

Лекция X

Взрив на заряди с осево-симетрична форма

Едномерната постановка на задачата за газовия взрив естествено не може да опише всички варианти на възможни ситуации. Голям брой от реалните събития имат осева симетрия и могат да бъдат описани с помощта на двумерни задачи на нестационарната газова динамика. Към този клас течения се отнасят процесите на взаимодействие на едномерните взривни вълни с твърдата повърхност.

1. Постановка и метод на числовото решение на задачата

Нека на твърда хоризонтална повърхност е разположен обем на газова смес, оста на симетрия на който съвпада с вертикалната ос на цилиндричната система с координати z (фиг. 10.1). Детонацията на газовата смес се възбужда в точката на пресичане на оста на симетрия с повърхността (точка 0, фиг. 10.1) и се разпространява по заряда със скорост D . След излизане на детонационната вълна на повърхността на заряда във въздуха се формира ударна вълна, която е ограничена с фронта и повърхността на газовия мехур на продуктите на взрива. Течението на газообразните продукти на взрива и въздуха притежава осева симетрия и в цилиндричната система с координати (r, z) (виж фиг. 10.1) се описва от система квази-линейни диференциални уравнения в частните производни от хиперболичен тип, която в променливите на Ойлер има вида:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + v \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\rho u}{r} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial E}{\partial t} + u \frac{\partial E}{\partial r} + v \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\rho u}{r\rho} &= 0. \end{aligned} \quad (10.1)$$

Тук u и v са радиалната и осевата съставна част на масовата скорост на средата. Системата (10.1) се съединява от уравнението за състоянието на газа, което както за продуктите на взрива, така и за въздуха, може да бъде свързано във формата (8.1):

$$p = (\gamma - 1)\rho E. \quad (10.2)$$

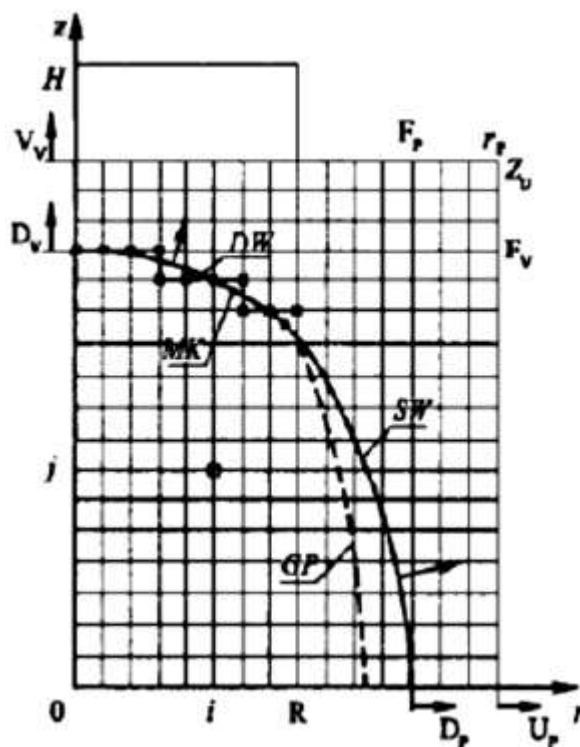
Тъй като показателят на адиабатата γ може да се променя от частица до частица и системата (10.1) е записана с променливи на Ойлер, то към уравнението за състояние (10.2) както и в едномерния случай трябва да добавим условието за съхранение на показателя на адиабатата в частицата на газа:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + u \frac{\partial \gamma}{\partial r} + v \frac{\partial \gamma}{\partial z} = 0. \quad (10.3)$$

Системата от уравнения (10.1)÷(10.3) е затворена и дава възможност да получим решение на задачата с помощта на известните числени методи. Използването на съотношенията (10.3) дава възможност да решим задачата за детонацията на осево-симетричните газови заряди с променливи според обема на състава.

Начални условия при решение на системата са разпределенията на неизвестните функции p , ρ , E , u и v в малката околност на точката на инициране в момента от време t_0 .

Времето t_0 е избрано по такъв начин, че енергията и масата на газа, заключен в началната област, да не надминават 0,01% от цялата енергия и маса на заряда. В този случай началните разпределения на параметрите могат да бъдат избрани напълно произволно. В пресмятанията те се приемат за равни на параметрите на Чепман-Жуге в точката на инициране.



Фигура 10.1. Мрежа за пресмятане на двумерната задача на газовия взрив.

Граничните условия на задачата са:

- равенство с нула на осевата и радиална съставни части на скоростта на газа на твърдата повърхност и оста на симетрия ($u \equiv 0$ при $r = 0$; $v \equiv 0$ при $z = 0$);
- непрекъснатост на налягането и нормална съставна част на скоростта на повърхността на газовия мехур;
- параметри на Чепман-Жуге на фронта на детонационната вълна вътре в заряда;
- съотношения на динамична съвместимост на фронта на ударната вълна във въздуха.

Задачата за взрива на газовия заряд на твърдата плоскост е еквивалентна на случая за детонация на заряда с удвоена височина, инициран в центъра на оста на симетрия, и дава възможност да се ограничим само с пресмятанията в първия квадрант на плоскостта ($r - z$) (виж фиг. 10.1), което повишава точността на числовото решение.

Системата от уравнения (10.1)÷(10.3) се решава числено по схемата на втора степен на точност от типа предиктор-коректор, която се реализира в подвижната мрежа на Ойлер. За придаване на областта за пресмятане стандартна правоъгълна форма, се въвеждат нови редуцирани координати:

$$\zeta = \frac{r}{r_p};$$

$$\xi = \frac{z}{z_v};$$

където r_p и z_v са дясната и горната граница на подвижната мрежа (фиг. 10.1).

Определянето на параметрите във възлите на мрежата се извършва на два етапа. На първия етап по четирите известни стойности на функцията f във възлите на мрежата на временния слой n , под който се подразбира един от параметрите на течението, се определя стойността на функцията на междинния слой $n + 1/2$ в точките с полуцели пространствени индекси. В този случай се използват следните апроксимации на частните производни за възлите на мрежата с индекси $i + 1/2$, $j + 1/2$ (виж фиг. 10.1):

$$\begin{aligned}\frac{\partial f}{\partial t} &= \frac{2(f_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - f_{i+1/2,j+1/2}^n)}{\Delta t}; \\ \frac{\partial f}{\partial \zeta} &= \frac{f_{i+1,j+1}^n - f_{i,j+1}^n + f_{i+1,j}^n - f_{i,j}^n}{2\Delta\zeta}; \\ \frac{\partial f}{\partial \xi} &= \frac{f_{i+1,j+1}^n - f_{i+1,j}^n + f_{i,j+1}^n - f_{i,j}^n}{2\Delta\xi}.\end{aligned}$$

На втория етап по намерените стойности на функциите в точките на полуцелия слой $n + 1/2$ и известните стойности на функциите на слоя n се определят стойностите на временния слой $n + 1$ чрез използването на следните апроксимации на частните производни:

$$\begin{aligned}\frac{\partial f}{\partial t} &= \frac{f_{i,j}^{n+1} - f_{i,j}^n}{\Delta t}; \\ \frac{\partial f}{\partial \zeta} &= \frac{f_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - f_{i-1/2,j+1/2}^{n+1/2} + f_{i+1/2,j-1/2}^{n+1/2} - f_{i-1/2,j-1/2}^{n+1/2}}{2\Delta\zeta}; \\ \frac{\partial f}{\partial \xi} &= \frac{f_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - f_{i+1/2,j-1/2}^{n+1/2} + f_{i-1/2,j+1/2}^{n+1/2} - f_{i-1/2,j-1/2}^{n+1/2}}{2\Delta\xi}.\end{aligned}$$

Пресмятането на параметрите на оста на симетрията и твърдата повърхност се извършва по общата схема чрез въвеждането на фиктивни възли, в които параметрите се екстраполират от областта на течение с оглед на граничните условия.

Особеност на мрежата за пресмятане е наличието на буферна зона, вътрешните лъчи на която (F_p и F_v на фиг. 10.1) са свързани чрез водещи точки на детонационната или ударната вълна и се преместват чрез съответните скорости от D_p и D_v . Скоростите D_p и D_v определят скоростта на разширяване на мрежите за пресмятане на U_p и V_v .

Използваният метод за числово решение на задачата е преходен и не предполага отделяне на фронтовете на формиращите се ударни вълни и контактните взривове. Във връзка с това граничните условия на повърхността на газовия мехур се изпълняват автоматично, а условията на фронта на ударната вълна се заменят от граничните условия за несмушавания въздух, чиито параметри се отнасят в крайните възли на мрежата за пресмятане (лъчи r_p и z_v , фиг. 10.1). След пресмятане на параметрите се извършва тяхното коригиране във възлите, които са най-близки до фронта на детонационната вълна в заряда, чрез използването на стойностите на Чепман-Жуге. Положението на фронта на ДВ се определя с помощта на маркери (МК, фиг. 10.1), които се преместват по лъчите от точката на инициране със скорост, която съответства на местната скорост на детонацията на заряда. Времевият ход се определя от условията на устойчивост на Курант с оглед на местната скорост на преместване на възлите на апроксимационната мрежа, което дава възможност да получим устойчиво решение при число на Курант $Kr = 0,6 \div 0,9$ и

значително съкращава цялото необходимо време за решаване на задачата. За отстраняване на осцилацията на параметрите в областта на съществените градиенти се извършва еднопараметрично $2\%^{-\text{ТОВО}}$ изглаждане по цялата област на пресмятане. Оценката на точността на пресмятанята с помощта на разработения алгоритъм се извършва чрез решаване на задачата за детонация на полусферичния заряд на твърда повърхност и сравнение с резултатите на решенията на едномерната задача, което показва, че грешките при изчисляване на налягането според двумерния алгоритъм не надвишават 10%, а за импулса на свръх налягането във вълната – 15%.

2. Детонация на цилиндричните заряди с крайна дължина

Широкообхватният клас на газовите заряди се апроксимира добре от формата на цилиндър с различни отношения на височината към радиуса (H/R). Влиянието на геометричните размери на цилиндричния заряд върху параметрите на взрива е разгледано в примера за детонацията на ацетилено-въздушната смес със стехиометричен състав при температура $T = 15^\circ\text{C}$. Пресметнати са варианти на взрива на заряда на твърда повърхност, иницииран в центъра на симетрията (виж фиг. 10.1) в отношение $\frac{H}{R} = \frac{10}{1}; \frac{4}{1}; \frac{1}{1}; \frac{1}{4}; \frac{1}{10}$.

Резултатите от пресмятанята за заряда в отношение $H/R = 1/1$ показват, че параметрите на УВ в този случай практически не се различават от взрива на еквивалентния по обем полусферичен заряд. Отклонението на отношението H/R от единицата както в по-голямата, така и в по-малката страна води до промяна на характера на течението в осево и радиално направление.

На фигура 10.2 са представени последователните стадии от детонацията на заряд с отношение $H/R = 4/1$ с изобари в областта на течение в моментите от време:

$$t / \left(R \sqrt{\rho_a / p_a} \right) = 0,313; 0,616; 1,09,$$

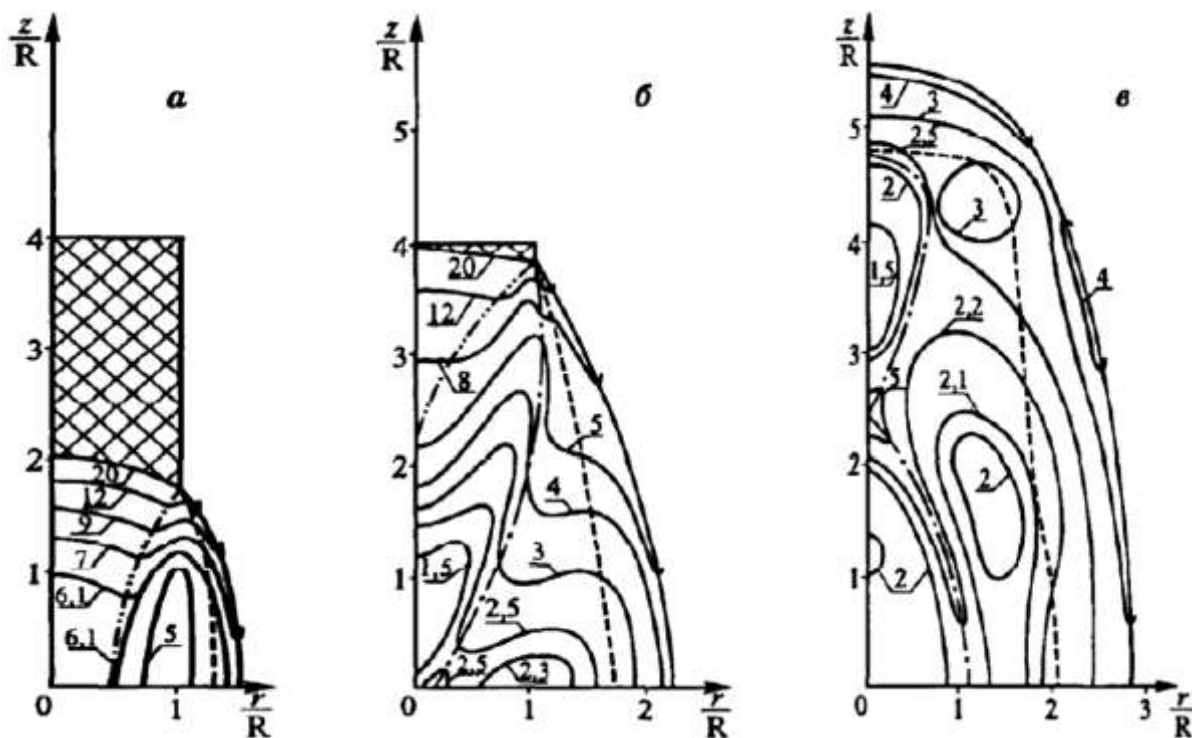
където ρ_a и p_a са плътността и налягането на обкръжаващия въздух в случаите, в които детонационната вълна се е разпространила приблизително на половината дължина на заряда, отишла е на челната страна на заряда и моментът скоро след излизане на вълната от заряда. Цифрите на плътните линии съответстват на стойността на налягането на изобарите p/p_a .

След излизане на детонационната вълна на страничната повърхност на заряда (фиг. 10.2.а) вътре в ПД преминава вълна на разреждане, чийто фронт (щрихова линия с две пунктирни линии на фигурата) по цялата ос r се разпространява със скорост, приблизително равна на половината скорост на детонацията. В областта, която не е засегната от вълната на разреждане, разпределението на налягането си остава автомоделно, а изобарите представляват отрязъци от окръжността. Въздухът във въздушната ударна вълна заема тясната област между фронта на вълната и повърхността на газовия мехур (щрихова линия на фигурата). Налягането на фронта на въздушната ударна вълна спада в направлението от повърхността на заряда към оста r . Минималните налягания се наблюдават в областта на вълната на разреждане в продуктите от взрива на оста r .

При по-нататъшното разпространение на детонацията (фиг. 10.2.б) вълната на разреждане излиза на оста на симетрията и автомоделното разпределение на налягането съществува само в малката околност на нейния фронт. Налягането във вълната на разреждане рязко спада и за сметка предимно на радиалното течение на газа, в нея се формира вторична ударна вълна, чийто фронт (щрих-пунктирна линия на фигурата) в началото се разпространява в направление на разпръсващия се газ, а след това започва да

спада към оста на симетрия. Налягането на фронта на вторичната вълна в началото намалява, а с приближаване към оста на симетрия започва да нараства. Минималните налягания в областта на течение се наблюдават на осите на симетрия. На твърдата повърхност се появява локален максимум на налягането на фронта на спадащата вторична вълна. Повърхността на газовия мехур постепенно изостава от фронта на въздушната ударна вълна.

Формирането на вторична ударна вълна и отразяването ѝ от центъра на симетрията води до това, че в дългите цилиндрични заряди (при $H/R > 4/1$) на оста на симетрията се формира комплекс, който се състои от детонационната вълна и движещата се след нея на разстояние от около четири радиуса вълна на свиване с интензивност, която е приблизително равна на $1/3$ от налягането на детонацията.



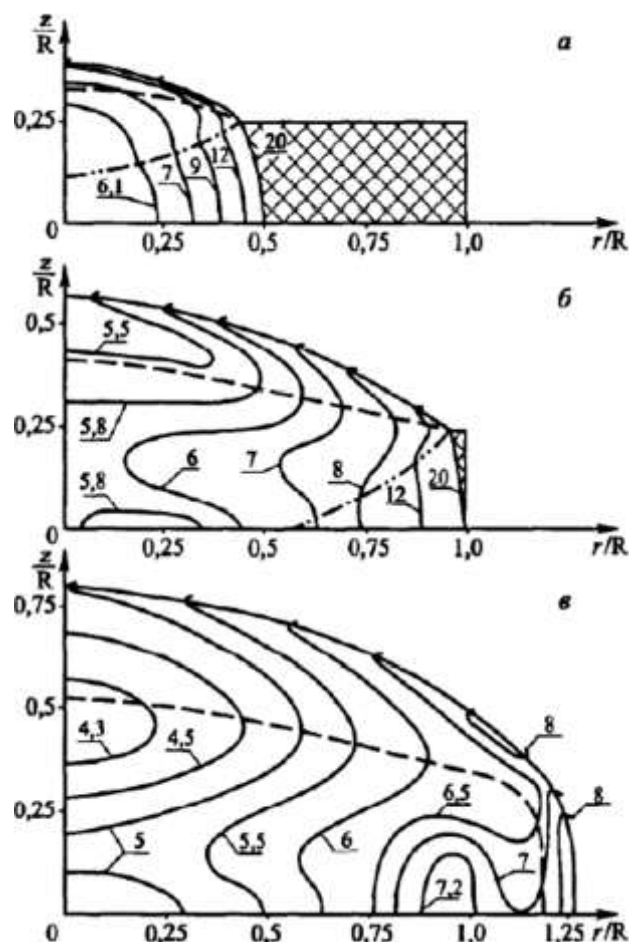
Фигура 10.2. Последователни стадии на детонацията на високия цилиндричен газов заряд.

След излизане на детонационната вълна на челната страна на заряда осевата вълна на разтоварване започва да „изяжда“ вторичната ударна вълна. Фигура 10.2.в съответства на момента от време, в който разтоварването от челната страна още не е пристигнало до точката на отражение на вторичната вълна и максималното налягане в областта на течение се наблюдава именно на това място. Газовият мехур копира формата на заряда и се разширява както в радиално, така и в осево направление. На фронта на въздушната ударна вълна се наблюдава локален минимум на налягането в направление към ъгъла на заряда. На твърдата повърхност се вижда и вторична вълна, която се разпространява след основната въздушна вълна.

В по-нататъшния фронт ударната вълна постепенно клони към сферична форма, газовият мехур като продължава да се разширява в радиално направление, започва да спада в осевото, и също така по своята форма се приближава към сфера. Параметрите на фронта на вълната в осево направление след излизане на детонацията във въздуха рязко падат и стават значително по-малки, отколкото параметрите в радиално направление. Например,

при взрив на заряда с отношение $H/R = 4/1$ на разстояние $18R$ от точката на инициране, свръх налягането в осево направление е с 35%, а импулсът на налягане – с 40% по-малък, отколкото в радиално направление.

Малко по-различна е картината на течението при взрив на заряда във формата на нисък цилиндър. На фигура 10.3 са представени последователните стадии на детонацията на заряда с отношение $H/R = 4/1$ и изобарите в областта на течение в моментите от време $t/(R\sqrt{\rho_a/p_a}) = 0,0771; 0,154; 0,221$, в които детонационната вълна е преминала половината от радиуса на заряда и е излязла на страничната повърхност на заряда и след известно време след излизане на вълната във въздуха. Обозначенията на фигура 10.3 съответстват на предишния случай.



Фигура 10.3. Последователни стадии на детонацията на ниския цилиндричен газов заряд.

След излизане на вълната на челната част на заряда (фиг. 10.3.a) в продуктите на детонацията преминава вълна на разреждане, в чиято област разпределението на налягането се отклонява от автомоделното. И все пак за разлика от случая на високия заряд (виж фиг. 10.2.a), за сметка на предимно плоското разпространение на ударната вълна, налягането на нейния фронт спада по-бавно и вълната на разтоварване има по-малка интензивност. Това води до факта, че областта на пониженото налягане във вълната на разреждане не се образува и по цялата ос на симетрия налягането монотонно спада от фронта на вълната към центъра на взрива.

При по-нататъшното разпространение на детонацията за сметка на прилива от наново реагиращи части на заряда налягането в продуктите на взрива спада по-бавно, отколкото на фронта на ударната вълна и настъпва момент, в който налягането в областта на течение по цялата ос z става по-голямо от налягането на фронта на въздушната вълна (фиг. 10.3.б). Тъй като разпръсването на ПД във вълната на разтоварване има предимно плосък характер, то явно изразената вторична вълна със стръмен фронт не се формира.

Такъв характер на разпределение на налягането в областта на течение води до това, че спадът на налягането на фронта на въздушната вълна в направление към оста на симетрия рязко се забавя. Например, при отдалечаване на фронта на вълната по оста z от разстояние $0,5R$ до $1,0R$, (т.е. два пъти) свръх налягането върху него се намалява от $5,9p_a$ до $3,8p_a$ (т.е. приблизително 1,5 пъти).

След излизане на детонационната вълна на страничната повърхност на заряда (фиг. 10.3.в) се формира цилиндрична вълна на разреждане, която води до поява на минимум на налягане на твърдата повърхност в областта между фронта на въздушната вълна и разпръсващите се продукти на взрива. По оста на симетрията също така се появява област на понижено налягане в района на повърхността на газовия мехур. На фронта на въздушната вълна в направление към ъгъла на заряда се наблюдава локален минимум на налягане.

Таблица 10.1.

Параметри на ударната вълна в направление към оста на цилиндричните заряди

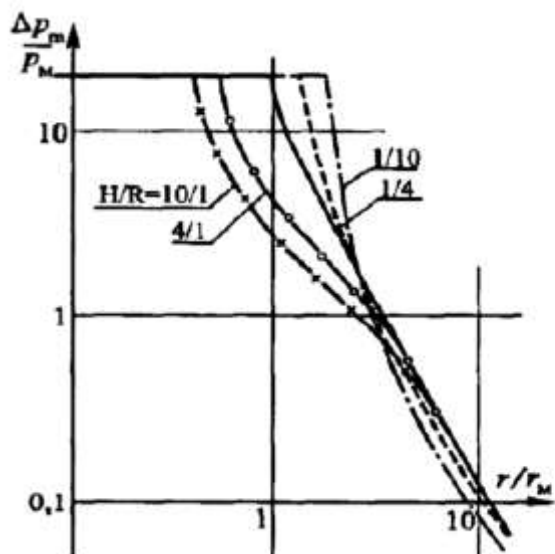
	$\frac{H}{R}$	z/r_M										
		0	* 0,35	0,6	1,0	1,5	* 2,20	3,0	4,0	6,0	10,0	15,0
$\frac{\Delta p_m}{p_a}$	1/1	18,89	18,89	18,89	18,89	5,60	2,550	1,350	0,770	0,350	0,134	0,064
	1/4	18,89	18,89	6,70	4,50	3,55	2,350	1,400	0,850	0,390	0,149	0,071
	4/1	18,89	18,89	18,89	18,89	18,89	18,890	3,460	1,020	0,260	0,083	0,044
$\frac{i}{r_M \sqrt{p_a \rho_a}}$	1/1	2,48	2,34	2,19	1,72	0,95	0,535	0,386	0,292	0,191	0,111	0,072
	1/4	2,23	1,86	1,49	0,81	0,59	0,450	0,353	0,276	0,189	0,118	0,078
	4/1	2,18	2,06	1,94	1,88	1,74	1,160	0,404	0,214	1,118	0,068	0,044

По-нататъшното разпространение на вълната води до приближаване на формата на фронта към сферичната, а газовият мехур като продължава да се разширява в осево направление започва да спада в радиално и също така се приближава по своята форма към сферата. Параметрите на фронта на въздушната вълна в радиално направление рязко падат и стават по-малки от параметрите в осево направление. Например, на разстояние от $10R$ от центъра на взрива свръх налягането в осево направление е с 30%, а импулсът на налягането е с 20% по-голям, отколкото в радиално направление.

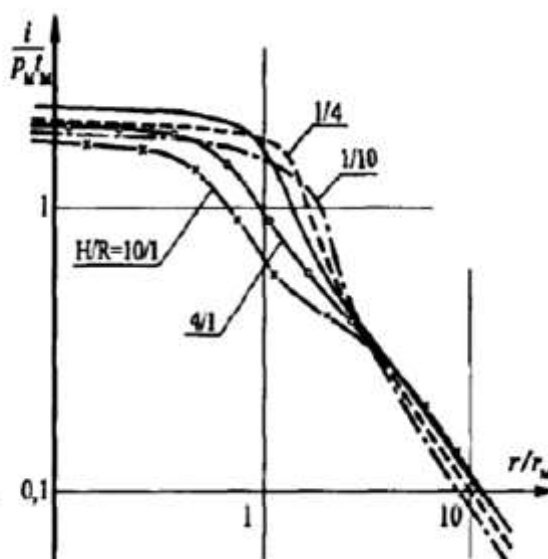
Характерът на промяна на параметрите на фронта на вълната по цялата ос на симетрия за зарядите с различни отношения H/R може да бъде анализиран според данните в таблица 10.1, в която са дадени стойностите на безразмерното свръх налягане на фронта $\Delta p_m/p_a$ и импулса на положителната фаза на налягане $i/r_M \sqrt{p_a \rho_a}$ на различни разстояния от центъра на взрива z/r_M , са изразени чрез радиусите на еквивалентния по обем полусферичен заряд r_M . Отношението $H/R = 1/1$ в таблицата съответства на полусферичния заряд, а със звездичка са отбелязани височините на цилиндричните заряди. При детонация на ниския цилиндър ($H/R = 1/4$) след излизане на вълната на

повърхността на заряда налягането на фронта в началото е по-малко, а с началото на разстояние $z \approx 2,5r_M$ става по-голямо, отколкото при взрива на полусферичния заряд ($H/R = 1/1$). На разстояние $z = 15r_M$ това превишение представлява приблизително 10%. В случая на взрив на висок цилиндър ($H/R = 4/1$) налягането на фронта след излизане на вълната от заряда рязко спада и на разстояние от $z > 5r_M$ става по-малко, отколкото за полусферичния заряд (приблизително с 30% при $z > 7r_M$). Аналогична картина се наблюдава за импулса на фазата на свиване, който за ниския цилиндър при $z > 3r_M$ е по-малък (с 40% при $z = 15r_M$), отколкото в случая с взрива на полусферичен заряд. Такъв характер на поведение на параметрите на вълната в близко разстояние до заряда се обяснява с промяната на дела на енергията, която се излъчва при взрива в направление към оста на симетрия, която за ниския цилиндър е по-голяма, отколкото за полусферичния и още повече за високия цилиндър.

Изменението на параметрите на вълните при разпространение по цялата твърда повърхност е представено на фигури 10.4 и 10.5, където чрез плътни линии са нанесени резултатите за полусферичния заряд, а чрез пунктирни – за случая $H/R = 1/4$, чрез шриховани – за $H/R = 1/10$, чрез шриховани с кръгчета – за $H/R = 4/1$ и чрез шриховани с кръстчета – за $H/R = 10/1$. В ролята на мащаби за стойностите са избрани параметрите на обкръжаващия въздух и радиуса на еквивалентния полусферичен заряд.



Фигура 10.4. Максимално свръх налягане при разпространение на вълната по цялата твърда повърхност.



Фигура 10.5. Импулс на свръх налягане в ударната вълна при разпространение на вълната по цялата твърда повърхност.

На фигура 10.5 са представени зависимостите на безразмерното максимално свръх налягане във вълната $\Delta p_m/p_M$ от безразмерния радиус r/r_M . Очевидно с намаляване на височината на ниския цилиндър спадът на налягането на фронта на въздушната вълна нараства и става по-малко от налягането при взрива на полусферичния заряд при това колкото е по-малко отношението H/R , толкова по-малко налягане се наблюдава във вълната. Например при $H/R = 1/4$ и $H/R = 1/10$, на разстояния от $r/r_M = 10$ свръх налягането се намалява съответно с 20% и 55%. Увеличаването на височината на високия цилиндър (при $H/R > 1$) води до намаляване на затихването на налягането в началния

стадий на разпространение на вълната и на определено разстояние то става практически равно на налягането при взрива на полусферичния заряд при което и да било отношение H/R .

Резултатите от пресмятанията за безразмерния импулс на свръх налягането във вълната $i/r_M \sqrt{p_M \rho_M}$ са представени на фигура 10.5. С намаляване на височината на ниския цилиндър импулсът на налягането във вълната спада както в централната част на заряда, така и във въздуха на определено разстояние от заряда. Нарастването на импулса се наблюдава едва на периферията на заряда и в малката околност в близост до него. При промяна на съотношението от $H/R = 1/4$ до $H/R = 1/10$ импулсът в центъра на взрива и на разстояние $r/r_M = 10$ в сравнение с полусферичния заряд намалява съответно от 10% до 18% и от 12% до 24%. С увеличаване на височината на високия цилиндър (при $H/R > 1$) импулсът на налягане в центъра на взрива спада (за $H/R = 1/4$ и $H/R = 1/10$ – на 13% и 25% в сравнение с полусферичния заряд) и все пак той затихва по-бавно и на известно разстояние става даже по-голям, отколкото импулсът от полусферичния заряд, но много незначително (с 3-4% при $H/R = 10/1$).

Проведените числени изследвания на взрива на цилиндричните газови заряди дават възможност да изберем аналитични зависимости за основните параметри на вълната на твърдата повърхност, които отчитат отношенията на величините от $H/R < 1$.

На големи разстояния от заряда налягането във въздушната вълна се определя единствено от енергетиката на взрива и не зависи от формата на заряда и трябва да съвпада с налягането при взрив на еквивалентен полусферичен заряд. По такъв начин първият член на зависимостта (9.22) ($N = 2$), който описва асимптотиката на поведението на налягането при $r \rightarrow \infty$ важи за всеки заряд. Третият член (9.22) ($N = 2$) описва изменението на налягането в малката околност в близост до заряда, където на параметрите на фронта на ударната вълна на плоскостта още не успява да повлияе вълната на разреждане, която тръгва от горната челна част, поради това той ще има същата стойност, както и сферичния заряд с радиус $r_0 = R$. По такъв начин за максималното свръх налягане в УВ на твърдата повърхност можем да запишем зависимостта:

$$\frac{\Delta p_m}{p_a} = 0,249 \left(\frac{\sqrt[3]{2E_w/p_a}}{r} \right) + K \left(\frac{\sqrt[3]{2E_w/p_a}}{r} \right)^\alpha + A \exp \left\{ -\frac{r-R}{0,15R} \right\}, \quad (10.4)$$

където K и α са константи, които зависят от отношението H/R , а енергията на ударната вълна е увеличена два пъти, тъй като подреждането на зарядите на твърдата повърхност е еквивалентно на взрива на заряда с удвоена маса в свободното пространство.

По данните от числените пресмятания за газовите заряди с отношение H/R , които се променят в диапазона $0,1 \div 1,0$ показателят за степента α може да се опише чрез линейната зависимост:

$$\alpha = 1,7 + \frac{0,3R}{H}.$$

Коефициентът K във формулата (10.4) се определя по известната стойност на началното налягане на УВ (9.13) при $r = R$.

$$K = \left(\frac{R}{\sqrt[3]{2E_w/p_a}} \right)^\alpha \left(\frac{\Delta p_n}{p_a} - 0,249 \left(\frac{\sqrt[3]{2E_w/p_a}}{R} \right) - A \right).$$

За импулса на свръх налягането на твърдата повърхност вътре в ниския цилиндричен заряд може да се направят пресмятания, които са аналогични на едномерния случай. В този

случай времето за пристигане на вълната на разреждане в централната област на заряда основно се определя от неговата височина, а на периферията – от радиуса. По такъв начин във формула (9.17) параметърът r_0 ще зависи от r и се променя от стойността, която е малко по-голяма от H в центъра на взрива (за сметка на захранването с налягане от страничната област на заряда) до стойност, която е малко по-ниска от R на края на заряда (за сметка на допълнителното разтоварване от челната част). Анализът на числовите резултати дава възможност да запишем тази зависимост във вида:

$$r_0 = \sqrt{HR} + r \left(\sqrt[9]{\frac{H}{R}} - \sqrt{\frac{H}{R}} \right).$$

Като заместим този израз в (9.17) с оглед на (9.14) и стойностите на коефициентите при $N = 2$, ще получим:

$$i = \frac{p_D}{D} \left(3,21\sqrt{HR} \left(0,31 - \frac{p_a}{p_D} \right) - r \left(0,518 - 0,924 \frac{p_a}{p_D} - \left(0,995 - 3,21 \frac{p_a}{p_D} \right) \left(\sqrt[9]{\frac{H}{R}} - \sqrt{\frac{H}{R}} \right) \right) \right). \quad (10.5)$$

За описание на импулса на свръх налягането във ВУВ на плоскостта също така можем да използваме зависимостта, получена за сферичния заряд (9.23), ($N = 2$). Изразът в скобите описва немонотонното изменение на импулса в близост до заряда и поради това ще бъде такъв, какъвто и за сферичния заряд с радиус $r_0 = R$. Понижаването на импулса в УВ, в сравнение с еквивалентния полусферичен заряд за сметка на разтоварването от горната челна част, може да бъде свързано с намаляването на ефективния радиус на заряда. Числените пресмятания за зарядите в отношение $H/R = 0,1 \div 1$ за тази величина дават зависимостта:

$$r_0 = \sqrt[3]{\frac{3}{2} H^2 R},$$

която при $H = R$ води до радиуса на еквивалентния полусферичен заряд.

По такъв начин, за импулса на свръх налягането във ВУВ на плоскостта при взрива на ниския цилиндричен газов заряд ще получим (с оглед на удвоението на енергията на взрива):

$$\frac{i}{\sqrt{p_a \rho_a^3 \sqrt{E_w/p_a}}} = 0,18 \sqrt[6]{\frac{H^2 R}{E_w/p_a} \left(\frac{\sqrt[3]{E_w/p_a}}{r} \right) \left(B \left(\frac{R}{r} \right)^3 - \left(\frac{R}{r} \right)^2 + 1 \right)}, \quad (10.6)$$

където константата B се определя според стойността i на повърхността на заряда от (10.5) при $r = R$.

Зависимостите (10.4)÷(10.6) описват резултатите от числените пресмятания с точност $10 \div 15\%$ в областта на взрива до разстоянието, което е равно на 15 радиуса на еквивалентния полусферичен заряд.

Анализът на резултатите на числените пресмятания за високите цилиндрични газови заряди с отношение $H/R = 1 \div 10$ показват, че в близката до взрива зона на твърдата повърхност до момента на пристигане на вълната на разреждане от челната част на заряда, параметрите на УВ се променят аналогично на случая на едномерния цилиндричен заряд, а

на големи разстояния практически съвпадат с параметрите на взрива на еквивалентния по обем полусферичен заряд. Поради това за оценка на параметрите на взрива на високия цилиндричен заряд на твърда повърхност, при първото приближение можем да използваме зависимостите за едномерните взривове, като ги използваме в съответните области.

3. Взрив на зарядите с кумулативни вдлъбнатини

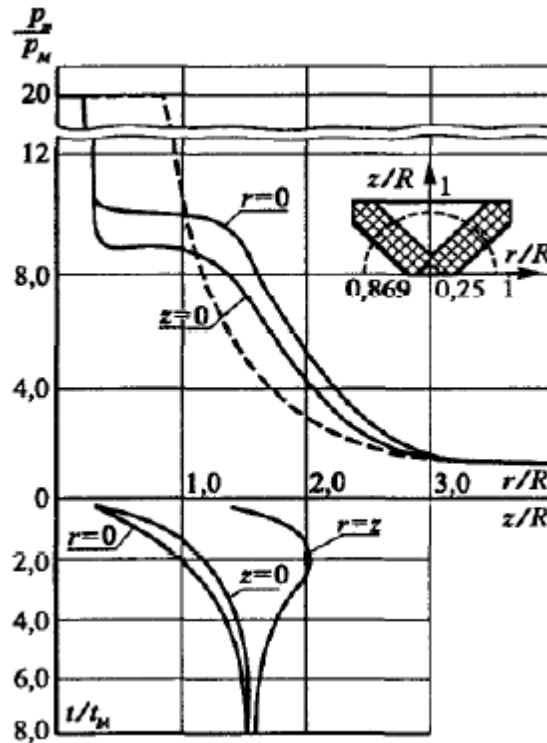
При взрива на газовите заряди със сложна форма е възможно появяването на област с повишени параметри, които се нареждат в частност в направление на вдлъбнатините на повърхността на заряда. Описаният числен алгоритъм за решаване на двумерни задачи дава възможност да пресметнем детонацията на зарядите с осеви и радиални вдлъбнатини, като все пак в този случай в местата на сблъскване на вълните се наблюдават повишени осцилации на параметрите и за тяхното отстраняване трябва да се използват по-високи коефициенти на изглаждане, което намалява точността на решаване на задачата. За повишаване на точността на пресмятанията разработеният алгоритъм бе модифициран чрез въвеждане на дискретно-подвижна мрежа в него.

Всички изменения се свеждат до това, че пресмятането на параметрите на течение на следващия времеви слой се извършва във възлите на неподвижната мрежа на Ойлер. След това мрежата се престроява по такъв начин, че вътрешните лъчи на буферната зона (F_p и F_v на фиг. 10.1) се съчетават с водещите точки на детонацията или ударната вълна, които се преместват в съответните направления. Параметрите във възлите на новата мрежа се определят чрез интерполация. Използването при извършване на пресмятанията на дискретно-подвижна мрежа дава възможност да получим устойчиви решения на задачата за детонация на кумулативни заряди чрез използването на полупроцентно изглаждане.

Изследването на параметрите на газовата кумуляция е извършено за зарядите на ацетилено-въздушната смес със стехиометричен състав при нормални външни условия, които бяха взети за мащаби на стойностите на величините.

На фигура 10.6 са представени някои резултати от решенията на задачата за детонация на двойния кумулативен заряд със съотношение $H/R = 1$ с осева конична вдлъбнатина с ъгъл при върха 90° и радиална гелообразна вдлъбнатина с направление по твърдата повърхност с ъгъл при върха 45° , инициран в центъра на симетрията. Височината и на двете вдлъбнатини представлява $0,75R$. Геометрията на заряда е представена на полето на фигурата. На горната графика на фигура 10.6 чрез плътни линии са представени зависимостите на максималното налягане на фронта на вълната p_m от разстоянието по цялата ос на симетрия ($r = 0$) и на твърдата повърхност ($z = 0$). Тук чрез пунктирна линия е представено налягането на фронта на вълната при детонация на еквивалентния по обем полусферичен заряд, чийто радиус е равен на $0,869R$.

От фигурата се вижда, че веднага след излизането на детонационната вълна на повърхността на вдлъбнатините налягането във вълната рязко спада като в далечината остава практически постоянно по цялото разстояние $(1,3 \div 1,4)R$. В този случай налягането в осевата вдлъбнатина е по-голямо, отколкото в радиалната с приблизително $1p_m$ и представлява $10p_m$. След излизане на вълната зад контура на заряда налягането на нейния фронт става по-голямо от налягането от еквивалентния полусферичен заряд (до $3,51p_m$ при $z = 1,5R$ в осево направление). По-нататък налягането на фронта на въздушната вълна както в осево, така и в радиално направление, клони към налягането от еквивалентния заряд и на разстояния, които са по-големи от $3R$, практически не се различава от него.



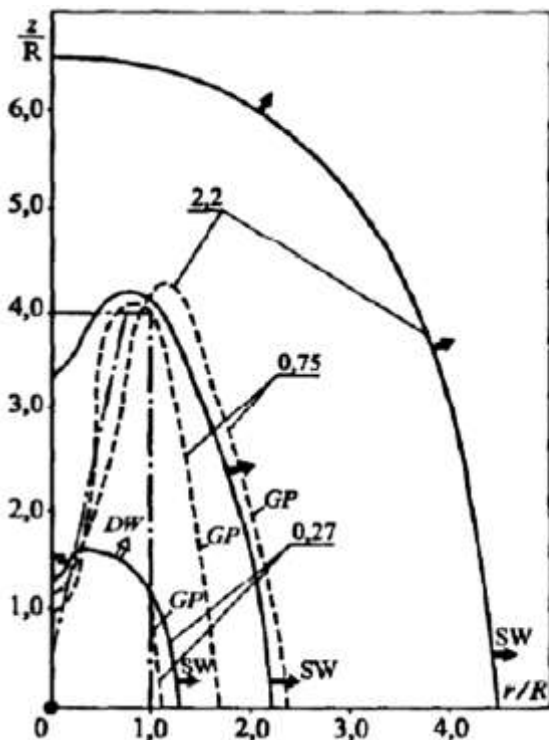
Фигура 10.6. Зависимост на максималното налягане от разстоянието при взрива на газов заряд с осеви и радиални вдлъбнатини.

На по-долната графика на фигура 10.6 са дадени траекториите на движение на границата ПД-въздух в радиално ($z = 0$), осево ($r = 0$) и диагонално ($r = z$) направление. Газовият мехур в осево направление нараства по-бързо, отколкото в радиално, и все пак максималният му размер и по двете направления е еднакъв. По направлението на диагоналите газовият мехур бързо се спира и започва да намалява, като се приближава до размерите в осево и радиално направление, т.е. газовият мехур на ПД се приближава до сферична форма. По такъв начин в разгледания случай на газова кумуляция, като такъв, във вид на струя ПД не се наблюдава, има само отражение на въздушната ударна вълна от оста и плоскостта на симетрия.

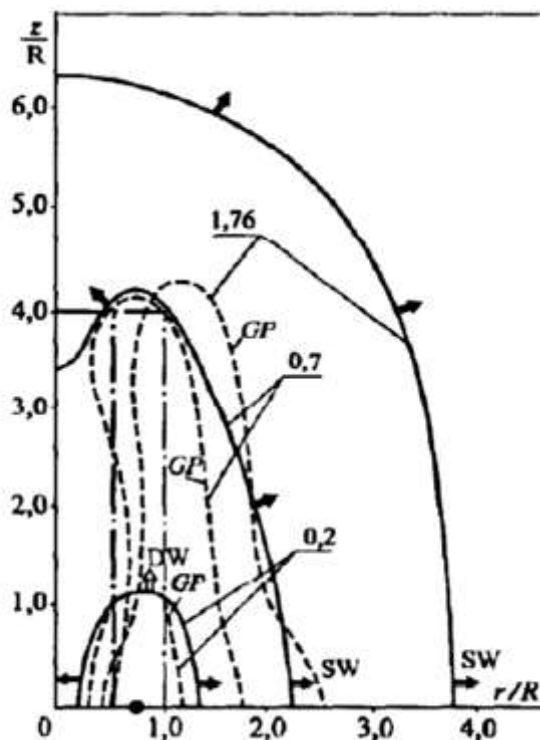
На фигура 10.7 са представени последователните стадии на детонация на цилиндричния заряд с отношение $H/R = 4$ и осева конична кумулативна вдлъбнатина с ъгъл при върха от 24° и височина $3,5R$. Началният контур на заряда е нанесен на фигурата чрез щрих-пунктирна линия. Чрез плътни и пунктирни линии са нанесени контурите на фронта на ударната вълна и контактната повърхност ПД-въздух в момента от време $t/(R/u_M) = 0,27; 0,75; 2,2$ (показани са с цифри на кривите). Вътре в кумулативната кухина на заряда се наблюдава отражение на ударната вълна от оста на симетрия и все пак практически веднага след излизане на вълната зад контура на заряда нейният фронт става изпъкнал и постепенно придобива сферична форма. Продуктите на детонацията след излизане на вълната на повърхността на кухината започват да се разпръсват към оста на симетрия. И все пак отразената от оста ударна вълна спира тяхното движение и не се формира газова кумулативна струя.

На фигура 10.8 са представени стадията на детонация на заряда с отношение на височината към радиуса $H/R = 4$ с цилиндрична кумулативна вдлъбнатина с радиус $0,5R$ в последователни моменти от време $t/(R/u_M) = 0,2; 0,7; 1,76$ (показани с цифри на

кривите). Както и в предишния случай, след излизане зад контура на заряда ударната вълна бързо придобива изпъкнала форма и постепенно преминава в сферична. В кумулативната кухня при отражение от оста на симетрия на периферията на заряда се формира тривълнова конфигурация (момент от време $t/(R/u_M) = 0,7$. Продуктите от детонацията се „измъкват“ от кухнята чрез отразената ударна вълна и не достигат оста на симетрия.



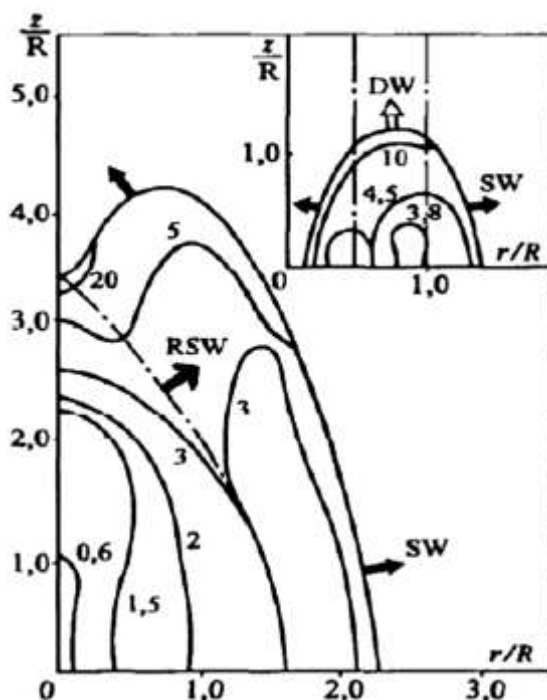
Фигура 10.7. Последователни стадии на детонацията на газовия заряд с осева конична вдлъбнатина.



Фигура 10.8. Последователни стадии на детонацията на газовия заряд с цилиндрична осева вдлъбнатина.

На фигура 10.9 са дадени контурите на ударните и детонационни вълни и изобарите в областта на течение при взрива на заряда с цилиндрична кухня за два момента от време $t/(R/u_M) = 0,2$ и $0,7$ до началото на отражение на ударната вълна от оста на симетрия и в процеса на отражение. Цифрите на кривите съответстват на нивото на налягането на изобарите p/p_M . Очевидно налягането в сходящата към оста на симетрия ударна вълна е значително по-голямо, отколкото в разходящата. След отражението се формира втора ударна вълна, която се разпространява след основната, налягането на чийто фронт в момента от време $t/(R/u_M) = 0,7$ се променя от $50p_M$ в точката на отражение до $3p_M$ на оста r .

На фигура 10.10.a и б, са представени зависимостите на максималното свръх налягане Δp_m и импулса на налягането i във вълната от разстоянието на оста на симетрия z за полусферичния заряд (плътна линия), заряда с конична кухня с ъгъл при върха 24° (пунктирна линия) и заряда с цилиндрична кухня (щрих-пунктирна линия), които са еквивалентни по обем на газовата смес. В ролята на мащаби за стойностите на дължината r_M е избран радиусът на полусферичния заряд.

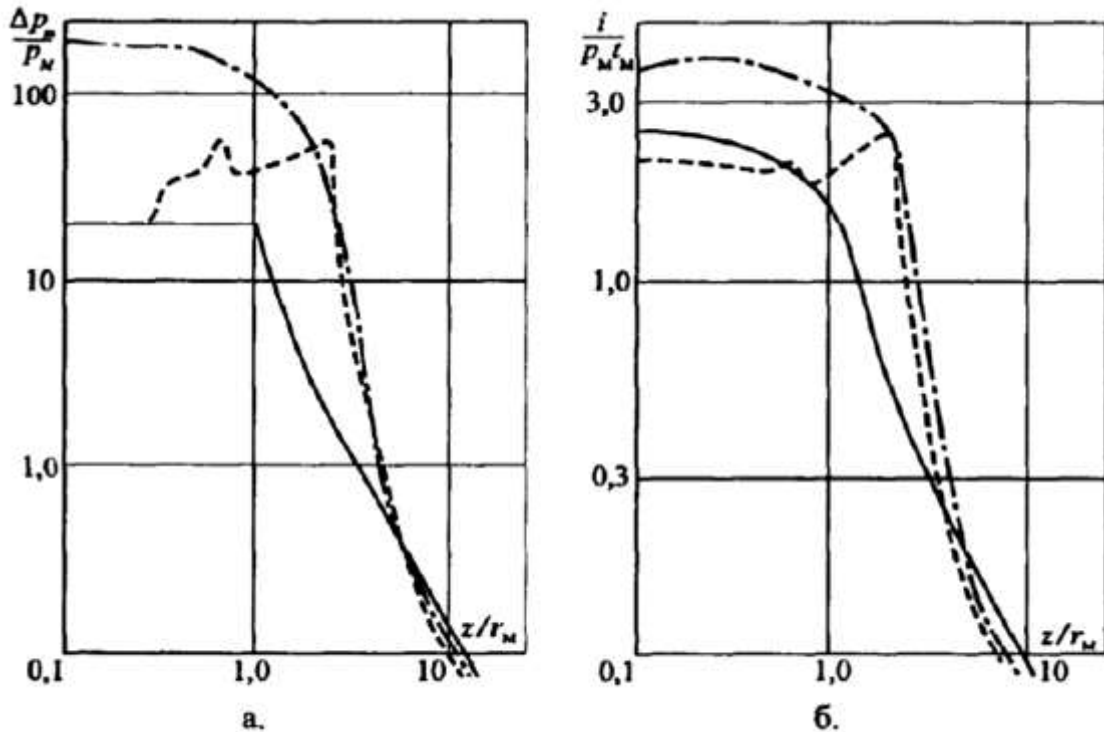


Фигура 10.9. Изобари в областта на течение при взрив на газов заряд с цилиндрична осева вдлъбнатина.

Налягането на оста на симетрия (фиг. 10.10.a) е максимално в случая на цилиндричната кухина в заряда и достига стойности от порядъка на $200p_M$, т.е. с една степен надвишават детонационното. След излизане на вълната зад контурите на заряда налягането на фронта на УВ рязко спада и на големи разстояния (при $r > 7r_M$) става по-малко от налягането от еквивалентния полусферичен заряд. При взрив на заряд с конична вдлъбнатина на оста на симетрия се наблюдават два максимума на налягането, във всеки един от които то достига стойности от повече от $50p_M$. Вероятно това е свързано с прехода от нерегулярно отражение на ударната вълна от оста на симетрия към регулярно и обратното, тъй като ъгълът ѝ на падане на оста при разпространение на цялата вдлъбнатина в началото се намалява, а след това нараства. На големи разстояния налягането във вълната също така става по-малко от налягането от еквивалентния полусферичен заряд.

Импулсът на свръх налягане във вълната (фиг. 10.10.б) при взрив на заряд с цилиндрична кухина в околността на центъра на симетрията нараства приблизително два пъти в сравнение с полусферичния заряд, а в случая на заряда с конична кухина той дори се понижава до известна степен. Последното е свързано с разтоварването, което възниква при излизане на детонационната вълна на повърхността на кумулативната вдлъбнатина. На периферията на кумулативните заряди импулсът на свръх налягането във вълната е приблизително 4 пъти по-голям, отколкото при взрива на полусферичния заряд.

По такъв начин, извършените пресмятания показват, че при газовите взривове с кухини не се формират кумулативни газови струи. Това е свързано с факта, че плътността на продуктите на детонацията е няколко пъти по-малка, отколкото плътността на намиращия се в съседство въздух, а налягането надвишава атмосферното с една степен. Като оставим настрана това, за сметка на отражението на ударните вълни от осите на симетрия при взрива на кумулативните газови заряди в локалните области налягането може да надвишава с една степен детонационното.



Фигура 10.10. Параметри на взривана газова заряди с осева кумулативна функция: максимално свръх налягане (а); импулс на свръх налягането (б);

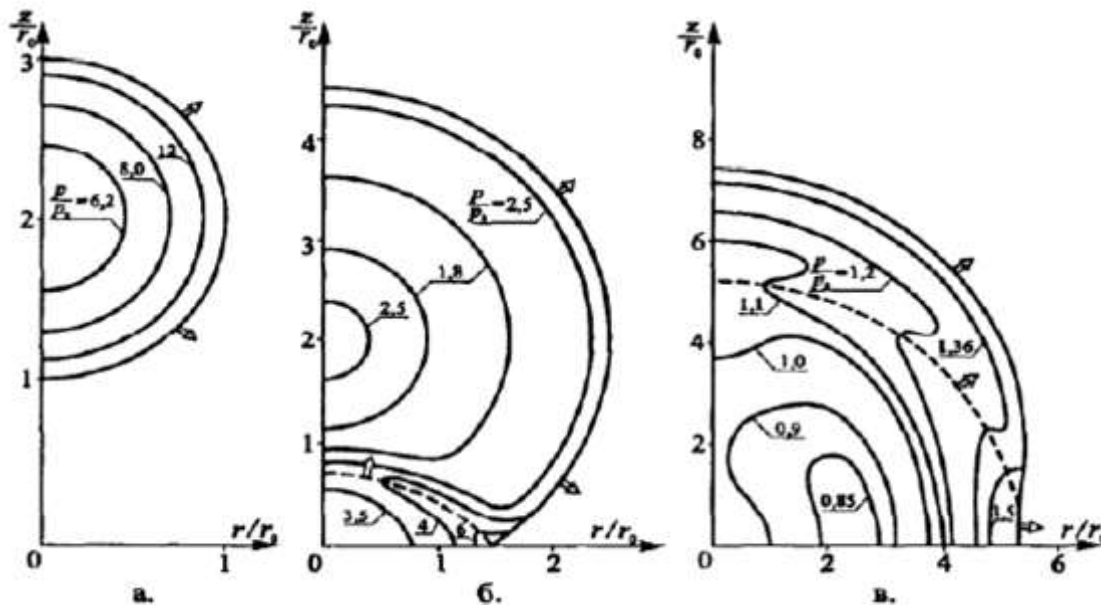
4. Взрив на заряд над твърда повърхност

Както вече бе отбелязано по-рано, процесът на отражение на едномерните взривни вълни от твърдата повърхност също така се отнася към класа на двумерните нестационарни задачи на газовата динамика и може да бъде пресметнат с помощта на разработения алгоритъм. Оценката на параметрите на отражението на ударните вълни е извършена по примера на взрив на сферичен заряд на ацетилено-въздушна смес със стехиометричен състав на различни разстояния от твърда повърхност при нормални външни условия. На фигура 10.11.а, б и в са представени последователни стадии на развитие на процеса на взрива на заряд с център на височина, равна на два радиуса на заряда r_0 .

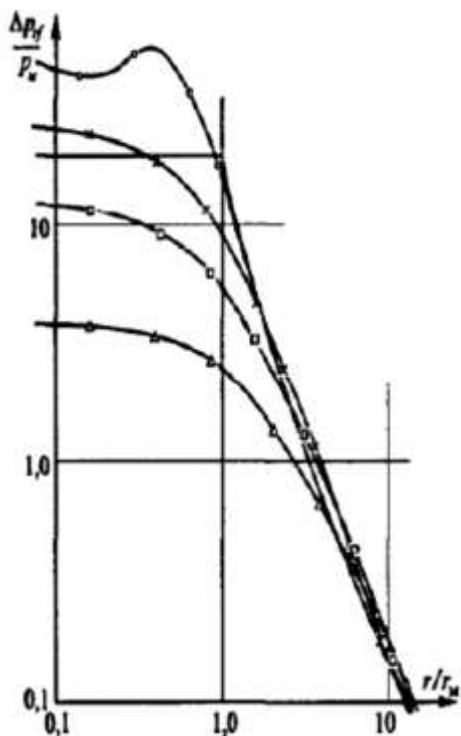
Чрез плътни линии в областта на течение са нанесени изобарите, чиито цифри съответстват на нивото на налягането p/p_M . Чрез пунктирни линии е нанесен фронтът на отразената от плоскостта ударна вълна. В момента на излизане на детонационната вълна на повърхността на заряда (фиг. 10.11.а) течението на ПД съответства на точковата симетрия (изобарите имат формата на окръжност), а разпределението на налягането в тях е автотомделно на решението на задачата за сферичната газова детонация. В началния стадий на взаимодействие на вълната с плоскостта (фиг. 10.11.б) се наблюдава регулярно отражение, което на определено разстояние от епицентъра на взрива преминава в нерегулярно с образуването на махова вълна (фиг. 10.11.в). В областта на отразената ударна вълна изобарите по форма се отклоняват от окръжността, а нейният фронт постепенно догонва фронта на основната ударна вълна.

На фигура 10.12 са представени зависимостите на максималното свръх налягане в отразената вълна на плоскостта Δp_{rf} от разстоянието до епицентъра на взрива. За мащаб на стойността на дължината r_M е избран радиусът на еквивалентния по обем полусферичен

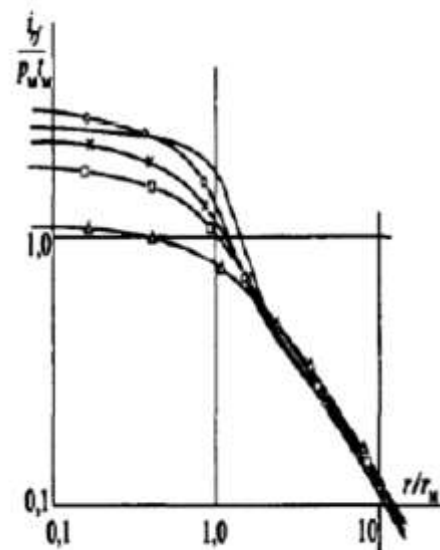
заряд. Плътната линия съответства на случая на детонация на полусферичен заряд, който лежи на твърдата повърхност. Чрез пунктирни линии, които са отбелязани с кръгчета, кръстчета, квадратчета и триъгълници е нанесено налягането за случаите на взривяване на височина от съответно $h/r_0 = 1; 1,5; 2,0; 3,0$.



Фигура 10.11. Последователни стадии на процеса на взривния газов заряд над твърдата повърхност.



Фигура 10.12. Зависимост на максималното свръх налягане от разстоянието при отражение на УВ на газовия взрив от твърдата повърхност.



Фигура 10.13. Зависимост на импулса на свръх налягането от разстоянието при отражение на УВ на газовия взрив от твърда повърхност.

От фигурата се вижда, че при отражението в епицентъра на взрива налягането може да бъде по-голямо от детонационното $h/r_0 < 1,5$. С отдалечаване от епицентъра налягането в отразената вълна става по-голямо от налягането от еквивалентния полусферичен заряд и все пак това превишение не е повече от $20 \div 25\%$. При по-нататъшното увеличаване на разстоянието налягането в отразената ударна вълна клони към налягането при взрива на еквивалентния по обем полусферичен заряд. За пресметнатите варианти не е забелязано нарастване на налягането (освен при случая на $h/r_0 = 1$) при прехода от регулярното към нерегулярното отражение на въздушната ударна вълна. Наблюдава се известна инфлексия в хода на кривите $\Delta p_{rf}(r)$, тъй като при ъглите на падане на вълната, които забележимо превишават критичните значения на ъглите за плоската стационарна вълна със същата интензивност. Вероятно това е свързано с криволинейността и нестационарността на падащата въздушна вълна. Нарастването на налягането на отражението при $h/r_0 = 1$ се извършва при ъглите, които са значително по-малки от критичните, и не е свързано с нерегулярното отражение. В случая на $h/r_0 = 1$ зарядът се допира до плоскостта и в тази област теоретично трябва да се наблюдава нормално отражение както на детонационната, така и на ударната въздушна вълна. В този случай отражението на детонационната вълна води до налягане от порядъка на $50p_M$, а отражението на въздушната вълна е с интензивност $15p_M$, (което съответства на началното налягане на ударната вълна във въздуха) трябва да води до налягане от порядъка на $85p_M$. Тъй като използваният числен метод води до „равномерното нанасяне“ не само на фронта на ударната вълна, но и на контактния взрив, то нарастването на налягането в отразената вълна при $h/r_0 = 1$ преди всичко е свързано с постепенния преход от отражението на детонационната вълна към отражението на въздушната ударна вълна.

На фигура 10.13 са представени зависимостите на импулсното налягане в отразената вълна на плоскостта i_{rf} от разстоянията със същите обозначения, които се използват и на предишната фигура. Очевидно само при $h/r_0 = 1$ се наблюдава неголямо нарастване на импулса в епицентъра на взрива за сметка на отражението на вълната. Във всички останали случаи импулсът под заряда е по-малък, отколкото при детонацията на полусферичния еквивалентен заряд на твърдата повърхност. С увеличаване на разстоянието от епицентъра на взрива импулсът в отразената вълна става по-голям, отколкото в случая на еквивалентния полусферичен заряд и все пак това нарастване не превишава $15 \div 20\%$. При по-нататъшното увеличаване на разстоянието на импулса в отразената вълна клони към импулса от еквивалентния полусферичен заряд.