

Лекция VII

Газов Взрив

1. Особенности при взрива на газовой смеси.

Газовият взрив често съпровожда аварийните изхвърляния на горящи газове или пари в атмосферата, които водят до образуването на облаци от горивно-въздушни смеси (ГВС). Опасността при такъв вид газова взривове се състои не само във възможността за възникване на пожари, но и за формиране в обкръжаващата атмосфера на интензивни УВ. Разрушителното действие на ударната вълна на газовия взрив се определя чрез времето за превръщане на изходната смес в продукти за горене, т.е. зависи от режима на разпространение на пламъка (спокойно горене, високоскоростно разпространение на фронта на пламъка, детонация и други), а също така и от размерите на облака на взривната смес и нейните физико-химични свойства. Най-опасен е режимът на горене, при който в обкръжаващото пространство се образува ударна вълна с най-голяма интензивност, и това е детонацията на взривна газова смес. Детонацията най-лесно възниква в смесите на горимите газове или парите с въздух, чийто състав е близък до стехиометричния. Взривът на облаци от ГВС се използва също така в специални фугасни боеприпаси, които са получили наименованието боеприпаси за обемен взрив. Международното наименование на такива боеприпаси е FAE (Fuel Air Explosive – Горивно-Въздушни Експлозиви). Детайлното експериментално изследване на сферичните газова взривове е извършено чрез опити, които са проведени в тънкостенни каучукови обвивки със смеси от метан, пропан и ацетилен с въздух, а също така и метан и пропан с кислород. Началните обеми на взривните смеси са достигнали 15 m^3 , началният радиус на такъв обем $r_0 = 1,5 \text{ m}$. Сферичната детонация бе възбуждана от взривове на окачен тротил с маса от $1,5 \text{ g}$ до 1 kg в центъра на обема. Чрез опити установено, че при инициране на горене на газова-въздушна смес с помощта на слаб източник (прегаряне на волфрамови жици с електрически ток) протича сравнително спокойно горене на сместа без формиране на забележителна по своята интензивност УВ. Възпламеняването на газова-кислородните смеси води до образуване на ускоряващ се фронт на пламъка, чиято скорост достига 200 m/s , като в този случай във въздуха се

формира интензивна вълна, чиито параметри са забележително по-ниски, отколкото при детонацията на смеси. Проведените изследвания са дали възможност за проявяване на характерните черти на газовия взрив, основните от които са: малък дял енергия, който отива във въздушната УВ (например половината от цялата отделена енергия при детонационния взрив); много рязък спад на налягането в близост до заряда при взрив в режим на детонация; формиране на вълна на свиване при изгаряне на заряда, която по време на разпространението си се трансформира в ударна вълна и други.

Обработката на получените опитни данни даде възможност на различните автори да направят предположения за емпиричните зависимости за основните параметри на въздушната УВ при детонация на сферични заряди: Горивно-въздушни смеси:

$$\Delta p_m = 0,6 \cdot 10^{-1} \frac{E_0^{1/3}}{r} + 1,4 \cdot 10^{-2} \frac{E_0^{2/3}}{r^2} + 2,5 \cdot 10^{-3} \frac{E_0}{r^3}, \quad \text{при } \frac{r}{E_0^{1/3}} \gg 0,3,$$

$$\Delta p_m = 0,052 \left(\frac{E_0^{1/3}}{r} \right)^{1,7}, \quad \text{при } 0,08 \leq \frac{r}{E_0^{1/3}} \leq 0,3,$$

$$t = 9,5 \cdot 10^{-2} \frac{E_0^{2/3}}{r}, \quad \text{при } 0,1 < \frac{r}{E_0^{1/3}},$$

$$\tau = 0,35 E_0^{1/6} r^{1/2}, \quad \text{при } 0,1 < \frac{r}{E_0^{1/3}}.$$

Горивно-кислородни смеси:

$$\Delta p_m = 0,67 \cdot 10^{-1} \frac{E_0^{1/3}}{r} + 1,7 \cdot 10^{-2} \frac{E_0^{2/3}}{r^2} + 3,5 \cdot 10^{-3} \frac{E_0}{r^3}, \quad \text{при } \frac{r}{E_0^{1/3}} > 0,3,$$

$$\Delta p_m = 0,068 \left(\frac{E_0^{1/3}}{r} \right)^{1,7}, \quad \text{при } 0,05 \leq \frac{r}{E_0^{1/3}} \leq 0,3,$$

$$i = 12 \cdot 10^{-2} \frac{E_0^{2/3}}{r}, \quad \text{при } 0,1 < \frac{r}{E_0^{1/3}},$$

$$\tau = 0,35 E_0^{1/6} r^{1/2}, \quad \text{при } 0,1 < \frac{r}{E_0^{1/3}}.$$

Тук E_0 е цялата енергия на взрива в *kcal*; r е разстоянието от центъра на заряда в *m*; Δp_m е максималното свръх налягане на фронта на УВ в атмосфери; i е отделеният импулс на свръх налягането на фазата на свиване е продължителността на фазата на свиване, *ms*.

Газовият взрив се характеризира с редица особености, които по същество го отличават от взрива на зарядите на кондензираните ВВ и непосредствено влияят на параметрите на формиращата се УВ. В частност, налягането на детонацията на газовите смеси е примерно четири пъти по-ниско, отколкото в кондензираните ВВ; термодинамичните свойства на горивата и характеристиките на атмосферата (налягане, плътност, влажност) могат да се изменят в широк диапазон; концентрацията на горивото в ГВС може да бъде различна и се променя по своя обем; формата на зарядите и мястото за тяхното инициране могат да бъдат произволни; газовите заряди най-често се формират в близост до повърхността на земята, което води до отражение на УВ и промяна на полето на взрива. Газовият взрив може да протича в режимите на високоскоростно разпространение на пламъка, спокойно горене и т.н. Освен това, поради големите геометрични размери на ГВС практически интерес представляват параметрите не само извън заряда, но и вътре в него. За най-пълно изследване на влиянието на споменатите фактори върху параметрите на газовите взривове ни дават възможност методите на математическо моделиране с достигане на числово решение на газодинамичните задачи.

2. Параметри на детонацията на заряди с ниска плътност. Параметрите на фронта на детонационната вълна и скоростта на нейното разпространение в ГВС могат да бъдат непосредствено пресметнати чрез методите на термо-химията на взривните процеси. Като пример в таблица 7.1. са дадени резултатите от термодинамичните пресмятания за скоростта на детонацията D , плътността ρ_D , налягането P_D , масовата скорост u_D и температурата T_D на плоскостта на Чапман-Жуге в смесите на ацетилен с въздух (C_2H_2) при относително масова концентрация на горивото δ и температура $15^\circ C$, а също така стехиометрични смеси на пропана (C_3H_8) и метана (CH_4) (ρ_{sm} – изходна плътност на сместа).

Таблица 7.1

Пресметнати параметри на детонацията на някои горивно-въздушни смеси

Гориво	δ	ρ_{sm} , kg/m ³	D , m/s	ρ_D , kg/m ³	P_D , MPa	u_D , m/s	T_D , K	Q_{sm} , MJ/kg	Q_{fl} , MJ/kg	γ
C_2H_2	0,03	1,2192	1497	2,1101	1,256	633	2093	1,444	48,12	1,315
	0,05	1,2180	1740	2,1844	1,736	771	2787	2,402	48,03	1,270
	0,0698	1,2168	1861	2,2060	1,994	836	3095	3,269	46,83	1,234
	0,10	1,2149	1966	2,1882	2,194	876	3258	3,121	31,21	1,267
	0,16	1,2111	2039	2,1222	2,273	878	3080	2,907	18,17	1,303
	0,20	1,2089	1946	2,1777	2,144	868	2840	2,664	13,22	1,301
C_3H_8	0,0598	1,2495	1795	2,2594	1,903	803	2807	2,773	46,37	1,253
CH_4	0,0546	1,1758	1797	2,1142	1,790	799	2762	2,731	50,01	1,256

Според хидродинамичната теория за детонацията, скоростта на детонацията, а чрез нея и останалите параметри на фронта, могат да бъдат еднозначно определени посредством отделената топлина на взрива Q и показателя на адиабатата на продуктите от детонацията γ в плоскостта на Чапман-Жуге по формулите :

$$D = \sqrt{\left((\gamma^2 - 1)(Q + E_1) - \frac{P_1}{\rho_1} \right) + \sqrt{\left((\gamma^2 - 1)(Q + E_1) - \frac{P_1}{\rho_1} \right)^2 - \gamma^2 \frac{P_1^2}{\rho_1^2}}}; \quad (7.1)$$

$$p_D - p_1 = \frac{\rho_1 D^2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{\gamma p_1}{\rho_1 D^2} \right); \quad \rho_D = \rho_1 \frac{\gamma + 1}{\gamma} \left(1 + \frac{p_1}{\rho_1 D^2} \right)^{-1};$$

$$u_D = \frac{D}{\gamma + 1} \left(1 - \gamma \frac{p_1}{\rho_1 D^2} \right); \quad c_D = D \frac{\gamma}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{p_1}{\rho_1 D^2} \right),$$

където индексът 1 се отнася за параметрите пред фронта на ДВ. Изписването на формулата (7.1) без конкретизиране на израза за отделената вътрешна енергия от изходната смес E_1 ни дава възможност да я използваме и за аеро-дисперсните ГВС.

В случая на силната ДВ формулата (7.1) и съотношенията за параметрите на фронта се опростяват и все пак при взрива на газовите заряди, детонацията не винаги може да бъде смятана за силна. Термодинамичните пресмятания ни дават възможност да изчислим топлината на взрива и показателите на адиабатата на ПД, и все пак първата величина зависи от начина на протичане на реакцията, а показателят на адиабатата в процеса на разширение на продуктите от детонацията на газовите смеси макар и незначително се променя. От гледна точка на въздействието върху обкръжаващата среда под топлина на взрива следва да разбираме топлината на реакциите, които протичат в процеса на преход на изходната смес в продуктите от детонацията на фронта на ДВ и последващото им адиабатно разширение до налягането на обкръжаващата околна среда. Стойностите на споменатата топлина на взрива Q_{sm} са получени чрез термодинамичните пресмятания, дадени в таблица 7.1. Средният (ефективен) показател на адиабатата, който осигурява отделяне на цялата топлина на взрива $Q = Q_{sm}$ при разширение на продуктите от детонацията до атмосферното налягане можем да определим по скоростта на детонацията от съотношението (7.1), като го препишем във вида

$$\gamma = \sqrt{\frac{D^2/2 + p_1/\rho_{sm} + Q_{sm} + E_1}{Q_{sm} + E_1 - p_1^2/(2\rho_{sm}^2 D^2)}}, \quad (7.2)$$

където ρ_{sm} е плътността на ГВС, която в случая на смесите на съвършените газове се пресмята по зависимостта

$$\rho_{sm} = \rho_{ok} \frac{1}{1 - \delta(1 - \mu_{ok} / \mu_{fl})}$$

Тук μ е моларната маса, а индексите ok и fl се отнасят за окислителя (на въздуха) и горивото.

Последното съотношение можем да използваме и в случая на аеро-дисперсните ГВС, като положим в него $\mu_{fl} \rightarrow \infty$.

Стойностите на γ са пресметнати и дадени в таблица 7.1. Очевидно е, че стойността на средния показател на адиабатата на ПД при отклонение на състава на сместа от стехиометричния значително нараства. Изчисленият по формулата (7.2) показател на адиабатата на ПД при $Q = Q_{sm}$ естествено води до стойност на скоростта на детонацията (7.1), която съвпада с определената в термодинамичните пресмятания. И все пак останалите параметри на фронта на ДВ, пресметнати по D и γ няма да съвпадат с намерените при термодинамичните пресмятания и отклонението им от последните може да служи за оценка на точността на направените допускания. Пресмятанията по формулите (7.1) на параметрите на фронта на ДВ според изчислените стойности на D и γ показват, че появяващите се отклонения се надвишават 1...2%. В таблица 7.1 също така са дадени стойностите на отделената топлина на взрива на единица маса от горивото $Q_{fl} = Q_{sm} / \delta$. Очевидно е, че при бедните смеси стойността на Q_{fl} практически съвпада със стойността за смесите със стехиометричен състав, т.е. всички горива реагират изцяло. Ако допуснем, че в богатите смеси реагира само част от горивото, което влиза в реакция с цялата си маса с окислителя, то за отделената топлина на взрива на сместа можем да запишем обща зависимост:

$$Q_{sm} = \begin{cases} Q_{fs} \delta, & \text{при } \delta > \delta_{st} \\ Q_{fs} \delta \frac{1/\delta - 1}{1/\delta_{st} - 1}, & \text{при } \delta < \delta_{st} \end{cases} \quad (7.3)$$

където δ_{st} е стехиометричната концентрация; Q_{fs} е топлината на взрива на единица маса от горивото в сместа със стехиометричен състав. В смесите, които са близки по своя състав със стехиометричните, продуктите от

взрива могат да се представят във вид на смес от два газа: продуктите от взрива на стехиометричната смес и въздух, който не реагира – в бедните смеси (при $\delta < \delta_{st}$); продукти от взрива на стехиометричната смес и гориво, което не реагира – в богатите смеси (при $\delta > \delta_{st}$). Като смятаме дадените по-горе газове за съвършени, не е трудно да получим израз за показателя на адиабатата на ПД от смес с произволен състав

$$\gamma = \gamma_{st} \begin{cases} \frac{1 + \frac{\delta_{st} - \delta}{\delta} \frac{\mu_{st}}{\mu_{ok}} \frac{\gamma_{st} - 1}{\gamma_{ok} - 1} \frac{\gamma_{ok}}{\gamma_{st}}}{1 + \frac{\delta_{st} - \delta}{\delta} \frac{\mu_{st}}{\mu_{ok}} \frac{\gamma_{st} - 1}{\gamma_{ok} - 1}}, & \text{при } \delta \leq \delta_{st}, \\ \frac{1 + \frac{\delta - \delta_{st}}{1 - \delta} \frac{\mu_{st}}{\mu_{fl}} \frac{\gamma_{st} - 1}{\gamma_{fl} - 1} \frac{\gamma_{fl}}{\gamma_{st}}}{1 + \frac{\delta - \delta_{st}}{1 - \delta} \frac{\mu_{st}}{\mu_{fl}} \frac{\gamma_{st} - 1}{\gamma_{fl} - 1}}, & \text{при } \delta > \delta_{st}. \end{cases}$$

Като вземем предвид условността на направеното допускане, последният израз може да бъде преписан във вида:

$$\gamma = \gamma_{st} \begin{cases} \frac{\delta + (\delta_{st} - \delta)a}{\delta + (\delta_{st} - \delta)b}, & \text{при } \delta \leq \delta_{st}, \\ \frac{(1 - \delta) + (\delta - \delta_{st})c}{(1 - \delta) + (\delta - \delta_{st})d}, & \text{при } \delta > \delta_{st}, \end{cases} \quad (7.4)$$

където **a, b, c, d** – са константи, които се определят от резултатите от термодинамичните пресмятания. За ацетилено-въздушните смеси **$a = 0,67; b = 0,57; c = 2,4; d = 1,9$** .

Съотношенията (7.3), (7.4) достатъчно добре описват резултатите от термодинамичните пресмятания. Максималните грешки се наблюдават в изключително богатите състави и не превишават по своята стойност $(\gamma - 1) - 5\%$, а по $Q_{sm} - 10\%$.

Термодинамичните пресмятания показват, че въведената топлина на взрива за единица маса от горивото в сместа със стехиометричен състав Q_{fs} е близка до стандартната топлина на изгаряне на горивото, поради което при първо

приближение отделената топлина при взрива на сместа Q_{sm} можем да определим по дадената величина с помощта на зависимостта (7.3), а средният показател на адиабатата на ПД може да бъде пресметнат по формулата (7.2), като използваме вече известната (например, в резултат на проведени експерименти) скорост на детонацията на сместа. Параметрите на фронта на ДВ са пресметнати по зависимостите (7.1) и са гранични условия при решаване на задачите за разпределение на параметрите зад фронта на стационарната детонация. Автомоделната задача за разпределение на параметрите зад фронта на едномерната ДВ в свършен газ има аналитично решение само в плоския случай. За вълните със сферична и цилиндрична симетрия са получени числови решения чрез използването на различни уравнения за състоянието на ПД. Интересни са получените аналитични зависимости за автомоделното разпределение на параметрите зад фронта на ДВ с различен вид симетрия, които се подчиняват на условията на уравнението за състояние на идеалния газ. Задачата за едномерната стационарна детонация се описва чрез система от обикновени диференциални уравнения, която може да бъде приведена във вида:

$$\frac{\lambda D - u}{c} \frac{du}{d\lambda} = \frac{2}{\gamma - 1} \frac{dc}{d\lambda} \quad (7.5)$$

$$\left(\left(\frac{\lambda D - u}{c} \right)^2 - 1 \right) \frac{du}{d\lambda} - \frac{Nu}{\lambda},$$

където $\lambda = r/(Dt)$ е автомоделна променлива, равна на относителния радиус зад фронта на ДВ. В плоския случай ($N = 0$) от второто уравнение на системата (7.5) следва $c = \lambda D - u$. В този случай от първото уравнение произтича известното решение за плоската ДВ:

$$u = u_2 - \frac{2}{\gamma - 1} (c_2 - c),$$

където индексът 2 се отнася до параметрите на фронта на ДВ.

На границата с централната област на покой $u = 0$ и за скоростта на звука в нея получаваме

$$c_3 = c_2 - \frac{\gamma - 1}{2} u_2.$$

Тъй като границата на областта на покой на ПД е линията на слабия взрив, то с оглед на детонационните параметри (7.1) за координатите на стационарната зона в плоската ДВ можем да запишем

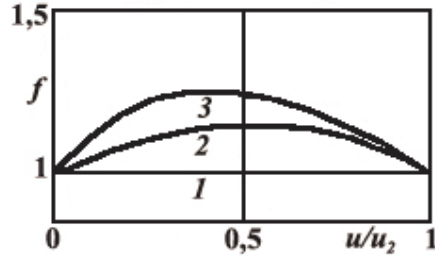
$$\lambda_3 = \frac{c_3}{D} = \frac{1}{2} \left(1 + \gamma \frac{p_1}{\rho_1 D^2} \right).$$

Тук индекс 3 се отнася до параметрите на границата на областта на покой. Тъй като величината, която е в скобите, в малка степен се различава от единица, то $\lambda_3 \approx 0,5$ ($c_3 \approx D/2$).

В плоската ДВ комплексът $f = (\lambda D - u)/c$ в системата (7.5) е равен на единица и не зависи от свойствата на ПД, т.е. от показателя на адиабатата. Анализът на резултатите от числовото решение на задачата за дивергентните случаи с показател на адиабатата на ПД в диапазона $\gamma = 1,1 \dots 3$ показва, че функцията $f(u)$ също така практически не зависи от стойността на γ и малко се различава от единица. Видът на тази функция за различните видове симетрия ($N = 0, 1, 2$) е представен на фиг.7.1.

В този случай не е трудно да интегрираме първото уравнение на системата (7.5) в границите от фронта на ДВ до границата на областта на покой, като пресметнем интеграл $\int F(u) du$ графично и получим израз за скоростта на звука в областта на стационарните параметри

$$c_3 = c_2 - \frac{\gamma - 1}{2} \bar{f} u_2 \quad (7.6)$$



Фиг. 7.1. Вид на функцията $f(u)$ за едномерните детонационни вълни:

$$1 - N = 0, 2 - N = 1, 3 - N = 2$$

Средната стойност на функцията \bar{f} в цилиндричния и сферичния случай е равна на **1,105** и **1,174** съответно и всякакъв тип симетрия добре се описва от зависимостта:

$$\bar{f} = \frac{6N + 15}{4N + 15}$$

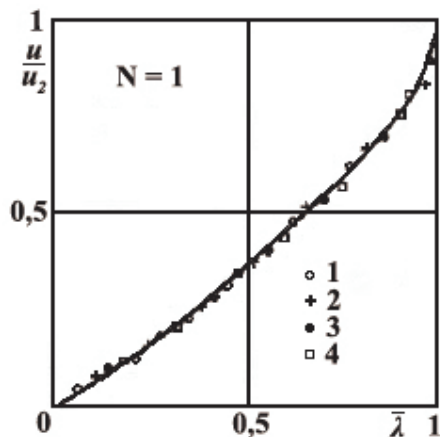
Тогава за координатите на централната област на покой в общия случай може да се запише:

$$\lambda_3 = \frac{c_3}{D} = \frac{1}{D} \left(c_2 - \frac{\gamma - 1}{2} \bar{f} u_2 \right).$$

Тъй като \bar{f} в малка степен се различава от единица, то и в дивергентните случаи размерът на областта на покой в ДВ е $\lambda_3 \approx 0,5$ ($c_3 \approx D/2$). Ако въведената функция $f(u)$ не зависи от показателя на адиабатата γ , то от второто уравнение на системата (7.5) следва, че разпределението на масовата скорост в ДВ също така не зависи от свойствата на ПД и може да бъде представено във вида:

$$\frac{u}{u_2} = \varphi(\bar{\lambda}),$$

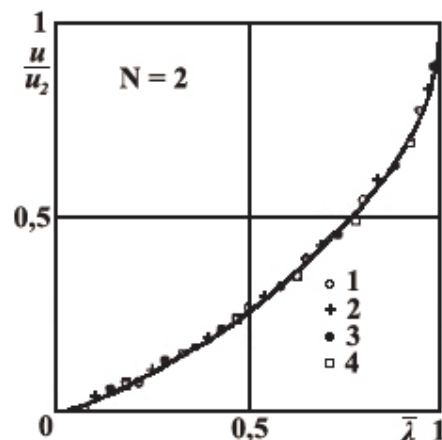
където $\bar{\lambda} = (\lambda - \lambda_3)/(1 - \lambda_3)$ е дадената линейна координата във вълната на Тейлър на разтоварване зад фронта на ДВ, която се променя в границите $0 \dots 1$. На фиг. 7.2 и 7.3 за цилиндричния и сферичния случай съответно са дадени резултатите от числовото решение на задачата във вид на разпределение на масовата скорост на ПД за стойността на показателя на адиабатата, които са равни на **1,1** (○); **1,5** (+); **2** (•) и **3** (□). Очевидно, за всички γ пресмятанията се разпределят практически на едни и същи криви.



Фиг. 7.2. разпределение на масовата скорост

Зад фронта на ДВ в цилиндричния случай:

$$\circ - \gamma = 1.1, + - \gamma = 1.5, \bullet - \gamma = 2, \square - \gamma = 3$$



Фиг. 7.3. Разпределение на масовата скорост

зад фронта на ДВ в сферичния случай

(обозначенията съответстват на фиг.7.2)

Анализът на системата (7.5) показва, че в околността на фронта на ДВ в сферичния и цилиндричния случай $du/d\lambda \rightarrow \infty$, а в случаите на приближение към централната област на покой $du/d\lambda \rightarrow 0$, и все по-големите производни клонят към безкрайност. Всички дадени условия удовлетворяват функцията:

$$\varphi(\bar{\lambda}) = \frac{u}{u_2} = 1 - (1 - \bar{\lambda}^\alpha)^\beta, \quad \text{при } 1 < \alpha < 2 \text{ и } 0 < \beta < 1.$$

Обработката на резултатите на числовите пресмятания ни предоставя възможност да изберем стойности за показателите α и β , които се оказаха равни:

$$\alpha = 1,05; \quad \beta = 2/3 \quad \text{при } N = 1,$$

$$\alpha = 1,1; \quad \beta = 1/2 \quad \text{при } N = 2.$$

Разпределенията на масовата скорост на ПД, построени чрез използването на намерените α и β са представени на фиг. 7.2 и 7.3 чрез непрекъснати линии.

При $\alpha = \beta = 1$ избраната функция $\varphi(\bar{\lambda})$ води до аналитичното решение за плоската ДВ, което ни дава възможност за произволен тип симетрия да предложим за показателите α и β съотношенията

$$\alpha = \frac{20 + N}{20}; \quad \beta = \frac{2}{N + 2}.$$

Тогава за разпределението на масовата скорост на ПД зад фронта на едномерната ДВ можем да запишем общата зависимост

$$u = u_2 \left(1 - \left(1 - \left(\frac{\lambda - \lambda_3}{1 - \lambda_3} \right)^\alpha \right)^\beta \right), \quad \text{при } \lambda_3 \leq \lambda \leq 1. \quad (7.7)$$

Като вземем първо приближение за функцията $f(u)$ нейната средна стойност \bar{f} и като интегрираме първото уравнение на системата (7.5) в границите от λ_3 до λ , а след това от λ_3 до 1 получаваме:

$$\bar{f}u = \frac{2}{\gamma - 1}(c - c_3); \quad \bar{f}u_2 = \frac{2}{\gamma - 1}(c_2 - c_3).$$

Оттук следва, че

$$\frac{u}{u_2} = \frac{c - c_3}{c_2 - c_3}$$

И за скоростта на звука в ПД, с оглед на (7.7), можем да запишем

$$c = c_3 + (c_2 - c_3) \left(1 - \left(1 - \left(\frac{\lambda - \lambda_3}{1 - \lambda_3} \right)^\alpha \right)^{\beta} \right), \quad \text{при } \lambda_3 \leq \lambda \leq 1. \quad (7.8)$$

Налягането и плътността на ПД се определят от скоростта на звука по изоентропичните зависимости:

$$p = p_2 \left(\frac{c}{c_2} \right)^{2\gamma/(\gamma-1)}; \quad \rho = \rho_2 \left(\frac{c}{c_2} \right)^{2/(\gamma-1)} \quad (7.9)$$

Съотношенията (7.6) – (7.9) дават възможност да пресметнем всички параметри зад фронта на едномерната ДВ, и удовлетворяват чрез асимптотиката точното решение на задачата и описват резултатите от числовите пресмятания по най-чувствителния параметър – налягането с отклонение в границите до 1% при произволен показател на адиабатата на ПД.