

INFLUENCE OF SPECIMEN THICKNESS ON ELASTIC-PLASTIC DEFORMATION MECHANICS AHEAD OF THE FATIGUE CRACK FRONT

O. Šimek*, V. Oliva*, A. Materna*

Summary: Growing fatigue cracks with a straight front in Al-alloy sheets of three different thicknesses 0.5 mm, 1 mm and 2 mm are modelled using three-dimensional finite element method. FEM model is considered as elastic-plastic with kinematic hardening, small strain formulation, and contact algorithm which reflects the crack closing and opening. Some interesting parameters of stress-plastic strain field ahead of the crack front (stress, plastic strain, strain energy density and plastic zone size) are studied. While the stress distribution under the free surface is not influenced by the specimen thickness, plastic strains are more intensive in the case of thinner specimens.

1. Úvod

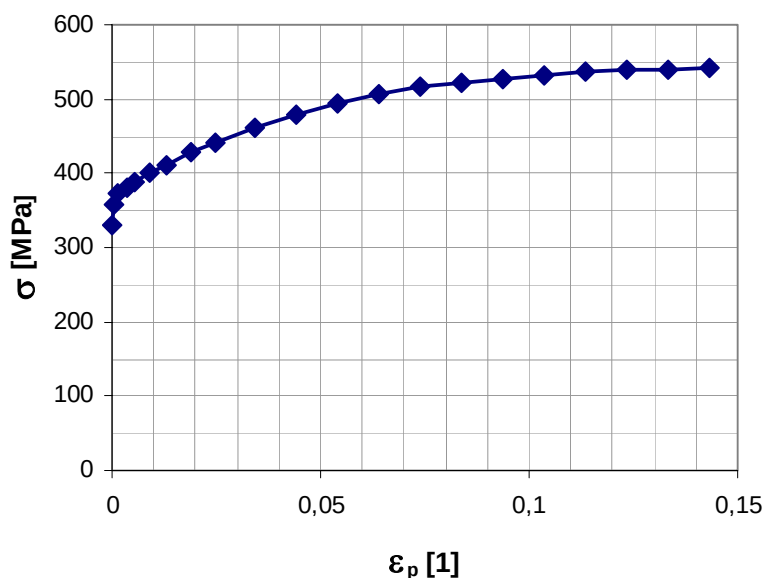
K predikci chování dlouhých únavových trhlin se dnes běžně a s úspěchem používají metody a parametry lineární lomové mechaniky. V posledních deseti letech se však objevují pokusy o co nejvěrnější přímé modelování skutečné cyklické napjatosti a mechaniky cyklické plastické deformace v procesní oblasti před čelem trhliny pomocí metody konečných prvků. Tyto simulace jsou dosti náročné a leží zatím mimo oblast přímého využití v praktických inženýrských výpočtech. Mohou být však užitečné pro studium vlivu různých faktorů na chování trhliny, např. parametrů zatěžujícího režimu a jejich náhlých změn, vedoucích k dočasné retardaci či urychlení trhliny, vlivu plastických vlastností materiálu, geometrie tělesa s trhlinou apod. I když nejvhodnější napěťová nebo deformační kritéria se stále ještě hledají, podařily se dokonce i vcelku přesné odhady rychlosti šíření trhliny přímo z takových simulací (Fissolo et al., 2000).

Příspěvek navazuje na předchozí 2D modely únavové trhliny za předpokladu rovinné napjatosti či deformace (Oliva et al., 1997), 3D modely trhlin s přímým (Oliva et al., 2001), nebo zakřiveným čelem (Oliva et al., 2003), nebo prostorové trhliny se smykovými okraji (Materna & Oliva, 2005) a je prvním pokusem o rozšíření těchto modelů o další parametr – tloušťku tělesa. Nejde o to, že by tloušťka nějakým zvlášť významným způsobem ovlivňovala rychlost šíření trhliny. Cílem je spíše doplnění obecné představy o skutečné povaze namáhání materiálu na čele trhliny a stanovení meze použitelnosti 2D modelů.

* Ondřej Šimek, Doc. Ing. Vladislav Oliva, CSc., Ing. Aleš Materna, Ph.D.: Katedra materiálů, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze; Trojanova 13, 120 00 Praha 2; tel.: +420.224 358 525, fax: +420.224 358 523; e-mail: Ondrej.Simek@fjfi.cvut.cz

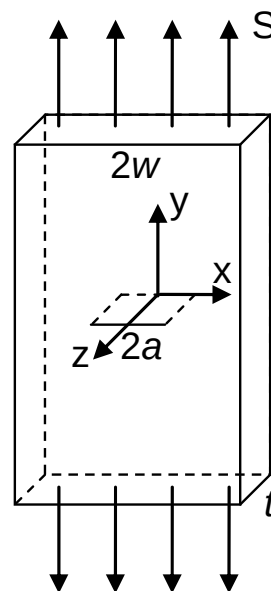
2. Simulovaná tělesa s únavovými trhlinami a MKP model

Model předpokládá plochá CCP tělesa o šířce $2W = 58$ mm a délce $2L = 180$ mm s centrální rovinnou únavovou trhlinou s přímým čelem, rostoucí v tahovém módu až na konečnou modelovou délku $a = 6.525$ mm. Tloušťka tělesa je 2 mm, resp. 1 mm, resp. 0,5 mm. Mechanické vlastnosti odpovídají slitině Al 2024-T42 s modulem pružnosti 70 GPa, Poiss. číslem 0,34 a kinematickým zpevňováním podle obr. 1. Zatížení je míjivé s maximální hodnotou $S = 44,96$ MPa. Tomu odpovídá rozkmit faktoru intenzity napětí $\Delta K = 6,72 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$. Parametry úloh odpovídají až na tloušťku (6 mm) a tvar čela (zakřivený) trhlině ve vzorku P6 z prací (Kunz, 2001; Oliva et al., 2003). Právě od uvedené hodnoty ΔK se začaly tvořit smykové okraje a trhlina začala postupně přecházet do smykového módu.



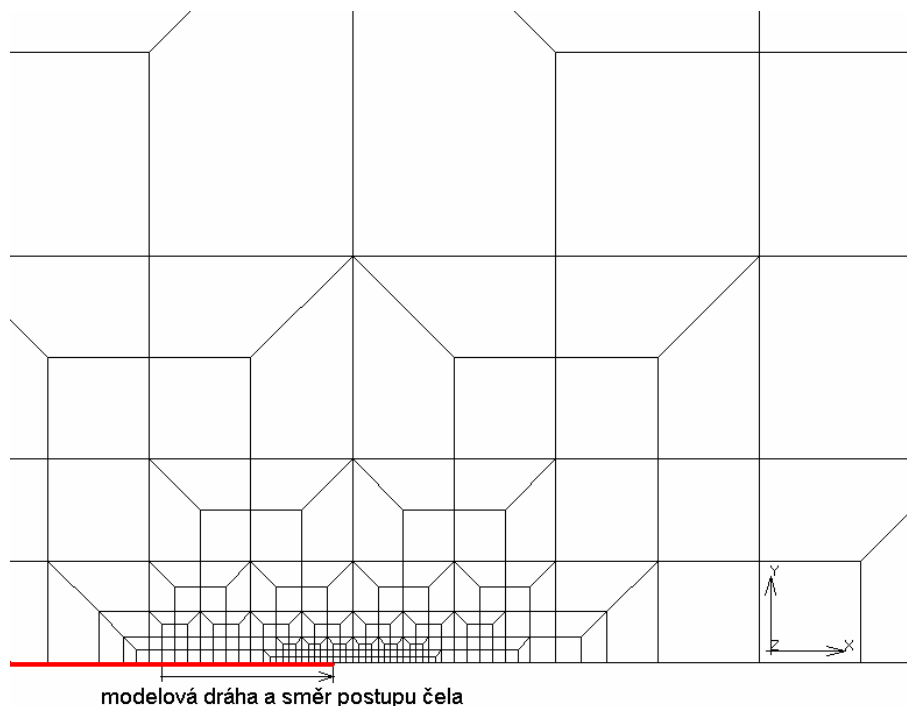
Obr. 1 Zpevňování slitiny Al 2024-T42 (v inženýrských veličinách)

Zavedení souřadnic ukazuje obr. 2. Volný boční povrch tělesa představuje rovina $z = 0$. Symetrie umožnila řešit pouze osminu tělesa ($x, y, z > 0$), když uzlům v rovinách symetrie byl zakázán kolmý posuv. Výjimkou byla část uzlů v rovině symetrie (x, z), která se nacházela na lici trhliny.



Obr. 2 Zavedení souřadného systému v CCT tělese

Poloautomatickým generátorem byla nejprve vytvořena 2D síť v rovině $z = 0$ podle obr. 3. Nejjemnější prvky ($10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$) se nacházely v okolí modelové dráhy postupu čela. Vytažením 2D sítě do směru z po krocích: $4 \times 2\ \mu\text{m}$, $3 \times 4\ \mu\text{m}$, $3 \times 10\ \mu\text{m}$, $9 \times 50\ \mu\text{m}$, a dále po $100\ \mu\text{m}$ až na potřebnou polovinu tloušťky, vznikla síť šestistěnných lineárních prvků, potřebná pro 3D model trhliny s přímým čelem. Druhou líc trhliny simulovala tuhá kontaktní plocha, zabraňující uzlům na lici proniknout pod rovinu (x,z) .



Obr. 3 2D síť v okolí čela

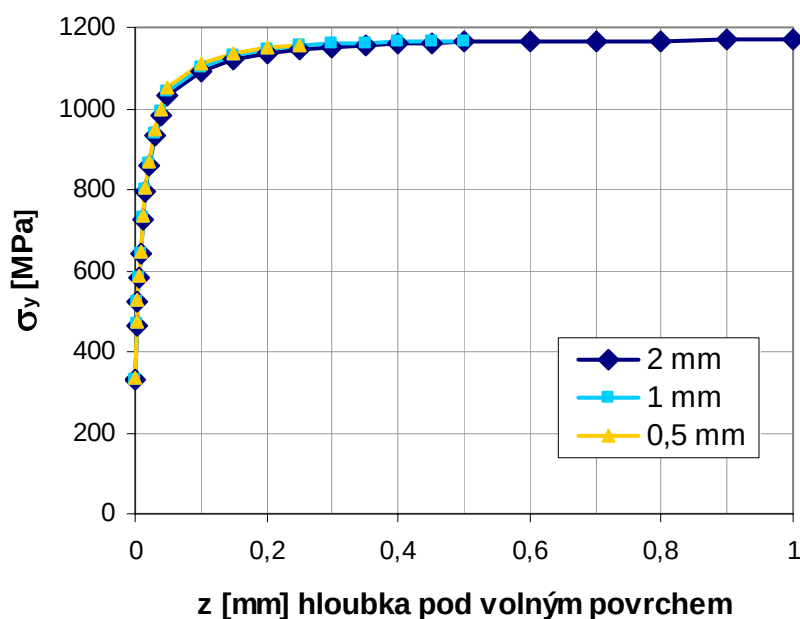
Počáteční délka trhliny je $a_0 = 6,255\ \text{mm}$. Při elastoplastické simulaci se pravidelně střídaly „aktivní“ zátěžné cykly (s předepsaným pohybem čela o délku jednoho prvku) a „hluché“ cykly (bez pohybu). Postup čela trhliny během aktivního cyklu byl realizován příslušnou změnou okrajových podmínek pro kolmé posuvy. Během 40 modelových cyklů zatížení postoupila zavírající a otevírající se únavová trhlina až na konečnou délku $a = 6.525\ \text{mm}$. Všechny vyhodnocované veličiny se odečítaly z výsledků pro poslední hluchý cyklus. Tento postup vycházel z předpokladu, že ustálená mechanika elastoplastické deformace na čele stojící trhliny je blízká skutečnosti, protože změřená rychlost šíření trhliny činí řádově jen setiny $\mu\text{m}/\text{cyklus}$. Simulace byly provedeny pomocí software MSC.Marc (verze 2005) za předpokladu malých deformací.

Pro správnou kvantitativní simulaci procesů na čele trhliny je důležité, aby konečné prvky byly v oblasti plastické zóny dostatečně malé. Popsaný model tomuto požadavku příliš nevyhovuje, protože cyklická plastická deformace se ve středu tloušťky tělesa odehrává jen v rozsahu jednoho, dvou prvků před čelem. Cílem simulací nebylo však získání co nejpresnějších číselných hodnot vystupujících veličin, ale spíše kvalitativní porovnání jednotlivých veličin u různě tlustých těles a zachycení jednotlivých zajímavých trendů.

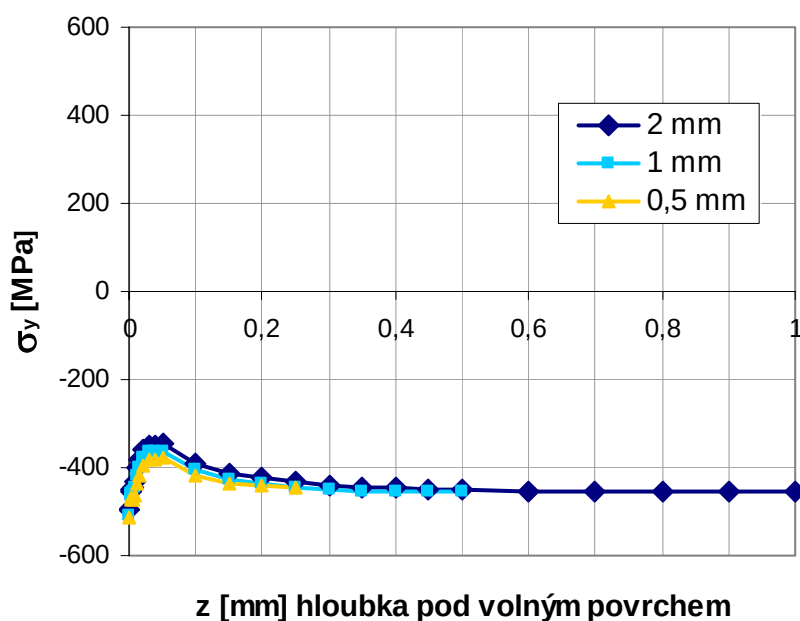
3. Výsledky výpočtů a jejich diskuse

Napětíový cyklus

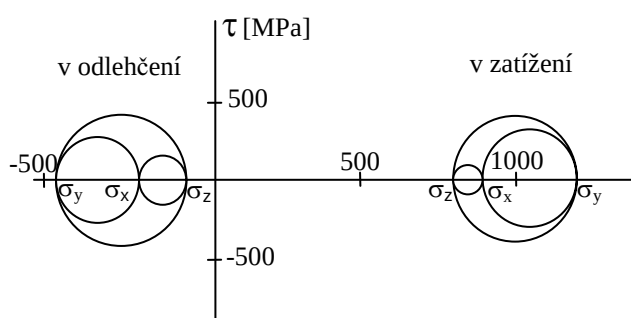
Vliv tloušťky tělesa na napětíový cyklus na čele únavové trhliny je dán efektem volného povrchu. Průběh nejdůležitějšího normálového napětí σ_y v rovině trhliny podél jejího čela v okamžiku maximálního zatížení a po odlehčení ukazují pro tělesa všech tloušťek obr. 4 a obr. 5. Absence napětí σ_z u volného povrchu vede k tomu, že růst σ_y se při růstu zatížení zastavuje na nízkých hodnotách (obr. 4), podobně jako u 2D řešení za předpokladu rovinné napjatosti. Vliv volného povrchu na zbytková napětí po odlehčení není podle obr. 5 tak výrazný. Z obou obrázků je však vidět, že ovlivnění napětí volným povrchem se projevuje jen do velmi malé hloubky (řekněme 0,2 mm), a že je prakticky nezávislé na tloušťce tělesa. To platí i pro ostatní složky napětí. Napětíový cyklus ve větší hloubce pod povrchem je u všech studovaných trhlín stejný a odpovídá 2D elastoplastickému řešení za předpokladu rovinné deformace (Oliva et al., 2001). Jinak řečeno, o převládajícím stavu rovinné deformace na čele trhliny, s charakteristickou trojosou napjatostí, lze při dané geometrii a zatížení hovořit již od tloušťky kolem 1 mm. Napětíový cyklus všude blízky rovinné napjatosti by bylo možno naopak očekávat až u tloušťek menších než 0,1 mm, kdy by silně ovlivněná oblast zasahovala celé čelo. Pak by se ovšem trhlina pravděpodobně šířila již ve smykovém módu a předpoklady modelu by neodpovídaly skutečnosti.



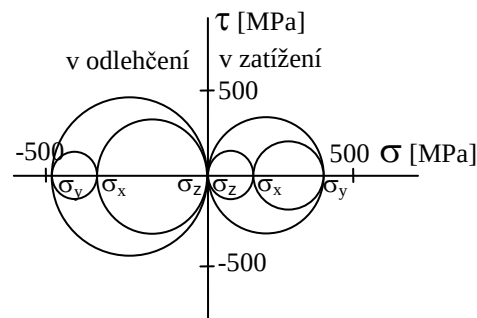
Obr. 4 Průběh napětí σ_y podél čela trhliny při max. zatížení

Obr. 5 Průběh napětí σ_y podél čela trhliny po odlehčení

Charakter cyklického namáhání na čele únavové trhliny v tahovém módu ukazují přehledně Mohrovy diagramy pro okraj a střed čela trhliny ve 2 mm tělese - obr. 6 a 7. Na většině čela jde o výrazně trojosý cyklický tah-tlak s vysokou maximální hodnotou tahového napětí σ_y v rovině trhliny (obr. 6). V okrajové oblasti čela ovlivněné volným povrchem, nebo hypoteticky na celém čele trhliny ve velmi tenkém tělese, je toto napětí více než 3x menší (obr. 7). Největší rozkmit smykového napětí u volného povrchu vychází naopak o něco vyšší a působí v rovině půlící úhel mezi rovinami (x,y) a (x,z) .



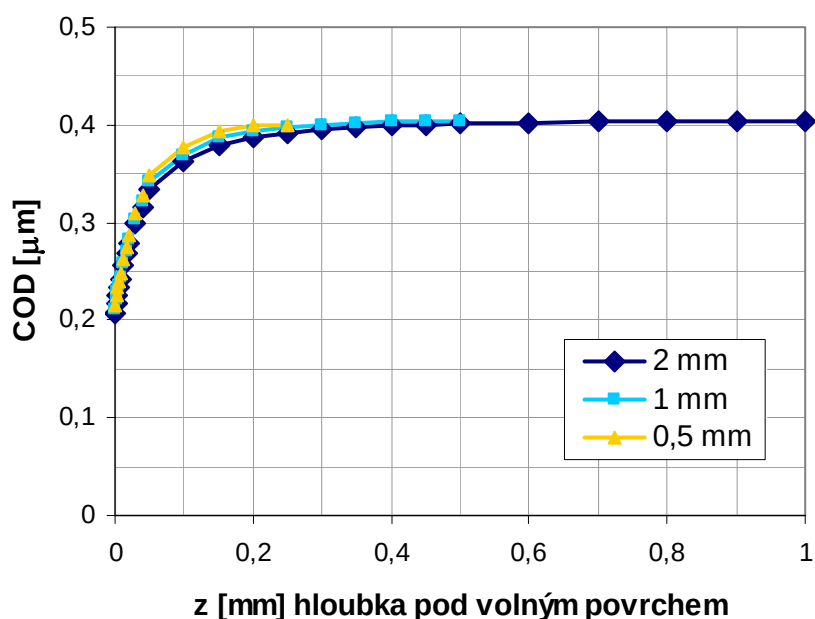
Obr. 6 Střed tloušťky



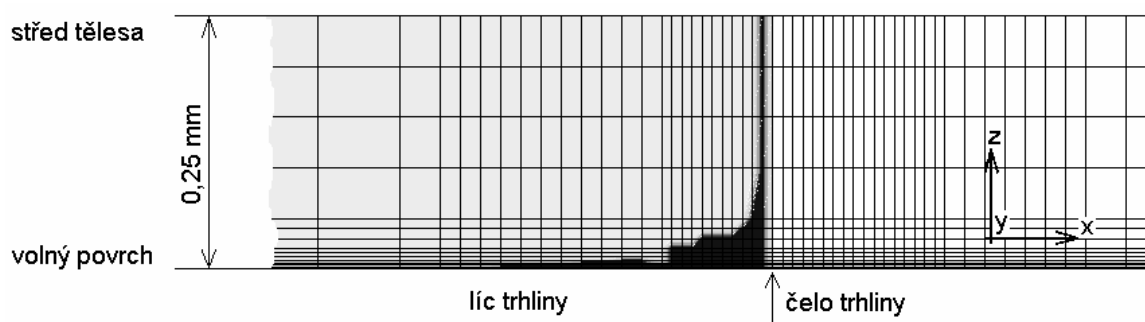
Obr. 7 Volný povrch

Deformační cyklus na čele trhliny

Otevření modelových trhlín v relativně velké vzdálenosti za čelem (posuv u_y) při maximálním zatížení ukazuje obr. 8. U volného povrchu se trhlina otvírá méně než ve střední části čela a při odlehčení se zde intenzivněji zavírá (obr. 9). Tyto globální deformační charakteristiky nejsou příliš citlivé na tloušťku tělesa.



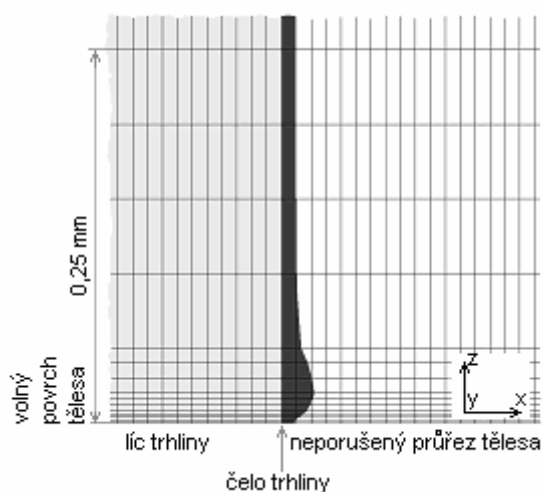
Obr. 8 Průběh COD 10 μm od čela trhliny při max. zatížení



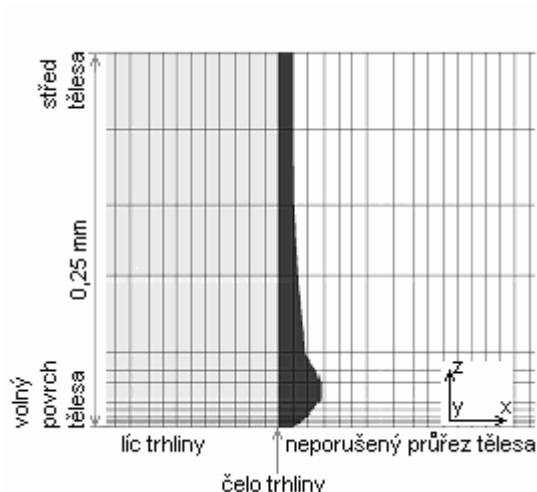
Obr. 9 Oblast zavírání únavové trhliny v tělese o tloušťce 0,5 mm

Tvar statické plastické zóny ($\epsilon_{py} \geq 0,002$) v rovině trhliny před jejím čelem ukazují obr. 10 a 11. Samotné hodnoty relativního plastického protažení do směru zatížení ϵ_{py} na čele jsou vyneseny na obr. 12. Celková úroveň této plastické deformace je relativně nízká a s klesající tloušťkou tělesa mírně roste. U velmi tenkostěnného tělesa s rovinnou napjatostí by byla výrazně vyšší. Plastická deformace přímo na volném povrchu vychází u všech tloušťek

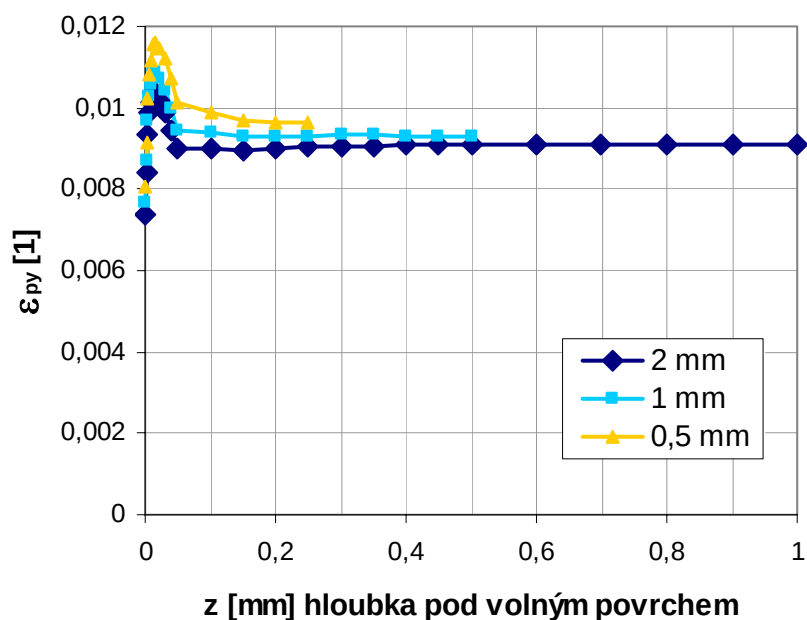
překvapivě dokonce ještě nižší než ve střední části čela, kde odpovídá rovinné deformaci. V malé hloubce pod povrchem však ε_{py} přece jen vzroste a zhruba 20 μm od povrchu dosahuje absolutního maxima na celém čele. Tento efekt je známý a je popsán např. v práci Daniewicz & Aveline (2000).



Obr. 10 Pl. zóna v 2 mm tlustém tělese

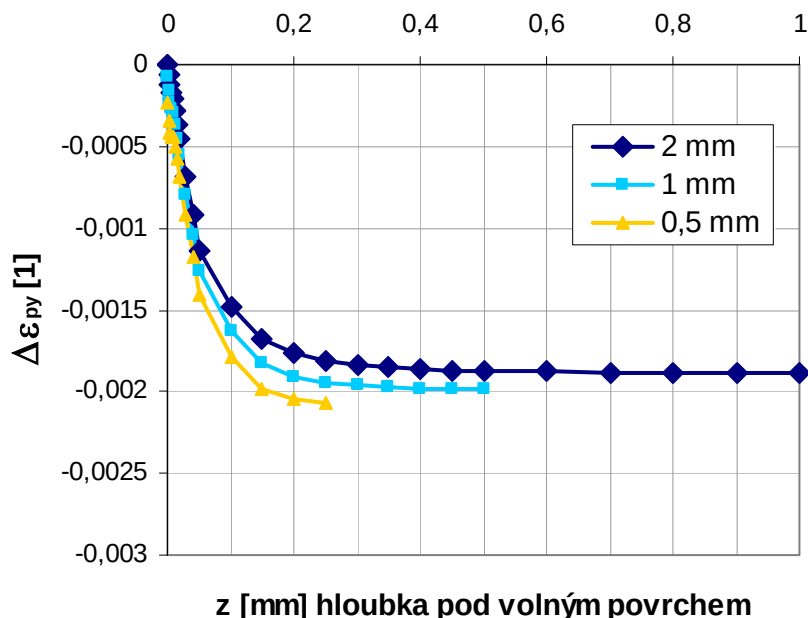


Obr. 11 Pl. zóna v 0,5 mm tlustém tělese

Obr. 12 Průběh plast. def. ε_{py} podél čela trhliny v max. zatížení

Šíření únavové trhliny lze chápat jako pokračující lokalizovanou nízkocyklovou únavu materiálu v jejím kořeni. Zajímavější než naakumulovaná jednosměrná plastická deformace

ε_{py} je proto rozkmit plastické deformace $\Delta\varepsilon_{py}$ na obr. 13 (záporná hodnota rozkmitu je zde dána jen tím, že je počítán ze zpětného plastického stlačení v odlehčovací polovině hluchého cyklu).



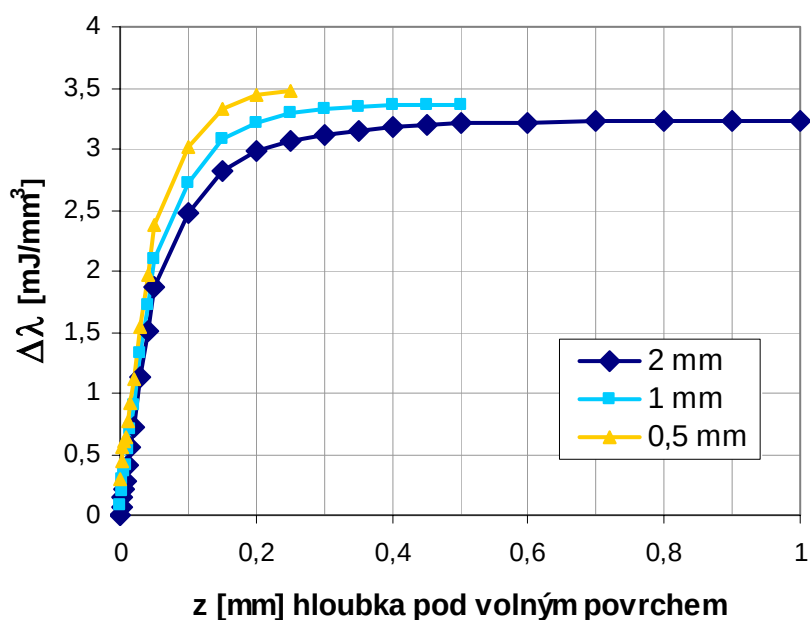
Obr. 13 Přírůstek plast. def. $\Delta\varepsilon_{py}$ na čele trhliny při odlehčení

Nejvyšší rozkmit plastické deformace na čele trhliny vykazuje opět těleso s nejmenší tloušťkou. Velikost rozkmitu $\Delta\varepsilon_{py}$ však na rozdíl od ε_{py} u všech tloušťek plynule roste od povrchu směrem do nitra tělesa. Poznamenejme, že u volného povrchu je i $\Delta\varepsilon_{py}$ mnohem nižší, než by vyplývalo z odpovídající elastoplastické 2D úlohy za předpokladu rovinné napjatosti (Oliva et al., 2001). Běžná představa o rovinné napjatosti v okolí vyústění trhliny s přímým čelem na volný povrch je správná jen co do charakteru napjatosti, nikoliv plastické deformace.

Z hlediska obecnějšího pohledu na mechaniku deformace před čelem únavové trhliny je zajímavé porovnání „deformačních“ výsledků na obrázcích 12, 13 s „napětovými“ obrázky 4 a 5. Je vidět, že průběhy napětí podél čela na tloušťce tělesa prakticky nezávisí, zatímco průběhy deformačních veličin ano. Poškozující plastická deformace v daném místě před čelem trhliny není tedy dána jen ustáleným napětovým cyklem v tomto místě, ale souvisí zřejmě i s celkovým charakterem napětového pole podél celého čela. Rozdíly mezi studovanými případy nejsou velké, ale výpočty přece jen ukazují, že kolem čela trhliny v tělese o menší tloušťce se plastická deformace rozvíjí snadněji. Čistě napětové kritérium pro predikci lokální rychlosti čela nemusí proto vždy vyhovovat, stejně jako kritérium lokálního rozkmitu faktoru intenzity napětí ΔK , který charakterizuje napjatost jen v „místní“ rovině kolmé na čelo. V „elastickém“ pojetí lze vliv volného povrchu a tedy i tloušťky interpretovat jako změnu napětové singularity u vyústění čela (Nešpůrek & Knésl, 2003).

Rychlost šíření trhliny a dissipovaná deformační energie

Přijmeme-li představu nízkocyklové únavy na čele únavové trhliny, je možné pro odhad lokální rychlosti čela použít buď kritérium Manson-Coffinova typu, založené na rozkmitu plastické deformace podle Obr. 13 (Davidson & Lankford, 1983), nebo nějaké kritérium energetické, kterých se v poslední době objevila celá řada, např. (Skelton et al., 1998; Pandey & Chand, 2003), a které odráží jak deformační, tak napěťové pole. Např. podle Sihova původního modelu (Sih & Moyer, 1983) dochází před trhlinou k ukládání energie spojené s plastickou deformací, která poškozuje materiál. Trhlina se při každém cyklu rozšíří až tam, kde hustota této energie (úroveň poškození) dosáhne jisté kritické hodnoty, vyplývající např. z běžných nízkocyklových únavových zkoušek. Průběh hustoty této energie $\Delta\lambda$, ukládané v kořeni trhliny během jednoho zátěžného cyklu, podél čela únavové trhliny ukazuje obr. 14, který má (až na znaménko) podobný charakter jako obr. 13 pro rozkmit plastické deformace. Podle obou přístupů by se tedy přímé čelo únavové trhliny mělo v tenčím tělese šířit o něco málo rychleji.



Obr. 14 Přírůstek hustoty energie plast. def. $\Delta\lambda$ v hluchém cyklu

Studium tvaru a chování skutečných čel únavové trhliny ukazuje, že realita je poněkud složitější (Oliva et al., 2003; Denk et al., 2005). Když se okraj přímého čela se v důsledku nízkého rozkmitu plastické deformace či disipace energie opozdí, čelo se zakříví a tím dojde k přetížení jeho okrajové části. Napjatost u okraje čela se příliš nezmění, vzrostou zde však hodnoty $\Delta\epsilon_{py}$, $\Delta\lambda$ a okraj se přestane opožďovat. Skutečné čelo je vždy zakřivené tak, aby mělo prakticky stejnou rychlost v celé délce. Z probíhajících experimentů ovšem vychází, že zakřivení čela není jen otázkou čistě mechanickou, ale závisí i na materiálu. Parametry Manson-Coffinova vztahu nebo Sihova kritická hustota energie nemusí být totiž obecně konstanty, ale mohou u konkrétních materiálů záviset i na charakteru cyklické deformace, který se ve střední části čela a na jeho okraji liší.

4. Závěr

V práci bylo pomocí 3D metody konečných prvků simulováno cyklické pole napětí a plastické deformace na přímém čele hypotetických centrálních únavových trhlin rostoucích v tahovém módu v CCP tělesech 180×58 mm z Al slitiny o tloušťkách 0,5 mm, 1 mm a 2 mm při rozkmitu faktoru intenzity napětí $\Delta K = 6,72 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$ a parametru asymetrie $R = 0$. Simulace ukázaly, že:

- napěťový cyklus na většině délky čela trhlin prakticky nezávisí na tloušťce a odpovídá představě o napjatosti za podmínek rovinné elastoplastické deformace. Jen v těsné blízkosti okraje čela je napěťový cyklus ovlivněn přítomností volného povrchu. Ovlivnění sahá u všech tloušťek do stejné hloubky $\sim 0,2 \text{ mm}$ a má stejný průběh. S klesající tloušťkou tělesa se tedy mění jen podíl délky ovlivněné oblasti na celkové délce čela. Napěťový cyklus blízký rovinné napjatosti převládá na čele trhliny až při tloušťkách menších než cca 0,1 mm.
- větší vliv má tloušťka tělesa na cyklickou plastickou deformaci na čele trhliny. Celková úroveň rozkmitu cyklické plastické deformace i hustoty energie, ukládané při plastických deformacích v kořeni trhliny, s klesající tloušťkou mírně roste. Podle představy o lokální nízkocyklové únavě na čele únavové trhliny by tedy rychlost šíření trhliny s přímým čelem měla s klesající tloušťkou mírně růst.
- rozkmit plastické deformace i hustota poškozující energie jsou v okrajové oblasti čela, ovlivněné volným povrchem, výrazně nižší než by odpovídalo elastoplastickému 2D řešení za předpokladu rovinné napjatosti a dokonce nižší než ve střední části čela. Ve skutečnosti se proto okraj původně přímého čela začne opožďovat, čelo se zakříví a jeho okrajová část se přetíží tak, aby rychlost pohybu čela byla v celé délce přibližně stejná.

5. Poděkování

Tato práce vznikla za laskavé podpory výzkumného záměru MSM6840770021 „Diagnostika materiálů“.

6. Literatura

- Daniewicz, S. R. & Aveline C. R. (2000) Strip-yield and finite element analysis of part-through surface flaws. *Engineering Fracture Mechanics*, 67, pp. 21-39.
- Davison, D.L. & Lankford, Jr. J. (1983) Fatigue crack tip strains in 7075-T6 aluminium alloy by stereoimaging and their use in crack growth models, in: *ASTM STP 811*, ASTM, pp. 371-399.
- Denk, T., Oliva, V. & Materna, A. (2005) Critical Strain Energy Density Along the Curved Front of the Growing Fatigue Crack. *Materials Science Forum*, 482, pp. 307-310.
- Fissolo, A., Le Roux, J.C., Mottot, M., Maillot, V., Jayet-Gendrot, S., Degallaix, S. & François, D (2000) Fatigue behaviour of aged austeno-ferritic steels, in: *Proc. 13th European Conference on Fracture - Fatigue* (M. Fuentes, M. Elices, A. Martín-Meizoso & J. M. Martínez-Esnaola eds), Elsevier Science Ltd., 8 p.

- Kunz, J. (2001) Vliv smykových okrajů na rychlost šíření únavové trhliny in: *Degradácia vlastností konštrukčných materiálov únavou* (O. Bokůvka & P. Palček eds), Žilinská univerzita, Žilina, s. 91-96.
- Materna, A. & Oliva, V. (2005) Stress and Strain in Front of the Fatigue Crack with Shear Lips, in: *11th Int.Conf. on Fracture* (A. Carpinteri ed.), CCI, Turin, 6 p.
- Nešpůrek, S. & Knésl Z. (2003) Stress Singularity at Intersection of Crack Front and Free Body Surface, in: *9th International Conference on Numerical Methods in Continuum Mechanics*, Žilina.
- Oliva, V., Cséplö, L., Materna, A. & Bláhová, L. (1997) FEM Simulation of Fatigue Crack Growth. *Materials Science and Engineering*, A 234-236, pp. 517-520.
- Oliva, V., Materna, A. & Michlík, P. (2001) Three-dimensional FEM model of the fatigue crack growth in a thick CT specimen, in: *Proc. 3rd Int. Conf. Materials Structure & Micromechanics of Fracture* (P. Šandera ed.), Vutium, Brno, pp. 368-378.
- Oliva, V., Materna, A. & Denk, T. (2003) FEM model of planar fatigue crack with curved crack front, in: *Fractography 2003* (L. Parilák ed.), IMR SAS Košice, pp. 26-33.
- Pandey, K.N. & Chand, S. (2003) An Energy Based Fatigue Crack Growth Model. *Int. J. Fatigue*, 25, pp. 771-778.
- Sih, G. C. & Moyer, Jr. E. T. (1983) Path dependent nature of fatigue crack growth. *Engng Fract. Mech.*, 17, 3, pp. 269-280.
- Skelton, R.P., Vilhelmsen, T. & Webster, G.A. (1998) Energy Criteria and Cumulative Damage during Fatigue Crack Growth. *Int. J. Fatigue*, 20, pp. 641-649.