Dr Milan Novaković,
dipl. inž.
naučni saradnik
Vojnotehničkog instituta VJ,
Beograd

IMPULS EKSPLOZIVNOG PUNJENJA PRI KONTAKTNOJ DETONACIJI

UDC: 662.215.1.001.573

Rezime:

U radu je, na osnovu teorije detonacije, definisan opšti analitički matematički model impulsa eksplozivnog punjenja pri kontaktnoj detonaciji sa metalnom preprekom. Iz opšteg modela izvedene su partikularne varijante za razne kombinacije eksplozivnih punjenja (neobložena, obložena tankim ili masivnim oblogama) i prepreka (pokretne ili nepokretne, stišljive ili nestišljive). Izvedeni modeli su komparativno analizirani sa postojećim analitičkim modelima, definisanim na osnovu hipoteze o upravnoj srazmernosti detonacionog impulsa sa masom aktivnog dela eksplozivnog punjenja. Računski rezultati analize dati su numerički i dijagramima.

Ključne reči: kontaktna detonacija, detonacioni impuls, detonacija zatvorenih punjenja.

EXPLOSIVE CHARGE IMPULSE DURING THE CONTACT DETONATION

Summary:

This article gives mathematical models of the impulses of detonations of the explosive charges which are in contact with metal plates of various features (movable and fixed, compressible and incompressible). The mathematical models are based upon the general detonation theory for the various explosive charges (with metal coverings both compressible and incompressible or without). These models are compared with the existing analytical models based upon the hypothesis that the impulse is direct ratio with »the active mass of the explosive charge«. Their computer analysis is also included.

Key words: contact detonation, detonation impulse, detonation of the covered charges.

Uvod

Veličina impulsa eksplozivnog punjenja prenetog na prepreku pri kontaktnoj detonaciji zavisi od karakteristika prepreke, karakteristika eksplozivnog punjenja i procesa detonacije.

Prepreke mogu biti:

- nepokretne nestišljive,
- nepokretne stišljive,

- pokretne nestišljive,
- pokretne stišljive.

Pod nepokretnom preprekom podrazumeva se ona koja se ne može pokrenuti pod dejstvom detonacionog impulsa pri kontaktnoj detonaciji, bez obzira na veličinu (masu) eksplozivnog punjenja.

Eksplozivno punjenje karakteriše se masom, gustinom i brzinom deto-

nacije, a proces detonacije načinom iniciranja detonacije (tačkasto, osno, kanalno, ravansko, jednostrano, dvostrano i sl.) i uslovima širenja produkata detonacije.

Ako je prepreka nepokretna i nestišljiva i ako se iniciranje detonacije vrši sa jednog kraja, uslovi širenja produkata detonacije zavise samo od karakteristika obloge eksplozivnog punjenja. Sa tog stanovišta obloge eksplozivnog punjenja mogu se podeliti na:

- masivne nestišljive,
- masivne stišljive,
- tanke nestišljive,
- tanke stišljive.

Pod masivnim oblogama podrazumevaju se obloge koje se ne rasprskavaju pri detonaciji eksplozivnog punjenja, bez obzira na njegovu veličinu (masu). Tanke obloge su one koje se rasprskavaju pri detonaciji eksplozivnog punjenja.

Neobložena eksplozivna punjenja predstavljaju, u teorijskom smislu, granični slučaj obloženih eksplozivnih punjenja kod kojih debljina i masa obloge teže nuli.

Pod aktivnim delom mase eksplozivnog punjenja podrazumeva se masa čiji se produkti detonacije kreću duž ose simetrije u pozitivnom smeru apscise koordinatnog sistema. U literaturi je definisan aktivni deo mase eksplozivnih punjenja obloženih masivnom oblogom i neobloženih eksplozivnih punjenja, ali aktivni deo mase eksplozivnih punjenja, koja su obložena uslovno tankom oblogom, do sada nije definisan. U ovom radu definisan je opšti matematički model za određivanje aktivnog dela mase za obložena i neobložena eksplozivna punjenja.

Impuls eksplozivnog punjenja, koji se prenosi na prepreku pri kontaktnoj detonaciji teorijski je definisan za eksplozivno punjenje obloženo ma-

sivnom oblogom pri kontaktnoj detonaciji sa nepokretnom nestišljivom preprekom. Za neobložena eksplozivna punjenja impuls je definisan odnosom aktivnog dela mase i ukupne mase eksplozivnog punjenja. Za punjenja obložena tankom oblogom impuls je definisan zbirom impulsa neobloženog eksplozivnog punjenja i impulsa stvorenog pod uticajem obloge. U ovom radu impuls je teorijski definisan opštim rešenjem za sve tipove obloženih i neobloženih eksplozivnih punjenja.

Gribov model detonacije

Kao i u drugim oblastima fizike, tako i u fizici eksplozije postoje analitički i numerički modeli detonacije. Među analitičkim modelima najšire je prihvaćen tzv. Gribov model detonacije [1], [2], dok su među numeričkim modelima najširu primenu dobili numerički modeli C. L. Madera.* U ovom radu primenjen je Gribov analitički model, jer je pogodniji za teorijsku analizu.

Gribov model teorijski interpretira detonaciju valjkastog eksplozivnog punjenja, smeštenog u masivnu nestiš-

Sl. 1 — Skica Gribovog modela detonacije eksplozivnog punjenja

ljivu oblogu, zatvorenu na zadnjem kraju sa kojeg se inicira detonacija (slika 1).

U slučaju ravnog detonacionog talasa i izentropskog širenja produkata

* C. L. Mader: Numerical modelling of detonation, Los Alamos, SAD, 1978.

detonacije, $p = A \rho^k$ ($k = \text{const.}$), svi parametri iza detonacionog talasa zavise samo od koordinate x i vremena t .

U takvom slučaju osnovne jednačine gasne dinamike mogu se objediniti u izraz:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(u \pm \frac{2}{k-1} c \right) + (u \pm c) \frac{\partial}{\partial x} \left(u \pm \frac{2}{k-1} c \right) = 0 \quad (1)$$

gde je:

u — brzina produkata detonacije,
 c — brzina zvuka u produktima detonacije,
 k — eksponent izentrope.

Partikularno rešenje jednačine (1) za jak detonacioni talas ima oblik:

$$x = (u \pm c)t + F(u), \quad u = \pm \frac{2}{k-1} c + \text{const.} \quad (2)$$

gde je:

$F(u)$ — proizvoljna funkcija koja se određuje iz početnih i graničnih uslova.

U jednačinama (1) i (2) uslovno se uzima znak $+$ kada se detonacioni talas kreće u pozitivnom smeru x -ose, a znak $-$ kada se kreće u suprotnom smeru.

Kada detonacija počinje u koordinatnom početku, tada je za $t=0$, $x=0$, pa je $F(u)=0$.

U slučaju jakog detonacionog talasa u ravni Čepmen-Žuge (CJ) je $u_n = D/(k+1)$ i $c_n = kD/(k+1)$, odakle sledi da je $\text{const.} = -D/(k-1)$.

Kada se dobijena rešenja za $F(u)$ i konstantu uvrste u izraze (2), dobijaju se sledeće jednačine kretanja talasa razređenja neposredno iza detonacionog talasa:

$$x/t = u + c, \quad u = \frac{2c - D}{k-1} \quad (3)$$

Jednačine (3) opisuju jednosmerno kretanje, što je karakteristično za detonacione procese. U konkretnom slučaju, talasi i produkti detonacije kreću se u pozitivnom smeru x ose, a detonacija počinje u tački $x=0$ sa zatvorenog kraja obloge eksplozivnog punjenja.

Kada se u (3) uvrsti vrednost $k=3$ za detonaciju čvrstih eksploziva (jak detonacioni talas), dobijaju se proste relacije između parametara kretanja talasa i kretanja produkata detonacije:

$$x/t = u + c, \quad -D/2 = u - c \quad (4)$$

$$c = x/2t + D/4, \quad u = x/2t - D/4 \quad (5)$$

Iz jednačina (5) sledi da je u intervalu $0 \leq x/t \leq D/2$ brzina produkata detonacije $u=0$ i brzina zvuka u produktima detonacije $c=D/2$, a da se u intervalu $D/2 < x/t \leq D$ brzina produkata detonacije i brzina zvuka menjaju linearno (slika 2).

Sl. 2 — Raspodela brzine produkata detonacije i zvuka iza ravnog detonacionog talasa

Pritisak u produktima detonacije čvrstih eksploziva ($k=3$) definisan je izrazom:

$$p = p_n (\rho/\rho_n)^3 = p_n (c/c_n)^3 \quad (6)$$

gde su:

p_n, ρ_n i c_n — pritisak, gustina i brzina zvuka u produktima detonacije u ravni (CJ).

U području gde je brzina produkata $u=0$ (slika 3) pritisak i gustina su:

$$p = \frac{8}{27} p_n, \quad \rho = \frac{2}{3} \rho_n = \frac{8}{9} \rho_0, \quad (7)$$

a u ravni (CJ):

$$c_n = \frac{3}{4} D, \quad u_n = D/4, \quad \rho_n = \frac{4}{3} \rho_0, \quad p_n = \rho_0 D/4 \quad (8)$$

Sl. 3 — Raspodela pritiska i gustine produkata detonacije iza ravnog detonacionog talasa

Pošto svi parametri detonacije zavise samo od količnika x/t , sa vremenom t ne menja se oblik talasa već se talas samo rasteže, pa je kretanje automodelno (samo sebi slično). Pri tome se čelo detonacionog talasa kreće brzinom D , a talas razređenja brzinom zvuka:

$$v_r = c = D/2 \quad (9)$$

Razletanje produkata detonacije

Razletanje produkata detonacije razrađeno je za mnoge slučajeve [2].

Ako detonacija eksplozivnog punjenja smeštenog u masivnu cev počinje sa otvorenog kraja eksplozivnog punjenja, pri $x=0$, tada se proces detonacije i isticanja produkata opisuje jednačinama (3).

U ravni (CJ) brzina zvuka je $c_n = kD/(k+1)$, pa je brzina produkata $u = D/(k+1)$. Brzina zvuka u koordinat-

nom početku (tački inicijalizacije) zavisi od sredine sa kojom se graniči otvoreni kraj eksplozivnog punjenja. Ako se on graniči sa atmosferom, tada je $c \approx 340$ m/s, a ako se graniči sa vakuumom tada je $c=0$. Pošto je u oba slučaja $2c < D$, produkti detonacije ističu u suprotnom smeru od kretanja detonacionog talasa. Maksimalna brzina isticanja dešava se pri $c=0$ i iznosi:

$$u_{1\max} = D/(k-1) \quad (10)$$

Ako je eksplozivno punjenje dovoljne dužine, brzina isticanja u suprotnu stranu je:

$$u = \frac{3k-1}{k^2-1} D - \frac{2c}{k-1} \quad (11)$$

Pošto je brzina isticanja $u > 0$, isticanje je u smeru kretanja detonacionog talasa. Maksimalna brzina isticanja je, takođe, pri $c=0$ i iznosi:

$$u_{2\max} = \frac{3k-1}{k^2-1} \quad (12)$$

Odnos brzina isticanja produkata detonacije u jednom i drugom smeru je, za $k=3$:

$$\frac{u_{1\max}}{u_{2\max}} = \frac{k+1}{3k-1} = 0,5$$

Na slici 4 šematski je prikazan opšti slučaj nesimetričnog razletanja produkata detonacije. Ako detonacija počinje u proizvoljnom preseku koji eksplozivno punjenje deli na dva nejednaka dela (a i b), iz teorije o istovremenom razletanju produkata detonacije sledi da se u suprotnim smerovima produkti detonacije razleću po sledećim relacijama:

$$\begin{aligned} M_1/M_0 &= \frac{1}{9} \cdot \frac{4a+5b}{a+b}, \\ M_2/M_0 &= \frac{1}{9} \cdot \frac{5a+4b}{a+b}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$I_1 = I_2 = \frac{4}{27} M_0 D$$

$$E_1/E_0 = \frac{1}{27} \cdot \frac{16a+11b}{a+b},$$

$$E_2/E_0 = \frac{1}{27} \cdot \frac{11a+16b}{a+b}$$

$$M_1/M_2 = \frac{4a+5b}{5a+4b},$$

$$E_1/E_2 = \frac{16a+11b}{11a+16b}$$

(14)

gde je:

$M_0 = \rho_0(a+b)$ — masa eksplozivnog punjenja,

$E_0 = M_0 Q = M_0 D^2/16$ — energija eksplozivnog punjenja,

Q — toplota eksplozije po jedinici mase eksploziva,

M_1 — masa punjenja koja se razleće u levu stranu,

M_2 — masa punjenja koja se razleće u desnu stranu,

E_1 — energija produkata koji se razleću u levu stranu,

E_2 — energija produkata koji se razleću u desnu stranu.

Sl. 4 — Razletanje produkata detonacije valjkastog eksplozivnog punjenja

Jednakost impulsa, bez obzira na položaj tačke inicijalizacije, proističe iz činjenice da u procesu detonacije deluju samo unutrašnje sile.

Odnos masa i energija za levu i desnu stranu eksplozivnog punjenja je:

Kada detonacija počinje sa levog kraja ($a=0$) dobijaju se odnosi:

$$M_1/M_2 = 5/4, \quad E_1/E_2 = 11/16$$

Iz prikazanih relacija vidi se da se u smeru kretanja detonacionog talasa razleće $4/9$ ukupne mase produkata detonacije eksplozivnog punjenja, ali ti produkti nose $16/27$ ukupne energije, dok su impulsi jednaki.

Aktivni deo mase eksplozivnog punjenja

Pod aktivnim delom mase (aktivnom masom) eksplozivnog punjenja podrazumeva se deo eksplozivnog punjenja čiji se produkti detonacije razleću u određenom (zadat) smeru, što znači da se pri kontaktnoj detonaciji javljaju produkti detonacije koji se kreću prema kontaktnoj površini.

Ako eksplozivno punjenje nije obloženo, tada na razletanje produkata detonacije, pored aksijalnog, utiče i radijalni (bočni) talas razređenja, čime se masa produkata detonacije, koji se kreću duž ose simetrije eksplozivnog punjenja ka kontaktnoj površini, još više smanjuje.

Brzina kretanja radijalnog talasa razređenja približno je jednaka brzini kretanja aksijalnog talasa razređenja $v_r = D/2$. Ako je eksplozivno punjenje valjkasto, poluprečnika r_0 i dužine $L \geq \frac{9}{2} r_0$, masa produkata detonacije koja se razleće duž ose simetrije eksplozivnog punjenja ka kontaktnoj površini jednaka je masi nezaružljene kupe poluprečnika r_0 i visine $h=2r_0$ (slika 5 pod a):

$$M'_2 = \frac{4}{27} \bar{u} r_0^2 L \rho_0 \quad (15)$$

Ako je dužina eksplozivnog punjenja $L < \frac{4}{9} r_0$ aktivna masa eksplozivnog punjenja jednaka je masi zarubljene kupe, poluprečnika r_0 i visine $h = \frac{4}{9} L$ (slika 5 pod b):

$$M_2'' = \bar{u} r_0^2 \left(\frac{4}{9} L - \frac{8}{81} \cdot \frac{L^2}{r_0^2} + \frac{16}{2187} \cdot \frac{L^3}{r_0^3} \right) \rho_0 \quad (16)$$

a)

b)

Sl. 5 — Aktivna masa neobloženog eksplozivnog punjenja

Ako eksplozivno punjenje nije smešteno u masivnu nestišljivu oblogu, već u uslovno tanku nestišljivu oblogu koja se pod dejstvom detonacionog impulsa rasteže i rasprskava, tada će za vreme rastezanja i rasprskavanja obloge, kretanje produkata detonacije u radijalnom pravcu biti usporeno, a time i radijalnog talasa razređenja, čime se povećava masa produkata detonacije (aktivna masa eksplozivnog punjenja) koji se kreću prema kontaktnoj površini. U poznatoj literaturi ne postoji ni teorijsko ni eksperimentalno rešenje koje definiše oblik i veličinu aktivne mase eksplozivnog punjenja smeštenog u relativno tanku oblogu.

Ako je eksplozivno punjenje smešteno u relativno tanku oblogu (slika 6), neće odmah po pristizanju detonacionog talasa u neku ravan poprečnog preseka punjenja doći do prodora talasa razređenja u produkte detonacije,

Sl. 6 — Aktivna masa valjkastog eksplozivnog punjenja obloženog tankom nestišljivom oblogom

već sa zakašnjenjem koje će se manifestovati povećanjem poluprečnika r_1 zarubljene kupe do poluprečnika r_2 . Povećanje zavisi od debljine (mase) obloge i geometrijskih parametara eksplozivnog punjenja: dužine L i poluprečnika r_0 .

Matematički model koji približno opisuje takav uticaj obloge eksplozivnog punjenja ima opšti oblik:

$$r_2 = r_1 + \frac{r_0 - r_1}{\sqrt[n]{1 + f \frac{m}{M} \left(\frac{L}{r_0}\right)^q}} \quad (17)$$

gde je:

- L — dužina eksplozivnog punjenja,
 r_0 — poluprečnik eksplozivnog punjenja,
 m — masa eksplozivnog punjenja,
 M — masa obloge,
 n, f i q — parametri procesa.

Iz izraza (17) može se zaključiti (za realne vrednosti L/r_0):

— ako je eksplozivno punjenje neobloženo ($M=0$), tada je $r_2=r_1$,

— ako je eksplozivno punjenje obloženo masivnom oblogom ($M=\infty$), tada je $r_2=r_0$.

Obe granične vrednosti saglasne su sa prirodom procesa i očigledne su. Veličina r_2 , bez sumnje, neposredno zavisi od brzine kretanja obloge eksplozivnog punjenja v_k , pre njenog potpunog raspada. Za približno rešenje mogu se primeniti sledeće vrednosti parametara n, f i q :

$$n=2, \quad f=\frac{1}{3}, \quad q=2$$

Sa ovim vrednostima parametara izraz za r_2 ima konačan oblik:

$$r_2 = r_1 + \frac{r_0 - r_1}{\sqrt{1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{m}{M} \left(\frac{L}{r_0}\right)^2}} \quad (18)$$

Na slici 7 prikazan je dijagram zavisnosti veličine r_2 od količnika m/M i L/r_0 prema izrazu (18).

Sl. 7 — Zavisnost veličine r_2 od parametara $\frac{m}{M}$ i $\frac{L}{r_0}$

Iz dijagrama sledi da kod veoma kratkih eksplozivnih punjenja ($L/r_0 < 2,0$) debljina obloge znatno manje utiče na povećanje aktivne mase nego kod dužih punjenja ($L/r_0 \geq 2,0$). Uočljivo je da je već kod granične dužine punjenja $L=4,5 r_0$ potrebna deset puta veća debljina obloge da bi se znatnije povećala veličina r_2 , a time i aktivna masa eksplozivnog punjenja.

Kada se aktivna masa valjkastog eksplozivnog punjenja izrazi preko ukupne mase eksplozivnog punjenja M_0 , dobijaju se sledeći izrazi:

— za eksplozivno punjenje, dužine L i poluprečnika r_0 , smešteno u masivnu nestišljivu oblogu (cev):

$$M_a = \frac{4}{9} M_0$$

— za eksplozivno punjenje, dužine L i poluprečnika r_0 , smešteno u relativno tanku nestišljivoj oblogu (cev):

$$M_a = \frac{4}{27} \left(1 + \frac{r_2}{r_0} + \frac{r_2^2}{r_0^2} \right) M_0$$

— za neobloženo eksplozivno punjenje dužine $L < \frac{9}{2} r_0$:

$$M_a' = \left(\frac{4}{9} - \frac{8}{81} \frac{L}{r_0} + \frac{16}{2187} \frac{L^2}{r_0^2} \right) M_0$$

— za neobloženo eksplozivno punjenje dužine $L \geq \frac{9}{2} r_0$:

$$M_a'' = \frac{2r_0}{3L} M_0$$

Aktivna masa konusnih i sličnih neobloženih eksplozivnih punjenja detaljno je analizirana u literaturi [3].

Impuls eksplozivnog punjenja

Totalni impuls eksplozivnog punjenja

Ako je eksplozivno punjenje smešteno u masivnu nestišljivu oblogu (cev), otvorenu na krajevima, kao što je prikazano na slici 4, i ako detonacija počinje sa levog slobodnog kraja ($a=0$), tada je impuls jednak količini kretanja produkata detonacije koji ističu u smeru detonacije i u suprotnom smeru:

$$I_1 = I_2 = \frac{4}{27} M_0 D,$$

a ukupni (totalni) impuls eksplozivnog punjenja:

$$I_0 = I_1 + I_2 = \frac{8}{27} M_0 D$$

Ako se na desnom kraju punjenja nalazi masivna nestišljiva prepreka (slika 8), za određivanje impulsa može se koristiti opšte rešenje gasodinamičke jednačine (1):

$$x = (u+c)t + F_1(u+c) = (u-c)t + F_2(u-c) \quad (20)$$

gde je:

F_1 i F_2 — proizvoljne funkcije $(u+c)$ i $(u-c)$ respektivno.

Za talas odbijen od nestišljive prepreke rešenje je određeno za $t=L/D$ i $x=L$. Pri tome je $u=0$, $c=D$, $F_1=0$ i $F_2=2L$, pa je:

$$x = (u+c)t, \quad x = (u-c)t, \quad u = (x-L)/t, \quad c = L/t \quad (21)$$

Sl. 8 — Eksplozivno punjenje u beskonačno dugačkoj masivnoj oblogi pri kontaktnoj detonaciji sa nepokretnom nestišljivom preprekom:

1 — eksplozivno punjenje, 2 — obloga, 3 — produkti detonacije, 4 — prepreka

Pošto je pri $k=3$, $p=p_n(c/c_n)^3$, a $c_n = \frac{3}{4} D$, pritisak na kontaktnoj površini je:

$$p = \frac{64}{27} p_n (L/Dt)^3 \quad (22)$$

Dejstvo impulsa na prepreku počinje u trenutku $t_1=L/D$ i traje do trenutka $t_2=\infty$, kada je obloga (cev) bes-

konačno dugačka, pa je maksimalni (totalni) impuls:

$$I_0 = \int_{L/D}^{\infty} Sp \, dt = \frac{64}{27} Sp_n (L/D)^3 \int_{L/D}^{\infty} \frac{dt}{L^3} Sp_n L/D \quad (23)$$

gde je:

S — površina poprečnog preseka eksplozivnog punjenja.

Sl. 9 — Dijagram pritiska na kontaktnoj površini

Kada se u (23) uvrste vrednosti $p_n = \frac{1}{4} \rho_0 D^2$ i $S = M_0 / \rho_0 L$, dobija se konačno

$$I_0 = \frac{8}{27} M_0 D \quad (24)$$

Impuls neobloženog eksplozivnog punjenja

U slučaju kontaktne detonacije neobloženog valjkastog eksplozivnog punjenja sa nepokretnom nestišljivom preprekom, vreme dejstva impulsa na prepreku nije jednako po celom preseku punjenja, već zavisi od rastojanja r od ose simetrije punjenja (slika 10). Pritisak u produktima detonacije na kontaktnoj površini opada sa tre-

ćim stepenom vremena t , pa je impuls aktivne mase veći od impulsa ostalog dela eksplozivnog punjenja iste zapremine. U literaturi se, međutim, uzima da je impuls eksplozivnog punjenja u svim slučajevima upravo srazmeran aktivnoj masi [1]:

$$I = \frac{M_a}{M_0} I_0 \quad (25)$$

Da bi se u praksi ispravile netačnosti koje se time stvaraju, u [1] su, pri razmatranju kumulativnog dejstva eksplozivnog punjenja, uvedene dve korekture u izrazima za početnu brzinu kumulativne obloge (str. 392 i 393):

— pošto je gustina energije po jedinici aktivne mase eksplozivnog punjenja veća u smeru detonacije (16:11), uveden je u formulu faktor $\beta = \sqrt[4]{4/3} = 1,155$;

— pošto je srednja gustina produkata detonacije aktivne mase eksplozivnog punjenja veća od početne gustine kumulativnog punjenja ρ_0 , uvećana je aktivna masa kumulativnog punjenja m_a povećanjem gustine po formuli:

$$\rho = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3} \rho_0 + \frac{8}{9} \rho_0 \right) = \frac{10}{9} \rho_0$$

Nije poznato koliko su navedene korekture kompenzovale početne principijelne greške, niti u raspoloživoj inostranoj literaturi postoje drugačiji pristupi u određivanju impulsa neobloženog eksplozivnog punjenja pri kontaktnoj detonaciji. Kod nas je definisana metoda neposrednog određivanja impulsa neobloženih eksplozivnih punjenja pri kontaktnoj detonaciji [4], čiji su rezultati pokazali da postoje značajne razlike u veličini impulsa između njegovog posrednog određivanja preko veličine aktivne mase i neposrednog određivanja na osnovu polaznih pretpostavki o procesu detonacije

i razletanju produkata, tj. pri definisanju totalnog impulsa pri kontaktnoj detonaciji.

Sl. 10 — Zavisnost vremena trajanja impulsa od rastojanja r od ose simetrije neobloženog eksplozivnog punjenja

Ako se pretpostavi da se $\frac{4}{9}M_0$ produkata detonacije razleće u smeru detonacije i da je brzina kretanja radialnog talasa razređenja $v_r = D/2$, vreme prestanka dejstva impulsa na preku je:

$$t_2 = L/D + 2L_a/D \quad (26)$$

gde je:

$$L_a = \frac{4}{9}L = \text{const.}, \text{ za zarubljeni deo aktivne mase,}$$

$$L_a = 2(r_0 - r) \text{ — za konusni deo aktivne mase.}$$

Kada se vrednosti jedinične aktivne mase L_a uvrste u izraz (26) dobija se vreme prestanka dejstva impulsa:

$$t_2 = \frac{17}{9}L/D = \text{const. za zarubljeni deo aktivne mase} \quad (27)$$

$$t_2 = \frac{L + 4(r_0 + r)}{D} \text{ za konusni deo aktivne mase.} \quad (28)$$

Specifični impuls predstavlja impuls koji deluje na elementarnu površinu prepreke $dA = 2\bar{r}dr$:

$$i = \int_{t_1}^{t_2} p(t)dt = \frac{64}{27} p_n (L/D)^3 \int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{t^3} \quad (29)$$

Posle integracije, zavisno od gornje granice t_2 , dobijaju se sledeći izrazi za specifični impuls:

$$i = \frac{32}{27} p_n \frac{L}{D} \left(1 - \frac{81}{289}\right) = \text{const. za zarubljeni deo,} \quad (30)$$

$$i = \frac{32}{29} p_n \frac{L}{D} \left(1 - \frac{1}{\left[1 + \frac{4}{L}(r_0 - r)\right]^2}\right) \text{ za konusni deo} \quad (31)$$

Ukupan impuls eksplozivnog punjenja dobija se integracijom specifičnih impulsa

$$I = \frac{32}{27} p_n \frac{L}{D} r_1^2 \left(1 - \frac{81}{289}\right) + \frac{32}{27} p_n \frac{L}{D} \int_{r_1}^{r_0} \left(1 - \frac{1}{\left[1 + \frac{4}{L}(r_0 - r)\right]^2}\right) \cdot 2\bar{r}dr \quad (32)$$

Kada se izvrši integracija izraza (32) i izraz sredi, dobija se opšti izraz za impuls neobloženog valjkastog eksplozivnog punjenja u funkciji L , r_0 i r_1 :

$$I = \frac{8}{27} M_0 D \left[1 - \frac{81}{289} \frac{r_1^2}{r_0^2} + \frac{L}{2r_0^2} \left(r_0 + \frac{L}{4}\right) \left(\frac{1}{1 + \frac{4}{L}(r_0 - r_1)} - 1\right) + \frac{L^2}{8r_0^2} \ln \left(1 + \frac{4}{L}(r_0 - r_1)\right)\right] \quad (33)$$

Ako je $L \geq \frac{9}{2} r_0$, tada konus nije zarubljen, pa je $r_1 = 0$.

Ako je punjenje obloženo masivnom oblogom, tada je $r_1=r_0$, pa je

$$I = \frac{8}{27} M_0 D \left(1 - \frac{81}{289} \right) = 0,72 I_0 \quad (34)$$

Na slici 11 prikazan je dijagram količnika između neposredno određenog impulsa I po izrazu (33) i posredno određenog impulsa I' po izrazu (25) u funkciji geometrijskih veličina neobloženog valjkastog punjenja L/r_0 .

Sl. 11 — Dijagram I/I' u funkciji L/r_0

Iz dijagrama se vidi da kod realnih odnosa dužine i poluprečnika eksplozivnog punjenja $L/r_0=1,0$ do $4,5$, odnos impulsa I/I' raste linearno, dok je kod izuzetno kratkih punjenja ($D < L/r_0 < 1$) promena nelinearna.

Impuls obloženog eksplozivnog punjenja

Ako je valjkasto eksplozivno punjenje smešteno u masivnu oblogu (cev), otvorenu na oba kraja (slika 4), tada u generisanju impulsa i energije učestvuju samo unutrašnje sile, pa su količine kretanja (impulsi) produkata detonacije jednaki na oba kraja punjenja ($I_1=I_2$). Ako detonacija počinje sa levog kraja punjenja tada je $M_1 = \frac{5}{9} L$, a $M_2 = \frac{4}{9} L$. Obe mase su u

celini aktivne, pa su posredno određeni impulsi:

$$I_1 = \frac{M_1}{M_0} I_0 = \frac{5}{9} I_0, \quad I_2 = \frac{M_2}{M_0} I_0 = \frac{4}{9} I_0, \quad \text{a time } I_1 \neq I_2$$

Ako je eksplozivno punjenje konačne dužine L , smešteno u masivnu nestišljivu oblogu iste dužine, sa nepokretnom nestišljivom preprekom na jednoj strani (slika 8), tada vreme prestanka dejstva impulsa t_2 nije beskonačno, već je $t_2 = \frac{L}{D} + \frac{8}{9} \frac{L}{D} = \frac{17}{9} \frac{L}{D}$

Kada se ta vrednost gornje granice integrala uvrsti u (23), dobija se sledeća vrednost impulsa prenetog na prepreku:

$$I = \frac{8}{27} M_0 D \left(1 - \frac{81}{289} \right) = 0,72 I_0 \quad (35)$$

Dakle, dobijen je identičan izraz kao i u slučaju neobloženog eksplozivnog punjenja koje prelazi u punjenje obloženo masivnom nestišljivom oblogom, što se i očekivalo.

Ako masa obloge eksplozivnog punjenja nije beskonačna, tada impuls koji se prenosi na nepokretnu nestišljivu prepreku zavisi od debljine, odnosno mase obloge.

Zavisnost impulsa od debljine, odnosno mase obloge eksplozivnog punjenja, definisana je kao zbir impulsa [1]:

$$i = i_1 + i_2$$

gde je:

- i_1 — impuls neobloženog eksplozivnog punjenja,
- i_2 — povećanje impulsa pod uticajem obloge.

Impuls neobloženog eksplozivnog punjenja definisan je posredno preko aktivne mase:

$$i_1 = \frac{16}{81} D \rho_0 r_0 \text{ za } L \geq \frac{9}{2} r_0,$$

$$i_1 = \frac{8}{27} D \rho_0 L \left(\frac{4}{9} - \frac{8}{81} \frac{L}{r_0} + \frac{16}{2187} \frac{L^2}{r_0^2} \right) \text{ za } L < \frac{9}{2} r_0$$

Povećanje impulsa pod uticajem obloge definisano je pod pretpostavkom da je detonacija trenutna i da je promena pritiska proporcionalna šestom stepenu tekućeg radijusa širenja obloge:

$$p/p_{sr} = (\rho/\rho_0)^3 = (r/r_0)^6$$

Pod tim pretpostavkama konačan izraz za impuls i_2 glasi:

$$i_2 = \frac{3\bar{u}}{128} \rho_0 D d \sqrt{2 \frac{M_k}{M_0}}$$

gde je:

M_k — masa obloge (košuljice),

M_0 — masa eksplozivnog punjenja,

$d=2r_0$ — prečnik eksplozivnog punjenja.

Za kratka punjenja ($L \leq d$), impuls je nešto manji:

$$i_2 = \frac{\bar{u} \sqrt{2}}{44} D \rho_0 r_0 \sqrt{\frac{M_k}{M_0}}$$

Iz datih izraza za impulse sledi da je pri $M_k=0$ $i=i_1$, a pri $M_k=\infty$, $i_2=\infty$, $i=i_1+i_2=\infty$, što, naravno, nije moguće.

Ako su poznati geometrijski parametri L , r_0 i r_2 aktivne mase eksplozivnog punjenja, obloženog relativno tankom oblogom, tada se impuls aktivne mase može odrediti po formuli (33),

kada se umesto poluprečnika r_1 uvrsti poluprečnik r_2 .

Kada je prepreka pokretna i stišljiva, impuls eksplozivnog punjenja pri kontaktnoj detonaciji zavisi od veličine parametara inercije i stišljivosti prepreke. Uticaj inercije prepreke na veličinu impulsa pri kontaktnoj detonaciji sa pokretnom nestišljivom preprekom definisan je u [5], a uticaj stišljivosti prepreke pri kontaktnoj detonaciji sa stišljivom nepokretnom preprekom u literaturi [6].

Zaključak

Hipoteza da je impuls neobloženog eksplozivnog punjenja upravo srazmeran aktivnoj masi ($m_a/M_0=I/I_0$) suprotan je hipotezi o razletanju produkata detonacije prema kojoj se u smeru kretanja detonacionog talasa razleće $4/9$ ukupne mase punjenja M_0 , a u suprotnom smeru $\frac{5}{9} M_0$.

Detonacioni impuls eksplozivnog punjenja obloženog masivnom oblogom pri kontaktnoj detonaciji sa nepokretnom nestišljivom preprekom upravo je srazmeran površini ispod krive pritiska, odakle proizlazi da je $m_a/M_0=4/9$, a $I/I_0=0,72$, što je, takođe, u suprotnosti sa hipotezom: $m_a/M_0=I/I_0$.

Izvedeni teorijski opšti matematički model obloženog ili neobloženog eksplozivnog punjenja pri kontaktnoj detonaciji u potpunosti je saglasnosti sa opšteprihvaćenim analitičkim modelima detonacije [1, 2], a time i sa hipotezom o razletanju produkata detonacije i raspodelom pritiska u produktima detonacije na kontaktnoj površini.

Izvedeni opšti matematički model impulsa eksplozivnog punjenja praktično je primenljiv, kako na neobložena punjenja, tako i na punjenja oblo-

žena bilo kakvom oblogom — i to prostom smenom relevantnih parametara.

Izvedeni opšti matematički model impulsa eksplozivnog punjenja primenljiv je i u slučaju kontaktne detonacije sa stišljivošću i (ili) pokretnom preprekom, uvođenjem odgovarajućih parametara prepreke, definisanih u [5, 6 i 8].

Računska analiza pokazuje da hipoteza $m_a/M_0 = I/I_0$ umanjuje realnu vrednost impulsa neobloženih eksplozivnih punjenja pri kontaktnoj detonaciji i do 2,5 puta (slika 11) i da je praktično primenljiva samo kod kratkih konusnih punjenja, definisanih u [3 i 7].

Literatura:

- [1] Stanjukovič, K. P.: Neustanovivšiesja dvizhenija splošnoy sredy, Nauka, Moskva, 1971.
- [2] Stanjukovič, K. P.: Fizika vzryva, Moskva, 1975.
- [3] Stamatović, A.: Uticaj oblika eksplozivnog punjenja na pojavu odvaljivanja prepreke napadnute kontaktnom detonacijom, Naučno-tehnički pregled br. 10, 1975.
- [4] Novaković, M.: Impuls i aktivna masa eksplozivnog NTP, br. 2, 1989.
- [5] Novaković, M.: Uticaj inercije prepreke i geometrijskih parametara eksplozivnog punjenja na veličinu impulsa pri kontaktnoj detonaciji, Naučno-tehnički pregled br. 8, 1989.
- [6] Novaković, M.: Uticaj stišljivosti prepreke na veličinu impulsa pri kontaktnoj detonaciji, Naučno-tehnički pregled br. 9, 1989.
- [7] Stamatović, A.: Konstruisanje projektila, Beograd 1995.
- [8] Novaković, M.: Uticaj inercije i stišljivosti prepreke na veličinu impulsa pri kontaktnoj detonaciji, 19. simpozijum JKEM o eksplozivnim materijama, Zbornik radova, Beograd, 1993.