(N = 1)$ за намирането на решение на уравненията можем да използваме принципа за суперпозиция на акустичните смущения, като разглеждаме потенциала на цилиндричната вълна като сума от потенциалите на елементарните точкови източници, разпределени по оста на симетрията. Всеки един такъв източник, разположен на отрязъка $d\zeta$ с координати ζ по оста z създава на плоскостта $z = 0$ в точка, която е отдалечена от оста на разстояние r, потенциал

$$d\varphi = \frac{1}{R} f(R - c_1 t) d\zeta,$$

където $R = \sqrt{r^2 + \zeta^2}$ е разстоянието от разглежданата точка до елементарния източник (вижте фиг.6.1); f е плътността на интензивността на точковия източник.



Фиг.6.1. Схема на построение на общото решение на акустичното уравнение в цилиндричния случай

Като сумираме тези изрази, ще намерим потенциала на смущенията по цялата ос на симетрия $\boldsymbol{z}$ във вид на интеграла:

$$\varphi = \int \frac{f(\sqrt{r^2+\zeta^2} - c_1 t}{\sqrt{r^2+\zeta^2}} d\zeta.$$

Полученият израз за $\boldsymbol{\varphi}$ има осева симетрия и удовлетворява уравнението при $N = 1$. Определението на границите на интегрирането се извършва по следния начин. Поради симетрията на течението за плоскостта $\boldsymbol{z} = 0$ можем да разглеждаме само горната полуос, като след това удвоим резултата. Ако източниците започват да действат в момента от време $\boldsymbol{t} = 0$, то очевидно $\varphi = 0$ в областта $r > c_1 t$, тъй като смущенията от източниците още не са пристигнали в тази област. При големи стойности за времето, когато $r < c_1 t$ в точката с координати $\boldsymbol{r}$ се проявява действието само на онези източници, които са отдалечени от нея на разстояние $R \leq c_1 t$, т.е. източници, които са разположени на отрязъка от оста z, ограничен с координатата $\zeta = \sqrt{c_1^2 t^2 - r^2}$. По такъв начин при $r \geq c_1 t$,

$$\varphi = 2 \int_0^{\sqrt{c_1^2 t^2 - r^2}} \frac{f(\sqrt{r^2+\zeta^2} - c_1 t)}{\sqrt{r^2+\zeta^2}} d\zeta.$$

Ако източниците действат само за крайно време $\boldsymbol{\tau}$, то във формулата трябва да заменим долната граница на интеграла с нула на величината $\zeta_1 = \sqrt{c_1^2 (t-\tau)^2 - r^2}$ (вижте фиг.6.1), тъй като в точките с най-малки стойности на $\boldsymbol{\zeta}$ действието на източниците вече е завършило и $f(\zeta) = 0$.

Не е лесно да се възползваме непосредствено от решението за описание на разпространението на цилиндричните взривни вълни, тъй като за това е необходимо предварително да възстановим интензивността на елементарните източници, разположени по цялата ос на симетрията, създавани на известно разстояние, което може да бъде използвано с акустично приближение за профила на течението, съответстващ на реалния процес, и едва след това да се изчисли потенциалът на течението и параметрите на разпространяващите се по-нататък вълни.
И все пак структурата на решението веднага ни показва, че то не може да бъде използвано за описание на УВ с крайна продължителност, която е характерна за взрива. И действително, тъй като в разглежданата точка с координата $\boldsymbol{r}$ в плоскостта $\boldsymbol{z}=0$ първо пристига смущението в момента от време r/c_1 от точковия източник на оста $\boldsymbol{z}$ с координата $\zeta=0$, чиято интензивност $d\varphi=(1/r)f(r-c_1t)d\zeta$ е безкрайно малка $(d\zeta\rightarrow 0)$, то описваният профил не може да съдържа ударен фронт. Освен това, за разлика от плоските и сферични вълни, потенциалът на течението не се превръща в нула при $r<c_1(t-\tau)$, т.е. след прекратяване на действието на източниците със съответното закъснение, а затихва само асимптотично във времето, тъй като при което и да било удобно голямо $\boldsymbol{t}$ на точката с фиксирана координата r продължават да оказват действие източниците, които са разположени на все по-отдалечени от тази точка отрязъци от оста $\boldsymbol{z}$.
С оглед на получените решения за плоската и сферичната вълна ние ще търсим потенциала на течението под формата:

$$\varphi=\frac{F(r-c_1t)}{r^{\alpha}},$$

Където α е все още неизвестен показател за степента.
Тогава за свръх налягането и скоростта (на голямо разстояние от източника) ще имаме:

$$\Delta p=p-p_1=\rho_1c_1\frac{f(r-c_1t)}{r^{\alpha}}; \quad u=\frac{f(r-c_1t)}{r^{\alpha}}$$

Съотношението ни дава линейната връзка между свръх налягането и плътността (на отделения обем), поради което за работата на свръх налягането на свиване на средата, равна на изменението на отделената (на единица обем) вътрешна енергия, може да се запише

$$\Delta e_{in} = \frac{\Delta p}{2}\frac{\Delta \rho}{\rho_1} = \frac{1}{2}\frac{\Delta p^2}{\rho_1 c_1^2}. \qquad (6.4)$$

кинетичната енергия на единица обем на средата е $e_k - \rho_1 u^2/2$, поради което за цялата енергия, която се пренася от вълната, имаме

$$E = \sigma_N \int_{r_\lambda}^{r_f} (\Delta e_{in} + e_k) r^N dr = \sigma_N \int_{r_\lambda}^{r_f} \left(\frac{\Delta p^2}{2\rho_1 c_1^2} + \frac{\rho_1 u^2}{2}\right) r^N dr,$$

където $\sigma_N = 2\pi N + (N-1)(N-2)$; r_λ, r_f са координатите на последната и фронталната точка на вълната, или с оглед на (6.4)

$$E = \sigma_N \rho_1 \int_{r_\lambda}^{r_f} \frac{f^2(r - c_1 t)}{r^{2\alpha - N}} dr = \sigma_N \rho_1 \int_{\zeta_\lambda}^{\zeta_f} \frac{f^2(\zeta) d\zeta}{(\zeta + c_1 t)^{2\alpha - N}}. \qquad (6.5)$$

Тук $\boldsymbol{t}$ играе ролята на параметър. Тъй като в акустичната вълна необратимите загуби липсват, то във всеки един момент от време цялата енергия, която се пренася от вълната, трябва да остава една и съща, поради което от (6.5) следва, че $\alpha = N/2$. Тази стойност на показателя в (6.4) съответства на точното решение за плоската и сферичната вълна, а за цилиндричната вълна на големи разстояния можем да вземем с приближение

$$p - p_1 = \rho_1 c_1 \frac{f(r - c_1 t)}{r^{1/2}}; \quad u = \frac{f(r - c_1 t)}{r^{1/2}}$$

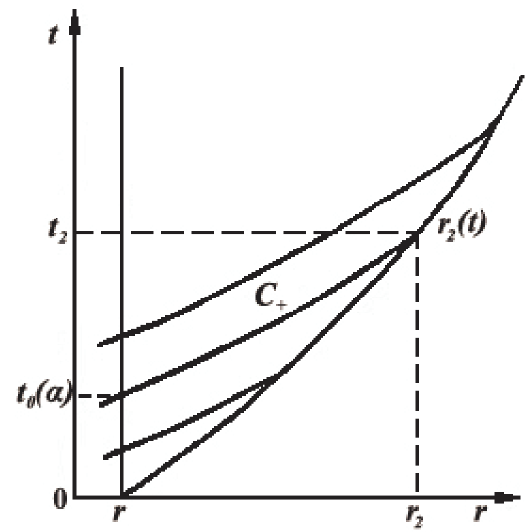
По такъв начин, при акустичното приближение свръх налягането и масовата скорост на фронта на УВ спадат пропорционално на $r^{-N/2}$, а дължината на вълната и нейната продължителност си остават непроменени. Получените акустични решения показват еднозначната връзка между свръх налягането и масовата скорост на вълната, а пространствените и времеви мащаби са свързани помежду си чрез скоростта на звука: $r \sim c_1 t$. Вследствие на това оставените настрана в уравнението на акустиката членове от типа $u \partial u / \partial r$ ще имат стойности от порядъка на $\Delta p / \rho_1 c_1^2$ в сравнение с членовете от типа $\frac{\partial u}{\partial t}$ и $1/\rho_1 . \partial p / \partial r$. Ако допуснем отклонение на акустичното приближение в границите на 5%, то следва да се изпълнява условието $\Delta p / \rho_1 c_1^2 \leq 0{,}05$.Като положим тук плътността и скоростта на звука ще получим, че за въздуха използването на акустичното приближение с дадената степен на отклонение е възможно при свръх налягане на фронта на УВ от $\Delta p_2 < 0{,}07.10^5\ Pa$ (за водата $\Delta p_2 < 1125.10^5\ Pa$).

Дори и при такива ограничения акустичното приближение не е приложимо за описание на поведението на УВ на значителни разстояния от границата на зададените начално-крайни условия, тъй като по разпространението на вълната се извършва натрупване на грешки. Формално това се обяснява с факта, че на фронта на УВ не се изпълняват приетите условия за реда на малките количества на производните на параметрите на течението по координатите и времето. В действителност споменатият недостатък е свързан с това, че при линейната теория не се взима предвид фундаменталното свойство на нелинейност на затихване на УВ и зависимостта на скоростта на разпространение на смущенията от тяхната интензивност.

И все пак, на неголеми разстояния от мястото на възникване на слабите смущения, линейната теория напълно задоволително описва тяхното разпространение.

2. Теория на късите вълни.

Според разстоянието от центъра на взрива, спрямо параметрите на УВ във все по-малка степен оказва влияние характера на процеса на отделяне на енергия и изучаването на разпространението на вълната става възможно като някакъв физически процес извън зависимостта си от условията на неговото възникване. При това като оставим настрана факта, че такова разглеждане предполага значително разстояние от мястото на взрива и следователно, малка интензивност на УВ, в сила е спецификата на ударните вълни и факторът на нелинейност, заложен в същността им, акустичното приближение не винаги е в състояние да даде даже количествено правилно описание на явленията. За тяхното изследване е необходим принципно друг апарат. За първи път асимптотичните формули за слабите цилиндрични и сферични ударни вълни са били получени от Л. Д. Ландау . Ще изложим теорията по този въпрос по следния начин:



Фиг.6.2. Схема на получаване на решенията при теорията за късите вълни

Ще разглеждаме (виж фиг.6.2) движението в областта $r_0 < r < r_2(t),\ t > 0$, където $\boldsymbol{r_0}$ е някаква начална стойност на координатите на фронта на вълната; $\boldsymbol{r_2(t)}$ е нейната текуща стойност. Вълната на този стадий на разпространение се смята за слаба, поради това навсякъде в указаната област течението може да бъде смятано за изоентропично (ударната адиабата и изоентропа в началната точка се допират при втори ред, затова $S_2 = S_1 + 0(\Delta p_2^3) \approx S_1 = const$), а параметрите на течението непосредствено зад фронта на УВ за свързани със същите съотношения, както и за движещата се напред вълна на Риман. Ако вълната е къса (дължината й е $\lambda \ll r_0$) то можем да покажем, че със същата точност решението за простата вълна важи за всички области на течението, т.е. навсякъде се изпълнява съотношението

$$du = \sqrt{-dpdv} = \frac{c}{\rho}dp = \frac{dp}{\rho c}. \qquad (6.6)$$

Условие (6.6) ни дава възможност в окончателен вид да интегрираме съотношението по всички положителни характеристики

$$\frac{dp}{\rho c} + du + \frac{Nuc}{r}dt = 0, \quad при \quad dr = (u+c)dt \qquad (6.7)$$

И действително, като заместим в (6.6) получаваме

$$2du + \frac{Nuc}{u+c}\frac{dr}{r} = 0,$$

или като умножим с $(u+c)/2uc$ и като пресметнем,

$$\frac{du}{u} + \frac{du}{c} + \frac{N}{2}\frac{dr}{r} = \frac{du}{u} + \frac{d\rho}{\rho} + \frac{N}{2}\frac{dr}{r} = 0.$$

Оттук като интегрираме

$$\rho u r^{N/2} = \alpha, \qquad (6.7a)$$

където стойността на α е постоянна по всички C_+ характеристики и е параметър, който отличава една характеристика от друга. Всяка една от тези характеристики съединява някаква точка $t_0(\alpha)$ на границата $r = r_0$ точка t_2, r_2, която лежи на фронта на УВ, и ако намерим координатата r_2 то по известните параметри $(\rho u)_0$ можем да определим параметъра $(\rho u)_2$ на фронта, а според него и всички останали характеристики на ударната вълна. Интегрираме второто уравнение (6.7) по всички C_+ характеристики и тогава получаваме:

$$t_2 = t_0(\alpha) + \int_{r_0}^{r_2} \frac{1}{u+c}\,dr.$$

Диференцирането на това съотношение по α с оглед на това, че $dt_2/d\alpha = dt_2/dr_2\,,\ dr_2/d\alpha = (dr_2/d\alpha)/D$, води до уравнението

$$\frac{1}{D}\frac{dr_2}{d\alpha} = t_0'(\alpha) + \int_{r_0}^{r_2} \frac{\partial}{\partial\alpha}(u+c)dr + \frac{1}{u+c}\frac{dr_2}{d\alpha},$$

или

$$\left(\frac{1}{D} - \frac{1}{u+c}\right)\frac{dr_2}{d\alpha} = t_0'(\alpha) + \int_{r_0}^{r_2} \frac{\partial}{\partial\alpha}\left(\frac{1}{u+c}\right)dr. \qquad (6.8)$$

Тъй като на фронта на УВ всички параметри са свързани помежду си с условията на динамична съвместимост, то величините D и $\boldsymbol{u+c}$ можем да разглеждаме като функции от комплекса ρu. Тогава като наредим условията на динамичната съвместимост по дадения комплекс в ред на Тейлър и като се ограничаваме от членовете на първия ред на малките количества, можем да получим израз с приближение :

$$\frac{1}{D} = \frac{1}{c_1} - K_1\rho u, \quad \frac{1}{u+c} = \frac{1}{c_1} - 2K_1\rho u, \qquad (6.9)$$

където $K_1 = \frac{1}{2\rho_1 c_1^3}\frac{\partial \rho c}{\partial \rho} = \frac{\gamma_1+1}{4}\frac{1}{\rho_1 c_1^2} = \frac{\gamma_1+1}{4\gamma_1 p_1}$, $\boldsymbol{\gamma_1}$ е показател за адиабатата на средата в изходно положение.
Второто съотношение (6.9) с оглед на условията (6.6) може да се смята в сила не само на фронта, но и за всяка разглеждана област. Като положим (6.8) в (6.9) имаме:

$$K_1\rho u\frac{dr_2}{d\alpha} = t_0'(\alpha) - 2K_1\int_{r_0}^{r_2} \frac{\partial \rho u}{\partial \alpha}dr,$$

и в съответствие , че $\rho u r^{N/2}$ = £ получаваме:

$$K_1 \alpha r^{-N/2} \frac{dr_2}{d\alpha} = t_0^{'}(\alpha) - 2K_1 \int_{r_0}^{r_2} r^{-N/2} dr.$$

Обозначаваме

$$J(\alpha) = \int_{r_0}^{r_2} r^{-N/2} dr = \begin{cases} r_2 - r_0, & N = 0, \\ 2(\sqrt{r_2} - \sqrt{r_0}, & N = 1, \\ \ln\left(\frac{r_2}{r_0}\right), & N = 2, \end{cases} \qquad (6.11)$$

Тогава полученото уравнение придобива вида

$$K_1 \alpha J^{'}(\alpha) + 2K_1 J(\alpha) = t_0^{'}(\alpha),$$

Което е равносилно на

$$K_1 \frac{\partial}{\partial \alpha}(\alpha^2 J(\alpha)) = \alpha t_0^{'}(\alpha).$$

Откъдето като интегрираме получаваме

$$K_1 \alpha^2 J(\alpha) = \int_{\alpha_0}^{\alpha} \alpha t_0^{'}(\alpha)\, d\alpha = \int_0^{t_0} \alpha dt = r_0^{N/2} \int_0^{t_0} (\rho u)_0 dt = r_0^{N/2} Q, \qquad (6.11)$$

където $Q = \int_0^{t_0} (\rho u)_0 dt$ е разход на газа през повърхността $r = r_0$ за време t_0 и при взрива той е ограничен и в случая на късите вълни достатъчно бързо достига своята пределна стойност.
С оглед на (6.7а) от съотношението (6.11) за фронта на УВ следва:

$$(\rho u)_2 = \frac{1}{\sqrt{K_1}}\sqrt{\frac{Q}{J(\alpha)}}\frac{r_0^{N/4}}{r_2^{N/2}} = \sqrt{\frac{Q}{K_1 r_0}}\left(\left(\frac{r_2}{r_0}\right)^N \frac{J(\alpha)}{r_0^{1-N/2}}\right)^{-1/2}$$

В случая на слабите вълни

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

поради което зависимостите за свръх налягането на фронта приемат вида

$$\frac{\Delta p_2}{p_1} = \frac{c_1}{p_1}\sqrt{\frac{Q}{K_1 r_0}}\left(\left(\frac{r_2}{r_0}\right)^N \frac{J(\alpha)}{r_0^{1-N/2}}\right)^{-1/2}$$

Или с оглед на (6.10)

$$\frac{\Delta p_2}{p_1} = K\begin{cases}\left(\frac{r_2}{r_0} - 1\right)^{-1/2}, & N = 0\\ \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{r_2}{r_0}\left(\sqrt{\frac{r_2}{r_0}} - 1\right)\right)^{-1/2}, & N = 1\\ \left(\left(\frac{r_2}{r_0}\right)^2 \ln\left(\frac{r_2}{r_0}\right)\right)^{-1/2}, & N = 2\end{cases} \qquad (6.12)$$

където $K = \frac{c_1}{p_1}\sqrt{\frac{Q}{K_1 r_0}}$.

В точния смисъл на думата затихването на интензивността на слабите УВ зависи от техния профил при началния радиус $r_0\left(Q = Q(t_0)\right)$и все пак за късите вълни величината Q бързо достига своята пределна стойност и на големи разстояния $(r \gg r_0)$ асимптотичните зависимости за свръх налягането на фронта приемат вида:

$$\frac{\Delta p_2}{p_1} \sim \begin{cases} \left(\frac{r_2}{r_0}\right)^{-1/2}, & N = 0, \\ \left(\frac{r_2}{r_0}\right)^{-3/4}, & N = 1, \\ \left(\frac{r_2}{r_0}\sqrt{\ln\left(\frac{r_2}{r_0}\right)}\right)^{-1}, & N = 2. \end{cases}$$

Като сравним последните съотношения с акустичното решение не е трудно да се забележи, че взимането предвид на свойствата на нелинейността на ударните вълни води до по-интензивно затихване на параметрите на фронта, особено в плоския случай, за който линейното приближение ни дава постоянни параметри.

Удобно е да използваме зависимостите (6.12) за апроксимиране на експериментални данни, тъй като в тях присъстват само два параметъра $\boldsymbol{K}$ и $\boldsymbol{r_0}$, които могат да бъдат определени чрез измерване на свръх налягането в две точки. В случай на взрив на заряди на кондензирани ВВ е удобно да ги запишем във вида:

$$\frac{\Delta p_2}{p_1} = \begin{cases} \frac{K_0}{\sqrt{\zeta - \zeta_0}}, & N = 0, \\ \frac{K_1}{\sqrt{\zeta}\sqrt{\sqrt{\zeta} - \sqrt{\zeta_1}}}, & N = 1, \\ \frac{K_2}{\zeta\sqrt{\ln\left(\frac{\zeta}{\zeta_2}\right)}}, & N = 2, \end{cases} \qquad (6.13)$$

където $\zeta = r/\lambda$, $\lambda = (E_0/p_1)^{1/(N+1)}$, $\boldsymbol{E_0}$ е енергията на взрива на единица площ, дължината на заряда и цялата енергия съответно в плоския, цилиндричния и сферичния случай. Коефициентите в зависимостите (6.13) са съответно равни: $K_0 = 1{,}24$, $\zeta_0 = 2{,}34$, $K_1 = 0{,}4$, $\zeta_1 = 0{,}5$; $K_2 = 0{,}30$, $\zeta_2 = 0{,}78$.

Теорията на късите вълни ни дава възможност също така да получим асимптотичните зависимости за продължителността на фазата на свиване на УВ която за разлика от акустичното приближение не остава постоянна, а расте по цялото разпространение на вълната. В случая на взрив на зарядите на кондензиран ВВ тези съотношения приемат вида:

$$\frac{\tau c_1}{\lambda} = \begin{cases} \frac{\gamma_1 + 1}{2\gamma_1} K_0 \sqrt{\zeta - \zeta_0}, & N = 0, \\ \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1} K_1 \sqrt{\sqrt{\zeta} - \sqrt{\zeta_1}}, & N = 1, \\ \frac{\gamma_1 + 1}{2\gamma_1} K_2 \sqrt{\ln\left(\frac{\zeta}{\zeta_2}\right)}, & N = 2, \end{cases}$$

където константите $\boldsymbol{\lambda}, \boldsymbol{K_N}, \boldsymbol{\zeta_N}$ съответстват на зависимостите (6.13).