

UMA ANALISE DE EFEITOS DE RESTRIÇÃO NO CRESCIMENTO DE TRINCAS POR FADIGA SOBRE MODO MISTO

AN ANALYSIS OF CONSTRAINT EFFECTS IN FATIGUE CRACK GROWTH UNDER MIXED MODE

Rafael L. Moresco^a, Cássio D. de Almeida^a e Eduardo Bittencourt^a

^a*Centro de Mecânica Aplicada e Computacional, Escola de Engenharia Universidade Federal do Rio Grande do Sul - UFRGS, Av. Osvaldo Aranha 99 - 3º andar, Porto Alegre - RS, Brasil, Rafael_moresco01@yahoo.com.br, Cassio_da@hotmail.com, Eduardo.bittencourt@ufrgs.br*

Palavras-chave: efeito de restrição, crescimento de trincas por fadiga, modelo de zona coesiva, estrutura multi-layer.

Resumo. Os efeitos de restrição são analisados no crescimento de trincas por fadiga em uma estrutura multi-layer considerando o modo misto de propagação e o estado plano de deformações. O processo de separação do material é descrito por um modelo de zona coesiva com uma relação constitutiva que depende do histórico de carregamentos. O comportamento tração-separação não segue um caminho predefinido, sendo conectado à evolução de dano e as propriedades da zona coesiva. O problema analisa uma trinca de ponta única semi-infinita, alocada na linha central de uma camada metálica contida entre dois substratos elásticos. O modo misto de carregamento é gerado por uma rotação nos carregamentos externos da estrutura que é vinculada a uma rotação fictícia da ponta da trinca. O crescimento da trinca é computado para uma serie de valores de rotação e de espessura da camada metálica sob carregamentos de constante amplitude. Os resultados mostram que essas propriedades do problema influenciam diretamente os efeitos de restrição no crescimento de trincas. Denota-se o surgimento do processo de fechamento de trincas durante o processo de propagação. As evoluções da lei constitutiva, as zonas plásticas acumuladas e os campos de tensão durante a propagação são discutidos.

Keywords: constraint effect, fatigue crack growth, cohesive zone model, multi-layer structure.

Abstract. The constraint effects are analyzed in the fatigue crack growth in a multi-layer structure considering the mixed mode of propagation and plane strain. The separation process of the material is described by a cohesive zone model with a constitutive relation that depends on the loading history. The traction-separation behavior does not follow a predefined path, being connected to the evolution damage and the properties of cohesive zone. The problem analyses an edge crack located in the center line of a metallic layer sandwiched between two elastic substrates. The mixed loading mode is generated by a rotation in the external loads of the structure which is linked to a fictitious angle of the crack tip. The crack growth is computed for a series of angle values and thickness of the metallic layer under loads of constant amplitude. The results show that these problem properties directly influence the constraint effects on crack growth. The occurrence of crack closure during the processes are computed. The evolutions of the constitutive law, the accumulated plastic zones and stress field during the propagation are discussed.

1 INTRODUÇÃO

Estruturas multi-layer são amplamente utilizadas na indústria, principalmente em áreas da microeletrônica e engenharia aeroespacial. É comum estarem sujeitas a solicitações cíclicas variadas, trazendo o surgimento de dúvidas em projetos a respeito de seu comportamento. É interesse desse trabalho observar o crescimento de trincas por fadiga (*fatigue crack growth* - FCG) nesse tipo de estrutura, tópico já abordado pela literatura algumas vezes. Cannon et al. (1991) utilizou uma viga de duplo balanço para analisar a integridade de estruturas multi-layer de alumínio e alumina, sendo relatado que o FCG era menor em espécimes constituídos inteiramente de alumínio. Mesma resposta encontrada por McNaney et al. (1996), que estudou de forma experimental o comportamento de um compósito formado pelos mesmos materiais, relacionando o FCG à espessura da camada central. De forma geral e também nesse estudo, as estruturas observadas são resultado da combinação de dois substratos de comportamento elástico (material cerâmico frágil) unidos por uma camada elasto-plástica (material metálico dúctil). Segundo Wang e Siegmund (2005) quanto menores as camadas metálicas, mais complexos são os processos que regem a propagação devido a efeitos de restrição. O presente trabalho aborda numericamente o comportamento de uma estrutura multi-layer, sujeitando uma trinca presente aos modos I e II de propagação conjuntamente. A combinação dos dois modos é obtida através de uma rotação aplicada nos carregamentos do problema, que na prática é utilizado para representar um ângulo de inclinação na propagação da trinca. As análises para prever o FCG são baseadas no uso de um modelo de zona coesiva (*cohesive zone model* - CZM). Esses modelos, fundamentados por Dugdale (1960) e Barenblatt (1962), basicamente descrevem o comportamento das superfícies da trinca através de uma relação constitutiva entre as aberturas e tensões coesivas. Algumas pesquisas relatam o seu uso para cálculo do FCG em estruturas multi-layer: Tvergaard e Hutchinson (1993), Wang e Siegmund (2005) e Lin et al. (1997). Nesse trabalho opta-se pelo CZM desenvolvido por Roe e Siegmund (2003), que é caracterizado por um dano irreversível e dependente da história de carregamentos acoplado ao modelo de Needleman (1990).

2 METODOLOGIA

2.1 Modelo coesivo

Baseando-se no princípio dos trabalhos virtuais, Needleman (1990) formulou um CZM no formato exponencial, onde as tensões coesivas são encontradas derivando uma função potencial de energia ϕ em relação as aberturas do material. Considerando a presente análise restrita a duas dimensões representa-se ϕ na Eq. (1), onde Δu_n e Δu_t são as aberturas normal e tangencial, respectivamente. A variável q corresponde a razão entre as energias de separação iniciais, $\phi_{t,0}/\phi_{n,0}$, obtidas pela Eq. (2), onde $\sigma_{max,0}$ e $\tau_{max,0}$ são as tensões coesivas características iniciais normal e tangencial, δ_0 é o comprimento coesivo e $e = \exp(1)$.

$$\phi(\Delta) = \phi_{n,0} \left(1.0 + \frac{\Delta u_n}{\delta_0}\right) \exp\left(-\frac{\Delta u_n}{\delta_0}\right) \left[(1.0 - q) + q \exp\left(-\frac{\Delta u_t^2}{\delta_0^2}\right)\right]. \quad (1)$$

$$\phi_{n,0} = e \sigma_{max,0} \delta_0 \quad \phi_{t,0} = \sqrt{\frac{e}{2}} \tau_{max,0} \delta_0. \quad (2)$$

$$T_n = \sigma_{max,0} e \exp\left(-\frac{\Delta u_n}{\delta_0}\right) \left\{ \frac{\Delta u_n}{\delta_0} \exp\left(-\frac{\Delta u_t^2}{\delta_0^2}\right) + (1.0 - q) \frac{\Delta u_n}{\delta_0} \left[1.0 - \exp\left(-\frac{\Delta u_t^2}{\delta_0^2}\right)\right] \right\} \quad (3)$$

$$T_t = 2 \sigma_{max,0} e q \frac{\Delta u_t}{\delta_0} \left(1.0 + \frac{\Delta u_n}{\delta_0}\right) \exp\left(-\frac{\Delta u_n}{\delta_0}\right) \exp\left(-\frac{\Delta u_t^2}{\delta_0^2}\right)$$

Desse forma, as tensões coesivas são obtidas pela Eq. (3). A relação das tensões com as aberturas é mostrada na Figura 1, sendo que que as energias de separação correspondem as áreas abaixo das curvas. O máximo valor positivo alcançado por T_n na Eq. (3) é $\sigma_{max,0}$ quando $\Delta u_n = \delta_0$ considerando um carregamento puramente normal com $\Delta u_t = 0$. Da mesma forma, o máximo valor de T_t , que ocorre em $\Delta u_t = 0.707\delta_0$, também é $\sigma_{max,0}$ quando tomado o fator $q = 0.427$ (igualando as tensões coesivas características $\sigma_{max,0} = \tau_{max,0}$) e $\Delta u_n = 0$.

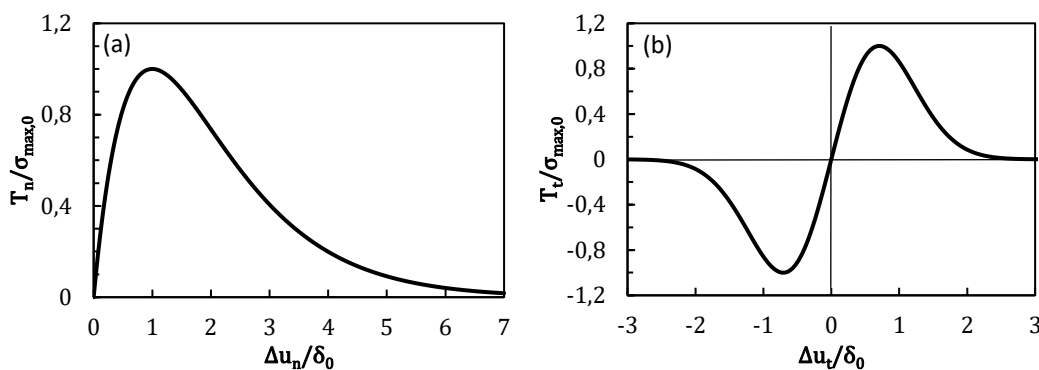


Figura 1: Comportamento sobre separação (a) normal e (b) tangencial.

A evolução de dano do material durante o processo cíclico deve ser considerada tomando o processo como não-linear para deformações inelásticas. O CZM pode ser estabelecido como uma analogia dos princípios básicos da plasticidade que permitem o amolecimento da tensão característica. De acordo com Lemaitre (1996), as leis de evolução de dano elasto-plásticas incluem as seguintes considerações: (i) o dano inicia o seu acúmulo uma vez que uma medida de deformação, acumulada ou atual, é maior que um determinado valor; (ii) o incremento de dano é relacionado com o incremento de abertura ponderado pelo nível atualizado de carregamento; (iii) existe uma tensão limite de fadiga abaixo do qual não ocorre o acúmulo de dano. Roe e Siegmund (2003) incorporaram essas considerações em um modelo de dano, onde as tensões coesivas atualizadas σ_{max} e τ_{max} são relacionadas a $\sigma_{max,0}$ e $\tau_{max,0}$ pelo uso da Eq. (4), sendo que D_c corresponde a um dano acumulado. Esses novos valores, são utilizadas na Eq. (3) no lugar das tensões iniciais.

$$\sigma_{max} = (1 - D_c)\sigma_{max,0} \quad \tau_{max} = (1 - D_c)\tau_{max,0} \quad (4)$$

De acordo com os autores, para se obter o estado atualizado de dano, uma descrição de seu desenvolvimento no formato de taxa, $\dot{D}_c = \dot{D}_c(\bar{T}, \Delta \bar{u}, D_c)$, deve ser tomada tal que

$$\dot{D}_c = \frac{|\Delta \bar{u}|}{\delta_\Sigma} \left[\frac{\bar{T}}{\sigma_{max}} - \frac{\sigma_f}{\sigma_{max,0}} \right] H(\Delta \bar{u}_{acc} - \delta_0) \quad \text{com } \dot{D}_c \geq 0 \quad (5)$$

A Eq. (5) é dependente de uma função Heaviside H , que permite o seu cálculo apenas quando o valor da abertura acumulada $\Delta \bar{u}_{acc}$ é maior que δ_0 . Já a separação resultante $\Delta \bar{u}$ e o incremento de separação $\dot{\Delta \bar{u}}$ são definidos pela Eq. (6).

$$\Delta \bar{u} = \sqrt{\Delta u_n^2 + \Delta u_t^2} \quad \dot{\Delta \bar{u}} = \Delta \bar{u}_t - \Delta \bar{u}_{t-\Delta t} \quad (6)$$

Na Eq. (5), \dot{D}_c é sempre um valor positivo, sendo que a tensão resultante \bar{T} é definida pela Eq. (7), onde o fator $2eq^2$ prevê pesos iguais para ambas componentes da tensão.

$$\bar{T} = \sqrt{T_n^2 + T_t^2 / (2eq^2)} \quad (7)$$

Os outros parâmetros materiais na Eq. (6) são a tensão limite de fadiga σ_f , a qual corresponde

a tensão mínima para o material acumular dano e o comprimento coesivo acumulado δ_Σ , encontrado pela diferença entre os valores de δ_C e δ_0 . O comprimento crítico δ_C , é a abertura acima da qual o material atinge o rompimento sobre carregamento monotônico. O processo de recarga/descarga é tomado a origem seguindo a Eq. (8), onde $\Delta u_{n,max}$ e $\Delta u_{t,max}$ correspondem a abertura máxima normal e tangencial, alcançadas no ciclo de carregamento anterior, e $T_{n,max}$ e $T_{t,max}$ as tensões correspondentes.

$$T_n = \left(\frac{T_{n,max}}{\Delta u_{n,max}} \right) \Delta u_n \quad T_t = \left(\frac{T_{t,max}}{\Delta u_{t,max}} \right) \Delta u_t \quad (8)$$

Durante o processo de descarga, existe a possibilidade de ocorrer contato entre as superfícies da trinca gerando compressão. Para o CZM, as tensões compressivas $T_{n,comp}$ são encontradas através de uma modificação na qual uma penalidade $A = 30$, sugerida por Wang e Siegmund (2005), é aplicada na tensão característica inicial, como mostra a Eq. (9).

$$T_{n,comp} = A \cdot T_n(\Delta u_n, \Delta u_t) \quad (9)$$

As leis constitucionais são inseridas em elementos coesivos de interface que unem elementos quadriláteros em estado plano de deformação. Com o passar dos ciclos de recarga/descarga o dano é acumulado até atingir o valor $D_c = 1$, que simboliza o rompimento do elemento e posterior propagação da trinca.

2.2 Propriedades dos materiais e modelo estrutural

A pesquisa tem foco em uma estrutura multi-layer de três camadas em estado plano de deformações, indicada na Figura 2(a). No meio da camada central, que tem altura $2h_l$, existe um trinca inicial cujo a ponta está localizada no ponto O. A direita da ponta da trinca são inseridos elementos coesivos que formam o caminho a qual ela é condicionada a crescer. A zona onde isso é observado, Figura 2(b), tem comprimento $L = 275\delta_0$. Para a análise da propagação, é adotada uma malha refinada com pequenos elementos de dimensão $d = 2.5\delta_0$ na região L. Esse tamanho é necessário para capturar as deformações plásticas nos arredores da trinca sem distorções de resultados.

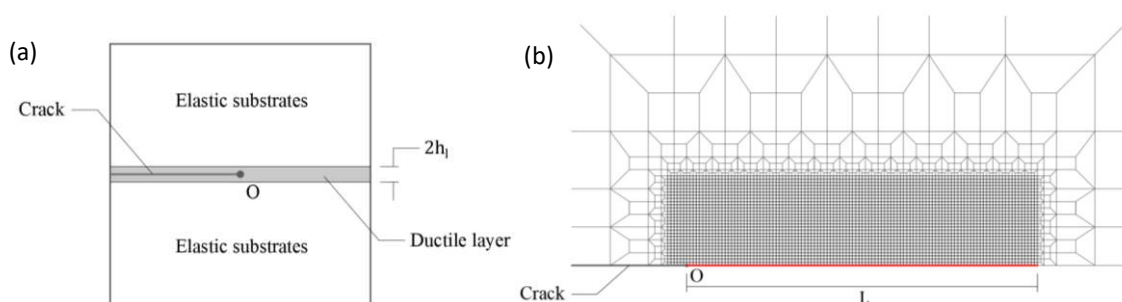


Figura 2: (a) Modelo de geometria considerado: dois substratos elásticos unidos por uma camada dúctil; (b) Malha refinada próxima a ponta da trinca.

O comportamento do material é descrito pelo módulo de Young $E = 100GPa$ e coeficiente de Poisson $\nu = 0.34$, únicos para toda a estrutura. A camada dúctil é caracterizada por um endurecimento linear com módulo $E_T = E/20$, e uma tensão de escoamento $\sigma_Y = 0.0025E$, suficiente para gerar deformações significativas segundo Tvergaard e Hutchinson (1993). Seguindo Wang e Siegmund (2005), a zona coesiva possui como propriedades $\sigma_{max,0} = \tau_{max,0} = 4\sigma_Y$, $\delta_\Sigma = 4\delta_0$ (que considera $\delta_C = 5\delta_0$) e $\sigma_f = 0.25\sigma_{max,0}$.

A simulação dos modos I e II ocorre através do uso de condições de contorno baseadas na

solução Westergaard (1939). A Eq. (10) descreve os deslocamentos prescritos, $u_x(t)$ e $u_y(t)$, aplicados na superfície externa para representar uma situação de carregamento em particular. Esses deslocamentos dependem dos fatores de intensidade de tensão dos dois modos, $K_I(t)$ e $K_{II}(t)$, e das coordenadas polares, r e θ .

$$\begin{aligned} u_x(t) &= \frac{K_I(t)}{\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 - 2\nu + \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] + \frac{K_{II}(t)}{\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[2 - 2\nu + \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \\ u_y(t) &= \frac{K_I(t)}{\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[2 - 2\nu - \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] + \frac{K_{II}(t)}{\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[-1 + 2\nu + \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \end{aligned} \quad (10)$$

Considera-se $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ e $\theta = \tan^{-1}(x/y)$, sendo x e y as coordenadas cartesianas do ponto localizado no contorno. O valor de μ corresponde a $E/2(1 + \nu)$. Ambos fatores K são aplicados seguindo a relação temporal $K(t) = \Delta K(0.5 - 0.5 \cos 2\pi t)$, em que variação ΔK é obtida pela diferença entre os fatores máximo e mínimo aplicados, $K_{max} - K_{min}$. No trabalho todos os testes consideram $K_{min} = 0$. As variações ΔK_I e ΔK_{II} , empregadas na Eq. (10), são encontradas em função das variações de energia de cada modo, ΔG_I e ΔG_{II} , pela Eq. (11):

$$\Delta K_i = \sqrt{\frac{E \Delta G_i}{(1 - \nu^2)}} \quad \text{onde } i = I, II \quad (11)$$

As variações ΔG_I e ΔG_{II} derivam da variação de energia inicial de modo I, $\Delta G_{I,0}$, que é a energia aplicada na estrutura e corresponde a uma fração da energia normal coesiva inicial, $\phi_{n,0}$, aqui tomada como $20J/m^2$. No modelo analisado, o modo II surge essencialmente devido a simulação da rotação β aplicada na ponta da trinca, a qual decompõe $\Delta G_{I,0}$ nas duas componentes, obtidas pela Eq. (12). Quando a rotação é tomada como igual a zero, apenas o modo I atua na estrutura governado por $\Delta G_I = \Delta G_{I,0}$.

$$\begin{aligned} \Delta G_I &= \Delta G_{I,0} \cos^4(\beta) \\ \Delta G_{II} &= \Delta G_{I,0} \sin^2(\beta) \cos^2(\beta) \end{aligned} \quad (12)$$

3 RESULTADOS

3.1 Resposta básica da rotação da trinca

Inicialmente, o comportamento é observado para espécimes que possuem a camada elasto-plástica de altura $h_l = 0$, tal que o problema tem unicamente características elásticas. Seis valores β são tomados (0, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20 e 0.25π rad), com a taxa de crescimento de trincas, da/dN , sendo verificada para 5 variações $\Delta G_{I,0}$ (0.05, 0.10, 0.15, 0.20 e $0.25\phi_{n,0}$). A Figura 3(a) mostra as relações obtidas entre as propriedades para os diferentes ângulos.

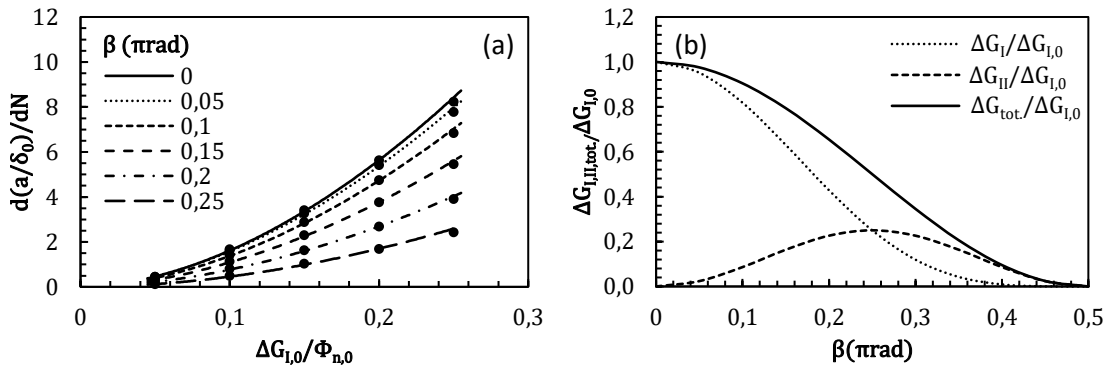


Figura 3: (a) Dependência prevista entre $d(a/\delta_0)/dN$ e $\Delta G_{I,0}/\phi_{n,0}$ sobre constante amplitude de carregamento para diferentes rotações; (b) Evolução de $\Delta G_{tot.}$ e suas parcelas em relação as rotações.

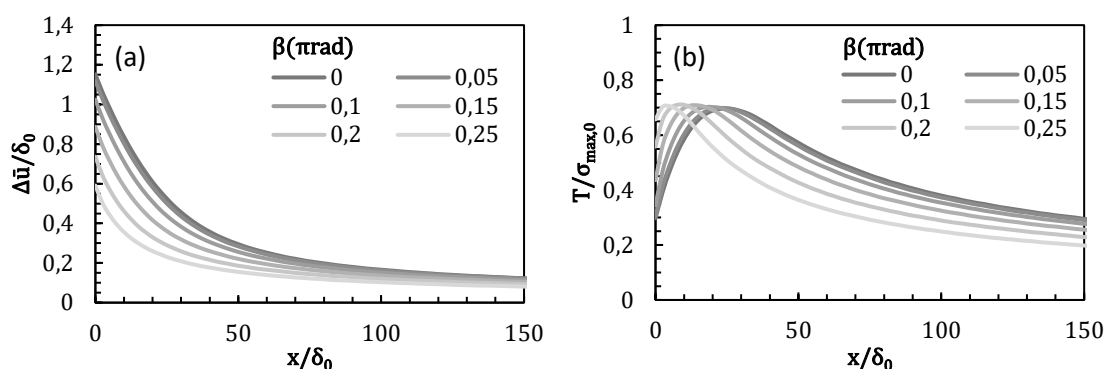


Figura 4: (a) Aberturas resultantes; (b) Tensões resultantes sobre constante amplitude de carregamento com $\Delta G_{I,0}/\phi_{n,0} = 0.20$ no pico do 6º ciclo considerando $h_l = 0$ para diferentes rotações.

De acordo com o gráfico, quanto maior a energia aplicada maiores as taxas de FCG, sendo que uma vez que β passa a apresentar valores maiores que zero, $d(a/\delta_0)/dN$ tende a diminuir com uma queda proporcional ao ângulo. Como ΔG_{II} é conectado as propriedades trigonométricas do ângulo, um maior valor de β acaba por aumentar a sua participação, fato gerador do atraso na propagação. O gráfico da Figura 3(b) mostra a evolução da variação total de energia aplicada ΔG_{tot} e suas parcelas ΔG_I e ΔG_{II} , tal que $\Delta G_{tot} = \Delta G_I + \Delta G_{II}$. As energias são normalizadas em função de $\Delta G_{I,0}$, a energia inicial. Observa-se que ΔG_{tot} diminui com o aumento de β , alcançando metade do valor de $\Delta G_{I,0}$ quando $\beta = 0.25$, e zero em $\beta = 0.5$.

Os retardos de $d(a/\delta_0)/dN$ se devem ao comportamento da zona coesiva. Para seis espécimes, a Figura 4(a) mostra a distribuição das aberturas resultantes normalizadas, $\Delta \bar{u}/\delta_0$, em uma mesma posição temporal correspondente ao pico do 6º ciclo, onde são considerados diferentes valores de β e uma energia de $\Delta G_{I,0}/\phi_{n,0} = 0.20$. A posição $x/\delta_0 = 0$ no eixo horizontal indica o ponto O. Nesse ciclo a propagação ainda não ocorreu em nenhum dos espécimes. Analisando o gráfico, a estrutura com $\beta = 0$ apresenta o maior valor de $\Delta \bar{u}/\delta_0$ na ponta da trinca, próximo a 1.15, sendo que as aberturas máximas diminuem com a rotação, fato vinculado ao diferente acúmulo de dano entre os espécimes. A Figura 4(b) mostra as tensões resultantes \bar{T} de forma normalizada na mesma posição temporal. As tensões \bar{T} são encontradas através de suas componentes em função das aberturas Δu_n e Δu_t . Assim, por consequência quanto maior a presença de ΔG_{II} maior a ação de Δu_t na zona coesiva e portanto na formação de \bar{T} . Ainda, uma vez que a lei constitutiva da abertura tangencial alcança o seu pico com uma abertura menor em relação a lei normal, a abertura resultante $\Delta \bar{u}$ acaba sendo menor para um mesmo valor de \bar{T} . Portanto, a taxa de dano \dot{D}_c , que é proporcional a $\Delta \bar{u}$ e \bar{T} , se torna diretamente afetada por ΔG_{II} , o que leva ao retardo de $d(a/\delta_0)/dN$ no modelo com $\beta = 0.25$. Esse espécime ainda apresenta o valor mais alto de $\bar{T}/\sigma_{max,0}$ na ponta da trinca, próximo de 0.65, pois possui o menor acúmulo de dano nessa região, inverso do que ocorre com o $\beta = 0$, a qual mostra o valor de 0.29. Como o valor de $\Delta G_{I,0}$ é único, a zona coesiva apresenta como reação um valor $\bar{T}/\sigma_{max,0}$ máximo também único, próximo a 0.70, não sendo modificado por β . Esse comportamento observado na Figura 4(b), é característico desse modelo coesivo para materiais elásticos.

3.2 Plasticidade associada a rotação

Quando considera-se o comportamento totalmente elasto-plástico, tal que $h_l \rightarrow \infty$, a zona coesiva mostra mudanças em relação aos espécimes totalmente elásticos. Para propósitos comparativos com a seção anterior, a Figura 5 mostra a relação entre as mesmas propriedades

normalizadas, $\Delta\bar{u}/\delta_0$ e $\bar{T}/\sigma_{max,0}$, e as posições na zona coesiva no pico do 6º ciclo de recarga.

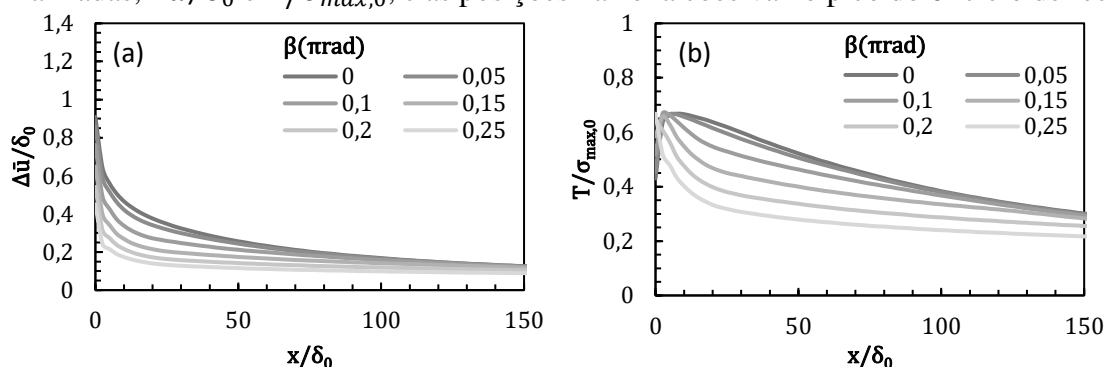


Figura 5: (a) Aberturas resultantes; (b) Tensões resultantes sobre constante amplitude de carregamento com $\Delta G_{I,0}/\phi_{n,0} = 0.20$ no pico do 6º ciclo considerando $h_l \rightarrow \infty$ para diferentes rotações.

A Figura 5(a) exhibe as amplitudes de $\Delta\bar{u}/\delta_0$ na zona coesiva, sendo que na ponta da trinca as mesmas mostram um decrescimento proporcional a rotação. Por outro lado, $\Delta\bar{u}/\delta_0$ distribui-se quase uniformemente no restante da zona coesiva. Do mesmo modo que no caso elástico, o espécime com $\beta = 0$ é o que apresenta o maior $\Delta\bar{u}/\delta_0$ na posição $x/\delta_0 = 0$, 0.91, próximo a 80% do valor do caso totalmente elástico. Essa queda ocorre devido a perda energética para a plastificação. As tensões normalizadas $\bar{T}/\sigma_{max,0}$, exibidas na Figura 5(b), demonstram as mudanças proporcionadas pelas deformações plásticas no formato das curvas. O valor máximo é praticamente o mesmo quando comparado aos espécimes totalmente elásticos, perto de 0.67, mas a sua localização é alterada. Com as deformações plásticas presentes, o pico de $\bar{T}/\sigma_{max,0}$ se concentra nas proximidades da ponta da trinca para todas as rotações. Nesse caso, os acúmulos de dano são relativamente semelhantes e muito pequenos para todos os espécimes até o 6º ciclo. Porém, as deformações plásticas promovem a cada situação uma curva de distribuição de tensões distinta, tal que quanto maior o valor de β , mais abrupta é a variação de $\bar{T}/\sigma_{max,0}$ perto da ponta da trinca.

3.3 Tensões e deformações

A observação dos campos de tensões e de deformações plásticas na estrutura permite compreender o comportamento da zona coesiva. Para sua análise reportam-se os dados de três casos totalmente elasto-plásticos com diferentes β . A energia aplicada corresponde aos mesmos $\Delta G_{I,0}/\phi_{n,0} = 0.20$ da seção anterior, sendo o comportamento estrutural capturado em um determinado ciclo α na qual a ponta da trinca alcança a posição $65\delta_0$. É importante ressaltar que, diferente dos problemas totalmente elásticos, a propagação demanda algum tempo para estabilizar o seu crescimento, e por isso é escolhido esse valor de propagação. Basicamente, tem-se: caso A ($\beta = 0$ e ciclo $\alpha = 26$), caso B ($\beta = 0.15$ e ciclo $\alpha = 66$) e caso C ($\beta = 0.25$ e ciclo $\alpha = 243$).

Inicialmente foram observados as tensões normais ao plano da trinca, σ_{22} , no pico de carregamento do ciclo α , sendo que no caso A se encontram os maiores valores. Nesse espécime desprovido dos efeitos do modo II e das tensões tangenciais T_t , a zona coesiva reage apenas na direção normal quando a estrutura é carregada. Assim, σ_{22} acaba atingindo o valor normalizado de $\sigma_{22}/\sigma_{max,0} = 0.62$ para o caso A. Com o aumento da rotação β e da ação do modo II, as tensões T_t passam a apresentar uma componente significativa. De forma conjunta, as tensões T_n se mostram cada vez menores e por consequência, levam a diminuição das tensões $\sigma_{22}/\sigma_{max,0}$, que para o caso B tem o valor máximo 0.46 e para o caso C, 0.33.

As tensões σ_{22} também são alteradas pelas deformações plásticas que ocorrem na região L . A Figura 6 exhibe as deformações plásticas totais $\bar{\epsilon}_{pl}$ na região L para os três casos no pico do ciclo α . Em termos absolutos, o caso A apresenta o menor valor máximo de $\bar{\epsilon}_{pl}$, 0.024, sendo este utilizado como limite de referência na legenda. Os demais casos mostram valores maiores, 0.066 para o caso B e 0.068 para o caso C. Destaca-se a diferente distribuição dos valores de $\bar{\epsilon}_{pl}$ entre os três espécimes. O caso A, apresenta as maiores deformações concentradas exclusivamente na ponta original da trinca. Essas deformações são geradas primordialmente pelos ciclos de incubação, correspondentes ao período necessário para o início do processo de acumulo de dano. Como visto nos outros dois casos, depois de uma determinada propagação da trinca, a largura da região onde ocorre as deformações superiores as de referência se estabiliza ao longo da zona coesiva. O caso B exhibe um pequeno acumulo de deformações geradas no decorrer dos ciclos que sucedem o início da propagação, estas localizadas em uma pequena faixa. Uma vez que o espécime sofre a ação do modo II, as deformações tangenciais se fazem presentes oriundas das tensões coesivas T_t , inexistentes no caso A, e dos efeitos do contato. Por último o caso C, onde a ação do modo II é ainda maior que no caso B, mostra regiões mais largas sendo atingidas por deformações superiores as de referência.

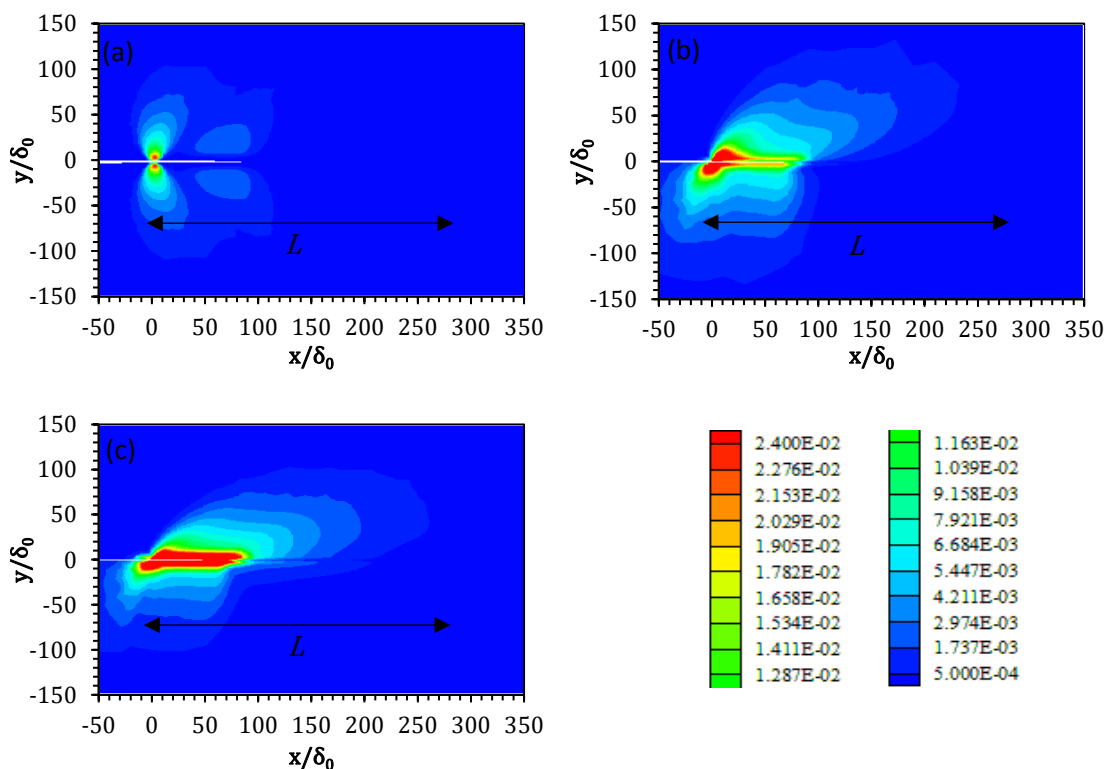


Figura 6: Campos de deformações plásticas totais no pico do ciclo α para (a) caso A; (b) caso B e (c) caso C.

A origem desse comportamento é dependente da rotação e possui vínculo com processo de contato que ocorre entre as superfícies da trinca. Nas regiões no entorno da zona coesiva surgem, sobre total descarga, tensões compressivas σ_{22} . Essas tensões são previstas pelo modelo coesivo utilizado e ocorrem quando a zona coesiva atinge aberturas normais Δu_n negativas, caracterizando o contato entre as superfícies da trinca. Considerando a descarga total no ciclo α , o caso A mostra contato em dois locais dentro da zona coesiva. O primeiro entre as posições 2.5 e $17.5\delta_0$ sobre a região na qual a trinca já propagou, e o segundo entre as posições 67.5 e $97.5\delta_0$, na região onde não houve ainda o rompimento dos elementos. Já os casos B e

C, por outro lado, mostram contato em uma única zona, iniciando na posição $2.5\delta_0$ e terminando em $102.5\delta_0$. Entre os espécimes, os maiores valores das tensões compressivas são encontradas no caso A, seguidas pelo caso B. Uma vez que σ_{22} é relacionado a abertura normal, possui conexão com a ação do modo I, que nesse caso é maior para o espécime com $\beta = 0$. O contato entre as superfícies é explicado pelo fenômeno do fechamento de trincas. Sendo proporcionado pelas deformações plásticas que ocorrem nas vizinhanças da ponta da trinca, o fenômeno que já é provocado pelo modo I de carregamento, tem a sua ação expandida devido as deformações causadas pelo modo II. Essas deformações acabam deslocando o contato que ocorre sobre total descarga. Dessa forma, as regiões adjacentes as zonas na qual ele é presente sob ação exclusiva do modo I também são afetadas. Por consequência, a partir de uma determinada rotação β , uma grande zona contida em L passa a apresentar as sobreposições.

3.4 Efeitos limitadores

Nessa seção, o comportamento é observado para estruturas que variam a altura da camada metálica de $h_l = 0$ até $h_l \rightarrow \infty$. Valores de ângulo e carregamento idênticos aos da seção anterior são adotados. As taxas $d(a/\delta_0)/dN$ são obtidas a partir da derivada média na relação entre a/δ_0 e N , optando-se por informações de propagação superiores a $65\delta_0$ para encontrar $d(a/\delta_0)/dN$.

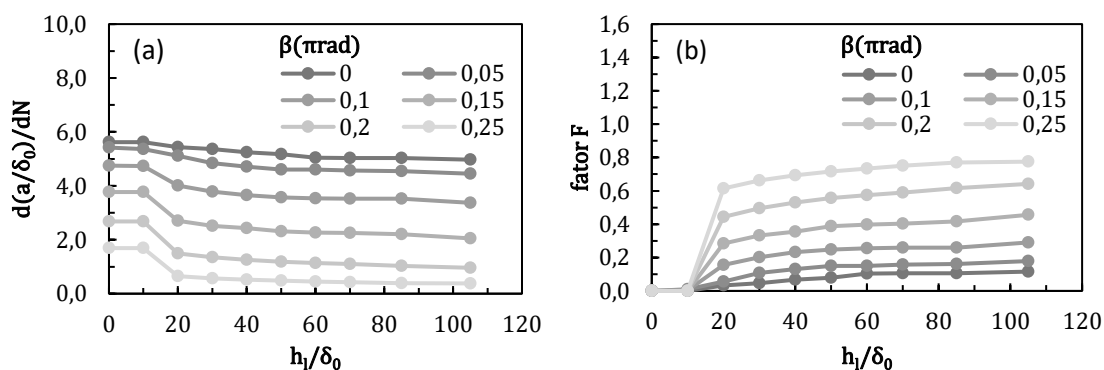


Figura 7: (a) Dependência prevista entre h_l/δ_0 e $d(a/\delta_0)/dN$; (b) entre h_l/δ_0 e o fator F sobre constante amplitude de carregamento para diferentes valores da rotação.

A Figura 7(a) resume os valores $d(a/\delta_0)/dN$ encontrados para os espécimes. Uma grande variação da taxa é observada, compreendendo valores que iniciam em 5.62 ($\beta = 0$ e $h_l = 0$) e terminam em 0.36 ($\beta = 0.25$ e $h_l \rightarrow \infty$), tal que quanto maior o valor de h_l/δ_0 , menores as taxas de propagação. Essas alterações nas taxas são conectadas a quantidade de deformações plásticas permitidas pela altura da camada metálica. A Figura 7(b) mostra essas diferenças entre as taxas $d(a/\delta_0)/dN$ para cada β fazendo-se uso de um fator F entregue pela Eq. (13).

$$\text{fator } F = \{[d(a/\delta_0)/dN]_{h_l=0} - [d(a/\delta_0)/dN]_{h_l \neq 0}\} / [d(a/\delta_0)/dN]_{h_l=0} \quad (13)$$

O maior valor do fator F comparando espécimes $h_l = 0$ com $h_l \rightarrow \infty$ ocorre com $\beta = 0.25$, igual a 0.77, enquanto que o menor ocorre com $\beta = 0$, igual a 0.13. Mais evidente para os casos com valores de $\beta \geq 0.1$, destaca-se a existência de um salto proporcional ao ângulo entre as alturas normalizadas 10 e 20. Com $\beta = 0.25$ tem-se uma elevação do fator F de zero para 0.61 nessa variação de altura, o que corresponde a 79% da variação total. Já no espécime com $\beta = 0$, a mesma variação de h_l/δ_0 traz um salto de 0.03, o que vale 27% da variação total. Seguindo o exposto nas seções anteriores, torna-se claro o porquê da influência maior dos efeitos limitadores no FCG considerando a rotação $\beta = 0.25$. Esse espécime mostra as maiores

faixas de deformações $\bar{\epsilon}_{pl}$, pois sofre a ação do maior valor de ΔG_{II} . Por isso, sua taxa de propagação é a menor e a que mais varia ao se limitar a zona de plastificação.

4 CONCLUSÕES

Simulações de FCG em modo misto foram executadas sobre uma estrutura multi-layer utilizando diferentes configurações estruturais. Um modelo de zona coesiva irreversível foi considerado para computar o crescimento de uma trinca inserida na camada metálica central do compósito. Baseando-se nessas considerações as seguintes conclusões foram alcançadas.

Considerando uma variação de energia idêntica aplicada de forma cíclica, combinada de diferentes maneiras entre o modo I e o modo II, as estruturas elásticas relataram diferentes comportamentos. O espécime sujeito a maior rotação β , e portanto a maior ação do modo II, mostrou taxas menores de FCG que são vinculadas ao comportamento da zona coesiva. Quando comparadas, as curvas de distribuição de tensões resultantes entre estruturas totalmente elásticas e totalmente elasto-plásticas apresentaram o mesmo valor máximo.

Quando analisados os campos de deformações, diferenças nos arredores da zona coesiva foram percebidas. Assim como em Tvergaard e Hutchinson (1993), quanto maior a influência do modo II na propagação maiores as deformações plásticas e sua faixa de abrangência na zona coesiva. Seguindo Wang e Siegmund (2005), o fechamento de trincas foi tomado como causador dos retardos na propagação, sendo a ação do modo II amplificadora da sua presença.

A última etapa, detectou taxas maiores de propagação em espécimes com menores valores da camada plástica, tal como McNaney et al. (1996). O efeito limitador se mostrou mais forte quanto maior a presença do modo II, sendo que as maiores deformações nesse caso se concentravam em uma pequena faixa. Ainda, foi observado que o tempo de estabilização da taxa de propagação é proporcional ao tamanho da camada.

REFERÊNCIAS

- Barenblatt, G. I. The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture. *Advances in applied mechanics*, 7: 55-129, 1962.
- Cannon, R. M., Dagleish, B. J., Dauskardt, R. H., Oh, T. S., & Ritchie, R. O. Cyclic fatigue-crack propagation along ceramic/metal interfaces. *Acta metallurgica et materialia*, 39:2145-2156, 1991.
- Dugdale, D. S. Yielding of steel sheets containing slits. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 8:100-104, 1960.
- Lemaitre, J. A Course on Damage Mechanics. 2ª. ed. Cachan: Springer, 1996.
- Lin, G., Kim, Y. J., Cornec, A., & Schwalbe, K. H. Fracture toughness of a constrained metal layer. *Computational Materials Science*, 9:36-47, 1997.
- McNaney, J. M.; Cannon, R. M.; Ritchie, R. O. Fracture and fatigue-crack growth along aluminum-alumina interfaces. *Acta Materialia*, 44:4713-4728, 1996.
- Needleman, A. An analysis of decohesion along an imperfect interface. *International Journal of Fracture*, 42:21-40, 1990.
- Roe, K. L.; Siegmund, T. An irreversible cohesive zone model for interface fatigue crack growth simulation. *Engineering fracture mechanics*, 70:209-232, 2003.
- Tvergaard, V.; Hutchinson, J. W. The influence of plasticity on mixed mode interface toughness. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 41:1119-1135, 1993.
- Wang, B.; Siegmund, T. A numerical analysis of constraint effects in fatigue crack growth by use of an irreversible cohesive zone model. *Inter. Journal of Fracture*, 132:175-196, 2005.
- Westergaard, H. M. Bearing Pressures and Cracks. *Journal of Applied Mechanics*, 6:49-53, 1939.