

Лекция XIV

Взаимодействие на взривните вълни с препятствията

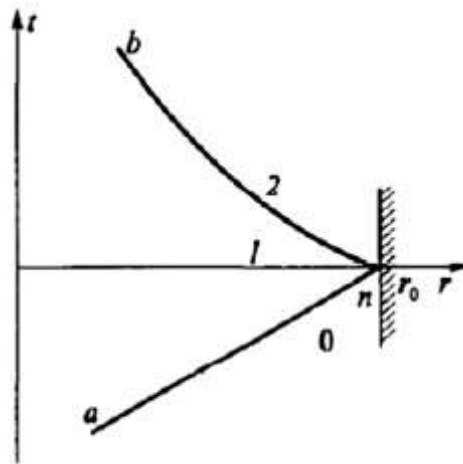
1. Едномерно отражение на вълната от твърдата повърхност.

Голямо практически решение има задачата за отражението на ударната вълна от твърда стена. В случая на общата постановка решението на тази задача е доста трудно и все пак при отражение на плоската, цилиндричната и сферичната вълна съответно от плоската, цилиндричната и сферичната преграда задачата си остава едномерна и нейното решение може да бъде получено с помощта на числените методи.

За решението на дадената задача е необходимо да интегрираме системата на едномерните уравнения на газовата динамика:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\rho u N}{r} &= 0, \\ \frac{\partial(p/\rho^\gamma)}{\partial t} + u \frac{\partial(p/\rho^\gamma)}{\partial r} &= 0 \end{aligned} \quad (14.1)$$

На фигура 14.1 е изобразена $(r - t)$ диаграма на отражението на ударната вълна от твърда стена, разположена на разстояние r_0 от началото на координатата. Областта 0 се отнася за несмутения газ с параметри p_0, ρ_0 , областта 1 – за падащата вълна и областта 2 – за отразената. Линията an представлява сама по себе си закона за движение на падащата вълна, а линията nb – отразената вълна.



Фигура 14.1. $(r - t)$ диаграма на отражение на ударната вълна от твърда стена.

Ако са известни параметрите $p_1(r, t)$, $u_1(r, t)$ и $\rho_1(r, t)$ за падащата ударна вълна, то можем да намерим решение на системата (14.1) в областта на отразената ударна вълна (област 2 на фиг. 14.1).

Начални условия за решение на задачата са параметрите в точката на отражение n , които се определят по формулите:

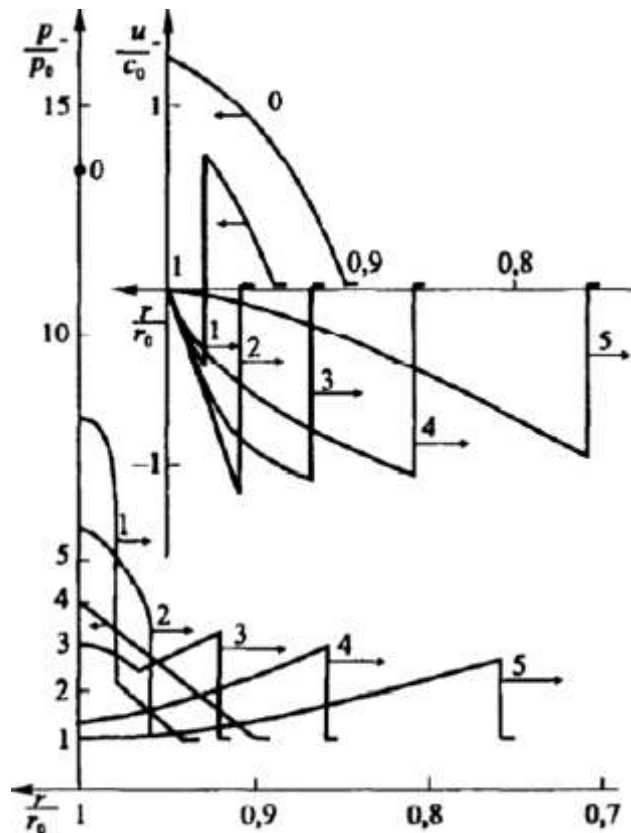
$$u_1 = u_{1m} - \left(\frac{2}{\gamma - 1}\right) c_{1m} \left(1 - \left(\frac{p_1}{p_{1m}}\right)^{(\gamma-1)/2\gamma}\right). \quad (14.5)$$

Плътноста във вълната се определя от съотношението $\rho_1 = \rho_{1m} (p_1/p_{1m})^{1/\gamma}$.

Задачата за отражението на плоската вълна е била пресметната за налягане $p_{1m} = (1 \div 13)p_0$ и показател на изоентропата, който се променя в границите $\gamma = 1,2 \div 3$. Резултатите от решенията са представени на фигури 14.3÷14.5.

На фигура 14.3 е представен процесът на отражение на вълната с триъгълен профил ($\alpha = 1$) при $p_{1m} = 4p_0$ и $\gamma = 1,2$ за някои моменти от време.

Важна характеристика на процеса на отражение е отделеният импулс на положителното налягане на твърда стена i_n . Стойността на този импулс се характеризира с коефициентите $n_i = i_n/i$, където i е отделеният импулс в преминаващата вълна.

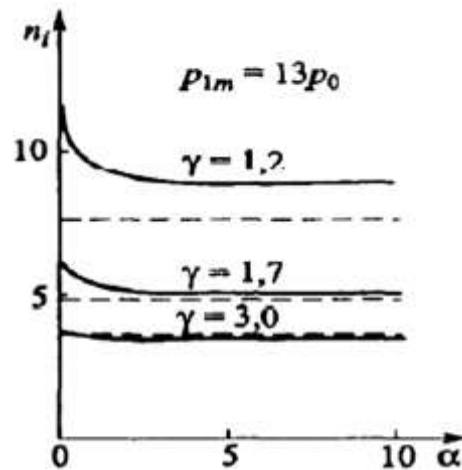


Фигура 14.3. Отражение на плоската вълна с триъгълен профил от твърда стена.

На фигура 14.4 е изобразена зависимостта на коефициента n_i от параметъра α за три стойности на $\gamma = 1,2; 1,7; 3$ и при свръх налягането на фронта на падащата вълна $p_{1m} = 13p_0$. Чрез щрихована линия са нанесени стойностите на коефициента на увеличение на свръх налягането на фронта на вълната при отражение $n_p = (p_n - p_0)/(p_{1m} - p_0)$, който не зависи от α . При нарастване на α коефициентът n_i намалява, като клони към някаква граница. Тази граница може да бъде както по-голяма, така и по-малка от стойността n_p в зависимост от стойността на показателя на изоентропата γ .

На графиката на фигура 14.5 е нанесена зависимостта на коефициента n_i от налягането в падащата вълна за някои стойности на параметъра α и за три стойности на показателя на изоентропата $\gamma = 1,2; 1,7; 3$.

От графиката се вижда, че с увеличаване на интензивността на вълната коефициентът n_i нараства, а с нарастване на пъргавината на газа (т.е. с увеличаване на γ) намалява.



Фигура 14.4. Изменение на коефициента на нарастване на импулса n_i от параметъра α .

Анализът на резултатите от пресмятанията дава възможност да свържем коефициентите n_i и n_p чрез следната зависимост:

$$n_i = 2 + (n_p - 2)f(\gamma, \alpha);$$

$$f(\gamma, \alpha) = \frac{4,25}{\gamma + 2,43} + \frac{1}{3(\alpha + 0,3\gamma + 0,24)};$$

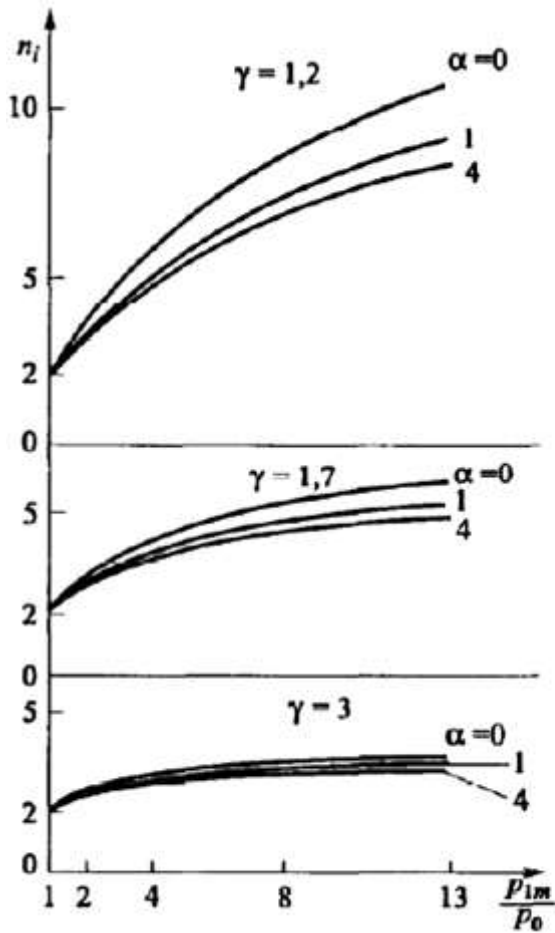
$$n_p = 1 + \frac{p_{1m}2\gamma}{p_{1m}(\gamma - 1) + (\gamma + 1)p_0}.$$

В случая на цилиндричната и сферичната вълна при отражение се образува вълна, която е със сходимост съответно на оста или в точката и след това отново достига твърдата стена. Този вълнови процес продължава многократно, тъй като в случая на неголемите радиуси на стената налягането върху нея не успява да падне по-долу от началното p_0 .

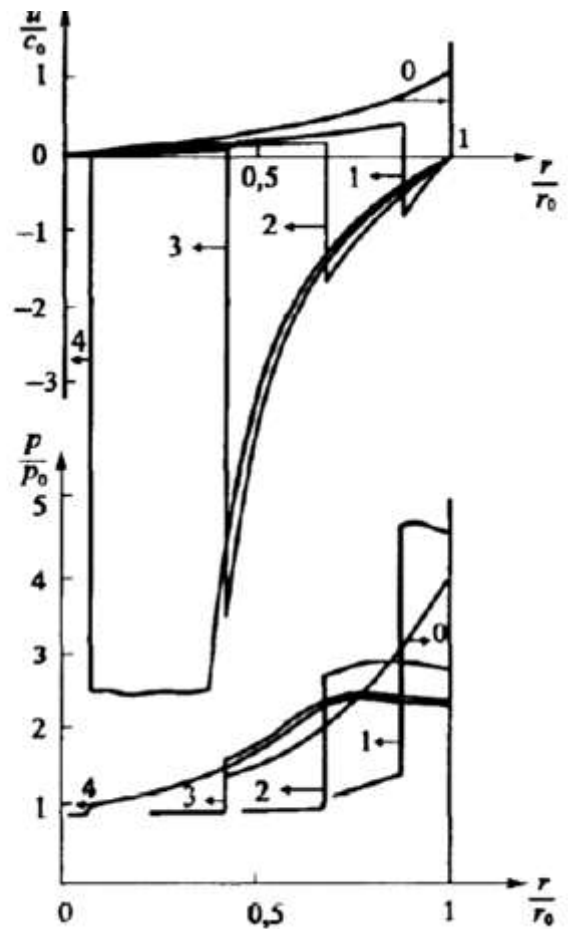
Изучаването на отраженията на цилиндричните и сферични вълни от твърдата стена бе извършено за точковия взрив в газа с показатели на изоентропата $\gamma = 1,4$. Параметрите в падащата вълна бяха взети във вид на решение на неавтомоделната задача за точковия взрив в средата с противоналягане. На фигура 14.6 е представена картината за отражение на сферичната вълна на точковия взрив с налягане на фронта $p_{1m} = 4p_0$ в някои моменти от време. Както се вижда от фигурата при излизане на отразената вълна на центъра на симетрия свръх налягането в нея спада до нула. Това е свързано с факта, че в центъра на взрива плътността на газа клони към нула по силата на степенния закон. Масовата скорост и скоростта на фронта на сходящите към центъра вълни неограничено нарастват.

Извършените пресмятания показаха, че налягането на стената не успява да падне по-долу от първоначалното p_0 при налягане на фронта на падащата вълна в сферичния случай, по-голямо от $2,0p_0$ и в цилиндричния случай – по-голямо от $2,5p_0$.

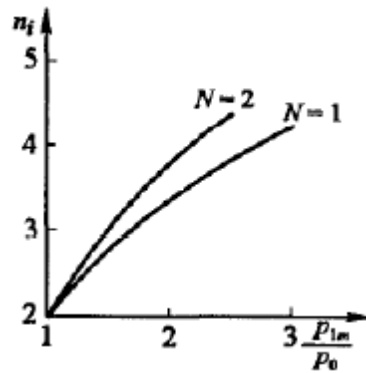
На фигура 14.7 е дадена зависимостта на коефициента на нарастване на импулса n_i на положителната фаза на налягане от налягането на фронта на падащата вълна за случая на цилиндричната ($N = 1$) и сферичната ($N = 2$) симетрия.



Фигура 14.5. Зависимост на коефициента n_i от интензивността на падащата вълна.



Фигура 14.6. Отражение на сферичната вълна на точковия взрив от твърдата сферична стена.

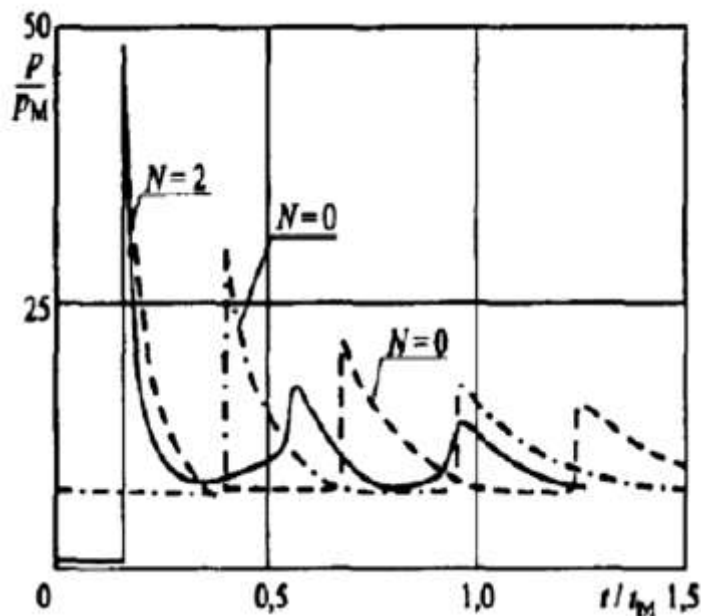


Фигура 14.7. Стойност на коефициента n_i за цилиндричния ($N = 1$) и сферичния ($N = 2$) точкови взривове.

Едномерната задача за газовия взрив в затворен обем се решава с помощта на разработения алгоритъм, в който са били направени незначителни изменения. В момента на излизане на вълната на стената аналитично се определя налягането на отражението и по-нататък параметрите на твърдата повърхност се пресмятат чрез използването на положителна характеристика и граничното условие $u_n = 0$. Тъй като за пресмятане на параметрите в общите точки на областта на течение се използва преходният метод от

типа Лакс-Вендроф, то фронтите на отразените УВ в ролята на взривове не се отделят. За основни мащаби на стойностите на величините при решаване на задачата са избрани радиусът на заряда, нормалното налягане и плътността на атмосферата при температура 15°C . При запълване на затворения обем на газовата смес се наблюдава отражение на детонационната вълна (ДВ) от твърдата стена. Образувашата се в този случай ударна вълна (УВ) се разпространява към центъра на симетрия и след отражението си в него се връща към стената. Процесът на отражение на УВ от твърдата повърхност и центъра на симетрия се повтаря многократно, като при това за сметка на загубите при разсейване, параметрите на фронта на вълната постепенно намаляват и в края на краищата, в обема се установява равновесие според налягането на състоянието с параметри, които са близки до случая на мигновената детонация на заряда.

Въздействието над затворения обем при отражение на ДВ се определя от диаграмата на налягане на твърдата стена, т.е. чрез зависимостта $p(t)$, чиито основни характеристики са времето за пристигане на вълната при i отражения на t_{ix} максималното налягане при i отражение p_{ni} и спад на налягането на стената след отражението. В ролята на пример на фигура 14.8 са представени зависимостите на налягането на твърдата стена от времето, считано от момента на инициране, при отражение на сферичната (чрез плътна линия) и плоска (чрез пунктирна линия) ДВ в стехиометрична смес на ацетилен с въздух. Тук чрез щрих-пунктирна линия е нанесено налягането в плоскостта на симетрия за случая на плоската ДВ.



Фигура 14.8. Зависимост от времето на налягане на твърда стена при отражение на детонационната вълна в ацетилено-въздушна смес.

След отражението на плоската вълна налягането на стената и плоскостта на симетрия пада до някаква остатъчна величина, примерно равна на стойността на налягането в стационарната област на ДВ, като остава постоянна до следващото отражение. В сферичния случай след отражението на ДВ налягането на стената намалява като достига минимума, който значително надвишава стойността на налягането в

стационарната област на ДВ (приблизително 1,3 пъти), след което започва да нараства до пристигането на отразената от центъра УВ. Такъв характер на поведение на налягането на твърдата стена е свързан с наличието на дивергентност на течението на продуктите на детонацията (ПД) в сферичния (цилиндричен) случай. При всяко едно последващо отражение максималното налягане намалява, а остатъчното (минимално) налягане нараства до известна степен, а интензивността на спадане на налягането след отражението намалява.

Максималното свръх налягане на стената при първото отражение на ДВ Δp_{m1} достатъчно точно може да бъде изчислено според известното съотношение за силната вълна:

$$\frac{\Delta p_{m1}}{\Delta p_D} = 1 + \frac{\gamma + 1}{4\gamma} + \sqrt{1 + \left(\frac{\gamma + 1}{4\gamma}\right)^2}, \quad (14.6)$$

където Δp_D е свръх налягането на фронта на ДВ;

γ – показателят за адиабатата на ПД.

Времето на първото отражение на ДВ от стената за всички случаи на симетрията е равно на $t_1 = r_0/D$. Времето на всеки следващ пробег на вълната нараства до известна степен, за сметка на намаляване на параметрите на фронта на отразената УВ, като все пак след третото отражение то се променя незначително и за $i \geq 4$ можем да положим:

$$t_i = t_3 + (i - 3)\alpha \frac{r_0}{D}, \quad (14.7)$$

където $\alpha = 3,6$ (за $N = 0$); $\alpha = 3$ (за $N = 1$); $\alpha = 2,6$ (за $N = 2$); $N = 0, 1, 2$ – съответно за плоския, цилиндричния и сферичния случай.

Времената на второто и третото отражение на УВ от твърдата стена за плоския, цилиндричния и сферичния случай са равни на:

$$\begin{aligned} t_2 = 4,25 \frac{r_0}{D}; \quad t_3 = 7,75 \frac{r_0}{D} & \text{ при } N = 0; \\ t_2 = 3,9 \frac{r_0}{D}; \quad t_3 = 6,90 \frac{r_0}{D} & \text{ при } N = 1; \\ t_2 = 3,55 \frac{r_0}{D}; \quad t_3 = 6,15 \frac{r_0}{D} & \text{ при } N = 2. \end{aligned} \quad (14.8)$$

В плоския случай можем също така да въведем времето за отражение на УВ от стената, на която се възбужда детонацията. Като го обозначим с полу-цели индекси, от числовите пресмятания е получено:

$$t_{1.5} = 2,5 \frac{r_0}{D}; \quad t_{2.5} = 6 \frac{r_0}{D}; \quad t_i = t_{2.5} + (i - 2,5)3,6 \frac{r_0}{D}. \quad (14.9)$$

При всяко следващо отражение на УВ максималното налягане на стената се намалява, като клони в границата към налягане на мигновената детонация $p_{MD} \approx p_D/2$ и за всички видове симетрия може да бъде описано чрез съотношението

$$p_{ni} = \frac{p_D}{2} + \left(p_{ni} - \frac{p_D}{2}\right) \left(\frac{r_0}{Dt_i}\right)^\alpha, \quad (14.10)$$

където $\alpha = 0,685$ (за $N = 0$); $\alpha = 1$ (за $N = 1$); $\alpha = 1,2$ (за $N = 2$);

Зависимостта (14.10) достатъчно точно описва също така максималното налягане на отражението на плоската УВ от плоскостта на инициране с оглед на съответното време на отражение (14.9).

В плоския случай налягането след отражение на двете стени се намалява според закона:

$$p_i = p_{ni} \left(\frac{t_i}{t} \right)^{2,5} \quad (14.11)$$

до момента от време, когато то става постоянно и равно приблизително на $0,37p_D$.

Спадът на налягането на твърдата стена след отражение на вълната в цилиндричния и сферичния случай може да бъде описан чрез съотношенията с приближения:

$$p_i = 0,37p_D + (p_{ni} - 0,37p_D) \left(\frac{t_i}{t} \right)^\beta, \quad (14.12)$$

където $\beta = 5$ (за $N = 1$); $\beta = 6$ (за $N = 2$).

Зависимостите (14.6)-(14.12) дават възможност за достатъчно точното построение на диаграмата на налягане на твърдите стени при едномерната детонационна смес, която изцяло заема обема на произволен вид симетрия за произволен брой отражения, тъй като в асимптотиката водят до постоянно налягане, равно на налягането на мигновената детонация.

Ако сместа с детонационна способност не заема целия обем, а само неговата централна област, то параметрите, които действат на твърдата стена, са свързани с отражение на въздушната УВ. В този случай вътре в обема възниква сложна вълнова картина, която е следствие от пречупването и отражение на вълните на контактната повърхност ПД-въздух.

При неголямо разстояние на стената от заряда, налягането върху нея след отражението не успява да падне по-долу от атмосферното до момента на пристигане на отразената от центъра на симетрия вълна и след редица вълнови пробега, вътре в обема се установява равновесие според налягането на състоянието. Това крайно налягане p_K с добра точност може да бъде определено според закона за съхранение на енергията за цялата среда и масата за ПД в приближението на установяването в тях на равновесно състояние според плътността, което е близо до истината. Записът на показаните закони за съхранение води до съотношенията:

$$\rho_{sm} Q_{sm} r_0^{N+1} + \frac{p_0 r_0^{N+1}}{\gamma_{sm} - 1} + \frac{p_0 (r_W^{N+1} - r_0^{N+1})}{\gamma_0 - 1} = \frac{p_K r_K^{N+1}}{\gamma - 1} + \frac{p_K (r_W^{N+1} - r_K^{N+1})}{\gamma_0 - 1}; \quad (14.13)$$

$$r_K = r_0 \left(\frac{p_D}{2p_K} \right)^{1/\gamma(N+1)}, \quad (14.14)$$

където r_0 , r_W и r_K са радиусът на заряда, стената и крайният радиус на разширение на ПД; γ_{sm} и γ_0 са показатели за адиабатата на сместа и на въздуха.

Като започваме с определено разстояние на стената от заряда, налягането върху ѝ успява да падне по-ниско от атмосферното и в ролята на параметри на отражение, които характеризират въздействието на взрива освен максималното свръх налягане на отражението, можем да въведем импулс на положителната фаза на свръх налягането i_n и продължителността за неговото действие τ_n на твърдата стена. Минималното налягане на стената от центъра на взрива, на което можем да въведем споменатите по-горе характеристики, при детонация на плоския, цилиндричния и сферичния заряд на стехиометричната смес ацетилен-въздух например са равни съответно на 6,2; 2,9 и 2,1 радиуса на заряда.

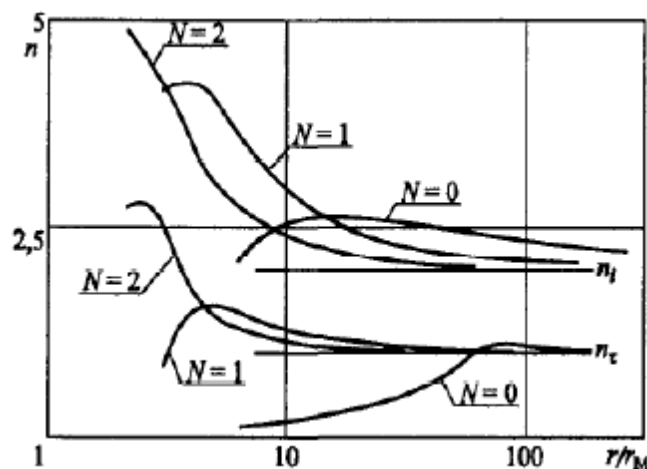
Параметрите на преминаващата УВ са свързани с характеристиките на отражението чрез коефициентите на увеличение на максималното свръх налягане n_p на импулса на свръх налягането n_i и продължителността на фазата на свиване n_τ , които са равни на отношението на споменатите параметри при отражението спрямо съответстващите параметри в преминаващата вълна. Изчисляването на стойността на коефициента n_p не представлява особена трудност, тъй като максималното свръх налягане при отражението е еднозначно свързано с свръх налягането на фронта на падащата УВ Δp_m чрез аналитичната зависимост:

$$\Delta p_n = 2\Delta p_m \left(1 + \frac{\gamma_0 + 1}{2} \frac{\Delta p_m}{(\gamma_0 - 1)\Delta p_m + 2\gamma_0 p_0} \right). \quad (14.15)$$

Стойността на коефициентите n_i и n_τ аналитично не може да се изчисли и може да бъде определена единствено чрез резултата от числовото решение на задачата.

На фигура 14.9 в ролята на примери са представени зависимостта на n_i и n_τ от разстоянието до стената в диапазона, където можем да въведем споменатите стойности, за случая на детонация на стехиометрични заряди на ацетилен-въздух за всички типове симетрия ($N = 0, 1, 2$).

Коефициентът на увеличение на импулса n_i зависи от вида симетрия на задачата и е максимален в сферичния случай. С увеличаване на разстоянията при която и да било симетрия $n_i \rightarrow 2$, коефициентът на увеличение на продължителността на фазата на свиване n_τ в границите при $r \rightarrow \infty$ клони към единица. И все пак, ако в сферичния случай ($N = 2$) той винаги е по-голям от единица, то в цилиндричния ($N = 1$) става по-малък от единица при $r < 3r_0$, а в плоския ($N = 0$) $n_\tau < 1$ до разстоянието $r = 60r_0$. Намаляването на n_τ на близки разстояния от заряда е свързано с големи ентропни загуби на фронта при отражение на интензивната УВ и води до това, че коефициентът на увеличение на импулса n_i в цилиндричния и плоския случай също така започва да намалява при приближение на стената към заряда.



Фигура 14.9. Зависимост на коефициентите n_i и n_τ от разстоянието до стената при газов взрив на всички видове симетрия.

Числовото решение на задачата за нормалното отражение на плоската стационарна вълна от твърдата стена е показало, че количеството движения в отразената вълна е приблизително равно на количествата движения в преминаващата (с точност

10÷15%). В този случай за отделения импулс на твърдата стена можем да запишем съотношението:

$$i_n \approx 2 \int_{\lambda} \rho u dx,$$

където $i_n \approx 2 \int_{\lambda} \rho u dx$ е количеството движения в падащата вълна;

λ е дължината на вълната.

Като вземем предвид това, че за стационарната вълна $dx = Ddt$, където D е скоростта на разпространение на вълната, и като използваме съотношението на фронта, за количествата движения на средата в падащата вълна можем да запишем:

$$\int_{\lambda} \rho u dx = \int_{\tau} \rho u D dt = \int_{\tau} \Delta p \frac{\rho}{\rho_0} dx = \int_{\tau} \left(\Delta p + \Delta p \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) \right) dt = \int_{\tau} \Delta p dt + \int_{\tau} \rho u^2 dt =$$

$$= i + j, \quad (14.16)$$

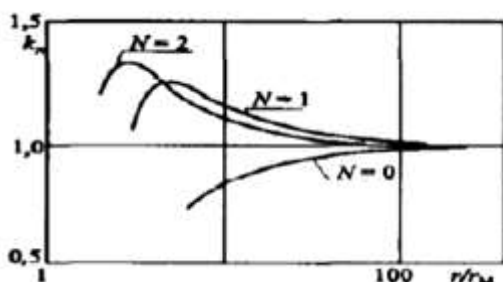
където τ е продължителността на фазата на свиване във вълната.

По такъв начин, при нормално отражение на плоската стационарна вълна импулсът на твърдата стена е приблизително равен на удвоения цял импулс на падащата вълна, съставен от импулсите на свръх налягането i и скоростния поток j , т.е. $i_n \approx 2(i + j)$.

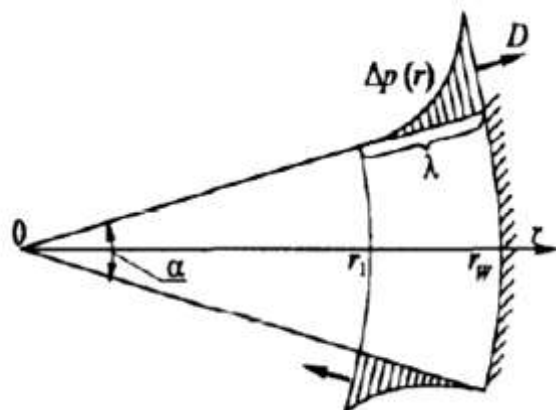
Като обобщим това съотношение за случая на нестационарната вълна от произволен тип симетрия, можем да запишем:

$$i_n = 2k_n(i + j), \quad (14.17)$$

където k_n е коефициентът на отражение, отчитащ дадените фактори.



Фигура 14.10. Зависимост на коефициента на отражението k_n от разстоянието за всички видове симетрия ($N = 0; 1; 2$).



Фигура 14.11. Схема на извеждане на закона за съхранение на количествата движения в дивергентния случай.

На фигура 14.10 е представена зависимостта k_n от разстоянието, която е получена според резултатите от числените пресмятания за стехиометричните заряди на ацетилен-въздух на всички видове симетрия. Очевидно на големи разстояния когато УВ с каквато и да било симетрия според своите свойства се приближава към плоската стационарна $k_n \rightarrow 1$.

За определяне на функционалната зависимост k_n ще използваме интегралния закон за съхранение на количествата движения. В общия случай симетрията за частиците газ, заключен в сектора с ъгъл α и намиращ се в началния момент от време между произволен радиус r_1 и стената r_w (виж фиг. 14.11), приема вида:

$$\Delta \left(\int_{r_1}^{r_w} \rho u r^N dr \right) = \int_0^{\tau} \Delta p_1 r_1^N dt - \int_0^{\tau} \Delta p_w r_w^N dt + N \int_0^{\tau} \left(\int_{r_1}^{r_w} \Delta p r^{N-1} dr \right) dt. \quad (14.18)$$

Тук в лявата част е записано изменението на количествата движения в отделената частица газ за времето τ първите два интеграла в дясната част съответстват на импулсите на свръх налягането спрямо вътрешната и външната граница на частиците, а третият член в дясната част е допълнителен импулс, получен от частиците в направление на оста r под действието на налягането на страничната повърхност на отделения сектор (виж фиг. 14.11).

Ще разгледаме случая на отражение на УВ за положителното свръх налягане на с дължина λ , приближаваща в началния момент към стената, и ще изберем в ролята на r_1 радиус на вътрешната граница на слоя на газа, който изцяло съдържа отдалечаващата се вълна след отражението. Тогава като запишем (14.18) за целия етап на отражение при условие $\Delta p_1 = 0$ и ред на малките количества λ ще получим:

$$\Delta \left(\int_{r_1}^{r_w} \rho u r^N dr \right) \approx - \int_0^{\tau_n} \Delta p_w dt + \frac{N}{r} \int_0^{\tau_n} \left(\int_{r_1}^{r_w} \Delta p dr \right) dt.$$

Като променим в дясната част на втория интеграл последователността на интегриране и като вземем в ролята на характерна величина на интеграла според времето неговата стойност на стената, имаме:

$$\Delta \left(\int_{r_1}^{r_w} \rho u dr \right) \approx - \int_0^{\tau_n} \Delta p_w dt + A \frac{N}{r} \lambda \int_0^{\tau_n} \Delta p_w dt \approx -i_n \left(1 - BN \left(\frac{r_0}{r} \right) \right), \quad (14.19)$$

където: A и B са определени числови коефициенти;

r_0 е радиусът на газовия заряд.

Както показват числените пресмятания, стойността на интеграла, стоящ в лявата част (14.19), в падащата и отразена УВ е практически еднаква (с точност 10÷15%) и в същото време за стационарната вълна важи съотношението (14.16). В този случай (14.19) може да се препише:

$$2(i + j) \approx i_n \left(1 - BN \frac{r_0}{r} \right),$$

или като вземем предвид реда на малките стойности на $BN(r_0/r)$,

$$i_n \approx 2(i + j) \left(1 + BN \frac{r_0}{r} \right). \quad (14.20)$$

Като направим сравнение между (14.17) и (14.20) за коефициента k_n , получаваме:

$$k_n \approx 1 + BN \frac{r_0}{r}.$$

Полученото съотношение за k_n важи само при условие $\lambda \ll r_w$, т.е. на достатъчно голямо разстояние на стените от заряда (виж фиг. 14.10). В близост до заряда, за сметка на намаляване на продължителността на фазата на свиване на стената, k_n намалява и с

оглед на резултатите от числовото решение на задачата, може да бъде намерено по обобщената зависимост:

$$k_n \approx 1 + N(2,7 - 1,1N) \frac{r_0}{r} - A \left(\frac{r_0}{r} \right)^{2N+1}, \quad (14.21)$$

където $A = 1,6$ (за $N = 0$); $11,7$ (за $N = 1$); $9,6$ (за $N = 2$).

Трябва да имаме предвид, че съотношението (14.21) може да се използва само на разстояния, на които можем да отделим импулсът на свръх налягането на твърдата стена.

Като знаем стойността на коефициентите n_i и n_p за стойността на n_τ можем да предложим достатъчно просто съотношение. Тъй като импулсът на свръх налягането е пропорционален на произведението на максималното свръх налягане с продължителността на фазата на свиване, то с оглед на (14.17) можем да запишем:

$$i_n = 2k_n i \left(1 + \frac{j}{i} \right) \sim \Delta p_n \tau_n; \\ i \sim \Delta p_m \tau.$$

Откъдето при предположение за подобие на диаграмата на налягане в падащата и отразената вълна, следва

$$n_\tau = \frac{\tau_n}{\tau} \approx \frac{2k_n(1 + j/i)}{n_p}. \quad (14.22)$$

Съотношенията (14.15), (14.17), (14.21) и (14.22) дават възможност по параметрите на падащата УВ на газовия взрив да се оцени натоварването на стените на затворения обем в едномерно приближение.

2. Приблизителна оценка на параметрите на отражение на взривните вълни

Получените съотношения за импулсите при взрив се отнасят за случая, в който ударната вълна се отразява нормално от преградата. И все пак при реални условия на действията на взрива ударната вълна може да пада върху преградата под различни ъгли. Очевидно, максималното налягане при отражението и импулса, поемани от преградата, могат в този случай в зависимост от ъгъла на падане на ударната вълна, забележимо да се различават от налягането и импулса при нормално отражение на вълната от преградата.

Решението на задачата за нормалното отражение на въздушната УВ от твърдата повърхност за свръх налягането може да бъде представено във вида:

$$\Delta p_n = 2\Delta p_m + \frac{\gamma + 1}{2} \rho_m u_m^2, \quad (14.23)$$

където: γ е показателят на адиабатата на въздуха;

индексът m се отнася спрямо параметрите на фронта на падащата УВ.

Тъй като процесът на отражение от твърдата повърхност е еквивалентен на взаимодействието на две вълни с еднаква интензивност, то за формула (14.23) има проста физична интерпретация. Нейният първи член съответства на сумата на свръх наляганята на взаимодействащите вълни (статична съставна част), а вторият отчита нарастването на налягането за сметка на спиране на скоростния поток (динамична съставна част). Ако сметнем, че при падане на вълната на повърхността под ъгъл $\varphi \neq 0$, динамичната съставна част се определя според спирането на нормалната съставна част на скоростния поток, то за налягането на спирането можем да запишем:

$$\Delta p_{rf} = 2\Delta p_m + \frac{\gamma + 1}{2} \rho_m u_m^2 \cos^2 \varphi.$$

С помощта на съотношенията на динамичната съвместимост е лесно да препишем тази формула във вид на зависимост единствено от свръх налягането в падащата УВ:

$$\Delta p_{rf} = \Delta p_m \left(2 + \frac{(\gamma + 1)\Delta p_m}{(\gamma - 1)\Delta p_m + 2\gamma p_0} \cos^2 \varphi \right). \quad (14.24)$$

Както бе показано по-рано, при нормално отражение на плоската УВ от стената, за отделения импулс на свръх налягането можем да запишем формулата с приближение:

$$i_n \approx 2(i + j),$$

където: $i = \int_0^\tau \Delta p dt$ е отделеният импулс на налягането;

$j \approx \int_0^\tau \rho u^2 dt$ е отделеният импулс на скоростния поток в падащата УВ.

В случай на падане на УВ на стената под ъгъл φ_x аналогично на свръх налягането, за импулса на отражение имаме:

$$i_{rf} = 2(i + j \cos^2 \varphi). \quad (14.25)$$

При граница $\varphi \rightarrow \pi/2$ зависимостите (14.24) и (14.25) водят до стойности $\Delta p_{rf} = 2\Delta p_m$ и $i_{rf} = 2i$, което е два пъти по-голямо, отколкото при плъзгането на УВ по стената. Поради това тях можем да използваме едва при ъглите на падане на УВ, които са по-малки от критичния φ_{cr} , когато отражението преминава в нерегулярен стадий. При по-нататъшно увеличаване на ъгъла $\varphi > \varphi_{cr}$ статичните съставни части на налягането и импулса на отражението започват да намаляват според закона за косинуса, поради което за този диапазон можем да запишем:

$$\Delta p_{rf} = \Delta p_m \left(1 + \frac{\cos \varphi}{B} + \frac{(\gamma + 1)\Delta p_m}{(\gamma - 1)\Delta p_m + 2\gamma p_0} \cos^2 \varphi \right); \quad (14.26)$$

$$i_{rf} = i \left(1 + \frac{\cos \varphi}{B} \right) + 2j \cos^2 \varphi, \quad (14.27)$$

където константата B се определя от условията за непрекъснатост на параметрите на отражение при $\varphi = \varphi_{cr}$ и е равна на $B = \cos \varphi_{cr}$ като обобщим зависимостите (14.26), (14.27) по целия диапазон, получаваме:

$$B = \begin{cases} \cos \varphi, & \text{при } \varphi \leq \varphi_{cr}; \\ \cos \varphi_{cr}, & \text{при } \varphi > \varphi_{cr}. \end{cases}$$

Както показват пресмятанията и експериментите при нарастване на интензивността на въздушната УВ стойността на φ_{cr} от стойността $\pi/2$ рязко спада, като достига минимума при $\Delta p_m = (2 \div 3)p_0$, а след това много незначително нараства (в границите $1 \div 2^\circ$), като в този случай максималната му стойност за газа с показател на адиабатата γ се определя чрез съотношението $\cos \varphi_{cr}|_{\min} = \sqrt{(\gamma + 1)/4}$. С оглед на дадения по-горе характер на поведение на φ_{cr} , за неговото изчисление можем да използваме апроксимацията:

$$\cos \varphi_{cr} = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{4}} \sqrt[3]{1 - \exp\left(-2,3 \frac{\Delta p_m}{p_0}\right)},$$

която описва резултатите от точните пресмятания за въздуха с показател на адиабатата $\gamma = 1,2 \div 1,4$ с отклонения от не повече от 1,5%.

Зависимостта (14.26) не описва нарастването на налягането на отражението при приближение на ъгъла на падане на УВ към критичната стойност и все пак с изключение на тази локална област тя с добра точност описва известните данни за плоските стационарни вълни както в областта на регулярното, така и в областта на нерегулярното отражение.

При взрив на заряда над повърхността на земята на начален етап, при ъглите на падане на фронта на УВ, които са $\varphi < \varphi_{cr}$, отражението се извършва в регулярен режим, а при $\varphi = \varphi_{cr}$ процесът на отражение преминава в нерегулярен стадий. В този случай се образува махова вълна, която се разпространява по повърхността на земята, а тройната точка на пресичане на падащата, отразената и маховата вълна постепенно се отдалечава от повърхността на отражението. Като знаем траекторията на движение на тройната точка, получена експериментално, можем да пресметнем интензивността на маховата УВ и следователно да определим налягането на повърхността на земята при отражение на взривната вълна.

На големи разстояния от епицентъра на взрива параметрите на маховата УВ започват да се приближават към параметрите на взрива на заряда на удвоената маса на твърдата повърхност. Като взимаме предвид тази особеност, за определяне на параметрите на отражение на взривната вълна, с помощта на зависимостите (14.26) и (14.27), можем да въведем ефективната маса на заряда за областите на нерегулярно отражение, която се изчислява по формулата:

$$m_{ef} = \frac{2m}{1 + \cos \varphi}, \quad \text{при } \varphi > \varphi_{cr} \quad (14.28)$$

където m е масата на заряда.

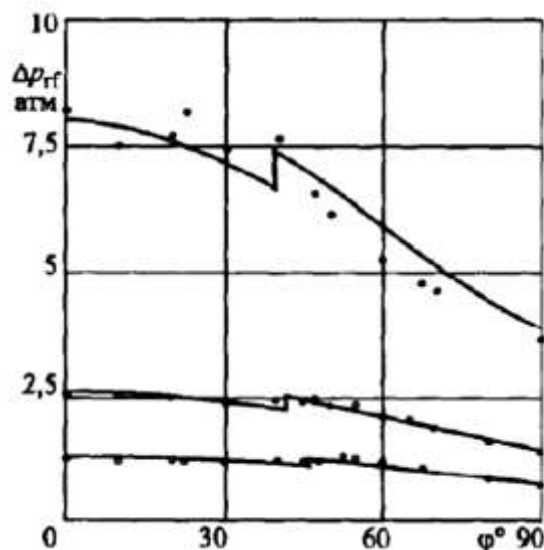
Заместването на ефективната маса (14.28) във формулите за съсредоточения заряд, се определят параметрите на падащата УВ, а според тях от зависимостите (14.26) и (14.27) се намират параметрите на отражение. В границата $\varphi \rightarrow (\pi/2)$, $m_{ef} \rightarrow 2m$, а при $\varphi < \varphi_{cr}$, $m_{ef} = m$, т.е. при $\varphi = \varphi_{cr}$ се извършва скокообразно изменение на ефективната маса на заряда и следователно на параметрите на отражение, което условно може да бъде свързано с нарастване на параметрите при прехода от регулярен към нерегулярен режим на отражение.

На фигури 14.12 и 14.13 е дадено сравнение на пресметнатите по (14.26) и (14.27) параметри на отражението (чрез плътни линии) с експерименталните данни на работите (чрез кръгчета) за сферичния заряд ТГ50 с маса 0,135 kg при разстояние от точката на регистрация на параметрите на 1; 1,5 и 2 m (за импулса – 1 и 2 m). Разликите между пресметнатите и експериментални данни се намират в границите на 10%.

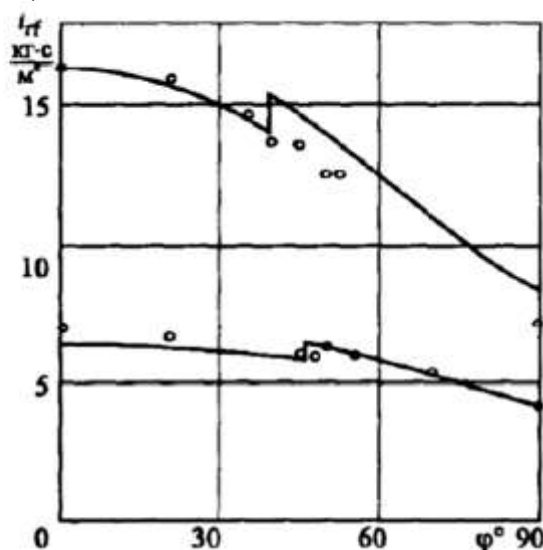
На фигура 14.14 с дадени пресметнатите (чрез плътни линии) и експериментални (чрез знаци) за свръх налягането на отражението при взрива на сферичния заряд ТГ50 с маса от 0,135 kg на височина $H = 0; 0,5; 1; 1,5; 2$ m в зависимост от разстоянието от епицентъра на взрива R . Резултатите от пресмятанятия се различават от експерименталните с не повече от 10%, но главното се състои в това, че зависимостта (14.26) дава възможност за описание на всички особености на процеса на отражение. И свеждащи се до следното:

Всички дадени криви $\Delta p_{rf} = f(R)$ се пресичат в кривата $h = 0$, а също така и помежду си. До пресичането с кривата $h = 0$ (в близост до заряда) те се разпределят по намаляващата степен на h , т.е. колкото по-малка е височината на заряда h , толкова по-

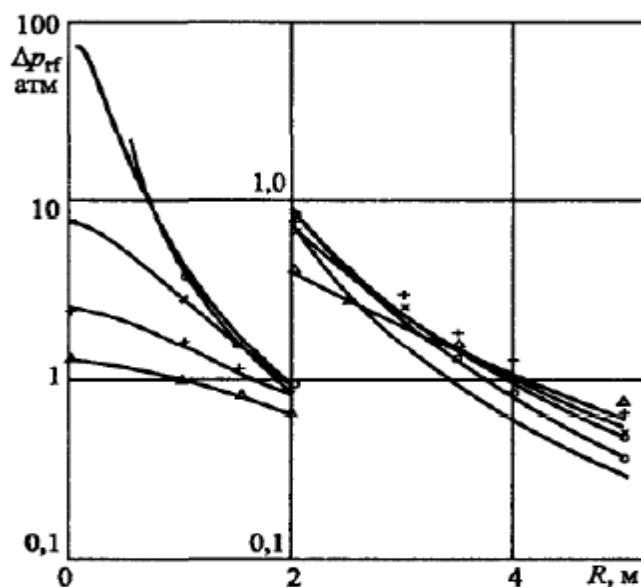
висока е кривата, следователно толкова по-големи са максималните налягания в ударната вълна (при равни разстояния R истинското разстояние до заряда е толкова по-голямо, колкото по-голяма е височината на заряда).



Фигура 14.12. Зависимост на свръх налягането при отражение на УВ от ъгъла на падане на фронта от ъгъла на падане на фронта на твърдата повърхност.



Фигура 14.13. Зависимост на импулса на свръх налягането при отражение на УВ на твърдата повърхност.



Фигура 14.14. Сравнение на пресметнатите и експериментални данни за свръх налягането на отражението на УВ при взрива на заряда ВВ на различна височина:
 $-h = 0m$; $\circ - h = 0,5m$; $\times - h = 1,0m$; $+ - h = 1,5m$; $\Delta - h = 2,0m$;

По такъв начин, най-високата крива в тази област е кривата $h = 0$ и най-ниската е $h = 2,0 m$. На разстояния R , които са по-големи от две височини на взрива, кривите $\Delta p_{rf} = f(R)$ се разпределят в обратен ред, т.е. колкото по-голяма е височината на взрива h , толкова по-високо е разположена кривата. Така например на разстояния $R = 5,0 m$

най-високата крива е кривата за $h = 2,0$ m, а най-ниската е на $h = 0$. В междинната област между $R = 1,25 \div 2$ на височината на взрива има пресичане на кривите. В този случай пресичането на кривите $h > 0$ с кривата $h = 0$ при изследваните интензивности на падащите вълни ($0,55 \div 2,33$ atm) се наблюдава на приблизителни разстояния от $R = 1,25h$, т.е. при постоянен ъгъл на падане φ , равен на $50 \div 51^\circ$.

3. Взаимодействие на въздушната ударна вълна с обекти

Характерът на вълновото взаимодействие на взрива с обектите зависи от съотношението на дължината λ на фазата на свиване на вълната и размера на обекта l . Под стойност на λ разбираме характерната дължина $\lambda = D\tau$, която се определя от скоростта D в момента $t = 0$, на съприкосновение на фронта на вълната с обекта и от дължината τ на фазата на свиване на вълната, която действа на обекта.

При големи взривове на бризантни ВВ и на ядрени взривове, когато $\lambda > l$, ударната вълна се смята за „дълга” и при пресмятане на натоварването се взема предвид функцията на изменение на налягането с времето $\Delta p(t)$. По такъв начин постъпват при пресмятанията действията на взривовите на газово-въздушната смес и праховите облаци. При взривове на неголеми заряди на ВВ обикновено $\lambda < l$ („къса” вълна), въздействието има импулсивен характер и за пресмятане на отделения импулс на отражение е достатъчно да имаме стойностите на импулсите на свръх налягането i и скоростния поток j (14.27) в която и да било точка на обекта и целия импулс спрямо обекта като цяло.

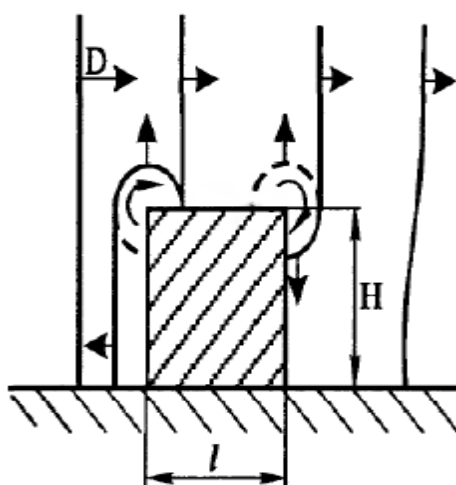
За дългата УВ се различават две характерни фази на взаимодействие с неподвижните обекти: дифракция и установено (бавнопроменящо се) обтичане. Във фазата на дифракция е доста малка продължителността в процеса на обхвата на обекта на вълната, а натоварванията са значително нестационарни. Във връзка с ефекта на отражение максималните налягания спрямо някои елементи на обекта съществено надминават свръх налягането Δp_m на фронта на преминаващата УВ, и все пак те бързо спадат като достигат стойността на така нареченото налягане в „застой”, което съответства на началото на втората фаза.

В ролята на пример на фигура 14.15 са представени етапите на обтичане на взривната вълна по твърд правоъгълен паралелепипед, предната граница на който е обърната към страната на взрива и е перпендикулярна на направлението на движение на фронта на УВ.

В момента на падане на фронта на УВ на предната граница на паралелепипеда произтича нормално отражение на вълната и съответното нарастване на налягането. За сметка на вълната на разтоварване, която се разпространява от ръбовете на предната граница на паралелепипеда, налягането върху нея ще пада и след няколко време става равно на сумата на свръх налягането в падащата вълна и скоростния напор (налягането на спиращия поток). Времето на отслабване на налягането е приблизително равно на времето на пробег на вълната на разреждане от ръбовете на предната граница до нейната среда и обратно.

При преминаване на фронта на УВ по горната и страничните граници на паралелепипеда се появяват завихряния, свързани с обтичането на потока на газа на предната граница. Тези завихряния и поток на газа от областта на повишеното налягане пред предната граница до известна степен понижават налягането на горната и

страничните граници в сравнение с налягането в преминаващата вълна. Като достига задните ръбове на паралелепипеда, УВ обтича и се движи по задната граница като в този случай също се образува завихряне. След известно време след затихване на протичащата вълна, в центъра на задната граница спрямо нея се установява приблизително постоянно налягане, което е малко по-ниско от налягането в преминаващата УВ за сметка на завихряннията, които се появяват при протичане на газовия поток зад задната граница на паралелепипеда.



Фигура 14.15. Етапи на обтичане на взривната вълна по твърд правоъгълен паралелепипед.

Общото натоварване, което действа на която и да било граница, може да се представи във вид на сумата на свръх налягането в преминаващата вълна $\Delta p(t)$ и налягането на спирането $\Delta p_s(t)$, което е свързано със скоростния напор в УВ чрез израза:

$$\Delta p_t(t) = C_d q(t) = C_d \frac{\rho u^2}{2},$$

където C_d е т. нар. коефициент на спиране, чиято стойност зависи от ориентацията на разглежданата граница спрямо направлението на разпространение на УВ и може да бъде както положителен, така и отрицателен (например за горната, страничните и задните граници в разглеждания случай).

Очевидно, характерът на измененията на налягането ще зависи от положението на разглежданата точка спрямо ръбовете на границите на паралелепипеда. И все пак, ако се интересуваме от реакцията на взривното натоварване на отделните граници или на целия обект, то при разглеждането можем да въведем средното свръх налягане $\Delta p_s(t)$, което да умножим по площта на повърхността на границата, и така можем да определим сумарното натоварване спрямо нея в който и да било момент от време.

Когато фронтът на УВ достига предната стена ($t = 0$) по цялата нейна повърхност възниква налягане Δp_{rf} , което се определя по зависимостта (14.26) (при $\varphi = 0$). След това, след изминаване на някакво време t_d на предната граница се установява налягане в застой Δp_d , което е равно на:

$$\Delta p_d = \Delta p(t_d) + C_d q(t_d),$$

където $\Delta p(t_d)$ и $q(t_d)$ са свръх налягането и скоростният напор в УВ в момента от време t_d .

Както показват експерименталните изследвания, стойността на t_d с достатъчна точност може да бъде определена от израза:

$$t_d = \frac{3S}{D},$$

където S е разстоянието от точката на спадане на вълната на разтоварване до най-близкия ръб на границата (височина или половина ширина на предната граница).

По-нататък средното свръх налягане на предната граница е равно на:

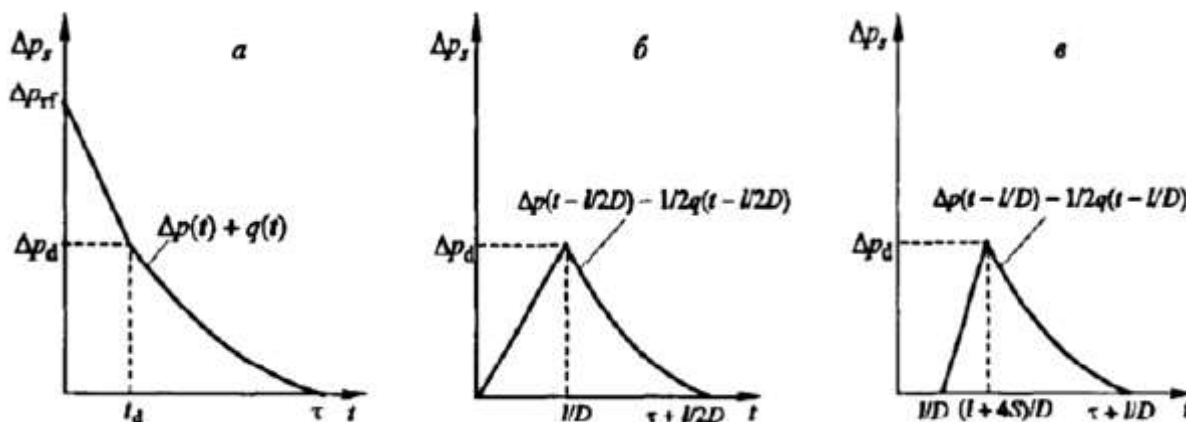
$$\Delta p_s = \Delta p(t) + C_d q(t)$$

и спада до нула при $t = \tau$.

Коефициентът на спиране при нормално настъпване на потока на плоската повърхност е равен на единица, поради което:

$$\Delta p_l(t) = C_d q(t) = \frac{\rho u^2}{2}.$$

По такъв начин, изменението на свръх налягането Δp_s за предната стена може да бъде представено във вид на графика на фигура 14.16.а.



Фигура 14.16. Изменения на средното свръх налягане на границите на обекта: на предната граница (а); на страничните и горните граници (б); на задните граници(в).

Натоварването на горната и страничните граници започва да действа веднага след пристигане на УВ на предната стена ($t = 0$) и все пак те се натоварват изцяло в момента от време $t = l/D$, където l е дължината на паралелепипеда в направление на разпространение на УВ, в този случай в ролята на средно свръх налягане Δp_d можем да вземем стойността в центъра на границата, т.е. зад фронта в момента от време $t = l/2D$.

$$\Delta p_d = \Delta p\left(\frac{l}{2D}\right) + C_d q\left(\frac{l}{2D}\right).$$

След това средното налягане във всеки един момент от време се определя от израза:

$$\Delta p_s = \Delta p\left(t - \frac{l}{2D}\right) + C_d q\left(t - \frac{l}{2D}\right),$$

т.е. взима се за равно на налягането в застой в центъра на границата.

Коефициентът на спирането за страничните и горните стени е равен на $C_d = -0,5$, поради което налягането на спирането е отрицателно и е равно на:

$$\Delta p_t(t) = C_d q(t) = -\frac{\rho u^2}{4}.$$

Характерът на изменение на налягането Δp_s на горните и странични граници е показан на фигура 14.16.б.

Фронтът УВ достига задните стени в момента от време l/D , но е необходимо допълнително време, както показват и експериментите например за $4S/D$, за да се установи на нея налягане в застои, което се определя от зависимостта:

$$\Delta p_s = \Delta p \left(t - \frac{l}{D} \right) + C_d q \left(t - \frac{l}{D} \right)$$

и съществува в диапазона от време $(l + 4S)/D$ до $\tau + l/D$. Тук S както и за предната граница, е разстоянието от точката на спадане на протичащата УВ до близкия ръб на задната граница. Коефициентът на спиране на задната стена също така, както и на страничните и на горните граници, е равен на $C_d = -0,5$. Графиката на изменението на Δp_s на задната стена е показан на фигура 14.16.в.

Средното налягане на страничните и горните граници на паралелепипеда дава възможност за извършване на пресмятания за разрушаването на стените и препокриване на обекта, а разликата на наляганята на предната и задните стени дава в резултат на това натоварване върху съоръжението. По аналогичен начин може да бъде построена зависимостта на налягането във всяка една точка на повърхността на обекта при произволна ориентация към фронта на УВ. Необходимо е единствено да имаме експериментални или теоретични данни за коефициентите на спиране и времената на установяване на налягането в застои в разглежданата точка на обекта. Полученото в резултат на това натоварване се намира чрез сумирането на съответните съставни части на налягането по цялата повърхност на обекта или на негов отделен елемент за всеки момент от време.

В инженерните пресмятания при определяне на стойностите на получените натоварвания над обекта, чийто характерен размер в направленията на разпространение на вълната е много по-малък от нейната дължина, можем да допуснем опростяване, което се състои в това, че стойността на максималното средно свръх налягане Δp_{sm} и времето за неговото достигане t_m са свързани с отражението на УВ от лицевата повърхност на обекта, а налягането в застои след привършване на процесите на дифракция се определя от аеродинамичното съпротивление на обекта в потока на газа зад фронта на вълната. В идеалния вид тази зависимост е показана на фигура 14.17.

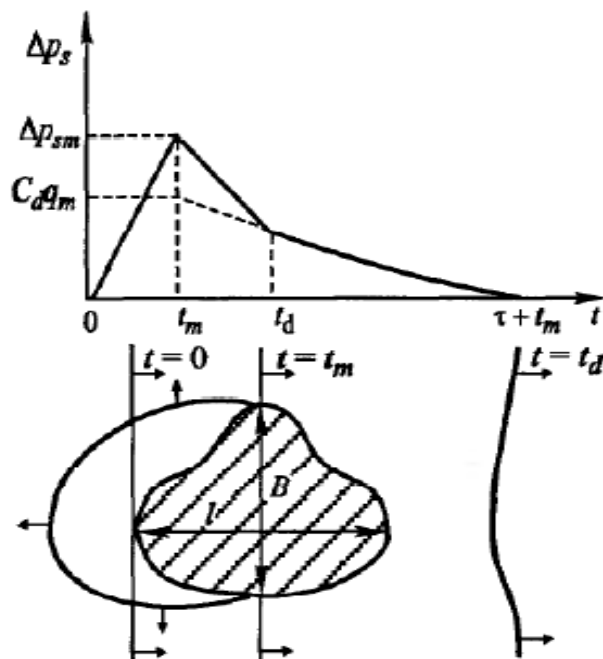
Като започваме от момента на докосване на фронта на УВ с тялото ($t = 0$), свръх свръх налягане Δp_s върху обекта линейно нараства с течение на времето от нула до максималната стойност от Δp_{sm} за време t_m , тъй като имаме случай на тяло с плоска фронтална повърхност $t_m = 0$. След това налягането, което действа върху обекта, се понижава линейно и става равно на аеродинамичното съпротивление в момента на приключване на дифракционните процеси t_d .

Тъй като дължината на вълната се смята за много по-голяма, отколкото дължината на обекта, то можем да смятаме, че максималното налягане се развива в момент на излизане на фронта на УВ на напречното сечение, т.е. $t_m = l_m/D$, където l_m е разстоянието от предната точка на обекта до напречното сечение (виж фиг. 14.17). В този момент на лицевата повърхност на тялото свръх налягането в преминаващата УВ се променя от стойност Δp_m на контура на напречното сечение до налягането на спирането

в точките, обърнати към настъпващата УВ, което може да бъде оценено със стойността на Δp_m чрез използването на формули (14.24) за нормалното отражение (при $\varphi = 0$). Тогава за максималното средно налягане в първото приближение можем да приемем:

$$\Delta p_{sm}(t) = \frac{1}{2}(\Delta p_m + \Delta p_{rf}).$$

Времето за установяване на налягането в застой t_d е свързано с преминаването на УВ и завършването на дифракционните процеси, поради което него можем да приемем за равно на $t_d = (l + B)/D$, където B е размерът на обекта в напречно направление (виж фиг. 14.17).



Фигура 14.17. Зависимост от времето на средното налягане, което действа над обтичащата ударна вълна на обекта, чиито размери са по-малки от дължината на вълната.

Аеродинамичното съпротивление на тялото се оценява според скоростния напор в напречно сечение, т.е. то е равно на $\Delta p_s = C_D q(t - t_m)$, при $t > t_d$, където C_D е коефициентът на съпротивление на телата спрямо обтичащия поток от въздух и оказва въздействие спрямо обекта до момента от време $t_m + \tau$.

Коефициентите на съпротивление C_D са известни за телата с разнообразна форма в широк интервал от скорости. Например, за дозвуковите обтичания ($\Delta p_m < 2\Delta p_0$) и някои типови форми на обектите стойностите на C_D са дадени в таблица 14.1.

Таблица 14.1.

Коефициент на съпротивление за телата с някои форми

Геометрия									
C_D	2,05	1,98	1,55	1,2	0,82	1,17	1,05	0,8	0,47

За използването на дадените съотношения е необходимо да имаме диаграми на свръх налягането и скоростния напор в УВ. При големи взривове на бризантни ВВ и ядрените взривове те на големи разстояния могат да бъдат описани чрез аналитичните зависимости:

$$\Delta p(t) = \Delta p_m \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) \exp\left\{-\alpha \frac{t}{\tau}\right\}; \quad (14.29)$$

$$q(t) = \frac{\rho u^2}{2} = q_m \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^2 \exp\left\{-\beta \frac{t}{\tau}\right\}, \quad (14.30)$$

където $q_m = \rho_m u_m^2 / 2$ е максималната стойност на скоростния напор на фронта на УВ.

Като интегрираме (14.29) и (14.30) в границите от 0 до τ за импулсите на положителната фаза на свръх налягането и скоростния поток ще получим:

$$i = \int_0^{\tau} \Delta p(t) dt = \frac{\Delta p_m \tau}{\alpha} \left(1 - \frac{1 - \exp\{-\alpha\}}{\alpha}\right),$$

$$j = \int_0^{\tau} \rho u^2 dt = 2 \int_0^{\tau} q(t) dt = 2 \frac{q_m \tau}{\beta} \left(1 - \frac{2}{\beta} \left(1 - \frac{1 - \exp\{-\beta\}}{\beta}\right)\right),$$

откъдето за определяне на показателите α и β следват уравненията:

$$\frac{i}{\Delta p_m \tau} = \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{1 - \exp\{-\alpha\}}{\alpha}\right) = f(\alpha), \quad (14.31)$$

$$\frac{j}{q_m \tau} = \frac{2}{\beta} \left(1 - \frac{2}{\beta} \left(1 - \frac{1 - \exp\{-\beta\}}{\beta}\right)\right) = \psi(\beta). \quad (14.32)$$

В лявата част на уравненията (14.29) и (14.30) влизат известните параметри на УВ, които се изчисляват според емпиричните зависимости, а стойностите на десните части $f(\alpha)$ и $\psi(\beta)$ за някои стойности, на които лежат в диапазона на приложение на емпиричните съотношения, са дадени в таблица 14.2.

Таблица 14.2.

Стойности на функциите, които се прилагат за определяне на коефициентите α и β на диаграмите на свръх налягане и скоростния напор

α, β	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10
$f(\alpha)$	0,386	0,321	0,284	0,253	0,228	0,189	0,160	0,139	0,109	0,090
$\psi(\beta)$	0,528	0,476	0,432	0,395	0,363	0,311	0,272	0,241	0,195	0,164

Чрез използване на данните от таблица 14.2 е лесно да определим показателите на α и β за УВ, които въздействат на обекта, и като се ползваме зависимостите (14.29) и (14.30) за намиране на действащите натоварвания.

По-подробно може да се запознаете с подходите за оценка на натоварванията при взаимодействия на въздушната УВ с обектите със сложна форма, с отвори и незакрепени на повърхността на земята в литературата.