

4. DETONACIJA

4.1 Opšte karakteristike

Preobražaj eksplozivnih materija odvija se sa dva suštinski različita mehanizma: sagorevanjem i eksplozijom. Proces gorenja EM zasniva se na predaji toplote reagujućeg sloja susednom sloju, zagrevanjem tog sloja i hemijskoj reakciji u zagrejanom sloju uz oslobađanje energije koje se završava hemijskim reakcijama u gasnom sloju iznad površine sagorevanja. Prema tome, prostiranje procesa sagorevanja se odvija prema zakonima prostiranja toplote i to brzinom koja je znatno manja od brzine zvuka u još neizreagovanoj EM. Proces sagorevanja odvijaju se promenljivom brzinom koja izrazito zavisi od pritiska.

Eksploziju karakteriše suštinski različit mehanizam preobražaja, gde je prostiranje procesa kroz EM vezano za prostiranje udarnog talasa. Brzina prostiranja je veća od brzine zvuka u neizreagovanoj EM. Pri ovome dolazi do sledećih pojava: naredni sloj eksplozivne materije (gasovite, tečne ili čvrste) izložen je veoma snažnom udaru produkata reakcije prethodnog sloja, koji imaju veoma visok pritisak. Brzo i snažno sabijanje u narednom sloju EM dovodi do zagrevanja do temperature pri kojoj se reakcija razlaganja odvija velikom brzinom. Toplota koja se u toku ove reakcije oslobađa nadoknađuje energiju udarnom talasu, koji sabija sledeći sloj, čime je obezbeđena stacionarnost procesa ili porast brzine prostiranja. Brzina prostiranja ovakvog procesa određena je brzinom udarnog talasa u datoj EM i iznosi nekoliko hiljada m/s. Karakter ove brzine određuje i karakter eksplozivnog preobražaja: ukoliko je brzina promenljiva proces ima karakter eksplozije; ukoliko je brzina konstantna i ima maksimalnu vrednost za datu EM proces ima karakter detonacije.

4.2 Osnovni pojmovi o udarnom talasu

Zvučni talas se prostire kroz sredinu u obliku izentropske kompresije posle koje se molekuli materije vraćaju u svoj prvobitni položaj. Promene pritiska i gustine izazvane talasom su male u poređenju sa pritiskom i gustinom mirnog sloja sredine. Smatra se da su amplitude pomeranja čestica i promene pritiska i gustine u akustici beskonačno male. Prolazom zvučnog talasa dolazi samo do longitudinalnih poremećaja, ali ne dolazi do strujanja gasa u smeru njegovog prostiranja. Zvučni talas se prostire u gasu sudaranjem molekula i njegova brzina širenja je brzina zvuka.

Kod udarnog talasa dolazi do skokovite promene pritiska, temperature i gustine, a pri prolazu fronta udarnog talasa dolazi iza fronta do strujanja medija koje je utoliko veće ukoliko je intenzitet talasa veći. U fazi kompresije strujanje se odvija u pravcu kretanja udarnog talasa, a u fazi razređenja dolazi do slabljenja strujanja, pa čak i kretanja u suprotnom smeru. Brzina udarnog talasa je uvek veća od brzine zvuka. Ukoliko udarni talas nije energetski podržavan, on postepeno slabi i pretvara se u zvučni talas.

4.2.1 Nastajanje udarnog talasa u udarnoj cevi

Nastajanje i prostiranje udarnog talasa u vazduhu možemo objasniti analogijom udarne cevi sa klipom (slika 4.1).



Slika 4.1. Udarna cev

Cev je napunjena gasom koji u početku ima konstantan pritisak, gustinu i temperaturu (p_0, ρ_0, T_0). Cev je sa leve strane ograničena klipom, a sa desne može biti i otvorena. Pretpostavimo da se klip u prvom momentu počeo kretati brzinom dV , a zatim mu se u svakom sledećem trenutku brzina povećava za dV . Nakon prvog porasta brzine klipa od 0 do vrednosti dV , stvara se slab talas kompresije koji se kroz neporemećeni gas prostire brzinom C . Gas koji se nalazi neposredno uz klip kreće se sa klipom istom brzinom, a deo gasa koji je dalje od klipa ostaje neporemećen.

U sledećem trenutku klip dobija priraštaj brzine i nastaje novi talas sabijanja. Taj novi talas sabijanja kreće se kroz gas koji je prvim talasom sabijanja pretrpeo dinamičko sabijanje i čija se temperatura zbog toga povećala. Zato je u takvom gasu lokalna brzina zvuka veća:

$$C = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\kappa RT} \quad (4.1)$$

pa usled toga novi talas sustiže prethodni. Svi sledeći talasi koji nastaju daljim ubrzavanjem klipa, kreću se kroz gas koji je dinamički sve više sabijen i čija je temperatura sve veća, a usled toga se novi talasi prostiru sve brže. Rezultat toga je da se u jednom trenutku svi talasi sustižu i stapaju u jedan moćni talas, tzv. udarni talas, za čiji je front karakterističan veoma veliki gradijent pritiska, temperature i gustine. Masa gasa između klipa i fronta udarnog talasa kreće se brzinom V , a front udarnog talasa brzinom D .

U tabeli 4.1 dat je odnos širine zone udarnog talasa (Δx) i dužine slobodnog puta molekula ispred fronta (λ) u zavisnosti od odnosa p/p_0 .

Tabela 4.1

p/p_0	2	5	10	50	100	1000
$\Delta x/\lambda$	6.5	3.95	2.9	1.9	1.8	1.7

Za vazduh širina zone se može odrediti korišćenjem sledeće zavisnosti:

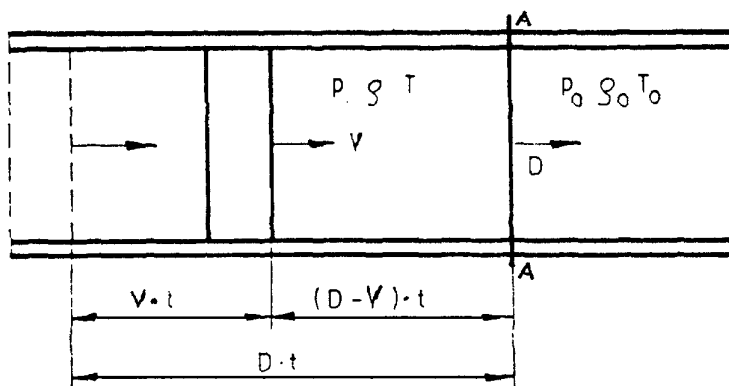
$$\Delta x = \frac{4 \cdot 10^{-5}}{\Delta p} ; \quad \Delta x \text{ [cm]} , \quad \Delta p \text{ [at]} \quad (4.2)$$

4.2.2 Zakoni održanja u udarnom talasu

Udarni talas je kvantitativno opisan sa pet veličina:

- brzinom prostiranja udarnog talasa D
- brzinom kretanja gasa iza udarnog talasa V
- pritiskom p
- temperaturom T
- gustinom ρ

Koristeći zakone održanja mase, impulsa (količine kretanja) i energije i jednačinu stanja možemo povezati prethodne veličine. Za to ćemo se koristiti razmatranjem kretanja gasa u cilindru (jediničnog poprečnog preseka), koji se potiskuje klipom čija je brzina V (slika 4.2).



Slika 4.2. Parametri udarnog talasa u udarnoj cevi

U početku, pre nego što je klip počeo da se kreće, parametri gasa su p_0 , ρ_0 i T_0 . Poremećaji izazvani kretanjem klipa prenose se konačnom brzinom i rezultat toga je formiranje konačne zone sabijenog gasa sa parametrima stanja p, ρ i T. Pri kretanju sistema klip-komprimovani vazduh uvećava se zona komprimovanog vazduha. Granica između poremećene i neporemećene sredine (preseka A-A) naziva se front udarnog talasa i ima brzinu D.

Ako se sabijanje gasa odvija dovoljno brzo mogu se zanemariti gubici energije usled prelaza toplote. Takođe, ako se ne uzme u obzir unutrašnje trenje gasa i trenje između gasa i površine cilindra, onda neće biti teško postaviti jednačine koje povezuju parametre udarnog talasa.

Zakon održanja mase. U trenutku t, površina A-A nalazi se na rastojanju D·t od prvobitnog položaja klipa. Masa gasa koja je za ovo vreme izložena sabijanju je $\rho_0 \cdot D \cdot t$. Ova količina gasa jednaka je količini gasa u cilindru između klipa i površine A-A, odnosno:

$$\rho_0 D t = \rho (D - V) t$$

Sada jednačina održanja mase ima oblik:

$$\rho_0 D = \rho (D - V) \quad (4.3)$$

Zakon održanja količine kretanja. Ovaj zakon iskazuje činjenicu da je promena količine kretanja jednaka impulsu sile. Količina kretanja mase gasa $\rho_0 \cdot D \cdot t$, koja se ispred klipa kreće brzinom V iznosi $\rho_0 \cdot D \cdot t \cdot V$, a impuls sile je $(p - p_0) \cdot t$ (radi se o cevi jedinične površine poprečnog preseka). Sada je:

$$\rho_0 D t V = (p - p_0) t$$

pa je zakon količine kretanja izražen sledećom vezom:

$$\rho_0 D V = p - p_0 \quad (4.4)$$

Zakon održanja energije. Ovaj zakon kaže da je priraštaj energije gasa koji se sabija jednak radu spoljnih sila koje pokreću klip u vremenu t . Kako je rad spoljnih sila jednak $p \cdot V \cdot t$ (pritisak pomnožen pređenim putem klipa), a priraštaj energije jedinice mase gasa iznosi $E - E_0 + V^2/2$, gde je $E - E_0$ priraštaj unutrašnje energije gasa, a $V^2/2$ priraštaj kinetičke energije jedinice mase, to će priraštaj energije mase gasa $\rho_0 \cdot D \cdot t$ iznositi $\rho_0 \cdot D \cdot t \cdot (E - E_0 + V^2/2)$, a zakon o održanju energije će imati oblik:

$$\rho_0 D t \left(E - E_0 + \frac{V^2}{2} \right) = p V t$$

odnosno:

$$\rho_0 D \left(E - E_0 + \frac{V^2}{2} \right) = p V \quad (4.5)$$

Razmotrimo neke karakteristike koje slede na osnovu prethodno izvedenih jednačina. Iz jednačine (4.3) imamo:

$$D = \frac{\rho}{\rho - \rho_0} V$$

Kako je $\rho > \rho_0$ iz prethodne jednačine se jasno vidi da je $D > V$.

Korišćenjem jednačina (4.3) i (4.4) dobijaju se sledeće veze za D i V :

$$D = \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0} \frac{p - p_0}{\rho - \rho_0}} \quad (4.6)$$

$$V = \sqrt{\frac{(p - p_0)(\rho - \rho_0)}{\rho \rho_0}} \quad (4.7)$$

Transformacijom jednačine (4.5) uz pomoć (4.3) i (4.4) dobija se:

$$E - E_0 = \frac{p + p_0}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) = \frac{p + p_0}{2} (v_0 - v) \quad (4.8)$$

Jednačina (4.8) predstavlja tzv. Hugoniot-ovu adijabatu ili udarnu adijabatu.

Pretpostavimo da za sabijeni gas važi jednačina stanja idealnog gasa: $p = \rho RT$. Tada izraz za unutrašnju energiju ima oblik ($R = C_p - C_v$; $\kappa = C_p / C_v$):

$$E = C_v T = \frac{R}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho R} = \frac{p}{\rho} \frac{1}{\kappa - 1} \quad (4.9)$$

Prištaj unutrašnje energije sabijenog dat je jednačinom:

$$E - E_0 = \frac{1}{\kappa - 1} \left(\frac{p}{\rho} - \frac{p_0}{\rho_0} \right) \quad (4.10)$$

Na osnovu jednačina (4.8) i (4.10) dobija se jednačina:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{(\kappa + 1)p + (\kappa - 1)p_0}{(\kappa + 1)p_0 + (\kappa - 1)p} \quad (4.11)$$

Jednačina (4.11) povezuje vrednosti gustine i pritiska ispred i iza udarnog talasa i karakteriše proces sabijanja u udarnom talasu. Korišćenjem jednačina (4.6), (4.7) i (4.11) mogu se u uslovima kada je poznat jedan od parametara udarnog talasa izračunati ostali parametri. U slučaju kada se radi o jakim udarnim talasima gde je $\rho \gg \rho_0$ imamo, na osnovu (4.11), sledeću vezu:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \quad (4.12)$$

4.3 Hidrodinamička teorija detonacije

4.3.1 Zakoni održanja u detonacionom talasu

Prema hidrodinamičkoj teoriji detonacija se prostire kroz eksplozivnu materiju kao rezultat prolaska udarnog talasa, koji dovodi do eksplozivnog preobražaja svaki sloj materije kroz koji prođe. Brzina detonacije je brzina prostiranja udarnog talasa po EM pri kojoj je skok pritiska dovoljno veliki da može izazvati eksplozivni proces u zahvaćenom sloju materije.

Detonacija se prostire kroz eksplozivno punjenje konstantnom brzinom zahvaljujući tome što se gubitak energije udarnog talasa neprestano nadoknađuje energijom hemijskog preobražaja novih slojeva materije. Pri prolasku udarnog talasa kroz gasovitu eksplozivnu materiju, sloj gasa koji je zahvaćen udarnim talasom izložen je veoma brzom i snažnom sabijanju. Temperatura sabijenog sloja povećava se do desetine hiljada stepeni i u gasu nastaje intenzivna hemijska reakcija. Produkti reakcije, zagrejani toplotom reakcije do vrlo visoke temperature i nalazeći se pod velikim

pritiskom, potpomažu dalje prostiranje udarnog talasa, nadoknađujući gubitak njegove energije.

Brzina udarnog talasa zavisi samo od prirode i svojstava eksplozivne sredine, pa prema tome i brzina detonacije ne zavisi od intenziteta početnog impulsa, ako je on dovoljan da pobudi stabilnu reakciju.

Detonacija u tečnim i čvrstim EM nastaje i prostire se ako se reakcija u sloju zahvaćenom udarnim talasom odvija brzinom dovoljnom da njena energija podržava prostiranje udarnog talasa koji se javlja pri detonaciji jednog sloja EM i izaziva detonaciju u susednom sloju.

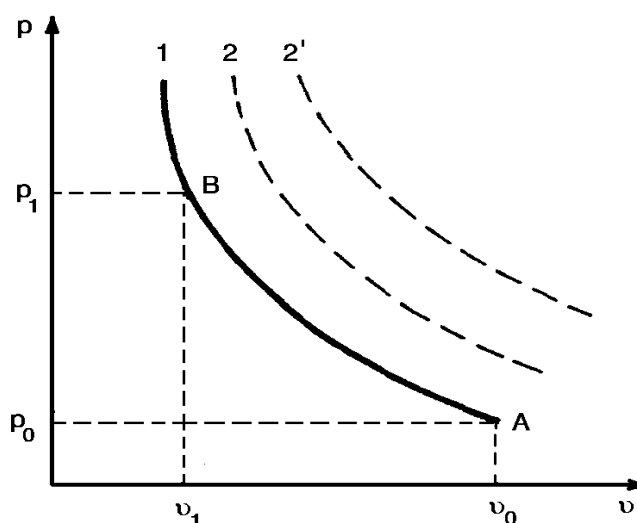
Smatrajući prostiranje detonacije rezultatom prolaska udarnog talasa kroz EM, prethodno izvedene jednačine održanja za udarni talas mogu se primeniti za detonacioni talas. Očigledno je da su jednačine (4.3) i (4.4) koje izražavaju zakone o održanju mase i količine kretanja primenljive i za slučaj detonacionog talasa. Veličina D u ovom slučaju predstavlja brzinu detonacije.

Međutim, kod jednačine održanja energije, u slučaju detonacionog talasa treba u jednačinu uključiti i toplotu eksplozije Q_v , tj. potencijalnu hemijsku energiju koja se oslobađa u zoni hemijskih reakcija u detonacionom talasu. Tada jednačina održanja energije ima oblik:

$$E - E_0 = \frac{p + p_0}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) + Q_v \quad (4.13)$$

U ovoj jednačini prvi član predstavlja promenu unutrašnje energije usled sabijanja u udarnom talasu, a drugi član promenu usled oslobađanja toplote pri odvijanju brzih hemijskih reakcija.

Na slici 4.3 prikazana je kriva udarne adijabate za detonacioni talas.



Slika 4.3. Udarne adijabate kod detonacionog talasa

Polazno stanje EM karakteriše se tačkom A. Usled delovanja udarnog talasa, stanje polazne materije prelazi u stanje $B(p_1, v_1)$. Kod snažnijeg udarnog talasa brzina

promene stanja je vrlo velika, pa se može smatrati da se prelaz iz stanja (p_0, v_0) u stanje (p_1, v_1) vrši skoro trenutno (pravac od tačke A do tačke B).

Međutim, uporedo sa odvijanjem reakcija menjaju se i svojstva materije i oslobađa se određena količina toplote. Pri tome se stanje sistema ne može opisati samo adijabatom 1 polazne materije, već i nekom drugom adijabatom gasovotih produkata detonacije (2, 2'). Kako se u sistemu oslobađa toplota, adijabata produkata detonacije mora da leži iznad adijabate polazne EM.

Promena stanja pri prelazu sa adijabate (1) na adijabatu (2) nije proizvoljna, već strogo određena. Kako je detonacija stacionaran proces, taj prelaz se mora vršiti pravcem koji zatvara sa apscisom ugao φ :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1} \quad (4.14)$$

Samo se na ovom pravcu sva prelazna stanja kreću brzinom D, što proizilazi iz izraza:

$$D^2 = v_0^2 \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1} \Rightarrow D^2 = v_0^2 \operatorname{tg} \varphi \quad (4.15)$$

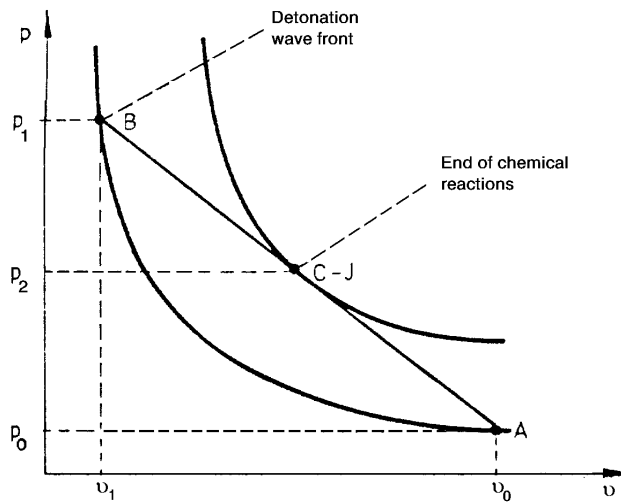
Taj pravac istih brzina u dijagramu p - v naziva se Mikelsonov pravac i opisuje se relacijom:

$$p_1 = p_0 + \frac{D^2}{v_0^2} (v_0 - v_1) \quad (4.16)$$

Kod detonacije se taj pravac poklapa sa tangentom na udarnu adijabatu produkata i tačka njihovog dodira naziva se Chapman-Jouget-ova tačka (u ovoj tački važi relacija $D=V+C$, gde je C lokalna brzina zvuka produkata detonacije).

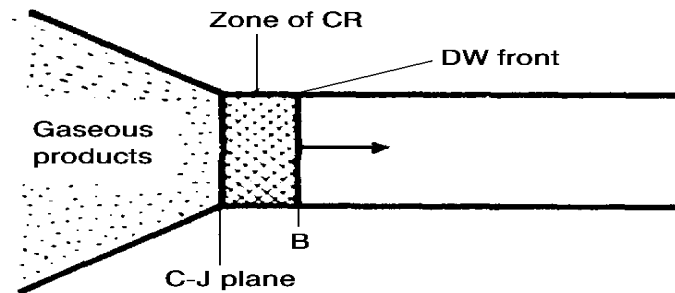
4.3.2 Struktura detonacionog talasa

Struktura detonacionog talasa najbolje se može analizirati u dijagramu p - v (slika 4.4).



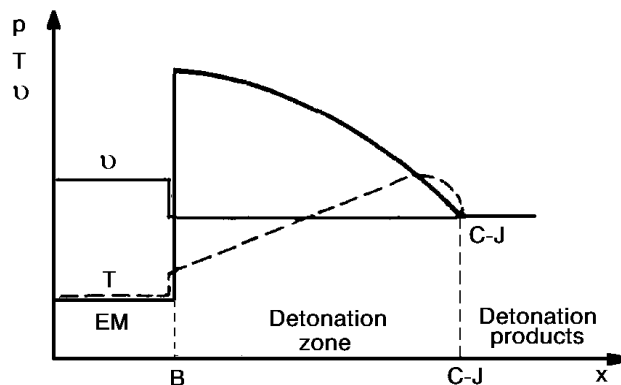
Slika 4.4. Struktura detonacionog talasa u dijagramu p-u

Tačka C-J ustvari predstavlja kraj oslobađanja toplote, odnosno završetak hemijskih reakcija. Kod cilindričnih punjenja može se struktura stacionarnog talasa prikazati kao na slici 4.5.



Slika 4.5. Struktura detonacionog talasa

Promena osnovnih parametara u zoni hemijske reakcija (ZHR) prikazana je na slici 4.6.

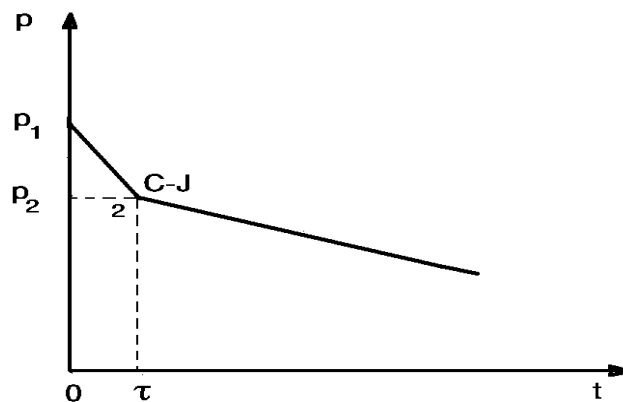


Slika 4.6. Promena parametara u zoni hemijske reakcije

Može se pokazati da su brzina i pritisak produkata u polaznoj EM, posle sabijanja udarnim talasima do stanja 1 na udarnoj adijabati, dvostruko veći nego u stanju 2. To znači da je nakon završetka reakcija u ravni C-J:

$$p_1 = 2 \cdot p_2 \quad \text{i} \quad v_1 = 2 \cdot v_2$$

Dakle, u trenutku nailaska udarnog talasa, pritisak naglo raste od p_0 do p_1 i odmah iza toga počinju hemijske reakcije i dolazi do oslobađanja toplote Q_v , kao i do ekspanzije produkata, a time i do snižavanja pritiska. Nakon vremena τ , reakcija se završava i pritisak pada do vrednosti p_2 (slika 4.7).



Slika 4.7 Dijagram pritisak-vreme u zoni detonacije

4.3.3 Teorija Landau-Stanjukovič

Landau i Stanjukovič su pokazali da osnove hidrodinamičke teorije detonacije izvedene za gasne smeše važe i za detonaciju čvrstih i tečnih EM. Takođe, oni su pokazali da se za produkte detonacije koji se nalaze pod pritiskom većim od 10000 bar promena stanja vrši po politropi:

$$p v^k = \text{const} \quad (4.17)$$

pri čemu je $k \approx 3$.

Jednačina (4.17) može se napisati u obliku:

$$p = B \rho^k \quad (4.18)$$

Takođe, iz jednačine (4.6) zanemarujući početni pritisak p_0 prema pritisku u detonacionom talasu dobija se:

$$D^2 = \frac{p \rho}{\rho_0 (\rho - \rho_0)} \quad (4.19)$$

Zamenjujući p u gornjoj jednačini sa izrazom (4.18) (za $k \approx 3$) dobija se:

$$D^2 = \frac{B}{\rho_0} \frac{\rho^4}{\rho - \rho_0} \quad (4.20)$$

Da bi se našla vrednost ρ pri kojoj je, za date vrednosti B i ρ_0 , detonaciona brzina minimalna, diferenciraće se jednačina (4.20) i prvi izvod izjednačiti sa nulom:

$$\frac{d(D^2)}{d\rho} = \frac{B}{\rho_0 (\rho - \rho_0)^2} \cdot [4\rho^3(\rho - \rho_0) - \rho^4] = \frac{B\rho^3(3\rho - 4\rho_0)}{\rho_0(\rho - \rho_0)^2} = 0$$

$$\boxed{\rho = \frac{4}{3}\rho_0} \quad (4.21)$$

Rešenjem jednačine (4.19) po p i zamenjujući u nju vezu (4.21) dobija se:

$$\boxed{p = \frac{1}{4}\rho_0 D^2} \quad (4.22)$$

Takođe, zamenjujući vrednosti ρ i p date jednačinama (4.21) i (4.22) u jednačinu (4.7) dobija se:

$$\boxed{V = \frac{D}{4}} \quad (4.23)$$

Jednačine (4.21), (4.22) i (4.23) omogućavaju proračun osnovnih parametara detonacionog talasa uz pomoć poznate detonacione brzine koja se lako određuje eksperimentalnim putem. U tabeli 4.2 dati su osnovni parametri detonacionog talasa za neke eksplozivne materije, dobijeni preko navedenih jednačina.

Tabela 4.2

EKSPLOZIVNA MATERIJA	Gustina [g/cm ³]		Brzina detonacije D [m/s]	Pritisak detonacije p [bar]	Brzina produkata za čelom det. talasa v [m/s]
	početna (ρ_0)	u čelu D.T. (ρ)			
Trotil	1.59	2.12	6900	193000	1725
Trotil	1.45	1.93	6500	157000	1625
Heksogen	1.62	2.16	8100	296000	2025
Tetrit	1.61	2.15	7470	229000	1865
Pentrit	1.60	2.13	7900	255000	1975

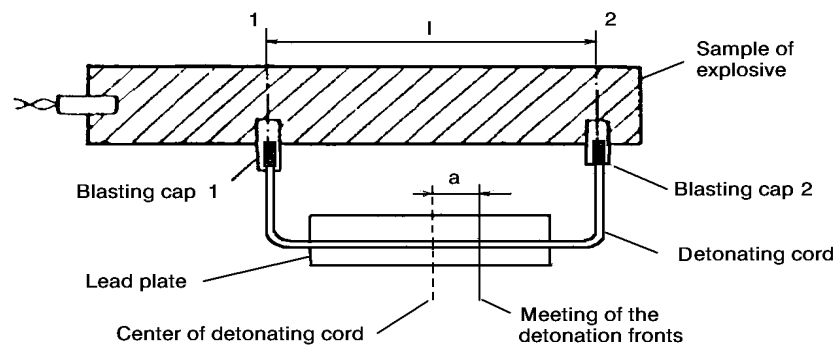
4.4 Eksperimentalno određivanje detonacione brzine

Brzina detonacije je jedna od osnovnih karakteristika EM, pa njeno eksperimentalno određivanje ima izuzetan značaj. Svi uređaji koji se koriste za određivanje brzine detonacije spadaju u dve grupe: hronografski i optički.

Hronograf registruje vremenski interval u toku koga proces detonacije prolazi kroz dve ili više fiksiranih tačaka. Brzina detonacije se pri tome određuje kao srednja vrednost između fiksiranih tačaka.

U optičke uređaje spadaju fotoregistratori koji vrše registrovanje brzine detonacije praćenjem svetlosnih efekata pri praćenju procesa. Optičke metode ispitivanja imaju izvesna preimućstva pred hronografskim metodama, jer se zapis obavlja u kontinualnoj formi, tj. može se odrediti ne srednja već trenutna vrednost detonacione brzine.

Međutim, najjednostavnije se detonaciona brzina određuje po Dautriche metodi, koja se zasniva na upoređenju detonacione brzine koja se određuje sa poznatom detonacionom brzinom detonirajućeg štapina. Određivanje detonacione brzine po ovoj metodi odvija se po sledećem postupku (slika 4.8).



Slika 4.8. Određivanje brzine detonacije metodom Dautriche

Punjenje ispitivane eksplozivne materije dužine 30 do 40 cm postavlja se u jednu metalnu cev. U dva fiksna ležišta 1 i 2 koja se nalaze na cevi na međusobnom rastojanju 10÷20 cm uglavljaju se krajevi detonirajućeg štapina, čija ukupna dužina iznosi 1 m. Srednji deo štapina pričvršćuje se na olovnu ili mesinganu ploču debljine nekoliko milimetara. Na ploči je obeležena tačna sredina štapina (K).

Detonacija u ispitivanom eksplozivnom punjenju pobuđuje se detonatorskom kapislom koja se inicira električnim putem. Detonacija koja se prostire duž eksplozivnog punjenja izaziva detonaciju i u detonacionom štapinu. Kako je detonacija u levom kraju štapina pobuđena pre nego u desnom kraju, to će do susreta detonacionih talasa u štapinu doći u tački (K_1) koja se nalazi desno i na rastojanju $a=h$ od obeležene sredine štapina. Položaj tačke susreta određuje se prema tragu na olovnoj, odnosno mesinganoj ploči.

Ako je detonaciona brzina štapina jednaka D_s i dužina štapina L_s , vreme prolaska detonacionog talasa od 1 do K_1 po putu AKK_1 biće dato jednačinom:

$$t_1 = \frac{L_s}{2D_s} + \frac{h}{D_s}$$

Ako je detonaciona brzina ispitivanog eksplozivnog punjenja označena sa D , vreme prelaska detonacionog talasa od 1 do tačke K_1 po putu $12K_1$ dato je jednačinom:

$$t_2 = \frac{L}{D} + \frac{L_s}{2D_s} - \frac{h}{D_s}$$

Kako je $t_1=t_2$ dobija se:

$$D = \frac{LD_s}{2h} \quad (4.24)$$

Tačnost ove metode zavisi pre svega od ravnomernosti detonacije štapina i od tačnosti merenja rastojanja h i L .

Maksimalna greška detonacione brzine određene po ovoj metodi može da bude ocenjena na sledeći način:

$$d(\ln D) = d(\ln L) + d(\ln D_s) + d(\ln h)$$

Diferenciranjem gornjeg izraza dobija se:

$$\frac{dD}{D} = \pm \left(\frac{dL}{L} + \frac{dD_s}{D_s} + \frac{dh}{h} \right)$$

Brzina detonacije štapina određuje se sa tačnošću 1.5÷2.0%. Rastojanje L (pri $L=200$ mm) meri se sa tačnošću do 1 mm, što iznosi 0.5%. Veličina h pri usvojenom rastojanju L zavisi od odnosa detonacione brzine štapina i detonacione brzine ispitivane EM. Za slučaj kada su ove dve brzine jednake biće $h=L/2$. Međutim, greške u merenju vrednosti h biće veće od polovine greške sa kojom je izmerena dužina L , pošto je teško tačku K postaviti tačno na sredini štapina. U praksi, greške u određivanju vrednosti h kreću se do 2%. Prema tome, greška po ovoj metodi, izražena u procentima, iznosiće:

$$\frac{dD}{D} = \pm(2.0 + 0.5 + 2.0) \% = \pm 4.5 \%$$

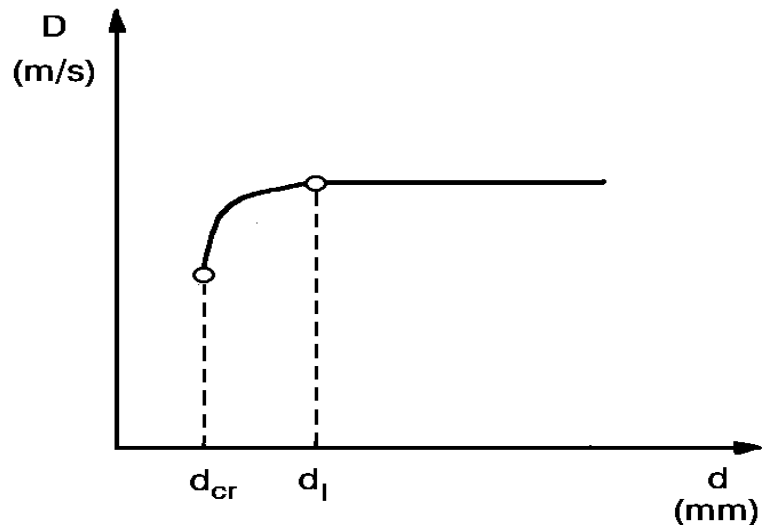
Osnovni nedostaci ove metode su:

- njena relativno mala tačnost,
- mogu se izmeriti samo srednje brzine procesa za određenu EM,
- metoda se ne može koristiti za određivanje detonacionih brzina punjenja čija je dužina manja od 30 cm, jer sa smanjenjem dužine punjenja brzo raste greška merenja.

4.5 Prostiranje detonacije kroz čvrste EM

Brzina detonacije zavisi od čitavog niza faktora među kojima su: prečnik punjenja, toplota eksplozije, gustina punjenja, početni impuls, primese, početna temperatura i pritisak.

1.) **Prečnik punjenja i njegova zavisnost od različitih faktora.** Generalno se može reći da sa povećanjem prečnika eksplozivnog punjenja brzina detonacije raste i dostiže svoju maksimalnu vrednost pri nekom graničnom prečniku d_{kr} , koji je različit za različite EM. Opšti karakter ove zavisnosti je dat na slici 4.9.



Slika 4.9. Uticaj prečnika punjenja na brzinu detonacije

Stacionarno prostiranje detonacije je moguće samo za punjenja čiji je prečnik $d \geq d_{kr}$. U punjenjima kod kojih je $d < d_{kr}$, nemoguće je ostvariti stacionarno prostiranje detonacije i prostiranje eksplozivnog procesa se prekida na nekom rastojanju od mesta iniciranja. To znači da pri $d = d_{kr}$ brzina detonacije dostiže minimum. Kritični prečnik zavisi od hemijskog sastava EM, ali i od fizičkog stanja EM i uslova eksplozije.

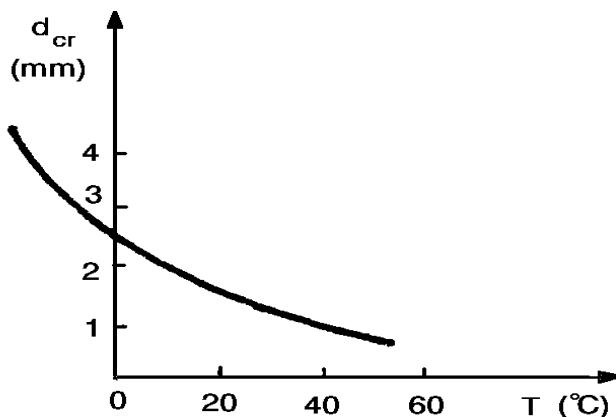
Uticaj hemijskog sastava na d_{kr} prikazan je u tabeli 4.3.

Tabela 4.3

EKSPLOZIVNA MATERIJA	d_{kr} [mm]
Olovoazid	0.01 ÷ 0.02
Pentrit	1.0 ÷ 1.5
Heksogen	1.0 ÷ 1.5
Pikrinska kiselina	6
Trotil	8 ÷ 10
Amonit (21% TNT + 79% NH_4NO_3)	10 ÷ 12
Amonijumnitrat	100

Za eksperimente čiji su rezultati dati u tabeli 4.3, punjenja su se smeštala u tanke staklene cevčice, a njihova gustina je bila $0.9 \div 1.0 \text{ g/cm}^3$ (veličina čestica $0.05 \div 0.2 \text{ mm}$).

Uticaj temperature na d_{kr} može se načelno prikazati kao na slici 4.10



Slika 4.10 Uticaj temperature na d_{kr}

Početna temperatura EM ne utiče na brzinu detonacije, ali zato utiče na d_{kr} . Najverovatniji mehanizam promene d_{kr} sa početnom temperaturom jeste (prema Beljajevu) porast brzine reakcije sa porastom temperature.

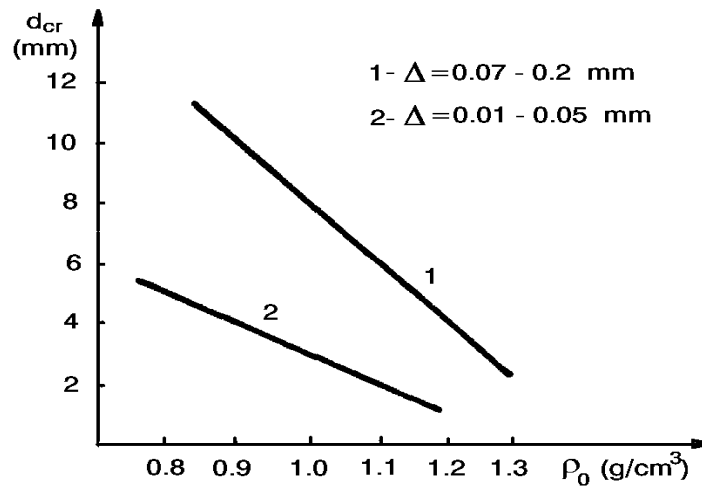
Uticaj stepena usitnjenosti čestica EM na d_{kr} prikazan je u tabeli 4.4. Što je usitnjenost čestica veća manje je d_{kr} za EM.

Tabela 4.4

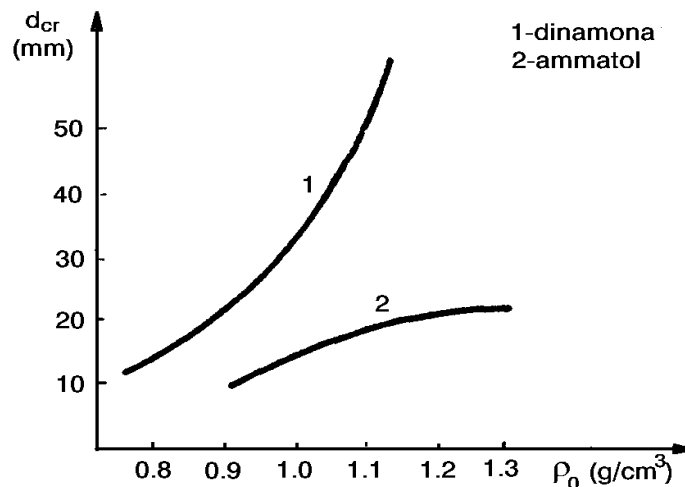
Gustina EM [g/cm ³]	Kritični prečnik [mm]		
	fina	srednja	gruba
0.7	—	15	30
0.8	—	20	40
0.9	11	—	—
1.1	20	50	—
1.2	40	—	—

Uticaj stepena usitnjenosti na d_{kr} objašnjava se skraćivanjem vremena odvijanja hemijskih reakcija usled smanjenja veličine čestica reagujućih komponenti.

Uticaj gustine na d_{kr} različit je za jednorodne EM (slika 4.11) i smeše EM (slika 4.12).



Slika 4.11 Zavisnost d_{kr} od gustine ρ_0 i veličine čestica (presovani trotil)



Slika 4.12 Zavisnost d_{kr} od ρ (smeše EM)

Za jednorodne EM sa povećanjem gustine ρ smanjuje se d_{kr} , dok se kod smeša EM zapaža obrnuta tendencija. Kod smeša EM, pri nižim gustinama rast d_{kr} je posledica međusobnih reakcija raznih komponenti, usled čega dolazi do usporenja samih hemijskih reakcija.

Uticaj obloge na d_{kr} ogleda se u činjenici da primenom masivnijih obloga pada d_{kr} . Delovanje obloge određeno je pre svega njenom masivnošću, a ne čvrstoćom (olovna obloga je pogodnija od gvozdene). Primenom veoma debelih obloga možemo jako smanjiti d_{kr} punjenja.

2.) **Zavisnost brzine detonacije od toplote eksplozije.** Toplota eksplozije predstavlja jedini izvor energije koji održava parametre detonacionog talasa na stalnom nivou i određuje taj nivo, što proističe iz zakona o održanju energije u detonacionom talasu. Veza između brzine detonacije i toplote eksplozije ima oblik:

$$D = \sqrt{2(k^2 - 1)Q_v} \quad (4.25)$$

Ova veza važi kod čvrstih EM uz uslov da sva hemijska energija Q_v prelazi u toplotnu energiju. Jednačina (4.25) daje dobre rezultate u praktičnoj upotrebi za veće gustine EM.

3.) **Zavisnost brzine detonacije od gustine punjenja.** Zavisnost brzine detonacije od gustine punjenja EM pri gustinama $\rho_0 \geq 1 \text{ g/cm}^3$ data je izrazom:

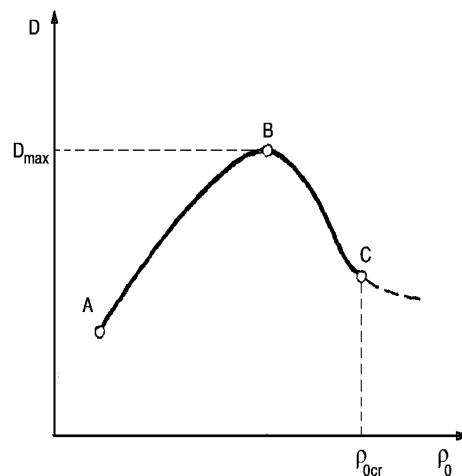
$$D = D_1 + M(\rho - \rho_1) \quad (4.26)$$

gde je D_1 brzina detonacije punjenja pri gustini ρ_1 , a M koeficijent koji zavisi od karakteristika EM. Vrednosti D_1 i M za neke eksplozivne materije date su u tabeli 4.5.

Tabela 4.5

EKSPLOZIVNA MATERIJA	ρ_1 [g/cm ³]	D_1 [m/s]	M [(m/s)/(g/cm ³)]
Trotil	1.0	5010	3225
Pentrit	1.0	5550	3950
Heksogen	1.0	6080	3590
Tetril	1.0	5600	3225
Nitrovanidin	1.0	5460	4015
Sastav B(heksogen-trotil-vosak)	1.6	7540	3080
Amatol 50/50	1.0	5100	4150
Olovoazid	4.0	5100	4560

Zavisnost (4.26) važi za jednorodne EM. Za mehaničke smeše EM ustanovljeno je da sa gustinom punjenja brzina detonacije raste samo do izvesne granice (ρ_{0cr}); pri daljem porastu gustine brzina detonacije počinje da opada sve do potpunog gašenja detonacije (slika 4.13).



Slika 4.13. Uticaj gustine na brzinu detonacije

Pojava kritične gustine vezana je samo za punjenja malog prečnika. Pojava gašenja detonacije sa porastom ρ_0 naziva se "prepresovanje" ili "mrtvo presovanje", a gustina pri kojoj se to dešava naziva se kritična gustina.

4.) **Uticaj početnog impulsa na brzinu detonacije.** Taj uticaj oseća se samo na početnom delu punjenja EM, odnosno u fazi uspostavljanja detonacije, a naročito je izražen kod onih EM koje imaju sposobnost da reaguju sa tzv. malom ili velikom brzinom detonacije. Kod tih EM, ako je početni impuls snažan, izaziva veliku brzinu detonacije, a ako je početni impuls mali, onda izaziva malu brzinu detonacije.

5.) **Uticaj primesa na brzinu detonacije.** Ako se EM dodaju neke primese organskog ili neorganskog porekla koje su sposobne da učestvuju u reakciji eksplozivnog pretvaranja, brzina detonacije se može menjati. Npr. flegmatizacijom heksogena sa 5 % parafina brzina detonacije pada sa 7900 na 7640 m/s pri gustini 1.5 g/cm³.

6.) **Uticaj početne temperature EM na brzinu detonacije.** Ovaj uticaj je posebno ispitivan kod praškastih EM koje su inicirane u olovnim cevčicama tankih zidova i prečnika 12.5 mm pri raznim temperaturama, a dobijeni rezultati prikazani su u tabeli 4.6.

Tabela 4.6

EKSPLOZIVNA MATERIJA	Gustina [g/cm ³]	Brzina detonacije [m/s]		
		25 °C	-80 °C	-183 °C
Živin fulminat	1.69	3260	3270	3170
Trotil	0.90	4580	4430	4570

Rezultati pokazuju da veoma veliko sniženje temperature nema veliki (gotovo nikakav) uticaj na brzinu detonacije. Taj mali uticaj temperature na kojoj se EM nalazi pri inicijaciji na brzinu detonacije možemo objasniti relativno malim učešćem početne toplote vezane za početnu temperaturu EM na ukupnu količinu toplote eksplozije. Kod tečnih EM gustina više zavisi od temperature nego kod čvrstih EM, pa time i brzina detonacije više zavisi od temperature.

7.) **Uticaj pritiska na brzinu detonacije.** Detonaciona sposobnost i brzina detonacije kod praškastih EM, koje sadrže vazdušne mehuriće, veoma brzo pada usled porasta pritiska pod kojim se nalazi EM.