

MODEL OF DISINTEGRATION OF HOT ROCK-LIKE MATERIALS BY WATER JET

L. Hlaváč*

Summary: *The contribution is aimed at disintegration of hot rocks and rock-like materials by water jets acting in two ways. The first one is bound with penetration of jet to a certain depth in material and the second one is caused by expansion of steam rising from jet inside hot material. Both the penetration of jet into the rock-like material and expansion and work of steam bubble are described by equations. The models yield both qualitative and quantitative outputs because they enable to determine the depth of jet penetration and the amount of disintegrated (or better said separated) material; the fragments of it are often rent away by mechanical tension, specially the tensile one. Some results calculated from the model are discussed in the paper and they are compared with some experimental data.*

1. Úvod

Jedním ze základních problémů dalšího rozšíření možností aplikace vodního paprsku v praxi je příprava dostatečného fyzikálního popisu porušení horkých nebo vysokou teplotou ovlivněných materiálů horninového typu. Popis by měl umožňovat jak kvalitativní rozbor tak kvantitativní určení některých parametrů. Prezentovaný model vychází ze skutečnosti, že působení paprsku zahrnuje jednak mechanické působení silami vyvolanými změnou hybnosti proudící kapaliny při interakci s materiálem, jednak práci těchto sil, která odpovídá změně kinetické energie proudící kapaliny (paprsku) při interakci.

2. Fyzikální předpoklady odvození modelů

Aby bylo možno posoudit účinnost paprsku kapaliny na materiálech a přitom vyloučit vliv účinnosti stroje, který kapalinu stlačuje, je nutno vycházet z veličiny, která je ovlivněna pouze parametry paprsku. Touto veličinou je kinetická energie paprsku - kapalinového proudu. Její hodnota v ústí trysky je určena vztahem

$$E_k = \frac{l}{2} \rho \frac{\pi d_o^2}{4} v_o t v_o^2 \quad (1)$$

Hustota kapaliny v tomto případě ještě odpovídá stlačenému stavu, protože k expanzi dochází až po opuštění trysky.

* Ing. Libor Hlaváč, Ph.D.: Institut fyziky, Fakulta hornicko-geologická, VŠB-TU Ostrava; 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava - Poruba; tel.: +420.597 323 147, fax: +420.596 918 589; e-mail: libor.hlavac@vsb.cz

Vývoj energie paprsku po opuštění trysky je možno popsat zhruba takto. Bezprostředně po opuštění trysky nastane prudká expanze, při které se uvolní potenciální energie získaná stlačením kapaliny v agregátu. Potom dochází ke ztrátám energie při překonávání odporu prostředí, v němž se paprsek pohybuje. Z hlediska energetického obsahu je tedy možno popsat vývoj paprsku rovnicí, která energetický stav paprsku ve vzdálenosti L od výstupu z trysky vyjadřuje pomocí kinetické energie kapaliny na výstupu trysky snížené o energii ztracenou během expanze E_e po výstupu z trysky a energii potřebnou na překonání odporu prostředí E_r . Ve vzdálenosti L od výstupu z trysky je tedy možno popsat energetický stav paprsku touto rovnicí

$$E_L = E_k - E_e - E_r \quad (2)$$

Fyzikální analýza jevů odehrávajících se v okamžiku expanze kapaliny po výstupu z trysky a při pohybu paprsku prostředím vede k těmto dílčím závěrům, důležitým pro další popis chování paprsku při jeho šíření prostředím mezi tryskou a povrchem materiálu:

- ◆ kapalina stlačená v agregátu se v trysce urychluje a formuje v paprsek, jehož výstupní rychlost je možno určit z modifikované Bernoulliho rovnice, tedy z tlaku kapaliny před tryskou a hustoty stlačené kapaliny;
- ◆ na výstupu z trysky ztrácí kapalina prostorové omezení a expanduje - její hustota se snižuje na hodnotu odpovídající volnému toku, zvětšuje se průřez toku a objem, který stejné množství kapaliny zaujímá; rychlost ve směru toku se však nezvyšuje;
- ◆ zvětšení objemu kapaliny po expanzi je možné pouze díky ztrátě energie E_e ;
- ◆ expanze probíhá velmi rychle, a proto není třeba během doby jejího trvání uvažovat úbytek energie způsobený odporem prostředí;
- ◆ teoreticky je paprsek možno pro účely analýzy chápat tak, že jeho energie je složena ze dvou částí; části obsahující energii E_e a části s energií E_o , která je určena vztahem

$$E_o = \frac{1}{2} \rho_o V_o v_o^2 \quad (3)$$

- ◆ část paprsku, která obsahuje energii E_o , se fyzikálně chová jako tok kapaliny bez zdroje a propadu, a proto pro ni platí rovnice kontinuity ve tvaru

$$d_o^2 v_o = d_L^2 v_L \quad (4)$$

- ◆ energii E_r potřebnou na překonávání odporu prostředí mezi tryskou a vyšetřovanou rovinnou protínající osu paprsku ve vzdálenosti L od ústí trysky je možno určit z odporu prostředí, kterým se paprsek pohybuje; pohyb paprsku je přitom třeba charakterizovat fyzikální závislostí některé typické veličiny, přičemž byl přijat předpoklad, že pro popis šíření paprsku bude dostatečné vyjádření závislosti rychlosti kapaliny na vzdálenosti ve směru pohybu podle aerodynamické rovnice

$$v_L = v_o e^{-\xi L} \quad (5)$$

- ◆ energii spotřebovanou na překonávání odporu prostředí je potom možno určit jako rozdíl počáteční energie a energie ve vzdálenosti L .

Spojíme-li všechny uvedené předpoklady a upravíme podle nich rovnici (1), získáme pro energii paprsku ve vzdálenosti L od ústí trysky vztah

$$E_L = \frac{1}{2} \rho_o V_o v_L^2 \quad (6)$$

Určení této veličiny je nezbytné pro další analýzu energetického působení paprsku. Energie určená vztahem (6) totiž vstupuje do procesu interakce s materiálem umístěným ve vzdálenosti L od ústí trysky a v tomto procesu se transformuje (z kinetické formy na práci sil a teplo), čímž se spotřebovává, jak bude ještě podrobněji uvedeno dále.

Aby bylo uvedené odvození kompletní, je třeba odvodit vztah pro součinitel ξ z rovnice (5). Jedním z nejlogičtějších způsobů je stanovit tento parametr z dosahu paprsku. Označíme-li vzdálenost, ve které klesne tlak paprsku na úroveň tlaku prostředí L_{max} , platí pro ξ vztah

$$\xi = \frac{l}{2 L_{max}} \ln \frac{p_o}{p_{env}} \quad (7)$$

Protože je skutečný dosah paprsku ve smyslu definice potřebné pro stanovení součinitele útlumu obtížně zjistitelný, byl zvolen jiný způsob určení součinitele ξ . Pro součinitel útlumu byl zvolen jednoduchý vztah

$$\xi = q d_o^{-l} \quad (8)$$

Jakost trysky q pak byla určena s přihlédnutím k odvození chování kapaliny podle teorie kumulativního náboje takto

$$q = \kappa C_x \frac{\rho_{env}}{\rho_o} \quad (9)$$

Kvalita zpracování trysky κ v tomto vztahu udává poměr dané trysky ke zvolenému standardu a je nepřímo úměrná ztrátovému součiniteli. Součinitel odporu čela paprsku, hustota prostředí, do něhož se paprsek šíří, a hustota použité kapaliny mají hodnoty, které lze stanovit z tabulek, nezahrnujeme-li vliv ohřátí média nebo jiné fyzikální podmínky. Většinou jsou změny parametrů při malých změnách podmínek v zájmu zjednodušení zanedbávány, aniž by vznikla významná chyba v kvalitativní analýze či v kvantitativních výpočtech.

3. Model mechanického působení

Při aplikaci kapalinových paprsků je zpravidla vztažnou veličinou pro výpočet měrné energie nutné k vytvoření porušení materiálu jednotkové velikosti plocha (pro zanedbatelnou šířku drážky) nebo porušený či rozpojený objem. Měrná energie je pak obecně určena vztahem (10), ve kterém je vztažná veličina V_v buď rozrušený objem nebo plocha vytvořené drážky

$$E_p = \frac{\pi d_o^2 \sqrt{2 \mu^3 p_o^3 (1 - \gamma p_o)^3}}{4 \sqrt{\rho_o} V_v} \quad (10)$$

Jedním z nejdůležitějších parametrů pro hodnocení účinnosti paprsku je hloubka porušení materiálu, proto se největší úsilí soustředí na její určení z typických regulovatelných parametrů vodního paprsku. Teoretické odvození je možno založit na fundamentálních fyzikálních zákonech zachování: hmotnosti, energie a hybnosti. Zákon zachování hmotnosti je pro kapaliny reprezentován rovnicí kontinuity. Energii je možno bilancovat na základě schématu prezentovaného Hlaváčem (1995) a zákon zachování hybnosti je možno uplatnit při popisu porušování materiálu. Platnost zákona zachování energie v soustavě paprsek kapaliny - materiál vede k rovnici (11), která ukazuje, jak se při interakci přeměňuje energie definovaná vztahem (6). Na překonání pevnosti materiálu je spotřebována část označená E_A . Ztráty energie způsobené třením kapaliny o materiál jsou označeny E_Z . Během nárazu, stlačení, tření apod. se část dopadající energie přeměňuje na teplo E_Q . Odražený kapalinový

paprsek odnáší z interakčního prostoru pohybovou energii \tilde{E}_L a část energie je přenesena do kinetické energie rozrušeného materiálu E_M . Energetická bilance je vyjádřena vztahem

$$E_L = \tilde{E}_L + E_A + E_M + E_Q + E_Z \quad (11)$$

Členy \tilde{E}_L , E_A a E_M mohou být na základě určitých fyzikálních předpokladů a aproximací analyticky vyjádřeny pomocí měřitelných veličin. Naproti tomu členy E_Q a E_Z je obtížné stanovit a řešení rovnice tak může být značně zkomplikováno. S přihlédnutím k požadavkům praktické aplikovatelnosti výsledných vztahů a při uvážení reálných podmínek při práci kapalinového paprsku, tedy pro rozměry paprsku (řádově milimetry) a rychlosti posuvu, je možno vzhledem ke krátkým interakčním časům a malé interakční oblasti zanedbat členy E_Q a E_Z . Nicméně význam těchto energetických ztrát významně narůstá, když se postupová rychlost stopy paprsku na povrchu materiálu snižuje. Je-li použití paprsků limitováno výše uvedenými předpoklady, lze rovnici popisující transformaci energie při interakci zjednodušit.

Energie E_L je definována vztahem (6) a změnou rychlosti z hodnoty v_L na \tilde{v}_L je možno určit energii \tilde{E}_L odražené kapaliny, protože v místě střetu kapaliny a materiálu není ani zdroj ani propad (proto musí být podle zákona zachování hmotnosti objem během interakce konstantní). Není rovněž žádný důvod k tomu, aby se měnila hustota kapaliny. Člen E_M reprezentuje kinetickou energii materiálu odstraněného paprskem, získá-li celý objem rozrušeného materiálu V_M s měrnou hmotností ρ_M rychlost v_M . Energie spotřebovaná na překonání odporu, kterým materiál působí proti rozrušení v interakční oblasti, je určena velikostí interakční plochy a odporovou silou. Napětí σ_M způsobené odporovou silou působící na ploše S_M působí po dráze rovné hloubce průniku do materiálu h a tyto veličiny tedy určují práci, kterou vykoná paprsek na materiálu. Rovnice (11) bez členů E_Q a E_Z tedy může být přepsána do tvaru

$$\frac{1}{2} \rho_o V v_L^2 = \frac{1}{2} \rho_o \tilde{V} \tilde{v}_L^2 + \frac{1}{2} \rho_M V_M v_M^2 + \sigma_M S_M h \quad (12)$$

Řešením vztahu (12) při vyjádření jednotlivých členů za uvedených zjednodušujících podmínek byla získána rovnice (13), která umožňuje výpočet hloubky porušení z parametrů materiálu, kapaliny, prostředí mezi tryskou a materiálem a proměnných parametrů (průměr trysky, tlak kapaliny, úhel dopadu, postupová rychlost stopy paprsku, vzdálenost ústí trysky od povrchu materiálu). Pro hloubku porušení materiálu je pak možno získat tento vztah:

$$h = \frac{\pi d_o \sqrt{2 \rho_o \mu^3 \gamma_p^3 p_o^3 e^{-5\xi L} (1 - \alpha^2) \cos \theta}}{4 \chi \rho_M \tilde{v}_P^{\frac{\rho_o}{\rho_M}} \left(\alpha^2 e^{-5\xi L} \mu \gamma_p p_o + \frac{\rho_o}{\rho_M} \sigma \right)} \quad (13)$$

V rovnici pro hloubku porušení materiálu (13) se vyskytuje součinitel α , a ten lze určit ze zákona zachování hybnosti v soustavě *element paprsku - element materiálu*, je-li použit zjednodušený model porušení materiálu působením hydrodynamického tlaku. Během interakce paprsku s materiálem dochází v bezprostředním okolí kontaktu k nárůstu mechanického napětí, a to jak v elementech materiálu tak na styčných plochách těchto elementů. Napětí roste až do hodnoty, kdy je porušena koheze či pevnost materiálu, přičemž dojde k oddělení úlomku. Následuje proces urychlování a unášení částičky materiálu (úlomku) kapalinou odcházející z interakčního prostoru. Situaci popisuje rovnice zákona zachování hybnosti vyjádřená takto:

$$\rho_o dV v_L = \rho_o d\tilde{V} \tilde{v}_L^2 + \rho_M^* dV_M v_M + \bar{F} dt \quad (14)$$

Protože je působení paprsku kontinuální, napětí v okolí kontaktní oblasti neroste skokově, ale průběžně. Po dosažení limitní hodnoty malé množství další dopadající energie stačí na porušení a oddělení částičky materiálu. Po přerušení kontaktu mezi fragmentem a zbytkem materiálu není možný další přenos energie do materiálu. Kumulace mechanické energie ve formě mechanického napětí způsobená silovým účinkem paprsku je ukončena, fragment materiálu se oddělí a stává se samostatnou nezávislou částí s nulovou kinetickou energií, neboť k porušení vazeb došlo v okamžiku, kdy byla kumulovaná energie právě dostatečná na překonání vazební energie. Porušený materiál je urychlován teprve další částí paprsku nebo jinými vlivy (gravitací). Je-li objem kapaliny takový, že jím dodaná energie dostačuje pouze na fragmentaci (rychlost fragmentu bezprostředně po oddělení je nulová), platí $v_M = 0$. Protože se hmotnost kapaliny během interakce nemění, je možno rovnici (14) zjednodušit na tvar

$$\rho_o dV v_L = \rho_o dV \alpha v_L + \bar{F} dt \quad (15)$$

Aby bylo možno stanovit dobu trvání impulzu síly způsobené hydrodynamickým odporem stavební jednotky materiálu, musí být rozebrán proces dezintegrace. Protože odvození je zaměřeno na materiály, které mají charakter horninového materiálu, lze materiál považovat za zrnitý a křehký. Stavební jednotka materiálu je při odvození považována ze ideálně sférickou s průměrem a , který je totožný se střední velikostí zrn skutečného materiálu. Mezisférické prostory jsou vyplněny základní hmotou, která je plastická a má pevnost podstatně nižší než sférická zrna. Při tomto přiblížení je možno průběh procesu chápat tak, že do okamžiku, kdy vyčnívá do proudu čtvrtina povrchu zrna a tři čtvrtiny zůstávají spojeny s materiálem, je porušován a odstraňován pouze materiál nad zrnem (zejména základní hmota). Silové působení kapaliny na vyčnívající část zrna pak způsobuje nárůst vnitřního mechanického napětí až do limitní hodnoty, při které se objeví trhlinka, část zrna ztratí soudržnost se zbytkem a oddělí se tak fragment materiálu. Materiály jednotlivých zrn i vazby zrn s mezizrnnou hmotou jsou porušovány zejména díky překročení limitních napětí, a to ve smyku a v tahu. Při uvedeném tvaru zrn a způsobu jejich upevnění se dá předpokládat, že tahová síla musí působit na třech čtvrtinách povrchu koule průměru a , zatímco u smykové síly při nejméně příznivé konfiguraci stačí, aby působila na ploše rovné podstavě kulové úseče s povrchem vrchlíku rovným čtvrtině povrchu koule průměru a . Tento případ je nejméně příznivou variantou vzhledem k působení smykové síly proto, že pravděpodobně již v určité fázi před touto situací nastává pro menší kulovou úseč konfigurace zatížení taková, že k porušení smykem může dojít. Nelze ovšem vyloučit ani případ, kdy materiál zrna je natolik odolný, že k porušení smykem nedojde a další posun paprsku způsobí odstranění mezizrnné hmoty v takovém rozsahu, že pouze polovina nebo dokonce menší část povrchu zrna bude ještě v kontaktu s mezizrnnou hmotou. Tahová napětí ve zbývající kontaktní ploše pak mohou vzrůst natolik, že dojde k odtržení celého zrna. Tato situace je však možná pouze pro extrémní materiály, které se vyskytují vzácně. Přes všechna zjednodušení přijatá při tomto rozboru je možno konstatovat, že porušení tahem lze očekávat pouze pro materiály, jejichž pevnost ve smyku více než třikrát převyšuje pevnost v tahu, což je závěr podpořený následujícími fyzikálními skutečnostmi:

- ◆ skutečná stavební jednotka materiálu (zrno) není sférická, a proto je její povrch větší a tedy pro překonání tahového napětí by bylo nutno vyvinout větší síly než bylo uvedeno;
- ◆ při konkrétní postupové rychlosti stopy paprsku dochází zpravidla k interakci s menší částí zrna než bylo uvedeno v předpokladu, síla proudu ovšem může být dostatečná na

vyvolání limitních smykových napětí na sečné ploše v zrně podstatně menší než odpovídá zatížení čtvrtiny povrchu.

Uvedené fyzikální skutečnosti byly potvrzeny při studiu mikrovýbrusů příčných řezů drážek vytvořených vodním paprskem v horninových materiálech. Teoretická analýza působení síly i experimentální výzkum tak vedly k závěru, že k porušení zrn i dalších stavebních jednotek materiálu dochází v důsledku překročení limitních smykových napětí. Pro další odvození bylo na základě těchto poznatků vybráno pouze porušování smykem. V souladu s předpoklady je možno vyjádřit sílu, která musí působit smykové napětí při neméně výhodné konfiguraci takto

$$F' = \frac{1}{4} \sigma_s \pi a^2 \quad (16)$$

Za předpokladu, že rychlost vzniku porušení je možno popsat parametry typickými pro horninové materiály (střední velikost zrna a , porosita f_o , propustnost k , součinitel vnitřního tření μ_r) a tečným napětím τ_o vyvolaným kapalinou o viskozitě η , platí

$$v_{MO} = \frac{k \tau_o}{\eta a \mu_r f_o} \quad (17)$$

Je ovšem třeba konstatovat, že pro velmi dynamický proces (jakým je porušování materiálu kapalinovým paprskem) nelze používat součinitel propustnosti stanovený klasickou metodou. Je tedy nutno zavést novou metodiku jeho určování, například ze zkušebních řezů paprskem v daném materiálu. Materiálové parametry (porosita f_o , propustnost k a součinitel vnitřního tření μ_r) lze v tomto případě sloučit do jednoho součinitele, tzv. „dynamické propustnosti“ k^* . Vlastní porušení je pak popsáno tímto vztahem vycházejícím ze zákona zachování hybnosti

$$\rho_M^* V_M^* v_{MO} = F' dt \quad (18)$$

Z rovnice (18) je pak možno určit interakční čas dt a po jeho dosazení do rovnice (15) je možno její úpravou získat vztah pro součinitel α , přičemž členy τ_o , V_M , dV a \bar{F} mohou být určeny následujícím způsobem:

- ◆ napětí je určeno hydrodynamickým odporem části elementu materiálu, na kterou působí tok kapaliny;
- ◆ objem fragmentu materiálu odděleného během interakce je určen maximální plochou, na které je vyvoláváno smykové napětí a částí povrchu elementu materiálu (zrna) podrobeného působení paprsku;
- ◆ byl přijat předpoklad, že objem interagující kapaliny a elementu materiálu jsou shodné;
- ◆ při konečné úpravě byl použit předpoklad, že síla \bar{F} je vyvolána hydrodynamickým odporem části elementu materiálu vyčnívající do toku kapaliny, přičemž v modelovaném okamžiku do toku vyčnívá právě polovina elementu materiálu (zrna).

Pro součinitel α je tak možno odvodit vztah, který lze zapsat ve tvaru

$$\alpha = 1 - \frac{C_f^2 \sqrt{2 \mu^3 \gamma_p^3 p_o^3 \rho_M^* k^*}}{\delta \sqrt{\rho_o \eta \sigma_s a e^{3\xi L}}} \quad (19)$$

Součinitel α v sobě skrývá podmínku porušování materiálu, neboť pro $\alpha \leq 0$ k porušení nedochází. Parametr $(1 - \alpha^2)$ je pak možno považovat za procento využití energie paprsku. Na základě této skutečnosti byl součinitel α nazván „energetický součinitel“.

Základní model je možno rozšířit na tzv. opakované průchody, při kterých stopa paprsku prochází opakovaně po téže dráze. V tom případě však paprsek při druhém a každém dalším průchodu vniká do již narušeného materiálu nebo vytvořené štěrbině, a proto jsou podmínky z hlediska pohybu a působení kapaliny odlišné, než při dopadu na původní povrch materiálu. Z toho důvodu byl zaveden útlumový součinitel toku kapaliny v drážce, a rovnice pro výpočet hloubky porušení materiálu a energetického součinitele - vztahy (13) a (19) - mají vyjádření

$$h_{n+1} = \frac{\pi d_o \sqrt{2 \rho_o \mu^3 \gamma_p^3 p_o^3 e^{-5(\xi L + \xi^* h_n^*)}} (1 - \alpha_n^2) \cos \theta}{4 \chi \rho_M \tilde{v}_P^{\rho_M} \left[\alpha_n^2 e^{-2(\xi L + \xi^* h_n^*)} \mu \gamma_p p_o + \frac{\rho_o}{\rho_M} \sigma \right]} \quad (20)$$

$$\alpha_n = 1 - \frac{C_f^2 \sqrt{2 \mu^3 \gamma_p^3 p_o^3} \rho_M^* k^*}{\delta \sqrt{\rho_o} \eta \sigma_s a e^{3(\xi L + \xi^* h_n^*)}} \quad (21)$$

$$h_n^* = h_1 + h_2 + h_3 + \dots + h_{n-1} + h_n \quad (22)$$

Konfrontace teoretických vztahů (13) a (22) s experimentálními výsledky byla prezentována Hlaváčem (1995 a 2000). Z tohoto porovnání vyplývá, že teoretické vztahy dosahují při popisu reality velmi dobré korelace s experimentálními výsledky, pokud je experimentální horninový materiál chladný.

Pro závislost hloubky porušení způsobeného vodním paprskem v horninovém materiálu na teplotě byly Hlaváčem (1999) odvozeny doplňkové vztahy umožňující stanovit hloubku vniku vodního paprsku do horninového materiálu vzhledem ke gradientu teploty; pro rostoucí teplotu platí rovnice (23), pro klesající pak rovnice (24)

$$h = h_{\max} e^{\ln\left(\frac{h_{eo}}{h_{\max}}\right) \frac{(t_{kr} - t)}{t_{kr}}} \quad (23)$$

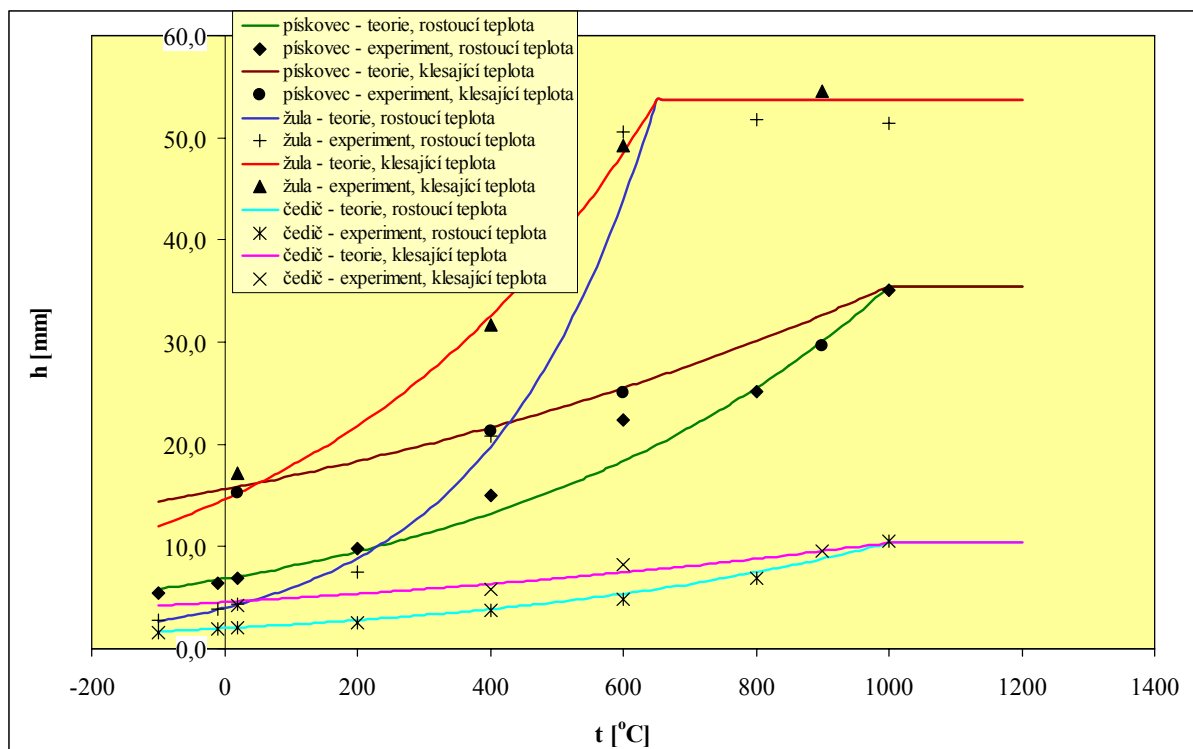
$$h = h_{\max} e^{\ln\left(\frac{h_{eo}}{h_{\max}}\right) \frac{(t_{kr} - t)}{2 t_{kr}}} \quad (24)$$

U obou těchto závislostí existuje část nelineární a část relativně konstantní (nad kritickou teplotou). Uvedený závěr koresponduje s dosavadními omezenými experimenty (Hlaváč et al. 2001). Hodnota kritické teploty může souviset jak s fázovými přechody v materiálu, což je předpoklad, který nebylo dosud možno dostatečně potvrdit, tak s odpařováním (zplyněním) části paprsku, zejména při teplotách nad 1000 °C. Pokračování výzkumu v této oblasti bylo začleněno do projektu přihlášeného ke Grantové agentuře České republiky. Konfrontace modelu mechanického působení s experimenty provedenými na třech typech hornin ve fázi ohřívání i chladnutí je prezentována na obr. 1.

4. Model tepelného působení

Při působení kapalinových paprsků na materiál je důležité, zda je vrstevnatý, porézni, homogenní či nehomogenní, zda obsahuje vnitřní pukliny, dutiny, diskontinuity apod. Speciální případy jsou pak tenké vrstvy horninového materiálu na podkladu odlišného charakteru. Potom záleží na teplotní roztažnosti obou materiálů a vazbách na styku obou materiálů. V zásadě může nastat jeden z těchto tří způsobů chování takové struktury:

- ◆ povrchová vrstva má teplotní roztažnost nižší než podkladový materiál
- ◆ povrchová vrstva má teplotní roztažnost stejnou jako podkladový materiál
- ◆ povrchová vrstva má teplotní roztažnost větší než podkladový materiál



Obr. 1. Porovnání teorie a experimentu na třech typech hornin při rostoucí i klesající teplotě.

Ve všech těchto případech může nastat ještě jedna ze tří možností, a to že soudržnost povrchové vrstvy (dále jen vrstvy) s podkladovým materiálem (dále jen podkladem) je vysoká, střední nebo nízká. Tyto případy jsou obecně platné a je možno je sledovat u nátěrů, nástřiků a jiných povrchových úprav, v případě vozovek (živičný povrch na betonovém podkladu), okují, atd. V praxi mohou nastat prakticky všechny kombinace tří způsobů chování struktury se třemi případy soudržnosti, celkem tedy devět možností. Efektivně využít odlišné chování materiálů při tepelném zatěžování k porušování a odstraňování vrstev je ovšem možné pouze u některých z nich. Jsou to ty případy, kdy je roztažnost materiálu vrstvy jiná než roztažnost materiálu podkladu a zároveň je soudržnost vrstvy a podkladu nízká až střední. Při změnách teploty pak dochází k vytvoření obdobné struktury jako se tvoří na dně vysychajícího rybníku (roztažnost materiálu vrstvy je nižší než u podkladu) nebo jako při puchření živičné vrstvy na betonovém podkladu chodníků či ulic (roztažnost materiálu vrstvy je vyšší než u podkladu). Při tepelném působení paprsku využíváme právě uvedených jevů, protože pro efektivní využití tohoto typu působení kapaliny je ideální, vytvoří-li se v materiálu trhliny. Výhodné jsou zejména ty na styku nerovnoměrně ochlazovaných vrstev. Trhliny vzniklé ve směru příčném k tloušťce vrstev pnutí v materiálu při smršťování či roztahování nebo průnikem paprsku a napětím jím způsobeným mohou být za určitých okolností také dostačující. Z uvedených důvodů jsou také případy vyznačující se slabou soudržností vrstev z hlediska tepelných efektů daleko příznivější než případy vrstev pevně lnoucích.

Odvození tepelného působení kapaliny se odvíjí od jejího množství, které dopadá na povrch materiálu v určitém časovém okamžiku. V prvním přiblížení je možno na proces pohlížet tak, že všechna kapalina, která se transformuje v trysce v paprsek, dopadá na povrch materiálu, na který působí. Rychlost určíme z modifikované Bernoulliho rovnice, ve které jsou zavedeny korekce na objemovou stlačitelnost a tření v trysce.

$$v = \sqrt{\frac{2\mu p_o \gamma_p}{\rho_o}} \quad (25)$$

Použijeme-li pak pro objem vytékající z trysky, která má obecně eliptický průřez (pro účely odstraňování vrstev materiálů v praxi výhodnější než kruhový) s poloosami a_e a b_e tento vztah

$$dQ_m = \rho_o \pi a_e b_e v dt \quad (26)$$

získáme po úpravě vztah pro množství vytékající a tedy i dopadající kapaliny ve tvaru

$$dQ_m = \sqrt{2\mu p_o \gamma_p} \rho_o \pi a_e b_e dt \quad (27)$$

Kontakt dopadajícího paprsku s povrchem materiálu lze v uvažovaném případě považovat za obdélníkový se stranami x_s a y_s . Plocha kontaktu je tedy

$$S_k = x_s y_s \quad (28)$$

Teplo, které převezme kapalina na kontaktu s materiálem, je obecně určeno vztahem

$$dQ = \alpha_p \Delta S \Delta t_p dt \quad (29)$$

Do tohoto vztahu však je možno dosadit pro konkrétní případ dopadu paprsku na materiál hodnoty, které vyplývají z interakčního procesu takto:

$$\alpha_p = \frac{\lambda}{\delta} \quad \Delta S = S_k = x_s y_s \quad \Delta t_p = t_M - t_K \quad dt = \frac{y_s}{v_p} \quad (30)$$

Množství odpařené kapaliny pak lze stanovit z tepla určeného vztahem (29) a skupenského tepla fázového přechodu tímto způsobem

$$dQ = l_v dm = \frac{\lambda}{\delta} x_s y_s (t_M - t_K) \frac{y_s}{v_p} \Rightarrow dm = x_s y_s^2 \frac{\lambda (t_M - t_K)}{\delta l_v v_p} \quad (31)$$

Předpokládáme-li, že vzniklá pára má k dispozici počáteční objem určený šířkou stopy paprsku, výškou vrstvy a délkou určenou z výšky vrstvy a náklonu paprsku ve směru kolmém ke hraně vrstvy, můžeme jej určit z těchto vztahů (podle toho, zda je určující výška vrstvy nebo rozměr stopy paprsku ve směru pohybu)

$$V_{ok} = \frac{l}{2} x_s v_{vr} \frac{v_{vr}}{\operatorname{tg} \beta} \quad (32)$$

$$V_{okx} = \frac{l}{2} x_s y_s y_s \operatorname{tg} \beta \quad (33)$$

Vztah (32) je potřeba použít v případě, že výška vrstvy je menší než potenciálně možná výška působení stopy kapalinového paprsku na hraně vrstvy určená z jejího rozměru ve směru pohybu a úhlu náklonu paprsku ($v_{sk} = y_s \operatorname{tg} \beta$).

Předpokládáme-li však, že vzniklá pára je sytá, má tlak určený tlakem kapaliny, která ji uzavírá ve štěrbině podél vrstvy. To vede k předpokladu, že se pára bude snažit zaujmout objem, který jí dle rovnovážného stavu náleží. Tento objem je dán jejím množstvím a měrným objemem.

$$V_{op} = v_{op} dm \quad (34)$$

Pára bude tedy konat práci při izotermickém ději a tato práce bude složena z působení dvou sil, které pára vyvolává na vrstvě. První síla vzniká na kontaktu vrstvy s podkladem - je to síla působící odtržení vrstvy. Druhá síla působí ohyb vrstvy na ploše dané její výškou a šířkou působení parního tlaku. Vzhledem k podmínkám odvození a reálným dějům předpokládáme, že šířka působení páry na vrstvu je totožná s šířkou paprsku. Práce páry je pak určena ze vztahů

$$A_p = \int_{V_1}^{V_2} p_p dV_p \quad \wedge \quad p_p V_p = n R T \quad (35)$$

Po dosazení za V_1 a V_2 ze vztahů (32) až (34), vyjádření p_p z uvedené stavové rovnice a následné integraci získáme pro práci páry tento vztah

$$A_p = n R T \ln \frac{2 v_{op} y_s^2 \lambda (t_M - t_K) \operatorname{tg} \beta}{v_{vr}^2 \delta l_v v_p} \quad \text{resp.} \quad A_p = n R T \ln \frac{2 v_{op} \lambda (t_M - t_K)}{\delta l_v v_p \operatorname{tg} \beta} \quad (36)$$

První případ je pro výšku vrstvy menší než potenciálně možná výška působení stopy kapalinového paprsku na hraně vrstvy určená z jejího rozměru ve směru pohybu a úhlu náklonu paprsku, druhý pak pro ostatní možnosti.

Označíme-li kontaktní plochu vrstvy s podkladem S_{vr} a příslušnou kontaktní pevnost σ_{kont} , dále pak ohybovou plochu vrstvy P_{vr} a příslušnou ohybovou pevnost σ_{ohyb} , můžeme celkovou sílu soudržnosti, jejíž působení musí překonat pára konající práci na vrstvě, vyjádřit tímto způsobem

$$F_{soudr} = \int_{S_{vr}} \sigma_{kont} dS_{vr} + \int_{P_{vr}} \sigma_{ohyb} dP_{vr} \quad (37)$$

Vymezíme-li dále plochy působení z rozměrů vrstvy, dostáváme toto vyjádření pro sílu ohybovou a kontaktní sílu soudržnosti

$$F_{ohyb} = \sigma_{ohyb} v_{vr} x_s \quad \wedge \quad F_{kont} = \sigma_{kont} y_{vr} x_s \quad (38)$$

Práce bude konána na dráze, která reprezentuje posunutí úlomku vrstvy. Tato dráha, malé posunutí, nechť je označena δ_{vr} (v praxi je zřejmě možno tento rozměr ztotožnit s velikostí zrna materiálu vrstvy), potom na základě předchozích úvah platí

$$n_{páry} R T_{sp} \ln \frac{V_2}{V_1} = F_{kont} \delta_{vr} + F_{ohyb} \delta_{vr} \quad (39)$$

Počet molů páry stanovíme z její hmotnosti, což je hmotnost odpařené vody na kontaktu s horkým materiálem určená vztahem (31).

$$n_{páry} = \frac{dm}{\mu_{vody}} = \frac{x_s y_s^2 \lambda (t_M - t_K)}{\mu_{vody} \delta l_v v_p} \quad (40)$$

Pro délku vrstvy odloupenou ve směru pohybu materiálu je potom na základě uvedených vztahů možno stanovit výslednou rovnici. V této rovnici je nahrazen podíl součinitele tepelné vodivosti λ a tloušťky mezní vrstvy δ součinitelem přestupu tepla α_p , který je možno stanovit na základě experimentu. Rovnice má dvojí podobu podle toho, zda se jedná o případ, kdy výška vrstvy je menší než potenciálně možná výška působení stopy kapalinového paprsku na hraně vrstvy určená z jejího rozměru ve směru pohybu a úhlu náklonu paprsku nebo ostatní případy.

$$y_{vr} = \frac{\alpha_p y_s^2 (t_M - t_K) R T_{sp} \ln \frac{2 \alpha_p v_{op} y_s^2 (t_M - t_K) \operatorname{tg} \beta}{v_{vr}^2 l_v v_P}}{\mu_{vody} \sigma_{kont} \delta_{vr} l_v v_P} - \frac{\sigma_{ohyb}}{\sigma_{kont}} v_{vr} \quad (41)$$

$$y_{vr} = \frac{\alpha_p y_s^2 (t_M - t_K) R T_{sp} \ln \frac{2 \alpha_p v_{op} (t_M - t_K)}{l_v v_P \operatorname{tg} \beta}}{\mu_{vody} \sigma_{kont} \delta_{vr} l_v v_P} - \frac{\sigma_{ohyb}}{\sigma_{kont}} v_{vr} \quad (42)$$

Částečně bylo možno prověřit tyto vztahy aplikací na porušování okují vznikajících na ocelových brámách po ohřevu před válcováním. Některé potřebné veličiny se podařilo změřit, jiné byly odhadnuty na základě měření materiálů srovnatelných vlastností s materiály okují. Z uvedených vztahů pak bylo vypočteno, že pravděpodobná délka vrstvy (okuje) odloupená ve směru pohybu paprsku y_{vr} leží v intervalu mezi 30 mm a 50 mm. Na základě konfrontace této hodnoty s velikostí zachovalých úlomků nalezených v okolí ostřikových zařízení v praxi je možno konstatovat, že výsledek teoretického modelu odpovídá skutečnosti.

5. Závěr

Formulace modelů pro působení vodního paprsku na horké materiály horninového typu naráží na nedostatek experimentálních možností a informací o materiálu, na nějž se má působit. Proto je nutno tomuto problému věnovat zvýšenou pozornost, aby bylo možno pro prezentované modely, které byly dosud odvozeny, získat dostatečné množství nezbytných informací. Především se jedná o zjištění vlastností materiálů a okrajových podmínek. Navzdory uvedeným omezením je třeba konstatovat, že modely v té míře, v jaké bylo možno je konfrontovat s experimentální skutečností, poskytují uspokojivé kvalitativní i kvantitativní výsledky.

6. Poděkování

Tato práce vznikla za podpory projektu CEZ:J17/98:273500007

7. Literatura

- Hlaváč, L.M. (1995) Physical Analysis of the Energy Balance of the High Energy Liquid Jet Collision with Brittle Non-Homogeneous Material, in: *Proc. 8th American Water Jet Conference* (T.J. Labus ed.), WJTA, Houston, Texas, pp.681-697
- Hlaváč, L.M. (1999) Theoretical and experimental investigation of a high energy waterjet efficiency on thermally treated rocks, in: *Proc. 10th American Waterjet Conference* (M. Hashish ed.), WJTA, Houston, Texas, pp.497-506
- Hlaváč, L. (2000) *Model pro řízení parametrů kapalínového paprsku při porušování materiálů v pevné fázi*. Doktorská disertační práce, VŠB-TU, Ostrava, 100 s.
- Hlaváč, L.M., Poláček, J. & Mádr, V. (2001) Disintegration of thermally treated rock materials by high-energy waterjet, in: *Proc. Symp. GEONICS 2001* (P. Konečný & A. Kožušníková eds), Institute of Geonics ASCR, Ostrava, pp.83-90

Seznam použitých symbolů

α	součinitel ztráty rychlosti paprsku kapaliny bez příměsí při interakci s materiálem v pevné fázi (energetický součinitel) ...[-]
α_n	součinitel ztráty rychlosti paprsku kapaliny při interakci s materiálem určený po n-tém průchodu paprsku stejnou stopou ...[-]
α_p	součinitel přestupu tepla do kapaliny ...[J. m ⁻² .K ⁻¹ .s ⁻¹]
a	střední velikost základní stavební jednotky materiálu - zrna ...[m]
a_e	hlavní poloosa elipsy (eliptického otvoru trysky) ...[m]
A_p	práce, kterou vykoná pára rozepnutím se mezi objemem V_1 a V_2 ...[J]
β	úhel odklonu plochy dlátovitého paprsku od roviny kolmé k materiálu ...[rad]
b_e	vedlejší poloosa elipsy (eliptického otvoru trysky) ...[m]
C_x	součinitel odporu čela paprsku při průniku tekutým kontinuem ...[-]
δ	tloušťka mezní vrstvy v kapalině ...[m]
δ_{vr}	posunutí mezi podkladovým materiálem a vrstvou ...[m]
d_o	průměr vodní trysky ...[m]
d_L	průměr paprsku ve vzdálenosti L od ústí trysky ...[m]
E_o	energie nestlačené části kapaliny ...[J]
E_e	energie ztracená expanzí kapaliny ...[J]
E_k	kinetická energie kapaliny ...[J]
E_r	energie spotřebovaná na překonávání odporu prostředí ...[J]
E_A	energie spotřebovaná na práci sil překonávajících pevnost materiálu ...[J]
E_L	energie paprsku ve vzdálenosti L od výstupu z trysky ...[J]
\tilde{E}_L	kinetická energie paprsku opouštějícího interakční prostor, je-li povrch materiálu ve vzdálenosti L od výstupu z trysky ...[J]
E_M	kinetická energie materiálu rozrušeného paprskem v interakčním prostoru ...[J]
E_Q	energie paprsku přeměněná při interakci s materiálem na teplo ...[J]
E_Z	energie paprsku ztracená při interakci s materiálem vlivem tření ...[J]
f_o	porosita ...[-]
\bar{F}	síla odporu proudu na stavební jednotce materiálu ...[N]
F'	síla vyvolávající ve stavební jednotce materiálu smykové napětí ...[N]
F_{ohyb}	síla působící ohyb vrstvy ...[N]
F_{kont}	síla působící odtržení vrstvy na kontaktu s podkladovým materiálem ...[N]
F_{soudr}	síla soudržnosti vrstvy ...[N]
γ	stlačitelnost kapaliny při tlaku p_o ...[Pa ⁻¹]
γ_p	zkrácený vztah $(1 - \gamma p_o)$...[-]
η	dynamická viskozita kapaliny ...[N.s.m ⁻²]
θ	úhel mezi osou paprsku a kolmicí v bodě, kde osa protne povrch materiálu v rovině obsahující vektor postupové rychlosti ...[rad]
h	hloubka porušení materiálu (resp. hloubka řezu) ...[m]

h_{eo}	experimentálně zjištěná hloubka porušení materiálu (resp. hloubka řezu) při teplotě 0 °C (resp. 20 °C), přičemž materiál nebyl od svého vzniku výrazně tepelně ovlivněn (teplotami nad 120 °C) ...[m]
h_{max}	maximální hloubka vniku kapalinového paprsku do materiálu ...[m]
h_n	hloubka porušení materiálu při n-tém průchodu stopy paprsku stejnou trajektorií na povrchu materiálu ...[m]
h_n^*	sumární hloubka porušení materiálu po n-tém průchodu stopy paprsku v případě opakovaných průchodů stejnou trajektorií na povrchu materiálu ...[m]
χ	součinitel rozšíření odraženého paprsku při jeho smísení s rozrušeným materiálem (součinitel rozšíření stopy paprsku) ...[-]
κ	součinitel kvality zpracování trysky ...[-]
k	propustnost materiálu ...[m ²]
k^*	"dynamická" propustnost materiálu ...[m ²]
λ	tepelná vodivost kapaliny ...[J.K ⁻¹ .s ⁻¹ .m ⁻¹]
l_v	měrné skupenské teplo varu kapaliny ...[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
L	vzdálenost povrchu materiálu nebo vyšetřované roviny kolmé k ose paprsku od výstupního ústí kapalinové trysky resp. usměrňovací trubice ...[m]
L_{max}	maximální dosah paprsku (vzdálenost od výstupního ústí trysky, ve které kinetická energie klesne na úroveň odpovídající tlaku okolního prostředí) ...[m]
μ	ztrátový součinitel trysky ...[-]
μ_r	součinitel vnitřního tření ...[-]
μ_{vody}	poměrná molekulová hmotnost vody ...[-]
n	počet molů páry ...[-]
Q	teplo ...[J]
Q_m	hmotnostní průtok kapaliny ...[kg.s ⁻¹]
p_o	tlak kapaliny před tryskou (v čerpadle) ...[Pa]
p_{env}	tlak prostředí, do něhož paprsek vystupuje ...[Pa]
p_p	tlak páry ...[Pa]
P_{vr}	plocha ohybového namáhání vrstvy ...[m ²]
q	součinitel jakosti trysky ...[-]
ρ	hustota stlačené kapaliny ...[kg.m ⁻³]
ρ_o	hustota kapaliny za normálních podmínek ...[kg.m ⁻³]
ρ_{env}	hustota prostředí mezi výstupem z trysky a povrchem materiálu ...[kg.m ⁻³]
ρ_M	měrná hmotnost porušovaného materiálu objemová (včetně pórů) ...[kg.m ⁻³]
ρ_M^*	měrná hmotnost porušovaného materiálu (bez pórů) ...[kg.m ⁻³]
R	univerzální plynová konstanta
σ	pevnost materiálu, na který paprsek působí (v tlaku, tahu či ve smyku) ...[Pa]
σ_{kont}	kontaktní pevnost vrstva – podkladový materiál ...[Pa]
σ_{ohyb}	pevnost materiálu vrstvy v ohybu ...[Pa]
σ_s	pevnost materiálu, na který paprsek působí, ve smyku ...[Pa]

σ_M	mechanické napětí způsobené odporem materiálu vůči proudu kapaliny ...[Pa]
S	plocha ...[m ²]
S_k	plocha stopy paprsku na povrchu materiálu ...[m ²]
S_M	plocha, na které vytváří paprsek porušení překonáním pevnosti materiálu ...[m ²]
τ_o	napětí způsobené paprskem na materiálu ...[Pa]
t	čas ...[s]
t_{kr}	kritická teplota fázového přechodu v materiálu ...[°C]
t_K	teplota kapaliny ...[°C]
t_M	teplota materiálu ...[°C]
t_p	teplota (přestupu tepla) ...[°C]
T	absolutní teplota ...[K]
T_{sp}	absolutní teplota syté páry ...[K]
v	rychlost ...[m.s ⁻¹]
v_o	rychlost kapalinového paprsku bez přísad na výstupu z kapalinové trysky ...[m.s ⁻¹]
v_{vr}	tloušťka vrstvy ...[m]
v_{op}	měrný objem syté páry ...[m ³ .kg ⁻¹]
v_{sk}	výška parního polštáře před hranou vrstvy ...[m]
v_L	rychlost ve vzdálenosti L od výstupního ústí trysky ...[m.s ⁻¹]
\tilde{v}_L	rychlost paprsku po interakci ve vzdálenosti L od výstupního ústí trysky ...[m.s ⁻¹]
\bar{v}_M	střední rychlost porušeného materiálu odcházejícího z interakčního prostoru ...[m.s ⁻¹]
v_{MO}	rychlost porušování materiálu ...[m.s ⁻¹]
v_p	rychlost posuvu stopy paprsku po povrchu materiálu ...[m.s ⁻¹]
\tilde{v}_p	modifikovaná rychlost posuvu stopy paprsku po povrchu materiálu ...[m.s ⁻¹]
V	objem kapaliny vstupující do interakčního prostoru ...[m ³]
V_I	počáteční objem páry ...[m ³]
V_2	konečný objem páry ...[m ³]
\tilde{V}	objem kapaliny vystupující z interakčního prostoru ...[m ³]
V_o	objem kapaliny ...[m ³]
V_{ok}	objem odpařené kapaliny ...[m ³]
V_{op}	objem syté páry ...[m ³]
V_M	objem materiálu interagující s kapalinou ...[m ³]
V_p	objem páry ...[m ³]
V_v	vztažná veličina porušení materiálu (buď objem nebo plocha) ...[m ³] nebo [m ²]
x_s	rozměr stopy paprsku na povrchu materiálu příčně ke směru postupové rychlosti této stopy...[m]
y_s	rozměr stopy paprsku na povrchu materiálu ve směru postupové rychlosti ...[m]
y_{vr}	rozměr odloupené části vrstvy od podkladu ve směru postupové rychlosti ...[m]
ξ	součinitel útlumu kapalinového paprsku mezi tryskou a materiálem ...[m ⁻¹]
ξ^*	součinitel útlumu kapalinového paprsku v již vytvořené drážce ...[m ⁻¹]