

KRATEK PREGLED RAZISKAV FENOMENA PARNIH EKSPLOZIJ

Andrej HORVAT
Absolvent Fakultete za strojništvo
Univerza v Mariboru
Smetanova 17, 62000 Maribor

Jure MARN
Odsek za reaktorsko tehniko
Institut "Jožef Stefan"
Jamova 39, 61111 Ljubljana

Povzetek

Parna eksplozija je fizikalni fenomen, pri katerem se vroča kapljevina (talina) hitro fragmentira in prenese svojo ogromno notranjo energijo na hladnejšo, bolj hlapljivo kapljevino (hladilo). Hladilo se tako uparja, zaradi visokega tlaka ekspandira in opravlja delo na okolico. Ta članek je kratek pregled teorije in modeliranja parnih eksplozij.

Abstract

A vapor explosion is a physical phenomenon in which a hot liquid (fuel) rapidly fragments and transfers its internal energy to a colder, more volatile liquid (coolant); in so doing, the coolant vaporizes at high pressure and expands, doing work on its surroundings. This paper is a short review of vapor explosion theory and modeling.

1. UVOD

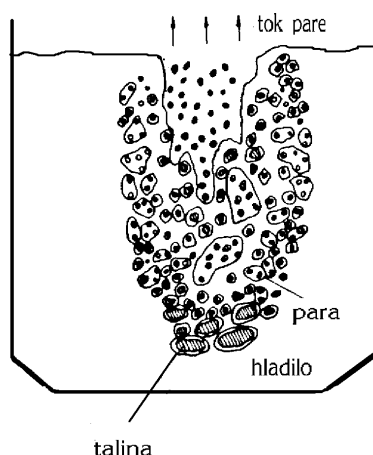
Zaradi boljšega razumevanja kompleksnosti samega procesa parne eksplozije in raznoterosti modelov, ki skušajo podati kar se da verodostojno sliko dogajanja, je nujno razdeliti procese v štiri med seboj ločene skupine in sicer: mirno mešanje taline in hladila, sprožitev eksplozije in fragmentacija taline, stopnjevanje in širjenje eksplozije, ekspanzija in sproščanje dela.

2. RAZČLENITEV POSAMEZNIH FAZ IN PRIPADAJOČIH FIZIKALNIH MODELOV

Takšna razvrstitev faz je posledica specifičnosti dogajanja zaradi različnih hidrodinamičnih in termičnih sil. To je tudi vzrok za raznolikost modelov parne eksplozije in njenih posameznih procesov, ki so se pojavljali v preteklosti in jih bom na kratko predstavil.

Proces mešanja taline in hladila

V prvi fazi pride do izliva taline v hladilo in mešanja obeh kapljevinih faz. Zaradi visoke temperature taline pride do plastnega uparjanja hladila, ki močno omejuje prenos toplote. Dolžina procesa mešanja oz. čas zakasnitve parne eksplozije, določa trajanje kontakta talina-hladilo. V tem času se površina kontakta zaradi razpada curka taline vseskozi povečuje, kar neposredno vpliva na jakost interakcije: čim večja je kontaktna površina tem močnejša bo parna eksplozija.



Slika 1: Vstop curka in mešanje taline z hladilom [1].

Fauske in **Henry** (1981) sta ugotovila, da pride pri velikih množinah taline zaradi obilne generacije pare do fluidizacije delcev taline v oblaku pare. Da bi ocenila največjo maso taline, ki jo hladilo še lahko sprejme, sta enačila izgubo energije taline s kritično gostoto toplotnega toka uparjanja. Na tej osnovi sta razvila enačbo (1) za minimalni premer D_{min} delca taline, pri katerem je zmes še v stabilnem stanju in se fluidizacija ne pojavi.

$$D_{min} = \frac{6 m_t q_{delca}}{\rho_t A q_{krit.toka}} \quad (1)$$

pri čemer je m_t masa taline v zmesi, ρ_t gostota taline, $q_{krit.toka}$ kritična gostota toplotnega toka, q_{delca} gostota toplotnega toka z delca taline na hladilo in A površina prereza komore z hladilom. Prav tako sta izpeljala enačbo (2), ki podaja maksimalno maso taline, ki se lahko pomeša z hladilom (vodo) ob predpostavljenem, vnaprej določenim minimalnim premerom delca taline.

$$m_{t,max} = \frac{\rho_t A D_{delca} q_{krit.toka}}{6 q_{delca}} \quad (2)$$

Cho (1986) je z enodimenzionalnim, tranzientnim modelom izračunal dolžino razpada curka taline po vstopu v hladilo. Osnova njegovih konstitutivnih relacij je model razpada curka taline, ki daje prednost Rayleigh-Taylorovim nestabilnostim in zanemarja Kelvin-Helmholtzove zaradi omejenega učinka ob prisotnosti debelejšje plasti pare. Svoj model je zaključil z enačbo, ki podaja odvisnost premera delcataline od časa prodiranja curka taline v hladilo.

$$D_{delca}^{n+1} = D_{delca}^n (1 - C_o \Delta T^+ We^{0.25}) \quad (3)$$

pri čemer n , $n+1$ označujeta vrednost funkcije na začetku in na koncu časovnega koraka, We Weberovo število, ΔT^+ brezdimenzijski časovni interval in C_o koeficient.

Proces sprožitve eksplozije in fragmentacija

Spontane ali izzvane lokalne nestabilnosti parne plasti med talino in kapljevitim hladilom privedejo do časovno in krajevno omejenih kontaktov med talino in hladilom, kar lahko v neugodnih okoliščinah povzroči kolaps parne plasti širših razsežnosti, naglo fragmentacijo taline, obilno sproščanje toplote in posledično eksplozijo.

Proces sprožitve parne eksplozije in fragmentacije taline je fizikalno in računsko najbolj zahteven in je v vseh modelih povezan z mnogimi empiričnimi korelacijami in domnevmami. V osnovi ločimo dve družini modelov in sicer hidrodinamično in termično.

Hidrodinamični modeli poudarjajo pomen hidrodinamičnih sil pri porušitvi parne plasti in fragmentaciji taline. Da bi porušitve prišlo morajo zunanje, hidrodinamične sile na kapljico taline premagati kohezijske sile le-te. Na ta način lahko obseg fragmentacije taline izrazimo v odvisnosti od Weberovega števila $We = \rho_h \cdot u_{rel}^2 D_{kapljice} / \sigma_{taline}$. Kapljica se razbije v manjše, stabilnejše oblike, ko vrednost We števila preseže kritično vrednost. Z leti se je pokazalo, da hidrodinamični mehanizmi pri običajnih hitrosti sicer doprinešajo k hitrejšemu razpadu taline, nikakor pa niso prevladujoči.

Termični modeli poudarjajo vlogo procesov vrenja, notranjih napetost (ujetosti hladila v žepkih taline, akustične kavitacije, sproščanje plinov) in procesov strjevanja. Prvi dosleden matematičen model sprožitve parne eksplozije in fragmentacije taline sta podala **Cardarola** in **Kastenberga** (1974). Pri lokalnih kontaktih taline in hladila sta predpostavila sferično rast simetričnih parnih mehurčkov, ki sta jo zapisala z Rayleighovo enačbo (4)

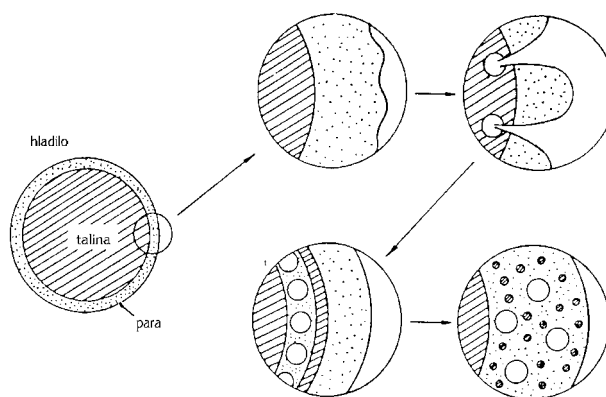
$$\ddot{r} r + 1.5 \dot{r}^2 = \frac{(p_{meh} - p_{\infty})}{\rho_h} \quad (4)$$

pri čemer je r premer mehurčka, p_{meh} tlak v mehurčku, p_{∞} tlak v okolici. Zaradi nesimetričnega kolapsiranja mehurčkov pare se pojavljajo nestabilnosti na stični ravnini med hladilom in parno fazo v obliki drobnih "mikrocurkov" hladila. Kot posledica trkov se na površini taline generirajo elastični valovi, ki povzročajo fragmentacijo površja taline. Na osnovi akustične aproksimacije sta izračunala prenos kinetične energije s curkov na površino taline.

$$E_{trans} = 2 \pi r_{curka}^2 t_{st} \frac{p_{st} (p_{st} - p_{\infty})}{\rho_t c_0} \left[1 + \frac{c_0 t_{st}}{r_{curka}} \right] \quad (5)$$

pri čemer je E_{trans} oddana energija curka površini taline, p_{st} tlak pred trkom curka s površino, t_{st} čas trajanja stagnacije tlaka po trku, c_0 hitrost zvoka v talini in ρ_t gostota taline. Kasnejše raziskave so pokazale, da je prenos energije z mehurčkov na talino le majhen del energije sproščene pri vretju in mnogo premalo za dokončno fragmentacijo taline goriva.

Kim (1985) je podal model, ki je razlagal fragmentacijo kot posledico notranjih sil, ki nastanejo zaradi uparjanja hladila ujetega pod površino taline.



Slika 2: Razvoj fragmentacije površja kapljice taline [1].

Sprva se na površini kapljice taline vrši plasto uparjanje hladila. Kolaps plasti pare zaradi zunanjega tlačnega sunka povzroči formiranje curkov hladila, kot posledico Rayleigh-Taylorovih nestabilnosti. Curki hladila penetrirajo v notra-njost taline in ostanejo ujeti v njej. Zaradi hitrega uparjanja ujetih kapljic hladila in povečevanja tlaka pride do nagle fragmentacije, ki je uvod v širjenje eksplozije.

Stopnjevanje in širjenje eksplozije

Faza širjenja eksplozije povezuje na eni strani fazo lokalne interakcije talina-hladilo in sprožitev procesa fragmentacije ter na drugi strani samo ekspanzijo zmesi in opravljanje dela na okolico npr. stene reaktorske posode. To razraščanje iz lokalnega kontakta v širšo interakcijo opisujeta dve različni teoriji.

Teorija spontane nukleacije, ki izvira pri Fausku (1974) je v bistvu seznam kriterijev, ki jih mora trofazna zmes zadovoljiti, da bi prišlo do interakcije talina-hladilo in njenega razvoja v parno eksplozijo. Mehurčki pare se v volumnu hladila tvorijo, ko je velikost nukleacijskih jeder večja ali vsaj enaka kritični velikosti r_{krit} . Kritična množina nukleacijskih jeder na enoto volumna in časa je podana z relacijo

$$J = w \cdot N \cdot \exp\left(-\frac{W_{eq}}{k_B T}\right) \quad (6)$$

pri čemer je $w=10^{10}s^{-1}$ frekvenca trkov molekul hladila, ki je odvisna od temperature, $N=10^{22}$ konstanta približno enaka številu molekul v enoti prostornine in $W_{eq}=16/3 \cdot \sigma^3 / (p_p - p_h)^2$ energija potrebna za tvorbo jedra v ravnotežju.

Če je hladilo voda, se nad vrednostjo $J_{hn}=10^{10} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ (temperatura homogenega uparjanja $T_{hn,up}$) tvori tolikšna množina jeder, da metastabilna kapljevina mora spremeniti agregatno stanje. V resnici se začne tvoriti para mnogo prej in sicer pri temperaturi spontanega uparjanja $T_{sp,up}$, ki pa je močno odvisna od omočljivosti površin ($T_{sat} < T_{sp,up} < T_{hn,up}$). Na osnovi teh fizikalnih mehanizmov je Fauske trdil, da je eksplozivno uparjanje možno le v primeru, če je temperatura stične ravnine pri direktnem kontaktu taline in hladila večja od temperature spontanega uparjanja $T_{sp,up}$. To povzroči naglo fragmentacijo in mešanje vroče in hladne kapljevine. Za ohranjanje procesa fragmentacije so potrebne še ustrezne notranje napetosti v sami talini.

Medtem ko koncept spontane nukleacije zadovoljivo razlaga sprožitev in eskalacijo eksplozije, pa **termični detonacijski model** (1974) avtorjev **Boarda** in **Halla** pojasnjuje širjenje ekspanzije z hidrodinamičnimi silami, ki postanejo dominantne za tlačno fronto udarnega vala. Model namreč primerja stacionarno enodimenzionalno širjenje kemične eksplozije z širjenjem ravnega udarnega vala skozi grobo mešanico taline in hladila pri parni eksploziji. Parno eksplozijo skuša opisati s tremi osnovnimi enačbami ohranitve, ki jih strne v enačbo Hugeniotope krivulje adiabatnega udarnega vala.

$$\frac{1}{2}(p_1 - p_2) \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) = u_2 - u_1 \quad (7)$$

Eksplozija je stabilna in se ohranja pri potovanju skozi zmes taline in hladila le v primeru, ko je končna zmes v termičnem ravnotežju (Chapman-Jouguet-ova točka). Board in Hall sta bila namreč prepričana, da dovolj močna tlačna fronta, ki se širi skozi zmes povzroči zaradi velikih relativnih hitrostih v bližini tlačne fronte popolno fragmentacijo in hiter prenos toplote s taline na hladilo. Udarni val pušča za seboj zmes v termičnem ravnotežju z visokim tlakom, ki zaradi ekspanzije potiska udarni val naprej. Glavna pomanjkljivost modela je v nujnosti močnega tlačnega sunka za sprožitev parne eksplozije in zanemarjanju možnosti spontanega sprožitve, ki so jo dokazali številni eksperimenti, predvsem za zmesi Al spojin in vode.

Ekspanzija in opravljanje dela

Pri interakciji med talino in hladilom lahko pride do parne eksplozije in hitre generacije pare z visokim tlakom. Ta para se širi in opravlja delo na okolico, kar ob zadostni jakosti privede do poškodb opreme in generacije izstrelka. Cilj modeliranja ekspanzije je ugotoviti sposobnost udarnega vala, da povzroči poškodbe.

Termodinamični ekspanzijski modeli temeljijo na masnih in energijskih bilancah ter ne upoštevajo kinetičnih dejavnikov širjenja udarnega vala. Podajajo oceno največjega potencialnega dela, ki se lahko sprost, glede na količino mase taline in hladila, ki sodeluje v interakciji. Ekspanzija zmesi je največkrat obravnavana izentropno.

Parametrični modeli upoštevajo poleg termodinamičnih dejavnikov še dinamične mehanizme. Tako so bili prvi parametrični modeli razviti, da bi omogočili izračun histograma tlaka pri parni eksploziji in s tem povezano delo ob upoštevanju nedoločenosti pri obsegu kontakta taline in hladila, obsegu fragmentacije, popolnosti mešanja in prenosu toplote. Te pomankljivosti so bile v tem primeru presežene z empiričnimi nastavki.

Eksplozijsko ekspanzijski modeli temeljijo na opisu dinamike fragmentacije taline z osnovnimi hidrodinamičnimi enačbami zakonov o ohranitvi mase, gibalne količine in energije. Večdimenzionalni, večfazni numerični modeli so zelo obsežni in z današnjimi zmogljivostmi nerešljivi. Da bi bila simulacija možna, so k splošnim hidrodinamičnim enačbam dodani še eksperimentalno potrjeni empirični nastavki. To in pa različni načini sklopljenja in diskretizacije osnovnih hidrodinamičnih parcialnih diferencialnih enačb so bistvene razlike, ki karakterizirajo posamezne modele.

3. UPORABA STATISTIČNE TEORIJE ZA MODELIRANJE PARNE EKSPLOZIJE

Uporaba statistične teorije je ena od metod simulacije celotnega procesa parne eksplozije z uporabo najosnovnejših hidrodinamičnih enačb:

- zakona ohranitve mase

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_p \mathbf{v}_p) = 0 \quad (8)$$

- zakona ohranitve gibalne količine

$$\frac{\partial (\rho_p \mathbf{v}_p)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_p \mathbf{v}_p \mathbf{v}_p) = \nabla \underline{\sigma} + \rho_p \mathbf{g} \quad (9)$$

- zakona ohranitve energije

$$\frac{\partial (\rho_p h_p)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_p h_p \mathbf{v}_p) = -\nabla q_p + \frac{\partial p_p}{\partial t} + \mathbf{v}_p \cdot \nabla p_p + \underline{\tau} : \nabla \mathbf{v}_p + \rho_p I_v \quad (10)$$

in enačb prenosa mase, gibalne količine in energije skozi stično ravnino. Teoretično je takšen zapis relacij $\mathbf{f}=\mathbf{f}(\mathbf{x})$, ki povezujejo trenutne lokalne vrednosti seveda možen vendar je izračun sistema enačb za vsako posamezno fazo otežen. Težave, ki nastopijo pri poskusu razrešitve sistema enačb s trenutnimi lokalnimi spremenljivkami, so posledica obstoja deformirajoče se stične ravnine, katere hitrost ni poznana in fluktuacij veličin. Problemi so še posebej izraziti pri močno nestacionarnih sistemih posameznih faz, npr. kot v primeru parnih eksplozij. Iz tega razloga je potrebno enačbe (8-10) povprečiti. Povprečimo jih lahko po časovnem intervalu, mat. prostoru, volumnu, površini, dolžinskem intervalu ali, kot v našem primeru, po vzorcu (statistično povprečenje). Ker želimo posamezne faze medseboj povezati ali jih celo zapisati v isti enačbi je potrebno definirati takoimenovani indikator faze K_p .

$$K_p(x, t) = \begin{cases} 1 & \text{odvzeti vzorec pripada fazi p} \\ 0 & \text{odvzeti vzorec ne pripada fazi p} \end{cases} \quad (11)$$

Če sedaj združimo indikator faze K_p z obravnavano veličino lahko zapišemo naslednjo zvezo

$$\alpha_p \overline{f(x,t)} = \overline{K_p f(x,t)} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N K_{pi}(x,t) f(x,t) \quad (12)$$

kjer je α_p fazna verjetnost, da bomo z meritvijo veličine $f(x,t)$ zajeli fazo p . Ta zveza nam omogoča, da pri vsaki veličini enačb ohranitvenih zakonov pridamo indikator faze p in jo v procesu povprečenja povežemo z fazno verjetnostjo α_p . Takšna enačba sedaj ne daje informacij le o osnovnih fizikalnih veličinah ampak tudi določa verjetnost prisotnosti faze p v obravnavani točki polja. Na ta način so bile izpeljane osnovne enačbe zakona o ohranitvi

- mase

$$\frac{\partial(\alpha_p \bar{\rho}_p)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_p \bar{\rho} \bar{v}) + \overline{\nabla \cdot (K_p \rho'_p v'_p)} = 0 \quad (13)$$

- gibalne količine

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_p \bar{\rho}_p \bar{v}_p) + \frac{\partial}{\partial t} \overline{K_p \rho'_p v'_p} + \nabla \cdot (\overline{K_p \rho'_p v'_p}) + \nabla \cdot (\alpha_p \bar{\rho}_p \bar{v}_p \bar{v}_p) + \\ & + \nabla \overline{K_p \rho'_p v'_p v'_p} + \nabla \overline{K_p \rho'_p v'_p \bar{v}_p} + \nabla \overline{K_p \rho'_p \bar{v}_p v'_p} + \nabla \overline{K_p \bar{\rho}_p v'_p v'_p} = \\ & = \nabla \cdot (\alpha_p \cdot \bar{\sigma}) + \alpha_p \bar{\rho}_p g - \bar{\sigma} \cdot \nabla \overline{K_p} + \bar{v}_{pi} \cdot \bar{\Gamma}_p \end{aligned} \quad (14)$$

- energije z zapisom entalpije

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_p \bar{\rho}_p \bar{h}_p) + \frac{\partial}{\partial t} \overline{K_p \rho'_p h'_p} + \nabla \cdot (\alpha_p \bar{\rho}_p \bar{h}_p \bar{v}_p) + \nabla \cdot (\overline{K_p \rho'_p h'_p v'_p}) + \\ & + \nabla \cdot (\overline{K_p \rho'_p h'_p v'_p}) + \nabla \cdot (\overline{K_p \rho'_p h'_p \bar{v}_p}) + \nabla \cdot (\overline{K_p \rho'_p h'_p v'_p}) = \\ & = \bar{h}_{pi} \bar{\Gamma}_p + \alpha_p \frac{\partial \bar{p}_p}{\partial t} + \overline{K_p} \frac{\partial p'_p}{\partial t} + \alpha_p \bar{v}_p \cdot (\nabla \bar{p}_p) + \overline{K_p v'_p \cdot (\nabla p'_p)} + \\ & + \nabla \cdot (\alpha_p \bar{q}_p) - \bar{E}_p + \alpha_p \bar{\sigma} : \nabla \bar{v}_p + \overline{K_p (\bar{\sigma} : \nabla v'_p)} + \alpha_p \bar{\rho} \bar{I}_v + \overline{K_p \rho'_p I_v} \end{aligned} \quad (15)$$

Tem enačbam je potrebno dodati še tri enačbe, ki opisujejo prehod mase, gibalne količine in energije skozi stično ravnino posameznih dvojic faz. Povprečene veličine so označene s črtico $\bar{}$, medtem ko so fluktuacije veličin označene z $'$. Členi z fluktuacijskimi veličinami povzročajo težave pri numeričnem modeliranju in jih pogosto nadomestimo z empiričnimi korelacijami.

4. ZAKLJUČEK

Zgornji pregled nas je pripeljal skozi zgodovino obravnavanja problematike parnih eksplozij. Od najenostavnejših modelov obravnavanja posameznih procesov smo prišli do numeričnega modeliranja parne eksplozije kot hidrodinamičnega fenomena odvisnega tako od fizikalnih parametrov kot snovskih lastnosti posamezne dvojice faz talina-hladilo. Modeli, ki so se pojavljali v zadnjih letih temeljijo na osnovnih hidrodinamičnih enačbah ohranitvenih zakonov in numeričnem modeliranju. Kljub temu, da modeli dobro popisujejo resnično stanje faze širjenja eksplozije in ekspanzije zmesi, pa slabo zajemajo kriterije sprožitve eksplozije. To je tudi glavna pomanjkljivost, ki spremlja vse novejšie numerične modele in bo v prihodnosti terjala mnoge nove pristope k starim problemom.

LITERATURA

- [1] M.L. Corradini, B.J. Kim in M.D. Oh: **Vapor Explosions In LWR: A Review Of Theory And Modeling**, marec 1989.
- [2] M. Battoni, W.Sengpiel: **Review Of Mathematical And Physical Basis Of Two-Phase Flow Modeling**, avgust 1992.
- [3] M. Leskovar, J. Marn: **Osnovne verjetnostne enačbe večfaznega toka**, Kuhljevi dnevi '94, Šmarješke toplice, Slovenia, September 22-23, 1994, pp. 25-31.
- [4] A. Horvat: **Parne eksplozije: diplomsko delo**, Univerza v Mariboru, sept. 1995.