

## Лекция XII

### Влияние на скоростта на пламъка върху параметрите на ВУВ

Изгарянето на смесените газови смеси в открити обеми е съпроводено от формирането в обкръжаващия въздух на ударна вълна, чиято интензивност зависи от скоростта на разпространение на фронта на изгаряне. Задачата за едномерната дефлаграция на газовия заряд в незатворен обем е била решавана в чужбина, но не и в нашата страна. Освен граничните условия в центъра на симетрията на фронта на УВ и контактната повърхност на изходната смес-въздух, а след излизане на фронта на изгаряне на повърхността на заряда ПИ-въздух, към системата за едномерни уравнения се добавят гранични условия на фронта на дефлаграцията (11.3).

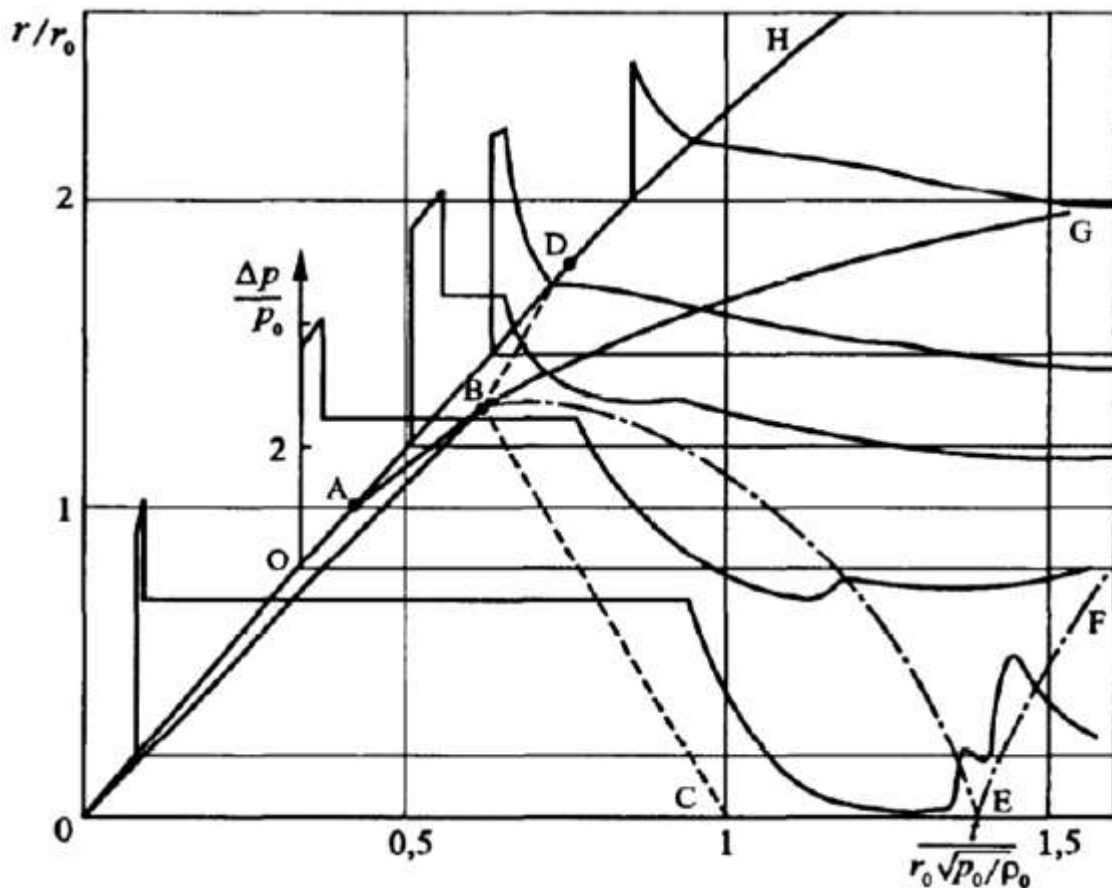
Анализът на влиянието на скоростта на сферичната дефлаграция върху параметрите на формиращата се УВ е извършен по примера на стехиометричната смес на ацетилен с въздух при температура  $T = 15^\circ\text{C}$ ,  $p_0 = 0,10133 \text{ НРа}$ ,  $\rho_0 = 1,225 \text{ kg/m}^3$ . Задачата се решава с помощта на алгоритъм, който е разработен за детонационния взрив, в който в ролята на допълнителен взрив, който се пресмята с помощта на метода на характеристиките, бе въведен фронтът на горене. В момента на излизане на фронтите на УВ и горенето на повърхността на заряда се решава задачата за разпад на произволен взрив. Особеностите на алгоритъма, които са свързани с пресмятане на параметрите на фронта на дефлаграцията, са описани в литературата.

Числените пресмятания са извършени за видимата скорост на фронта на пламъка  $U = 95,5; 143; 216; 622; 1102; 1339; 1586; 1861$  (нормална детонация);  $2500; 4000 \text{ m/s}$  и  $\infty$ . Скоростите, които надминават нормалната детонационна скорост съответстват на изкуствените режими на недосвита детонация, а стойността  $U = \infty$  описва мигновения взрив.

На фигура 12.1 е представена  $(r - t)$  диаграма на процеса на дефлаграция със скорост  $U = 622 \text{ m/s}$ . Тук са представени и диаграмите на налягане в точките, които са отдалечени от центъра на взрива на разстояние  $r/r_0 = 0,2; 0,8; 1,2; 1,5$  и  $2,0$ , където  $r_0$  е началният радиус на заряда. На фронта на дефлаграция на фигурата съответства правата ОВ, а на фронта на ударната вълна в сместа – ОА. Свръх налягането на фронта на УВ представлява  $3,51p_0$ , а пред и зад пламъка то е съответно  $4,13p_0$  и  $2,44p_0$ .

В момента на излизане на ударната вълна на повърхността на заряда (точка А) произтича разпад на взрива, като все пак в разглеждания случай, поради малката разлика между пълното съпротивление на сместа и въздуха, правата вълна преминава през въздуха практически без изкривяване, а отразената притежава интензивност според налягането приблизително 0,2% и не оказва забележимо влияние върху параметрите на самата дефлаграция. Границата на сместа в областта на ударната вълна (АВ на фиг. 12.1) рязко се ускорява, а фронтът на реакцията я догонва на радиус от  $r = 1,33r_0$  (точка В). В този момент произтича още един разпад на взрива, в резултат на който границата на заряда спира (скоростта спада от  $532 \text{ m/s}$  до  $289 \text{ m/s}$ ), а свръх налягането спрямо нея се понижава до стойността  $1,31p_0$ , т.е. става по-малко от налягането както във въздуха, така и в продуктите на изгарянето, и на двете страни спрямо контактната повърхност преминават вълни на разреждане (пунктирните линии ВС и ВD на фиг. 12.1).

По цялото разпространение на вълната на разреждане по продуктите на изгаряне налягането в тях рязко спада (виж диаграмите за точки  $r/r_0 = 1,2; 0,8; 0,2$ ), което води до формиране на вторична ударна вълна, чийто фронт (отбелязан чрез щрих-пунктирна линия  $BEF$  на фиг. 12.1) се движи към центъра в началото на фазата на свиване, а след това във фазата на разреждане. При отразяване от центъра (точка  $E$ ) налягането става значително по-високо от атмосферното, като все пак при отдалечаване на отразената вторична вълна налягането на нейния фронт бързо намалява и на разстояния от порядъка на  $r_0$  става по-малко от  $p_0$ . Границата на продуктите на изгаряне (линия  $BG$ ) се разширява до радиуса  $1,98r_0$  като малко се ускорява при излизането върху нея на отразената от центъра вторична вълна.



Фигура 12.1.  $(r - t)$  диаграма на сферичната дефлаграция при видима скорост на разпространение на пламъка  $U = 622 \text{ m/s}$ .

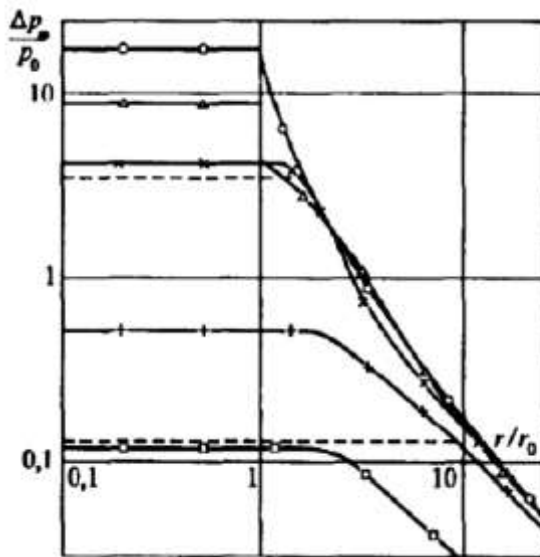
До излизането на вълната на разреждане на фронта на въздушната ударна вълна в точка  $D$  при  $r \cong 1,8r_0$ , параметрите на фронта последно остават постоянни, а максималното налягане се регистрира зад фронта и постепенно се понижава до фронталната стойност. След излизане на вълната на разтоварване на фронта, интензивността му започва рязко да спада, а движението се забавя (участъкът  $DH$  на фиг. 12.1), като в този случай диаграмите на налягането във вълната приемат традиционния за взривните процеси вид.

Взаимодействието на вълните в точка  $D$  може да доведе до възникването на някои особености на течението. Теоретично отражението на степенното разтоварване от фронта на стационарната ударна вълна трябва да доведе до вълна на разреждане, която се

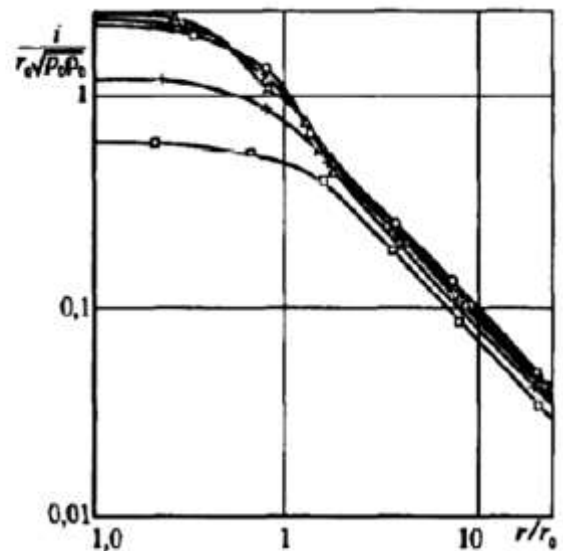
разпространява в обратно направление, която на свой ред като се отразява от границата с по-малко твърда среда (продуктите на взрива) води до появяването на вълна на свиване, която се движи зад фронта на основната вълна. И все пак размиването на фронта на вълната на разтоварване, нестационарността и дивергентността на течението не водят в разглеждания случай до формирането на двувълнова конфигурация, макар и да можем да отбележим някаква немонотонност в изменението на налягането на диаграмата в точка  $r = 2r_0$  (фиг. 12.1).

Понижаването на скоростта на дефлаграция води до увеличаване на участъка на стационарното разпространение на фронта на въздушната ударна вълна ( $AD$  на фиг. 12.1), а повишаването – до намаляване на неговата обща дължина и пълното изчезване ѝ изчезване в режимите на нормална и недосвита детонация.

На фигура 12.2 и 12.3 са представени зависимостите на максималното свръх налягане във вълната  $\Delta p_m$  и импулса на положителната фаза на свръх налягането  $i$  от разстоянието за стойността на скоростта на фронта на пламъка  $U = 95,5; 216; 623; 1861, \text{ m/s}$  и  $\infty$  (графиките са съответно отбелязани със знаци,  $\square$ ,  $+$ ,  $\times$ ,  $\circ$  и  $\Delta$ ). Пунктирните линии на фигура 12.2 съответстват на налягането на фронта на ударната вълна на разстоянията, на които то не е максимално.



Фигура 12.2. Зависимост на максималното свръх налягане от разстоянието при дефлаграцията на сферичния заряд с различна скорост на разпространение на фронта на пламъка.



Фигура 12.3. Зависимост на импулса на свръх налягането от разстоянието при дефлаграцията на сферичния заряд с различна скорост на разпространение на фронта на пламъка.

Максималното свръх налягане (фиг. 12.2) в областта на продуктите на изгаряне с нарастване на скоростта на дефлаграция се увеличава с повече от две степени и при  $U = 1339 \text{ m/s}$  става почти равно на детонационното ( $18,1p_0$ ). По-нататъшното увеличение на  $U$  води до нарастване на  $\Delta p_m$  изцяло до налягането на химичния пик в детонационен режим  $34,5p_0$ . В режимите на недосвита детонация максималното свръх налягане в заряда се понижава от детонационното до стойности от  $8,77p_0$ , които съответстват на мигновения взрив.

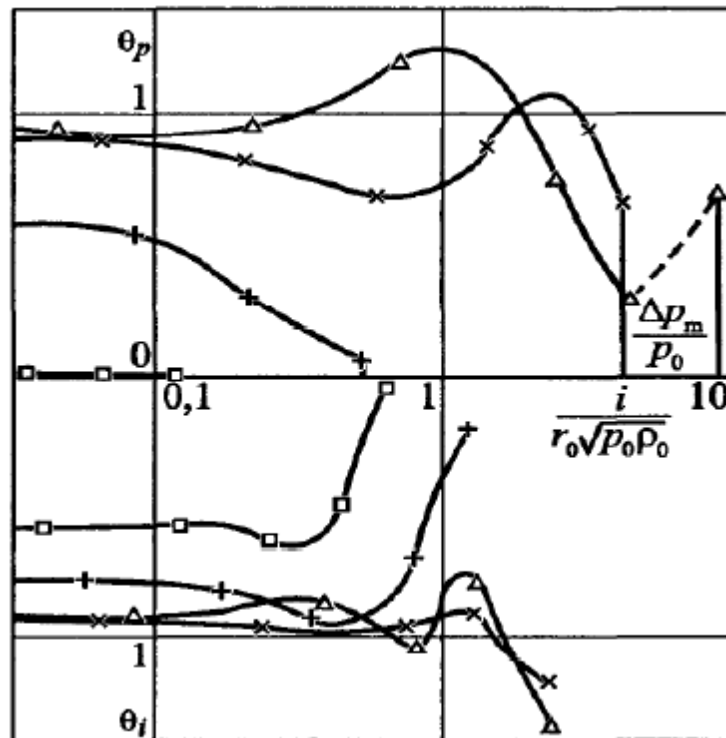
В областта на въздушната ударна вълна могат да се отделят два характерни диапазона за скоростта на дефлаграцията. При  $U > D/3$  стойността на  $\Delta p_m$  в известна степен надвишава детонационната стойност в близката зона и се стреми към нея в безкрайността, тъй като в диапазона  $D/2 < U < D$  е отгоре, а в останалите случаи е отдолу. Повишаването на налягането в близката зона е свързано с участъка на стационарното разпространение на вълната при дефлаграция и с по-бавния начален спад на налягането в режимите на недосвита детонация. Даже при мигновената детонация, като оставим настрана ниските начални параметри на въздушната вълна (при  $r = r_0$ ,  $\Delta p_m = 4,3p_0$ ), максималното свръх налягане на фронта на участъка  $r = (2,2 \div 7,0)r_0$ , е по-високо отколкото в детонационния режим (до 10%).

Намаляването на скоростта  $U < D/3$  води до забележимо понижение на стойността на  $\Delta p_m$  както в близост до заряда, така и на асимптотиката, в сравнение с детонационния режим, тъй като колкото по-рязко е намаляването, толкова по-малка е  $U$ . В този случай въздушната вълна по отношение на своя профил все повече се трансформира във вълна на свиване с нарастване на налягането зад фронта. Така, ако  $U = 216 \text{ m/s}$ , максималното налягане започва да се регистрира на фронта от разстояние  $r = 9,5r_0$ , а при  $U = 95,5 \text{ m/s}$  излиза на фронта на вълната при отдалечаване  $r \cong 50r_0$ .

Малко по-различна картина се наблюдава за импулса на свръх налягането (фиг. 12.3), като все пак и тук може да се отдели стойността на скоростта  $U \approx D/3$ . При  $U > D/3$  стойността на  $i$  в малка степен се различава от детонационния режим, тъй като не само във въздушната вълна, но и в централната област на взрива, където тя дори нараства до известна степен по отношение на нормалната детонация. Намаляването на  $U < D/3$  води до забележимо намаляване на  $i$  във въздуха и по-рязко – в продуктите на взрива. Особености в това положение са малката разлика на импулсите на разстояние  $r = (1,5 \div 2)r_0$  за всички скорости, които са по-големи от  $216 \text{ m/s}$ , и характерното понижаване на  $i$  в района  $r = 0,8r_0$  при мигновената детонация. Последното е свързано с разпространението на вълната на разтоварване по продуктите на взрива, налягането в която първо става по-ниско от атмосферното именно на посоченото място. За дефлаграцията можем да въведем понятието детонационни еквиваленти според налягането ( $\theta_p$ ), импулса ( $\theta_i$ ) или друг параметър, който е равен по отношение на масата (енергията) на сместа, реагиращ в детонационен или дефлаграционен режим, осигуряващ на зададените разстояния съвпадение на съответстващите параметри на вълната. Детонационните еквиваленти дават възможност да преценяваме относителната интензивност на режимите на дефлаграция.

На фигура 12.4 са представени зависимостите  $\theta_p$  и  $\theta_i$  от величините  $\Delta p_m$  и  $i$  за някои от пресметнатите варианти (обозначенията съответстват на фиг. 12.2). Графиките на еквивалентите са ограничени от абсолютно максималните параметри за всеки режим на дефлаграция. Пунктирният участък ( $\theta_p$ ) съответства на скока на свръх налягането на повърхността на заряда при мигновена детонация (фиг. 12.2). От фигура 12.4 се вижда, че по отношение на  $\Delta p_m$  дефлаграционните режими имат предимство при  $U = \infty$  в областта  $\Delta p_m = (0,30 \div 1,85)p_0$  (до 20% според масата на сместа), а при  $U = 623 \text{ m/s}$  в областта  $\Delta p_m = (1,7 \div 3,0)p_0$  (до 8%). Асимптотичните стойности на еквивалентите на  $\theta_p$  (при  $\Delta p_m \rightarrow 0$ ) за дадените скорости са съответно равни на 0,94 и 0,90. По отношение на импулса на свръх налягането при дадените скорости дефлаграцията има предимство в централната област на взрива съответно до 33% и 18%,

а в областта на въздушната вълна – само за  $U = \infty$  в диапазона  $i = (0,88 \div 0,66)r_0\sqrt{p_0\rho_0}$  (до 4%). Асимптотичната стойност на еквивалентите на  $(\theta_i)$  е равна съответно на 0,92 и 0,93 и практически съвпада със стойностите на  $(\theta_p)$ . При по-малки скорости на дефлаграцията навсякъде губи детонацията както спрямо  $\Delta p_m$ , така и по отношение на  $i$ , тъй като асимптотичните стойности на еквивалентите на  $\theta_p$  и  $\theta_i$  започват забележимо да се различават. Например при  $U = 216 \text{ m/s}$ :  $\theta_p = 0,57$ ;  $\theta_i = 0,78$ , а при  $U = 95,5 \text{ m/s}$ :  $\theta_p \approx 0,01$ ;  $\theta_i = 0,59$ . В диапазона на скоростта  $U = 933 \div 1861 \text{ m/s}$  асимптотичната стойност на еквивалентите на  $\theta_p$  и  $\theta_i$  надминава единица (до 5-6%), а при  $U = 1339 \div 1861 \text{ m/s}$ :  $\theta_p > 1$  и в областта на заряда.



Фигура 12.4. Детонационни еквиваленти на дефлаграционния взрив при различна скорост на разпространение на фронта на пламъка:  $\square$  –  $U = 95,5 \text{ m/s}$ ;  $+$  –  $U = 216 \text{ m/s}$ ;  $\times$  –  $U = 623 \text{ m/s}$ ;  $\Delta$  –  $U = \infty$

Анализът на параметрите на газовия взрив в режим на детонация показва, че параметрите на въздушната ударна вълна са непосредствено свързани с КПД на взрива  $\eta$ , който е равен на отношението на работата на разширяващите се продукти на детонацията към цялата отделяща се енергия.

В таблица 12.1 за всички изследвани варианти е даден намереният при пресмятанията КПД на взрива, съотнесен към детонационната стойност  $\eta_D = 0,438$ . Стойността на  $\eta$  при  $U = 0$  е определена аналитично от условията на разширяване на продуктите на изгаряне при постоянно налягане  $p_0$  с приложение на закона за съхранение на енергията.

Таблица 12.1.

## КПД на взрива в режимите на дефлаграция

U/D	0	0,05	0,07	0,12	0,33	0,50	0,59	0,72	0,85	1,0	1,34	2,15	$\infty$
$\eta/\eta_D$	0,41	0,51	0,54	0,61	0,90	1,01	1,05	1,06	1,04	1,0	0,96	0,94	0,93

От таблица 12.1 се вижда, че при  $U > D/3$  КПД на взрива се променя слабо (в границите на 10% по отношение на детонационния режим), следствие от което е малката разлика на параметрите на ударната вълна на големи разстояния. Тъй като в диапазона  $U = (0,5 \div 1)D$  КПД при дефлаграция даже е по-голям, отколкото в случая на детонация, което, както бе отбелязано, води до съответното повишаване на параметрите на взрива. Повишаването на КПД е свързано с работата, която се извършва над обкръжаващата среда в процеса на преминаване през контактната повърхност на смес-въздух областта на ударната вълна пред фронта на пламъка, т.е. още преди пълното изгаряне на сместа.

Понижаването на скоростта на  $U < D/3$  води до отклонение на асимптотичните параметри на взрива от закона за енергетичното подобие. Така в съответствие с него едно ниво на свръх налягането  $\Delta p_m$  трябва да се наблюдава на разстояния, които са пропорционални на  $\sqrt[3]{\eta}$ , а стойността на импулса на свръх налягането на еднакви разстояния трябва да бъде пропорционална на  $\sqrt[3]{\eta^2}$ . По отношение на детонационния режим за скоростите  $U = 216 \text{ m/s}$  и  $95,5 \text{ m/s}$  това води до отношения на радиусите на нивото на налягане  $\Delta p_m = 0,05p_0$ , които са равни на 1,18 и 1,25 и отношение на импулсите на разстояние  $r = 17r_0 - 1,39$  и  $1,57$ , като в същото време при пресмятанията тези отношения са равни на 1,25 и 4,6 за  $\Delta p_m$  и 1,17 и 1,39 за  $i$ . Очевидно, максималното свръх налягане започва аномално бързо да пада, а импулсът на свръх налягането – обратно, се понижава непропорционално по-бавно. Забавянето на понижението на  $i$  е свързано с нарастването на продължителността на фазата на свиване на вълната при намаляване скоростта на дефлаграция. Така ако в целия диапазон  $U > D/3$  продължителността на фазата на свиване на разстояние  $r = 17r_0$  се променя в границите на 4%, то при скорост от  $U = 216 \text{ m/s}$  тя нараства на 12%, а при  $U = 95,5 \text{ m/s}$  – с 2,85 пъти. Аномалното поведение на  $\Delta p_m$  при намаляване на скоростта на дефлаграция е свързано с нетрадиционния профил на взривната вълна, в която максималното налягане се регистрира зад фронта. Очевидно при  $U \rightarrow 0$ :  $\Delta p_m \rightarrow 0$ , като в същото време в този случай стойността на  $\eta$  е крайна (виж табл. 12.1), т.е. законът за енергетичното подобие за  $\Delta p_m$  при малки скорости на дефлаграцията не важи.

По такъв начин, можем да направим извод за това, че при скорост на дефлаграцията на газовите смеси от  $U > D/3$  до мигновената детонация, като започват от някакво разстояние, параметрите на въздушната ударна вълна се променят подобно на случая на нормалната детонация на заряда, като се подчиняват на закона за енергетичното подобие с оглед на КПД на взрива.