



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV MECHANIKY TĚLES, MECHATRONIKY A BIOMECHANIKY

INSTITUTE OF SOLID MECHANICS, MECHATRONICS AND BIOMECHANICS

NUMERICKÉ MODELOVÁNÍ ZAVÍRÁNÍ ÚNAVOVÉ TRHLINY

NUMERICAL MODELLING OF FATIGUE CRACK CLOSURE

TEZE DIZERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS SUMMARY

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ing. Tomáš Oplt

ŠKOLITEL

SUPERVISOR

doc. Ing. Pavel Hutař, Ph.D.

BRNO 2021

KLÍČOVÁ SLOVA

Plasticky indukované zavírání únavové trhliny, metoda konečných prvků, únava materiálu, šíření únavové trhliny, CTOD

KEYWORDS

Plasticity induced crack closure, finite element method, fatigue of materials, crack propagation, CTOD

MÍSTO ULOŽENÍ PRÁCE

Vysoké učení technické v Brně
Fakulta strojního inženýrství
Technická 2896/2
616 69 Brno

Dizertační práce byla vytvořena v rámci projektu GAČR 18-03615S, některé výsledky pak byly aplikovány v rámci projektu TAČR FV40034 „Vývoj nového designu železničních náprav s vysokou provozní spolehlivostí“.

© Tomáš Oplt, 2021

Ústav mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky
Fakulta strojního inženýrství
Vysoké učení technické v Brně
a
Ústav fyziky materiálů
Akademie věd České republiky, v. v. i.
Brno
oplt@ipm.cz

ISBN 80-214-
ISSN 1213-4198

OBSAH

1 ÚVOD	5
2 SOUČASNÝ STAV POZNÁNÍ.....	6
2.1 Zavírání únavové trhliny.....	6
2.2 Vliv volného povrchu na singulární pole napětí.....	8
2.3 Numerické modelování zavírání trhliny ve 2D	9
3 FORMULACE PROBLÉMŮ A CÍLŮ PRÁCE.....	10
4 POSTUP ŘEŠENÍ A VYBRANÉ DOSAŽENÉ VÝSLEDKY	12
4.1 Vliv volného povrchu	12
4.1.1 Experimentální stanovení zakřivení čela trhliny	12
4.1.2 Popis numerického modelu.....	14
4.1.3 Porovnání numerických a experimentálních výsledků.....	14
4.2 Zavírání únavové trhliny ve 2D	15
4.3 Efekt plasticity indukovaného zavírání na tvar čela trhliny	16
4.4 Zavírání únavové trhliny ve 3D	18
4.5 CTOD jako řídicí parametr hnací síly trhliny.....	21
5 ZÁVĚR	23
6 SEZNAM POUŽITÝCH ZDROJŮ	27
7 CURRICULUM VITAE.....	29
8 ABSTRACT	30

1 ÚVOD

V poslední době se při návrhu důležitých komponent v energetice, v letectví nebo v železniční dopravě stále více používá tzv. *damage tolerance* přístup. V komponentě se předpokládá existence vady (defektu) dané velikosti a na základě principů lomové mechaniky se stanoví zbytková životnost konstrukce a navrhnou se kontrolní intervaly [1,2]. Jak již napovídá název přístupu, přítomnost vady je v konstrukci předpokládána a je tolerována, pokud má menší než kritickou velikost, definovanou pomocí výpočtu. Tento přístup je nejčastěji využíván u komponent, které jsou provozovány dlouho dobu, a při jejich poškození dojde k velkým škodám. V dlouhém časovém horizontu se navíc uplatňují různé mechanismy poškození, které spolu interagují (např. únava materiálu, šíření trhliny v korozním prostředí, creepový růst trhliny atd.).

Prvním úkolem je tedy stanovit kritickou velikost vady, která je vyhodnocena s ohledem na nejnebezpečnější mechanismus poškození. Dochází-li k opakovanému zatěžování konstrukce, je třeba přípustnost vady vyhodnotit také vůči únavovému růstu trhliny. Zde se nejčastěji používají principy popisu šíření únavové trhliny pomocí rovnice podle Parise a Erdogana [3], popř. její modifikace, které využívají nástrojů lineárně elastické lomové mechaniky, konkrétně součinitele intenzity napětí K .

Přítomnost vad je monitorována pomocí nedestruktivních kontrol, které probíhají v předem daných intervalech. První kontrola konstrukce je provedena před uvedením do provozu, při ní je zjištěna velikost počáteční vady. Pokud není nalezena žádná vada, předpokládá se počáteční vada o velikosti minimální rozlišovací schopnosti dané metody NDT. Na základě předpokládaného zatěžování konstrukce se následně navrhuje intervaly dalších kontrol, při kterých se sleduje růst vady.

Ačkoliv základní procesy únavového šíření trhliny jsou již velmi dobře popsány, stále je zde celá řada projevů únavového chování, u nichž chybí dostatečně přesný popis k jejich plnému porozumění. Jedním z takových případů je problematika zavírání únavové trhliny, fenomén objevený Elberem [4] v roce 1970. Ukázalo se, že k zavření trhliny dochází i přesto, že vnější zatížení působící na trhlínu ji otevírá. Přírůstek trhliny tedy není řízen celým rozsahem zátěžného cyklu, ale pouze jeho částí. Znalostí problematiky zavírání únavové trhliny a jejím zohledněním lze docílit výrazného zlepšení odhadu životnosti navrhovaných součástí a lze přesněji nastavit inspekční intervaly.

Hlavním tématem disertační práce je popis hnací síly trhliny v tělese s přítomností předčasného zavírání trhliny a její vliv na formování tvaru únavové trhliny. Stěžejní část výsledků je získána pomocí numerického modelování, které se však významně opírají o výsledky experimentů. Práce je rozdělena na rešeršní část a na tři hlavní části výzkumu. V první části se pozornost upírala na vliv volného povrchu na singulární pole napětí v blízkosti čela trhliny, které je příčinou základního zakřivení čela trhliny. Případný výskyt zavírání únavové trhliny efekt volného povrchu zvyšuje. Druhá část byla věnována detailnímu rozboru nejdůležitějších parametrů, vyskytujících se při tvorbě numerického modelu zavírání únavové trhliny ve 2D. Závěr práce je zaměřen

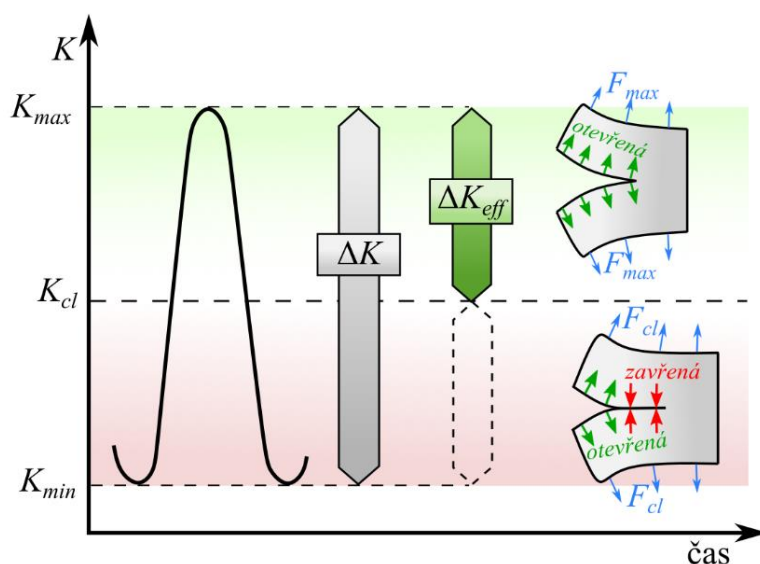
na modelování zavírání únavové trhliny ve 3D, ve které se ukazuje běžně používaný parametr efektivního rozkmitu součinitele intenzity napětí jako nevhodný pro lokální popis hnací síly trhliny. Místo něj je navržena metodika využívající parametru otevření čela trhliny CTOD, kterým lze hnací sílu trhliny podél čela trhliny kvantifikovat lokálně a vysvětlit tak pomocí ní zakřivený tvar únavové trhliny. Dosažené výsledky pak mohou výrazně zpřesnit numerické modelování šíření trhliny ve 3D a zlepšit tak predikci zbytkové únavové životnosti součásti s trhlinou nebo defektem.

2 SOUČASNÝ STAV POZNÁNÍ

2.1 ZAVÍRÁNÍ ÚNAVOVÉ TRHLINY

V základním popisu únavového porušování konstantní amplitudou zatížení se uvažuje, že nominální hodnota rozkmitu součinitele intenzity napětí ΔK jednoznačně řídí šíření únavové trhliny. Nicméně existuje řada situací, kdy se trhlina šíří pomaleji, než by odpovídalo hodnotě rozkmitu ΔK [1,2]. Rozdíl v nominální a skutečné rychlosti šíření únavové trhliny může pramenit z efektů jako:

- předčasné zavření lomových ploch i přesto, že působící nominální síla je stále větší než nula ($F_{min} > 0$) – zavírání únavové trhliny,
- opakované odklonění směru šíření vlivem překážek v mikrostruktuře nebo změnami lokálního napětí a kombinace módů šíření trhliny,
- retardace růstu čela trhliny vlivem zbytkových napětí.



Obr. 2.1 Ilustrace procesu zavírání únavovové trhliny a efektivní části zátěžného cyklu

Zmíněné procesy, které jsou souhrnně označovány jako tzv. stínění (*shielding*), mohou vést ke zpomalení šířící se trhliny a tím k významnému prodloužení únavové životnosti konstrukce. Hlavním cílem výpočtových modelů je stanovit únavový růst trhliny v milimetrech za rok nebo jinou provozní periodu a tím dostatečně přesně a

bezpečně určit kontrolní intervaly kritických míst konstrukce. Z bezpečnostních a ekonomických důvodů jsou podobné predikce velmi žádané v leteckém průmyslu, u tlakových nádob, *offshore* konstrukcí atd.

Skutečnost, že navzdory tahovému nominálnímu napětí dochází k předčasnému zavření trhliny, byla poprvé popsána Elberem [4]. Během prováděných experimentů zaznamenal, že u zkoušených tenkých plechů s trhlinou z hliníkové slitiny 2024-T3 dochází v různé fázi zatížení ke změně tuhosti. Usoudil, že v brázdě za šířící se únavovou trhlinou zůstávají zbytková plastická přetvoření, jejichž vlivem dochází při odlehčování k předčasnému kontaktu lomových ploch a tím i k poklesu skutečné rychlosti šíření únavové trhliny. Dojde-li totiž k zavření trhliny, nominální zatížení ve zbytku cyklu již nepřispívá k jejímu dalšímu šíření, ačkoliv může být stále tahové. Skutečným řídicím parametrem růstu trhliny je tedy tzv. efektivní rozkmit součinitele intenzity napětí ΔK_{eff} , definovaný vztahem:

$$\Delta K_{eff} = K_{max} - K_{cl}, \quad (2.1)$$

pomocí něhož Elber navrhl úpravu Paris-Erdoganovy rovnice

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K_{eff})^m. \quad (2.2)$$

Upravený Paris-Erdoganův vztah velmi dobře souhlasí s naměřenými daty šíření únavových trhlin při různých asymetriích cyklu R . Elber také zavedl bezrozměrný parametr U , který vyjadřuje efektivní poměr součinitele intenzity napětí:

$$U = \frac{\Delta K_{eff}}{\Delta K} = \left(\frac{1-f}{1-R} \right) = \frac{K_{max} - K_{cl}}{K_{max} - K_{min}}, \quad (2.3)$$

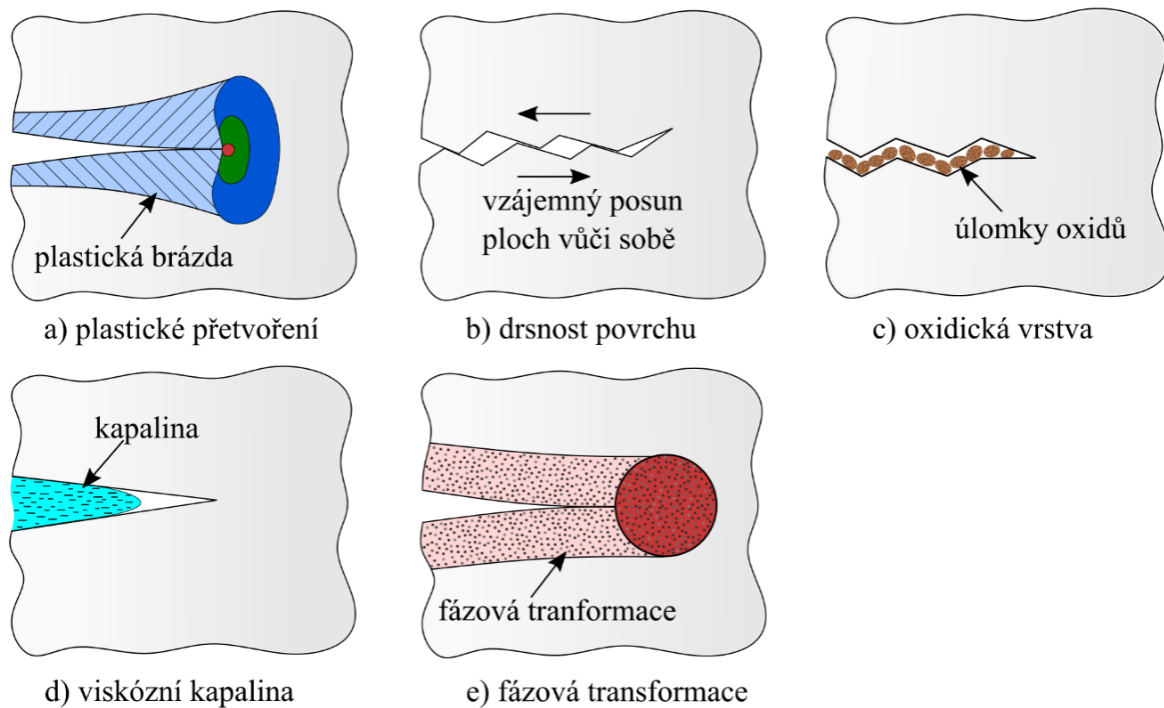
kde parametr f vyjadřuje poměr hodnoty zavření vůči maximálnímu zatížení, tedy

$$f = \frac{K_{cl}}{K_{max}}. \quad (2.4)$$

Schematický popis procesu zavírání trhliny je na obr. 2.1. Při působení nominální síly F_{max} je trhlina plně otevřená, při postupném odlehčování se rozevření trhliny zmenšuje. Při dosažení hodnoty nominální síly F_{cl} dochází ke kontaktu lomových ploch těsně za čelem trhliny a trhlina je považována za zavřenou, přestože většina trhliny je stále otevřená. Že stále ještě působící nominální zatížení již nepřispívá k dalšímu růstu únavové trhliny, je zapříčiněno zavřením líců trhliny v oblasti jejího čela. Tento mechanismus zavírání trhliny byl nazván plasticky indukované zavírání trhliny (obr. 2.2a). Existují další čtyři mechanismy [1,2], které k plasticky indukovanému zavírání mohou přispívat.

Jde o zavírání způsobené drsností povrchu (obr. 2.2b), při kterém dochází ke kontaktu kvůli členité ploše, vytvořené krystalografickým růstem, dále zavírání způsobené oxidy (obr. 2.2c), které se při šíření trhliny tvoří na lomových plochách a působí jako klín. Podobně působí také přítomnost kapaliny, jejíž přítomnost způsobuje předčasné zavření trhliny (obr. 2.2d). Posledním mechanismem je zavírání

způsobené fázovou transformací, jehož podstatou je zvětšení objemu materiálu, který prochází fázovou změnou (obr. 2.2e).



Obr. 2.2 Mechanismy zavírání únavové trhliny

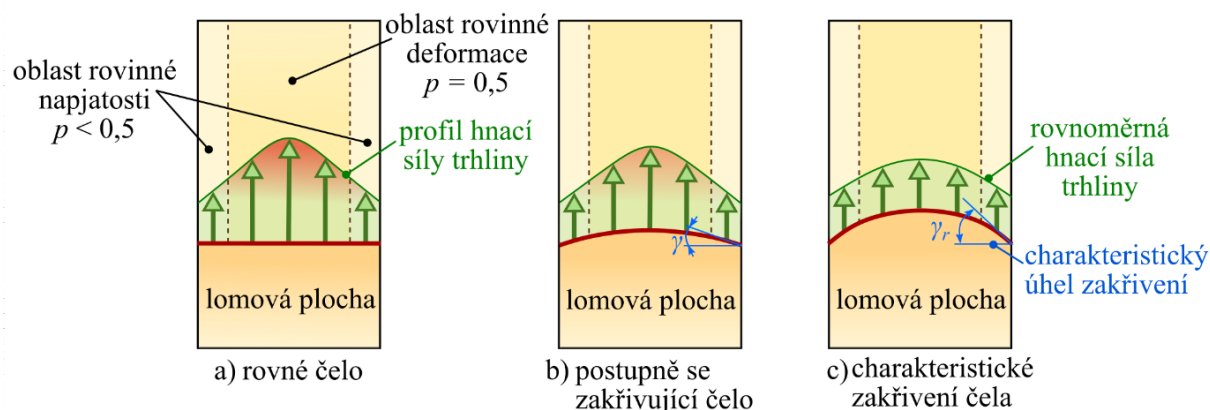
2.2 VLIV VOLNÉHO POVRCHU NA SINGULÁRNÍ POLE NAPĚTÍ

Koncept součinitele intenzity napětí popisuje dvoudimenzionální pole elastických napětí v okolí špičky ostré trhliny, které má singulární charakter úměrný členu $r^{-0,5}$. Ostrá trhlina je však jen specifickým případem tzv. obecných singulárních koncentrátorů napětí, u nichž je singulární člen obecně úměrný r^{-p} [5,6]. Příkladem obecných singulárních koncentrátorů napětí je např. trhlina se špicí na rozhraní dvou různých materiálů, V-vrub nebo průnik čela trhliny s volným povrchem tělesa, tzv. rohová singularita.

Únavová trhlina se v běžných materiálech nešíří jako rovná, ale její čelo je většinou zakřivené. Přítomnost volného povrchu, který mění singulární rozdělení pole napětí, je jedním z nejvýznamnějších vlivů na zakřivení čela trhliny [5–8].

Bažant a Estenssoro [7] na základě fyzikálních podmínek předpokládali, že hnací síla trhliny G , která vyjadřuje energii spotřebovanou na vznik nových povrchů, by měla být v oblasti volného povrchu kladná, nenulová a konečné hodnoty. Současně předpokládali, že její hodnota po celém čele trhliny je konstantní, jelikož energie potřebná pro vytvoření nového povrchu je stejná ve všech bodech čela trhliny. Odvozením došli k závěru, že hnací síla trhliny je po celém čele konstantní, je-li singulární pole napětí řízeno hodnotou exponentu singularity $p = 0,5$ v každém bodě čela trhliny. Tato hypotéza je pro rovnou trhlinu splněna pouze v případě materiálu s Poissonovým číslem $\nu = 0$. Pro jiné materiály existuje řešení s exponentem

singularity $p = 0,5$ pouze se zakřiveným čelem trhliny, která s volným povrchem svírá charakteristický úhel γ_R .



Obr. 2.3 Vývoj tvaru čela únavové trhliny vlivem volného povrchu

Proces postupného zakřívování šířící se trhliny z výchozího stavu s rovným čelem je graficky znázorněn na obr. 2.3. Na počátku cyklického zatěžování tělesa s rovnou trhlinou je v blízkosti volného povrchu hodnota exponentu singularity $p < 0,5$. Nižší hodnota exponentu singularity p vede k poklesu rychlosti šíření únavové trhliny v porovnání s rychlostí uprostřed tělesa, kde je $p = 0,5$. Během růstu únavové trhliny dochází k postupnému formování charakteristického zakřivení jejího čela. Míru zakřivení vyjadřuje úhel γ , který je sevřen mezi čelem trhliny a hranou volného povrchu. Tvar trhliny se mění až do doby, než dojde k vyrovnání rychlosti šíření po celé délce jejího čela. Výsledný úhel se nazývá charakteristický úhel γ_r a po zbytek růstu trhliny se již nemění.

V materiálu s Poissonovým číslem $\nu = 0,3$ při zachování exponentu singularity $p = 0,5$ také v rohovém bodě čela trhliny existuje řešení s čelem trhliny zakřiveným pod úhlem $\gamma = 11^\circ$ [7]. K odhadu hodnoty charakteristického úhlu γ_r lze využít také Pookův empirický vztah [8]:

$$\gamma_r = 90^\circ - \arctan\left(\frac{2 - \nu}{\nu}\right). \quad (2.5)$$

2.3 NUMERICKÉ MODELOVÁNÍ ZAVÍRÁNÍ TRHLINY VE 2D

Během šíření únavové trhliny zůstávají za jejím čelem plastické deformace, které tvoří tzv. plastickou brázdou. Plasticky zdeformovaný materiál za čelem trhliny se chová jako klín, který při odtěžování způsobuje předčasný kontakt lomových ploch. Tento mechanismus je znám jako plasticky indukované zavírání trhliny (dále zkratkou PICC, z anglického *Plasticity Induced Crack Closure*), jeho přítomnost snižuje účinek nominálního zatížení působícího na těleso.

Numerické modelování PICC pomocí MKP je konceptuálně poměrně jednoduché, avšak složitost definice vstupních parametrů z něj činí náročnou úlohu. Diskretizace modelu tělesa s trhlinou vyžaduje předepsání materiálového modelu s elasto-plastickým chováním, cyklické zatěžování modelu, simulaci kontaktu lomových ploch, simulaci růstu trhliny a měření úrovně zavírání trhliny. Velké požadavky jsou

kladeny na zjemnění sítě konečných prvků v okolí čela trhliny. Typicky se preferují lineární prvky s předepsáním redukované integrace. Volba velikosti výpočtových prvků je často vztažena vůči velikosti plastické zóny jako $L_e = 0,1r_p$ [9].

Důležitou součástí numerického modelování je simulace únavového růstu trhliny, za níž se vytváří plastická brázda. Nejjednodušším a zároveň nejčastěji používaným způsobem šíření trhliny při modelování PICC je uvolňování vazby z výpočtového uzlu na špici trhliny. Velikost přírůstku trhliny Δa tedy odpovídá velikosti výpočtového prvku L_e .

V numerickém modelu s trhlinou zatěžovaném cyklicky konstantním rozkmitem ΔK dochází typicky s růstem únavové trhliny k počátečnímu zvyšování hodnot zavírání σ_{cl} , až po určité vzdálenosti dojde k jejich stabilizaci. Aby ke stabilizaci mohlo dojít, je nutné za šířící se trhlinou vytvořit dostatečně dlouhou plastickou brázdu. Růst trhliny by měl být minimálně tak dlouhý, aby se špice trhliny nacházela mimo počáteční plastickou zónu r_p , vytvořenou při prvním zatížení tělesa [9,10]. Pro model s velikostí výpočtových prvků $L_e = 0,1r_p$ to je 10 cyklů.

V počátcích numerického modelování se běžně využívalo schéma šíření tzv. LDU (*Load-Unload-Load*), při němž je po každém maximálním zatížení uvolněna vazba na čele trhliny [11]. Za účelem odstranění numerického artefaktu pak na konci šíření byl přidán další nerůstový zátěžný cyklus, tedy schéma LDULU. V novějších publikacích, ve kterých se uvažují složitější materiálové modely, popisující např. *ratchetting*, se mezi jednotlivými přírůstky trhliny provádí více zatěžovacích cyklů [10,12].

V numerickém modelování zavírání únavové trhliny existuje několik různých konceptů, jak stanovit moment zavření trhliny. Nejběžnějším přístupem je sledování posuvu prvního uzlu za čelem trhliny [9,11–13]. Změna hodnoty posuvu prvního uzlu u_y při odlehčování z kladné na zápornou signalizuje, že líce trhliny dosedly na sebe a došlo k zavření trhliny. Pro daný moment je potom stanovena příslušná hodnota zavíracího zatížení F_{cl} . Při experimentálních měřeních se zavírání trhliny standardně vyhodnocuje na základě změny tuhosti [14]. Během odlehčování tělesa s plně otevřenou trhlinou je průběh posuvu u_y nebo ε_y v závislosti na zátěžné síle F lineární. Jakmile však líce trhliny dosednou na sebe, změní se vztah mezi těmito veličinami na nelineární a v příslušném momentě lze stanovit zatížení při zavření trhliny F_{cl} . Tento přístup lze stejným způsobem aplikovat rovněž na numerickém modelu [11].

3 FORMULACE PROBLÉMU A CÍLŮ PRÁCE

Je všeobecně známo, že čelo šířící se únavové trhliny není rovné, ale ve snaze minimalizovat energii potřebnou k šíření se přirozeně zakřivuje. Hlavní důvody pro nerovnoměrné rozložení deformační energie po čele rovné trhliny jsou dva. Prvním důvodem je vliv volného povrchu a tzv. rohové singularity, která vzniká v blízkosti místa průniku čela trhliny a volného povrchu. Singulární pole napětí v blízkosti volného povrchu je jiné než pole napětí v blízkosti čela trhliny uprostřed tělesa. Z toho důvodu se únavová trhlina nešíří ve všech místech stejnou rychlostí a dochází tak k jejímu postupnému zakřivování až do doby, než se rychlosti po čele trhliny

vyrovnejí. Druhým důvodem zakřivení je přítomnost předčasného zavírání trhliny během únavového růstu. Pokud k němu dochází, k zakřivení trhliny, způsobenému vlivem volného povrchu, se navíc přičítá zakřivení vlivem nerovnoměrného zavírání trhliny po jejím čele.

Růst únavové trhliny je za každých okolností ovlivněn volným povrchem, ale k předčasnému zavírání únavové trhliny dochází jen za určitých podmínek. Za účelem správného porozumění vlivu zavírání únavové trhliny na její šíření je vhodné oba efekty od sebe nejprve oddělit a studovat samostatný vliv volného povrchu. Podoba rohového singulárního pole napětí pro případ trhliny s rovným čelem je v publikované odborné literatuře popsána dostatečně, nicméně popis vlivu tohoto pole na rychlost šíření trhliny a tím pádem na její tvar v literatuře chybí. Výchozím bodem a prvním z cílů disertační práce bude tedy popis vlivu volného povrchu na tvar čela trhliny. Po důkladném pochopení této problematiky na ni lze navázat následným zahrnutím efektu zavírání trhliny.

Tvorba věrohodného numerického modelu zavírání trhliny je velmi komplikovaná záležitost. Vyžaduje totiž použití vhodného materiálového modelu, který dokáže popsat nelineární chování materiálu, a nezbytně nutná je také simulace kontaktu lomových ploch. K tomu navíc existuje celá řada vstupních parametrů a nastavení, které výrazně ovlivňují vyhodnocené úrovně zavírání. Mnohé z těchto parametrů byly detailně studovány a v literatuře lze nalézt doporučení na jejich aplikaci. Některé z nich si však často odporují a jednotná metodika pro vytvoření numerického modelu není k dispozici. Dále se tedy disertační práce zaměří na důkladnou studii vlivů nejdůležitějších parametrů při tvorbě rovinného modelu zavírání trhliny a pokusí se sjednotit její metodiku.

Z publikovaných výsledků představených v rešeršní části vyplývá, že úroveň předčasného zavření lomových ploch podél čela trhliny se liší. V oblasti volného povrchu dochází k zavírání výrazně dříve než uprostřed tělesa. Tuto skutečnost naznačuje jak porovnání výsledků z 2D modelů při rovinné napjatosti a rovinné deformaci, tak i průběh zavírání podél čela trhliny v 3D modelech. V některých člancích se vyskytují dokonce názory, že uprostřed tělesa k zavírání vůbec nedochází. Přítomnost zavírání trhliny vede obecně ke zpomalení únavového růstu, ale tento efekt lze pozorovat také na větším zakřivení čela trhliny, způsobeného právě vlivem nerovnoměrného rozložení úrovně zavírání. Závěrečná část disertační práce se tedy bude věnovat lokálnímu popisu hnací síly trhliny a jejímu vlivu na formování tvaru čela trhliny ve 3D tělese, ve kterém dochází k plasticky indukovanému zavírání trhliny.

Cíle disertační práce lze shrnout do následujících bodů:

- 1) Detailní popis vlivu volného povrchu na singulární pole napětí v blízkosti čela trhliny
 - a) Popis singulárního pole napětí před čelem rovinné trhliny, se zaměřením na oblast v blízkosti volného povrchu

- b) Stanovení zakřiveného tvaru čela únavové trhliny na základě rozložení singulárního pole napětí
 - c) Studium vlivu materiálových a geometrických parametrů na zakřivení čela trhliny
 - d) Verifikace numericky predikovaných tvarů trhlín pomocí únavových experimentů
- 2) Numerické modelování plasticity indukovaného zavírání únavové trhliny ve 2D
- a) Detailní studie vlivu parametrů, které mají významný vliv na vyhodnocení zavírání trhliny
 - b) Sjednocení metodiky pro vytvoření MKP modelu zavírání únavové trhliny ve 2D
 - c) Konfrontace MKP výsledků s experimentálně naměřenými hodnotami zavírání únavové trhliny
- 3) Numerické modelování plasticity indukovaného zavírání únavové trhliny ve 3D
- a) Modifikace 2D metodiky pro stanovení zavírání únavové trhliny na 3D model s rovným čelem trhliny
 - b) Stanovení zakřiveného tvaru čela únavové trhliny se zahrnutím kombinace vlivů volného povrchu a plasticity indukovaného zavírání
 - c) Experimentální verifikace výsledků získaných na základě numerických simulací

4 POSTUP ŘEŠENÍ A VYBRANÉ DOSAŽENÉ VÝSLEDKY

4.1 VLIV VOLNÉHO POVRCHU

4.1.1 Experimentální stanovení zakřivení čela trhliny

V experimentální části byla navržena sada zkušebních těles na tříbodový ohyb SENB (*Single Edge Notched Bending*) o tloušťkách 3 až 20 mm. Vzhledem k tomu, že zakřivení čela trhliny je silně závislé na hodnotě Poissonova čísla ν , byla jedna skupina těles vyrobena z oceli EA4T s $\nu = 0,3$ a modulem pružnosti $E = 210$ GPa a druhá skupina z hliníkové slitiny 7075 s $\nu = 0,39$ a modulem pružnosti $E = 73,2$ GPa.

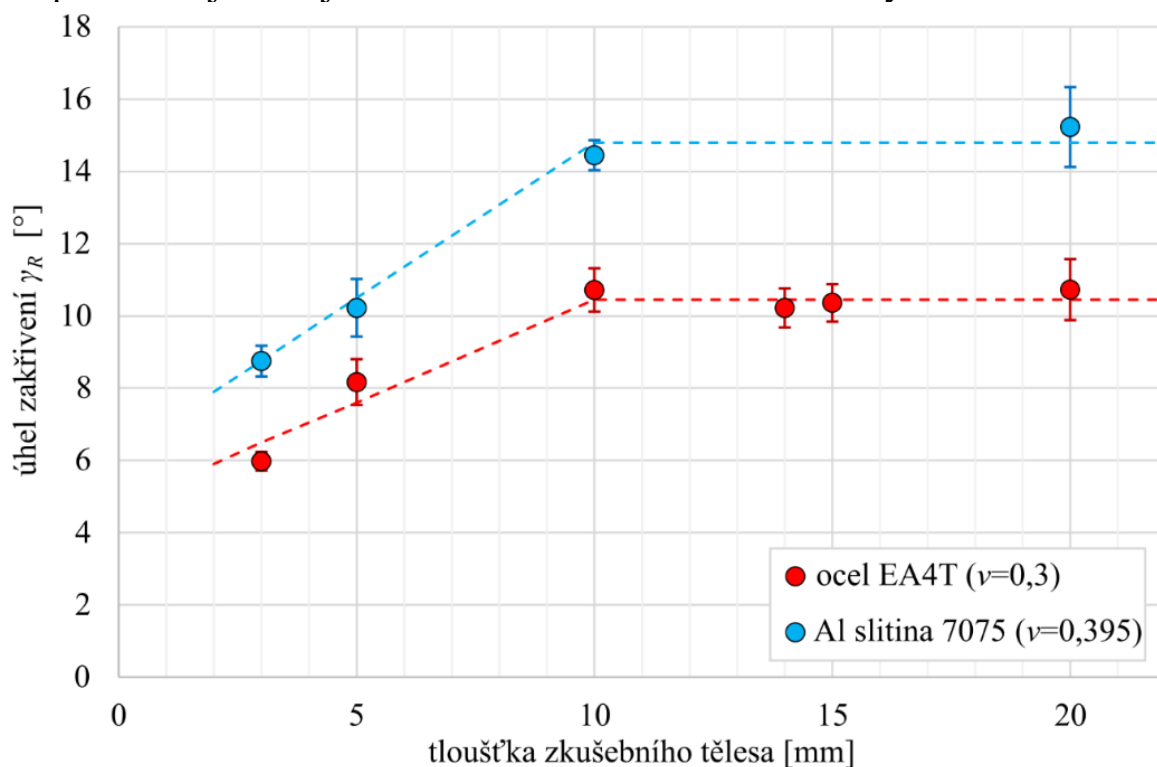
Pro každou variantu tloušťky bylo snahou provést experiment alespoň na dvou tělesech. V některých tělesech, zpravidla těch o menších tloušťkách, se však únavovou trhlínu nepodařilo šířit symetricky podél středové osy tělesa a čelo trhliny bylo mírně zešikma. Tato zkušební tělesa byla z dalšího vyhodnocení vyloučena. I přesto se podařilo vytvořit minimálně 4 postupové čáry pro hodnocenou tloušťku tělesa, což lze považovat za dostatečně reprezentativní datový vzorek. Z postupových čar byly změřeny úhly zakřivení mezi čelem trhliny a volným povrchem tělesa. Pro

jednotlivé varianty tloušťek obou materiálů byly stanoveny aritmetický průměr a směrodatná odchylka všech naměřených úhlů zakřivení. Výsledky experimentu jsou znázorněny na obr. 4.1.

Z výsledků je patrné, že naměřené úhly jsou víceméně konstantní pro tělesa ze stejného materiálu, pokud je tloušťka větší než 10 mm. Na tělesech z oceli EA4T s Poissonovým číslem $\nu = 0,3$ a s tloušťkou $B > 10$ mm byly naměřeny úhly 10,2–10,7°. V tělesech s tloušťkou $B = 5$ mm byl naměřen úhel 8,2° a na tělesech o tloušťce $B = 3$ mm úhel pouze 6°.

Hliníková slitina 7075 má vyšší Poissonovo číslo $\nu = 0,39$ a šířící se únavová trhlina se formovala s větším zakřivením než v běžné oceli. Od tloušťky $B > 10$ mm se drží opět víceméně konstantní úhel zakřivení 14,5–15,2°, s klesající tloušťkou tělesa se podobně jako u oceli snižuje také úhel zakřivení. Pro těleso $B = 5$ mm byl naměřen úhel 10,2° a pro tloušťku $B = 3$ mm úhel 8,8°.

Naměřené výsledky potvrzují základní předpoklady vlivu Poissonova čísla ν na úhel zakřivení trhliny γ_R , jak publikoval Pook [8]. Pokud ve většině tloušťky tělesa existuje podobný stav napjatosti, lze očekávat podobné chování únavového růstu trhliny bez přímého vlivu parametru tloušťky B , charakteristický úhel zakřivení trhliny γ_R lze přibližně určit pomocí Pookovy rovnice (2.5). Hranice použitelnosti této rovnice je pro tělesa o tloušťce $B \geq 10$ mm. U menších tloušťkách se potvrdila Ševčíkova [6] hypotéza, že dochází k vzájemné interakci vlivů obou volných povrchů, které způsobují odlišné podmínky pro šíření únavové trhliny. Pozorovatelným důsledkem těchto podmínek je klesající hodnota úhlu zakřivení čela trhliny.



Obr. 4.1 Průměrné hodnoty úhlů zakřivení čela trhliny γ_R pro zkušební tělesa o různých tloušťkách B z obou zkoumaných materiálů

4.1.2 Popis numerického modelu

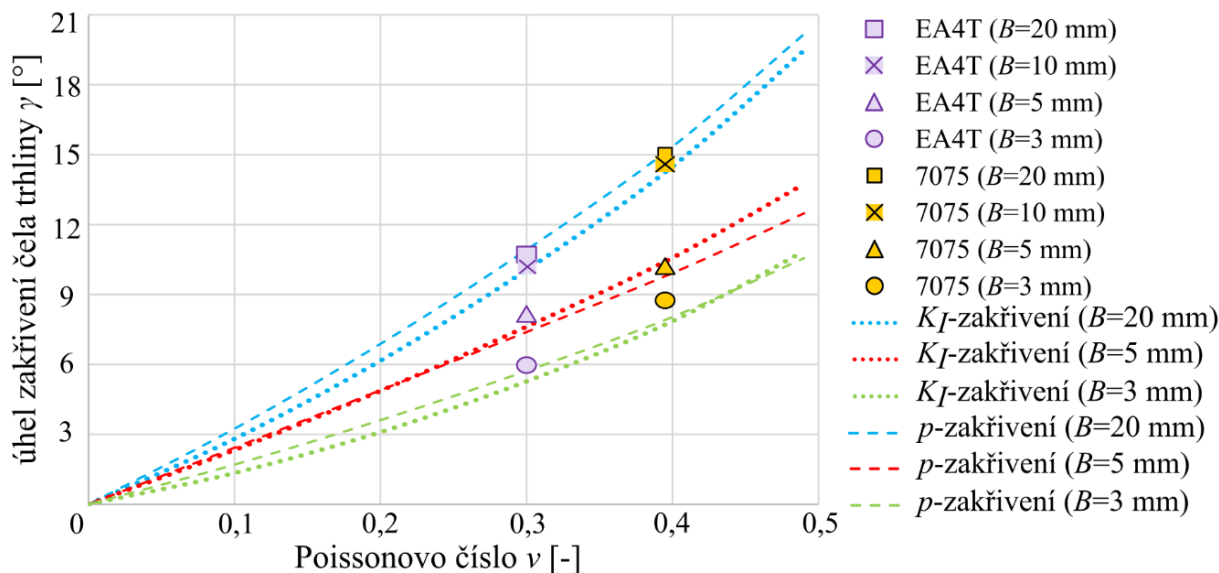
Prvním krokem numerické studie vlivu volného povrchu na tvar čela trhliny bylo vytvoření trojdimenzionálního numerického modelu s rovnou trhlinou v MKP softwaru ANSYS APDL 17.0. Zvolená geometrie odpovídala zkušebnímu tělesu SENB s rozměry $a = 15$ mm, $W = 50$ mm, $B = 20$ mm, $L = 210$ mm, $S_p = 190$ mm. Byl uvažován homogenní, izotropní, lineárně elastický materiál s modulem pružnosti $E = 210$ GPa a proměnlivým Poissonovým poměrem $\nu = 0-0,499$. Těleso bylo zatěžováno silou F , která otevírá trhlinu v módu I a vyvolává její zatížení součinitelem intenzity napětí o hodnotě $K_I \approx 22,7 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Pro účely studie vlivu exponentu singularity napětí p však nemá volba velikosti zatížení žádný význam. Ačkoliv má totiž velikost zatěžující síly F přímý vliv na hodnotu K_I v tělese s trhlinou, vzhledem k platnosti lineární elasticity nemá žádný vliv na rozložení exponentu singularity napětí p .

Tvar čela trhliny byl na základě průběhu vyhodnocovaných parametrů postupně zakřivován použitím dvou různých metod. První metoda se zaměřila na exponent singularity napětí p (zakřivení pomocí exponentu singularity napětí), druhá sledovala průběh součinitele intenzity napětí K_I (zakřivení pomocí faktoru intenzity napětí). Jakmile byl průběh řídicího parametru podél čela trhliny konstantní, byl stanoven charakteristický úhel zakřivení γ_R stejným způsobem jako v experimentální části. Při výpočtech byla rovněž zohledněna tloušťka tělesa, která významně ovlivňuje chování únavové trhliny. Proto byly vytvořeny tři numerické modely s tloušťkami 20 mm, 5 mm a 3 mm.

4.1.3 Porovnání numerických a experimentálních výsledků

Vyhodnocení naměřených úhlů zakřivení čela trhliny z experimentálního měření a výsledky numerického modelování byly vyneseny do grafu na obr. 4.2. Kromě závislosti úhlu zakřivení na hodnotě Poissonova čísla byl zkoumán i vliv tloušťky tělesa.

Výsledky numerického zakřivení velmi dobře odpovídají experimentálním výsledkům, bez ohledu na to, zda bylo zakřivení řízeno průběhem p nebo K_I . Z výsledků je patrný jasný trend, že zakřivení čela trhliny se zvětšuje s rostoucím Poissonovým číslem. Velký vliv má také tloušťka tělesa. U těles s tloušťkou větší než $B > 10$ mm byl úhel zakřivení konstantní a korespondoval s charakteristickým úhlem γ_R , určeným podle Pookova vztahu (2.5). Avšak v tělesech s menší tloušťkou se objevovalo výrazně menší zakřivení.



Obr. 4.2 Porovnání numericky a experimentálně stanovených úhlů zakřivení čela trhliny

4.2 ZAVÍRÁNÍ ÚNAVOVÉ TRHLINY VE 2D

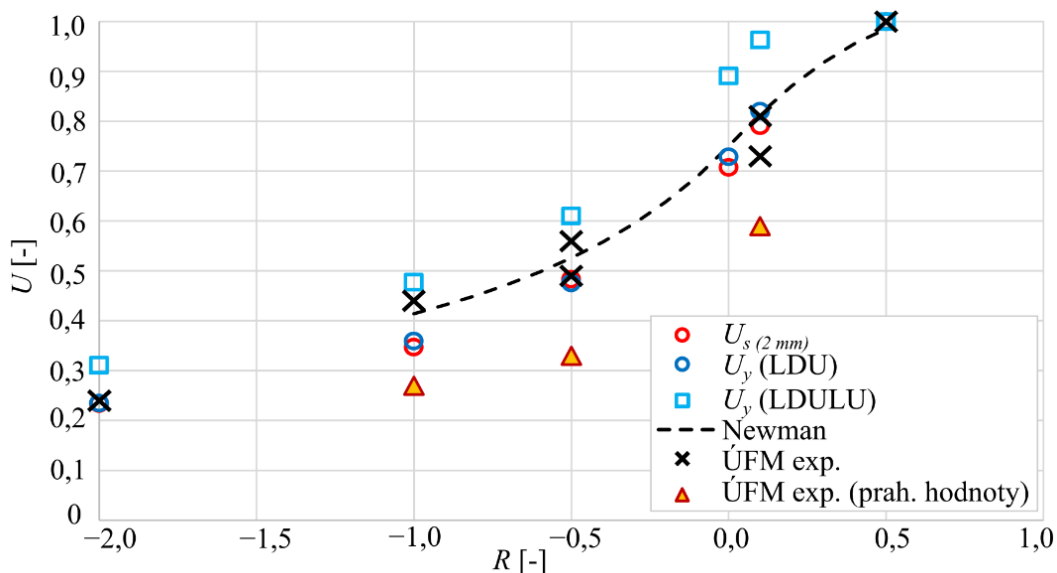
V ANSYS Mechanical APDL 19.2 byl vytvořen 2D numerický model MT tělesa byl. Zvolená geometrie umožňuje využití symetrie, modelována tak byla pouze čtvrtina vzorku o rozměrech $W = 30$ mm a $L = 100$ mm. Konečná velikost trhliny, v níž byly vyhodnoceny hodnoty zavírání, byla pro všechny výpočtové modely $a_f = 15$ mm. Materiálový model byl uvažován jako homogenní, izotropní, elasto-plastický, bez zpevnění, s mezí kluzu odpovídající hodnotě cyklické meze kluzu $\sigma_{y,c} = 470$ MPa.

Síť konečných prvků byla vytvořena z lineárních prvků PLANE182 s předepsanou redukovanou integrací a ve výpočtech byl uvažován stav rovinné deformace. Vstupní parametry finálního numerického modelu byly vyhodnoceny na základě výsledků citlivostních analýz. Velikost výpočtových prvků byla pro každou asymetrii cyklu R zvolena tak, aby v plastické zóně podle Irwinova odhadu druhého řádu r_p bylo 10 výpočtových prvků ($L_e = 0,1r_p$). Výpočtové prvky byly v okolí trhliny čtvercové, tedy s poměrem délek hran $H_e/L_e = 1$. Ke správnému vytvoření plastické brázd a dosažení stabilizovaných hodnot zavírání je potřeba délka růstu trhlín do vzdálenosti $4r_p$, tomu při zvolené velikosti prvku odpovídá celkem 40 růstových cyklů. Celkový počet výpočtových mezikroků byl nastaven tak, aby aspoň 10 mezikroků v části cyklu bylo s plně otevřenou trhlinou. Těleso s trhlinou bylo zatěžováno konstantním rozkmitem $\Delta K = 20 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ a konečná délka trhliny byla vždy $a_f = 15$ mm.

Výsledky numerické analýzy plasticky indukovaného zavírání trhliny na MT tělese jsou na obr. 4.3 porovnány s experimentálním měřením Pokorného [14]. Zavírání stanovené podle posuvu prvního uzlu za čelem trhliny $U_{wy(LDU)}$ velmi dobře odpovídá predikovaným hodnotám podle Newmana [15] i experimentálním výsledkům [14] pro celý rozsah rozkmitu zatížení R .

Hodnoty zavírání stanovené po přídavném nerůstovém cyklu $U_{wy(LDULU)}$ jsou mírně konzervativnější než výsledky předešlých metod, jsou přibližně o 20 % vyšší. Výhoda metody LDULU však spočívá v eliminaci citlivosti na velikost elementu. Zatímco u metody LDU dochází při zjemňování sítě k dřívějšímu zavření trhliny, při metodě LDULU není výsledek téměř vůbec citlivý na velikost sítě. Vyhodnocením zavírání na základě změny tuhosti $U_{s(2\text{ mm})}$ byly získány prakticky stejné hodnoty jako pro $U_{wy(LDU)}$.

Trojúhelníkové symboly na obr. 4.3 zobrazují experimentálně naměřené hodnoty zavírání při zatěžování rozkmitem ΔK blízko prahové hodnoty ΔK_{th} . V této oblasti přibývají k plasticky indukovanému zavírání také další mechanismy zavírání, zejména zavírání způsobené oxidy a drsností povrchu. Vliv různých mechanismů se sčítá a v důsledku toho dochází při odtěžování k dřívějšímu zavření trhliny (nižší hodnota parametru U). Jedním z nejvýznamnějších potenciálů k využití numerického modelování PICC je právě možnost oddělení jeho vlivu od ostatních mechanismů.



Obr. 4.3 Numericky stanovené plasticky indukované zavírání porovnané s experimentem [14] a Newmanovým modelem [15]

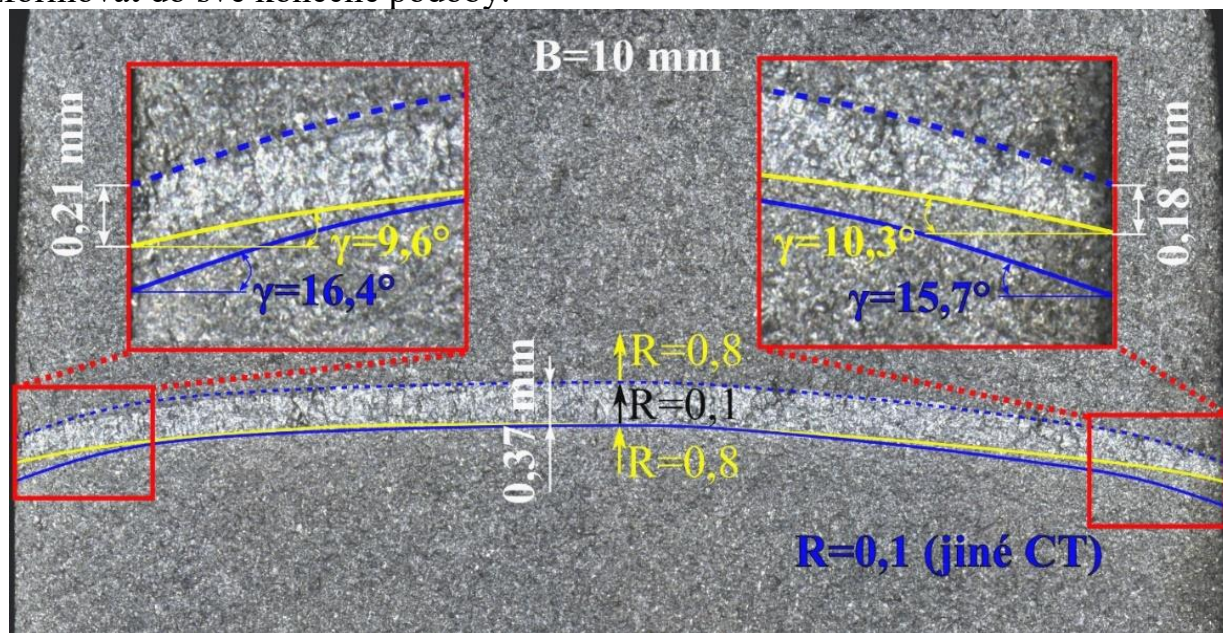
4.3 EFEKT PLASTICKY INDUKOVANÉHO ZAVÍRÁNÍ NA TVAR ČELA TRHLINY

Ukázka vlivu přítomnosti PICC na tvar únavové trhliny v CT tělese o tloušťce $B = 10\text{ mm}$ je na obr. 4.4. Lomová plocha na obrázku je vyfotografována z tělesa, které bylo cyklicky zatěžováno při asymetrii cyklu $R = 0,8$ a konstantním rozkmitu součinitele intenzity napětí $\Delta K = 15\text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Postupové čáry byly tvořeny krátkodobou změnou asymetrie cyklu na $R = 0,1$. Tímto způsobem bylo na tělese vytvořeno 5 postupových čar, které se po proložení křivkou a vzájemným porovnáním ukázaly jako prakticky totožné. Na obr. 4.4 je proto vykreslena pouze jedna reprezentativní postupová čára (žlutá křivka). Na jiném CT tělese bylo provedeno zatěžování rovněž při konstantním rozkmitu součinitele intenzity napětí

$\Delta K = 15 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$, ale s asymetrií cyklu $R = 0,1$, při níž dochází k výskytu PICC. Na obr. 4.4 jsou tedy všechny postupové čáry díky své vzájemné podobnosti reprezentovány jedním čelem trhliny (plná modrá křivka).

Vzhledem k stejnému rozkmitu zatížení ΔK lze tvary trhlín mezi sebou přímo porovnat. Modrá trhlina z tělesa s asymetrií cyklu $R = 0,1$ byla umístěna tak, aby její poloha uprostřed tělesa byla totožná se žlutou trhlinou z tělesa s asymetrií cyklu $R = 0,8$. Tím je umožněno přímo porovnat vliv přítomnosti PICC na tvar trhliny, který je největší v oblasti volného povrchu. Úhel zakřivení žlutého čela trhliny při asymetrii cyklu $R = 0,8$ byl vyhodnocen na levé straně $9,7^\circ$ a na pravé straně $10,1^\circ$, což odpovídá naměřeným úhlům zakřivení v kap. 4.1.1. Úhel zakřivení modrého čela trhliny při asymetrii cyklu $R = 0,1$ byl naměřen na levé straně $16,4^\circ$ a na pravé straně $15,7^\circ$. Vliv předčasného kontaktu lomových ploch je nejvýznamnější na volném povrchu, kde způsobuje pokles rychlosti únavového růstu oproti rychlosti uprostřed a způsobuje výraznější zakřivení čela trhliny.

Zajímavé je také sledovat rychlost vývoje tvaru trhliny. Na obr. 4.4 je lomová plocha tělesa namáhaného při asymetrii cyklu $R = 0,8$. Pouze na krátkou vzdálenost byla kvůli vytvoření postupové čáry asymetrie cyklu změněna na $R = 0,1$. Tato oblast je na obrázku vidět jako světle šedá část lomové plochy. Spodní část této oblasti definuje tvar žlutého čela trhliny, horní hranice definuje tvar čela s již přítomným PICC. Na horní hranici světle šedé lomové plochy bylo tedy zkopírováno modré čelo trhliny a označeno čerchovanou čarou. Lze si povšimnout, že čelo trhliny z jiného tělesa téměř přesně kopíruje tvar světle šedé oblasti. Přírůstek trhliny při asymetrii cyklu $R = 0,1$ byl uprostřed přibližně $0,37 \text{ mm}$, zatímco na volném povrchu vlevo pouze $0,21 \text{ mm}$ a vpravo $0,18 \text{ mm}$. Během této doby se nové čelo trhliny stihlo zformovat do své konečné podoby.



Obr. 4.4 Srovnání tvarů čela trhliny na CT tělese z oceli EA4T o tloušťce $B = 10 \text{ mm}$, ovlivněných přítomností PICC

4.4 ZAVÍRÁNÍ ÚNAVOVÉ TRHLINY VE 3D

Z experimentálních výsledků je zcela evidentní vliv přítomnosti PICC na tvar čela únavové trhliny. Zakřivení čela trhliny je na první pohled větší než v případě, kdy se trhlina šíří při vysoké asymetrii cyklu bez přítomnosti PICC (viz obr. 4.4). Při porovnání těchto trhlín se zdá, že mají ve většině tělesa přibližně stejný tvar a že hlavní změna tvaru nastává až v blízkosti volného povrchu. Tento jev lze vysvětlit tím, že v oblasti volného povrchu dochází k zavření trhliny a tím ke zpomalení jejího šíření výrazně dříve než uprostřed tělesa. Z toho důvodu dochází k výraznějšímu zakřivení oproti „standardnímu“ zakřivení vlivem volného povrchu. Výrazný rozdíl v čase zavření trhliny vykazoval již první výpočet s rovným čelem trhliny. Tyto výsledky jsou v souladu s publikovanými pracemi [16–18]. Někteří autoři dokonce odhadují, že ke kontaktu uprostřed tělesa vůbec nedochází [19,20].

Podobným způsobem jako u rovinného modelu byl vytvořen numerický model CT tělesa ve 3D. Analyzovaný numerický model CT tělesa měl tloušťku $B = 10$ mm, šířku $W = 50$ mm, rozpětí děr $Sp = 27,5$ mm a konečná délka trhliny po posledním růstovém cyklu byla vždy $a_f = 15$ mm. Dvojitá symetrie CT tělesa umožnila vytvořit pouze čtvrtinový numerický model. Pro vytvoření sítě konečných prvků byly použity lineární objemové prvky SOLID185, s výpočtovými uzly ve svých vrcholech. Materiálový model oceli EA4T byl uvažován jako homogenní, izotropní, s kinematickým zpevněním. Jeho chování bylo popsáno multilineární křivkou definovanou na základě naměřené cyklické křivky.

Tab. 4.1 Parametry exponenciální funkce definující tvar čela trhliny

Úhel zakřivení	c_1	c_2
úhel 0°	0	0
úhel $9,7^\circ$	-0,33	0,75
úhel $16,4^\circ$	-0,48	0,95

Z výsledků vyhodnocených úrovní zavírání trhliny v modelu s rovným čelem trhliny docházelo k výrazně dřívějšímu zavírání v oblasti volného povrchu. Hnací síla trhliny v těchto místech je tedy nižší než uprostřed, což vede k jejímu výraznějšímu zakřivení. Za účelem potvrzení vlivu plasticity indukovaného zavírání únavové trhliny na míru zakřivení jejího čela byly provedeny další numerické analýzy. Numerický model CT tělesa a jeho nastavení zůstalo stejné jako v předchozím případě. Měnil se pouze tvar trhliny, který byl řízen pomocí exponenciální funkce

$$x = c_1 e^{-c_2 z} - c_1 e^{-c_2 0,5B}, \quad (4.1)$$

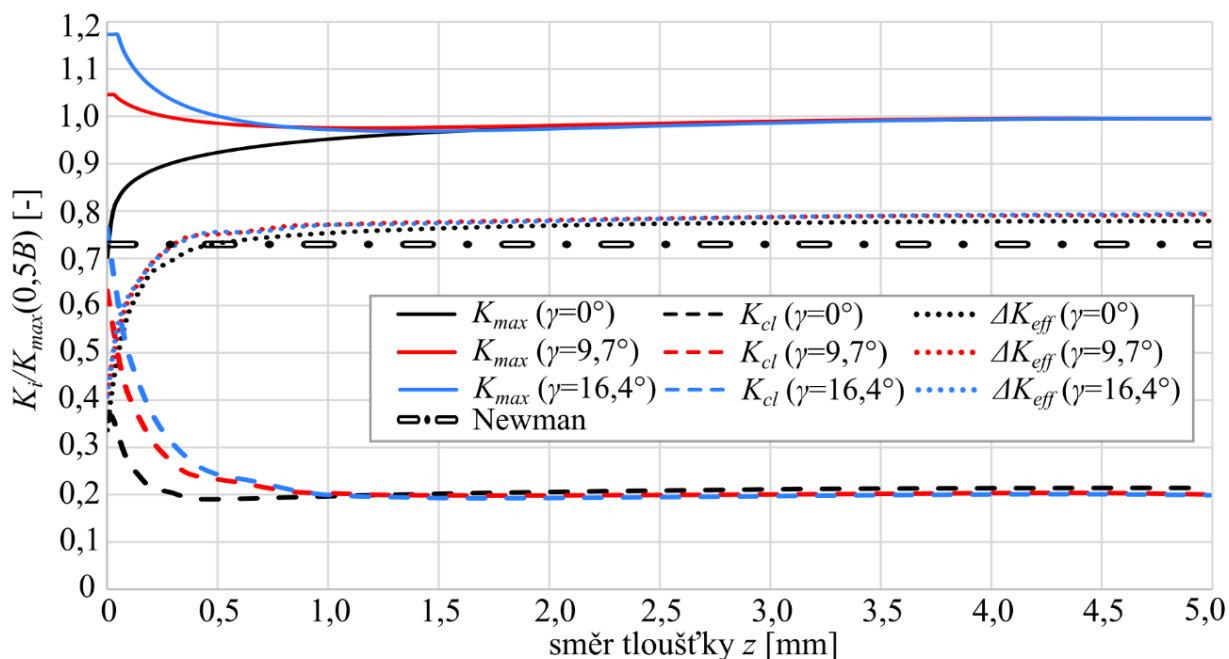
kde c_1 , c_2 jsou koeficienty exponenciální funkce, které určují její tvar, x je souřadnice ve směru růstu trhliny a z je souřadnice po tloušťce tělesa ($z = 0$ je kraj tělesa, $z = 0,5B$ je střed tělesa). Druhý člen v rovnici má konstantní hodnotu a slouží k posunutí čela trhliny tak, aby byla souřadnice uzlu uprostřed tělesa na pozici $x = 0$, $z = 0,5B$.

Celkem byla analyzována tři CT tělesa s různě zakřivenými trhlinami, které byly vytvořeny pomocí exponenciálních funkcí s koeficienty c_1 , c_2 uvedenými v tab. 4.1. Trhlina s úhlem zakřivení $\gamma = 9,7^\circ$ odpovídá reálné trhlině z experimentu při asymetrii cyklu $R = 0,8$ (obr. 4.4, žlutá trhlina) a trhlina s úhlem zakřivení $\gamma = 16,4^\circ$ odpovídá reálné trhlině z experimentu s asymetrií cyklu $R = 0,1$ (obr. 4.4, modrá trhlina).

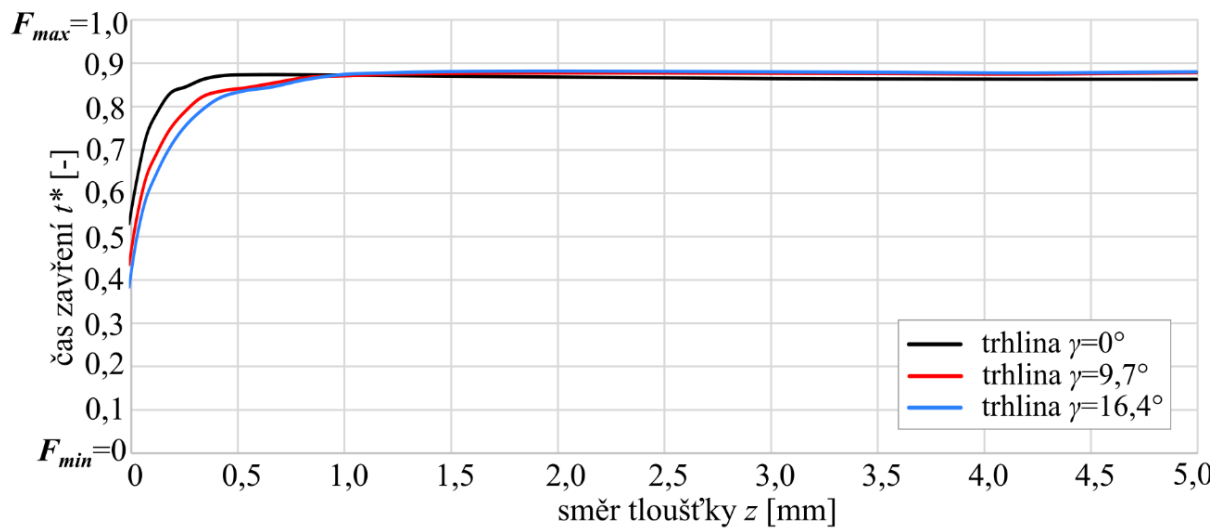
Výsledky vyhodnocení zavírání trhliny jsou na obr. 4.5. Na základě předpokladu o efektivním rozkmitu součinitele intenzity napětí ΔK_{eff} jakožto parametru řídícím hnací sílu trhliny se očekávalo, že vlivem zakřivení čela trhliny se v oblasti volného povrchu jeho průběh změní. Avšak všechny varianty zakřivení trhliny měly na průběh ΔK_{eff} zanedbatelný vliv. Jediné viditelné změny jsou v průběhu zavíracích hodnot K_{cl} , které se zakřivením v oblasti volného povrchu zvyšují. Na první pohled to může být nečekané chování, které je ale jednoduše vysvětlitelné. Růst hodnot K_{cl} na volném povrchu je daný způsobem jeho určení podle rovnice

$$K_{cl,j} = K_{max,j}(1 - t_j^*). \quad (4.2)$$

Při pohledu na vykreslení času zavření trhliny t^* (obr. 4.6), z něhož je K_{cl} určeno, je zřejmé, že zakřivování čela trhliny má na zavření v oblasti volného povrchu zanedbatelný vliv. Ve všech případech zakřivení se trhlina zavírá na volném povrchu přibližně po 40 % odtížení, zatímco uprostřed až po téměř 90 % odtížení. Umělý růst K_{cl} je tedy způsoben pouze vyššími hodnotami součinitele intenzity napětí K_{max} na volném povrchu.

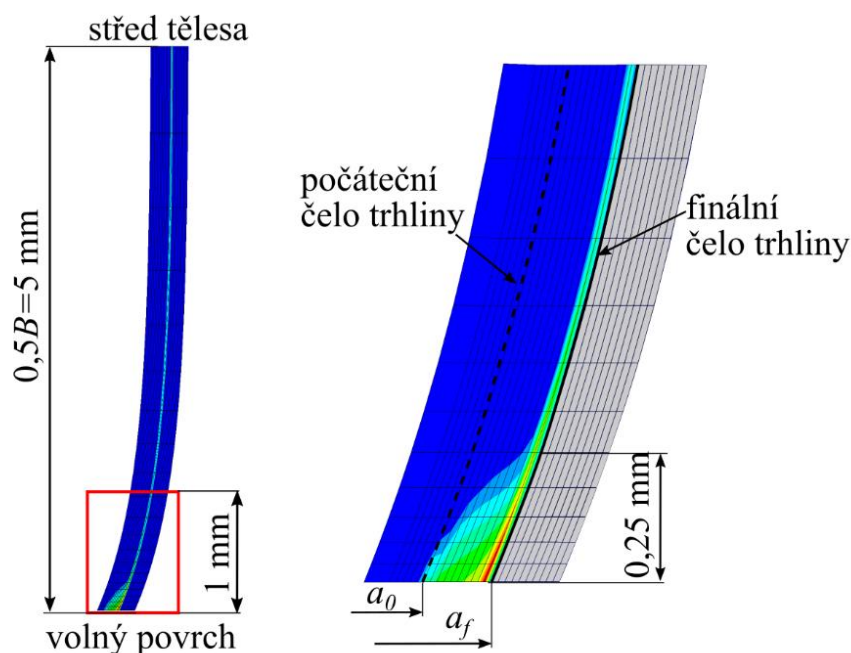


Obr. 4.5 Porovnání vlivu zakřivení čela trhliny na úroveň zavírání u CT tělesa ($B = 10$ mm, $R = 0,1$, $\Delta K = 15$ MPa \sqrt{m})



Obr. 4.6 Čas zavření trhliny během odtěžování u CT tělesa ($B = 10$ mm, $R = 0,1$, $\Delta K = 15 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$)

Zajímavé je rovněž vykreslení penetrace kontaktních prvků do protější plochy po odtížení na minimální sílu F_{min} (obr. 4.7). Z obrázku je patrné, že k naprosté většině kontaktu dochází na ploše do hloubky přibližně 0,25 mm. V této oblasti je v kontaktu lomová plocha od počátku šíření trhliny. V hloubce větší než 0,25 mm jsou v kontaktu již pouze dva výpočtové prvky za čelem trhliny, zbytek lomové plochy zůstal otevřený.



Obr. 4.7 Penetrace kontaktních prvků do protější lomové plochy po úplném odlehčení CT tělesa na F_{min} ($\gamma = 16,4^\circ$, $B = 10$ mm, $R = 0,1$, $\Delta K = 15 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$)

4.5 CTOD JAKO ŘÍDÍCÍ PARAMETR HNACÍ SÍLY TRHLINY

Vědecká komunita se stále více zaměřuje na popis únavového růstu trhliny pomocí obecnějších parametrů, jako je např. CTOD [21–23]. CTOD lze použít pro popis rychlosti šíření únavové trhliny závislostí $da/dN - CTOD$, podobně jako vztah $da/dN - \Delta K$. Zatímco ale vztah $da/dN - \Delta K$ platí pouze při malém zatížení (SSY) a je závislý na asymetrii cyklu, CTOD lze použít i při velkém zatížení (*Large Scale Yielding* – LSY), vztah $da/dN - CTOD$ je nezávislý na asymetrii cyklu.

Pro další analýzu byly využity stejné numerické modely i s totožnými variantami tvarů trhlín jako v předchozí kapitole. Jediným rozdílem byla změna procesu zatěžování tělesa. Tentokrát bylo provedeno 20 růstových cyklů (N_c), mezi každým růstovým cyklem byl však navíc přidavný 1 mezicyklus (N_{mc}), při němž trhlina nerostla, a po posledním růstovém cyklu bylo provedeno navíc dalších 15 nerůstových mezicyklů ($N_{mc,end}$). V dalším textu bude tento způsob cyklování kvůli jednoduššímu popisu označován jako $N_c = 20$, $N_{mc} = 1$, $N_{mc,end} = 15$.

Přidání nerůstových mezicyklů po posledním růstu má významný vliv na rozložení kontaktu lomových ploch. Veškerý kontakt ve většině tělesa naprosto zmizel a trhlina je i na úrovni F_{min} plně otevřená. U volného povrchu se však nic nezměnilo, v kontaktu stále zůstává celá oblast až do hloubky 0,2 mm. Kontakt vymizel ve většině tělesa již po 3. mezicyklu, další provedené mezicykly vedly pouze k ustálení pole napětí a přetvoření.

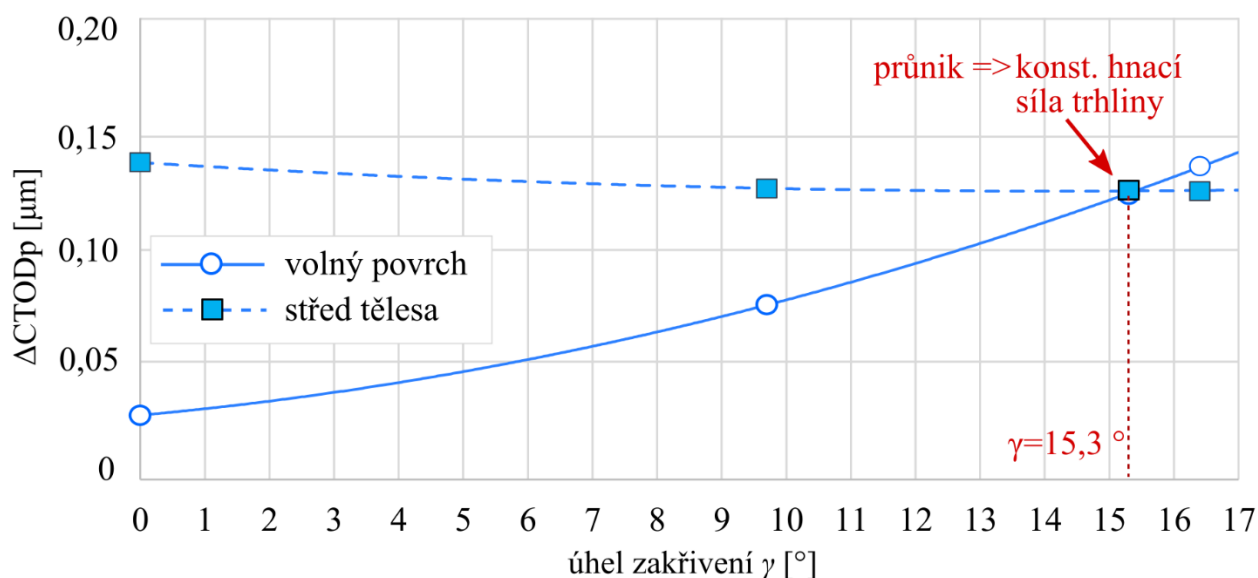
Tab. 4.2 Vstupní hodnoty parametrů

Vstupní parametr	Hodnota
tloušťka CT tělesa B [mm]	10
asymetrie cyklu R [-]	0,1
zatížení ΔK [$\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$]	15
počáteční délka trhliny a_0 [mm]	14,734
velikost výpočtového prvku $L_e = 0,1r_p$ [mm]	0,0133
počet růstových cyklů N_c	20
počet přidavných (nerůstových) mezicyklů mezi růstovými cykly N_{mc}	1
počet přidavných (nerůstových) mezicyklů po posledním růstovém cyklu $N_{mc,end}$	15

V závěrečné části jsou prezentovány výsledky výpočtu vlivu zakřivení čela trhliny na velikost otevření čela trhliny CTOD, konkrétně jeho plastickou část $\Delta CTOD_p$. Nejdůležitější parametry použité při tvorbě numerického modelu jsou uvedeny v tab. 4.2. Analyzovány byly modely CT tělesa s různě zakřiveným čelem trhliny. Cílem bylo najít takovou konfiguraci, která způsobí stejnou velikost plastické části $\Delta CTOD_p$ na volném povrchu i uprostřed tělesa, měřenou jako výšku uzavřené smyčky $CTOD_p$.

První výpočty byly provedeny se stejnými tvary čela trhliny jako v kapitole 4.4. Základní konfigurací bylo tedy CT těleso s rovným čelem trhliny, druhé čelo trhliny bylo totožné jako v experimentu při asymetrii cyklu $R = 0,8$ s úhlem zakřivení $\gamma = 9,7^\circ$ a třetí variantou bylo stejné čelo trhliny jako v experimentu s přítomným PICC při asymetrii cyklu $R = 0,1$, které mělo úhel zakřivení $\gamma = 16,4^\circ$. U každé varianty zakřivení čela trhliny byly hodnoty plastické části $\Delta CTOD_p$, stanoveny na volném povrchu (symbol kruhu) a uprostřed tělesa (symbol čtverce) a byly vykresleny do grafu vůči příslušnému úhlu zakřivení (obr. 4.8). Vykreslená data byla následně proložena polynomickou funkcí.

Trend hodnot na uzlu uprostřed tělesa je téměř konstantní bez ohledu na míru zakřivení čela trhliny. Je to zejména z toho důvodu, že ani v jednom případě nedocházelo uprostřed tělesa k žádnému kontaktu. Situace na volném povrchu je však dramaticky odlišná. V případě trhliny s rovným čelem má $\Delta CTOD_p$ nejnižší hodnotu a se zvětšujícím zakřivením se jeho velikost zvětšuje.

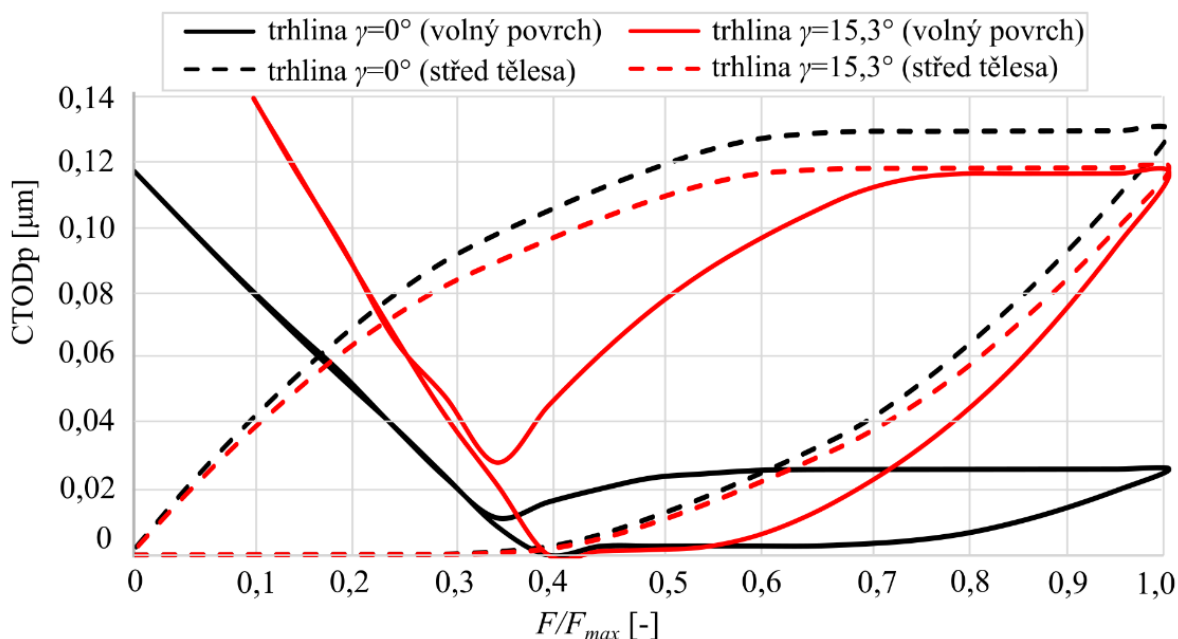


Obr. 4.8 Vývoj velikosti $\Delta CTOD_p$ v závislosti na úhlu zakřivení čela trhliny ($B = 10$ mm, $\Delta K = 15$ MPa \sqrt{m} , $R = 0,1$, cyklování $N_c = 20$, $N_{mc} = 1$, $N_{mc,end} = 15$)

Díky proložení výsledků prvních tří variant tvaru trhliny polynomickou funkcí se v grafu zobrazil trend vývoje hodnot v $\Delta CTOD_p$ v závislosti na úhlu zakřivení. Průnik funkcí značí, že u trhliny s úhlem zakřivení $\gamma = 15,3^\circ$ by měla být velikost $\Delta CTOD_p$ stejně velká na volném povrchu jako uprostřed tělesa. Trhlina s tímto zakřivením čela byla tedy dodatečně vytvořena a za stejných podmínek šířena CT tělesem. Výsledek je viditelný v místě průniku, celé smyčky jsou pak vykresleny na obr. 4.9. Co se týče velikosti smyček plastické části $CTOD_p$, jsou na volném povrchu i uprostřed tělesa stejné, odlišná je jejich plocha. Aby bylo možné utvořit si představu o vývoji velikosti a tvaru smyček $CTOD_p$ vlivem zakřívování čela trhliny, byly do grafu přidány také průběhy $CTOD_p$ z tělesa s rovným čelem trhliny.

Účel této kapitoly byl však splněn, protože byla představena a potvrzena možná metodika, kterou lze použít k popisu rychlosti šíření únavové trhliny a kterou lze, na

rozdíl od efektivního rozkmitu součinitele intenzity napětí ΔK_{eff} , použit i pro lokální popis v tak komplikovaném místě, jako je volný povrch tělesa. Vyhodnocené optimální zakřivení čela trhliny $\gamma = 15,3$ v tělese s přítomným plasticky indukovaným zavíráním trhliny je v souladu s výsledky experimentálního měření. Na obr. 4.4 byly sice úhly vyhodnoceny jako $\gamma = 16,4$ a $\gamma = 15,7$, avšak vzhledem k chybě v měření úhlu přibližně $\pm 2^\circ$ lze výsledek považovat za odpovídající.



Obr. 4.9 Porovnání velikosti plastické části CTOD_p u trhliny s rovným čelem trhliny a ideálním zakřivením ($B = 10$ mm, $\Delta K = 15$ MPa \sqrt{m} , $R = 0,1$, cyklování $N_c = 20$, $N_{mc} = 1$, $N_{mc,end} = 15$)

5 ZÁVĚR

Předmětem předkládané disertační práce je studie vlivů, které způsobují zakřivení únavové trhliny během jejího růstu a přímo tak ovlivňují proces šíření únavové trhliny. Práce je zaměřena na dva nejčastější původce zakřivení čela trhliny. Prvním je vždy přítomný vliv volného povrchu, který způsobuje změnu exponentu singularity napětí v blízkosti volného povrchu. Druhým původcem zakřivení čela trhliny je efekt plasticky indukovaného zavírání trhliny, který se při podmínkách cyklického zatěžování s nízkou asymetrií cyklu přidává k vlivu volného povrchu a který způsobuje snížení účinku nominálního rozkmitu zatížení a tím pokles rychlosti šíření únavové trhliny. Vzhledem k tomu, že zavírání trhliny je obecně výraznější u volného povrchu, způsobuje navíc další zakřivení únavové trhliny.

Na základě definovaných cílů práce je možné dosažené výsledky disertační práce shrnout následovně:

1. cíl: Detailní popis vlivu volného povrchu na singulární pole napětí v blízkosti čela trhliny

- a) *Popis singulárního pole napětí před čelem rovné trhliny, se zaměřením na oblast v blízkosti volného povrchu*
- Na numerickém modelu s rovnou trhlinou byly stanoveny hodnoty exponentu singularity p pro různé varianty Poissonova čísla.
 - Hodnoty exponentu singularity p v rohovém bodě čela trhliny byly porovnány s výsledky v dostupné literatuře.
- b) *Stanovení zakřiveného tvaru čela únavové trhliny na základě rozložení singulárního pole napětí*
- K dané problematice byla vyvinuta metodika numerické simulace zakřivení trhliny na základě průběhu exponentu singularity napětí p nebo součinitele intenzity napětí K_I .
 - Oba způsoby řízení zakřivení vedou k totožným výsledkům.
- c) *Studium vlivu materiálových a geometrických parametrů na zakřivení čela trhliny*
- Míra zakřivení trhliny byla studována na numerických modelech o tloušťkách od 3 mm do 20 mm a uvažovány byly materiály s Poissonovým číslem od 0 do 0,5.
 - Úhel zakřivení trhliny se zvětšuje s rostoucí tloušťkou tělesa až do tloušťky 10 mm, od níž je zakřivení trhliny konstantní.
 - V materiálech s vyšším Poissonovým číslem je úhel zakřivení čela trhliny vyšší než v materiálech s nižším Poissonovým číslem.
 - Návrh úpravy Pookova empirického vztahu pro výpočet charakteristického úhlu zakřivení pro případy, kdy je tloušťka tělesa menší než $B < 10$ mm.
- d) *Verifikace numericky predikovaných tvarů trhlín pomocí únavových experimentů*
- Byla provedena série experimentálních zkoušek na SENB tělesech vyrobených z oceli EA4T s Poissonovým číslem 0,3 a z hliníkové slitiny 7075 s Poissonovým číslem 0,395.
 - Tloušťka experimentálních těles byla pro obě materiálové skupiny od 3 mm do 20 mm.
 - Numerický model byl úspěšně verifikován, vyhodnocené úhly zakřivení čela trhliny jsou ve velmi dobré shodě s numerickými výsledky.

2. cíl: Numerické modelování plasticky indukovaného zavírání únavové trhliny ve 2D

e) *Detailní studie vlivu parametrů, které mají významný vliv na vyhodnocení zavírání trhliny*

- Byla provedena rozsáhlá literární rešerše nejvýznamnějších vstupních parametrů při tvorbě numerického modelu zavírání únavové trhliny.
- Parametry, u nichž v literatuře nebyla jasná shoda v jejich nastavení, byly podrobeny citlivostní analýze.
- Byla analyzována citlivost vyhodnoceného zavírání trhliny na délku růstu trhliny, velikost výpočtového prvku v oblasti růstu trhliny a na počet výpočtových mezikroků ve výpočtovém cyklu.

f) *Sjednocení metodiky pro vytvoření MKP modelu zavírání únavové trhliny ve 2D*

- Stabilní hodnoty zavírání trhliny byly dosaženy po délce růstu trhliny rovnající se čtyřem velikostem monotónní plastické zóny.
- Délka růstu trhliny zaručující stabilizované hodnoty zavírání trhliny by měla být analyzována v každém numerickém modelu.
- Ideální velikost výpočtového prvku je definovaná odhadem velikosti plastické zóny podle Irwinova vztahu s uvážením plastického přetvoření, velikost je $L_e = 0,1r_p$.
- Při vyhodnocení zavírání trhliny z posuvu prvního uzlu za čelem trhliny je doporučeno použít 15-20 výpočtových mezikroků v odtěžovací části cyklu. Při vyhodnocení zavírání trhliny ze změny tuhosti je však třeba použít tolik výpočtových mezikroků, aby alespoň 10 mezikroků bylo ve fázi s plně otevřeným čelem trhliny.
- Provedenou citlivostní analýzou byla sjednocena doporučení pro nejpodstatnější vstupní parametry.

g) *Konfrontace MKP výsledků s experimentálně naměřenými hodnotami zavírání únavové trhliny*

- Zavírání trhliny bylo pomocí numerického modelu vyhodnoceno pro asymetrie cyklu $R = 2$ až $R = 0,5$.
- Dosažené výsledky byly porovnány s experimentálně naměřeným zavíráním trhliny na stejné oceli EA4T a také s empirickým modelem zavírání trhliny podle Newmana.
- Numerický model dokáže velmi dobře predikovat úroveň zavírání v tělese.

3. cíl: Numerické modelování plasticky indukovaného zavírání únavové trhliny ve 3D

- h) *Modifikace 2D metodiky pro stanovení zavírání únavové trhliny na 3D model s rovným čelem trhliny*
- Poznatky z tvorby 2D modelu byly aplikovány při tvorbě 3D modelu s rovným čelem trhliny.
 - Vyhodnocené zavírání uprostřed 3D modelu velmi dobře odpovídá hodnotám z 2D modelu při rovinném přetvoření, ale na volném povrchu dochází k zavírání výrazně dříve.
- i) *Stanovení zakřiveného tvaru čela únavové trhliny se zahrnutím kombinace vlivů volného povrchu a plasticky indukovaného zavírání*
- Zakřivení čela trhliny nelze stanovit pomocí efektivního rozkmitu součinitele intenzity napětí ΔK_{eff} .
 - Přidáním mezicyklů mezi růstové cykly dochází k otupení čela trhliny, předčasný kontakt uzlů za čelem trhliny zůstává pouze v oblasti volného povrchu, ve většině tělesa zmizí.
 - Vhodným řídicím parametrem zakřivení čela trhliny je plastická část otevření čela trhliny CTOD_p.
 - Představením vhodného tvaru čela trhliny s úhlem zakřivení $\gamma = 15,3^\circ$ vede ke stabilní velikosti smyčky CTOD_p po celé délce čela trhliny.
- j) *Experimentální verifikace výsledků získaných na základě numerických simulací*
- Zakřivení čela trhliny na experimentálních tělesech bylo významně větší, pokud docházelo k plasticky indukovanému zavírání únavové trhliny.
 - Naměřené úhly na experimentálním tělese byly $16,4^\circ$ a $15,7^\circ$, což je ve velmi dobrém souladu s numericky stanoveným zakřivením čela trhliny pod úhlem $15,3^\circ$.

Všechny formulované cíle disertační práce byly splněny.

Významná část disertační práce vznikala ve spolupráci s prof. Filippem Bertem, působícím na Norwegian University of Technology, Trondheim, Norsko. Doktorand zde také strávil 6 měsíců na zahraniční stáži a následně Trondheim několikrát pracovně navštívil.

Výsledky, jichž bylo dosaženo v rámci disertační práce, byly publikovány v zahraničních časopisech zařazených do renomovaných databází:

- 3 články byly publikovány v impaktovaných časopisech zařazených do databáze Web of Science,
- 4 články byly publikovány v časopisech zařazených do databáze Scopus,
- 1 článek mimo téma disertační práce byl publikován v impaktovaném časopise zařazeném do databáze Web of Science.

Získané výsledky byly prezentovány rovněž na 10 mezinárodních konferencích.

6 SEZNAM POUŽITÝCH ZDROJŮ

- [1] Suresh ,S. *Fatigue of Materials*. 2nd vyd. Cambridge:Cambridge University Press; 1998.
- [2] Anderson ,T.L.L. *Fracture Mechanics: Fundamentals and Applications*. 3rd vyd. Boca Raton, FL : Taylor & Francis; 2005.
- [3] Paris ,P., Erdogan ,F. A Critical Analysis of Crack Propagation Laws. *J Basic Eng*, 1963, 85 (528), ev. č. 10.1115/1.3656900.
- [4] Elber ,W. Fatigue Crack Closure Under Cyclic Tension. *Eng Fract Mech*, 1970, 2 (37–45), ev. č. 10.1016/0013-7944(70)90028-7.
- [5] Hutař ,P., Náhlík ,L., Knésl ,Z. Quantification of the influence of vertex singularities on fatigue crack behavior. *Comput Mater Sci*, 2009, 45 (653–7), ev. č. 10.1016/j.commatsci.2008.08.009.
- [6] Ševčík ,M., Hutař ,P., Zouhar ,M., Náhlík ,L. Numerical estimation of the fatigue crack front shape for a specimen with finite thickness. *Int J Fatigue*, 2012, 39 (75–80), ev. č. 10.1016/j.ijfatigue.2011.03.010.
- [7] Bažant ,Z.P., Estenssoro ,L.F. Surface singularity and crack propagation. *Int J Solids Struct*, 1979, 15 (405–26), ev. č. 10.1016/0020-7683(79)90062-3.
- [8] Pook ,L.P. Some implications of corner point singularities. *Eng Fract Mech*, 1994, 48 (367–78), ev. č. 10.1016/0013-7944(94)90127-9.
- [9] McClung ,R.C., Sehitoglu ,H. On the Finite Element Analysis of Fatigue Crack Closure - 2. Numerical Results. *Eng Fract Mech*, 1989, 33 (253–72), ev. č. 10.1016/0013-7944(89)90028-3.
- [10] Park ,S.J., Earmme ,Y.Y., Song ,J.H. Determination of the Most Appropriate Mesh Size for a 2-D Finite Element Analysis of Fatigue Crack Closure Behaviour. *Fatigue Fract Eng Mater Struct*, 1997, 20 (533–45), ev. č. 10.1111/j.1460-2695.1997.tb00285.x.
- [11] Singh ,K.D., Parry ,M.R., Sinclair ,I. Some issues on finite element modelling of plasticity induced crack closure due to constant amplitude loading. *Int J Fatigue*, 2008, 30 (1898–920), ev. č. 10.1016/j.ijfatigue.2008.01.013.
- [12] Antunes ,F. V., Rodrigues ,D.M. Numerical simulation of plasticity induced crack closure: Identification and discussion of parameters. *Eng Fract Mech*, 2008, 75 (3101–20), ev. č. 10.1016/j.engfracmech.2007.12.009.
- [13] Solanki ,K., Daniewicz ,S.R., Newman, J. C. ,J. Finite element analysis of plasticity-induced fatigue crack closure: An overview. *Eng Fract Mech*, 2004, 71 (149–71), ev. č. 10.1016/S0013-7944(03)00099-7.
- [14] Pokorný ,P., Vojtek ,T., Náhlík ,L., Hutař ,P. Crack closure in near-threshold fatigue crack propagation in railway axle steel EA4T. *Eng Fract Mech*, 2017, 185 (2–19), ev. č. 10.1016/j.engfracmech.2017.02.013.
- [15] Newman ,J.C.J. A crack opening stress equation for fatigue crack growth. vol. 24. 1984.
- [16] Fleck ,N.A., Newman, J. C. ,J. Analysis of crack closure under plane strain conditions. *Mech fatigue crack Clos*, 1988 (319–41).
- [17] Camas ,D., Antunes ,F., Lopez-Crespo ,P., Gonzalez-Herrera ,A. Influence of

- plastic wake length on results of 3D numerical modelling of plasticity induced crack closure. *Procedia Struct. Integr.*, 23, Elsevier B.V.; 2019, s.607–12, ev. č. 10.1016/j.prostr.2020.01.153.
- [18] Antunes ,F.V., Branco ,R., Costa ,J.D., Rodrigues ,D.M. Plasticity induced crack closure in Middle-Crack Tension specimen: numerical versus experimental. *Fatigue Fract Eng Mater Struct*, 2010, 33 (673–86), ev. č. 10.1111/j.1460-2695.2010.01479.x.
- [19] Zhao ,L.G., Tong ,J., Byrne ,J. The evolution of the stress – strain fields near a fatigue crack tip and plasticity-induced crack closure revisited, 2004 (19–29).
- [20] Gardin ,C., Fiordalisi ,S., Sarrazin-Baudoux ,C., Petit ,J. Numerical simulation of fatigue plasticity-induced crack closure for through cracks with curved fronts. *Eng Fract Mech*, 2016, 160 (213–25), ev. č. 10.1016/j.engfracmech.2015.11.023.
- [21] Antunes ,F. V., Rodrigues ,S.M., Branco ,R., Camas ,D. A numerical analysis of CTOD in constant amplitude fatigue crack growth. *Theor Appl Fract Mech*, 2016, 85 (45–55), ev. č. 10.1016/j.tafmec.2016.08.015.
- [22] Antunes ,F. V., Branco ,R., Prates ,P.A., Borrego ,L. Fatigue crack growth modelling based on CTOD for the 7050-T6 alloy. *Fatigue Fract Eng Mater Struct*, 2017, 40 (1309–20), ev. č. 10.1111/ffe.12582.
- [23] Vasco-Olmo ,J.M., Díaz ,F.A., Antunes ,F. V., James ,M.N. Characterisation of fatigue crack growth using digital image correlation measurements of plastic CTOD. *Theor Appl Fract Mech*, 2019, 101 (332–41), ev. č. 10.1016/j.tafmec.2019.03.009.

7 CURRICULUM VITAE

Jméno Tomáš Oplt
Nar.: 7. 3. 1991
E-mail: optl@ipm.cz

VZDĚLÁNÍ

- 2016–dosud Doktorské studium v Ústavu mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky FSI VUT v Brně a Ústavu fyziky materiálů Akademie věd ČR, v. v. i., obor Aplikované vědy v inženýrství – Inženýrská mechanika
- Téma disertační práce: *Numerické modelování zavírání únavové trhliny*
- 2/2018–7/2018 Stáž v rámci Ph.D. studia na Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, pod vedením prof. Filippa Bertoa
- 2013–2015 Magisterské studium v Ústavu mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky FSI VUT v Brně, obor Aplikované vědy v inženýrství – Inženýrská mechanika a biomechanika
- Téma diplomové práce: *Porovnání výsledků modální analýzy desky plošných spojů dosažených výpočtovým a experimentálním modelováním*
- 8/2014–12/2014 Studijní pobyt Erasmus+ na Norwegian University of Science and Technology, Trondheim
- Absolvované předměty zakončené zkouškou: Fracture Mechanics, Fatigue Design, Nonlinear Finite Element Analysis, Biomechanics
- 2010–2013 Bakalářské studium v Ústavu strojírenské technologie FSI VUT v Brně, obor Strojírenství – Strojírenská technologie
- Téma bakalářské práce: *Parametry lomové mechaniky*

PRACOVNÍ ZKUŠENOSTI

- 10/2017–dosud Ústav aplikované mechaniky Brno, s.r.o.
- strukturální výpočtář, hodnocení chování těles s trhlinou
- 10/2016–9/2017 REN Engineering, s. r. o.
- pevnostní výpočtář a design inženýr
- 9/2015–9/2016 Vítkovice, Ústav aplikované mechaniky, s.r.o.
- inženýr výzkumu a vývoje

8 ABSTRACT

This Ph.D. thesis was written under the supervision of Assoc. prof. Pavel Hutař, Ph.D., and Assoc. prof. Luboš Náhlík, Ph.D. The thesis is focused on the effect of plasticity induced crack closure, its characteristic and ways of numerical modelling. Premature fatigue crack closure has a significant effect on the fatigue crack propagation rate and therefore on the residual lifetime of a structure. A three-dimensional numerical model allows a detailed look at the stress and strain distribution along the crack front, and particularly it allows a local description of parameters along the crack front which governs the fatigue crack propagation rate. In the first part of the thesis, the study is focused on the influence of a singular stress field at the vicinity of the free surface on the crack front curvature without crack closure being involved. In the second part, a numerical model in 2D of plasticity induced crack closure was created and verified by experimental results. In the final part, a 3D numerical model is used to describe the influence of the crack closure on its fatigue propagation rate and explains typical crack front curvature. The suggested technique allows quantitative accuracy improvement of numerical simulation of the fatigue crack propagation and therefore, more reliable estimation of the residual lifetime of the cracked structure.