

RUŠEĆE DEJSTVO

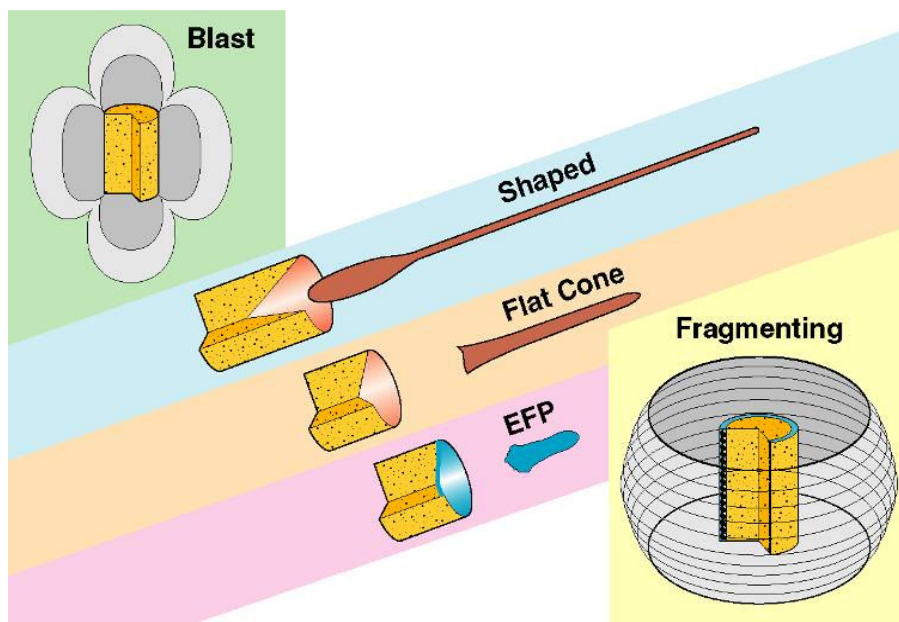
Uvod

Rušeće dejstvo (engl. blast) je posledica eksplozije – procesa čija je osnovna karakteristika izuzetno brzo oslobađanja energije. U primenama koje se odnose na sisteme naoružanja najznačajnije su hemijske eksplozije pri kojima dolazi do hemijskog preobražaja eksplozivne materije uz formiranje gasovitih produkata detonacije. U pogledu fizičkog (agregatnog) stanja, najzastupljeniji i za dalja razmatranja najznačajniji su čvrsti sekundarni (brizantni) eksplozivi.

Kao što je poznato iz fizike eksplozivnih procesa, detonacijom ovih eksplozivnih materija dolazi do formiranja gasovitih produkata čiji je pritisak reda 20...40 GPa i temperatura 3000...4000 K. Ovi vreli gasovi visokog pritiska naglo se šire formirajući tzv. primarnu zonu bliskog dejstva u kojoj je pritisak gasa i dalje veoma visok i gde su razaranja izuzetno velika. Ova zona je ograničena na prostor u neposrednoj blizini eksplozivnog punjenja (prema literaturnim izvorima orijentaciona dužina ove zone je 16 prečnika eksplozivnog punjenja). U primarnoj zoni za razmatranje mehaničkih efekata i prenosa energije značajna je analiza širenja gasovitih produkata detonacije, kao i kretanje sabijenog okolnog vazduha, pa se ova zona naziva i kompozitna zona.

U sekundarnoj zoni rušecg dejstva, na rastojanjima većim od približno 16 prečnika eksplozivnog punjenja, pritisak značajno opada i za opisivanje fenomenologije dejstva dovoljno je razmatrati prostiranje udarnog talasa u vazduhu.

Rušeće dejstvo je, dakle, posledica isključivo procesa detonacije i prostorno nije usmereno kao što je slučaj sa nekim drugim primenama efekata eksplozije (sl. 1). To jedna od najvažnijih osobina rušecg dejstva koja zavisi od vrste cilja može biti prednost ili nedostatak.

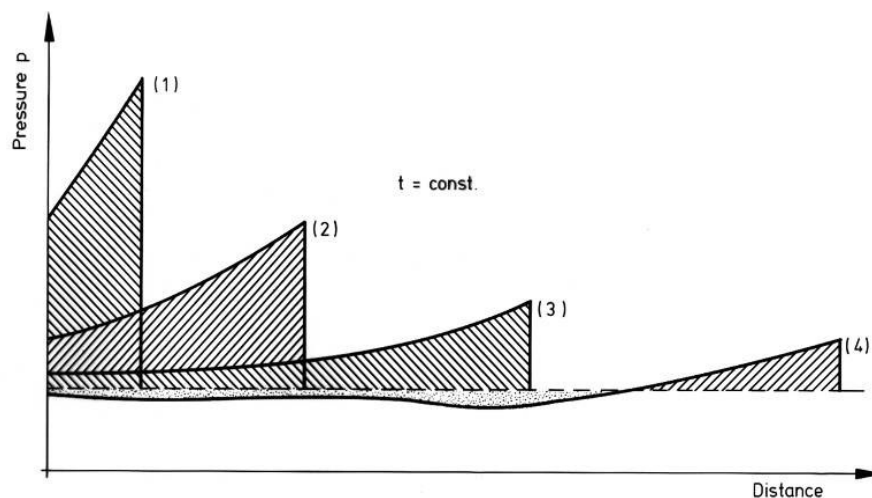


Slika 1. Rušeće dejstvo (blast) i drugi vidovi primene eksplozivnih procesa u bojnim glavama (kumulativni efekat, Misznay-Schardinov efekat, fragmentacija-parčadno dejstvo). Parčadno i rušeće dejstvo ne karakteriše usmerenost konverzije energije eksplozije

Prostiranje udarnog talasa

Pritisak produkata detonacije može se najjednostavnije odrediti primenom pretpostavke o njihovom politropskom širenju. Može se jednostavno pokazati da vrednost pritiska veoma brzo opada i da je na pomenutim rastojanjima od centra eksplozije (≈ 16 prečnika punjenja) vrednost nadpritiska značajno manja od 1 bar. Međutim, sa ekspanzijom produkata detonacije dolazi do formiranja fronta udarnog talasa u vazduhu neposredno ispred samih gasovitih produkata detonacije. Kao što je

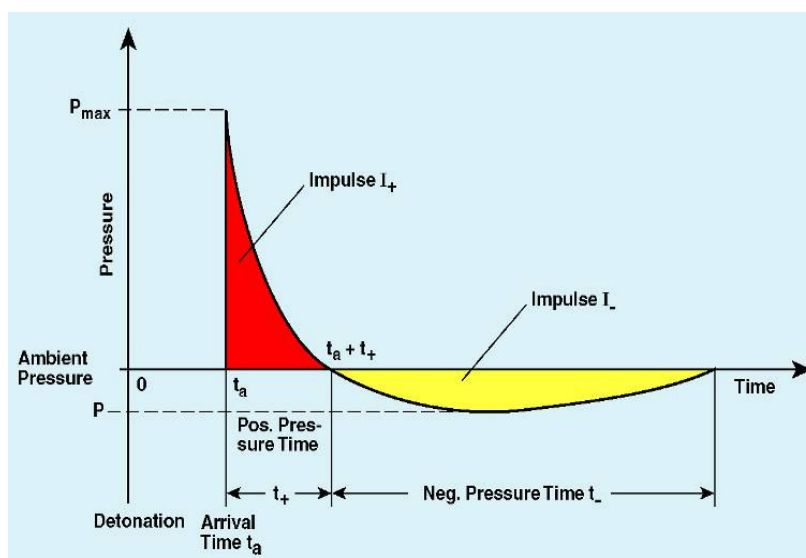
poznato iz teorije udarnih talasa, ovo dovodi do praktično trenutnog povećanja pritiska vazduha u odnosu na ambijentalni atmosferski pritisak. Ovaj nadpritisak opada sa udaljavanjem od centra eksplozije (sl.2).



Slika 2. Zavisnost nadpritiska udarnog talasa od rastojanja od izvora eksplozije

Posle izvesnog vremena (trenutak 4 na sl. 2) zbog inercijalnih efekata dolazi do pada pritiska iza udarnog talasa na vrednost manju od okolnog atmosferskog pritiska, tj. dolazi do formiranja parcijalnog vakuuma. Saglasno promeni pritiska, brzina vazduha na izvesnom fiksnom rastojanju od centra eksplozije ima najpre smer koji odgovara smeru prostiranja udarnog talasa (od centra eksplozije). Ova brzina se smanjuje, da bi usled stvorenog podpritiska promenila smer ka centru eksplozije.

Tipična promena pritiska sa vremenom na nekom konstantnom rastojanju od centra eksplozije predstavljena je na sl. 3. U trenutku t_a udarni talas dolazi do razmatranog položaja i pritisak naglo raste na vrednost p_{max} koja se naziva maksimalni (ili vršni) nadpritisak i predstavlja jedan od najznačajnijih parametara procesa.



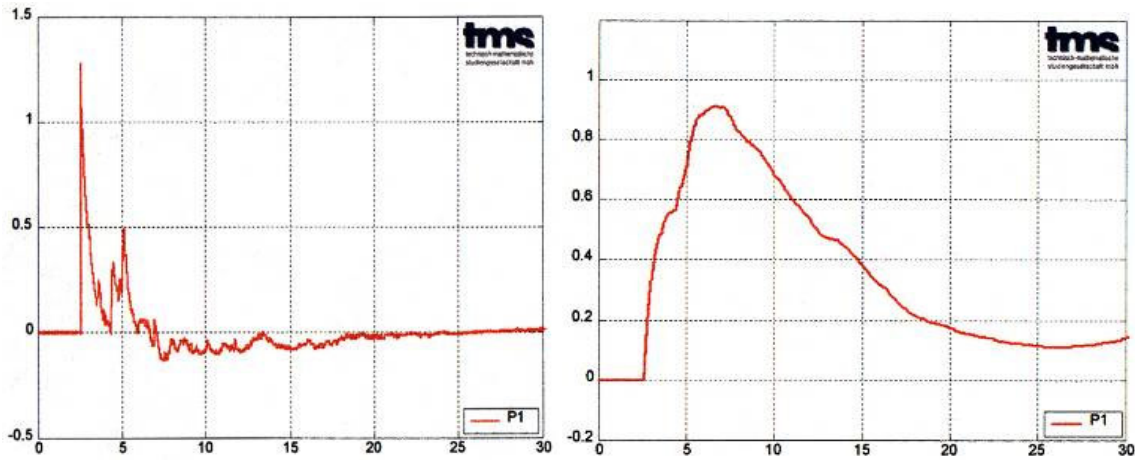
Slika 3. Udarni talas u vazduhu kao posledica eksplozije – evolucija u vremenu za fiksno rastojanje

Pritisak zatim opada do vrednosti atmosferskog pritiska p_0 . Vreme trajanja nadpritiska obeleženo je sa t_+ . Zbog uticaja inercije pritisak nastavlja da opada dostižući najveću vrednost podpritiska p_{min} . Vreme trajanja podpritiska je t_- . Konačno, pritisak se vraća na nivo vrednosti ambijentalnog pritiska

posle vremena $t_a+t_++t_-$. Promena pritiska u sekundarnoj zoni rušecćeg dejstva empirijski se opisuje relacijom:

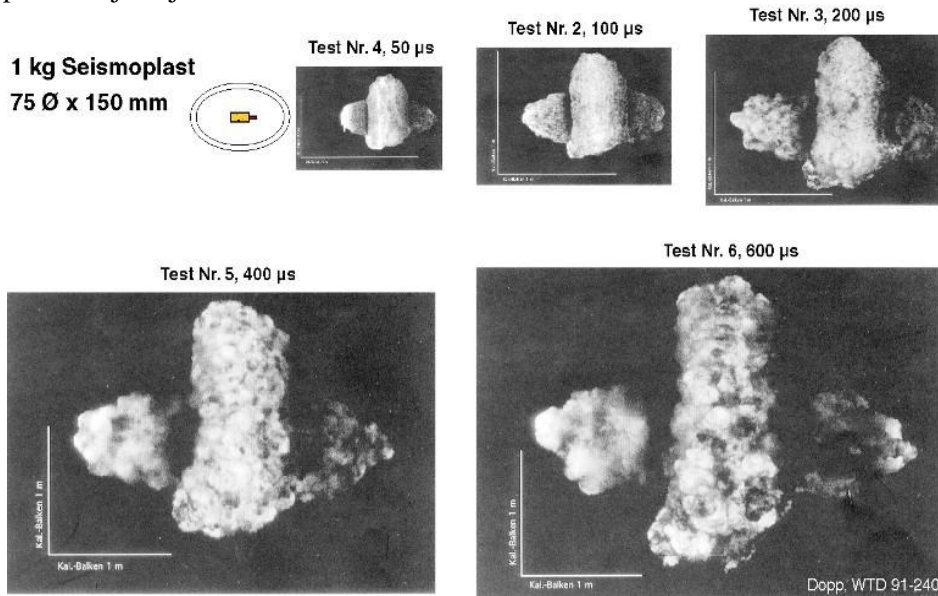
$$p(t) = \begin{cases} 0, & t < t_a \\ p_{\max} \left(1 - \frac{t-t_a}{t_+} \right) \exp \left(-a \frac{t-t_a}{t_+} \right), & t \geq t_a \end{cases}, \quad (1)$$

pri čemu je a – parametar koji se određuje empirijski. Napominjemo da dijagram pritiska (sl. 3), kao i izraz (1) predstavljaju idealizaciju. Primer izmerene vrednosti pritiska i odgovarajući impuls pritiska prikazani su na sl. 4.



Slika 4. Izmerene vrednosti pritiska i impulsa pritiska pri detonaciji 1 kg pentrita u obliku cilindra vitkosti $L/D=2$

Negativna faza procesa koju karakteriše pojava podpritiska traje duže i ima manji intenzitet od pozitivne faze sa snažnim nad pritiskom. Sa povećavanjem udaljenosti cilja od mesta eksplozije, trajanje pozitivne faze procesa se produžava, ali se smanjuje vrednost maksimalnog pritiska p_{\max} . Eksperimentalno utvrđena evolucija ekspanzije produkata detonacije eksplozivnog punjenja predstavljena je na sl. 5.



Slika 5. Evolucija širenja gasovitih produkata detonacije cilindričnog eksplozivnog punjenja

Određivanje parametara udarnog talasa

Parametri rušecćeg dejstva suštinski su vezani za količinu energije koja se oslobađa pri detonaciji i transformiše u energiju udarnog talasa. Univerzalni parametar koji omogućava ocenu rušecćeg dejstva je tzv. skalirano rastojanje koje se dobija deljenjem stvarnog rastojanja R sa $(E/p_0)^{1/3}$, gde je E toplota eksplozije, a p_0 ambijentalni atmosferski pritisak (uobičajeno je $p_0=1$ bar). U praksi se, međutim, rušeci potencijal eksploziva najčešće izražava u formi ekvivalentne mase TNT-a. TNT ekvivalent W predstavlja masu TNT-a koja obezbeđuje istu količinu oslobođene energije kao i razmatrana masa stvarno korišćenog eksploziva. Faktor relativne efikasnosti (RE) predstavlja odnos eksplozivne moći razmatranog eksplozivnog sastava i TNT-a. U Tabeli 1 date su vrednosti ovog faktora za različite eksplozivne materije.

Tabela 1. Relativna efikasnost eksploziva

Eksplziv, sastav	gustina (g/cm ³)	brzina detonacije (m/s)	RE
TNT	1.654	6900	1.00
Amatol, 80% TNT+20%AN	1.584	6570	1.17
Amonijum nitrat	1.123	5270	0.42
ANFO, 94.3%AN+5.7% gorivo	0.84	5270	0.80
C-4, 91% RDX	1.737	8040	1.34
Komp B, 63%RDX+36%TNT	1.751	8000	1.35
Barut, 75%KN+15%C+10%S	1.700	sagoreva	0.55
HMX	1.91	9100	1.70
Nitroglicerín	1.60	7700	1.50
Nuklearna bomba	19.1	250	400...5.2*10 ⁶
Oktanitrokuban	2.0	10100	2.70
Pentrit	1.773	8400	1.66
RDX	1.82	8750	1.60
Semtex, 94.3%PETN+5.7%RDX	1.776	8420	1.66
Tetrit	1.73	7570	1.25
Tetritol, 70%tetrit+30%TNT	1.707	7370	1.20

Treba primetiti da veće vrednosti faktora relativne efikasnosti RE karakterišu snažnije eksplozivne materije. Ekvivalentna masa TNT-a W koja odgovara masi M_E korišćenog eksplozivnog sastava određuje se iz relacije

$$W = RE \cdot M_E. \quad (2)$$

Za određivanje maksimalnog nadpritiska definiše se skalirano rastojanje od centra eksplozije

$$Z = \frac{R}{W^{1/3}}, \quad (3)$$

gde je R stvarno rastojanje. Vrednost maksimalnog nadpritiska p_{\max} može se izračunati na osnovu više različitih empirijskih modela koji su zasnovani na brojnim eksperimentalnim istraživanjima. Brode je predložio zavisnost u obliku

$$p_{\max} = \begin{cases} \frac{6.7}{Z^3} + 1, & p_{\max} > 10 \text{ bar} \\ \frac{0.975}{Z} + \frac{1.455}{Z^2} + \frac{5.85}{Z^3} - 0.019, & 0.1 < p_{\max} < 10 \text{ bar} \end{cases} \quad (4)$$

Newmark i Hansen su uveli sledeću relaciju koja omogućava proračun maksimalnog nadpritiska (u barima) za slučaj eksplozije na površini tla:

$$p_{\max} = \frac{6784}{Z^3} + \frac{93}{Z^{3/2}}. \quad (5)$$

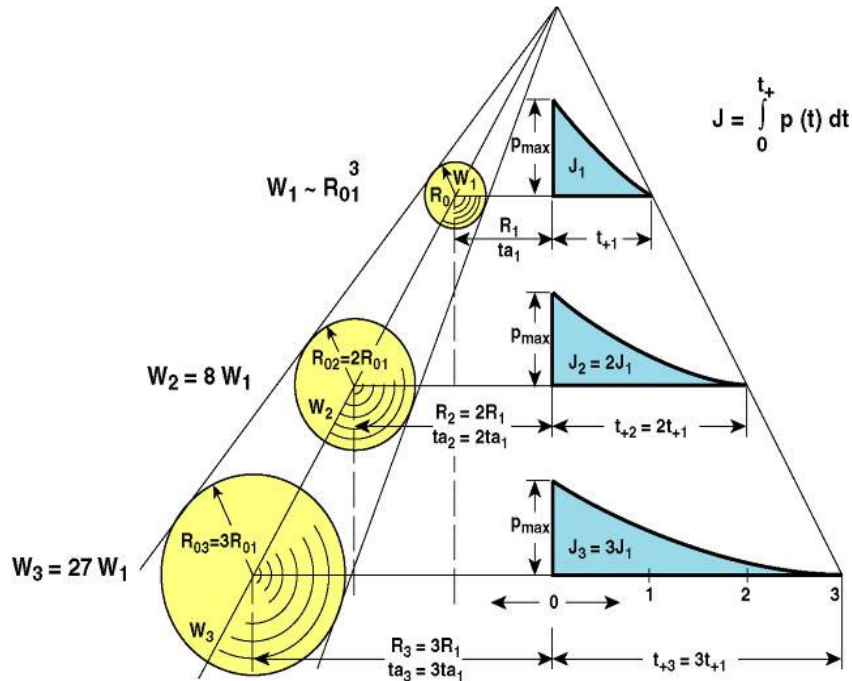
Mills-ov izraz za maksimalni pritisak (u kPa) ima oblik:

$$p_{\max} = \frac{1772}{Z^3} - \frac{114}{Z^2} + \frac{108}{Z}. \quad (6)$$

Dajemo i Henrych-ove jednačine za vrednost nadpritiska (u barima) koje kao i Brode-ove imaju različitu formu za različite opsege skaliranog rastojanja:

$$p_{\max} = \begin{cases} \frac{14.072}{Z} + \frac{5.540}{Z^2} - \frac{0.357}{Z^3} + \frac{0.00625}{Z^4}, & 0.05 < Z \leq 0.3 \\ \frac{6.193}{Z} - \frac{0.326}{Z^2} + \frac{2.132}{Z^3}, & 0.3 \leq Z \leq 1 \\ \frac{0.662}{Z} + \frac{4.05}{Z^2} + \frac{3.288}{Z^3}, & 1 \leq Z \leq 10 \end{cases} \quad (7)$$

Treba primetiti važnu osobinu svih navedenih relacija koja je posledica činjenice da sve zavise od skaliranog rastojanja Z definisanog izrazom (3). Ako želimo da ostvarimo isti rušeci efekat (tj. isti maksimalni pritisak p_{\max}) na npr. dvostruko većem rastojanju od prvobitnog, tada masu eksploziva moramo da povećamo 8 puta. Slično, za trostruko povećanje radijusa delovanja neophodno je masu eksploziva povećati 27 puta, a ako želimo da 10 puta povećamo efikasnost tada masu eksploziva treba povećati 1000 puta. Ovo je ilustrovano na sl. 6.



Slika 6. Uticaj povećanja radijusa rušecg dejstva na promenu mase eksploziva i impuls pritiska

Brode-ov empirijski izraz za maksimalni podpritisk glasi

$$p_{\min} = -\frac{0.35}{Z}, \quad Z > 1.6. \quad (8)$$

Približna formula za dužinu trajanja negativne faze ima oblik

$$t_- = 1.25W^{1/3}. \quad (9)$$

Kada je poznat maksimalni nadpritisak p_{\max} ostali važni parametri udarnog talasa mogu se odrediti na osnovu Rankine-Hugoniot-ovih jednačina. Brzina udarnog talasa U , gustina vazduha neposredno iza udarnog talasa ρ i maksimalni dinamički pritisak q određeni su sledećim relacijama:

$$U = \sqrt{\frac{6p_{\max} + 7p_0}{7p_0}} a_0, \quad (10)$$

$$\rho = \frac{6p_{\max} + 7p_0}{p_{\max} + 7p_0} \rho_0, \quad (11)$$

$$q = \frac{5p_{\max}^2}{2(p_{\max} + 7p_0)}. \quad (12)$$

U prethodnim relacijama p_0 , ρ_0 i a_0 su pritisak, gustina i brzina zvuka za neporemećeni vazduh koji se nalazi ispred udarnog talasa.

Svi prethodni izrazi odnose se na tzv. sfernu eksploziju u vazduhu (eksploziv u obliku sfere, udarni talas se širi sferno), pri čemu se ne razmatra uticaj prepreka. U praksi su, međutim, od velikog značaja i tzv. površinske eksplozije. U tom slučaju sve prethodne relacije se moraju modifikovati. Poređenjem sa rezultatima eksperimenata nađeno je da bi se u slučaju eksplozije na površini (tlu) ranije navedeni izrazi mogli koristiti ako bi se energija eksplozije (odnosno masa eksploziva) uvećala za faktor 1.8. Drugim rečima, u slučaju površinske eksplozije, maksimalni nadpritisak i ostali parametri imaju vrednosti koja bi odgovarale efektima sferne eksplozije pri kojoj se oslobađa 1.8 puta više energije. Ovaj faktor može imati čak i vrednost 2, ukoliko se na površini ne formira krater i ako nema snažnog udarnog talasa u tlu (groundshock).

Interakcija udarnog talasa sa preprekom

Kada udarni talas izazvan eksplozijom dođe u kontakt sa čvrstom površinom ili sa preprekom čija je gustina veća od gustine sredine u kojoj se udarni talas prostire, dolazi do njegovog odbijanja (refleksije) i eventualno (zavisno od oblika i veličine prepreke) skretanja (difrakcije).

Najjednostavniji slučaj predstavlja beskonačan ravan kruti zid na koji nailazi udarni talas pod nultim upadnim uglom (pravac kretanja talasa je normalan na ravan zida). Tada dolazi do obijanja udarnog talasa pri čemu se molekuli vazduha neposredno uz zid zaustavljaju, a pri tome su i dalje izloženi pritisku. Stoga je pritisak p_r u reflektovanom udarnom talasu veći od izvornog pritiska u upadnom udarnom talasu p_{\max} .

Razmatranjem zakona održanja mase, količine kretanja i energije, Rankine i Hugoniot su izveli relacije koje omogućavaju određivanje parametara reflektovanog udarnog talasa. U slučaju nultog upadnog ugla i pretpostavke o politroskoj promeni stanja dobija se pritisak u reflektovanom udarnom talasu

$$p_r = 2p_{\max} + (\gamma + 1)q, \quad (13)$$

gde je $\gamma = c_p/c_v$ odnos specifičnih toplota, dok je q dinamički pritisak upadnog udarnog talasa

$$q = \frac{1}{2} \rho u^2, \quad (14)$$

pri čemu su ρ i u gustina i brzina vazduha iza fronta udarnog talasa. Može se pokazati da je brzina vazduha iza udarnog talasa određena izrazom

$$u = \frac{a_0 p_{\max}}{\gamma p_0} \left[1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{p_{\max}}{p_0} \right]^{-1/2}. \quad (15)$$

Kombinovanjem poslednje tri relacije dobija se konačan izraz na nadpritisak u reflektovanom udarnom talasu

$$p_r = 2p_{\max} \frac{7p_0 + 4p_{\max}}{7p_0 + p_{\max}}, \quad (16)$$

pri čemu je za vazduh uzeto $\gamma=1.4$.

Analiza poslednjeg izraza pokazuje da postoje granične vrednosti za pritisak reflektovanog udarnog talasa. Ako je odgovarajući maksimalni nadpritisak p_{\max} znatno manji od ambijentalnog atmosferskog pritiska p_0 (npr. eksplozija malog punjenja na velikom rastojanju od centra eksplozije), tada je

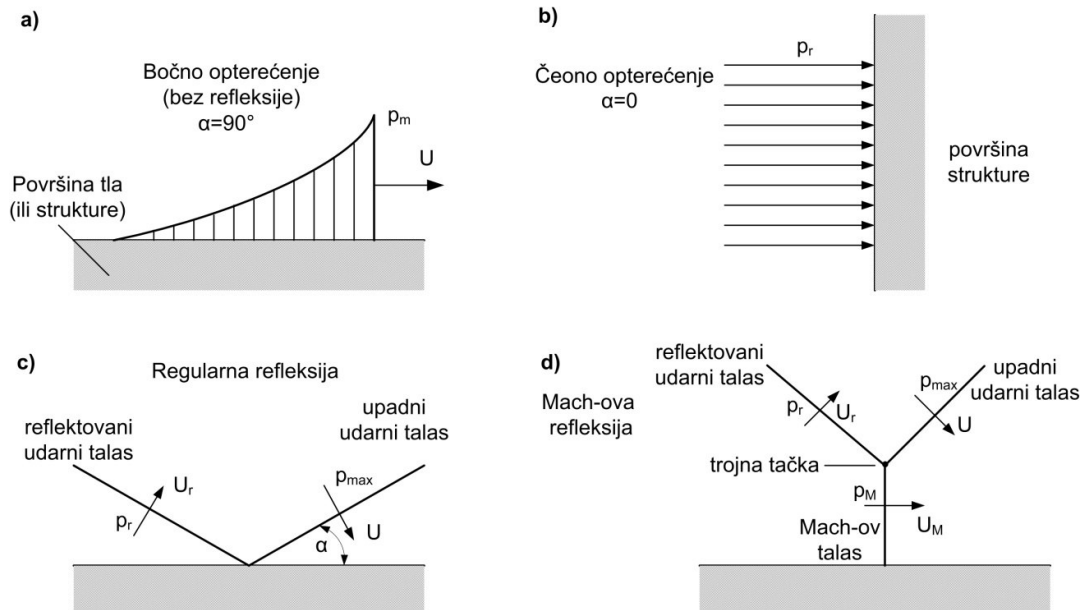
$$p_r = 2p_m. \quad (17)$$

Ako je p_{\max} mnogo veće od p_0 (npr. pri eksploziji snažnog punjenja na manjim rastojanjima), tada važi

$$p_r = 8p_m. \quad (18)$$

Iz prethodnog sledi da je odnos nadpritiska u reflektovanom i upadnom udarnom talasu uvek u granicama između 2 i 8. Treba imati na umu da pri veoma malim rastojanjima od centra eksplozije dolaze do jonizacije i disocijacije molekula vazduha i pretpostavka o politropskoj ekspanziji vazduha ($\gamma=\text{const.}$) više ne važi. Ne postoje sasvim pouzdani podaci o odnosu reflektovanog i izvornog pritiska u ovom slučaju, ali merenja ukazuju da on prelazi 20.

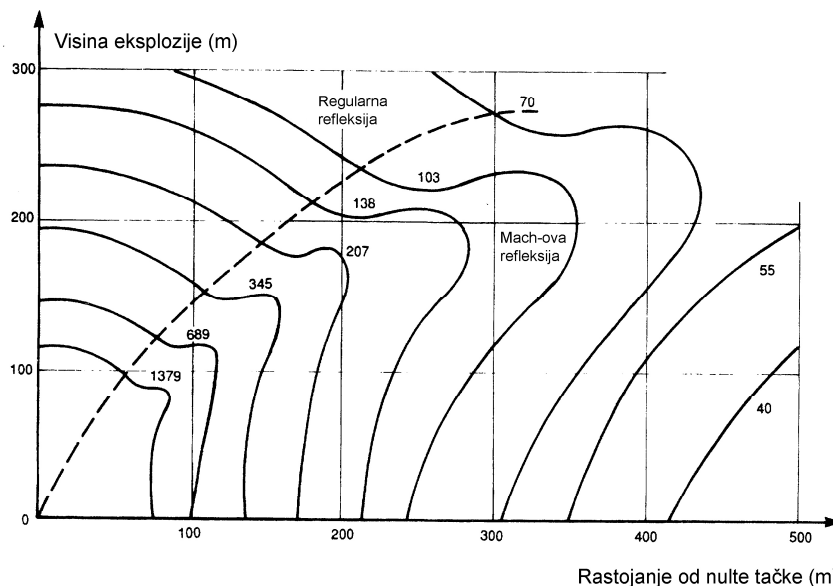
U prethodnim razmatranjima analizirana je refleksija pri nultom upadnom uglu. Pri napadnom uglu od 90° zapravo nema refleksije, pa na prepreku postavljenu paralelno sa kretanjem udarnog talasa deluje izvorni maksimalni nadpritisak p_{\max} . U rasponu upadnih uglova od 0 do 90° može da dođe ili do regularne ili do tzv. Mach-ove refleksije. Različiti navedeni slučajevi refleksije udarnog talasa ilustrovani su na sl. 7. Mach-ova refleksija se javlja kada upadni ugao pređe određenu minimalnu vrednost koja zavisi od pritiska p_r . Reč je složenom procesu u kome upadni talas interaguje se reflektovanim talasom i formira treći Mach-ov udarni talas. Tačka u kojoj se susreću tri pomenuta udrana talasa naziva se trojna tačka. Mach-ov talas karakteriše značajno veća vrednost nadpritiska nego u slučaju regularne refleksije.



Slika 7. Različiti vidovi refleksije udarnog talasa: a) bočna (nema refleksije), b) normalna (čeona), c) regularna i d) Mach-ova refleksija

Proučavanje Mach-ove refleksije značajno je prvenstveno sa aspekta efekata eksplozije na određenoj visini iznad tla, kao i eksplozije u zatvorenom prostoru. Na sl. 8 su date konture jednakih

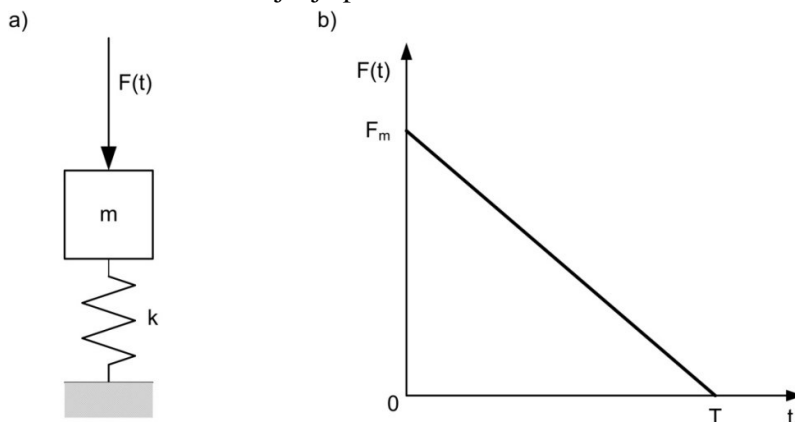
vrednosti nadpritiska na površini zemlje pri nuklearnoj eksploziji od 1kt, zavisno od visine na kojoj je došlo do eksplozije i udaljenosti od nulte tačke. Pokazuje se da imajući u vidu Mach-ov efektat postoji optimalna visina aktiviranja eksploziva.



Slika 8. Vrednosti nadpritiska (u kPa) na tlu pri nuklearnoj eksploziji od 1 kt u zavisnosti od visine aktiviranja bombe i udaljenosti od nulte tačke (projekcija centra eksplozije na tlo)

Delovanje udarnog talasa

Rušeći efekat, odnosno delovanje udarnog talasa na različite strukture predstavlja vrlo složen fenomen koji podrazumeva sa jedne strane određivanje vremenske promene pritiska na razmatranoj strukturi, i sa druge strane, modeliranje deformisanja same strukture u uslovima velikih deformacija i velikih brzina deformacija, odnosno nelinearnog ponašanja materijala. Proračun strukture u ovim uslovima moguć je samo primenom numeričkih metoda. Da bi izveli neke kvalitativne zaključke o prirodi odgovora strukture na delovanje udarnog talasa razmotrićemo najjednostavniju moguću idealizaciju sistema. Pretpostavićemo da se cela struktura može predstaviti kao sistem sa jednim stepenom slobode – razmatra se kretanje koncentrisane mase m pod dejstvom sile $F(t)$, pri čemu je k krutost sistema (sl. 9). Udarni talas takođe može biti idealizovan kao trougaoni impuls sa maksimalnom silom F_m i vremenom trajanja pozitivne faze $T=t_+$.



Slika 9. Struktura pod dejstvom udarnog talasa: a) model sa jednim stepenom slobode, b) promena opterećenja sa vremenom

Tada se sila koja opterećuje strukturu u funkciji vremena može napisati u obliku

$$F(t) = F_m \left(1 - \frac{t}{T} \right). \quad (19)$$

Impuls udarnog talasa ima vrednost

$$I = \frac{1}{2} F_m T. \quad (20)$$

Jednačina kretanja sistema sa jednim stepenom slobode ima oblik

$$m\ddot{y} + ky = F_m \left(1 - \frac{t}{T} \right). \quad (21)$$

Opšte rešenje prethodne diferencijalne jednačine je

$$y(t) = \frac{F_m}{k} (1 - \cos \omega t) + \frac{F_m}{kT} \left(\frac{\sin \omega t}{\omega} - t \right), \quad (22)$$

pri čemu je ω sopstvena kružna učestanost strukture

$$\omega = \frac{2\pi}{T_s} = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (23)$$

Razmotrimo sada granične slučajeve ponašanja opterećene strukture u zavisnosti od prirode opterećenja. Parametar koji definiše karakter opterećenja je odnos trajanja pozitivne faze impulsa T i sopstvenog perioda oscilovanja strukture T_s , odnosno proizvod ωT . Važna karaketristika sistema je i tzv. faktor dinamičkog opterećenja

$$f = \frac{y_m}{y_{st}}, \quad (24)$$

koji predstavlja odnos maksimalnog pomeranja strukture pod delovanjem dinamičke sile i pomeranja pri kvazi-statičkim uslovima

$$y_{st} = \frac{F_m}{k}. \quad (25)$$

Razlikujemo tri režima opterećenja strukture:

1. Kvazistatički režim podrazumeva da je vreme trajanja opterećenja značajno veće od sopstvenog perioda oscilovanja strukture (sl. 10a). Ovaj uslov se najčešće kvantifikuje u obliku

$$\omega T > 40. \quad (26)$$

Izračunavanjem maksimalnog pomeranja y_m pokazuje se da važi

$$f_{qs} = \left(\frac{y_m}{y_{st}} \right)_{qs} = 2. \quad (27)$$

Iz poslednjeg izraza je jasno da deformisanje strukture zavisi samo od maksimalne sile F_m , odnosno maksimalnog pritiska p_m i krutosti strukture.

2. Impulsni režim implicira da je vreme trajanja opterećenja (impulsa) znatno manje od perioda oscilacija strukture (sl. 10b)

$$\omega T < 0.4. \quad (28)$$

Može se pokazati da u ovom slučaju dinamički faktor opterećenja ima vrednost

$$f_{imp} = \left(\frac{y_m}{y_{st}} \right)_{imp} = \frac{\omega T}{2}. \quad (29)$$

Pomeranje strukture može se napisati u obliku

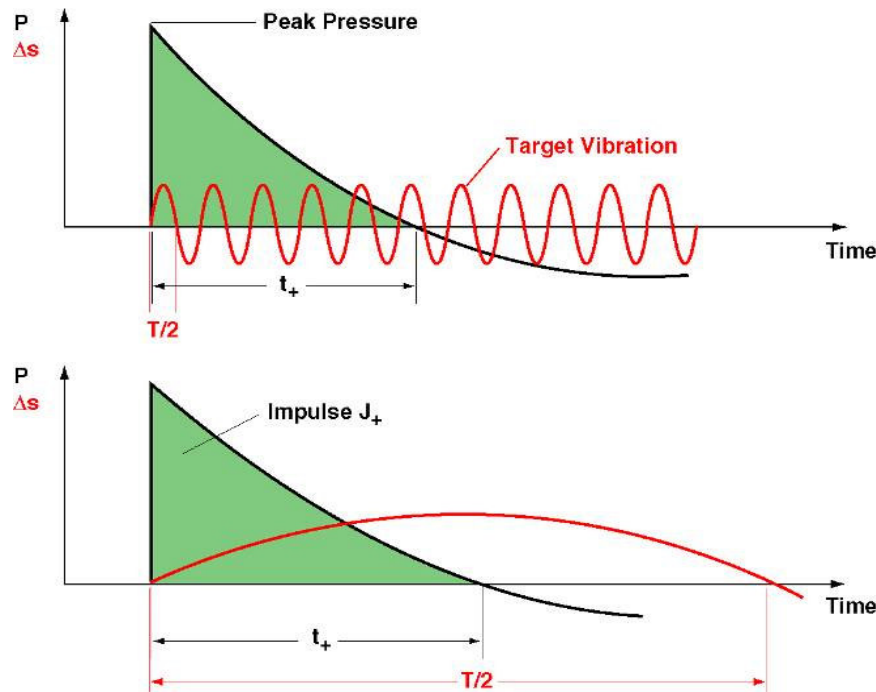
$$y_m = \frac{F_m}{2k} \omega T = \frac{I \omega}{k}, \quad (30)$$

iz koga se vidi da najveće pomeranje zavisi od impulsa sile (odnosno pritiska), kao i od krutosti i mase strukture.

3. Dinamički režim podrazumeva prelaznu oblast u kojoj su vreme trajanja opterećenja i period sopstvenih oscilacija strukture istog reda veličine

$$0.4 < \omega T < 40. \quad (31)$$

Za razliku od prethodna dva asimptotska režima, u ovom slučaju nije moguće jednostavno odrediti dinamički faktor opterećenja koji zavisi i od pritiska i impulsa pritiska.



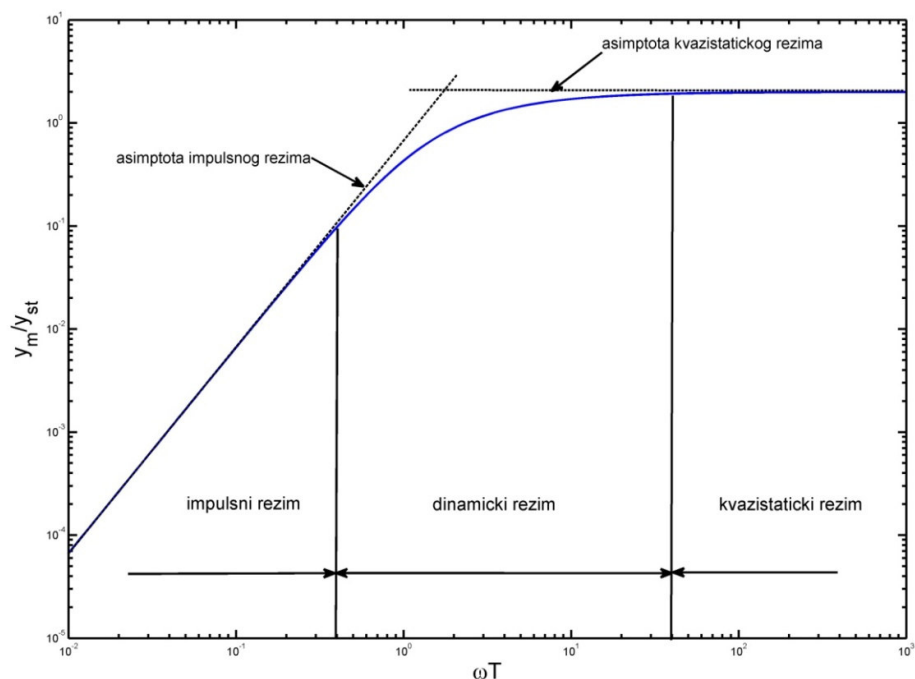
Slika 10. Vreme trajanja pozitivne faze opterećenja i period sopstvenih oscilacija strukture: a) kvazistatičko opterećenje, b) impulsno opterećenje

Dinamički faktor opterećenja, kao i odgovarajući režimi opterećenja strukture predstavljeni su na sl. 11.

Na osnovu prethodnih razmatranja mogu se uvesti bezdimenzione normalizovane vrednosti impulsa, odnosno sile, koje zavise od maksimalnog dopuštenog pomeranja strukture y_m

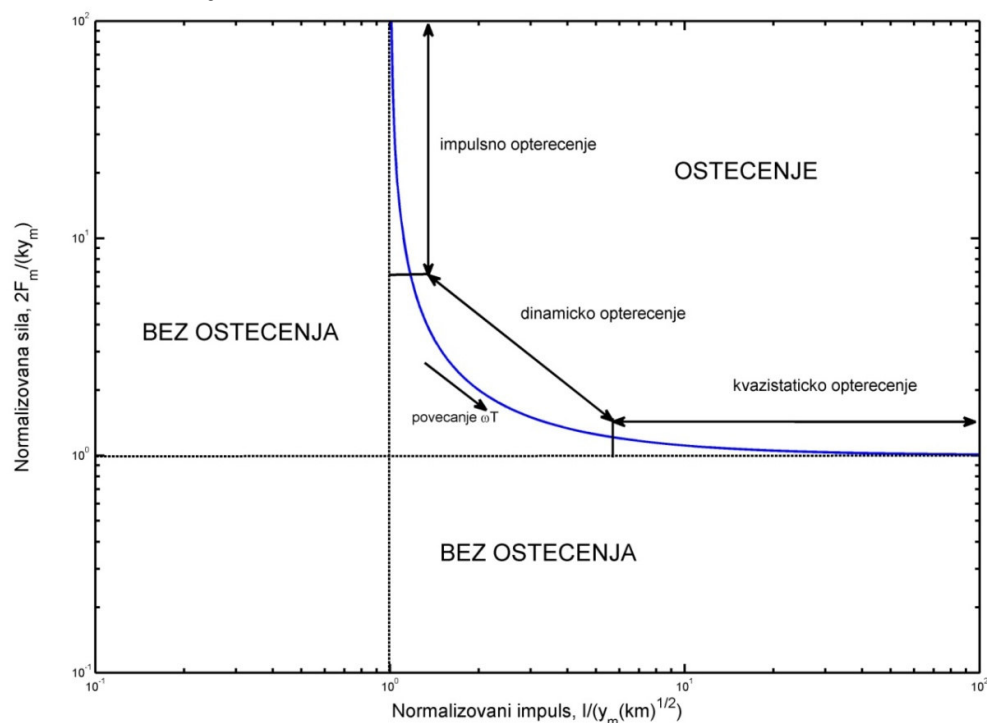
$$\bar{I} = \frac{I}{y_m \sqrt{km}}, \quad (32)$$

$$\bar{F}_m = \frac{2F_m}{ky_m}$$



Slika 11. Zavisnost dinamičkog faktora opterećenja od parametra sistema ωT i režimi opterećenja strukture

Za unapred određenu vrednost najvećeg dopuštenog pomeranja y_m mogu se izračunati vrednosti svih parova normalizovane sile i normalizovanog impulsa koje upravo dovode do kritičnog pomeranja, tj. deformacije. Ako se ovi rezultati predstave u dijagramu čije su ose normalizovani impuls i normalizovana sila, dobija se kriva jednakih deformacija strukture ili kriva izo-oštećenja (sl. 12). Ova kriva razdvaja oblast vrednosti impulsa i sile koje izazivaju oštećenja napadnute strukture od oblasti u kojoj kombinacija vrednosti sile i impulsa izaziva deformacije manje od dozvoljenih, te nema oštećenja.



Slika 12. Kriva izo-oštećenja koja razdvaja zonu oštećenja strukture i zonu bez oštećenja

Mehanizmi oštećenja struktura pri rušecem dejstvu

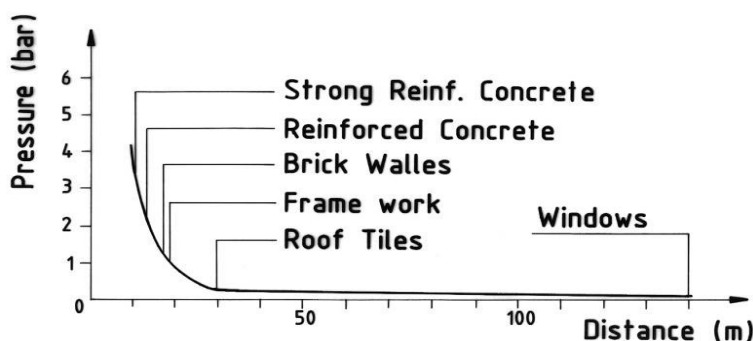
Udarni talas koji predstavlja posledicu eksplozije može da izazove dva tipa odgovora strukture, odnosno dve vrste oštećenja: globalno i lokalno oštećenje strukture.

Vrsta odgovora strukture i samim tim i oštećenja zavise prvenstveno od veličine strukture i njenog rastojanja od centra eksplozije, orijentacije u odnosu na pravac prostiranja udarnog talasa, trajanja udarnog talasa, graničnih uslova i sl.

U slučaju globalnog oštećenja strukture, glavni mehanizmi koji dovode do loma materijala su: savijanje i smicanje (direktno i probojno).

Lokalni odgovori podrazumevaju delimična, lokalna oštećenja strukture i karaktristični su za manja rastojanja od centra eksplozije. Osnovni model loma materijala je smicanje u formi probijanja (punching) ili fragmentacije materijala sa suprotne strane napadnute površine (spalling).

Na dijagramu (sl. 13) predstavljene su kritične vrednosti nadpritiska i odgovarajuće udaljenosti od centra eksplozije dovoljne za značajna oštećenja različitih tipova struktura koje mogu biti izložene rušecem dejstvu.



Slika 13. Vrednosti nadpritiska i odgovarajuće udaljenosti pri kojima dolazi do uništenja različitih struktura pri eksploziji bombe od 250 kg TNT

Delovanje udarnog talasa na čoveka

Mogu se identifikovati tri vida delovanja udarnog talasa na čoveka:

- Primarne povrede nastaju kao direktna posledica dejstva nadpritiska, odnosno odgovarajućeg impulsa. Ove povrede nastaju odmah po nailasku udarnog talasa, a njihov stepen može značajno da zavisi od položaja čoveka u odnosu na udarni talas, kao i od konstitucije, starosne dobi i sl. Najozbiljnije povrede su karaktristične za organe sa velikim razlikama gustina susednih tkiva. Stoga su najčešće povrede pluća, ušiju, grla, disajnih puteva i abdominalne šupljine.
- Sekundarne povrede nastaju kao posledica udara i penetracije "projektila" koji su formirani usled eksplozije (fragmentacija metalnih struktura, građevinskog materijala, stakla itd.).
- Tercijarne povrede su indirektna posledica rušecem dejstva u smislu da nastaju usled pomeranja celog tela (koje može biti izazvano snažnim udarnim talasom), posledičnog pada i udara.

U Tabeli 2 su date vrednosti nadpritiska, odnosno skaliranog rastojanja, koje izazivaju određeni nivo oštećenja bubne opne.

Tabela 2. Zavisnost nivoa oštećenja bubne opne od nadpritiska, odnosno skaliranog rastojanja

Z (m/kg ^{1/3})	p _m (bar)	Nivo oštećenja bubne opne (%)
5.66	0.356	5
4.88	0.454	10
3.93	0.677	25
3.13	1.50	50
2.54	1.63	75
2.14	2.43	90

Rušeće dejstvo pri detonaciji u tlu

Važno je razmotriti efekte rušećeg dejstva pri detonaciji eksplozivnog punjenja nakon prodiranja u određenu prepreku. Ovde se ograničavamo na razmatranje efekata pri detonaciji konvencionalnih eksploziva u tlu, odnosno ne upuštamo se u analizu seizmičkih efekata pri podzemnim nuklearnim eksplozijama.

Kvantitativna ocena rušećeg dejstva razornog projektila donosi se na osnovu dimenzija kratera. Postoji više metoda proračuna dimenzija kratera, koje se zasnivaju na opažanjima registrovanim pri mnogobrojnim eksperimentalnim ispitivanjima i daju samo približne rezultate. Razmotrimo jednu od njih.

Rastojanje L_k centra eksplozije od ivice kratera (u metrima) dato je formulom:

$$L_k = C_k \sqrt[3]{\frac{m_E}{K}}. \quad (33)$$

Ovde je:

C_k - koeficijent koji zavisi od rastojanja h mesta eksplozije od tla i mase eksplozivnog punjenja

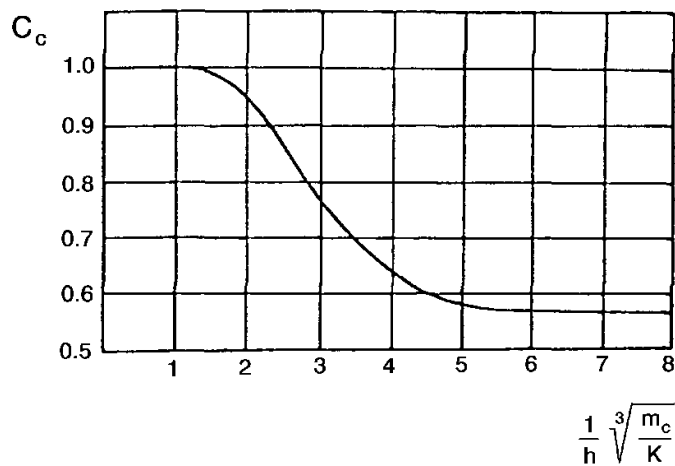
m_E - masa eksplozivnog punjenja (kg)

K - koeficijent koji zavisi od prirode tla (vrednosti K date su u tabeli 10.8)

Tabela 3. Vrednosti koeficijenta K

Priroda tla	K
rastresita zemlja	0.3 ÷ 0.4
nabijena zemlja obložena oblicama	0.5
mešavina zemlje i šljunka	0.6
stena, beton	0.8

Koeficijent C_k dat je krivom na sl. 14 u funkciji izraza $(m_E/K)^{1/3}/h$, gde je h dubina kratera (h je u m, a m_E u kg).



Slika 14. Zavisnost koeficijenta C_k od parametra $(m_e/K)^{1/3}/h$

Odnos L_k/h određuje karakter kratera:

- za $(L_k/h) > 1.25$, u krateru ostaje manji deo razorene sredine
- za $(L_k/h) < 1.1$, krater je ispunjen razorenom sredinom (tzv. zatvoreni krater)
- za $(L_k/h) < 1.0$, dobija se tzv. kamuflet

Ako se ima u vidu zavisnost rastojanja L_k od mase eksplozivnog punjenja i prirode tla (prepreke), jasno je da će odnos L_k/h , odnosno izgled kratera zavisiti od padnog ugla i dužine prodiranja projektila u prepreku pre nego što dođe do eksplozije. U vezi sa konstantnim vremenom usporenja upaljača moguća su dva slučaja:

- do eksplozije dolazi nakon zaustavljanja projektila u prepreci ($t_{pr} < t_u$; t_{pr} - vreme prodiranja projektila, t_u - vreme usporenja upaljača),
- do eksplozije dolazi u toku prodiranja u prepreku ($t_{pr} > t_u$).

Potrebno je, dakle, poznavati prodiranje projektila, da bi se na osnovu vremena usporenja upaljača t_u mogao doneti sud o zavisnosti izgleda kratera od dužine prodiranja.

Prodiranje projektila u tlo

Berezanska formula (za teren) daje ukupnu dužinu prodiranja projektila (prodiranje do zaustavljanja):

$$l_p = \lambda k_p \frac{m}{d^2} V_C. \quad (34)$$

Ovde je:

- | | | |
|-----------|---|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| λ | - | koeficijent koji zavisi od oblika projektila ($\lambda=1.0$ za projekte čija je visina prednjeg oživala $H \leq 1.5d$, $\lambda=1.3$ za projekte čija je visina prednjeg oživala $H \approx 2.5d$) |
| k_p | - | koeficijent koji zavisi od prirode prepreke (vrednosti k_p su date u Tabeli 4) |
| m | - | masa projektila (kg) |
| d | - | kalibar projektila (m) |
| V_C | - | brzina projektila u trenutku susreta sa ciljem (m/s) |

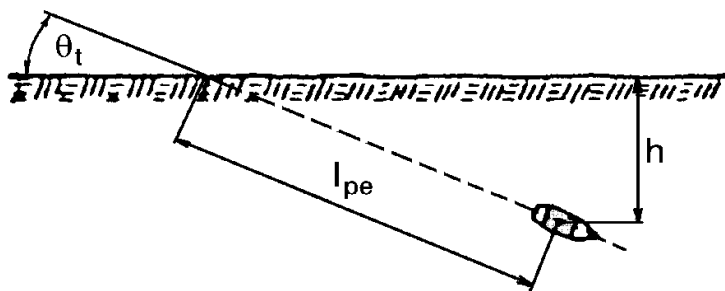
Tabela 4. Vrednosti koeficijenta k_p koji zavisi od vrste prepreke

Priroda prepreke	k_p
čvrst pešćanik i krečnjak	$1.6 \cdot 10^{-6}$
običan pešćanik i krečnjak; peščani i glinasti škriljac	$3.0 \cdot 10^{-6}$
mekani škriljac; krečnjak; smrznuto zemljano tle; tle od tucanika; stvrdnuta glina	$4.5 \cdot 10^{-6}$
kompaktna glina; zemlja pomešana sa kamenom; vlažan pesak	$5.0 \cdot 10^{-6}$
kompaktna zemlja; ledina	$5.5 \cdot 10^{-6}$
močvarno zemljište; mokro glinasto tle	$10.0 \cdot 10^{-6}$

Ako je $t_{pr} < t_u$, tada se za (videti sl. 15):

- $L_k > 1.25 l_p \sin \theta_c$ dobija potpuno otvoren krater
- $L_k < 1.10 l_p \sin \theta_c$ dobija krater ispunjen razorenom sredinom
- $L_k < l_p \sin \theta_c$ dobija kamuflet

Ovde je θ_c padni ugao (ugao susreta projektila sa preprekom).



Slika 15. Geometrija prodiranja projektila u tlo

U praksi, slučaj $t_{pr} < t_u$ pojavljuje se samo pri pogotku projektila u prepreku velike otpornosti. Mnogo su češći ciljevi manje otpornosti, pri čemu je $t_{pr} > t_u$. U ovom slučaju izgled kratera zavisi samo od vremena usporenja, odnosno od dužine prodiranja do isteka vremena usporenja. Ako se pretpostavi da je kretanje projektila u fazi prodiranja jednako usporeno, onda se dužina prodiranja do isteka vremena t_u izračunava izrazom:

$$l_u = V_C t_u - \frac{V_C^2 t_u^2}{4l_p} = V_C t_u \left(1 - \frac{V_C t_u}{4l_p} \right). \quad (35)$$

Izraz (35) može se koristiti i za određivanje optimalnog vremena usporenja upaljača za unapred izabrani cilj (vrstu prepreke).

U vezi sa rušecim dejstvom od posebnog je interesa efikasnost razornih projektila u protivavionskoj odbrani. Prema izvesnim podacima, za jedan avion mase 3 t potrebno je 0.5 kg, a avion mase 6 t oko 0.8 kg brzantnog eksploziva pri direktnom pogotku. Međutim, avion može biti uništen i dejstvom udarnog talasa stvorenog eksplozijom projektila u vazduhu u neposrednoj blizini aviona. Pritisak u barima u udarnom talasu može se približno izračunati po formuli:

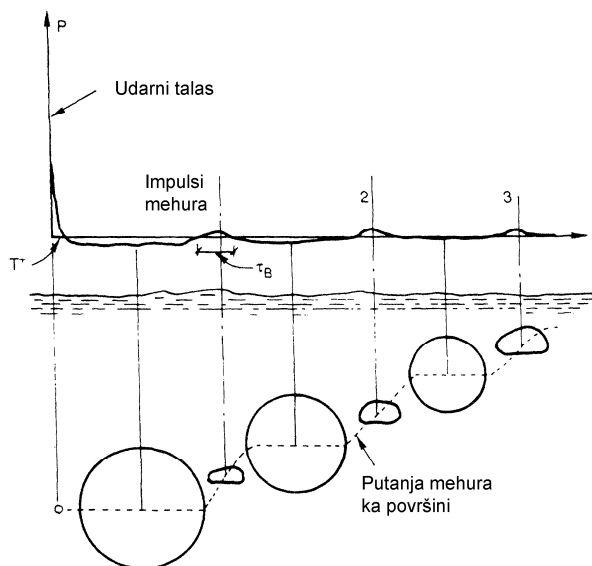
$$p_{\max} = 120 \left(\frac{\sqrt[3]{m_E}}{x} \right)^{2.6}, \quad (36)$$

gde je m_E masa eksplozivnog punjenja (kg), dok je x rastojanje od mesta eksplozije (m).

Eksplzivno punjenje mase oko 100 kg brizantnog eksploziva može uništiti avion na rastojanju oko 20 m dejstvom udarnog talasa. Ovo jasno pokazuje da se efikasnost klasičnih razornih protivavionskih projektila mora zasnivati, ne na dejstvu udarnim talasom, već na dejstvu parčadima, odnosno na rušućem dejstvu pri direktnom pogotku.

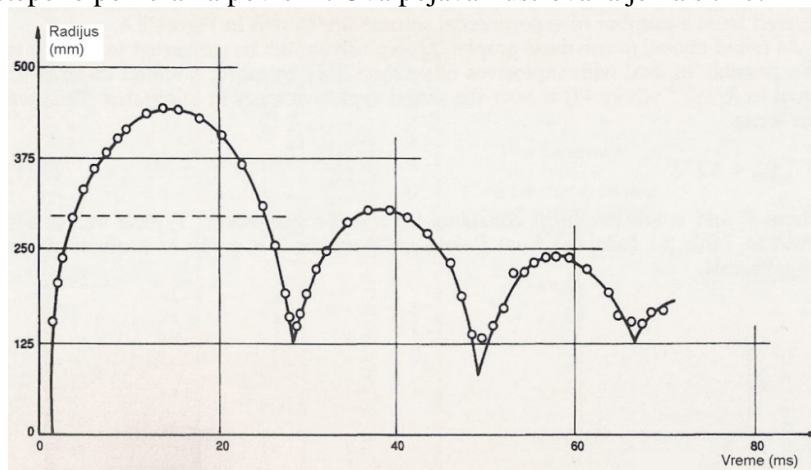
Podvodne eksplozije

Podvodna detonacija kondenzovanog brizantnog eksploziva za rezultat ima dva impulsa pritiska: (i) udarni talas koji se prostire kroz vodu i koji se tretira na sličan način kao i prostiranje udarnog talasa u vazduhu, i (ii) pritisak u mehuru koji formiraju gasoviti produkti detonacije i koji je specifičan za podvodne eksplozije. Oba efekta predstavljena su na sl. 16.



Slika 16. Zavisnost pritiska od vremena pri podvodnoj eksploziji: udarni talas i impuls mehura

Incijalni mehur koji u vodi na dubini eksplozije formiraju vreli produkti detonacije širi se usled visokog pritiska gasova koji nadmašuje hidrostatički pritisak vode. Međutim, usled inercije vode i gasa, širenje gasovitih produkata detonacije nastavlja se i posle dostizanja ravnotežnog pritiska. S obzirom da pritisak gasa postaje manji od pritiska okolne vode, dolazi do smanjivanja mehura i sabijanja gasovitih produkata detonacije. Inercija ponovo uslovljava da pritisak u mehuru postane veći od ravnotežnog (obeležan isprekidanom linijom na sl. 17), što dovodi do nove ekspanzije gasa i širenja mehura. Zbog disipacije energije, jasno je da su ove oscilacije prečnika mehura prigušene i da se mehur postepeno pomera ka površini. Ova pojava ilustrovana je na sl. 17.



Slika 17. Izmerena promena prečnika mehura sa vremenom pri detonaciji 250 g tetrila na dubini od 90 m

Parametri udarnog talasa u vodi se određuju analogno procesu u vazduhu. Maksimalni nadpritisak u vodi (u barima) može se odrediti na osnovu relacije:

$$p_{\max} = \begin{cases} \frac{355}{Z} + \frac{115}{Z^2} - \frac{2.44}{Z^3}, & 0.05 \leq Z \leq 10 \\ \frac{294}{Z} + \frac{1387}{Z^2} - \frac{1783}{Z^3}, & 10 \leq Z \leq 50 \end{cases} \quad (37)$$

gde je i dalje $Z = R / W^{1/3}$ skalirano rastojanje, pri čemu se masa eksploziva W mora konvertovati u TNT ekvivalent.

Analizom oscilovanja mehura mogu se približno odrediti period oscilovanja τ i maksimalni radijus mehura r_{\max} :

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{K_{ex} W^{1/3}}{(H + H_0)^{5/6}} \\ r_{\max} &= \frac{J_{ex} W^{1/3}}{(H + H_0)^{1/3}} \end{aligned} \quad (38)$$

U poslednim relacijama K_{ex} i J_{ex} su empirijske konstante koje zavise od vrste eksploziva (za TNT, $K_{ex}=2.11 \text{ m}^{5/6} \text{ kg}^{-1/3}$, $J_{ex}=3.50 \text{ m}^{4/3} \text{ kg}^{-1/3}$), H je dubina na kojoj se nalazi centar eksplozivnog punjenja, H_0 je dubina vode koja odgovara ambijentalnom atmosferskom pritisku (približno 10 m), dok je W masa eksploziva pretvorena u TNT ekvivalent.

Ukupna energija oslobođena eksplozijom troši se približno jednako na dva pomenuta efekta: udarni talas koji se prostire u vodi i impuls mehura. Obe pojave su značajne za dejstvo na cilju. Udarni talas karakteriše relativno visok nadpritisak i kratko vreme trajanja opterećenja, dok kretanje vode usled širenja mehura karakteriše znatno manji pritisak, ali i duže trajanje opterećenja.

Važno je napomenuti da je za delovanje podvodne eksplozije od izuzetno velikog značaja interakcija udarnog talasa sa preprekama ili slobodnim površinama. Načelno, kao i slučaju eksplozija u vazduhu, interakcija udarnog talasa sa čvrstim dnom dovodi do odbijanja talasa i njegovog pojačavanja, dok pri nailasku udarnog talasa na površinu vode dolazi do formiranja talasa razređenja i slabljenja udarnog talasa. Zbog toga su ciljevi koji se nalaze na manjim dubinama izloženi manjim opterećenjima od onih na većim dubinama. Drugim rečima, pri ostalim neopromenjenim uslovima, u slučaju podvodne eksplozije podmornice će biti pod značajno većim opterećenjima nego brodovi.