CENTRO UNIVERSITÁRIO FEI
RODRYGO FIGUEIREDO MOÇO

CORRELAÇÃO DA FENOMENOLOGIA DA FRATURA DÚCTIL DE GASODUTOS E CORPOS DE PROVA DINÂMICOS CHARPY E DWTT EMPREGANDO O MODELO GTN A AÇOS AVANÇADOS CLASSE API

São Bernardo do Campo
2017

RODRYGO FIGUEIREDO MOÇO

CORRELAÇÃO DA FENOMENOLOGIA DA FRATURA DÚCTIL DE GASODUTOS E CORPOS DE PROVA DINÂMICOS CHARPY E DWTT EMPREGANDO O MODELO GTN A AÇOS AVANÇADOS CLASSE API

Dissertação de mestrado apresentada ao Centro Universitário FEI, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica com ênfase em Materiais e Processos, orientado pelo Prof. Dr. Gustavo Henrique Bolognesi Donato.

São Bernardo do Campo

2017

Figueiredo Moço, Rodrygo.
Correlação da fenomenologia da fratura dúctil de gasodutos e corpos de prova dinâmicos Charpy e DWTT empregando o modelo GTN a aços avançados classe API / Rodrygo Figueiredo Moço. São Bernardo do Campo, 2017.
197 f. : il.

Dissertação - Centro Universitário FEI.
Orientador: Prof. Dr. Gustavo Henrique Bolognesi Donato.

1. Colapso plsatico. 2. Gasodutos. 3. Modelo de GTN. 4. Charpy. 5. DWTT. I. Donato, Gustavo Henrique Bolognesi, orient. II. Título.

Elaborada pelo sistema de geração automática de ficha catalográfica da FEI com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

centro universitário FEI

APRESENTAÇÃO DE DISSERTAÇÃO
ATA DA BANCA EXAMINADORA

Programa de Pós-Graduação Stricto Sensu em Engenharia Mecânica

Mestrado

PGM-10

Aluno: Rodrygo Figueiredo Moço **Matrícula:** 215132-2

Título do Trabalho: Correlação da fenomenologia da fratura dúctil de gasodutos e corpos de prova dinâmicos charpy e DWTT empregando o modelo GTN a aços avançados classe API.

Área de Concentração: Materiais e Processos

Orientador: Prof. Dr. Gustavo Henrique Bolognesi Donato

Data da realização da defesa: 23/02/2017

ORIGINAL ASSINADA

Avaliação da Banca Examinadora:

São Bernardo do Campo, 23 / 02 / 2017.

MEMBROS DA BANCA EXAMINADORA	
Prof. Dr. Gustavo Henrique Bolognesi Donato	Ass.: _____
Prof. Dr. Roberto Bortolussi	Ass.: _____
Prof. Dr. Claudio Geraldo Schon	Ass.: _____

A Banca Julgadora acima-assinada atribuiu ao aluno o seguinte resultado:

APROVADO ☒ REPROVADO ☐

VERSÃO FINAL DA DISSERTAÇÃO

APROVO A VERSÃO FINAL DA DISSERTAÇÃO EM QUE FORAM INCLUÍDAS AS RECOMENDAÇÕES DA BANCA EXAMINADORA

_____

Aprovação do Coordenador do Programa de Pós-graduação

_____

Prof. Dr. Rodrigo Magnabosco

Dedico esse texto a Deus, minha família, namorada, amigos, professores e todos que de alguma forma contribuíram para a elaboração desse trabalho.

AGRADECIMENTOS

A Deus por toda a luz e todas as portas que fechou e abriu na minha vida na hora certa.

A minha família, minha mãe Elaine, meu pai Romualdo e meu irmão Raul Felippe por todo apoio, carinho e suporte que me deram desde que nasci permitindo assim que eu focasse em meus estudos e avançasse pela graduação em Engenharia Mecânica e o Mestrado.

A minha namorada Amanda que me apoiou, fez valer a máxima de que "ao lado de todo homem existe uma grande mulher" e vivenciou comigo os mais diversos desafios nos últimos 6 anos.

Ao meu orientador Prof. Dr. Gustavo Donato que meu aceitou como seu aluno de Iniciação Científica durante a graduação e despertou em mim um lado inquieto e curioso e me ajudou a me tornar uma pessoa mais motivada e comprometida.

Ao Centro Universitário FEI pela isenção de mensalidade e por toda estrutura a mim oferecida possibilitando a condução dessa pesquisa, assim como a todos os professores que tive desde a graduação até o Mestrado.

A Companhia Brasileira de Metalurgia e Mineração (CBMM) pela bolsa de estudos e todo o suporte fornecido para o correto direcionamento dessa dissertação.

A meus colegas de grupo de pesquisa Letícia, Lucas, Thamiris, Régis, Daniel e Leonardo por todo o apoio e todas as discussões construtivas.

A todas as pessoas que passaram na minha vida e que de alguma forma tiveram alguma influência no meu processo de aprendizagem e amadurecimento.

“Todo ser humano precisa decidir se caminhará sob a luz do altruísmo criativo ou na escuridão do egoísmo destrutivo.”

Martin Luther King Jr

“É bom lembrar que todo o universo, com uma exceção insignificante, é composto de outros.”

John Andrew Holmes

RESUMO

O desenvolvimento de protocolos robustos para avaliação da integridade estrutural de dutos para transporte de gás é de extrema importância, já que uma falha pode levar não só a elevado prejuízo financeiro, mas também a perda de vidas humanas. Nesse cenário, a capacidade do material de frear a propagação de uma trinca existente (*crack arrest*) passa a ser um requisito de projeto. Diversos modelos empíricos, calibrados por meio de ensaios reais de explosão de dutos (*burst tests*), foram propostos para essa finalidade e dentre eles destaca-se o Batelle Two Curve Method (BTCM). Com a evolução dos aços houve um aumento significativo de ductilidade e tenacidade, de forma que os modelos semi-empíricos calibrados pela energia absorvida no ensaio de impacto Charpy (ISO 148-1, ASTM E-23) passaram a apresentar resultados insatisfatórios. Isso é explicado pelo fato de que nos materiais atuais, que são muito dúcteis e tenazes (X65, X80, X100, etc.), o mecanismo dominante de propagação da fratura é o colapso plástico localizado. Dessa forma, para um melhor entendimento fenomenológico desse processo de fratura, esse trabalho caracteriza mecanicamente ensaios dinâmicos de impacto Charpy e DWTT (ASTM E-436) com o intuito de compreender o campo de tensões e isolar as parcelas de energia envolvidas nesse processo para então comparar apenas a parcela associada à propagação estável de fratura dúctil com a energia disponível em um duto para frear uma trinca em propagação. Para isso, desenvolve-se uma metodologia de análise numérica baseada na utilização do modelo micromecânico de dano de Gurson-Tvergaard-Needleman (GTN) por células computacionais, sendo conduzida, inclusive, uma análise de sensibilidade dos parâmetros envolvidos no modelo. Conclui-se que a metodologia apresentada é robusta, uma vez que foi capaz de reproduzir com precisão resultados experimentais obtidos de publicações sobre o assunto. A análise de sensibilidade foi primordial para a calibração da metodologia, ainda, as análises energéticas e de campo de tensões indicam que o espécime DWTT, por possuir maior ligamento remanescente e mesma espessura do duto, possibilita propagação estável e é mais representativo do estado de tensões desse. Os resultados numéricos para o duto apresentam forte influência do modelo de despressurização e tamanho de elemento da célula computacional. Parece haver uma correlação entre a energia associada à propagação da fratura dúctil, triaxialidade e ductilidade, sendo necessário mais estudo nesse campo.

Palavras-chave: Colapso plástico. Gasodutos. Modelo de GTN. Charpy. DWTT. Estado de tensões. Crack Arrest.

ABSTRACT

The development of robust protocols for assessing the structural integrity of gas pipelines is of the utmost importance, since a failure can lead not only to high financial losses but also to the loss of human lives. In this scenario, the ability of the material to slow down the propagation of an existing crack (crack arrest) becomes a design requirement. Several empirical models, calibrated by means of real explosion pipeline tests (burst tests), have been sugested based on this purpose and among them the Battele Two Curve Method (BTCM) stands out. With the evolution of steels, there was a significant increase of ductility and toughness, in a way that the semi-empirical models calibrated by the energy absorbed in the Charpy impact test (ISO 148-1, ASTM E-23) began to present unsatisfactory results. This is explained by the fact that in current materials, which are highly ductile and tough (X65, X80, X100, etc.), the dominant mechanism of fracture propagation is localized plastic collapse. Therefore, for a better phenomenological understanding of this fracture process, this work mechanically characterizes Charpy and DWTT (ASTM E-436) dynamic impact tests in order to understand the stress fields and to isolate the portions of energy involved in this process as a step to compare only the energy portion associated to the steady state ductile fracture to the energy available in the pipeline to slow down an ongoing fracture. For this, a numerical analysis methodology based on the use of the micromechanical damage model of Gurson-Tvergaard-Needleman (GTN) with computational cells is developed, including a sensitivity analysis of the model parameters. It is concluded that the presented methodology is robust, since it was able to accurately reproduce experimental results obtained from other works on the subject. The sensitivity analysis was extremely important for the methodology calibration, besides that, the energetic and stress field analysis indicate that the DWTT specimen, due to its larger remaining ligament and same pipe thickness, allows steady state fracture propagation and is more representative of the pipeline stress state. The pipeline numerical results present strong dependence on the depressurization model and computational cell element size. There seems to be a correlation between the energy associated with ductile fracture propagation, triaxiality and ductility, however this subject needs to be further studied.

Keywords: Plastic collapse. Gas pipelines. GTN model. Charpy. DWTT. Stress state. Crack Arrest.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Distribuição (%) da matriz energética brasileira no ano de 2014. 26
Figura 2 – Destruição causada pela explosão de um gasoduto em Taiwan. 27
Figura 3 – Explosão de um gasoduto em West Virginia. 27
Figura 4 – (a) Duto após teste hidrostático, assim como representação do carregamento atuante no mesmo, (b) ensaio DWTT, cujo carregamento é de flexão em 3 pontos. 31
Figura 5 – Curvas tensão vs. deformação de engenharia e verdadeira. 37
Figura 6 – Representação das tensões que surgem em um duto sujeito à pressão interna. 39
Figura 7 – Influência da taxa de deformação na curva tensão vs. deformação de um aço API X80. 41
Figura 8 – Ilustração da orientação de eixos adotada no critério de Hill. 44
Figura 9 – Comparação entra a Mecânica dos Sólidos e a Mecânica da Fratura. 45
Figura 10 – Modos de carregamento analisados pela mecânica da fratura. 46
Figura 11 – Sistema de coordenadas polares na ponta da trinca. 46
Figura 12 – (a) Comparação entre os campos de tensão real e obtido pela MFEL. (b) Ilustração do descolamento do campo de tensões devido a incidência de plasticidade. 48
Figura 13 – Medição do CTOD (a) na ponta inicial da trinca, (b) obtido pela intersecção de retas ortogonais originadas na ponta instantânea da trinca. 49
Figura 14 – Representação de um caminho de integração para o cálculo da integral J. 50
Figura 15 – Evolução da extensão de dutos ao longo do tempo na Europa. 53
Figura 16 – Evolução do número de incidentes em dutos na Europa. 54
Figura 17 – Esquema do processo SAW, com soldagem longitudinal e conformação UOE, para fabricação de dutos. 57
Figura 18 – Esquema do processo ERW, com soldagem longitudinal, para fabricação de dutos. 57
Figura 19 – Esquema do processo SAW, com soldagem espiral e conformação helicoidal, para fabricação de dutos. 58
Figura 20 – Comparação entre dados experimentais e curvas obtidas pelo modelo base do BTCM de pressão normalizada em função da velocidade normalizada. 64

Figura 21 – Representação de (a) mínima condição para *arrest*, ponto de tangência entre as curvas de velocidade de propagação da fratura e despressurização da linha e (b) condição onde pode ocorrer propagação instável. 64
Figura 22 – Avaliação da capacidade de previsão do BTCM utilizando materiais na faixa de calibração do modelo. 66
Figura 23 – Avaliação da capacidade de previsão do BTCM utilizando materiais de maior tenacidade. 67
Figura 24 – (a) Esquema da divisão de energias e (b) evolução das parcelas de energia de deformação plástica, iniciação e propagação do defeito em função da energia absorvida no ensaio de impacto Charpy. 69
Figura 25 – Análise da capacidade de previsão do BTCM utilizando a Correção de Leis. 70
Figura 26 – Influência da tenacidade no mecanismo de fratura. 75
Figura 27 – Evolução da razão entre a tensão limite de escoamento e a tensão limite de resistência em função do aumento do limite de escoamento dos aços API aplicados a gasodutos ao longo dos anos. 77
Figura 28 – Comparação entre o cisalhamento máximo no EPT e EPD. 78
Figura 29 – Influência do expoente de encruamento e da razão entre a tensão de escoamento e o módulo de elasticidade em (a) q1 e (b) q2. 82
Figura 30 – Ilustração da fenomenologia e aplicação numérica do modelo de GTN pela técnica de célula computacional. 83
Figura 31 – Ilustração de uma curva carga vs. deslocamento, obtida de forma numérica, de um ensaio de impacto DWTT. 84
Figura 32 – Geometria do espécime Charpy (tipo A) de acordo com as normas ASTM E-23 e EN ISO 148-1. 86
Figura 33 – Geometria do espécime DWTT de acordo com a ASTM E-436. 86
Figura 34 – Modelos constitutivos de tensão (σ) vs. deformação plástica (Hollomon) para os aços X65, X80 e X100. 88
Figura 35 – Ilustração do efeito do modelo constitutivo de influência da taxa de deformação de Johnson-Cook para o aço X80. 89
Figura 36 – Ilustração do modelo e das condições de contorno utilizadas para simulação do espécime Charpy. 91
Figura 37 – Ilustração do modelo e das condições de contorno utilizadas para simulação do espécime DWTT. 91

Figura 38 – Geometria, condições de contorno e carregamento aplicados aos modelos numéricos de dutos. 93
Figura 39 – Resultados experimentais e modelos matemáticos do decaimento de pressão em um duto de D =1422,4 mm. 95
Figura 40 – Curvas para comparação dos elementos C3D8R e C3D8 de (a) carga *vs*. deslocamento e (b) tamanho de trinca *vs*. deslocamento 98
Figura 41 – Modelagem do entalhe do espécime Charpy. 100
Figura 42 – Ilustração do método de medição instantânea de trinca durante as simulações numéricas. 101
Figura 43 – Influência do coeficiente de atrito em um ensaio de impacto DWTT de um aço X80 pela análise de curvas, obtidas numericamente, de (a) carga *vs*. deslocamento e (b) tamanho de trinca vs. deslocamento. 102
Figura 44 – Ilustração do efeito de ε_N e S_N na distribuição normal de nucleação de *voids*.... 104
Figura 45 – Ilustração da determinação de domínios do apoio, martelo e propagação. 107
Figura 46 – Ilustração dos contornos da tensão de von Mises em ambas as geometrias indeformadas (DWTT e Charpy) de aço X80 no instante final da simulação. . 108
Figura 47 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X80 para o instante de inicio de propagação da trinca (a/W = 0,08) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 109
Figura 48 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X80 para um instante de propagação estável da trinca (a/W = 0,42) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 109
Figura 49 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X80 para o último incremento da simulação (a/W = 0,84) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 110
Figura 50 – Fluxograma geral dos procedimentos, incluindo rotinas de programação, empregados na realização das análises numéricas. 111
Figura 51 – Fluxograma simplificado da rotina desenvolvida em Fortran para monitoramento da posição instantânea da trinca (contorno preto), com sub-rotina VDISP, e aplicação variável de pressão (contorno vermelho), com sub-rotina VDLOAD. 112
Figura 52 – Fluxograma simplificado da rotina desenvolvida em Python para leitura completa de resultados do arquivo binário (.ODB) de resultados do Abaqus. 113

Figura 53 – Fluxograma simplificado da rotina desenvolvida em Matlab para pós-processamento dos resultados. 114
Figura 54 – Influência da porosidade inicial $\boldsymbol{f0}$ nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy. 117
Figura 55 – Influência da porosidade inicial $\boldsymbol{f0}$ na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias. 119
Figura 56 – Análise numérico-experimental para um DWTT de aço X80 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca. 121
Figura 57 – Análise numérico-experimental para um DWTT pré-trincado (a/W = 0,3) de aço X80 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca. 122
Figura 58 – Análise numérico-experimental para um Charpy de aço X80 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca. 123
Figura 59 – Análise numérico-experimental para um DWTT de aço X65 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca. 124
Figura 60 – Análise numérico-experimental para um DWTT pré-trincado (a/W = 0,3) de aço X65 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca. 124
Figura 61 – Análise numérico-experimental para um Charpy de aço X65 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca. 125
Figura 62 – Análise numérico-experimental para um DWTT de aço X100 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca. 126
Figura 63 – (a) Evolução do tamanho de trinca em função do tempo para três condições de fixação da superfície livre e (b) ilustração das fixações e dos campos de deformações induzidos pelas mesmas. 127
Figura 64 – (a) Evolução do tamanho de trinca em função do tempo para três razões de z/D e (b) ilustração geometrias deformadas e dos campos de deformações induzidos pelas mesmas. 128
Figura 65 – Imagem de um duto de aço K65 (propriedades mecânicas similares as do aço API X80) após *burst test*. 129

Figura 66 – Reprodução numérica da evolução de tamanho de trinca de um *burst test* de aço K65. 129
Figura 67 – Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria DWTT de aço X80, em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 132
Figura 68 – Evolução da plasticidade nas superfícies livre e de simetria Z, além da seção transversal do espécime DWTT de aço X80. 133
Figura 69 – Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria DWTT PT de aço X80 (*a*/*W* = 0,3), em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 134
Figura 70 – Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria Charpy de aço X80, em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 135
Figura 71 – Evolução para a geometria DWTT de aço X80 nos pontos de final do regime elástico (*a*/*W* = 0,08), máximo da curva de carga vs. deslocamento (*a*/*W* = 0,18) e propagação estável (*a*/*W* = 0,49), em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 136
Figura 72 – Evolução para a geometria DWTT PT de aço X80 nos pontos de final do regime elástico (*a*/*W* = 0,30), máximo da curva de carga vs. deslocamento (*a*/*W* = 0,35) e propagação estável (*a*/*W* = 0,52), em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 137
Figura 73 – Evolução para a geometria Charpy de aço X80 nos pontos de final do regime elástico (*a*/*W* = 0,21), máximo da curva de carga vs. deslocamento (*a*/*W* = 0,31) e propagação pós ponto de máximo (*a*/*W* = 0,40), em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 138
Figura 74 – Comparação para as geometrias DWTT, DWTT PT e Charpy de aço X80 nos pontos de propagação estável e pós-ponto de máximo, respectivamente, em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 138
Figura 75 – Comparação para as geometrias DWTT, DWTT PT e Charpy de aço X65 nos pontos de propagação estável e pós-ponto de máximo, respectivamente, em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 141
Figura 76 – Evolução para a geometria DWTT de aço X100 nos pontos de final do regime elástico (*a*/*W* = 0,08), máximo da curva de carga vs. deslocamento (*a*/*W* = 0,15)

e propagação estável (a/W = 0,46), em função de r/b, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 141
Figura 77 – Evolução para o duto de aço X80, em função da distância da ponta da trinca (r), de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 142
Figura 78 – Análise do balanceamento energético, em função do tempo, para o DWTT de aço X80 em (a) nível global e (b) para a energia interna. 144
Figura 79 – Evolução para a geometria Charpy de aço X80, em função de a, (a) da energia absorvida e (b) da taxa de variação dessa energia. 146
Figura 80 – Evolução para as geometrias DWTT e DWTT PT de aço X80, em função de a, (a) da energia absorvida e (b) da taxa de variação dessa energia. 147
Figura 81 – Resultados do DWTT X80 para diversos a/W de (a) curva carga *vs*. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca em função do deslocamento do martelo. 148
Figura 82 – Resultados do DWTT X80 para diversos a/W de (a) energia *vs*. a (b) taxa de liberação de energia por comprimento de trinca *vs*. a. 149
Figura 83 – Resultados do DWTT X80 para diversos a/W com adição de resultados para os aços X65 e X100 com a/W = 0,3 de (a) curva carga *vs*. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca em função do deslocamento do martelo. 149
Figura 84 – Resultados do DWTT X80 para diversos a/W com adição de resultados para os aços X65 e X100 com a/W = 0,3 de (a) energia *vs*. a (b) taxa de liberação de energia por comprimento de trinca *vs*. a. 150
Figura 85 – Evolução para o duto de aço X80, em função de a, (a) da energia absorvida e (b) da taxa de variação dessa energia. 151
Figura 86 – Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o DWTT de aço X80. 152
Figura 87 – Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o Charpy de aço X80. 153
Figura 88 – Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o DWTT de aço X65. 154
Figura 89 – Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o Charpy de aço X65. 154
Figura 90 – Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o DWTT de aço X100. 155

Figura 91 – Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o duto de aço X80. 156
Figura 92 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X80 para o instante de inicio de propagação da trinca (a/W = 0,29) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 171
Figura 93 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X80 para um instante de propagação estável da trinca (a/W = 0,60) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 172
Figura 94 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X80 para o último incremento da simulação (a/W = 0,79) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 172
Figura 95 – Ilustração dos contornos da tensão de von Mises em ambas as geometrias indeformadas (DWTT e Charpy) de aço X80 no instante final da simulação. 173
Figura 96 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X65 para o instante de inicio de propagação da trinca (a/W = 0,11) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 173
Figura 97 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X65 para um instante de propagação estável da trinca (a/W = 0,52) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 174
Figura 98 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X65 para o último incremento da simulação (a/W = 0,82) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 174
Figura 99 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X65 para o instante de inicio de propagação da trinca (a/W = 0,28) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 175
Figura 100 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X65 para um instante de propagação estável da trinca (a/W = 0,54) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 175
Figura 101 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X65 para o último incremento da simulação (a/W = 0,80) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 176
Figura 102 – Ilustração dos contornos da tensão de von Mises no DWTT de aço X100 no instante final da simulação. 176

Figura 103 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X100 para o instante de inicio de propagação da trinca (a/W = 0,10) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 177
Figura 104 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X100 para um instante de propagação estável da trinca (a/W = 0,46) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 177
Figura 105 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X100 para o último incremento da simulação (a/W = 0,88) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos. 178
Figura 106 – Influência da porosidade crítica $\boldsymbol{fc}$ nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy. 179
Figura 107 – Influência do coeficiente de aceleração de dano $\boldsymbol{\kappa}$ nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy. 180
Figura 108 – Influência da fração de *voids* nucleados ($\boldsymbol{fN}$) nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy. 181
Figura 109 – Influência do valor médio da deformação para nucleação de *voids* ($\boldsymbol{\varepsilon N}$) nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy. 182
Figura 110 – Influência do desvio padrão de nucleação de *voids* ($\boldsymbol{SN}$) nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy. 183
Figura 111 – Influência do parâmetro de Tvergaard $\boldsymbol{q1}$ (1982) nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy. 184
Figura 112 – Influência do parâmetro de Tvergaard $\boldsymbol{q2}$ (1982) nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy. 185
Figura 113 – Influência da porosidade crítica $\boldsymbol{fc}$ na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia

normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias. 186
Figura 114 – Influência do coeficiente de aceleração de dano $\boldsymbol{\kappa}$ na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias. 187
Figura 115 – Influência da fração de "vazios" nucleados ($\boldsymbol{fN}$) na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias. 187
Figura 116 – Influência do valor médio da deformação para nucleação de "vazios" ($\boldsymbol{\varepsilon N}$) na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias. 188
Figura 117 – Influência do desvio padrão de nucleação de *voids* ($\boldsymbol{SN}$) na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias. 189
Figura 118 – Influência do parâmetro de Tvergaard $\boldsymbol{q1}$ (1982) na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias. 189
Figura 119 – Influência do parâmetro de Tvergaard $\boldsymbol{q2}$ (1982) na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias. 190
Figura 120 – Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria DWTT de aço X65, em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 191
Figura 121 – Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria DWTT PT de aço X65 (*a*/*W* = 0,3), em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 191

Figura 122 – Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria Charpy de aço X65, em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 192
Figura 123 – Evolução para a geometria DWTT de aço X65 nos pontos de final do regime elástico (*a*/*W* = 0,08), máximo da curva de carga vs. deslocamento (*a*/*W* = 0,23) e propagação estável (*a*/*W* = 0,55), em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 192
Figura 124 – Evolução para a geometria DWTT PT de aço X65 nos pontos de final do regime elástico (*a*/*W* = 0,31), máximo da curva de carga vs. deslocamento (*a*/*W* = 0,40) e propagação estável (*a*/*W* = 0,54), em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 193
Figura 125 – Evolução para a geometria Charpy de aço X65 nos pontos de final do regime elástico (*a*/*W* = 0,21), máximo da curva de carga vs. deslocamento (*a*/*W* = 0,32) e propagação pós ponto de máximo (*a*/*W* = 0,50), em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 193
Figura 126 – Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria DWTT de aço X100, em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 194
Figura 127 – Evolução para a geometria DWTT de aço X100 nos pontos de final do regime elástico (*a*/*W* = 0,08), máximo da curva de carga vs. deslocamento (*a*/*W* = 0,15) e propagação estável (*a*/*W* = 0,46), em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente. 194

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Comparação entre as matrizes energéticas do Brasil e do Mundo (%). 53
Tabela 2 – Composição química usual em % massa para aços API 5L. 55
Tabela 3 – Propriedades mecânicas usuais para aços API 5L. 55
Tabela 4 – Dimensões usuais de dutos com costura. 56
Tabela 5 – Parâmetros recomendados para utilização do modelo GTN. 81
Tabela 6 – Dimensões do duto em análise numericamente. 87
Tabela 7 – Composições químicas dos aços X65 e X80. 88
Tabela 8 – Propriedades elásticas adotadas para os aços X65, X80 e X100. 88
Tabela 9 – Propriedades plásticas dos aços X65, X80 e X100. 88
Tabela 10 – Parâmetros do modelo de Johnson-Cook para os aços X65, X80 e X100. 89
Tabela 11 – Parâmetros q_i em função do expoente de encruamento e razão do limite de escoamento e módulo de elasticidade do material. 103
Tabela 12 – Parâmetros do modelo de GTN utilizados como referência para análise de sensibilidade. 116
Tabela 13 – Valores assumidos pelos parâmetros do modelo de GTN durante análise de sensibilidade. 116

LISTA DE SÍMBOLOS

Simbologia latina

A – área instantânea da seção transversal

A_c – área do ligamento remanescente no ensaio Charpy

A_{DWTT} – área do ligamento remanescente no ensaio DWTT

A_i – área inicial da seção transversal

A_{prop} – área de trinca propagada

A_{nucl} –distribuição normal de nucleação de novos *voids* controlada por deformação plástica

a – comprimento da trinca

b – ligamento remanescente

C – constante, que depende do material, da temperatura e do nível de deformação e é utilizada para determinar a influência da taxa de deformação na resistência do material

C_{cal} – capacidade calorífica do material

C_v – energia absorvida no ensaio de impacto Charpy

$C_{v(1/1)}$ – energia absorvida no ensaio de impacto Charpy por um espécime de espessura total (10 mm)

$(C_V)_{arrest}$ – energia absorvida no ensaio de impacto Charpy para garantir o *arrest*

$(C_V)_{\mathrm{BTCM}}$ – energia necessária prevista pelo BTCM

C_{JC} – constante de calibração do modelo constitutivo de Johnson-Cook

D – diâmetro

D_c – dimensão característica da célula computacional

dA – variação de área devido ao crescimento da trinca (MFEL)

ds – tamanho do incremento ao longo do contorno Γ

e - deformação de engenharia

E – módulo de elasticidade longitudinal, ou módulo de Young

E_{eq} – módulo de elasticidade longitudinal equivalente

E_{DWTT} – energia absorvida no ensaio DWTT

F – força

F' – constante, que descreve a anisotropia, da Equação de Hill

f – fração volumétrica de vazios (porosidade) instantânea

$\dot{f}$ – taxa de crescimento da fração volumétrica de vazios (porosidade) instantânea

f_0 – fração volumétrica de vazios (porosidade) inicial

f_c – fração volumétrica de vazios (porosidade) crítica

f_F – fração volumétrica de vazios (porosidade) no instante de falha do material

$\bar{f}_F$ – constante de calibração do modelo de GTN

f^* – fração volumétrica efetiva de vazios (porosidade)

$\dot{f}_{cresc}$ – taxa de crescimento dos *voids* existentes

$\dot{f}_{nucl}$ – taxa de nucleação de novos *voids*

f_N – fração de *voids* nucleados

G – módulo de elasticidade transversal

G_{frat} – taxa de liberação de energia (MFEL)

G' – constante, que descreve a anisotropia, da Equação de Hill

H – coeficiente de resistência da Equação de Hollomon

H' – constante, que descreve a anisotropia, da Equação de Hill

J – parâmetro da mecânica da fratura elasto-plástica (MFEP)

J_3 – terceiro invariante do tensor desvio

k – coeficiente da Equação da CSM

K – fator de intensificação de tensões

K_I – fator de intensificação de tensões para o modo I de carregamento

K_{ef} – fator efetivo de intensificação de tensões obtido pelo modelo da esteira plástica

L' – constante, que descreve a anisotropia, da Equação de Hill

M – limite de deformação

M' – constante, que descreve a anisotropia, da Equação de Hill

N' – constante, que descreve a anisotropia, da Equação de Hill

L_i – comprimento inicial

ΔL – variação de comprimento

m – sensibilidade à taxa de deformação

M_t – coeficiente de abaulamento

n – expoente de encruamento da Equação de Hollomon

n_j – componentes do vetor normal, que é normal a Γ

P – pressão interna aplicada em um duto

P_0 – pressão interna inicial aplicada em um duto

P_a – pressão de *arrest*

P_{trinca} – pressão dinâmica na ponta da trinca

P_{inst} – pressão que causa a instabilidade plástica

q_1 – variável empírica do modelo de GTN

q_2 – variável empírica do modelo de GTN

q_3 – variável empírica do modelo de GTN

r – distância da ponta da trinca

r_0 – raio médio inicial do duto

R – raio médio do duto

R_{Charpy} – indicação da resistência do material à fratura baseada no espécime Charpy

R_{DWTT} – indicação da resistência do material à fratura baseada no espécime DWTT

S – tensão de engenharia

S_{LE} – tensão limite de escoamento de engenharia

S_{LR} – tensão limite de resistência de engenharia

S_N – desvio padrão

T_i – componentes do vetor tração

t – espessura

t_0 – espessura inicial do duto

$t_{inicial}$ – instante inicial da simulação

ΔT – variação de temperatura

U_i – componentes do vetor deslocamentos

V_f – velocidade de propagação da fratura

w – energia de deformação por unidade de volume

W – nomenclatura da medida da largura de espécimes

z – distância da ponta da trinca

z/D – distância da ponta da trinca normalizada pelo diâmetro

Simbologia grega

α - coeficiente que indica a porcentagem de energia absorvida pelo material durante a deformação plástica

α' – constante adimensional que é função do material

α_{HLP} – parâmetro do modelo HLP, que é determinado em função do diâmetro e espessura do duto

β_{HLP} – parâmetro do modelo HLP, que é determinado em função do diâmetro e espessura do duto

Γ – caminho de integração da integral J

γ – deformação angular

γ_{HLP} – parâmetro do modelo HLP, que é determinado em função do diâmetro e espessura do duto

δ – CTOD

$\bar{\varepsilon}$ – deformação efetiva

ε – deformação verdadeira

ε_c – deformação na direção circunferencial

ε_l – deformação na direção longitudinal

ε_e – deformação na direção circunferencial

ε_0 – deformação de referência

ε_{ij} – tensor de deformações

ε_1 – deformação na direção principal 1

ε_2 – deformação na direção principal 2

ε_3 – deformação na direção principal 3

ε_p – deformação plástica

$\bar{\varepsilon}_p$ – deformação plástica efetiva

$\dot{\bar{\varepsilon}}_p$ – taxa de deformação plástica efetiva

$\dot{\varepsilon}$ – taxa de deformação

$\dot{\varepsilon}_0$ – taxa de deformação de realização do ensaio de tração quase estático

ε_N – o valor médio da deformação para nucleação de *voids*

θ – ângulo para definição de posição angular

$d\lambda$ – representa o incremento de deformação efetiva em relação à tensão efetiva aplicada

υ – coeficiente de Poisson

Π –energia potencial total armazenada

ρ – densidade do material

σ – tensão normal verdadeira

σ_m – tensão média

σ_h – tensão hidrostática

σ_{VM} – tensão de von Mises

σ_{JC} – tensão de escoamento corrigida pelo modelo de Johnson-Cook para uma dada taxa de deformação

σ_a – tensão circunferencial de *arrest*

σ_{circ} – tensão circunferencial no duto

σ_{lon} – tensão longitudinal no duto

σ_0 – é uma tensão de referência, sendo nessa dissertação o limite de escoamento em função da deformação plástica atuante $\bar{\varepsilon}_p$

σ_{ij} – tensor de tensões

σ_x – tensão normal na direção x

σ_y – tensão normal na direção y

σ_z – tensão normal na direção z

σ_1 – tensão normal na direção principal 1

σ_2 – tensão normal na direção principal 2

σ_3 – tensão normal na direção principal 3

$\bar{\sigma}$ – tensão efetiva

σ_{LE} - tensão limite de escoamento verdadeira

τ – tensão de cisalhamento

κ – constante de calibração do modelo de GTN, que regula a aceleração do dano

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AISI - *American Iron and Steel Institute*

ASTM –*American Society for Testing and Materials*

BSC - *British Steel Corporation*

BTCM - *Batelle Two Curve Method*

CST – *Constant Strain Triangle*

CTOA - *Crack Tip Opening Angle*

CTOD - *Crack Tip Opening Displacement*

DWTT - *Drop Weight Tear Test*

ERW – *Electric Resistance Welding*

EPT – Estado Plano de Tensões

EPD – Estado Plano de Deformações

GTN - Gurson-Tvegaard-Needleman

HLP - *High-strength Line Pipe*

ISIJ - *Iron and Steel Institute of Japan*

ISO – *International Organization for Standardization*

MEF – Método dos elementos finitos

NG-18 – Programa de pesquisa sobre analíse de integridade de dutos do PRCI em parceria com o Instituto *Batelle*

PRCI – *Pipeline Research Council International*

SAW – *Submerged Arc Welding*

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO E OBJETIVOS 26

1.1 INTEGRIDADE ESTRUTURAL DE TUBULAÇÕES DE ÓLEO E GÁS 26

1.2 MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS ESPECÍFICOS DA PESQUISA 33

1.3 ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO 34

2 REVISÃO DA LITERATURA 36

2.1 PLASTICIDADE 36

2.1.1 Curva tensão *vs.* deformação 36

2.1.2 Instabilidade plástica 38

2.1.3 Efeito da taxa de deformação e temperatura 40

2.1.4 Plasticidade ortotrópica aplicada a gasodutos 43

2.2 MECÂNICA DA FRATURA 44

2.2.1 Fundamentos da Mecânica da Fratura Elástica Linear (MFEL) 44

2.2.2 Fundamentos da Mecânica da Fratura Elasto-Plástica (MFEP) 48

2.2.2.1 CTOD 49

2.2.2.2 CTOA 50

2.2.2.3 Integral J 50

2.3 GASODUTOS 52

2.3.1 Panorama geral e preocupação com acidentes 52

2.3.2 Principais materiais e dimensões aplicadas 54

2.3.3 Processos de fabricação 56

2.4 EVOLUÇÃO DA METODOLOGIA DE AVALIAÇÃO ESTRUTURAL DE GASODUTOS 59

2.4.1 Fratura frágil 59

2.4.2 Início de fratura dúctil 60

2.4.3 Propagação de fratura dúctil 61

2.4.3.1 Battelle Two-Curve Model (BTCM) 62

2.4.3.2 HLP 72

2.4.3.3 CTOA como parâmetro para previsão de fratura dúctil 73

2.4.4 Mecanismo governante da fratura dúctil de dutos 74

2.5 MODELO DE DANO DE GTN 79

2.6 CURVAS CARGA *VS.* DESLOCAMENTO 83

3 METODOLOGIA 85
3.1 GEOMETRIAS EM ESTUDO 85
3.2 MATERIAIS E MODELOS CONSTITUTIVOS 87
3.3 CONDIÇÕES DE CONTORNO 90
3.4 PROCEDIMENTOS NUMÉRICOS 97
3.4.1 Análise da formulação dos elementos C3D8 e C3D8R 97
3.4.2 Modelagem de entalhe dos espécimes 99
3.4.3 Medição de tamanho instantâneo de trinca 100
3.5 ESTRATÉGIA DE CALIBRAÇÃO DE PARÂMETROS 101
3.5.1 Influência do coeficiente de atrito 101
3.5.2 Calibração dos parâmetros do modelo de GTN 103
3.6 ESTRATÉGIA DE SEPARAÇÃO DAS PARCELAS ENERGÉTICAS 106
3.7 ROTINAS DE PÓS-PROCESSAMENTO DOS MODELOS NUMÉRICOS 110

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO 115
4.1 ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DO MODELO DE GTN 115
4.1.1 Evolução da carga e tamanho de trinca 116
4.1.2 Evolução da energia absorvida e velocidade de fratura 118
4.2 VALIDAÇÃO DA METODOLOGIA 119
4.2.1 DWTT, DWTT PT e Charpy 120
4.2.2 Duto 126
4.3 CAMPO DE TENSÕES E DEFORMAÇÕES 130
4.3.1 DWTT, DWTT PT e Charpy 130
4.3.2 Duto 142
4.4 ANÁLISE ENERGÉTICA 143
4.4.1 Balanço global de energia 143
4.4.2 Análise de propagação estável 145
4.4.3 Separação de energias 151

5 CONCLUSÕES 157

6 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS 160

REFERÊNCIAS 161

APÊNDICE A – INSTABILIDADE PLÁSTICA DE TUBO CILÍNDRICO 169

APÊNDICE B – ANÁLISE DE DOMÍNIO DE TENSÕES 171

APÊNDICE C – ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DO MODELO DE GTN 179

APÊNDICE D – CAMPOS DE TRIAXIALIDADE E DEFORMAÇÃO PLÁSTICA ..191

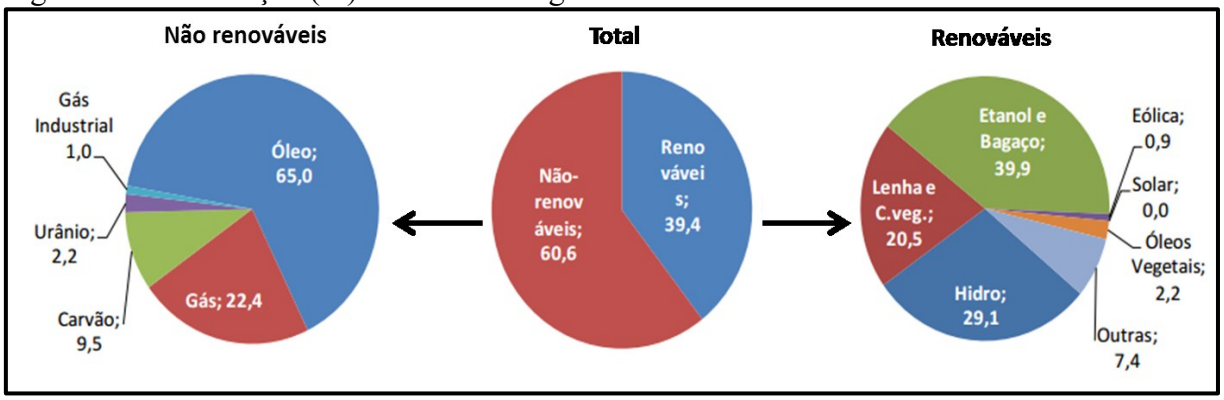
1 INTRODUÇÃO E OBJETIVOS

Essa seção apresenta a introdução e contextualização dessa dissertação.

1.1 INTEGRIDADE ESTRUTURAL DE TUBULAÇÕES DE ÓLEO E GÁS

A matriz energética de grande parte dos países ainda é composta em sua maioria por fontes de energia não renováveis, sendo os óleos (petróleo e derivados) e os gases as principais fontes de energia (Figura 1). O transporte desses recursos dos pontos de extração para os pontos de utilização é comumente feito por dutos, os quais são em sua maioria manufaturados empregando aços avançados microligados (por exemplo a base de nióbio) em busca do aumento de propriedades como resistência e ductilidade, que, por sua vez, levam a um aumento da absorção de energia por diferentes mecanismos (GRAY, 2002).

Figura 1 – Distribuição (%) da matriz energética brasileira no ano de 2014.



Fonte: Autor "adaptado de" Ministério de Minas e Energia, Resenha Energética Brasileira, 2015.

Garantir a integridade estrutural dessas tubulações é indispensável, não só para evitar a interrupção do fornecimento de óleo e gás e prejuízo financeiro, mas também para evitar perda de vidas humanas, já que grande parte dessas tubulações é instalada em centros urbanos, que são normalmente habitados por uma grande quantidade de pessoas.

A preocupação ainda deve ser maior quando o duto estiver transportando gás, já que, como resultado da grande compressibilidade do gás, em caso de falha a liberação de energia tende a ser extremamente elevada. Para ilustrar o poder de destruição de uma falha desse tipo tem-se na Figura 2 uma foto de um acidente decorrente de uma explosão de uma tubulação de transporte de gás que passa pelo meio da cidade de Tapei em Taiwan em 2014. Pelo menos vinte e seis pessoas morreram e duzentos e cinquenta e sete ficaram feridos (HSU et al.,

2014). Na Figura 3 um incidente que ocorreu em West Virginia é apresentado, sendo esse um exemplo de acidente que não levou a perda de vidas humanas, no entanto, gerou elevado prejuízo financeiro (CLAYTON, 2012).

Figura 2 - Destruição causada pela explosão de um gasoduto em Taiwan.

Fonte: HSU et al., 2014.

Figura 3 – Explosão de um gasoduto em West Virginia.

Fonte: CLAYTON, 2012.

As análises de integridade estrutural executadas para essas tubulações normalmente buscam evitar falhas por corrosão, fadiga, fadiga térmica, fluência (quando o fluido ou gás

transportado está em alta temperatura) e nucleação e propagação de trincas, que normalmente levam a fraturas catastróficas, já que uma vez nucleada, a velocidade de propagação de uma trinca pode superar 500 m/s (LEIS, 2013). Dessa forma, a propagação instável de uma trinca deve ser evitada e, para isso, o material deve ser capaz de frear a propagação de uma trinca existente, garantindo o chamado *crack arrest*, ou frenagem da trinca[1].

Os protocolos de avaliação de integridade estrutural aplicados para evitar essas falhas devem ser robustos e preferencialmente baseados em modelos fenomenológicos para garantir precisão e acurácia, o que não é o caso dos modelos utilizados atualmente para controle de propagação de fratura dúctil, já que são modelos semi-empíricos em sua maioria baseados em ensaios mecânicos de pequenas dimensões como o de impacto Charpy.

Dentre esses modelos o que mais se destaca, sendo inclusive usado até hoje pela sua simplicidade, é o *Batelle Two Curve Method* (BTCM) que foi desenvolvido nos anos 70 pelo *Instituto Batelle* (MAXEY, 1974). Em termos práticos esse método compara a velocidade de propagação da fratura com a de despressurização da linha, de forma que, se a velocidade de despressurização for maior é de se esperar que a trinca "freie", ou seja, que ocorra o *arrest*, já que a força motriz disponível para sua propagação diminui, caso contrário, a propagação só deve parar se a trinca encontrar uma válvula ou algum objeto que absorva parte da energia motriz disponível. Esse modelo, assim como outros desenvolvidos nessa época pelo *American Iron and Steel Institute* (AISI, 1974) e pela *British Steel Corporation* (BSC) (PRIEST; HOLMES, 1985), utilizam em sua formulação a energia absorvida no ensaio de impacto Charpy (ISO 148-1, 2009; ASTM E23, 2012), que é utilizada como indicação da resistência do material à fratura dúctil e como um parâmetro de base para a estimativa da velocidade de propagação da mesma (ZHU, 2015).

O fato de todos esses modelos serem fundamentados na energia absorvida no ensaio de impacto Charpy foi responsável pela perda de eficácia dos mesmos. Isso ocorreu porque os aços ficaram mais resistentes e tenazes e, como consequência, o ensaio de impacto Charpy deixou de ser representativo da propagação de uma fratura dúctil em uma tubulação, já que nesse ensaio a fração de energia associada à propagação do defeito diminui exponencialmente com o aumento da energia absorvida, tendendo a zero para valores de energia de aproximadamente 340 J (LEIS, 2015a). Uma alternativa realista é a realização de ensaios de explosão (*burst tests*) em gasodutos em escala real, mas o custo se revela muito elevado

[1] Devido à asuência de tradução em português para o termo *crack arrest* o autor toma a liberdade de propor "frenagem de trinca" como possibilidade.

(milhões de reais para cada ensaio) e os resultados são válidos apenas para os materiais e configurações testados.

Vale notar que alguns modelos preditivos alternativos foram desenvolvidos utilizando espécimes do tipo DWTT, *Drop Weight Tear Test*, (ASTM E436, 2014). Esse surgiu pela necessidade de caracterização da temperatura de transição dúctil-frágil de dutos de espessura maior que a do espécime Charpy, de forma a ser possível a correlação de 1:1 da área de fratura dúctil do espécime DWTT e de dutos de qualquer espessura. O modelo baseado em DWTT que mais se destaca é o *High-strength Line Pipe* (HLP), desenvolvido no *Iron and Steel Institute of Japan* (ISIJ) nos anos 1970 (SUGIE et al., 1982), que em sua essência pode ser entendido como uma adaptação do BTCM, já que utilizou o mesmo conceito de velocidade de despressurização e de propagação de fratura. A diferença é que a energia total absorvida no ensaio DWTT, ao invés do Charpy, foi utilizada para calibração do modelo (ZHU, 2015). Apesar de o espécime DWTT não apresentar a limitação de ter a energia associada à propagação do defeito tendendo a zero, como o método de obtenção do modelo é semi-empírico e utiliza a energia total absorvida, a sua aplicação também fica restrita aos materiais utilizados na calibração.

Foi desenvolvida em paralelo nos Estados Unidos (KANNINEN et al., 1990) e na Itália (VENZI et al., 1980) uma primeira alternativa aos modelos convencionais, o *Crack Tip Opening Angle* (CTOA), que consistia na utilização da abertura angular da ponta da trinca como medida de força motriz (MARTINELLI; VENZI, 1996) e resistência à propagação da trinca, ou seja, uma medida de tenacidade à fratura (DEMOFONTI et al., 1995). A limitação desse método é que ele depende de simulações numéricas refinadas, cujos modelos empregados são fortemente dependentes do tamanho de elemento e tipo de malha, como discutido por Newman et al. (2003). Além disso, ainda não foi possível desenvolver uma metodologia robusta que garanta similitude entre os espécimes de laboratório e estruturas reais para medição experimental desse parâmetro (ZHU, 2015). De forma geral, essa técnica não apresentou resultados satisfatórios e desde sua proposição até hoje já se passaram mais de trinta anos, com diversas adaptações propostas, mas nenhuma que a tornasse simples e prática de utilizar (LEIS, 2015a).

Dentre as correções e modelos alternativos propostos pode-se dizer que a Correção de Leis (LEIS, 1997) foi a de maior destaque, já que conseguiu estender de forma considerável o campo de aplicação do BTCM, que, por ser um modelo prático, é utilizado para previsões de falha até os dias de hoje. Para o desenvolvimento de sua correção Leis separou a energia

absorvida no ensaio de impacto Charpy em energia utilizada para iniciação do defeito, deformação plástica e propagação do defeito, em seguida, correlacionou apenas a parcela de energia responsável por se opor à propagação do defeito com a "habilidade" do material de frear uma trinca, no entanto, o método que ele usou para separar as parcelas de energia foi muito subjetivo e figura como parte da motivação do presente trabalho, conforme será explicado na Seção 2.4.3.1.

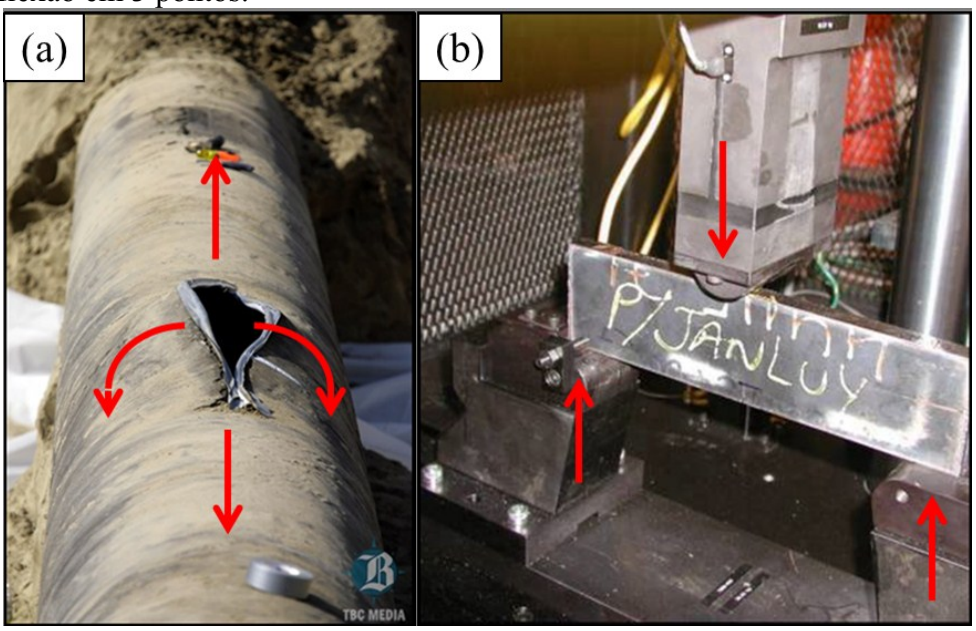
Todos os modelos citados até aqui e todos os que foram desenvolvidos considerando que a mecânica da fratura era, exclusivamente, a resposta para a caracterização da resistência dos materiais à fratura dúctil ficaram restritos a apresentar resultados satisfatórios apenas para os materiais utilizados em sua calibração. Isso se deve ao fato de que para materiais de elevada tenacidade, ou seja, capazes de absorver uma grande quantidade de energia, a deformação plástica é tão elevada que o mecanismo de fratura dúctil deixa de ser governado pela singularidade induzida pela trinca e passa a ser governado por plasticidade generalizada, ou seja, a falha ocorre por colapso plástico, que consiste na ruptura devido ao afinamento localizado das paredes da tubulação, de maneira similar ao que acontece durante a estricção em um ensaio de tração (LEIS, 2015b).

É evidente que deve haver um valor de tenacidade que indique uma transição entre os mecanismos governantes de fratura, no entanto, como os aços atuais possuem uma tenacidade elevada e há tendência de aumento, um maior entendimento do processo de fratura governado por colapso plástico é de extrema importância para entender como a evolução da zona plástica está relacionada com a absorção de energia, para que então seja possível selecionar materiais para garantir o desejado *crack arrest*.

Além da transição do mecanismo governante de fratura, outro fator importante que deve ser levado em consideração é a representatividade dos ensaios em relação ao processo de fratura em um duto. Para isso, pode-se analisar, por exemplo, o tipo de carregamento aplicado em um duto e nos espécimes testados em laboratório (Charpy e DWTT). Na Figura 4 (a) é apresentado um duto após a realização de um teste hidrostático, sendo que é possível perceber a elevada plasticidade associada à ruptura do mesmo; além disso, as setas vermelhas ilustram o tipo de carregamento de membrana ao qual o duto é geralmente submetido. Já na Figura 4 (b) um ensaio utilizando um espécime do tipo DWTT é representado e é possível perceber que um carregamento flexional em 3 pontos é aplicado. Dessa forma, fica evidente que há diferença no tipo de carregamento. Diferença ainda mais marcante ocorre para o impacto Charpy, o que pode ter sido um dos motivos que levou os modelos desenvolvidos para

previsão de fratura dúctil a ficarem restritos a materiais com baixa capacidade de absorção de energia (≈ 100 J de energia absorvida no ensaio de impacto Charpy).

Figura 4 – (a) Duto após teste hidrostático, assim como representação do carregamento atuante no mesmo, (b) ensaio DWTT, cujo carregamento é de flexão em 3 pontos.



Fonte: Auto "adaptado de" EDELHART, C.; KOTOWSKI, J, 2011; Instron, 2007.

A taxa de deformação também é relevante no processo de fratura no duto, logo ensaios representativos são necessários, o que não ocorre para os ensaios do tipo Charpy e DWTT, onde por decorrência da velocidade de propagação da fratura de até 20 m/s (YU; RU, 2016) em comparação com até 500 m/s do duto (LEIS, 2015a) a taxa de deformação é menor nessas geometrias. Alguns autores, como Yu e Ru (2015) estão estudando a possibilidade de se utilizar uma geometria DWTT modificada com um entalhe no lado de impacto do martelo com o intuito de aumentar a velocidade de propagação da fratura nesse espécime, atingindo velocidades da ordem de 100 m/s. No entanto essa alteração parece diminuir de forma significativa a propagação estável da fratura durante o ensaio.

Com relação à absorção de energia durante a evolução da zona plástica existem alguns parâmetros que são mais significativos, dentre eles podem-se citar algumas propriedades dos materiais como, por exemplo, o compromisso entre tensão limite de escoamento e tensão limite de resistência, o encruamento, a tenacidade, a sensibilidade à taxa de deformação, além do estado de tensões, espessura da tubulação e características metalúrgicas como a textura (LEIS, 2015b). Dessa forma, estudos sobre protocolos de avaliação de integridade estrutural que englobem esses parâmetros devem ser conduzidos. Um aspecto importante dessa análise é

avaliar como as propriedades dos materiais, levando em conta inclusive a anisotropia decorrente do processo de fabricação dos dutos, afeta a evolução da plasticidade e consequentemente a energia absorvida durante a evolução da fratura.

Uma maneira de viabilizar essa análise é através da aplicação do Método dos Elementos Finitos (MEF) com a utilização de modelos de dano representativos da fratura dúctil em dutos. Dentre esses, o mais utilizado é o modelo de dano micromecânico de Gurson-Tvergaard-Needleman (GTN), que modela a fratura dúctil pela nucleação, crescimento e coalescimento de "microcavidades", do inglês *voids*, que são "vazios" ou alvéolos nucleados em partículas duras ou de segunda fase e característicos de uma fratura dúctil (GURSON, 1977; TVERGAARD, 1982; TVERGAARD; NEEDLEMAN, 1984). Esse modelo de dano vem sendo aplicado para tentar descrever a evolução da fratura dúctil em dutos, sendo que, uma vez que os parâmetros necessários são calibrados por ensaios reais, como por exemplo, de impacto Charpy ou DWTT, eles podem ser aplicados para modelagem de dutos. Os resultados obtidos são significativamente próximos dos dados obtidos por ensaios reais (SHIM et al., 2008; NONN; KALWA, 2013; SCHEIDER et al., 2014; YU; RU, 2016). A limitação desse modelo é a dependência da malha e a necessidade de calibração de diversos parâmetros.

Trabalhos recentes (LEIS, 2015b; ZHU, 2015; YU; RU, 2016) reforçam a importância de compreender e dividir as parcelas energéticas associadas à propagação estável de uma fratura dúctil, sendo mencionado, por exemplo, que para materiais atuais o ensaio de impacto Charpy pode nem ser capaz de garantir propagação estável (LEIS, 2015b). Com relação ao estado de tensões, Völling e Peppler (2013) reportam que um espécime DWTT pré-trincado ($a/W = 0{,}3$) é mais representativo de uma fratura dúctil em um duto, o que será analisado e discutido em detalhes ao longo dessa dissertação. Além disso, Yu e Ru (2016) argumentam que mesmo durante a propagação estável no ensaio de impacto DWTT, a energia associada de fato à propagação de fratura dúctil tende a ser aproximadamente 28% da energia total do ensaio.

Ainda, diversos trabalhos reforçam a dificuldade de modelar de forma objetiva e realista a despressurização do duto ocasionada pela propagação da fratura, sendo que a estratégia adotada influencia fortemente na velocidade de propagação de fratura e na pressão de *arrest* prevista pelo modelo (SHIM et al., 2008; VÖLLING et al., 2013; SCHEIDER et al., 2014). Resultados experimentais de um *burst test* em um duto de aço K65, cuja normalização de propriedades mecânicas de tração e impacto ainda está em estudo (SHABALOVA et al.,

2013), publicados por Abakumov et al. (2009) serão discutidos e reproduzidos com o intuito de avaliar a aplicabilidade dos modelos de dano e analisar os impactos na despressurização do duto.

1.2 MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS ESPECÍFICOS DA PESQUISA

Diante do cenário apresentado, a motivação central desse trabalho é a necessidade de entender de forma mais clara a fenomenologia, principalmente em termos energéticos e de estado de tensões, que rege a fratura dúctil de dutos de transporte de gás, para então, compreender quais os principais parâmetros que devem ser levados em conta na elaboração de um protocolo de avaliação estrutural que garanta que, na ocorrência de uma trinca, o material seja capaz de "frear" a mesma, ou seja, garantir o *crack arrest*. Ainda, que tal entendimento permita avaliar quão representativos dos casos reais são os ensaios experimentais de impacto Charpy e DWTT, suportando a retomada da similitude mesmo para aços avançados de alta tenacidade.

A elaboração de protocolos de avaliação robustos também é fundamental para que os aços avançados possam ser explorados em sua totalidade, já que, como exposto no trabalho de Gray (2002), sabe-se que a adição de microligantes, como, por exemplo, o nióbio, aliada a um processamento termomecânico controlado é benéfica para as propriedades dos aços, principalmente no aumento de tenacidade, no sentindo em que possibilitam uma estrutura de grãos mais refinados, no entanto, enquanto não houver um método fenomenologicamente robusto capaz de determinar o potencial de um material frear uma trinca em propagação em função de alguma propriedade mecânica de fácil medição, essas vantagens não poderão ser exploradas em sua totalidade.

Dessa forma, o objetivo geral é compreender, com o auxílio de análises numéricas, como a energia motriz da fratura é dissipada em decorrência da absorção de energia pelo material durante a evolução da zona plástica em uma fratura dúctil, e quais os principais parâmetros que influenciam, de forma direta ou indireta, nessa dissipação de energia. Para que isso seja possível há necessidade dos seguintes objetivos específicos:

a) elaborar uma metodologia robusta para o desenvolvimento de modelos de elementos finitos tridimensionais e altamente refinados, com incorporação do modelo de dano de Gurson-Tvergaard-Needleman (GTN), que viabilize a reprodução numérica de ensaios

de impacto Charpy e DWTT, com a utilização de sub-rotinas em Fortran, Python e Matlab;

b) executar uma análise de sensibilidade do modelo de dano de GTN com o intuito de garantir o total controle sobre as variáveis envolvidas no mesmo;
c) analisar os campos de tensões e deformações das geometrias Charpy e DWTT com o intuito de investigar qual é mais representativo de um duto;
d) compreender o processo de fratura do ponto de vista energético e ser capaz de isolar a energia necessária para propagação do defeito nos espécimes Charpy e DWTT;
e) viabilizar a simulação numérica da propagação estável de fratura dúctil em um duto com a utilização de sub-rotinas em Fortran que suportem a aplicação do decaimento de pressão de acordo com dados da literatura; e
f) comparar os resultados obtidos para os espécimes Charpy e DWTT com a análise do duto, em relação ao estado de tensões e energias envolvidas no processo de propagação da fratura dúctil. Com base em tal comparação, apontar o caminho para o desenvolvimento de protocolos de ensaio ou geometrias de amostras que busquem retomar a similitude entre ensaios de laboratório e a fratura dúctil de gasodutos fabricados com aços avançados.

1.3 ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO

A dissertação está organizada da seguinte forma:

Seção 1 Contextualização sobre a integridade estrutural de dutos de transporte de óleo e gás, com ênfase nas principais práticas desenvolvidas e na perda de efetividade das mesmas, motivação e objetivos do trabalho.

Seção 2 Revisão teórica de conceitos de plasticidade e instabilidade plástica, além de uma breve descrição das composições químicas e propriedades mecânicas dos principais materiais utilizados em dutos, bem como os principais processos de fabricação empregados. É feita também uma revisão dos conceitos de Mecânica da Fratura Elástica Linear (MFEL) e Elasto-Plástica (MFEP), com o intuito de suportar a introdução dos protocolos de avaliação de fratura dúctil de dutos, que são apresentados em detalhe nessa seção. Ainda, uma revisão do modelo numérico de dano de Gurson-Tvegaard-Needleman (GTN) é realizada para suportar as análises numéricas apresentadas nessa dissertação. Por fim, é apresentado o resultado típico

de um ensaio de impacto instrumentado Charpy e DWTT, sendo esse a curva de carga *vs*. deslocamento.

Seção 3 Apresentação da metodologia empregada para realização das simulações numéricas pelo Método dos Elementos Finitos (MEF), com ênfase na estratégia de elaboração do modelo, calibração de parâmetros e pós-processamento de resultados.

Seção 4 Resultados e discussão crítica a respeito dos mesmos.

Seção 5 Apresentação das conclusões.

Seção 6 Sugestões para trabalhos futuros.

Apêndice A – Instabilidade plástica de tubo cilíndrico Desenvolvimento do cálculo de instabilidade plástica para um tubo cilíndrico.

Apêndice B – Análise de domínio de tensões Análise de domínios pelos campos de tensões para as geometrias Charpy e DWTT de aços X65, X80 e X100**.**

Apêndice C – Análise de sensibilidade do modelo de GTN Resultados completos de análise de sensibilidade dos parâmetros do modelo de GTN para as geometrias Charpy e DWTT de aço X80.

Apêndice D – Campos de triaxialidade e deformação plástica Resultados completos das evoluções dos campos de triaxialidade e deformação plástica para as geometrias Charpy, DWTT e DWTT PT de aços X65, X80 e X100.

2 REVISÃO DA LITERATURA

Essa seção apresenta a revisão da literatura necessária para fundamentar a explicação da metodologia e discussão crítica dos resultados.

2.1 PLASTICIDADE

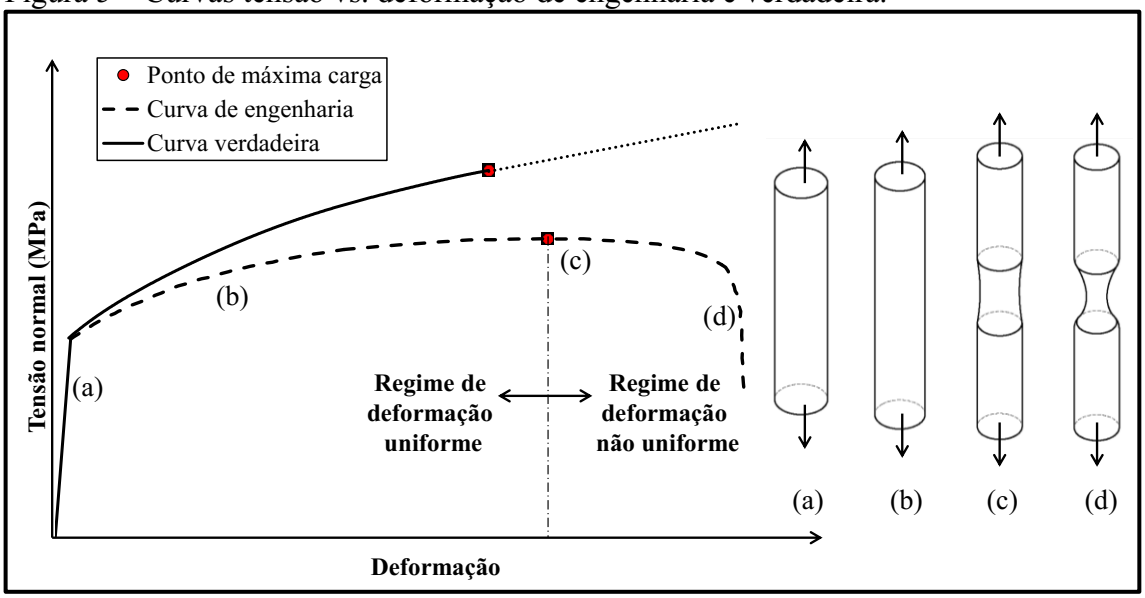
Para garantir o bom entendimento do mecanismo de falha por fratura dúctil é fundamental compreender os fundamentos da plasticidade que serão abordados nas seções seguintes.

2.1.1 Curva tensão *vs*. deformação

A curva tensão *vs*. deformação oriunda de um ensaio de tração possibilita a obtenção das principais propriedades dos materiais utilizadas em projetos de engenharia, como por exemplo, módulos de elasticidade transversal (G) e longitudinal (E), que indicam a rigidez do material; limite de escoamento $(S_{LE} \approx \sigma_{LE})$, que é, geralmente, obtido pela técnica de offset de 0,2% de deformação plástica e atua como indicação da tensão na qual parte da deformação imposta começa a ser permanente; limite de resistência (S_{LR}), que indica o ponto de máximo da curva tensão *vs*. deformação de engenharia e, por consequência, representa o ponto de início da estricção (instabilidade plástica); resiliência, que é a energia potencial armazenada por unidade de volume do material ao longo do carregamento elástico e tenacidade, que é a energia absorvida por unidade de volume do material até a ocorrência da fratura, sendo que a tenacidade só têm significado físico se for obtida pela curva tensão vs. deformação verdadeira (DOWLING, 2007).

Na Figura 5 é apresentada uma comparação entre as curvas tensão *vs*. deformação de engenharia e verdadeira, assim como ilustrações das geometrias deformadas do espécime sendo tracionado para cada posição específica. Nota-se que a deformação se distribui uniformemente ao longo do espécime até o ponto de instabilidade plástica (S_{LR}), a partir do qual a deformação começa a ser localizada, levando ao surgimento da estricção, característica do ensaio de tração de materiais dúcteis.

Figura 5 – Curvas tensão vs. deformação de engenharia e verdadeira.



Fonte: Autor.

Seguem abaixo as equações utilizadas para o cálculo das tensões e deformações de engenharia (S, e) e verdadeiras (σ, ε):

$$S = \frac{F}{A_i} \tag{1}$$

$$e = \frac{\Delta L}{L_i} \tag{2}$$

$$\sigma = \frac{F}{A} \tag{3}$$

$$\varepsilon = \int_{A_i}^{A} -\frac{dA}{A} = ln\frac{A_i}{A} \tag{4}$$

onde F é a força normal aplicada, A_i é a área inicial da seção transversal, A é a área instantânea da seção transversal, ΔL é a variação de comprimento do espécime, L_i é o comprimento inicial do espécime, σ é a tensão verdadeira e ε é a deformação verdadeira ou logarítmica, sendo σ e ε válidos até o ponto de máxima carga, a partir do qual as tensões circunferenciais se tornam significativas e uma correção como a de Bridgman deve ser aplicada (GANHARUL, 2012).

O trecho plástico da curva tensão *vs*. deformação verdadeira costuma ser modelado por uma equação de potência conhecida como Equação de Hollomon (HOSFORD; CADDELL, 2007), apresentada na Equação 5. É importante notar que durante um ensaio de

tração as tensões e deformações aplicadas são os próprios valores efetivos dessas grandezas, uma vez que o carregamento é uniaxial.

$$\bar{\sigma} = H \cdot \bar{\varepsilon}_p^n \tag{5}$$

onde $\bar{\sigma}$ é a tensão efetiva atuante, H é o coeficiente de resistência, n é o expoente de encruamento e $\bar{\varepsilon}_p$ é a parcela plástica da deformação efetiva.

O critério de von Mises, ou da máxima energia de distorção, ou da plasticidade J_2, além de ser o de maior aderência aos resultados experimentais, é o critério mais robusto fenomenologicamente para tratamento de falha de materiais dúcteis, já que considera que apenas a energia gerada pelas tensões cisalhantes octaédricas é utilizada para ativação da deformação plástica. Dessa forma, ele será o critério utilizado nessa dissertação para os cálculos de tensão e deformação efetivas, sendo que para os eixos principais de carregamento elas podem ser obtidas da seguinte forma:

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2} \tag{6}$$

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2)} \tag{7}$$

onde σ_1, σ_2 , σ_3 , ε_1, ε_2 e ε_3 são as tensões e deformações principais nas direções 1, 2 e 3, respectivamente.

2.1.2 Instabilidade plástica

A instabilidade plástica é definida como a situação de máxima força, ou pressão, a partir da qual a deformação do componente evolui de forma instável, com carga menor do que a máxima (HOSFORD; CADDELL, 2007). Dessa forma, ela é atingida no ponto de máximo da curva tensão *vs*. deformação de engenharia (Seção 2.1.1).

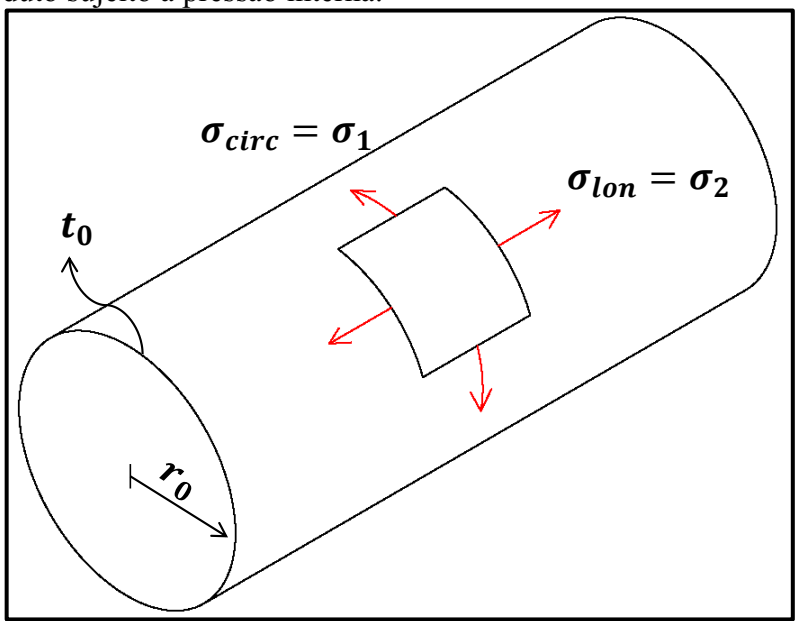
A curva tensão *vs*. deformação de engenharia, apresentada na Figura 5, também pode ser interpretada como a curva de carga *vs*. deslocamento, já que os cálculos da tensão (S) e deformação de engenharia (e) são feitos com base na área (A_i) e comprimento inicial (L_i), respectivamente, do espécime ensaiado. Após o ponto de máxima carga, onde a derivada da força no deslocamento é zero, o processo de deformação é autossuficiente, ou seja, a redução

de seção transversal resistente supera o encruamento induzido pela deformação plástica, de forma que a carga necessária para continuar o processo de deformação plástica é cada vez menor.

Cabe aqui realizar uma comparação entre situações de controle por carga e deslocamento. Se o controle for por deslocamento a instabilidade plástica será estável, já que após a estricção a taxa de deslocamento aplicada à estrutura continua a mesma, o que muda é que a carga atuante tende a ser cada vez menor devido à perda progressiva de rigidez. No entanto, se o controle é feito por carga, como no caso de um gasoduto, assim que a instabilidade plástica é atingida a pressão aplicada não diminui, de forma que no momento que o incremento adicional de pressão que leva a estrutura à instabilidade é aplicado, a mesma tende a falhar de forma instável e catastrófica.

Considerando que o regime plástico de um material possa ser descrito pela Equação de Hollomon (Equação 5) é possível demonstrar que, quando a solicitação for uniaxial, a deformação em que a instabilidade plástica irá ocorrer será aproximadamente igual ao expoente de encruamento do material (HOSFORD; CADDELL, 2007; GANHARUL, 2012). A mesma análise pode ser realizada para um duto de parede fina ($\sigma_3 \approx 0$), de material isotrópico e sujeito a pressão interna crescente (Figura 6), sendo que nesse caso o início da instabilidade plástica será caracterizado quando a derivada da pressão for nula, ou seja, quando a pressão necessária para continuar o processo de deformação for cada vez menor.

Figura 6 – Representação das tensões que surgem em um duto sujeito à pressão interna.



Fonte: Autor.

Seguem nas Equações 8 e 9, respectivamente, a deformação efetiva e a pressão necessária para que o processo de instabilidade plástica se inicie, sendo que o desenvolvimento dos cálculos é apresentado no Apêndice A:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{n}{\sqrt{3}} \tag{8}$$

$$P_{inst} = \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot H \cdot \left(\frac{n}{\sqrt{3}}\right)^{n} \cdot \left(\frac{t_0}{r_0}\right)^{-n} \tag{9}$$

onde P_{inst} é a pressão que causa a instabilidade plástica, t_0 é a espessura inicial do duto e r_0 é o raio médio inicial do duto.

Uma vez que o processo de instabilidade plástica é iniciado, a deformação tende a ocorrer de forma localizada, e como consequência há um aumento local da taxa de deformação e algumas regiões estarão sujeitas a taxas de deformação diferentes, sendo que, uma vez que a resistência dos materiais tende a ser dependente dessa taxa, e que essa dependência é sensível à variação da temperatura, é importante compreender como isso irá afetar o comportamento da estrutura. Dessa forma, um aprofundamento fenomenológico dessas influências é apresentado na Seção 2.1.3.

2.1.3 Efeito da taxa de deformação e temperatura

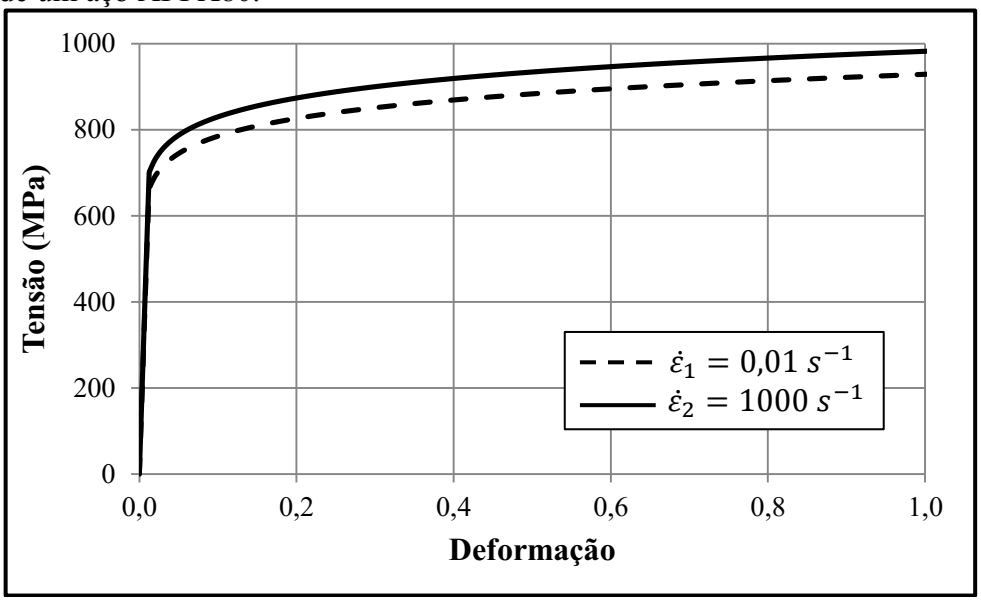
O comportamento mecânico dos materiais é sensível tanto à velocidade de carregamento quanto à temperatura, sendo que normalmente a resistência do material tende a aumentar com o aumento da taxa de deformação e diminuição da temperatura (HOSFORD; CADDELL, 2007).

A Figura 7, onde $\dot{\varepsilon}_2 > \dot{\varepsilon}_1$, ilustra o efeito da taxa de deformação na curva tensão *vs.* deformação de um aço API X80 cujas propriedades quase estáticas ($\dot{\varepsilon} = 0{,}01\ s^{-1}$) foram extraídas de Nonn e Kalwa (2013). O modelamento matemático desse efeito pode ser feito, para maioria dos materiais, pela equação abaixo (DOWLING, 2007):

$$\sigma = C \cdot \dot{\varepsilon}^{m} \tag{10}$$

onde C é uma constante, que depende do material, da temperatura e do nível de deformação, $\dot{\varepsilon}$ é a taxa de deformação e m é a sensibilidade à taxa de deformação.

Figura 7 – Influência da taxa de deformação na curva tensão vs. deformação de um aço API X80.



Fonte: Autor.

Vale ressaltar que para alguns materiais, como os aços analisados nessa dissertação, outros modelos podem ser aplicados com melhor aderência, como por exemplo, o modelo de Johnson-Cook (SIMHA et al., 2014), apresentado na Equação 11,

$$\sigma_{JC} = \sigma_0 \cdot \left[1 + C_{JC} \cdot ln\left(\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}_p}{\dot{\varepsilon}_0}\right)\right] \tag{11}$$

onde σ_{JC} é a tensão de escoamento corrigida para uma dada taxa de deformação, σ_0 é uma tensão de referência, sendo nessa dissertação o limite de escoamento em função da deformação plástica atuante $\bar{\varepsilon}_p$, $\dot{\varepsilon}_0$ é a taxa de deformação de realização do ensaio de tração quase estático, $\dot{\bar{\varepsilon}}_p$ é a taxa de deformação plástica efetiva e C_{JC} é uma constante de calibração do modelo.

Pela análise da Equação 10 é possível perceber que, para uma mesma velocidade de carregamento, quanto maior for a sensibilidade à taxa de deformação (m), maior será a resistência do material. Dessa forma, quando um evento de deformação localizada se inicia a resistência local do material tende a aumentar, o que pode retardar o processo de instabilidade, ou seja, um valor elevado de m dificulta o processo de afinamento localizado da parede de um duto, por exemplo, o que é extremamente benéfico para evitar a propagação de fratura dúctil por colapso plástico conforme será explicado na Seção 2.4.4. Note que pela Equação 11 a mesma conclusão pode ser feita para o coeficiente C_{JC}.

A sensibilidade à taxa de deformação (m) é sensível à temperatura, sendo que para condições onde não há recristalização dinâmica a variação não é significativa. Ainda, a temperatura influencia de forma significativa na resistência do material, que tende a aumentar com a diminuição da temperatura, e no expoente de encruamento (n), que apresenta queda expressiva com o aumento da temperatura. Mais detalhes sobre essa dependência podem ser encontrados no livro de Hosford e Caddell (2007).

O processo de deformação plástica envolve uma grande quantidade de energia, que pode ser obtida pela integral abaixo da curva tensão *vs*. deformação, conforme equação abaixo,

$$w = \int_0^{\bar{\varepsilon}} \bar{\sigma} \cdot d\bar{\varepsilon} \tag{12}$$

onde w é a energia de deformação por unidade de volume.

A proporção dessa energia que é absorvida, ou liberada por troca de calor, depende da velocidade do carregamento, ou seja, da taxa de deformação aplicada. Durante a propagação de uma fratura dúctil em um duto, por exemplo, a taxa de deformação é elevada, o que disponibiliza muito pouco tempo para a troca de calor com o meio de tal forma que grande parte da energia acaba sendo absorvida. Consequentemente, a temperatura local tende a aumentar e pode vir a impactar nas propriedades mecânicas do material. Uma estimativa desse aumento de temperatura pode ser feito pela equação abaixo,

$$\Delta T = \frac{\alpha \cdot \int_0^{\bar{\varepsilon}} \bar{\sigma} \cdot d\bar{\varepsilon}}{\rho \cdot C_{cal}} \tag{13}$$

onde ΔT é a variação da temperatura, α é um coeficiente que indica a porcentagem de energia absorvida, ρ é a densidade do material e C_{cal} é a capacidade calorífica do material.

Quando a troca de calor é adiabática $(\alpha = 1)$ a variação de temperatura é elevada, o que deve ser levado em consideração, já que esse aquecimento pode provocar variações de temperatura e mudanças microestruturais que levem à variação pontual das propriedades do material. Um efeito concorrente em uma trinca que se propaga em um gasoduto é a queda local de temperatura por conta da expansão adiabática do gás que escapa pela trinca em propagação. Nota-se que durante a propagação essa queda de temperatura deve estar afastada da ponta da trinca, no entanto, próximo do *crack arrest* essa redução de temperatura tende a se aproximar da mesma.

2.1.4 Plasticidade ortotrópica aplicada a gasodutos

Nessa dissertação a descrição da plasticidade é feita de forma incremental, ou seja, a influência do histórico de carregamento é levada em conta em todas as análises. Matematicamente a evolução incremental da plasticidade é modelada pelas Leis de Escoamento de Levy-Mises junto com a teoria de plasticidade J_2 de von Mises. A apresentação desses equacionamentos foge do escopo dessa dissertação, no entanto mais detalhes podem ser encontrados em Hosford e Caddel (2007) e Ragab e Bayoumi (1999).

A hipótese simplificadora de que materiais são isotrópicos, ou seja, que possuem as mesmas propriedades em todas as direções, pode muitas vezes ser adotada, no entanto, quando o grau de anisotropia é elevado, as propriedades nas diferentes direções devem ser levadas em consideração. O processo de fabricação de dutos (Seção 2.3.3) envolve uma série de processos de tratamento térmico e conformação plástica, que levam à orientação preferencial da microestrutura, o que, por sua vez, leva a variação de propriedades em diferentes direções. A anisotropia em dutos pode ser "simplificada", já que normalmente há simetria de propriedades em relação a três eixos ortogonais, ou seja, pode-se aplicar o conceito de ortotropia (HOSFORD; CADDELL, 2007).

Para analisar se o carregamento imposto em um material ortotrópico é suficiente para que o mesmo entre no regime plástico, ou seja, comece a escoar, é possível aplicar o critério de escoamento de Hill (HOSFORD; CADDELL, 2007; LI et al., 2015), apresentado na Equação 14 abaixo,

$$\begin{aligned} &F' \cdot \left(\sigma_y - \sigma_z\right)^2 + G' \cdot (\sigma_z - \sigma_x)^2 + H' \cdot \left(\sigma_x - \sigma_y\right)^2 + \cdots \\ &\ldots 2 \cdot \left(L' \cdot \tau_{yz}^2 + M' \cdot \tau_{zx}^2 + N' \cdot \tau_{xy}^2\right) = 1 \end{aligned} \tag{14}$$

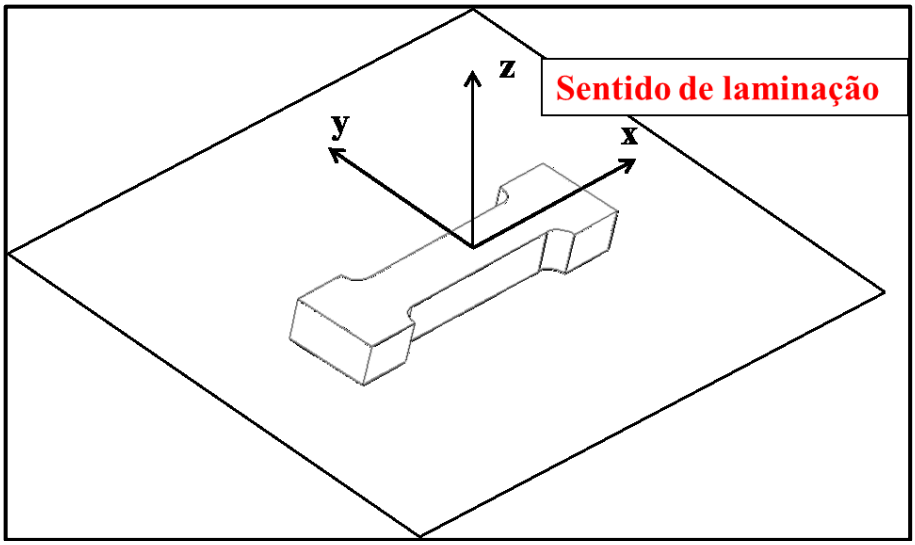
onde F', G', H', L', M' e N' são constantes que descrevem a anisotropia. Vale notar que quando $F' = G' = H' = 1$ e $L' = M' = N' = 3$, o critério se reduz ao critério de von Mises para materiais isotrópicos (Equação 6). Hill propôs sua equação com base na orientação de eixos apresentada na Figura 8, onde o eixo x está alinhado com o sentido de laminação.

A estratégia para obtenção dos parâmetros da Equação de Hill não fazem parte do escopo dessa dissertação, sendo que maiores detalhes podem ser encontrados nas obras de Hosford e Caddell (2007) e Li et al. (2015).

Recentemente alguns autores (LI et al., 2015) têm desenvolvido técnicas para acoplar o modelo de dano de GTN com o critério de escoamento de Hill, no entanto, esses modelos

são simplificados e não consideram, por exemplo, a variação dos parâmetros do modelo de dano em função das propriedades nas diferentes direções, o que anula o eventual benefício adquirido pelo caráter mais fenomenológico dessa abordagem. Diante disso, mesmo sabendo que os dutos são anisotrópicos e que essa variação de propriedades influencia na propagação de fratura dúctil, a anisotropia não será considerada nos modelos numéricos desenvolvidos nessa dissertação.

Figura 8 – Ilustração da orientação de eixos adotada no critério de Hill.



Fonte: Autor.

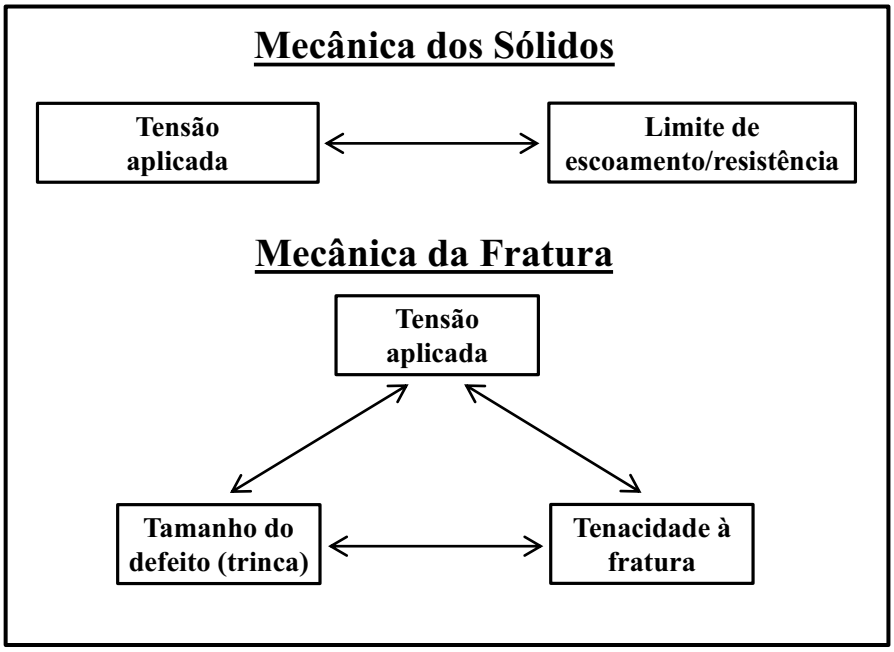
2.2 MECÂNICA DA FRATURA

Esta seção contém conceitos de mecânica da fratura que servem de base para o correto entendimento dos protocolos de avaliação de fratura em gasodutos.

2.2.1 Fundamentos da Mecânica da Fratura Elástica Linear (MFEL)

Trincas são singularidades que agem de forma a intensificar o campo de tensões ao redor das mesmas, dessa forma, é comum que estruturas trincadas, ou que possam vir a trincar, falhem mesmo com tensões remotas menores que o limite de escoamento do material (ANDERSON, 2005). Por conta disso, essas estruturas devem ser verificadas não só pela Mecânica dos Sólidos, mas também pela teoria de Mecânica da Fratura, que leva em consideração a força motriz de trinca, caracterizada pela tensão atuante e tamanho da trinca, e a tenacidade à fratura, que indica a resistência do material ao rasgamento (Figura 9).

Figura 9 – Comparação entra a Mecânica dos Sólidos e a Mecânica da Fratura.



Fonte: Autor "adaptado de" Anderson, 2005.

Griffith, em 1920, foi o primeiro a conseguir avanços significativos na quantificação da influência de uma trinca na resistência de estruturas. Ele se fundamentou na primeira lei da termodinâmica para desenvolver uma teoria baseada em energia, no entanto, o sucesso que ele obteve com os materiais frágeis, como o vidro que foi analisado, não se replicou para os materiais metálicos de décadas posteriores (ANDERSON, 2005). Irwin propôs, em 1956, fundamentado nos estudos de Griffith, um modelo energético equivalente, que originou o parâmetro G_{frat} (Equação 15), ou taxa de liberação de energia, da Mecânica da Fratura Elástica Linear (MFEL), sendo apresentado por ter servido de base para alguns protocolos de avaliação de gasodutos conforme será apresentado na Seção 2.4.

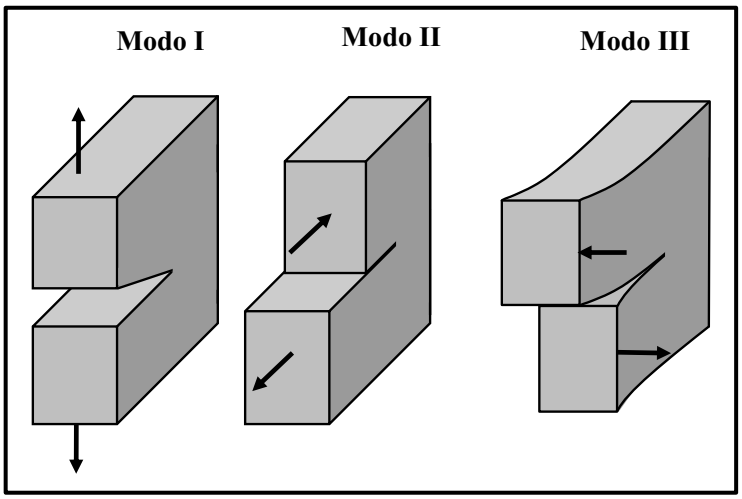
$$G_{frat} = -\frac{d\Pi}{dA_{prop}} \tag{15}$$

Onde $d\Pi$ é a variação de energia potencial e A_{prop} é a área de trinca propagada.

Ao utilizar a teoria de Mecânica da Fratura Elástica Linear (MFEL) para descrever o campo de tensões na ponta da trinca é importante compreender os tipos de carregamentos que podem estar presentes. Existem três modos de carregamento (Figura 10), designados como: modo I, modo II e modo III, que, respectivamente, indicam abertura, cisalhamento no plano e fora do plano da trinca. O foco dessa dissertação é o modo I, já que ele é característico na

maioria das aplicações e mesmo que uma trinca seja nucleada em algum outro modo de carregamento ela tende a se propagar no modo I.

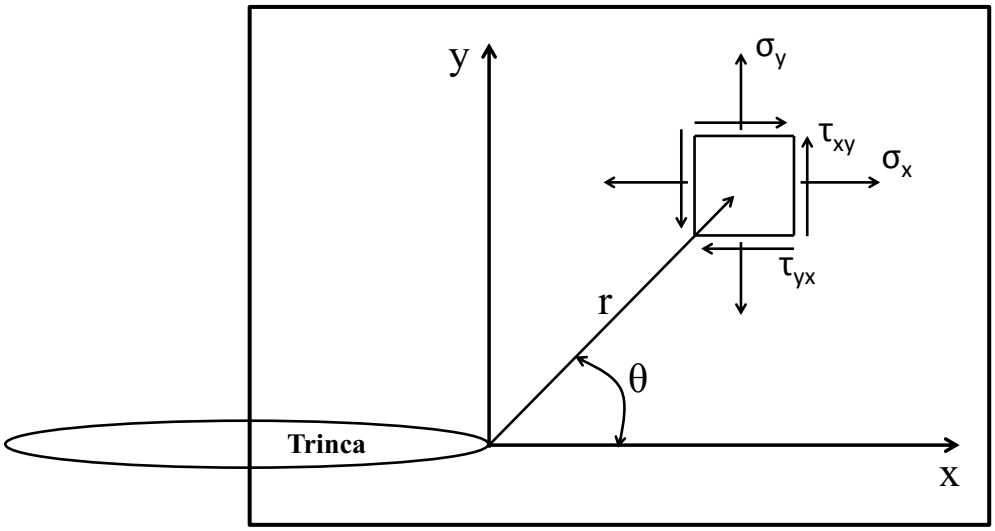
Figura 10 - Modos de carregamento analisados pela mecânica da fratura.



Fonte: Autor "adaptado de" Anderson, 2005.

Westergaard (1939), Sneddon (1946), Irwin (1957) e Williams (1957) foram os primeiros a desenvolver soluções analíticas capazes de descrever o campo de tensões na frente da trinca, sendo que para um sistema de coordenadas polares com origem na ponta da trinca (Figura 11), modo I de carregamento e desconsiderando termos de alta ordem é possível obter as Equações 16. Outras soluções analíticas podem ser encontradas em Anderson (2005).

Figura 11 – Sistema de coordenadas polares na ponta da trinca.



Fonte: Autor "adaptado de" Anderson, 2005.

$$\sigma_x = \frac{K_I}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot r}} \cdot cos\frac{\theta}{2} \cdot \left[1 - sen\frac{\theta}{2} \cdot sen\frac{3 \cdot \theta}{2}\right] \quad (16.a)$$

$$\sigma_y = \frac{K_I}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot r}} \cdot cos\frac{\theta}{2} \cdot \left[1 + sen\frac{\theta}{2} \cdot sen\frac{3 \cdot \theta}{2}\right] \quad (16.b)$$

$$\tau_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot r}} \cdot cos\frac{\theta}{2} \cdot sen\frac{\theta}{2} \cdot cos\frac{3 \cdot \theta}{2} \quad (16.c)$$

$\sigma_z = 0$ para estado plano de tensões (EPT) (16.d)

$\sigma_z = \nu \cdot (\sigma_x + \sigma_y)$ para estado plano de deformações (EPD) (16.e)

$$\tau_{yz} = \tau_{zx} = 0 \quad (16.f)$$

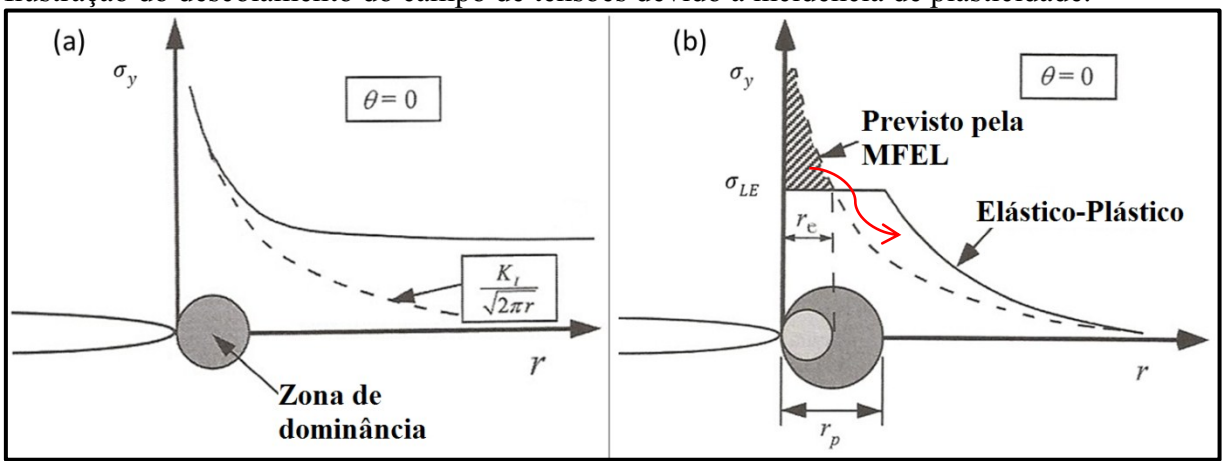
onde r representa a distância da ponta da trinca, θ é o ângulo em relação ao plano da trinca e K_I é o fator de intensificação de tensões para o modo I de carregamento.

A Figura 12 (a) compara dois campos de tensões, um obtido pelas equações acima (linha tracejada), e outro, usualmente encontrado em materiais que se comportam de maneira predominantemente elástica linear (linha contínua). É possível perceber a validade da MFEL para caracterização da distribuição das tensões na zona de dominância de *K*, onde as tensões são proporcionais a $1/\sqrt{r}$ (Equação 16.b). Para regiões afastadas da ponta da trinca o modelo matemático baseado em *K* diverge em relação à distribuição real de tensões, o que não é um problema, já que as tensões de interesse são aquelas presentes na zona de processo de fratura, que para materiais que se comportam de maneira predominantemente elástica faz parte da zona de dominância de *K*.

Na Figura 12 (b) o campo de tensões para um material de comportamento elástico e perfeitamente plástico, sem encruamento, onde a tensão é constante na região deformada plasticamente, é comparado com o modelo de previsão da MFEL. Vale notar que, quando o comportamento plástico do material é levado em consideração, o campo de tensões real se afasta daquele descrito pelo parâmetro *K*, ou seja, não há dominância e a MFEL não pode ser aplicada.

Diante dessa limitação diversos pesquisadores buscaram maneiras de ampliar o campo de validade de MFEL, sendo que Irwin (1961), por exemplo, introduziu o conceito de comprimento efetivo de trinca, de forma que ao comprimento instantâneo da trinca é adicionado o tamanho da zona plástica, obtido por um equilíbrio local de esforços, onde a área com hachura da figura indica a energia que deve ser reposicionada para garantir o equilíbrio local. Maiores detalhes podem ser encontrados em Anderson (2005).

Figura 12 – (a) Comparação entre os campos de tensão real e obtido pela MFEL. (b) Ilustração do descolamento do campo de tensões devido a incidência de plasticidade.



Fonte: Autor "adaptado de" Anderson, 2005.

Outro método de extensão da MFEL é o modelo da esteira plástica, do inglês *Strip-Yield model*, proposto por Dugdale (1960) e Barenblatt (1962) e aperfeiçoado por Burdekin e Stone (1966), sendo esse válido para qualquer configuração de trinca. Esse modelo se baseou no conceito de tamanho efetivo de trinca, sendo que o cálculo do tamanho da zona plástica foi feito considerando a sobreposição da tensão remota e da tensão necessária para o fechamento local da trinca, que, no caso, é o próprio limite de escoamento do material (σ_{LE}) (ANDERSON, 2005). Segue abaixo a equação final do modelo de Burdekin e Stone (1966), que também serviu de base para alguns protocolos de análise de fratura de dutos conforme será discutido na Seção 2.4:

$$K_{ef} = \sigma_{LE} \cdot \sqrt{\pi \cdot a} \cdot \left[\frac{8}{\pi^2} \cdot \ln sec\left(\frac{\pi \cdot \sigma}{2 \cdot \sigma_{LE}}\right)\right]^{1/2} \tag{17}$$

onde K_{ef} é o fator de intensificação de tensões efetivo e a é o comprimento da trinca.

2.2.2 Fundamentos da Mecânica da Fratura Elasto-Plástica (MFEP)

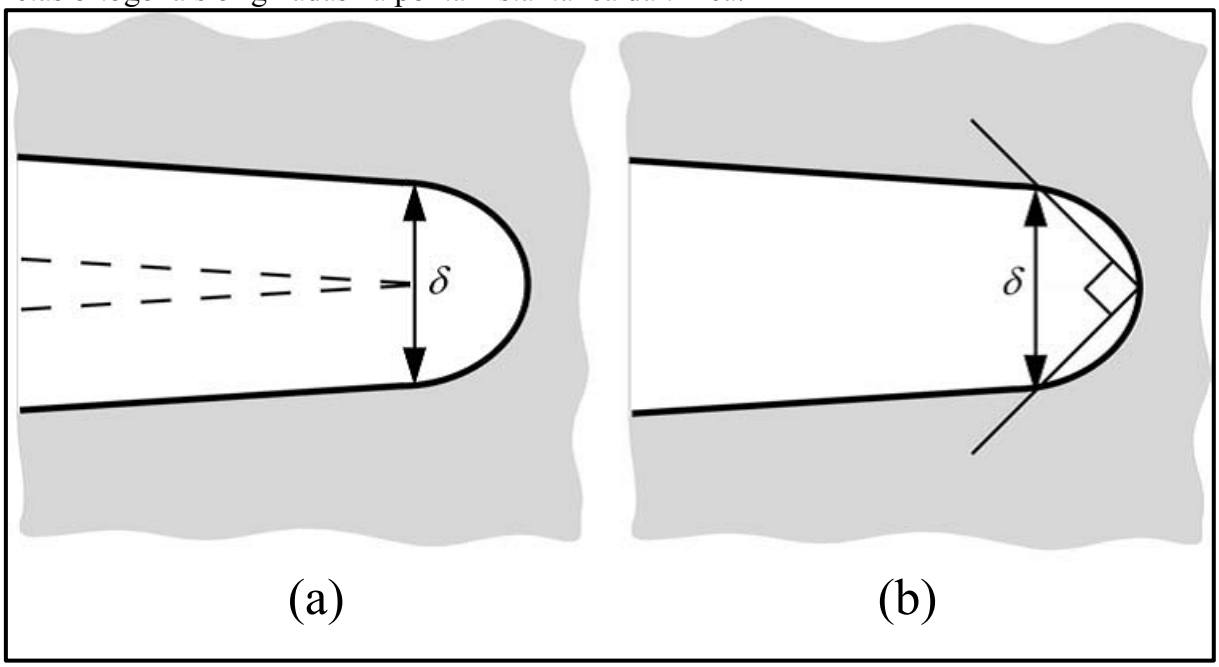
Os métodos de extensão da MFEL apresentados acima podem ser aplicados somente quando o tamanho da zona plástica é pequeno quando comparado com as dimensões do componente (ASTM E1820, 2011). Quando a plasticidade é elevada a análise deve ser feita pela teoria de Mecânica da Fratura Elasto-Plástica (MFEP), cujos principais parâmetros são o CTOD, CTOA e a Integral *J*.

2.2.2.1 CTOD

Wells, em 1961, ao analisar espécimes fraturados percebeu que a ocorrência de deformação plástica levava ao arredondamento da ponta da trinca (Figura 13), o qual apresentava uma correlação com a tenacidade, ou capacidade de se deformar plasticamente e absorver energia do material. Diante desse fato, Wells (1961) propôs a utilização da abertura da ponta da trinca, do inglês *Crack Tip Opening Displacement* (CTOD), como parâmetro representativo da força motriz de trinca e tenacidade à fratura da Mecânica da Fratura Elasto-Plástica (MFEP).

O CTOD (δ) pode ser calculado analiticamente utilizando tanto o modelo de determinação do tamanho de zona plástica de Irwin (1961), como o modelo da esteira plástica de Burdekin e Stone (1966). No entanto, essas soluções analíticas não são o foco dessa dissertação, sendo que mais informações sobre as mesmas podem ser encontradas no livro de Anderson (2005). Além das definições analíticas, o CTOD possui duas definições geométricas, que são úteis para simulações numéricas; ele pode ser medido como o afastamento dos flancos da trinca na ponta inicial da trinca (Figura 13 (a)) ou como a distância entre as intersecções de retas ortogonais originadas na ponta instantânea da trinca (Figura 13 (b)).

Figura 13 – Medição do CTOD (a) na ponta inicial da trinca, (b) obtido pela intersecção de retas ortogonais originadas na ponta instantânea da trinca.



Fonte: Autor “adaptado de” Anderson, 2005.

2.2.2.2 CTOA

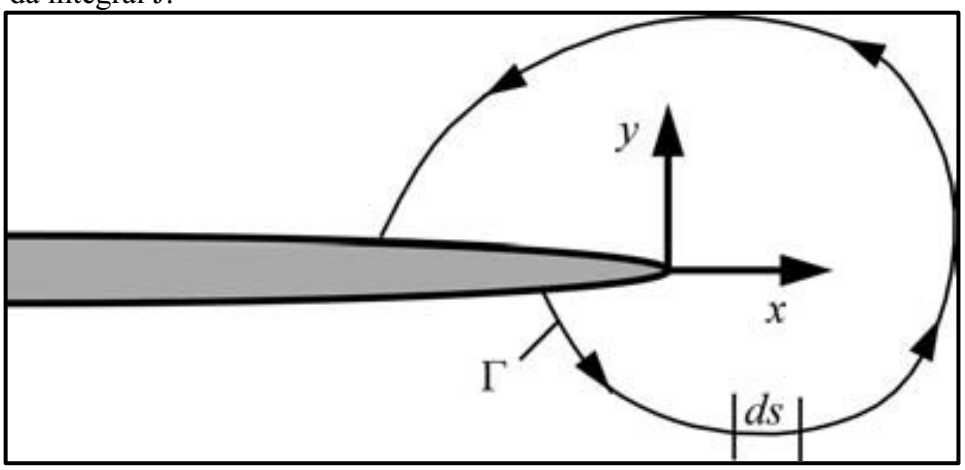
A abertura angular da ponta da trinca, do inglês C*rack-Tip Opening Angle* (CTOA), é um parâmetro adicional da MFEP, que pode ser entendido como força motriz de trinca e indicação de tenacidade à fratura do material (VENZI et al., 1980; KANNINEN et al., 1990; DEMOFONTI et al., 1995; MARTINELLI; VENZI, 1996). O CTOA consiste na medida angular dos flancos da trinca a uma distância da ponta da mesma que normalmente coincide com a posição de medida do CTOD. Ele é um parâmetro pouco usual para análises estáticas, mas que possui ampla aplicabilidade em simulações numéricas envolvendo condições dinâmicas (NEWMAN; JAMES; ZERBST, 2003) sendo aqui inserido por ser base de um dos protocolos de avaliação de fratura dúctil de gasodutos apresentado na Seção 2.4.3.3.

Mais informações sobre aplicações gerais e procedimentos experimentais para obtenção desse parâmetro podem ser encontradas na obra de Zhu e Joyce (2012) e fogem do escopo específico do presente trabalho.

2.2.2.3 Integral J

Rice (1968) foi capaz de expandir o campo de aplicação da mecânica da fratura por meio da proposição de um parâmetro da MFEP, conhecido como integral *J*, que pode ser obtido por uma integral de linha que independe do caminho de integração (Figura 14).

Figura 14 - Representação de um caminho de integração para o cálculo da integral J.



Fonte: Anderson, 2005.

Matematicamente a integral *J* pode ser obtida da seguinte forma:

$$J = \int_{\Gamma} w \cdot dy - T_i \cdot \frac{\partial U_i}{\partial x} \cdot ds \tag{18}$$

onde w é a densidade de energia de deformação, T_i são componentes do vetor de tração, U_i são componentes do vetor de deslocamentos e ds é o tamanho do incremento ao longo do contorno Γ.

A densidade de energia de deformação é definida como:

$$w = \int_0^{\varepsilon_{ij}} \sigma_{ij} \cdot d\varepsilon_{ij} \tag{19}$$

onde σ_{ij} e ε_{ij} são os tensores de tensão e deformação, respectivamente.

Além disso, T_i pode ser obtido como segue:

$$T_i = \sigma_{ij} \cdot n_j \tag{20}$$

onde n_j representa as componentes do vetor unidade normal a Γ.

O parâmetro *J* pode ser entendido de forma energética como a taxa de liberação de energia não linear durante a propagação de um trinca (Equação 21) (RICE, 1968). Dessa forma, por ser uma versão geral da taxa de liberação de energia, pode ser relacionada com o parâmetro *K* da MFEL (Equação 22) para materiais que se comportam predominantemente de forma elástica, ou seja, a aplicação da MFEP pela integral *J*, além de caracterizar materiais dúcteis, também descreve materiais frágeis e situações onde a plasticidade na ponta da trinca é reduzida (ANDERSON, 2005).

$$J = -\frac{d\Pi}{dA_{prop}} \tag{21}$$

$$J = \frac{K^2}{E_{eq}} \tag{22}$$

Onde Π é a energia potencial total armazenada, A_{prop} a área de trinca propagada e E_{eq} é o módulo de elasticidade longitudinal equivalente.

Anos depois, Hutchinson (1968) e Rice e Rosengren (1968) mostraram que *J* também é capaz de caracterizar as tensões e deformações na ponta da trinca de materiais não lineares, sendo que as formulações para o respectivo campo de tensões estão amplamente disponíveis

na literatura (ANDERSON, 2005) e não serão detalhadas já que apenas a interpretação energética é de interesse central do trabalho.

Em casos de elevada plasticidade (como é o caso desse trabalho), mesmo a MFEP pode ser invalidada e a utilização de um único parâmetro (CTOD, CTOA ou *J*) pode não ser suficiente para descrever os fenômenos à frente do defeito e garantir similitude. Consequentemente uma abordagem bi-paramétrica, como por exemplo, a teoria *J-Q*, que leva em conta o nível de triaxialidade associado ao carregamento, deve ser empregada (ANDERSON, 2005). O limite de aplicabilidade da MFEP pode ser obtido pelo limite de deformação *M*, que não será aqui detalhado porque não é foco dessa dissertação, mas mais informações podem ser obtidas nos trabalhos de Shi (1981) e Moreira (2014). Teorias bi-paramétricas são capazes de ampliar a validade da mecânica da fratura, mas quando níveis de plasticidade ainda mais acentuados se estabelecem, as falhas são governadas por colapso plástico. Nestes casos, os parâmetros da mecânica da fratura em si perdem sua validade, mas permanece de grande interesse o conceito de taxa de liberação de energia, que será amplamente discutido no decorrer do trabalho.

2.3 GASODUTOS

Nessa seção será apresentado um panorama geral sobre os acidentes envolvendo gasodutos, assim como principais materiais, dimensões e processos de fabricação aplicados a dutos.

2.3.1 Panorama geral e preocupação com acidentes

A matriz energética global é composta por diversas fontes de energia conforme pode ser visualizado na Tabela 1. Vale notar o crescimento na utilização do gás natural nas últimas décadas, que correspondia em 2014 a 21,5% de toda a energia gerada no mundo e 13,5% da energia produzida no Brasil, ou seja, há uma grande dependência desse recurso para as atividades industriais, para o uso da sociedade e especialmente para geração de energia.

Para ser utilizado na geração de energia o gás precisa ser transportado em grandes volumes do ponto de extração para o ponto de utilização, sendo que, de forma geral, esse transporte é feito por dutos, já que assim um maior volume de gás pode ser transportado em um menor intervalo de tempo e a um menor custo.

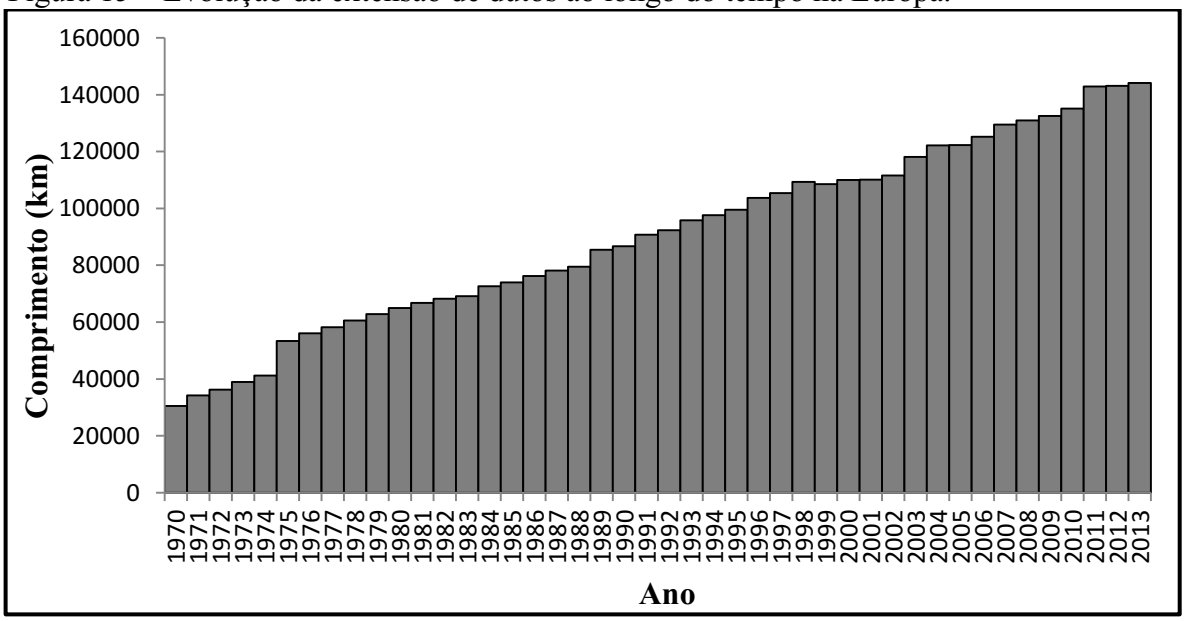
Tabela 1 – Comparação entre as matrizes energéticas do Brasil e do Mundo (%).

Fonte de energia	Brasil		Mundo	
	1973	*2014*	*1973*	*2014*
Óleo	45,6	39,4	46,1	31,1
Gás natural	0,4	13,5	16,0	21,5
Carvão	3,2	6,3	24,6	29,0
Urânio	0,0	1,3	0,9	4,7
Hidro	6,1	11,5	1,8	2,5
Biomassa sólida	44,3	21,9	10,5	9,3
Outras	0,4	6,1	0,1	1,9

Fonte: Autor "adaptado de" Ministério de Minas e Energia, Resenha Energética Brasileira, 2015.

A quantidade de dutos instalada ao redor do planeta para garantir o transporte de todo o gás necessário é extremamente elevada. Segue na Figura 15, como ilustração, o comprimento da rede de dutos instalada na Europa ao longo dos anos (EGIG, 2015). Vale notar que a taxa de crescimento é praticamente constante e que, por mais que tenha ocorrido uma desaceleração de crescimento entre 2011 e 2012, o comprimento da malha de dutos continua a crescer.

Figura 15 – Evolução da extensão de dutos ao longo do tempo na Europa.



Fonte: Autor "adaptado de" EGIG, 2015.

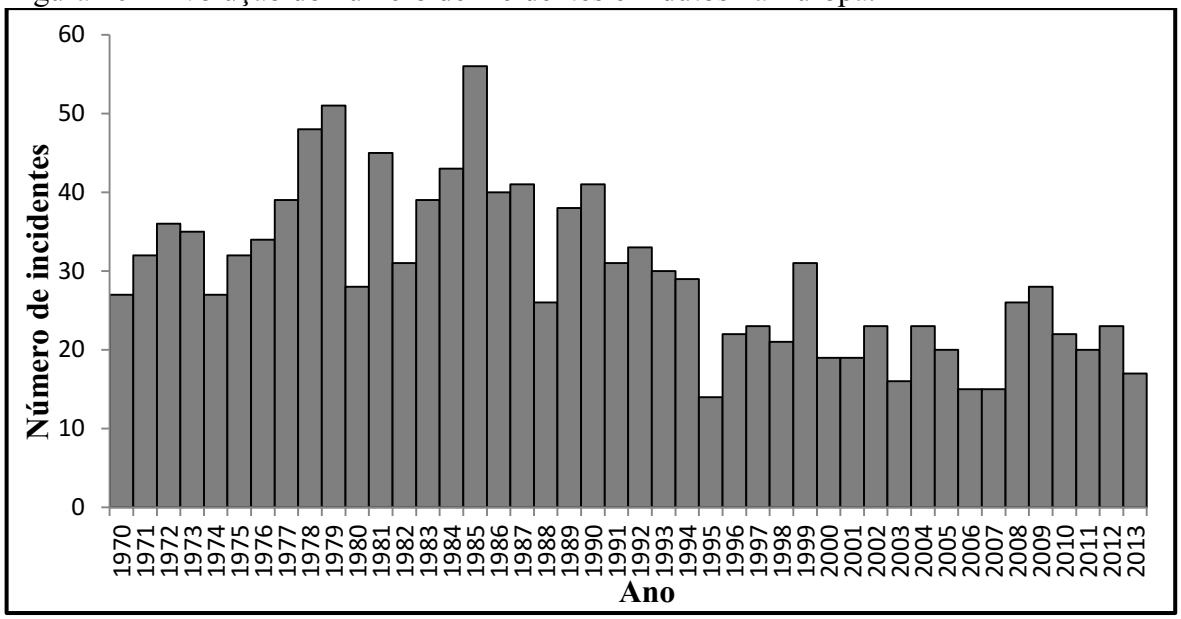
Em caso de falha de um gasoduto a liberação de energia tende a ser extremamente elevada, já que o gás (que é um fluido com grande compressibilidade) é, normalmente, transportado em seu estado liquefeito, de forma que, uma vez que a propagação instável de

uma trinca se inicia, uma grande quantidade de gás liquefeito irá mudar para o estado gasoso em um curto intervalo de tempo, consequentemente uma grande quantidade de energia será liberada e o potencial de destruição é elevado. Dessa forma, a propagação instável de uma trinca deve ser evitada.

É notória a preocupação de projetistas e fabricantes em evitar que incidentes desse tipo ocorram, no entanto, conforme pode ser visualizado na Figura 16, o registro de incidentes envolvendo dutos de transporte de gás ainda é significativo na Europa. Por conta disso, fica evidente que os modelos de seleção de materiais e previsão de falhas, principalmente de fratura dúctil, devem ser aprimorados.

Vale comentar que a Europa está sendo utilizada como modelo porque é representativa do cenário global e, até o presente momento, não foram obtidos dados de natureza similar e que retratem a matriz de dutos brasileira.

Figura 16 – Evolução do número de incidentes em dutos na Europa.



Fonte: Autor "adaptado de" EGIG, 2015.

2.3.2 Principais materiais e dimensões aplicadas

Devido ao aprimoramento das técnicas de produção de aço, em termos de aumento significativo da estabilidade microestrutural e propriedades mecânicas, os materiais utilizados em dutos de transporte de gás evoluíram muito ao longo dos anos, sendo hoje conhecidos como aços avançados (LEIS, 2013; ZHU, 2015). A principal evolução foi na capacidade de

absorção de energia, normalmente quantificada pelo ensaio de impacto Charpy, que serve de base para diversos protocolos de avaliação estrutural conforme será apresentado na Seção 2.4.

É importante comentar aqui sobre a nomenclatura utilizada para as diferentes classificações dos aços *American Petroleum Institute* (API) usualmente aplicados em tubulações. Esses aços são representados pelo código API 5L X acompanhado de um número, que significa o mínimo limite de escoamento daquele material em ksi (API, 2004), ou seja, um aço API 5L X80 deve possuir no mínimo 80 ksi, ou 551,6 MPa, de limite de escoamento.

A tendência é que os novos dutos sejam de materiais cada vez mais tenazes e resistentes, no entanto, existe uma extensa rede de dutos de materiais, por exemplo, das classes X52, X60, X65, X70 e X80, logo, os protocolos de avaliação de integridade estrutural de dutos devem ser capazes de analisar toda essa faixa de materiais.

Para um melhor entendimento dos materiais utilizados para fabricação de dutos é relevante analisar as composições químicas (Tabela 2) e propriedades mecânicas (Tabela 3) usuais, que são apresentadas para os aços X65, X70 e X80 de acordo com as recomendações da API (2004). Vale notar que esses valores servem apenas de base para os produtores de materiais, dessa forma, dependendo da necessidade do cliente, diferentes composições químicas e propriedades mecânicas podem ser obtidas. Um extenso compêndio com diversas recomendações de composições químicas e propriedades mecânicas de aços aplicados a dutos pode ser encontrado na tese de Joo (2012).

Tabela 2 - Composição química usual em % massa para aços API 5L.

Classe	Carbono	Manganês	Fósforo	Enxofre	Nióbio	Vanádio
X65	$\leq 0{,}26$	$\leq 1{,}40$	$\leq 0{,}04$	$\leq 0{,}05$	$\geq 0{,}005$	$\geq 0{,}005$
X70	$\leq 0{,}23$	$\leq 1{,}60$	$\leq 0{,}04$	$\leq 0{,}05$	-	-
X80	$\leq 0{,}18$	$\leq 1{,}80$	$\leq 0{,}03$	$\leq 0{,}018$	-	-

Fonte: Autor "adaptado de" API, 2004.

Tabela 3 - Propriedades mecânicas usuais para aços API 5L.

Classe	Tensão limite de escoamento (MPa)	Tensão limite de resistência (MPa)	Alongamento* (%)
X65	≥ 448	≥ 530	$Al^{**} = 625 \cdot \frac{A}{S_{LR}}$
X70	≥ 482	≥ 565	
X80	≥ 551	$620 \sim 827$	

* Alongamento mínimo, em porcentagem, para um clip-gage de 50,8 mm de comprimento, válido até aproximadamente 50%.
** Nessa equação, A representa a área da seção transversal (mm) de um corpo de prova de tração e S_{LR} representa o mínimo limite de resistência (MPa) especificado.

Fonte: Autor "adaptado de" API, 2004.

As dimensões dos dutos são geralmente dependentes do processo de fabricação, conforme será explicado na próxima seção, no entanto, usualmente os dutos possuem diâmetro de 4” (101,6 mm) a 72” (1828,8 mm). Já a espessura da parede normalmente é menor que 30 mm (GRAY, 2002). É importante ressaltar que existe uma tendência de aumento de diâmetro dos dutos utilizados, já que assim se pode operar com maiores vazões.

2.3.3 Processos de fabricação

O processo de fabricação de dutos, que pode ser com ou sem costura (solda), costuma ser monitorado de forma rigorosa, já que, como apresentado anteriormente, incidentes tendem a ser catastróficos. O foco dessa dissertação é em dutos com costura, pois devido à menor limitação geométrica e facilidade de fabricação, são os mais empregados (HERYNK et al., 2007).

Os três tipos mais usuais de fabricação de dutos com costura são: soldagem longitudinal por arco submerso, do inglês *Submerged Arc Welding* (SAW), soldagem longitudinal por resistência elétrica, do inglês *Electric Resistance Welding* (ERW) e soldagem espiral por arco submerso (SAW), sendo que etapas de conformação mecânica diferentes, como por exemplo, o processo de conformação conhecido como UOE que antecede o processo SAW longitudinal, precedem cada tipo de soldagem. É importante notar que todo esse procedimento de conformação é realizado, normalmente, a frio, de forma que uma expressiva deformação plástica é introduzida no duto ao longo do processo. As dimensões usuais de dutos, disponibilizadas pela fabricante brasileira Tenaris Confab (2004), constam na Tabela 4. Detalhes sobre o campo de deformações residuais em um duto conformado pelo método UOE podem ser encontrados em Herynk et al. (2007).

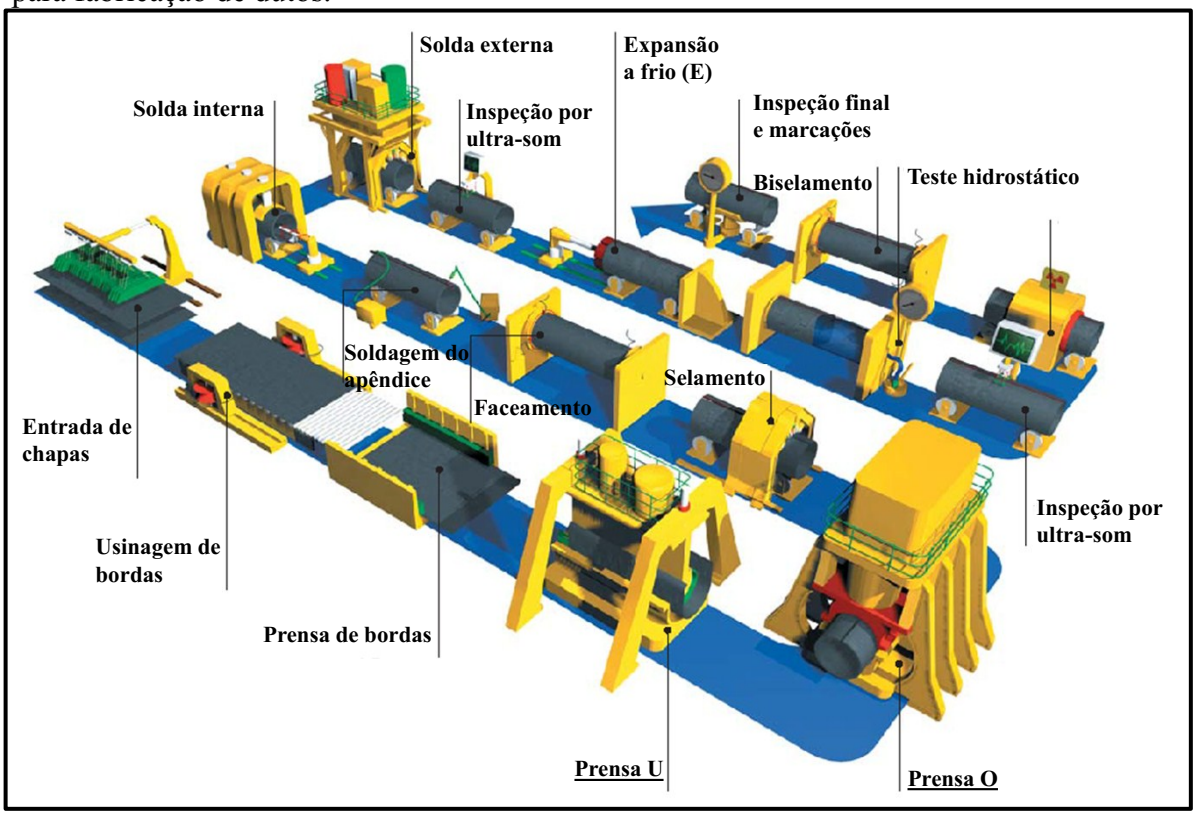
Tabela 4 – Dimensões usuais de dutos com costura.

Método de fabricação	**Diâmetros externos (mm)**	**Espessura (mm)**	**Comprimentos (m)**
SAW longitudinal (UOE)	323,9 ~ 1219,2	6,4 ~ 31,8	6,0 ~ 13,0
ERW longitudinal	114,3 ~ 508,0	4,8 ~ 13,0	6,0 ~ 18,0
SAW espiral - helicoidal contínua	406,0 ~ 2540,0	4,4 ~ 16,0	6,0 ~ 12,0

Fonte: Autor “adaptado de” Tenaris Confab, 2004.

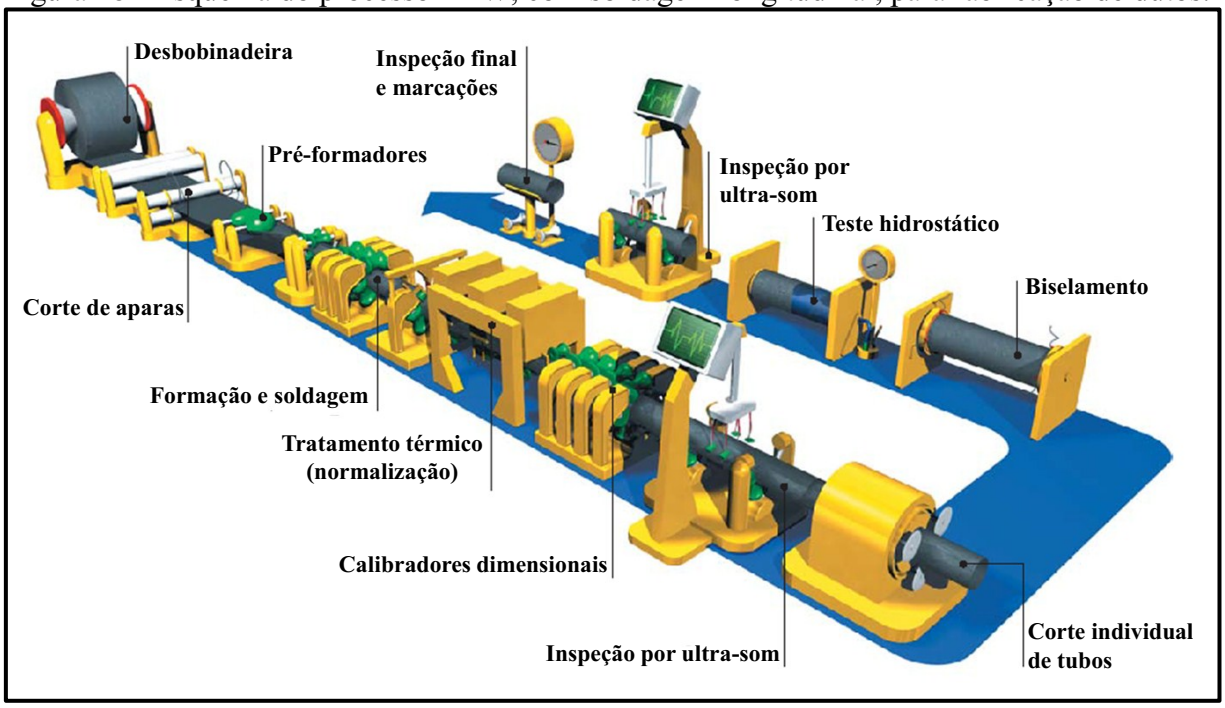
Seguem abaixo, como ilustração, o esquema dos processos de fabricação SAW longitudinal (Figura 17), ERW longitudinal (Figura 18) e SAW espiral (Figura 19) utilizados pela Tenaris Confab (2004).

Figura 17 - Esquema do processo SAW, com soldagem longitudinal e conformação UOE, para fabricação de dutos.



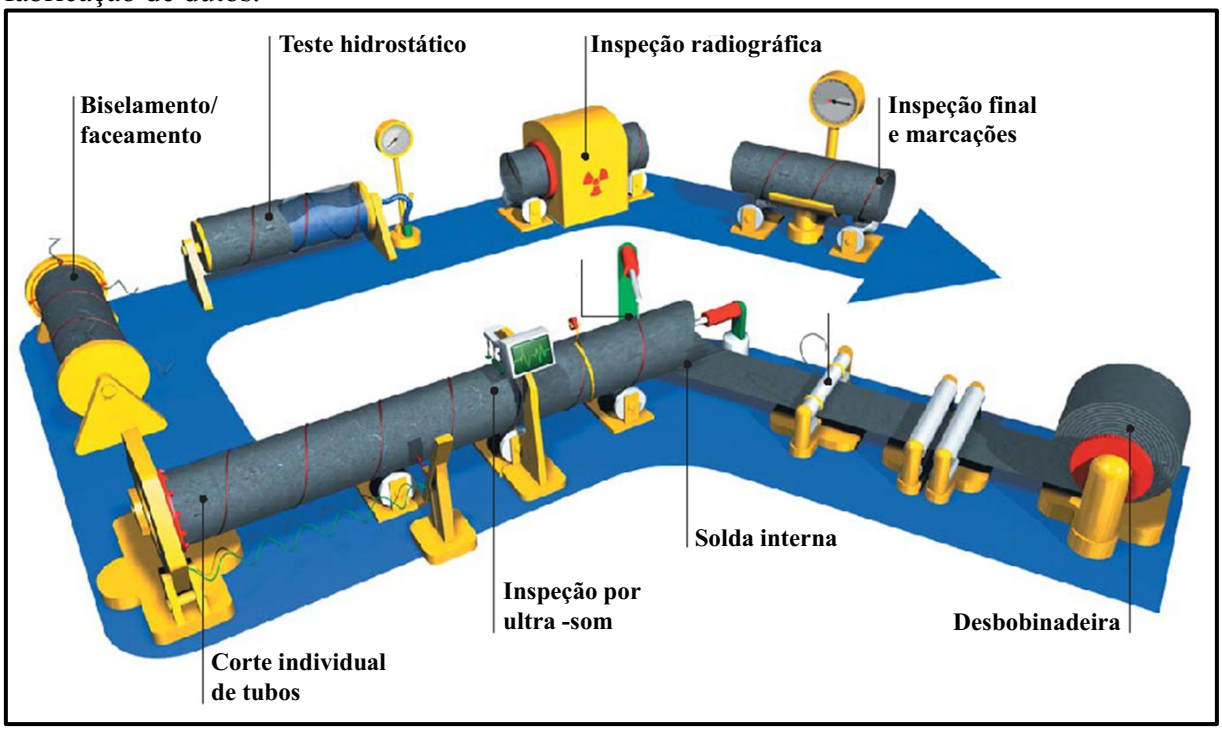
Fonte: Autor "adaptado de" Tenaris Confab, 2004.

Figura 18 - Esquema do processo ERW, com soldagem longitudinal, para fabricação de dutos.



Fonte: Autor "adaptado de" Tenaris Confab, 2004.

Figura 19 - Esquema do processo SAW, com soldagem espiral e conformação helicoidal, para fabricação de dutos.



Fonte: Autor “adaptado de” Tenaris Confab, 2004.

2.4 EVOLUÇÃO DA METODOLOGIA DE AVALIAÇÃO ESTRUTURAL DE GASODUTOS

Os fabricantes de dutos seguem rigorosos protocolos de avaliação estrutural para evitar que uma fratura frágil ou dúctil ocorra, e garantir que, na ocorrência de início de uma fratura dúctil, o material seja capaz de garantir sua frenagem, o chamado *crack arrest*. Um fato importante é que, como indicado nos trabalhos de Leis (2015a, b) e Zhu (2015), as metodologias desenvolvidas há mais de quarenta anos para previsão de fratura dúctil continuam sendo empregadas sem adaptações fenomenologicamente significativas, o que é preocupante e representa um grande desafio. A discussão a seguir objetiva endereçar os principais tipos de falha, os modelos, seu desenvolvimento e limitações.

2.4.1 Fratura frágil

Aços feitos antes de 1950 tendiam a falhar de forma frágil porque usualmente a temperatura de operação era menor que a temperatura de transição dúctil-frágil desses materiais. Para tentar compreender e solucionar o problema de fraturas em dutos a *American Gas Association* (A.G.A.), através do *Pipeline Research Council International* (PRCI), criou o programa NG-18 (LEIS; EIBER, 2010), em parceria com o *Batelle Institute*, que levou a realização de diversas análises experimentais com dutos reais (*burst tests*) de forma a contribuir para os diversos modelos de previsão e controle de fratura que surgiram nessa época.

Sabendo que uma fratura frágil, quando iniciada, pode se propagar com velocidades na ordem da velocidade do som no material, por exemplo, 500 m/s (LEIS, 2015a), é razoável concluir que uma falha desse tipo deve ser evitada. Por conta disso, diversos estudos foram realizados para quantificar a temperatura de transição dúctil-frágil dos materiais, sendo que inicialmente o ensaio de impacto Charpy (ISO 148-1, 2010; ASTM E-23, 2012) foi utilizado para essas análises. Com o aumento da espessura dos dutos percebeu-se que a energia absorvida e a área de fratura dúctil do espécime do tipo Charpy convencional, que possui 10 mm de espessura, não era representativa das condições de fratura obtidas nos ensaios reais, de forma que, um novo tipo de ensaio, que utilizava um espécime capaz de ser usinado com uma espessura igual à do duto em análise, foi proposto. Daí surgiu o ensaio de impacto *Drop Weight Tear Test* (DWTT) (ASTM E-436, 2014), que foi incorporado aos protocolos de

avaliação para obtenção da temperatura de transição dúctil-frágil dos materiais utilizados em dutos.

O critério utilizado para determinar a temperatura de transição dúctil-frágil para ambos os espécimes é de que a área de fratura dúctil represente pelo menos 85% da área total. Estudos recentes apontam que esse critério, embora ainda muito útil, pode necessitar de algumas adaptações para continuar representativo dos dutos feitos de aços avançados (ZHU, 2015). Uma revisão completa sobre os modelos disponíveis para prevenir a fratura frágil de dutos pode ser encontrada na obra de Wilkowski, Hioe e Shim (2013).

2.4.2 Início de fratura dúctil

Após a elaboração de protocolos que buscavam impedir a fratura frágil de dutos e o desenvolvimento de novos métodos de fabricação acreditava-se que o problema de fraturas percorrendo longas distâncias estava resolvido, no entanto, mesmo garantindo que o duto operasse acima da sua temperatura de transição dúctil-frágil, o problema persistiu, sendo que a única diferença é que o mecanismo de fratura mudou de frágil para parcialmente ou totalmente dúctil (LEIS, 2015a; ZHU, 2015). Dessa forma, um novo foco de pesquisas surgiu com o intuito de entender como evitar que uma fratura dúctil começasse e, se iniciada, como evitar que ela se propagasse por longas distâncias.

Algumas equações foram desenvolvidas em parceria uma do Instituto *Batelle* com o *Pipeline Research Council International* (PRCI) por um programa denominado NG-18 para que fosse possível escolher o material do duto de forma a evitar o início de uma fratura dúctil. Dentre essas equações a que mais se destaca, sendo inclusive a base para o *Battelle Two Curve-Model* (BTCM), conforme será visto adiante, é a Equação 23 para uma trinca axial passante (MAXEY, 1974), que foi baseada no modelo de "esteira plástica" (Seção 2.2.1) de Dugdale (1960) e Barenblatt (1962), apresentada abaixo:

$$K^2 = \frac{8 \cdot a \cdot \sigma_0^2}{\pi} \ln sec\left(\frac{\pi \cdot M_t \cdot \sigma_{circ.}}{2 \cdot \sigma_0}\right) \tag{23}$$

onde K é o fator de intensidade de tensões, a é o tamanho da trinca, σ_0 é a tensão de referência, que nessa época foi definida como $\sigma_0 = S_{LE} + 69\ MPa$, $\sigma_{circ.}$ é a tensão circunferencial no duto e M_t é coeficiente de abaulamento.

Para garantir a aplicabilidade dessa formulação era necessário encontrar uma maneira simples de medir a tenacidade à fratura dos materiais dúcteis. Para isso, Maxey (1974) realizou uma análise empírica e propôs uma relação de 1:1 entre a taxa liberação de energia G_{frat} e a energia absorvida pela área do ligamento remanescente (80 mm²) no ensaio Charpy (C_V/A_C), conforme apresentado nas Equações 24 e 25 abaixo,

$$G_{frat} = \frac{K^2}{E_{eq}} \tag{24}$$

$$K = \sqrt{\frac{C_V}{A_C} \cdot E_{eq}} \tag{25}$$

onde E_{eq} é o modulo de elasticidade aparente (equivalente). Mais detalhes sobre essa correlação podem ser encontrados na obra de Leis (2015a).

Essa correlação funcionou bem para os aços X65 da época, mas começou a apresentar divergência com a evolução dos aços, até mesmo para os aços X65 atuais (LEIS, 2015a). Recentemente Zhu e Leis (2009), através dos conceitos da MFEP, desenvolveram um novo modelo para previsão de início de fratura dúctil em dutos com trinca passante, sendo que Shim et al. (2010) revisou em detalhes todos os modelos disponíveis.

2.4.3 Propagação de fratura dúctil

As metodologias apresentadas anteriormente buscam impedir que uma fratura frágil, ou dúctil, seja iniciada; no entanto, também é preciso garantir que, uma vez que a fratura seja iniciada, o material seja capaz de absorver energia suficiente a ponto de "frear" a trinca, ou seja, de garantir o *crack arrest*. Para isso diversos modelos foram propostos, sendo que a maioria deles utiliza a energia absorvida no ensaio de impacto Charpy como indicação da resistência do material à propagação da fratura dúctil. Alguns modelos fazem uma correlação entre a energia absorvida no ensaio de impacto DWTT com o ensaio Charpy e outros foram desenvolvidos com base no DWTT.

Como essa dissertação é focada no estudo da fratura dúctil, a revisão desses métodos será apresentada em detalhes.

2.4.3.1 Battelle Two-Curve Model (BTCM)

O *Batelle Two Curve Model* (BTCM), desenvolvido nos anos 70 pelo *Instituto Batelle* (MAXEY, 1974), foi um dos primeiros modelos para controle da propagação de fratura dúctil em dutos. Em termos práticos esse método compara a velocidade de propagação da fratura com a de despressurização da linha, se a velocidade de despressurização for maior é de se esperar que a trinca "freie", ou seja, que ocorra o *arrest*, já que a força motriz disponível para sua propagação diminui. Embora essas duas curvas de velocidade de fratura e despressurização tenham sido desenvolvidas de forma independente, elas são função da pressão atuante na ponta da trinca, dessa forma, para cada pressão atuante as velocidades de propagação e despressurização podem ser comparadas.

As curvas de despressurização foram obtidas a partir de análises fluidodinâmicas, que não fazem parte do escopo dessa dissertação, sendo que mais detalhes podem ser encontrados nas obras de Starling (1973) e Hopke e Lin (1974). Usualmente essas curvas são obtidas para gás natural utilizando o software GASDECOM (EIBER; BUBENIK; MAXEY, 1993).

A expressão para o cálculo da velocidade de propagação da fratura foi determinada de maneira semi-empírica (LEIS, 2015a; ZHU, 2015) de forma a garantir uma boa correlação entre os dados experimentais e o modelo. Para isso, durante ensaios reais (*burst tests*), foram monitoradas a velocidade de propagação da fratura V_f e a pressão dinâmica na ponta da trinca P_{trinca}, sendo que, para garantir a praticidade do modelo, a mesma expressão, variando-se apenas uma constante C_{solo}, foi utilizada tanto para duto enterrado no solo quanto para duto na superfície, conforme apresentado na Equação 26 abaixo,

$$V_f = C_{solo} \cdot \frac{\sigma_0}{\sqrt{R_{Charpy}}} \cdot \left(\frac{P_{trinca}}{P_a} - 1\right)^{1/6} \tag{26}$$

onde C_{solo} é a constante do tipo de solo, sendo que $C_{solo} = 2{,}75$ para duto não enterrado e $C_{solo} = 2{,}34$ para duto enterrado, $R_{Charpy} = C_V/A_C$ é uma indicação da resistência do material à fratura e P_a é a pressão de *arrest*, ou seja, o valor de pressão em que a trinca é freada.

A expressão para o cálculo de P_a (Equação 27) foi obtida em função da tensão circunferencial de *arrest* σ_a (Equação 28), que foi desenvolvida, também de forma semi-empírica, considerando o modelo de esteira plástica (Seção 2.2.1) e o coeficiente de

abaulamento para o caso de tensão limite ($M_t = 3{,}33$). Mais detalhes podem ser encontrados na obra de Maxey (1974).

$$P_a = \frac{2 \cdot t \cdot \sigma_a}{D} \tag{27}$$

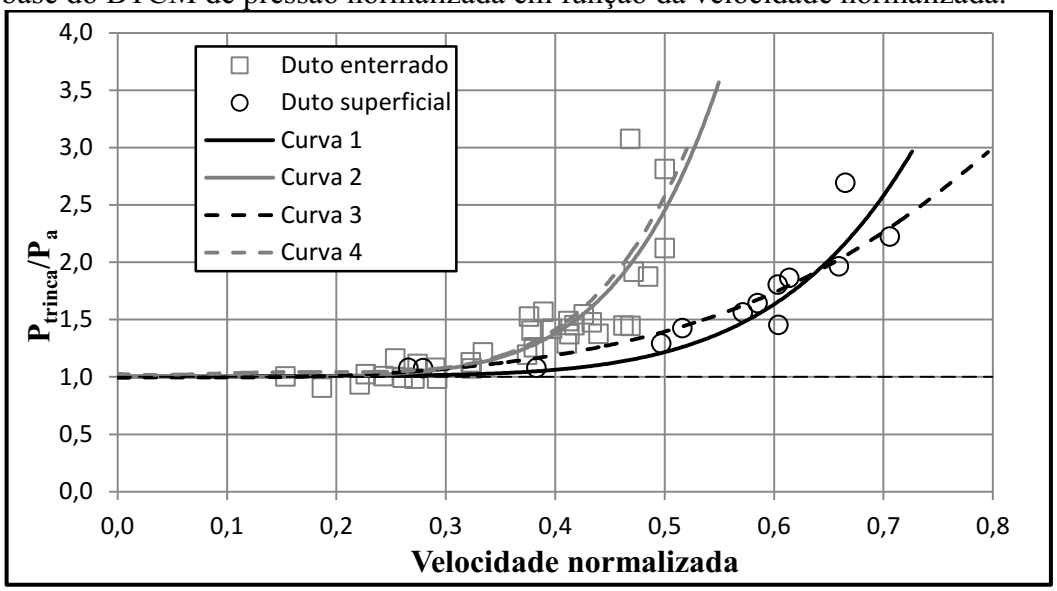
$$\sigma_a = \left[\frac{2 \cdot \sigma_0}{3{,}33 \cdot \pi}\right] arccos\left[exp\left[-\frac{\pi \cdot R_{Charpy} \cdot E}{24 \cdot \sigma_0^2 \cdot \sqrt{D \cdot t/2}}\right]\right] \tag{28}$$

onde t é a espessura e D o diâmetro do duto.

Uma comparação entre os dados experimentais e as curvas obtidas pelo modelo desenvolvido pode ser verificada na Figura 20, que foi adaptada do trabalho de Leis (2015a), onde a pressão normalizada (P_{trinca}/P_a) é apresentada em função da velocidade normalizada ($V_f/\left(\sigma_0/\sqrt{C_V/A_C}\right)$). As linhas cheias representam as curvas obtidas pelo modelo para duto superficial (1) e duto enterrado (2), já as linhas tracejadas (3 e 4) foram obtidas pela regressão linear dos dados experimentais apresentados. Vale notar que a aderência da curva proposta aos pontos experimentais na condição em que o duto é superficial (curva tracejada 3) ficou prejudicada devido à utilização de uma única equação para caracterização das condições de duto enterrado e não enterrado. Essa é uma das fontes de erro desse modelo.

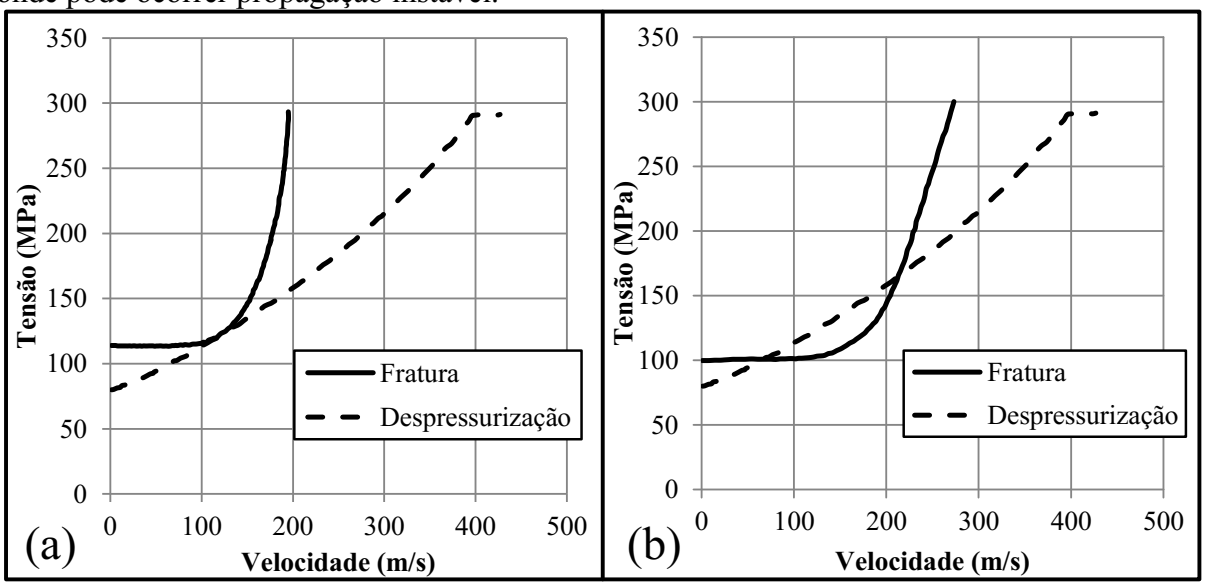
Dada a relevância do BTCM, serão apresentados na sequência exemplos de utilização desse modelo para dois casos, um onde há *crack arrest*, e outro, onde a propagação instável tende a ocorrer. Esses exemplos foram adaptados da obra de Maxey (1974), sendo que as unidades de tensão e velocidade foram convertidas de ksi para MPa e ft/s para m/s, respectivamente. Para obtenção da curva de despressurização Maxey (1974) utilizou um modelo de expansão isotrópica unidimensional em regime estacionário; já a curva de velocidade de propagação da fratura foi obtida pela Equação 26. Na Figura 21 (a) está apresentada a mínima condição para que o *arrest* ocorra, onde para uma mesma tensão atuante a velocidade de propagação da fratura será igual ou menor à velocidade de despressurização. Caso a curva da velocidade de propagação intercepte a curva de despressurização (Figura 21 (b)) há possibilidade de propagação instável já que, para alguns valores de tensão atuante, a velocidade de propagação da fratura é maior que a de despressurização da linha.

Figura 20- Comparação entre dados experimentais e curvas obtidas pelo modelo base do BTCM de pressão normalizada em função da velocidade normalizada.



Fonte: Autor "adaptado de" Leis, 2015.

Figura 21 - Representação de (a) mínima condição para *arrest*, ponto de tangência entre as curvas de velocidade de propagação da fratura e despressurização da linha e (b) condição onde pode ocorrer propagação instável.



Fonte: Autor "adaptado de" Maxey, 1974.

A curva de despressurização obtida pelo GASDECOM (EIBER; BUBENIK; MAXEY, 1993) têm se mostrado robusta até os dias de hoje (ZHU, 2015), no entanto, a curva de velocidade de propagação de fratura, por ter sido calibrada de forma semi-empírica só vale para os aços até X65 da época utilizados na calibração do modelo.

Uma equação simplificada se mostrou necessária devido ao fato de o BTCM necessitar de uma solução iterativa complexa para ser resolvido. Uma análise paramétrica foi realizada

utilizando dados de vários ensaios experimentais considerando dutos enterrados no solo e gases de uma única fase, já que essa era a condição de operação da maioria dos dutos da época. Mais detalhes sobre as condições utilizadas nos ensaios de calibração podem ser encontrados nas obras de Maxey (1974; 1975) e Leis (2013; 2015a). Segue abaixo a equação proposta por Maxey (1975), que indica a energia que deve ser absorvida em um ensaio de impacto Charpy para garantir a frenagem da trinca no duto (Equação 29):

$$C_{V(1/1)} = 3{,}57 \cdot 10^{-5} \cdot \sigma_{circ.}^{2} (R \cdot t)^{1/3} \ (SI) \tag{29}$$

onde $C_{V(1/1)}$ é a energia absorvida utilizando um espécime Charpy convencional, ou seja, de espessura total (10 mm) e R é o raio médio do duto. Essa equação também pode ser adaptada para ensaios utilizando espécimes Charpy de, por exemplo, 2/3 de espessura (LEIS, 2015a).

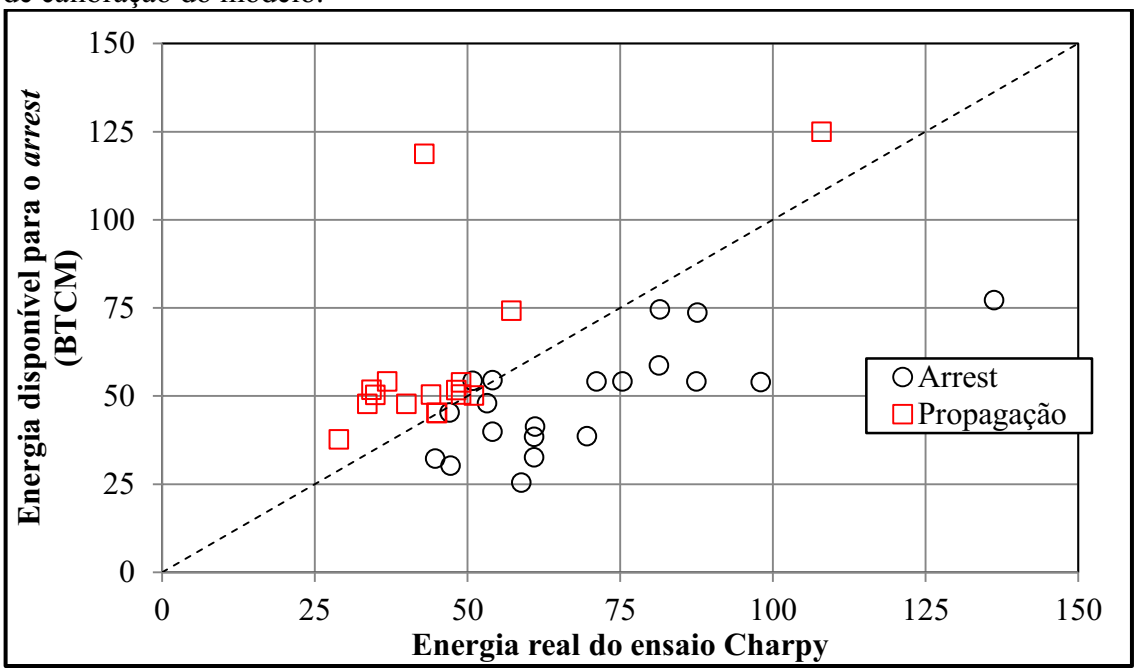
Devido a sua simplicidade e praticidade, a equação simplificada do BTCM foi adotada em uma séria de normas e procedimentos da época (ZHU, 2015). Outras equações parecidas foram propostas, mas nenhuma tratava o problema de propagação dúctil com a mesma elegância e simplicidade, de tal forma que a Equação de Maxey (1974; 1975) é até hoje utilizada como referência para uma primeira estimativa de projeto pelos fabricantes de gasodutos.

Com a evolução dos aços, principalmente em termos do aumento de tenacidade, alguns pesquisadores, como Wilkowski et al. (1977), começaram a perceber que já não existia mais uma relação linear entre a energia prevista pelo BTCM e a energia real necessária para garantir o *arrest*. Essa análise foi realizada pela comparação de ensaios de impacto Charpy utilizando espécimes extraídos de dutos reais que apresentaram *arrest* e propagação instável de fratura dúctil. Além disso, constatou-se que as previsões feitas pela equação simplificada do BTCM começaram a ser contra a segurança (ZHU, 2015).

Para um melhor entendimento da precisão do BTCM, segue na Figura 22 um gráfico adaptado de Leis (2015a), onde a energia necessária para garantir o *arrest,* prevista pelo BTCM (eixo das ordenadas), é comparada com a energia absorvida no ensaio de impacto Charpy na temperatura ambiente (eixo das abscissas) para casos de *arrest* (marcador circular) e propagação (marcador quadrado). Pontos abaixo da linha de relação 1:1 significam que a energia disponível no duto foi maior que a prevista pelo BTCM para o *arrest*, dessa forma, o ideal seria que só marcadores circulares estivessem nessa posição, já pontos acima da linha 1:1 significam que a energia disponível no duto foi menor que a prevista pelo BTCM para o *arrest*, logo, o modelo prevê propagação, e o ideal seria que só marcadores quadrados

estivessem nessa posição, sendo isso exatamente o que ocorreu na Figura 22, já que ela foi elaborada pela análise dos materiais utilizados na calibração do modelo.

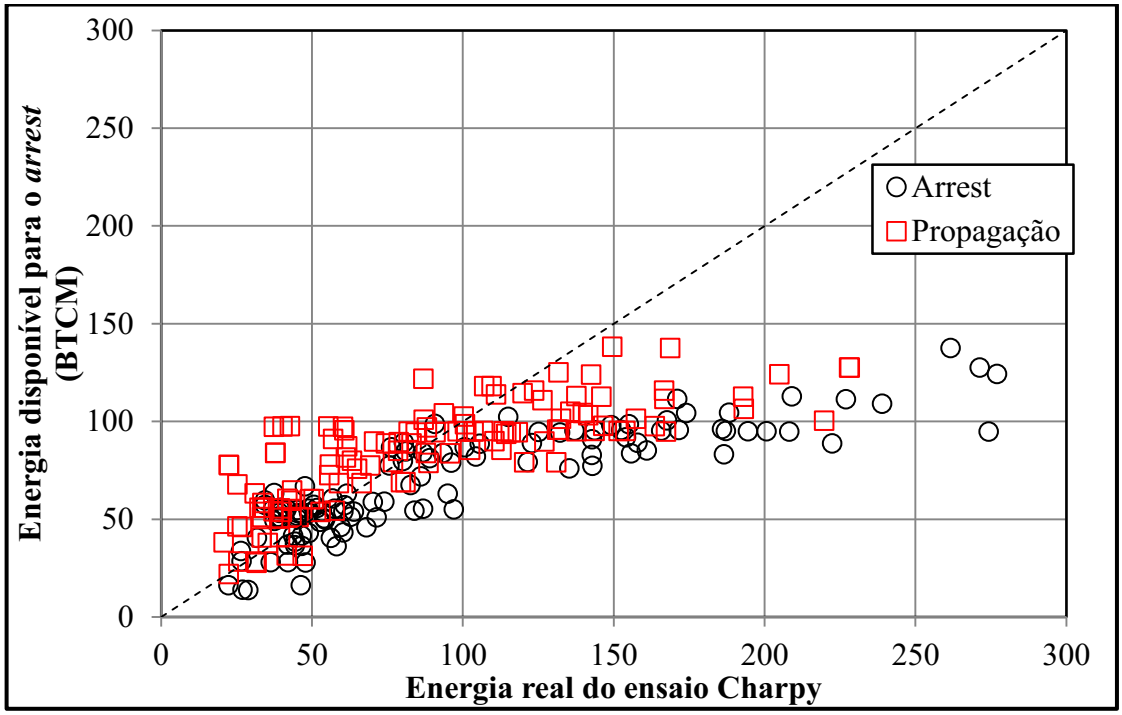
Figura 22 - Avaliação da capacidade de previsão do BTCM utilizando materiais na faixa de calibração do modelo.



Fonte: Autor "adaptado de" Leis, 2015a.

Quando o BTCM é aplicado para materiais de maior tenacidade (Figura 23) e por consequência fora da sua zona de calibração ele perde a sua capacidade de previsão, de forma que para valores de energia real do ensaio Charpy maiores que 95 J, ambos os pontos, de propagação e *arrest*, ficam abaixo da linha de relação 1:1 (LEIS, 2013; LEIS, 2015a; ZHU, 2015). Mesmo para energias reais de ensaio Charpy menores é possível perceber que existem pontos de *arrest* e propagação acima e abaixo da linha de relação 1:1, sendo que um marcador circular estar acima dessa linha significa que o modelo previu uma energia necessária maior do que a consumida para o *arrest*, ou seja, é um erro conservador, de forma análoga, um marcador quadrado abaixo da linha 1:1 significa que a energia que o BTCM estimou para o *crack arrest* não foi suficiente para garantir o mesmo, o que é uma previsão contra a segurança.

Figura 23 - Avaliação da capacidade de previsão do BTCM utilizando materiais de maior tenacidade.



Fonte: Autor "adaptado de" Leis, 2015a.

Diante dessa constatação diversas correções foram propostas para tentar ampliar a aplicabilidade do BTCM. As mais importantes serão brevemente apresentadas abaixo, sendo que a Correção de Leis (LEIS, 1997) será discutida em maiores detalhes por ter sido a primeira metodologia que propôs uma abordagem energética na tentativa de comparar as parcelas de energia presentes no duto com o ensaio de impacto Charpy.

Uma das primeiras correções (WILKOWSKI; MAXEY; EIBER, 1977) foi proposta pouco tempo depois da criação do BTCM e é apresentada na Equação 30 abaixo:

$$(C_V)_{arrest} = 0{,}056 \cdot (0{,}102 \cdot CVN_{BTCM} + 10{,}29)^{2{,}597} - 16{,}81 \quad (30)$$

onde $(C_V)_{arrest}$ é a energia absorvida no ensaio de impacto Charpy para garantir o *arrest* e $(C_V)_{\mathrm{BTCM}}$ é a energia necessária prevista pelo BTCM.

Anos depois, constatou-se a necessidade de utilizar duas equações diferentes para os aços X70 e X80 da época (WILKOWSKI; RUDLAND; WANG, 2000) conforme apresentado nas Equações 31 e 32 abaixo.

$$(C_V)_{arrest} = 0{,}043 \cdot (0{,}102 \cdot (C_V)_{\mathrm{BTCM}} + 10{,}29)^{2{,}597} - 16{,}81 \quad (31)$$

$$(C_V)_{arrest} = 0{,}056 \cdot (0{,}102 \cdot (C_V)_{\mathrm{BTCM}} + 10{,}29)^{2{,}597} - 16{,}81 \quad (32)$$

As formulações de Wilkowski, Maxey e Eiber (1977) e Wilkowski, Rudland e Wang (2000) se basearam na utilização de espécimes do tipo DWTT e na correlação da energia absorvida por esse espécime com o Charpy. Recentemente foi demostrado que essa relação é dependente da classe do aço, logo, não existe uma relação linear entre as energias dos espécimes DWTT e Charpy (ZHU, 2015). Essa poderia ser uma crítica às correções apresentadas anteriormente, no entanto, como elas foram feitas de forma semi-empírica, já estava subentendido que só se aplicavam aos materiais utilizados na sua calibração.

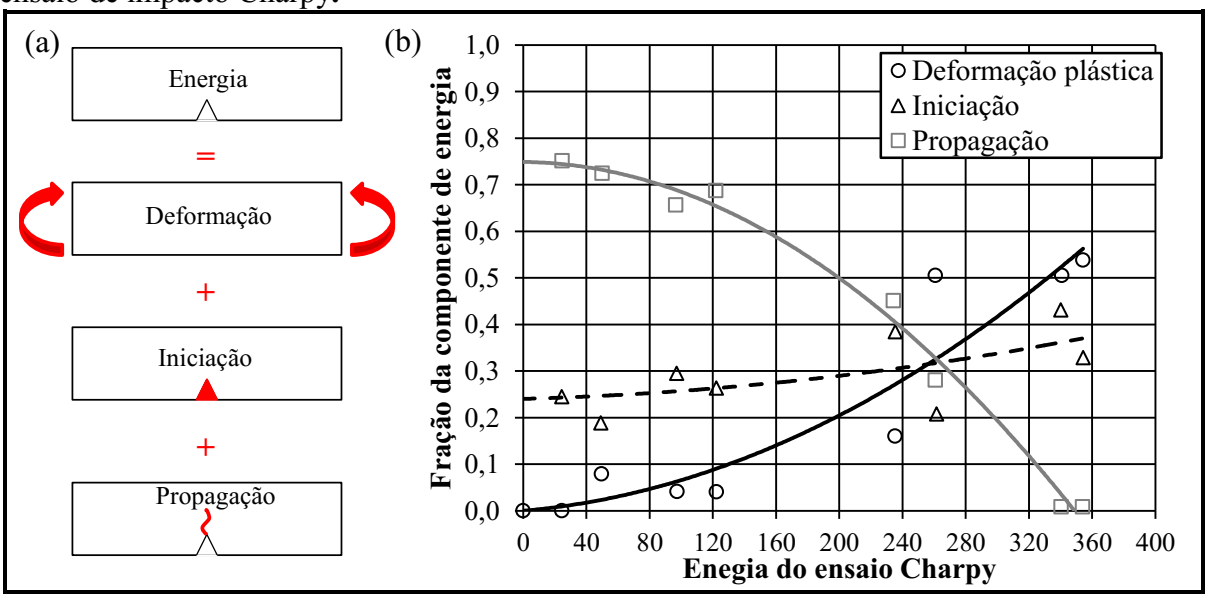
Leis (1997) realizou junto ao *Instituto Batelle* diversos ensaios de impacto Charpy utilizando espécimes instrumentados, de tal forma que era possível obter a carga aplicada, medida por célula de carga, e deslocamento na linha de ação da carga, medido por transdutores de rotação do martelo. A grande contribuição de Leis (1997) foi dividir a energia total absorvida em energia responsável pela deformação plástica, iniciação e propagação do defeito. Vale notar que, diferentemente do que foi adotado por Leis (1997), a iniciação do defeito não está necessariamente associada ao ponto de máxima carga, principalmente para materiais de elevada tenacidade (LEIS, 2013; NONN; KALWA, 2013). Para materiais de baixa tenacidade Leis (1997) considerou que toda energia armazenada a partir do ponto de iniciação do defeito era associada à propagação do mesmo. Com o aumento da tenacidade os pontos da curva associados com o início e fim da energia necessária para propagar o defeito se tornaram subjetivos, sendo essa uma crítica feita pelo próprio Leis em Cosham et al. (2013).

De forma geral, Leis (1997) considerou que aproximadamente ¼ da energia total absorvida no ensaio de impacto Charpy não era utilizada para propagação do defeito, ou seja, não era representativa da energia utilizada para "frear" a propagação no duto, no entanto, sabe-se hoje que esse valor é muito maior (LEIS, 2015b; ZHU, 2015; YU, RU, 2016), ou seja, em muitos casos nem há energia associada à propagação em um ensaio Charpy de aços avançados. Essa foi apenas uma das simplificações que levou a Correção de Leis a se tornar mais uma adaptação semi-empírica, válida apenas para os materiais utilizados na sua calibração. Mais detalhes sobre a metodologia utilizada na elaboração da correção de Leis podem ser encontrados na obra de Leis (1997).

Os resultados da Correção de Leis (1997) que são de interesse para essa dissertação são apresentados nas figuras a seguir, adaptadas da obra de Leis (2015a). A Figura 24 (a) apresenta o esquema de divisão de energias e a Figura 24 (b) ilustra a evolução das parcelas de energia associadas à deformação plástica, iniciação e propagação do defeito em função do

aumento da tenacidade, expressa aqui em termos da energia absorvida no ensaio de impacto Charpy. Vale notar que, enquanto a energia necessária para iniciação do defeito apresenta um leve incremento, a energia de propagação tende a zero para energia absorvida no ensaio de impacto Charpy de aproximadamente 350 J, ou seja, acima desse valor esse tipo de ensaio perde a representatividade da fenomenologia de propagação de uma fratura dúctil, inclusive aquela que se dá em um duto.

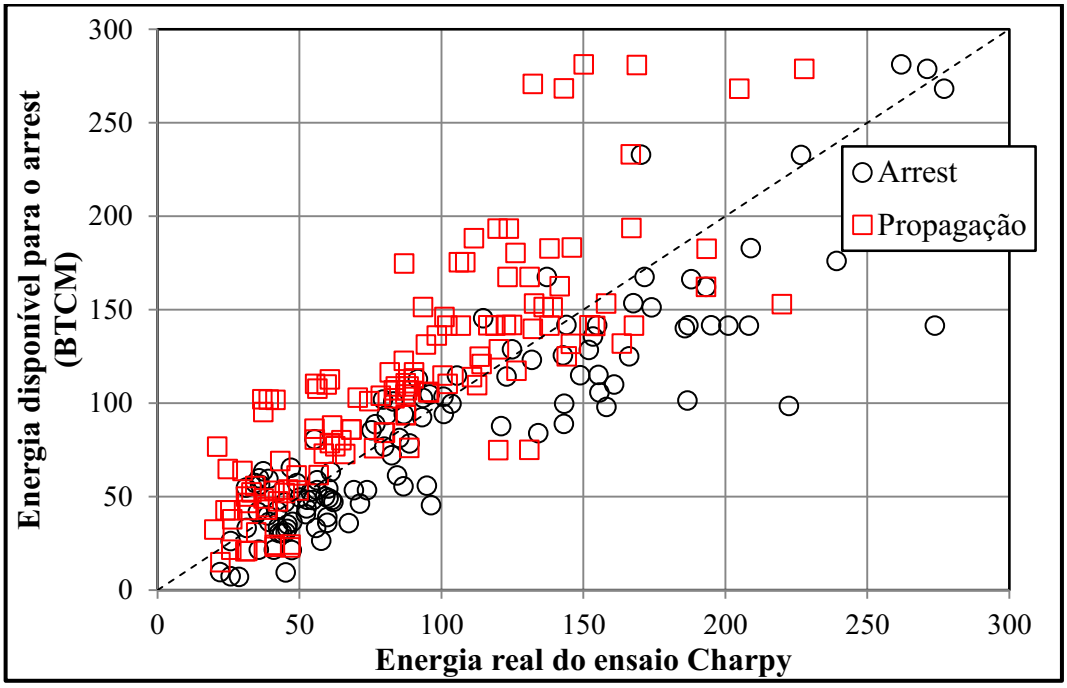
Figura 24 – (a) Esquema da divisão de energias e (b) evolução das parcelas de energia de deformação plástica, iniciação e propagação do defeito em função da energia absorvida no ensaio de impacto Charpy.



Fonte: (a) Autor. (b) Autor "adaptado de" Leis, 2015a.

Na Figura 25 a capacidade de previsão do BTCM associado à Correção de Leis (1997) é avaliada comparando a energia prevista pelo BTCM para garantir o *arrest* com a energia medida no ensaio Charpy de espécimes extraídos de dutos submetidos a ensaios reais, sendo que os mesmos dados da Figura 23 foram utilizados. Note que a relação volta a ser aproximadamente linear, no entanto, o modelo perde a capacidade de prever o *arrest*, já que existem tanto pontos de propagação (marcador quadrado) quanto de *arrest* (marcador circular) acima e abaixo da curva de relação 1:1. Fica evidente que, com exceção da ressalva anterior, mesmo com as diversas simplificações adotadas a Correção de Leis (1997) é capaz de melhorar e estender o campo de aplicação do BTCM (ZHU, 2015), o que demonstra que a análise energética é fundamental para compreender a fratura dúctil de gasodutos.

Figura 25 - Análise da capacidade de previsão do BTCM utilizando a Correção de Leis.



Fonte: Autor "adaptado de" Leis, 2015a.

A correção de Leis (1997) foi traduzida matematicamente pelas Equações 33 e 34, sendo essa somente necessária quando a energia Charpy for maior que 95 J.

$$(C_V)_{arrest} = (C_V)_{BTCM} \tag{33}$$

$$(C_V)_{arrest} = (C_V)_{BTCM} + 0{,}002(C_V)_{BTCM}^{2{,}04} - 21{,}18 \tag{34}$$

Baseado em uma série de ensaios em dutos (*burst* tests) de aços X70 e X80 Eiber (2008a, b) percebeu que a Correção de Leis (1997) era válida apenas para aços X70 e deveria ser adaptada para aços X80, de forma que as equações para previsão de *arrest* passaram a ser utilizadas de acordo com as Equações 35, 36 e 37 abaixo, sendo que essa correção, assim como as outras, foi proposta de forma semi-empírica com base em dados experimentais, ou seja, sem nenhuma base fenomenológica que suporte essa mudança. Dessa forma, ela deve ser usada apenas para os materiais utilizados na calibração do modelo.

$$(C_V)_{arrest} = (C_V)_{BTCM} \text{ para } C_V \leq 95\,J \tag{35}$$

$$(C_V)_{arrest} = (C_V)_{BTCM} + 0{,}002(C_V)_{BTCM}^{2{,}04} - 21{,}18\ (X70) \text{ para } C_V > 95\,J \tag{36}$$

$$(C_V)_{arrest} = (C_V)_{BTCM} + 0{,}003(C_V)_{BTCM}^{2{,}04} - 21{,}18\ (X80) \text{ para } C_V > 95\,J \tag{37}$$

Recentemente o *Centro Sviluppo Materiali* (CSM) propôs uma nova correção empírica baseada em uma série de ensaios em dutos (*burst tests*) de materiais X80 e X100 (DEMOFONTI, MANNUCCI e ROOVERS, 2007), conforme apresentado na Equação 38 abaixo, onde $k = 1{,}43$ para aço X80 e $k = 1{,}7$ para aço X100.

$$(C_V)_{arrest} = k \cdot (C_V)_{BTCM} \tag{38}$$

Existem outros modelos baseados no ensaio Charpy, como por exemplo, o modelo puramente estatístico proposto por Wolodko e Stepehns (2006), que não foram aqui tratados por não serem relevantes para o objetivo dessa dissertação. Uma revisão sobre a aplicabilidade e precisão desses modelos pode ser encontrada na obra de Zhu e Leis (2012).

Vale ressaltar que todas as evoluções do BTCM apresentadas aqui são baseadas na correlação semi-empírica entre a energia absorvida no ensaio de impacto Charpy e a energia necessária para frear a propagação em um duto. Por isso, além de carecer de um robusto embasamento fenomenológico elas não podem ser aplicadas para aços de elevada tenacidade, já que, como demonstrado por Leis (1997) e discutido ao longo dessa dissertação, em um ensaio de impacto Charpy a energia associada à propagação da fratura tende a zero para materiais de elevada tenacidade (~350 J de energia absorvida no ensaio Charpy), de forma a perder toda a representatividade de uma fratura dúctil em um duto.

Diante dessa limitação energética alguns modelos foram propostos com base na energia absorvida no ensaio de impacto DWTT. No entanto não existem muitos dados associados a esse tipo de ensaio, já que quase a totalidade dos ensaios reais em dutos (*burst tests*) foi realizada em conjunto com ensaios de impacto Charpy. Dessa forma, alguns pesquisadores tentaram propor uma correlação entre as energias absorvidas no ensaio DWTT e Charpy, sendo que recentemente Zhu e Leis (2013) avaliaram diversas correlações e concluíram que, além de não existir uma relação linear entre as energias, há elevado espalhamento entre os dados, logo, mais pesquisas são necessárias.

O único modelo de relevância que foi realmente elaborado pela correlação de ensaios de dutos reais e de impacto DWTT foi o modelo desenvolvido pelo japonês *High-Strength Line Pipe Committee*, conhecido como HLP, no entanto, assim como os demais, uma série de simplificações e falta de embasamento fenomenológico prejudicou o sucesso desse modelo.

2.4.3.2 HLP

O modelo HLP será apresentado de forma breve, sendo que uma revisão mais detalhada pode ser encontrada na obra de Zhu (2015). Esse modelo foi calibrado de forma similar ao que foi feito no BTCM, mas apenas para aços X70 da época, sendo que para condição de duto enterrado no solo as seguintes expressões (Equações 39 e 40) de velocidade de fratura e pressão de *arrest* foram propostas:

$$V_f = 0{,}670 \cdot \frac{\sigma_0}{\sqrt{R_{DWTT}}} \cdot \left(\frac{P_{trinca}}{P_a} - 1\right)^{0{,}393} \tag{39}$$

$$P_a = \left[0{,}382 \cdot \frac{t \cdot \sigma_0}{D}\right] \cdot arccos\left[exp\left[-\frac{3{,}81 \cdot 10^{-7} \cdot R_{DWTT}}{\sigma_0^2 \cdot \sqrt{D \cdot t}}\right]\right] \tag{40}$$

onde $R_{DWTT} = E_{DWTT}/A_{DWTT}$ é uma indicação da resistência do material à fratura, E_{DWTT} e A_{DWTT} são, respectivamente, a energia absorvida e a área do ligamento remanescente do DWTT pré-trincado.

Um aprimoramento ao HLP foi proposto para estender a aplicação do modelo para aços X80 e X100. A relação entre o diâmetro e a espessura do duto D/t passou a ser considerada nos cálculos (ZHU, 2015). Seguem abaixo as novas equações do modelo:

$$V_f = \alpha_{HLP} \cdot \frac{\sigma_0}{\sqrt{R}} \cdot \left(\frac{P_{trinca}}{P_a} - 1\right)^{\beta_{HLP}} \tag{41}$$

$$P_a = \gamma_{HLP} \cdot \left[0{,}382 \cdot \frac{t \cdot \sigma_0}{D}\right] \cdot arccos\left[exp\left[-\frac{4{,}57 \cdot 10^{-7} \cdot R}{\sigma_0^2 \cdot \sqrt{D \cdot t}}\right]\right] \tag{42}$$

onde α_{HLP}, β_{HLP} e γ_{HLP} são determinados em função do diâmetro e espessura do duto, sendo que mais detalhes podem ser encontrados no trabalho de Higuchi et al. (2009).

Embora essa adaptação tenha sido feita de forma empírica cabe aqui o comentário que de forma indireta o modelo passou a se adequar ao tipo de carregamento presente no duto em termos do efeito da triaxialidade pela variação de espessura, que, como será explicado adiante, acredita-se ser de grande relevância para o monitoramento da fratura dúctil de dutos.

De forma geral, embora esse modelo tenha se baseado na energia absorvida no ensaio de impacto DWTT, que apesar de não reproduzir o carregamento imposto em um duto tende a ter maior representatividade que o ensaio Charpy, a mesma metodologia semi-empírica do

BTCM, fundamentada na mecânica da fratura, foi empregada, logo, a aplicação desse modelo fica restrita aos materiais utilizados em sua calibração (ZHU, 2015). Ainda, quase a totalidade dos ensaios em dutos (*burst tests*) realizados até os dias de hoje foi acompanhada do ensaio de impacto Charpy em espécimes extraídos de regiões desses dutos com mínima deformação induzida pela explosão, logo, o ideal seria utilizar um modelo fundamentado nesse ensaio ou que tivesse uma relação conhecida com o mesmo, o que, até o momento, ainda é um desafio no caso do DWTT devido às discrepâncias na correlação de energia com o Charpy (LEIS, 2015b). Por fim, a energia total absorvida no ensaio foi utilizada no modelo, sendo essa a principal fonte de erros, já que, como discutido ao longo dessa dissertação, a energia relevante, ou seja, associada à capacidade de resistência à propagação dúctil em um duto, é apenas uma fração da energia total seja para o Charpy ou para o DWTT.

Em decorrência da perda de representatividade dos modelos apresentados anteriormente e da ausência de uma fundamentação fenomenológica para caracterização da fratura dúctil, um critério baseado na abertura angular da boca da trinca, do inglês C*rack-Tip Opening Angle* (CTOA), foi proposto.

2.4.3.3 CTOA como parâmetro para previsão de fratura dúctil

O CTOA, que foi introduzido na Seção 2.2.2.2, é um parâmetro da mecânica da fratura que consiste na medida angular dos flancos da trinca a uma distância da ponta da mesma que normalmente coincide com a posição de medida do CTOD, que por sua vez é uma medida de abertura da ponta da trinca (Seção 2.2.2.1). Mais informações sobre aplicações gerais e procedimentos experimentais para obtenção desses parâmetros podem ser encontradas na obra de Zhu e Joyce (2012).

A ideia de aplicar o CTOA como um parâmetro alternativo pra caracterização de fratura dúctil de dutos surgiu paralelamente nos Estados Unidos (KANNINEN et al., 1990) e na Itália (VENZI et al., 1980) através da constatação de que durante a propagação estável de uma fratura o CTOA tende a assumir um valor constante (ZHU, 2015). Nas pesquisas seguintes verificou-se que esse parâmetro poderia ser utilizado tanto como força motriz (MARTINELLI; VENZI, 1996), como indicação da resistência à propagação da trinca, ou seja, tenacidade à fratura (DEMOFONTI et al., 1995). Consequentemente imaginou-se que sendo capaz de medir um CTOA crítico para início da fratura dúctil e impedindo que o CTOA atuante atingisse esse valor seria possível resolver o problema de propagação dúctil instável

em dutos, no entanto, a aplicação desse método se tornou um pouco mais complexa que o imaginado.

O problema é que a utilização do CTOA depende de simulações numéricas refinadas, cujos modelos empregados, que são geralmente baseados na técnica de liberação de nós, são fortemente dependentes da malha utilizada, sendo que diversas aplicações foram revisadas por Newman, James e Zerbst (2003). Além disso, ainda não foi possível desenvolver uma metodologia robusta que garanta similitude entre os espécimes de laboratório e estruturas reais para medição experimental desse parâmetro (ZHU, 2015). De forma geral, essa técnica não apresentou resultados satisfatórios e desde sua proposição até hoje já se passaram mais de trinta anos, com diversas adaptações propostas, mas nenhuma que a tornasse simples e prática de utilizar (LEIS, 2015a), sendo que as melhores aplicações desse modelo foram conseguidas através de correlações empíricas, ou seja, novamente utiliza-se um modelo cuja aplicabilidade fica restrita aos materiais utilizados em sua calibração.

Além disso, um ponto que de início parecia positivo, que era a fundamentação fenomenológica desse modelo, tem se mostrado um problema, já que, conforme será discutido na próxima seção, acredita-se que o mecanismo governante da fratura dúctil de aços de elevada tenacidade deixou de ser a singularidade imposta pela trinca e passou a ser o colapso plástico através de plasticidade generalizada associada à redução localizada de espessura (LEIS, 2013; LEIS, 2015b; ZHU, 2015).

2.4.4 Mecanismo governante da fratura dúctil de dutos

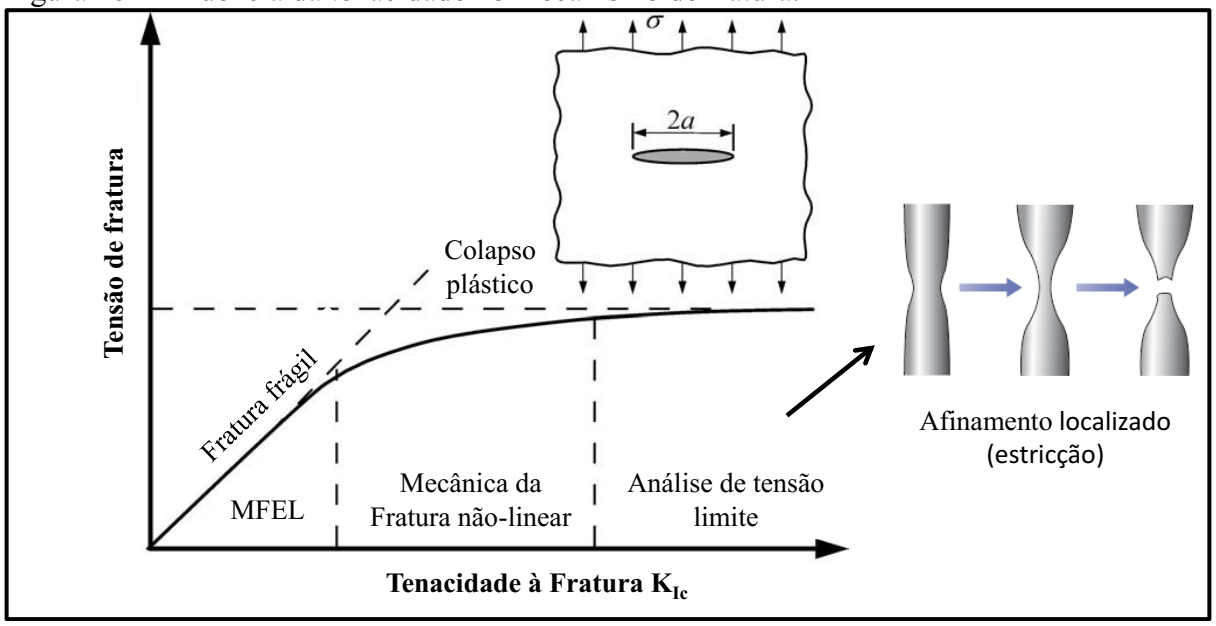
Todos os modelos introduzidos até aqui e todos os que foram desenvolvidos considerando que a mecânica da fratura era exclusivamente a resposta para a caracterização da resistência dos materiais à fratura dúctil de gasodutos ficaram restritos a apresentar resultados satisfatórios apenas para os materiais utilizados em sua calibração (LEIS, 2013; ZHU; LEIS, 2013; ZHU, 2015). Isso se deve ao fato de que, para materiais de elevada tenacidade, ou seja, capazes de absorver uma grande quantidade de energia, a deformação plástica é tão elevada que o mecanismo de fratura dúctil deixa de ser governado pela singularidade induzida pela trinca e passa a ser governado por plasticidade generalizada, ou seja, a falha ocorre por colapso plástico (instabilidade plástica).

O fenômeno de instabilidade plástica foi explicado em detalhes na Seção 2.1.2, no entanto, é pertinente retomar aqui a discussão mediante uma breve explicação. Em termos

práticos a falha por colapso plástico pode ser definida como a ruptura devido ao afinamento localizado das paredes da tubulação, de maneira similar ao que acontece durante a estricção em um ensaio de tração. Aplicando esse conceito para fratura dúctil de dutos é possível constatar que a zona de colapso plástico ocorre à frente da zona governada pela singularidade da trinca, dessa forma, a propagação da fratura é causada pela ruptura devido ao afinamento localizado, que é induzido pela instabilidade plástica, e não pelo campo de tensões imposto pela trinca. Se a energia absorvida pelo material por deformação plástica reduzir, essas zonas tendem a se aproximar, de forma que no limite, ou seja, para uma plasticidade tendendo a zero, a fratura além de ser governada pela singularidade da trinca tende a ser frágil, com energia sendo dissipada apenas pela geração de novas superfícies (LEIS, 2015b).

Diante dessa constatação é evidente que deve haver um valor de tenacidade que indique uma transição entre os mecanismos governantes da fratura, no entanto, considerando que os aços atuais possuem uma tenacidade elevada e há tendência de aumento, um maior entendimento do processo de fratura governado por colapso plástico é de extrema importância para compreender como a evolução da zona plástica está relacionada com a absorção de energia, para que então, seja possível desenvolver um modelo fenomenologicamente robusto para selecionar materiais capazes de garantir o *crack arrest*.

Figura 26 - Influência da tenacidade no mecanismo de fratura.



Fonte: Autor "adaptado de" Anderson, 2005.

Na Figura 26, adaptada de Anderson (2005), está representada a transição do mecanismo governante da fratura com base na análise da tensão necessária para a fratura em

função da tenacidade do material. Com o aumento da tenacidade, a fratura deixa de ser frágil e governada pela Mecânica da Fratura Elástica Linear (MFEL) para passar por uma transição elasto-plástica, sendo governada pela Mecânica da Fratura Elasto-Plástica (MFEP), para, finalmente, atingir um caso de tensão limite onde o colapaso plástico é caracterizado.

Ao considerar que o mecanismo dominante da fratura dúctil de dutos é o colapso plástico é preciso revisar a metodologia proposta por Maxey (1974) para elaboração do BTCM (Seção 2.4.3.1), de forma a ser possível determinar a velocidade de propagação da fratura em função de propriedades do material que facilitem o espalhamento da plasticidade e ao mesmo tempo evitem afinamento localizado por instabilidade plástica. Esse tipo de abordagem é inovadora, sendo cogitada, por exemplo, por Leis (LEIS, 2013; LEIS, 2015b).

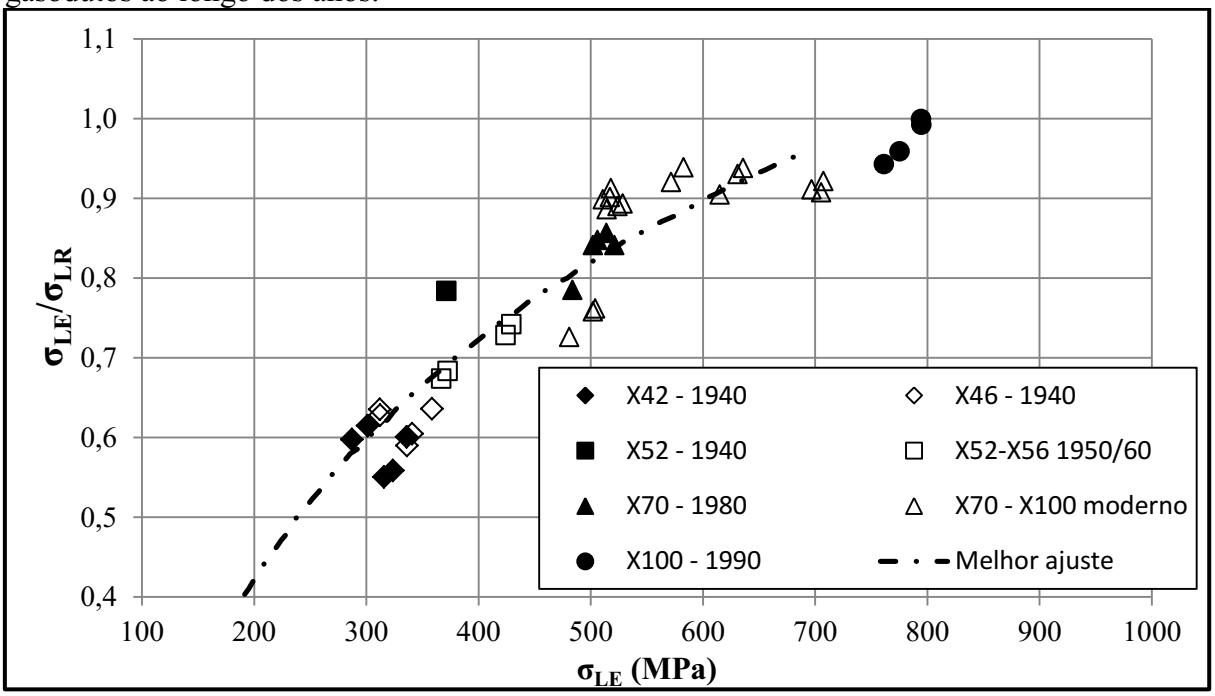
É razoável esperar que materiais que possuam propriedades que favoreçam a evolução da zona plástica e, ao mesmo tempo, dificultem a deformação plástica localizada, sejam capazes de promover uma maior dissipação de energia motriz da fratura de forma a desacelerá-la. Nesse sentido, para garantir uma elevada dissipação de energia, é primordial que o duto seja feito de um material capaz de suportar uma elevada deformação na direção circunferencial (ε_c), longitudinal (ε_l), e, principalmente, na espessura (ε_e) para evitar redução localizada da mesma e, consequentemente, perda da capacidade de se deformar nas outras direções, já que pela manutenção de volume no regime plástico $\varepsilon_c + \varepsilon_l + \varepsilon_e \approx 0$. Nesse aspecto, as características metalúrgicas do material passam a exercer influência significativa na resistência à fratura dúctil do mesmo, já que qualquer variável que diminui a capacidade de deformação na espessura (ε_e), como, por exemplo, menor resistência nessa direção por textura ou a ocorrência de pequenas separações, do inglês *splits*, tende a limitar a capacidade do material se deformar nas outras direções (LEIS, 2015b).

A taxa de deformação atuante durante a propagação da fatura dúctil também é relevante na medida em que quanto maior for o expoente de sensibilidade à taxa de deformação (m) maior será o ganho de resistência devido à deformação localizada (Seção 2.1.3), dessa forma o afinamento localizado é retardado possibilitando maior espalhamento da plasticidade e dissipação da energia motriz de propagação da fratura. Além da capacidade de se deformar, é de se esperar que uma elevada tenacidade, que é obtida pelo compromisso entre resistência e ductilidade (Seção 2.1.1), seja determinante para garantir que uma grande quantidade de energia seja dissipada durante a evolução da zona plástica na fratura dúctil, principalmente se acompanhada de uma elevada capacidade de encruamento, já que, quanto

maior a capacidade de encruar do material maior será a tensão necessária para produzir o mesmo incremento de deformação (LEIS, 2015b).

Dessa forma, a razão entre o limite de escoamento e o limite de resistência do material passa a ser uma relação importante. A Figura 27, adaptada de Leis (2015b), apresenta a evolução dessa razão (σ_{LE}/σ_{LR}) em função do aumento do limite de escoamento (σ_{LE}) dos aços API aplicados a gasodutos ao longo dos anos, fica evidente que essa razão é superior a 0,9 para a maioria dos aços avançados atuais (X70 até X100) podendo, em alguns casos, se aproximar de 1,0, o que é motivo de alerta já que a tendência de crescimento é clara e se por um lado é bom que a tensão necessária para iniciar o processo de deformação plástica seja maior, do ponto de vista de absorção de energia para frear uma fratura dúctil em propagação, o encruamento baixo desses materiais pode significar um problema ao facilitar o afinamento localizado.

Figura 27 – Evolução da razão entre a tensão limite de escoamento e a tensão limite de resistência em função do aumento do limite de escoamento dos aços API aplicados a gasodutos ao longo dos anos.

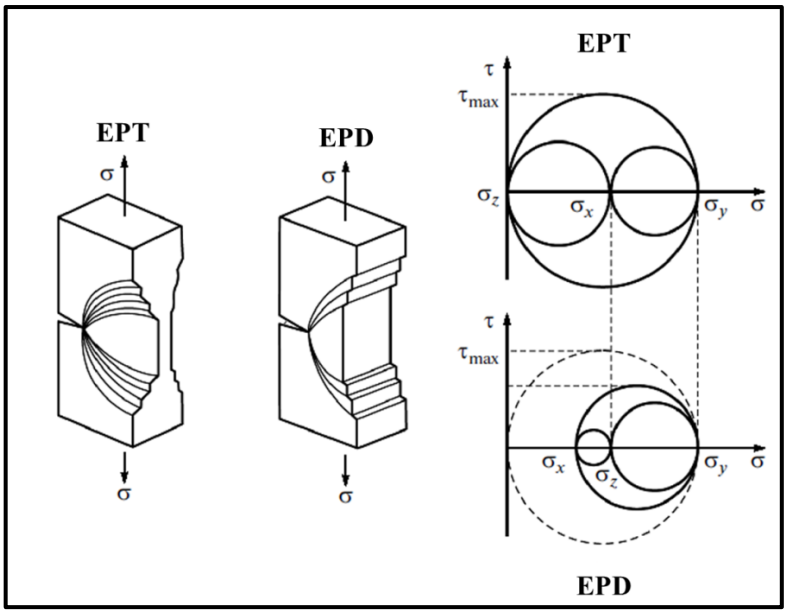


Fonte: Autor "adaptado de" Leis, 2015b.

As características geométricas do duto, principalmente a espessura, também são relevantes, já que para pequenas espessuras o carregamento tende a ser predominantemente um estado plano de tensões (EPT), que fenomenologicamente apresenta uma tensão máxima de cisalhamento maior do que um estado plano de deformações (EPD), conforme apresentado na Figura 28, adaptada de Leis (2015b), que retrata a configuração da deformação e compara

os círculos de Mohr para ambos os tipos de carregamento. Esse conceito é importante, já que a tensão de cisalhamento é responsável pela movimentação de discordâncias, que, por sua vez, é o mecanismo de acionamento da plasticidade (DOWLING, 2007). Portanto, pode-se dizer que em um EPT a deformação plástica "flui" de forma mais fácil, ou seja, existe uma menor restrição à plasticidade, o que, do ponto de vista de resistência à propagação de fratura dúctil, é desejado, já que mais energia será gasta pela deformação plástica. No entanto, também se devem levar em consideração as verificações de resistência e rigidez para dimensionamento da espessura do duto.

Figura 28 – Comparação entre o cisalhamento máximo no EPT e EPD.



Fonte: Autor "adaptado de" Leis, 2015b.

Além da transição do mecanismo governante de fratura outro fator importante que deve ser levado em consideração é a representatividade dos ensaios em relação ao processo de fratura em um duto. Uma observação importante, conforme discutido anteriormente, é que o carregamento imposto na parede de uma tubulação se aproxima de uma tensão de membrana (Figura 4), além disso, quando o processo de fratura se inicia a taxa de deformação é muito elevada, logo, para ser capaz de caracterizar essa fratura de forma robusta é necessário realizar ensaios representativos da mesma (LEIS, 2015b).

Uma maneira de estudar os diversos parâmetros que influenciam nesse mecanismo de fratura é através da aplicação do Método dos Elementos Finitos (MEF) com a utilização de modelos de dano representativos da fratura dúctil em dutos.

2.5 MODELO DE DANO DE GTN

Dentre os modelos de dano disponíveis, o mais utilizado é o modelo micromecânico de Gurson-Tvegaard-Needleman (GTN), que modela a fratura dúctil pela nucleação, crescimento e coalescimento de "alvéolos" ou "microcavidades", que são "vazios" nucleados em partículas duras ou de segunda fase e característicos de uma fratura dúctil (GURSON, 1977; TVERGAARD, 1982; TVERGAARD; NEEDLEMAN, 1984). Esse modelo de dano vem sendo aplicado para tentar descrever a evolução da fratura dúctil em dutos, sendo que, uma vez que os parâmetros necessários são calibrados por ensaios reais, como por exemplo, de impacto Charpy ou DWTT, eles podem ser aplicados, em tese, para qualquer outra geometria. Os resultados obtidos para dutos e espécimes representativos, tanto em simulações estáticas quanto dinâmicas, são significativamente próximos de ensaios reais (NONN; KALWA, 2013; SCHEIDER et al., 2014; SARZOSA et al., 2016). A limitação desse modelo é a necessidade de calibração de diversos parâmetros e dependência do tamanho de malha (XIA; SHIH, 1995; RUGGIERI; PANONTIN; DODDS, JR., 1996).

A equação de escoamento para um material dúctil com "vazios" (Equação 43) foi proposta por Gurson (1977) e adaptada por Tvergaard (1982), pela adição empírica dos parâmetros q_1, q_2, q_3, e Tvergaard e Needleman (1984), pela adição da variável f^* (Equação 45), que representa a fração volumétrica efetiva de vazios (do inglês *voids*), para incorporar a aceleração no processo de fratura dúctil depois de um valor crítico de porosidade. Vale notar que quando $f^* = 0$ a equação de escoamento é reduzida à Equação de von Mises, o que demonstra a robustez do modelo.

$$\phi(\sigma_m, \sigma_{VM}, \sigma_{pl}, f^*) = \left(\frac{\sigma_{VM}}{\sigma_{pl}}\right)^2 + 2 \cdot q_1 \cdot f^* \cdot \cosh\left(\frac{3 \cdot q_2 \cdot \sigma_m}{2 \cdot \sigma_{pl}}\right) - (1 + q_3 \cdot f^*) = 0 \qquad (43)$$

onde σ_m é a tensão média, σ_{VM} é a tensão de von Mises, σ_{pl} é a tensão de escoamento em função da deformação plástica na matriz do material, f^* é a fração volumétrica efetiva de vazios e q_1, q_2 e q_3 são variáveis empíricas adicionadas para melhorar a aderência do modelo aos resultados experimentais. De acordo com a obra de Tvergaard e Needleman (1984) a fração volumétrica efetiva de vazios varia de acordo com as seguintes equações:

$$f(t_{inicial}) = f_0 \qquad (44)$$

$$f^* = \begin{cases} f & \text{se } f \leq f_c \\ f_c + \kappa \cdot (f - f_c) & \text{se } f > f_c \end{cases} \tag{45}$$

$$\kappa = \frac{\bar{f}_F - f_c}{f_F - f_c} \tag{46}$$

$$\bar{f}_F = \frac{q_1 + \sqrt{q_1^2 - q_3}}{q_3} \tag{47}$$

onde f é o valor instantâneo da fração volumétrica de vazios, $t_{inicial}$ é o instante inicial da simulação, f_0 é a fração volumétrica inicial de vazios, ou porosidade, f_c é a porosidade crítica, f_F é a porosidade no instante de falha do material, κ é uma constante de calibração que regula a aceleração do dano e $\bar{f}_F$ é uma constante de calibração, sendo que, normalmente, $\bar{f}_F = 1/q_1$. Vale notar que, quando a porosidade instantânea (f) assume o valor crítico (f_c), há uma aceleração no dano regulada por κ e contabilizada pela porosidade equivalente (f^*) (BORST; MANG, 2003).

O valor da porosidade instantânea (f) é obtido em função do seu valor inicial (f_0) e da sua taxa de crescimento $(\dot{f})$, que, por sua vez, pode ser obtida pelas equações abaixo:

$$\dot{f} = \dot{f}_{cresc.} + \dot{f}_{nucl.} \tag{48}$$

$$\dot{f}_{cresc} = (1 - f) \cdot tr(\dot{\bar{\varepsilon}}_p) \tag{49}$$

$$\dot{f}_{nucl} = A_{nucl} \cdot \dot{\bar{\varepsilon}}_p \tag{50}$$

$$A_{nucl} = \frac{f_N}{S_N \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\bar{\varepsilon}_p - \varepsilon_N}{S_N}\right)^2\right] \tag{51}$$

onde $\dot{f}_{cresc}$ é a taxa de crescimento dos "vazios" existentes, $\dot{f}_{nucl}$ é a taxa de nucleação de novos "vazios", $\dot{\bar{\varepsilon}}_p$ é a taxa de deformação plástica efetiva, $tr(\dot{\bar{\varepsilon}}_p)$ é o traço da matriz $\dot{\bar{\varepsilon}}_p$, ou seja, a soma dos valores da sua diagonal principal e A_{nucl} representa uma distribuição normal de nucleação de novos "vazios" controlada por deformação plástica, sendo $\bar{\varepsilon}_p$ a deformação plástica equivalente, ε_N o valor médio da deformação para nucleação de "vazios", S_N o desvio padrão e f_N a fração de "vazios" nucleados. Vale notar que essa expressão de nucleação de "vazios" (Equação 51) não leva em conta de forma direta a influência da tensão hidrostática, o que é normalmente um ponto de crítica desse modelo (BORST; MANG, 2003; ANDERSON, 2005), que é solucionado pela calibração dos parâmetros S_N, ε_N e, principalmente, f_N.

Além dos diversos parâmetros, o modelo de GTN, assim como a maioria dos modelos de dano, é dependente do tamanho de malha, principalmente na direção perpendicular ao plano da trinca (I_x), sendo que pela referência adotada nessa dissertação essa dimensão está alinhada com o eixo x, conforme será detalhado na Seção 3. Dessa forma, a aplicação do modelo de GTN necessita não só da calibração de nove parâmetros (ε_N, f_N, S_N, f_0, f_c, f_F, q_1, q_2 e q_3), mas também do tamanho da malha do modelo. A Tabela 5, com dados adaptados de Ruggieri, Panontin e Dodds (1996) e Nonn e Kalwa (2013), apresenta algumas recomendações de parâmetros para aços modernos de alta resistência e tenacidade, aplicados a dutos. Note que o valor de f_F pode ser obtido em função de κ de acordo com a Equação 46.

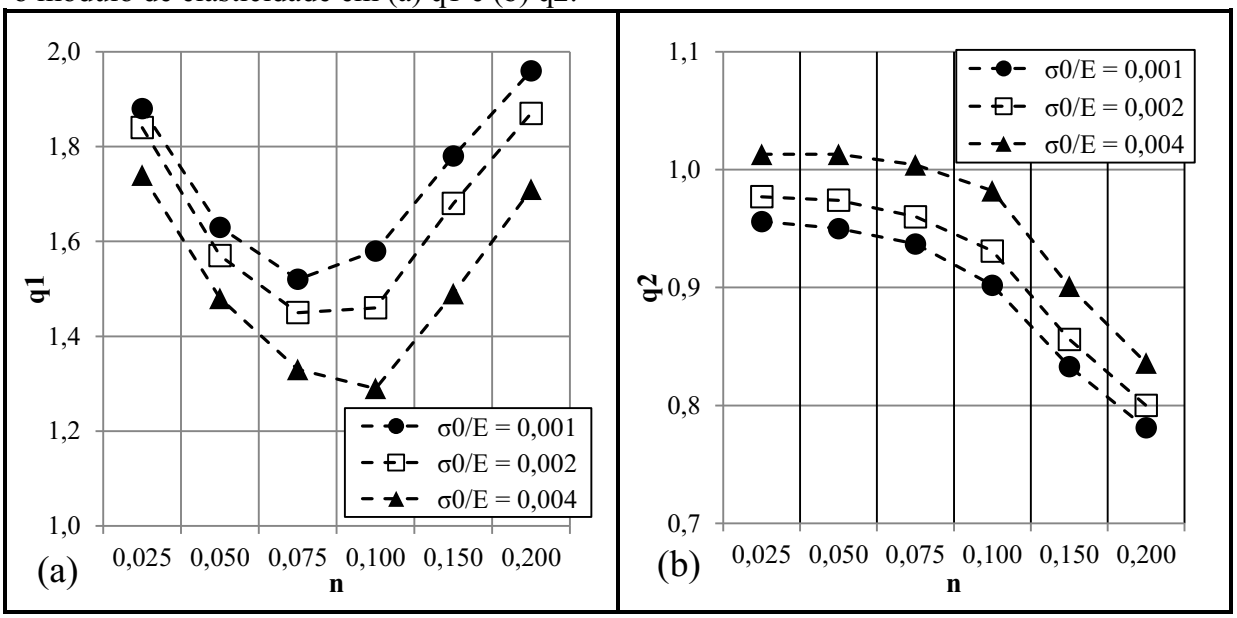
Tabela 5 - Parâmetros recomendados para utilização do modelo GTN.

$\boldsymbol{\varepsilon_N}$	$\boldsymbol{f_N}$ **(%)**	$\boldsymbol{S_N}$	$\boldsymbol{f_0}$ **(%)**	$\boldsymbol{f_c}$	$\boldsymbol{\kappa}$	$\boldsymbol{q_1}$	$\boldsymbol{q_2}$	$\boldsymbol{q_3}$	$\mathbf{I_x}$ **(mm)**
0,1~ 0,3	0,1~0,5	0,05~0,1	0,01~0,03	0,02	4,0	1,5	1,0	2,25	0,1~0,3

Fonte: Autor "adaptado de" Ruggieri et al., 1996, Nonn e Kalwa, 2013.

As análises que levaram Tvergaard (1982) a introduzir os parâmetros q_i foram feitas para materiais com expoente de encruamento $n = 0{,}1$, no entanto, alguns pesquisadores, como Faleskog, Gao e Shih (1998), constataram que os valores de q_i são dependentes do encruamento e da relação entre a tensão de escoamento (σ_{LE}) e o módulo de elasticidade longitudinal (E) dos materiais, sendo essa dependência reproduzida de forma gráfica na Figura 29. Além disso, os valores de q_i também variam de forma significativa em função da triaxialidade atuante (KIM; GAO; SRIVATSAN, 2004). No entanto, esse tipo de correção não é trivial, já que se deve desenvolver um modelo de GTN adaptado de forma que os parâmetros q_i sejam atualizados em todos os incrementos da simulação numérica (VADILLO; SÁEZ, 2009), o que não está consolidado e dessa forma foge do escopo dessa dissertação. Dessa forma, sempre que possível essas considerações devem ser levadas em conta durante a calibração dos parâmetros para aplicação do modelo de GTN, conforme será detalhado na Seção 3.5.2. Vale ressaltar que alguns autores não fazem considerações a respeito dessas limitações em suas obras, sendo esse o caso de Nonn e Kalwa (2013), por exemplo, onde ao indicar os parâmetros recomendados para o modelo de GTN (Tabela 5), se referem apenas aos valores de q_i sugeridos por Tvergaard (1982).

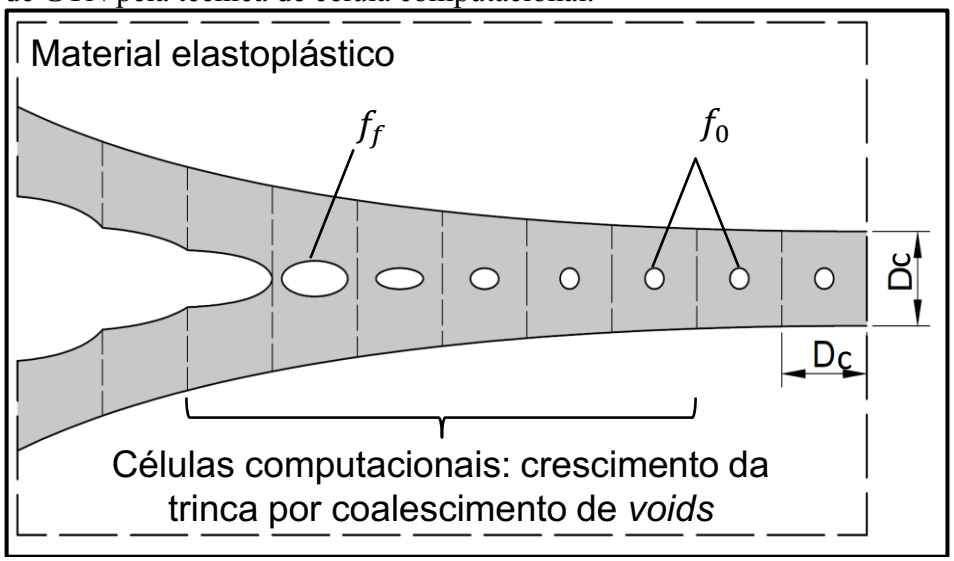
Figura 29 - Influência do expoente de encruamento e da razão entre a tensão de escoamento e o módulo de elasticidade em (a) q1 e (b) q2.



Fonte: Autor "adaptado de" Faleskog, Gao e Shih, 1998.

A lógica da aplicação computacional do modelo de GTN pode ser compreendida pela análise fenomenológica do micromecanismo de fratura dúctil, onde a maior concentração de deformação plástica devido à nucleação e coalescimento de microcavidades (vazios) ocorre na região de propagação do defeito (ANDERSON, 2005). Essa constatação serviu de base para a proposição de uma técnica de análise conhecida como célula computacional (XIA; SHIH, 1995; RUGGIERI; PANONTIN; DODDS, JR., 1996), onde as propriedades do modelo de GTN são aplicadas apenas a uma fileira de elementos, enquanto o restante do espécime é modelado de acordo com a teoria de plasticidade J_2 de Mises (Figura 30). A mesma figura ilustra, para uma condição de simetria, a dimensão característica da célula computacional ($D_c = 2 \cdot I_x$) que, por sua vez, é considerada um parâmetro com respaldo fenomenológico para alguns autores, enquanto outros argumentam que dadas às simplificações do modelo de GTN essa dimensão deve ser variada de forma empírica para garantir maior aderência numérico-experimental (XIA; SHIH, 1995; RUGGIERI; PANONTIN; DODDS, JR., 1996; KOSSAKOWSKI, 2014). Dessa forma, ao utilizar a técnica de células computacionais é possível garantir alguns aspectos da fenomenologia e ao mesmo tempo otimizar o tempo das simulações, já que apenas elementos do plano de propagação da fratura seguem o modelo de escoamento mais complexo de GTN (Equação 43), possibilitando assim a análise de modelos mais refinados e de geometrias complexas.

Figura 30 – Ilustração da fenomenologia e aplicação numérica do modelo de GTN pela técnica de célula computacional.



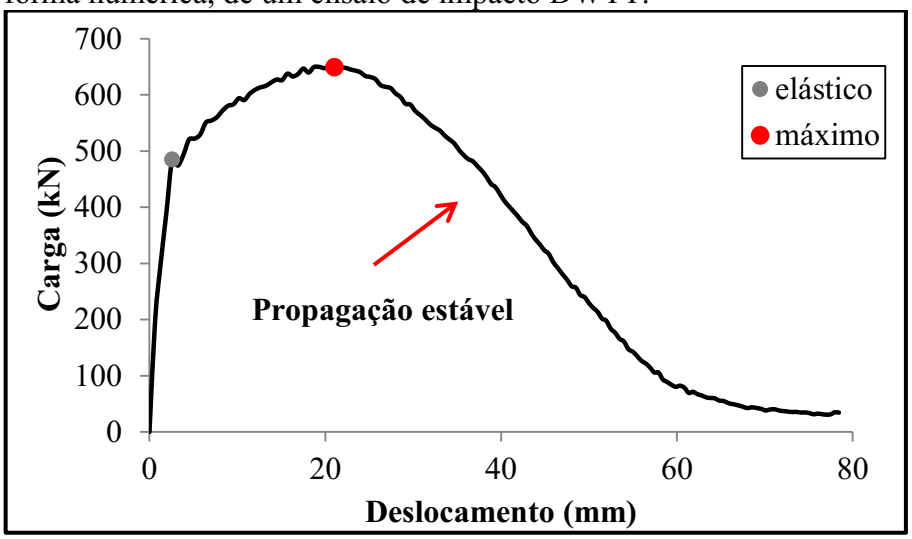
Fonte: Autor "adaptado de" Xia e Shih, 1995.

2.6 CURVAS CARGA *vs.* DESLOCAMENTO

Curvas carga *vs.* deslocamento possuem uma grande relevância em ensaios de impacto, uma vez que por elas é possível determinar não só a energia absorvida ao longo do ensaio, mas também ampliar o entendimento do processo dinâmico de fratura. Esse tipo de curva pode ser obtido tanto em um ensaio de impacto Charpy instrumentado (ASTM E23, 2012; EN ISO, 2009), como em um ensaio de impacto DWTT (ASTM E436, 2014), já que em ambos os casos, seja por sensores, ou por análise de imagem, é possível obter a evolução da carga em função do deslocamento do martelo.

Segue como ilustração, na Figura 31, uma curva carga *vs.* deslocamento, obtida de forma numérica, de um ensaio DWTT, sendo importante destacar que a nucleação de uma trinca real geralmente acontece entre o final do trecho elástico (marcador circular cinza) e o ponto de máxima carga (marcador circular vermelho) (LEIS, 2015b; ZHU, 2015). Note que do ponto de vista experimental uma simples análise de imagem não resolve o problema da determinação exata do instante de nucleação da trinca, já que como a triaxialidade tende a ser maior no centro dos espécimes, sejam eles Charpy ou DWTT, a trinca tende a ser nucleada no centro. Dessa forma, quando ela alcança a superfície livre e é detectada na análise de imagem, ela na verdade já está, potencialmente, se propagando.

Figura 31 – Ilustração de uma curva carga vs. deslocamento, obtida de forma numérica, de um ensaio de impacto DWTT.



Fonte: Autor.

É possível visualizar nessa figura que, para esse caso ilustrado, depois do ponto de máxima carga existe um trecho de derivada praticamente constante, ou seja, onde a variação da carga em função do deslocamento do martelo é constante, o que, fenomenologicamente, indica que uma propagação estável, do inglês *steady state*, está ocorrendo. Esse é o trecho de maior interesse dessa dissertação, já que a energia associada à propagação estável tem maior potencial de se relacionar com a energia disponível para garantir o *crack arrest* de uma trinca em propagação em um duto. Uma primeira abordagem no sentido de desenvolver uma metodologia robusta e fenomenológica para a correta separação das parcelas energéticas em um ensaio de impacto DWTT pode ser encontrada na obra de Yu e Ru (2016), onde os autores obtiveram a energia de fratura pela soma de duas parcelas de energia, uma associada à "ruptura" da camada de elementos de dano, no caso elementos coesivos, e outra, associada à energia absorvida pela deformação plástica atuante ao redor da ponta da trinca durante a propagação. Diversas ressalvas podem ser feitas a respeito da metodologia utilizada pelos autores, no entanto esse não deixa de ser um trabalho precursor na área. Além disso, Yu e Ru (2016) argumentam que mesmo durante a propagação estável no ensaio de impacto DWTT, a energia associada de fato à propagação de fratura dúctil tende a ser aproximadamente 28% da energia total do ensaio.

A análise energética realizada por Leis (1997), apesar de limitada pelas condições e conhecimentos da época conforme discutido na Seção 2.4.3.1, serviu de base para as pesquisas de Yu e Ru (2016) e para a análise energética desenvolvida nessa dissertação cuja metodologia é apresentada na Seção 3.6 e resultados na Seção 4.4.

3 METODOLOGIA

Essa seção contempla toda a metodologia e análise crítica desenvolvida para realização das simulações numéricas pelo método dos elementos finitos (MEF) utilizando o software Abaqus 2013 e diversas sub-rotinas em paralelo.

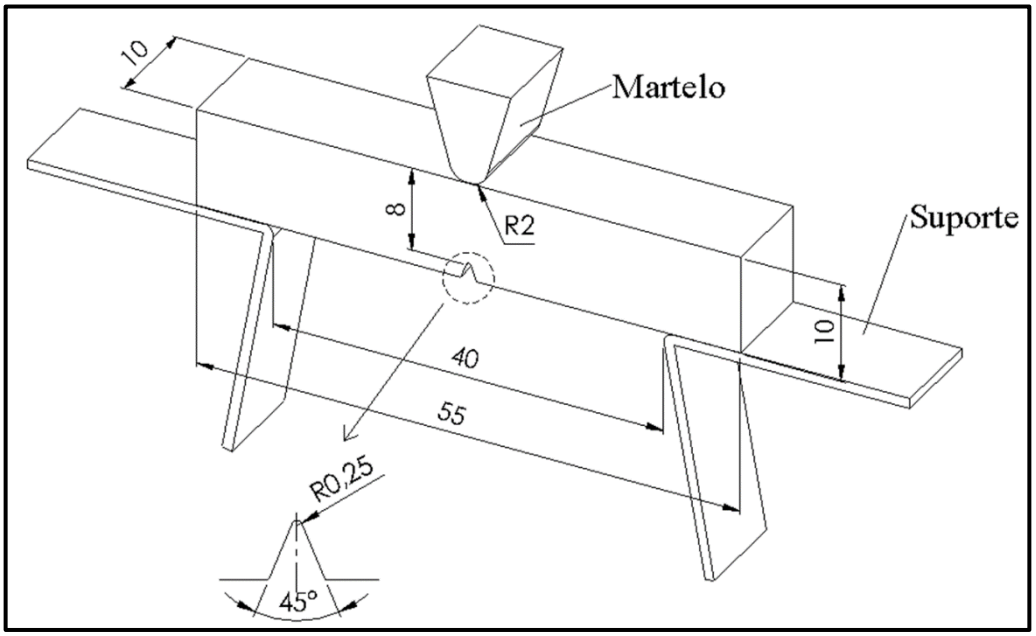
3.1 GEOMETRIAS EM ESTUDO

Conforme discutido ao longo do texto, o foco dessa dissertação é na análise dos espécimes Charpy e DWTT com o intuito de validar a representatividade dos mesmos, em termos de plasticidade, estado de tensões e energia absorvida, como indicadores da resistência à fratura dúctil de gasodutos. Dessa forma, é fundamental estudar a geometria (incluindo dimensões, proporções e modos de carregamento) dessas amostras.

O ensaio de impacto Charpy é normalizado pelas normas ASTM E-23 (2012) e EN ISO 148-1 (2010), sendo que, dentre as variações possíveis para esse espécime, o tipo A (por ser o mais empregado, e, dessa forma, de maior interesse) foi utilizado para as análises dessa dissertação. Na Figura 32 é apresentada a geometria do espécime Charpy do tipo A, assim como uma ilustração das geometrias do martelo e suporte, incluindo a distância entre apoios recomendada pelas normas. É importante ressaltar que a norma ASTM E-23 (2012) contempla apenas uma geometria de martelo, com raio de ponta de 8 mm, enquanto a norma EN ISO 148-1 (2010) apresenta a possibilidade de utilização de um martelo com raio de ponta de 2 mm, sendo essa a geometria apresentada na Figura 32. Diante do exposto, quando um resultado de ensaio de impacto Charpy for apresentado nessa dissertação, ele acompanhará um detalhamento sobre a norma utilizada.

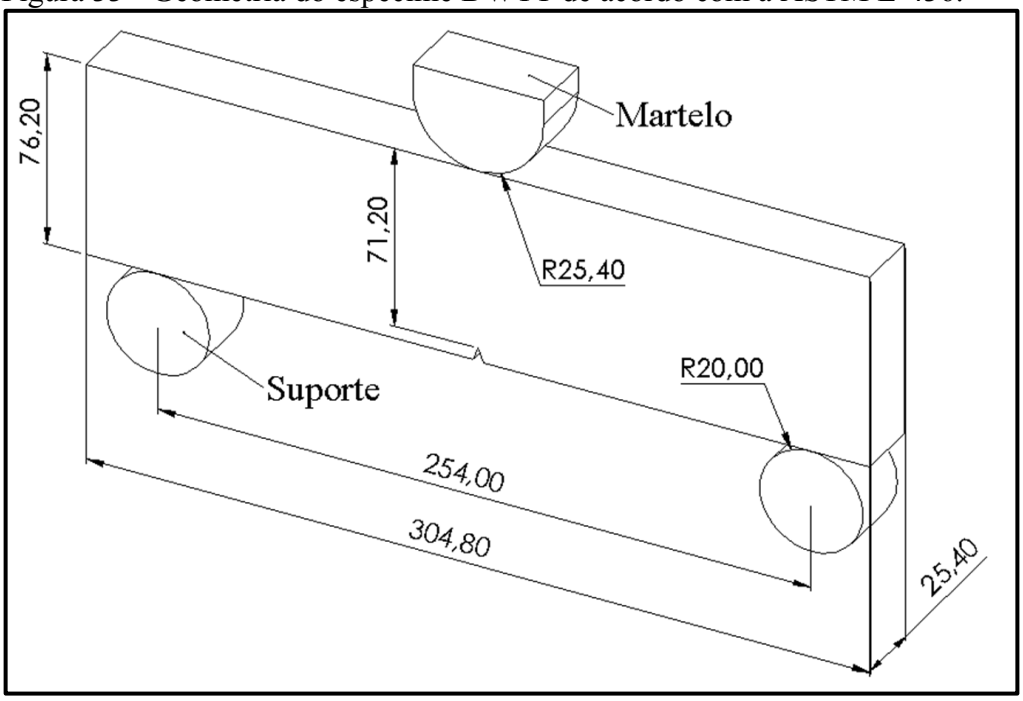
A geometria DWTT, que é normalizada pela ASTM E-436 (2014), pode ser usinada com a espessura de interesse em função da aplicação, sendo essa a sua principal vantagem (vide Seção 2.4.1). Na Figura 33 é possível visualizar as dimensões indicadas pela norma, sendo que nesse caso foi adotada uma espessura de 25,4 mm. Além disso, a figura apresenta as geometrias e posicionamentos recomendados para os suportes e o martelo.

Figura 32 - Geometria do espécime Charpy (tipo A) de acordo com as normas ASTM E-23 e EN ISO 148-1.



Fonte: Autor "adaptado de" EN ISO 148-1, 2010 e ASTM E-23, 2012.

Figura 33 - Geometria do espécime DWTT de acordo com a ASTM E-436.



Fonte: Autor "adaptado de" ASTM E-436, 2014.

Note que ambas as geometrias estão submetidas a um carregamento flexional de 3 pontos, o que difere de forma significativa do carregamento trativo de membrana presente no duto conforme discutido ao longo dessa dissertação.

As espessuras da geometria DWTT utilizadas nessa dissertação para análise de sensibilidade do modelo de GTN (Seção 4.1) e validação da metodologia (Seção 4.2) foram determinadas em função dos resultados de referência das obras de Nonn e Kalwa (2013) e Scheider et al. (2014), sendo 27,7 mm para o aço X80, 38,0 mm para o aço X65 e 18,4 mm para o X100. Além disso, motivado por Völling e Peppler (2013) e Nonn e Kalwa (2013), que sugeriram que um DWTT com $a/W = 0{,}3$ é mais representativo da fratura em um duto em termos de estado de tensões e deformação, uma geometria DWTT pré-trincada (DWTT PT) também foi analisada, sendo que para isso a única variação foi na determinação das condições de contorno do plano de simetria da trinca, conforme será discutido na Seção 3.3.

A geometria do duto (Tabela 6) foi baseadas nas obras de Nonn e Kalwa (2013) e Scheider et al. (2014), já que essas apresentam resultados numéricos para dutos simulados com as mesmas propriedades e espessuras dos espécimes DWTT aqui considerados. Ainda, para o aço X80 há disponível na literatura resultado de um *burst test* de um duto com diâmetro externo $d = 1422{,}4\ mm$ e espessura $t = 27{,}7\ mm$ e material K65 (ABAKUMOV et al., 2009), ou seja, mesmas dimensões do duto de aço X80 modelado numericamente nessa dissertação. A diferença dos materiais será discutida em detalhes na Seção 3.3.

Tabela 6 - Dimensões do duto em análise numericamente.

Material	**Diâmetro externo (mm)**	**Espessura (mm)**
X80	1422,4	27,7

Fonte: Autor.

3.2 MATERIAIS E MODELOS CONSTITUTIVOS

Foram adotadas propriedades usuais dos aços X65, X80 e X100, que são amplamente empregados em gasodutos, sendo essas extraídas da obra de Nonn e Kalwa (2013). Vale notar que as propriedades aqui apresentadas se enquadram nos limites usuais apresentados na Seção 2.3.2. As composições químicas desses materiais são apresentadas na Tabela 7, já as propriedades elásticas (módulo de Young e coeficiente de Poisson) e de massa (densidade) na Tabela 8 e as propriedades plásticas (tensões limite de escoamento e resistência, alongamento, coeficiente de resistência e expoente de encruamento) são indicadas na Tabela 9. Além disso, os modelos constitutivos de tensão (σ) vs. deformação plástica (ε_p), descritos pelo modelo de Hollomon (Equação 5), são apresentados na Figura 34. Vale notar que a capacidade de deformação plástica dos materiais em análise foi extrapolada, sendo truncada em 1,0 na Figura 34 apenas como ilustração, já que a seu valor limite depende da geometria.

Tabela 7 - Composições químicas dos aços X65 e X80.

Material	C	Si	Mn	Outros
X65	≥ 0,04	≥ 0,20	≥ 1,5	Cu, Ni, Mo, Nb, Ti
X80	≥ 0,05	≥ 0,20	≥ 1,8	Cu, Ni, Mo, Nb, Ti

Fonte: Autor "adaptado de" Nonn e Kalwa, 2013.

Tabela 8 - Propriedades elásticas adotadas para os aços X65, X80 e X100.

E (MPa)	ν	ρ (kg/m³)
200000	0,3	7800

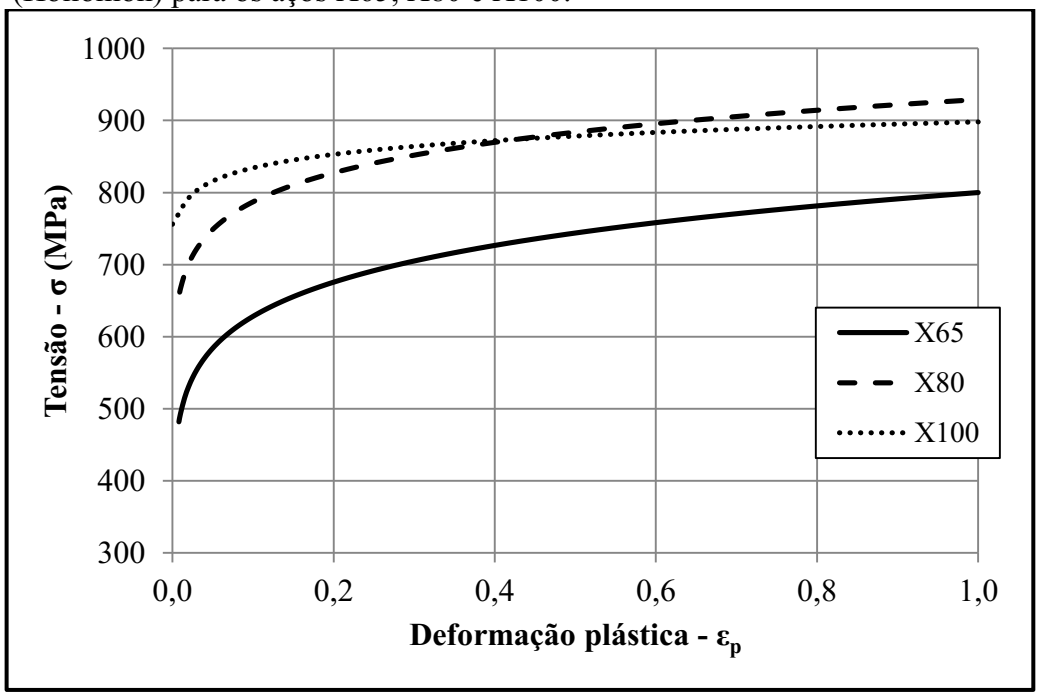
Fonte: Autor "adaptado de" Nonn e Kalwa, 2013.

Tabela 9 - Propriedades plásticas dos aços X65, X80 e X100.

Material	S_{LE} (MPa)	S_{LR} (MPa)	Along. (%)	H (MPa)	n
X65	482	572	11,4	800	0,105
X80	663	713	6,8	929	0,072
X100	756	757	-	898	0,032

Fonte: Autor "adaptado de" Nonn e Kalwa, 2013.

Figura 34 – Modelos constitutivos de tensão (σ) vs. deformação plástica (Hollomon) para os aços X65, X80 e X100.



Fonte: Autor "adaptado de" Nonn e Kalwa, 2013.

A influência da taxa de deformação foi levada em consideração pelo modelo de Johnson-Cook, que foi explorado para a mesma finalidade na obra de Simha, Xu e Tyson (2014), de acordo com a Equação 11, apresentada na Seção 2.1.3.

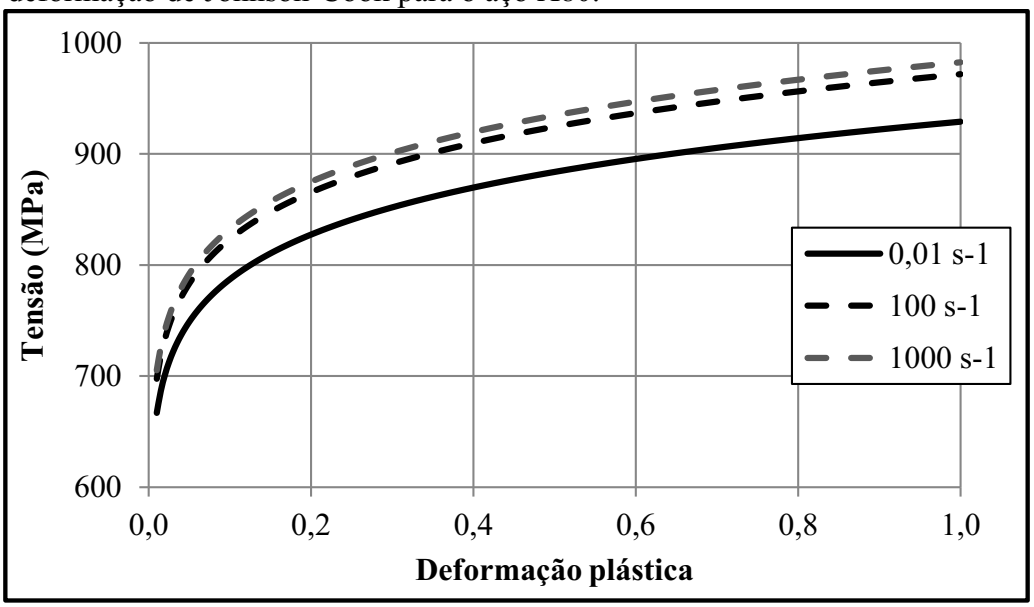
Os autores Nonn e Kalwa (2013) utilizaram em seu trabalho uma influência logarítmica para descrever a influência da taxa de deformação, no entanto, esse modelo não se mostrou muito estável e nem preciso em análises preliminares executadas para essa dissertação, logo, todas as análises foram executadas utilizando o modelo de Johnson-Cook, cuja calibração de parâmetros (Tabela 10) se baseou na estratégia de Simha, Xu e Tyson (2014). Vale ressaltar que o ideal é realizar ensaios de tração com diferentes taxas de deformação para obter com precisão o valor do coeficiente C_{JC} do modelo de Johnson-Cook, o que não é foco dessa dissertação. A Figura 35 ilustra a aplicação do modelo para o aço X80.

Tabela 10 – Parâmetros do modelo de Johnson-Cook para os aços X65, X80 e X100.

Material	C_{JC}	$\dot{\varepsilon}_0$
X65	0,012	0,01
X80	0,005	0,01
X100	0,017	0,01

Fonte: Autor.

Figura 35 - Ilustração do efeito do modelo constitutivo de influência da taxa de deformação de Johnson-Cook para o aço X80.



Fonte: Autor.

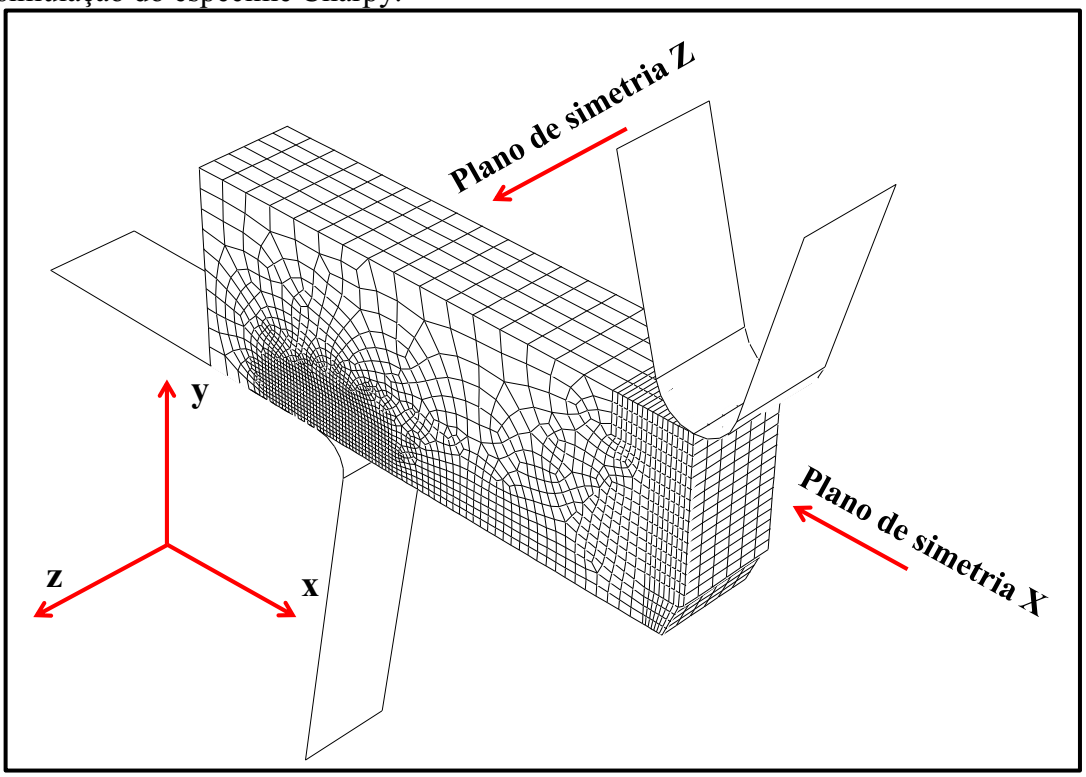
3.3 CONDIÇÕES DE CONTORNO

Ao analisar as geometrias dos espécimes em análise é possível perceber que tanto o Charpy (Figura 36) quanto o DWTT (Figura 37) apresentam dois planos de simetria, dessa forma, apenas um quarto desses espécimes foi modelado. No plano de simetria normal ao eixo x, os graus de liberdade de deslocamento linear na direção x, rotacional em torno do eixo y e rotacional em torno do eixo z foram travados, e, de forma análoga, no plano de simetria normal ao eixo z, os graus de liberdade de deslocamento linear na direção z, rotacional em torno do eixo x e rotacional em torno do eixo y também foram travados.

Foram utilizados elementos 3D hexaédricos de integração reduzida e interpolação linear com um maior refinamento da malha nas regiões de contato do espécime com o apoio e o martelo, já que essas são regiões de intensa deformação e precisam ser descritas de forma adequada (suportada por convergência numérica) para a correta transmissão e leitura dos esforços aplicados nos espécimes. O ligamento remanescente dos espécimes também possui malha refinada, no entanto, essa é função do tamanho do elemento necessário para utilização do modelo de dano de GTN (vide Seção 2.5). Com base na literatura (NONN; KALWA, 2013) e em análises preliminares, o tamanho da malha na direção x foi utilizado como o dobro do tamanho em y ($I_y = 2 \cdot I_x = 0{,}5\, mm$) e em z foram utilizados 6 elementos para a geometria Charpy ($I_z = 0{,}833\, mm$) e 12 para as geometria DWTT e DWTT PT ($I_z = 1{,}154, 1{,}583\ e\ 0{,}767\, mm$ para aços X80, X65 e X100, respectivamente). Note que para evitar que o tamanho da malha influenciasse nos resultados dessa dissertação todos os elementos da célula computacional com propriedade de GTN foram modelados com mesmas dimensões, seja no Charpy ou no DWTT e sua variação. De forma geral as simulações envolveram por volta de 10000 elementos para a geometria Charpy e 55000 elementos para as geometrias DWTT e DWTT PT.

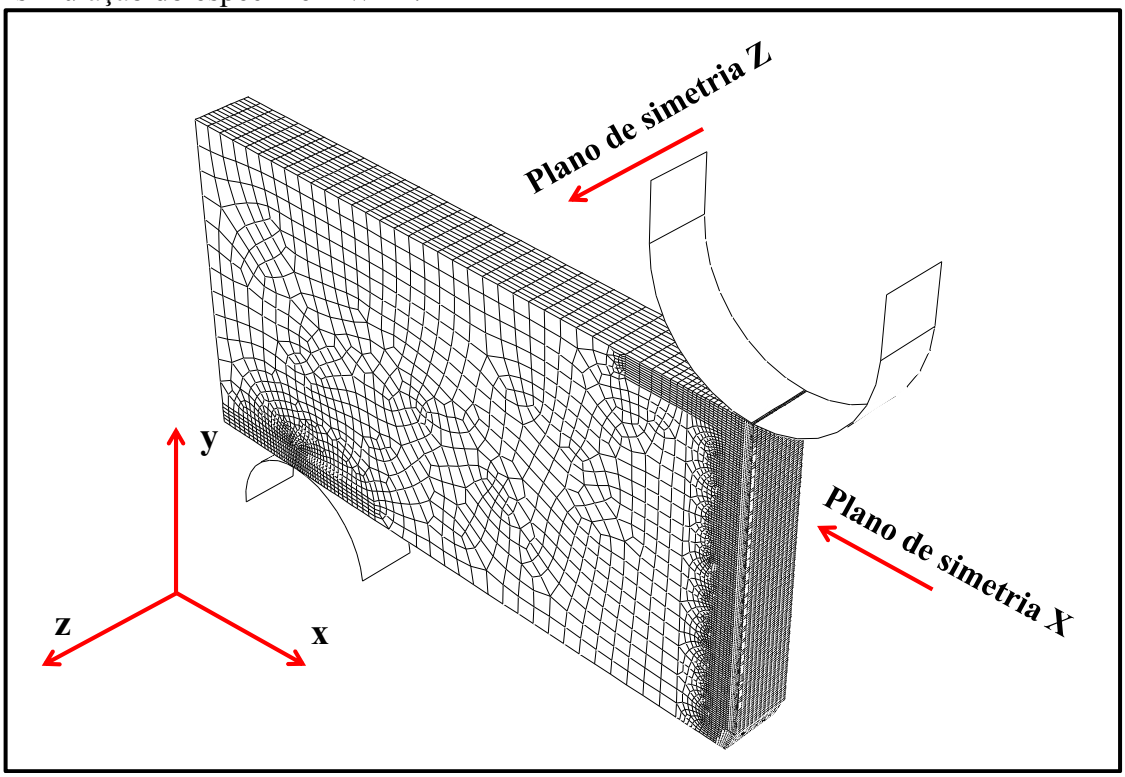
A modelagem da geometria DWTT PT é análoga a do DWTT convencional, com destaque apenas na aplicação das condições de contorno no plano de simetria x, onde para o caso da amostra pré-trincada foi aplicada condição de simetria apenas nos 70% restante do ligamento, ou seja, a trinca inicial foi modelada sem raio de ponta, o que, de acordo com análises preliminares, não influencia de forma relevante nos resultados.

Figura 36 – Ilustração do modelo e das condições de contorno utilizadas para simulação do espécime Charpy.



Fonte: Autor.

Figura 37 - Ilustração do modelo e das condições de contorno utilizadas para simulação do espécime DWTT.



Fonte: Autor.

As massas dos martelos foram modeladas, respectivamente, com 0,1 e 2,8 toneladas para o Charpy e DWTT. As velocidades de impacto para o aço X80 foram, respectivamente, de 4,85, 3,43 e 4,85 m/s para o DWTT, DWTT PT e Charpy. Para o aço X65 as velocidades foram 8,63, 8,63 e 4,85 m/s, respectivamente. Por fim para o aço X100 a velocidade foi de 4,85 m/s para o DWTT. Vale ressaltar que para o DWTT e DWTT PT os valores aqui apresentados coincidem exatamente com os dados experimentais, já para o Charpy a massa adotada é levemente superior à massa usual dos pêndulos de impacto, sendo essa escolhida por ter sido adotada na obra de Nonn e Kalwa (2013) e para garantir sobra de energia disponível, já que essa, diferentemente dos ensaios experimentais (LEIS, 2013), não influencia de forma significativa nos resultados numéricos. Vale notar que o único grau de liberdade livre do martelo é o deslocamento linear na direção y.

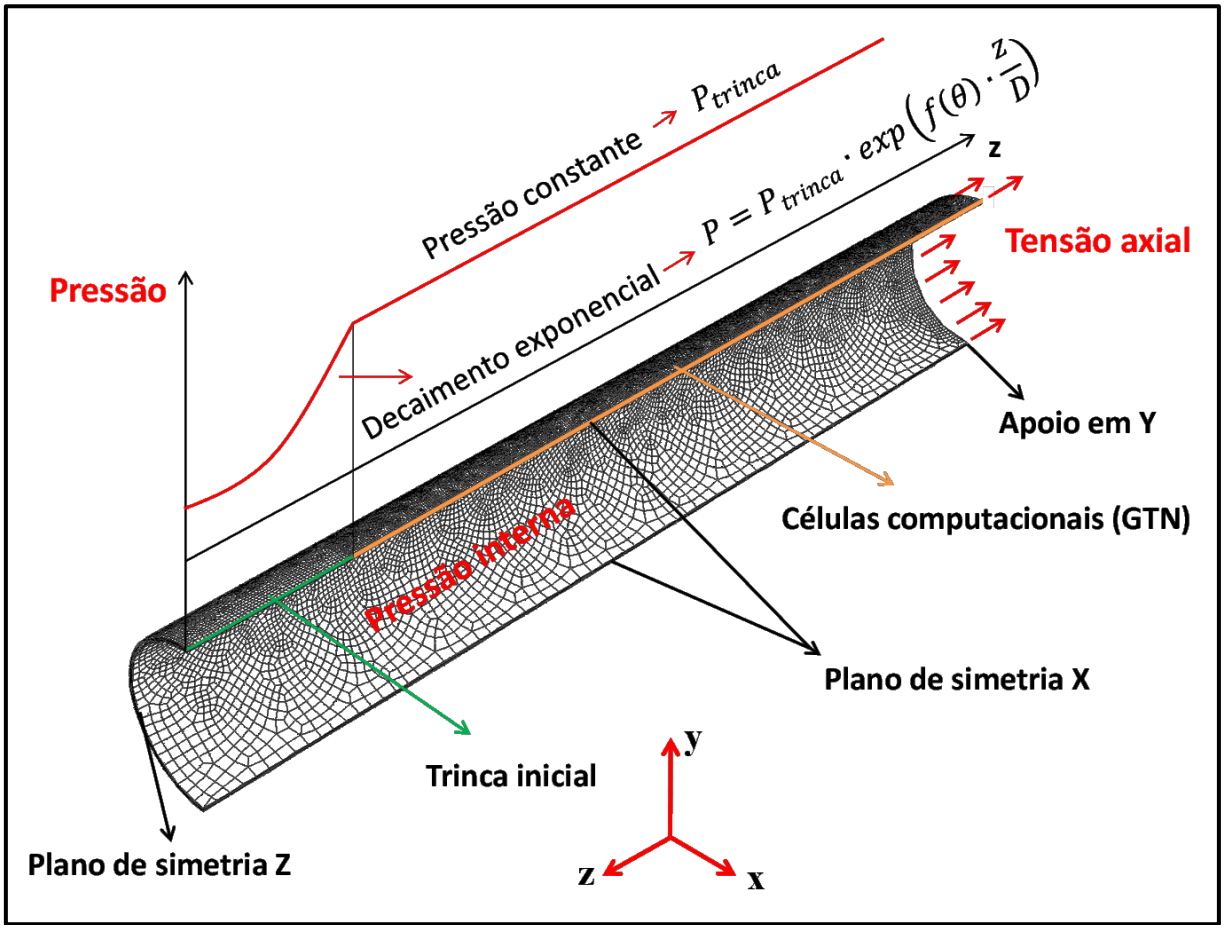
Os apoios e o martelo foram modelados como elementos rígidos analíticos, já que testes preliminares demonstraram que esse tipo de abordagem simplifica a análise, gera menor influência nos resultados e foi utilizada com sucesso em trabalhos recentes (DAVIS et al., 2013; NONN; KALWA, 2013; YU; RU, 2016). Ainda, o atrito entre os corpos rígidos e o espécime foi modelado segundo o modelo de Coulomb, sendo que um coeficiente de atrito de 0,1 foi adotado com base nas obras de Davis et al. (2013) e Ren et al. (2015). No entanto, como será mostrado adiante (Seção 3.5.1), foi constatado que a variação do coeficiente de atrito pode gerar um impacto significativo no ponto de máxima carga das curvas carga *vs*. deslocamento dos ensaios de impacto e na energia absorvida, logo, a seleção desse coeficiente deve ser feita com cautela e suporte nos eventos reais.

As propriedades elástica e plástica dos materiais foram definidas de acordo com o que foi apresentado na Seção 3.2. Os parâmetros do modelo de GTN ora foram baseados na literatura e ora calibrados pelo próprio autor para garantir maior aderência entre os ensaios experimentais e os modelos numéricos (vide Seção 3.5).

A geometria e as condições de contorno aplicadas a modelagem dos dutos são apresentadas na Figura 38. Fica evidente que existem dois planos de simetria, um de normal x e outro de normal y, que possibilitam a análise de um quarto do duto, sendo os nós desses planos restritos de forma análoga ao que foi apresentado para as geometrias Charpy e DWTT. O deslocamento vertical em y dos nós da base da extremidade livre é restrito para evitar movimento de corpo rígido, sendo que foram feitos alguns testes ora limitando esse deslocamento de toda aresta inferior do duto e ora não o restringindo de nenhum nó, conforme será apresentado na seção de resultados.

O comprimento dos dutos é de seis vezes o diâmetro externo (Tabela 6) para permitir que exista propagação estável sem efeito de borda e uma trinca inicial de comprimento igual ao diâmetro externo é introduzida no modelo para induzir o início da propagação da fratura, de forma similar ao que foi feito por Shim et al. (2008) e Nonn e Kalwa (2013). Os elementos do ligamento remanescente no plano de simetria X são modelados de acordo com o conceito de célula computacional seguindo o modelo de dano de GTN (Seção 2.5). O carregamento é simulado pela aplicação de uma pressão interna, cuja estratégia de modelagem de despressurização será explica adiante, e tensão axial proporcional a essa pressão para considerar efeito de tampa.

Figura 38 – Geometria, condições de contorno e carregamento aplicados aos modelos numéricos de dutos.



Fonte: Autor.

A correta descrição da despressurização que ocorre em um gasoduto com uma trinca em propagação é complexa, sendo muitas vezes necessárias análises fluido-dinâmicas para tal feito (SHIM et al., 2008), o que foge do escopo dessa dissertação. Diante disso, um modelo de

decaimento de pressão 3D simplificado, mas baseado em resultados experimentais (BERARDO et al., 2000), foi empregado.

A aplicação da pressão interna é dividida em duas regiões, uma à frente da ponta da trinca, onde foi desprezado o decaimento da pressão remota até a ponta da trinca pela aplicação de uma pressão constante, o que não afeta os resultados de forma significativa quando a velocidade de propagação da fratura é maior ou próxima a velocidade de propagação do som no material (SHIM et al., 2008; ABAKUMOV et al., 2009; NONN; KALWA, 2013; SCHEIDER et al., 2014), e outra atrás da ponta da trinca, sendo essa modelada por um decaimento de pressão exponencial até a pressão atmosférica de forma proporcional à distância da ponta da trinca, conforme apresentado na Figura 38.

É importante ressaltar que Völling et al. (2013) reportaram que o comprimento da região com queda de pressão influencia significativamente na pressão de *arrest* e geometria deformada do duto, o que tem respaldo fenomenológico já que quando a fratura se afasta significativamente de um determinado ponto, esse inevitavelmente passa a estar submetido apenas à pressão atmosférica. Essa influência foi verificada nessa dissertação e será apresentada e discutida na Seção 4.3.2.

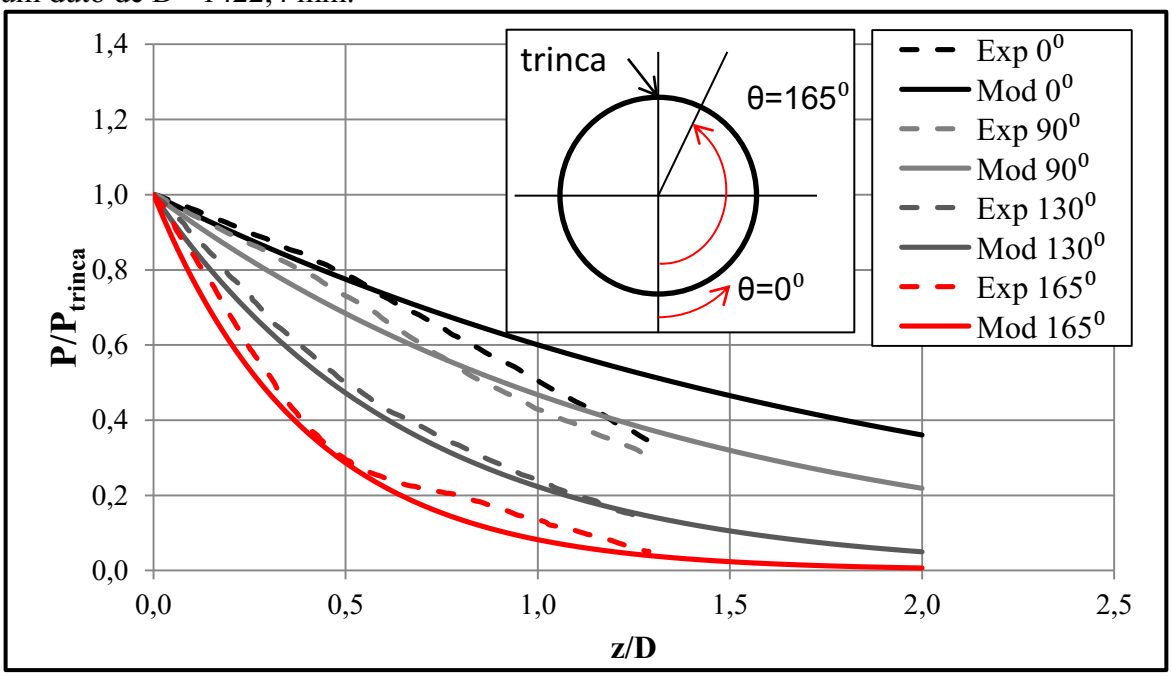
O decaimento exponencial apresentado na Figura 38 é modelado com base em resultados experimentais utilizados por Berardo et al. (2000) para reproduzir resultados de *burst tests* de dutos com $D = 1422{,}4\ mm$ de aços X80 e X100 e resultados analíticos apresentados por Abakumov et al. (2009) para um duto de mesmo diâmetro de aço X80.

A Figura 39 apresenta os resultados experimentais (Exp.) de Berardo et al. (2000) junto com as curvas modeladas matematicamente (Mod.) para aplicação nessa dissertação, ambos na forma da razão entre pressão (P) e pressão na ponta da trinca (P_{trinca}) em função da distância da ponta da trinca (z) normalizada pelo diâmetro externo (D). Note que os resultados experimentais foram medidos em quatro posições (0°, 90°, 130° e 165°) de acordo com o referencial angular adicionado no gráfico, sendo que a medida mais próxima do plano da trinca é realizada a 165°.

Com o intuito de reproduzir o fenômeno global da fratura dúctil de dutos de forma objetiva e pragmática essa dissertação despreza a variação circunferencial de pressão e modela todo o decaimento, independentemente do posicionamento (r, θ) dos elementos, em função do resultado para 165º. Diversos autores argumentam que essa simplificação não afeta os resultados de forma significativa (SHIM et al., 2008; ABAKUMOV et al., 2009; NONN;

KALWA, 2013; SCHEIDER et al., 2014), sendo essa estratégia portanto adequada para o objetivo de análise energética global dessa dissertação.

Figura 39 - Resultados experimentais e modelos matemáticos do decaimento de pressão em um duto de D =1422,4 mm.



Fonte: Autor "adaptado de" Berardo et al., 2000.

Os resultados de um *burst test* realizado em um duto de aço K65 da Nippon com $D = 1422{,}4\ mm$ e $t = 27{,}7\ mm$ (ABAKUMOV et al., 2009) são utilizados como referência para verificação da acurácia dos modelos numéricos dessa dissertação. Vale ressaltar que Abakumov et al. (2009) apenas menciona a classe do aço mas não fornece detalhes sobre as propriedades mecânicas. Diante disso foi utilizada como referência a obra de Stallybrass et al. (2013) onde os autores fornecem as propriedades do duto de aço K65 ($D = 1422{,}4\ mm$ e $t = 27{,}7\ mm$) fabricado pela EUROPIPE para o projeto russo *Bovanenkovo-Ukhta*, sendo que as propriedades mecânicas desse aço K65 na temperatura ambiente ($S_{LE} = 585\ MPa$ e $S_{LR} = 687\ MPa$) são semelhantes as do aço X80 ($S_{LE} = 663\ MPa$ e $S_{LR} = 713\ MPa$) utilizado nessa dissertação, permitindo portanto uma cautelosa comparação para validação da análise numérica.

Nesse teste a pressão interna inicial interna foi de $P = 15{,}0\ MPa$ e não houve medida da pressão instantânea, sendo que na simulação numérica, portanto, foi adotado um decaimento linear dessa pressão interna até o valor de 35% do inicial em 20 ms com o objetivo de reproduzir o *crack arrest* que ocorreu no ensaio real. Ainda, essa estratégia de

redução de pressão interna foi utilizada com sucesso por Shim et al. (2008) e Nonn e Kalwa (2013).

A aplicação dessa pressão variável acoplada ao decaimento exponencial explicado anteriormente representa um desafio do ponto de vista de implementação numérica, já que é necessário monitorar a posição instantânea da trinca e variar o carregamento imposto no modelo em cada incremento. Para isso foi elaborado um código em Fortran utilizando duas sub-rotinas da biblioteca do programa Abaqus, VDISP e VDLOAD, sendo que a lógica desse código será apresentada em detalhes na Seção 3.7.

Do ponto de vista da malha, a modelagem do duto é uma exceção já que para utilizar o mesmo tamanho de elemento utilizado para as geometrias Charpy e DWTT a simulação teria que ser processada com mais de 10^7 elementos, o que demandaria meses de processamento. Diante disso, foi utilizada uma malha menos refinada com $I_x = 0{,}25\ mm$, $I_y = 10\ mm$ e 6 elementos na espessura para o aço X80 ($I_z = 4{,}62\ mm$) totalizando mais de 300000 elementos, o que demandou aproximadamente 48 horas de processamento em um workstation de média capacidade.

3.4 PROCEDIMENTOS NUMÉRICOS

O software Abaqus (2013) foi utilizado como pré-processador e processador das análises numéricas realizadas nessa dissertação, sendo essas realizadas pelo código dinâmico explícito do software. As soluções elasto-plásticas incorporaram a teoria da plasticidade incremental de Mises (J_2) tanto para teoria de pequenas como grandes deformações. No caso dos modelos de dano, a teoria de Mises foi complementada pelo modelo de escoamento de GTN (GURSON, 1977; TVERGAARD, 1982; TVERGAARD; NEEDLEMAN, 1984) apresentado na Seção 2.5.

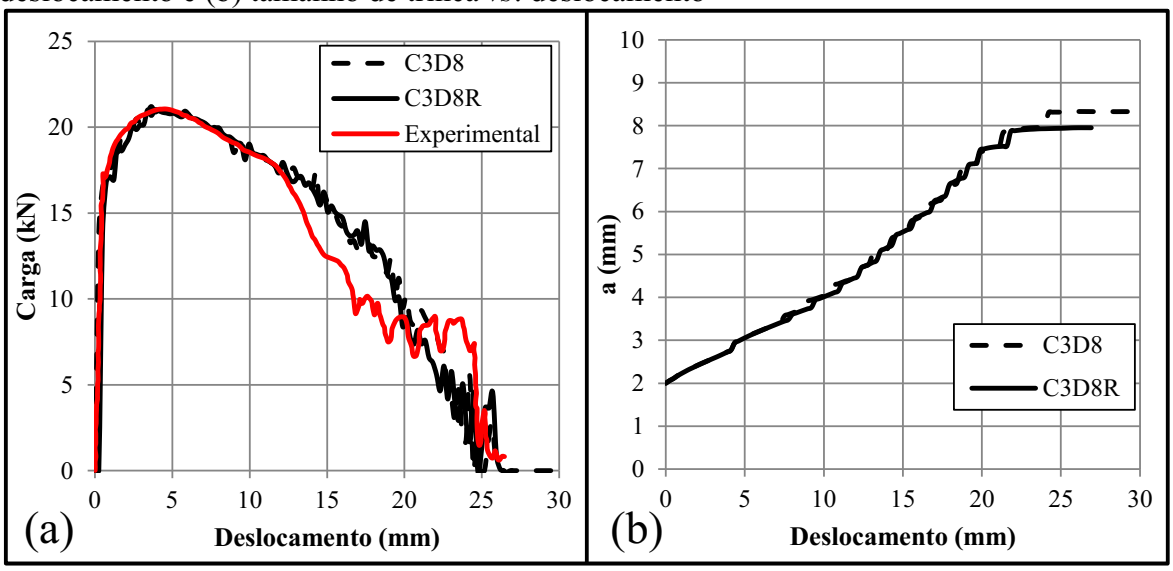
A evolução do modelo de dano de GTN é determinada pela porosidade efetiva, que, ao aumentar, leva a redução da capacidade de suportar carga do elemento, sendo que, no limite, quando a porosidade efetiva (f^*) se iguala à porosidade no instante da falha (f_F), a rigidez do elemento tende a zero e ele é "eliminado" da simulação, ou seja, a sua rigidez é retirada da matriz de rigidez global do sistema, propiciando assim a propagação da trinca. A integração das equações elasto-plásticas do modelo de GTN são realizadas utilizando o método reverso de Euler (ARAVAS, 1987), sendo que mais informações podem ser encontradas no manual teórico do software (SIMULIA, 2013).

3.4.1 Análise da formulação dos elementos C3D8 e C3D8R

É comum a utilização do elemento 3D hexaédrico de integração reduzida e interpolação linear (C3D8R) da biblioteca do Abaqus (2013), sendo que trabalhos anteriores (NONN; KALWA, 2013; SCHEIDER et al., 2014) foram bem sucedidos ao utilizar esse elemento para simulação de ensaios de impacto Charpy e DWTT. No entanto, esse tipo de elemento deve ser utilizado com cautela, já que, por utilizar um método de integração reduzida, apenas um ponto de integração é utilizado na resolução da Quadratura de Gauss (SIMULIA, 2013), o que faz com que o mesmo se transforme em um elemento de tensão e deformação constante de forma similar a um elemento do tipo CST (*Constant Strain Triangle*). Diante do exposto, por precaução e com o intuito de garantir a precisão dos modelos numéricos dessa dissertação, foi feita uma comparação entre resultados de duas simulações de um ensaio de impacto Charpy, uma utilizando elementos de integração reduzida C3D8R (1 ponto de integração), e outra utilizando elementos de integração completa C3D8 (8 pontos de integração).

Essa análise seguiu toda a metodologia apresentada anteriormente e utilizou como referência a obra de Nonn e Kalwa (2013) de onde foi possível extrair uma curva experimental de um ensaio Charpy de um aço X80 (EN ISO 148-1), as propriedades do aço X80, conforme apresentado na Tabela 9, e os parâmetros do modelo de GTN calibrados por Nonn e Kalwa (2013) para esse ensaio, no entanto, os parâmetros q_i recomendados pelo autor não garantiram um bom resultado, logo, foram utilizados os gráficos da Figura 29 para correção dos parâmetros q_i em função do expoente de encruamento e relação entre limite de escoamento e módulo de elasticidade do material ($q_1 = 1{,}39, q_2 = 0{,}99, q_3 = 1{,}93$). É importante ressaltar que as estratégias de calibração dos parâmetros do modelo de GTN e de pós-processamento dos resultados serão detalhadas nas próximas seções. A inserção dos resultados aqui apresentados tem a função exclusiva de comparar as capacidades dos elementos do tipo C3D8R e C3D8. Dessa forma, são apresentadas abaixo, para ambos os elementos, as curvas de carga *vs*. deslocamento do martelo (Figura 40 (a)) e evolução do tamanho da trinca em função do deslocamento do martelo (Figura 40 (b)).

Figura 40 - Curvas para comparação dos elementos C3D8R e C3D8 de (a) carga *vs*. deslocamento e (b) tamanho de trinca *vs*. deslocamento



Fonte: Autor.

Pela análise da Figura 40 (a) é possível notar que ambos os elementos propiciaram uma boa aderência ao resultado experimental até o ponto de máxima carga e início da propagação estável, sendo que há certo desvio a partir de um deslocamento de martelo de aproximadamente 13 mm, no entanto, isso não é foco de discussão dessa seção. Fica evidente que a utilização de mais pontos de integração, ou seja, a utilização do elemento C3D8, não influenciou de forma significativa nos resultados. A análise da Figura 40 (b) corrobora a

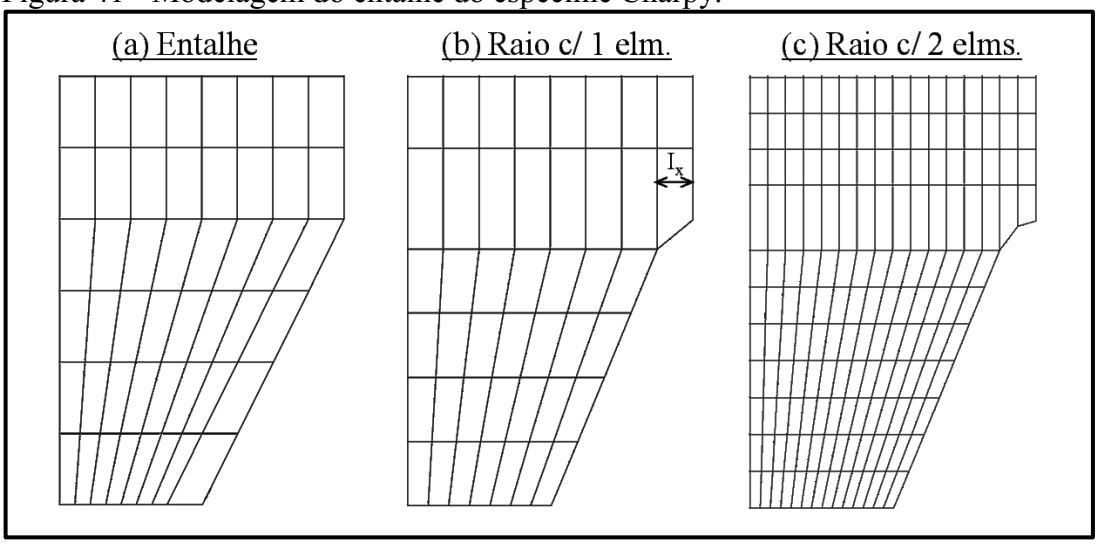
conclusão anterior, já que a previsão da evolução do tamanho de trinca em função do deslocamento do martelo também foi igual para ambos os elementos. Dessa forma, buscando otimizar o tempo das simulações numéricas e, ao mesmo tempo, garantir a precisão das mesmas, o elemento 3D hexaédrico de integração reduzida (C3D8R) será utilizado ao longo dessa dissertação.

3.4.2 Modelagem de entalhe dos espécimes

Como explicado ao longo do texto, é de amplo conhecimento que o tamanho do elemento exerce influência significativa no modelo de dano de GTN (RUGGIERI; PANONTIN; DODDS, JR., 1996; DAVIS et al., 2013). Dessa forma, é desejável que para que seja possível comparar resultados de diversas simulações o tamanho do elemento normal ao plano de propagação da trinca seja mantido constante, o que é um desafio já que as análises iniciais envolvem validação em espécimes do tipo Charpy que possuem dimensões reduzidas, conforme exposto na Figura 36, e o objetivo final é simular gasodutos, cujos diâmetros, espessuras e comprimentos possuem dimensões com ordem de grandeza em metros. Dessa forma, para garantir a viabilidade das simulações dos gasodutos, as análises dos espécimes do tipo Charpy devem envolver a utilização de malhas mais grosseiras. No entanto, como será apresentado nas próximas seções, mesmo com essa simplificação, foi possível, dados os devidos ajustes, obter uma boa aderência entre as curvas experimentais e numéricas.

Um dos maiores desafios para a utilização de malhas menos refinadas é a correta modelagem do raio do entalhe, que, para o espécime do tipo Charpy, vale 0,25 mm (ASTM E-23, 2012; EN ISO 148-1, 2010). Uma análise da Figura 41, onde as geometrias (a) e (b) apresentam elementos com altura em relação ao plano de propagação da trinca de I_y = 0,25 mm, leva a conclusão de que um maior número de elementos, como apresentado em (c), garante uma melhor caracterização do raio, no entanto, a obra de Nonn e Kalwa (2013), que é utilizada aqui como base para calibração dos modelos numéricos de reprodução do ensaio de impacto Charpy, utiliza ($I_x = 0{,}25\ mm$) e, embora os autores não tenham sido claros quanto ao tipo de modelagem utilizado, simulações prévias demonstraram que uma caracterização do tipo (b) garante boa convergência e aderência aos resultados experimentais. Além disso, esse é o tipo de estratégia usualmente utilizado para simulações incluindo células computacionais (RUGGIERI; PANONTIN; DODDS, JR., 1996). Diante do exposto, essa foi a estratégia utilizada para modelar entalhes dos espécimes Charpy e DWTT.

Figura 41 - Modelagem do entalhe do espécime Charpy.



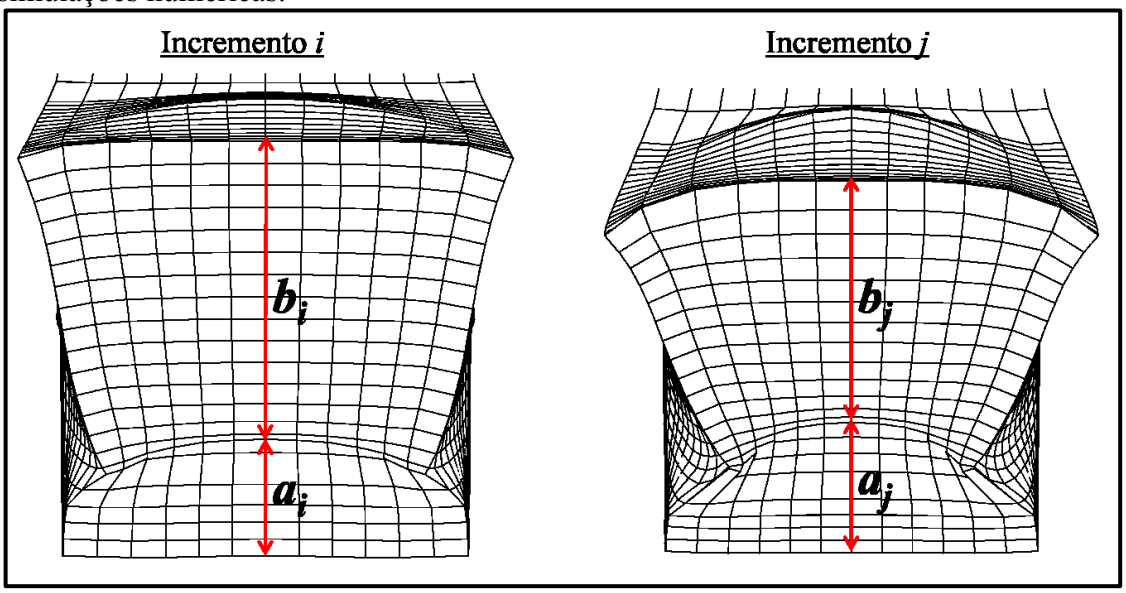
Fonte: Autor.

3.4.3 Medição de tamanho instantâneo de trinca

Medir de forma precisa o tamanho instantâneo de uma trinca é um desafio recorrente, mesmo em análises experimentais, onde uma técnica ótica ou de medição da variação de rigidez pode ser utilizada (ANDERSON, 2005), logo, é de se esperar que a medição dessa grandeza de forma numérica não seja trivial, ou seja, simplificações são inevitáveis. A estratégia adotada nessa dissertação consiste no monitoramento do ligamento remanescente instantâneo na posição central do espécime, dessa forma, conhecendo a altura original do espécime, é possível obter o tamanho instantâneo da trinca, sendo que técnica similar foi utilizada na obra de Yu e Ru (2016). Esse procedimento é ilustrado na Figura 42, onde no incremento i o tamanho da trinca a_i é obtido pela diferença entre o ligamento original b e o ligamento nesse instante b_i e no incremento j maior do que i é possível obter de forma análoga um valor de a_j maior do que a_i. Vale notar que é possível utilizar a mesma estratégia para obter o tamanho da trinca em todas as fileiras de elementos da espessura do espécime.

É importante notar que por esse método o tamanho da trinca irá variar tanto por distorção local, causada por deformação plástica no elemento de medição instantânea, quanto pela "remoção" do elemento na posição de medição. Dessa forma é de se esperar uma variação de tamanho de trinca não tão suave para as análises envolvendo o espécime Charpy, já que esse, devido às limitações apresentadas anteriormente, apresenta um número menor de elementos no ligamento remanescente.

Figura 42 - Ilustração do método de medição instantânea de trinca durante as simulações numéricas.



Fonte: Autor.

3.5 ESTRATÉGIA DE CALIBRAÇÃO DE PARÂMETROS

Essa seção descreve a estratégia para determinação do coeficiente de atrito, além dos parâmetros necessários para aplicação do modelo de GTN.

3.5.1 Influência do coeficiente de atrito

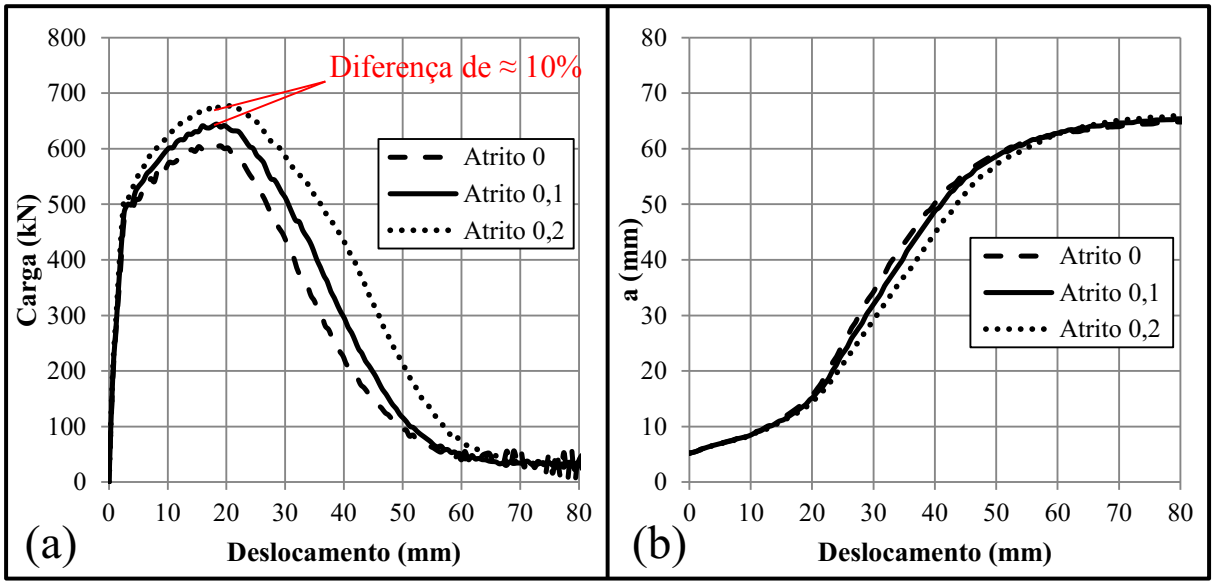
Ao modelar um ensaio de impacto utilizando o modelo de dano de GTN é importante garantir que a modelagem do atrito, aqui caracterizada pelo coeficiente de atrito, seja a mais representativa possível da situação real, já que, uma vez que a calibração dos parâmetros do modelo de dano busca a melhor aderência da curva numérica com a curva experimental, se o atrito não estiver devidamente modelado parte de seu efeito vai ser mascarado e embutido na calibração dos parâmetros do modelo. Sabe-se pela Tribologia, no entanto, que a correta determinação do coeficiente de atrito atuando entre duas superfícies durante um evento dinâmico, como, por exemplo, um ensaio de impacto Charpy ou DWTT, é desafiadora.

Diante do exposto, e com base nas obras de Davis et al. (2013), que utilizou um coeficiente de atrito de 0,1 para um aço X80 durante uma análise de sensibilidade dos parâmetros de GTN no ensaio Charpy, e Ren et al. (2015), que também utilizou um coeficiente de atrito de 0,1 mas para outra finalidade, já que modelou um processo de conformação plástica do tipo UOE de um aço X80, foi considerado para esse trabalho um

valor de coeficiente de atrito de 0,1. No entanto, mostrou-se necessária a realização de uma análise de sensibilidade para investigar os possíveis desvios envolvidos na utilização incorreta desse parâmetro, logo, com base nas mesmas obras consultadas, constatou-se que seria razoável investigar esse parâmetro variando seu valor entre 0 e 0,2. Para isso, as curvas de carga (Figura 43 (a)) e tamanho de trinca (Figura 43 (b)) em função do deslocamento do martelo foram comparadas, sendo essas obtidas de acordo com a metodologia apresentada anteriormente e com a utilização dos parâmetros de dano de GTN para o aço X80 da obra de Nonn e Kalwa (2013). Vale ressaltar que, com exceção do coeficiente de atrito, todos os demais parâmetros permaneceram constantes.

A análise da Figura 43 (a) permite concluir que a variação do coeficiente de atrito de 0,1 para 0,2, por exemplo, causa uma variação de aproximadamente 10% no ponto de máxima carga e aumenta em aproximadamente 16,5% a energia absorvida no ensaio, enquanto que, ao analisar a Figura 43 (b), é possível perceber uma menor sensibilidade na evolução do tamanho da trinca, principalmente no início e final da curva. Dessa forma, esses resultados corroboram que a escolha de um coeficiente de atrito intermediário de 0,1 para os aços em estudo nessa dissertação é uma simplificação razoável.

Figura 43 – Influência do coeficiente de atrito em um ensaio de impacto DWTT de um aço X80 pela análise de curvas, obtidas numericamente, de (a) carga *vs*. deslocamento e (b) tamanho de trinca vs. deslocamento.



Fonte: Autor.

Vale ressaltar que, embora o modelo de atrito de Coulomb seja amplamente aceito na comunidade científica para modelagem de ensaios dinâmicos de impacto (DAVIS et al., 2013; NONN; KALWA, 2013; SCHEIDER et al., 2014; REN et al., 2015) pode ser interessante

considerar um modelo de atrito de aderência por conta da elevada deformação plástica localizada no contato entre espécime e apoio. Note que por conta da objetividade, pragmatismo e resultados numéricos com boa aderência o modelo de Coulomb foi utilizado nessa dissertação.

3.5.2 Calibração dos parâmetros do modelo de GTN

Uma breve explicação fenomenológica sobre o modelo de GTN foi realizada na Seção 2.5, no entanto, é necessário estabelecer um procedimento prático para a calibração dos nove parâmetros associados ao modelo e da distância característica da célula computacional D_c. Diante disso, serão apresentadas abaixo as recomendações encontradas na literatura para determinação desses parâmetros.

Conforme explicado anteriormente, os parâmetros q_i introduzidos por Tvergaard (1982) são sensíveis ao expoente de encruamento, à razão entre o limite de escoamento e o módulo de elasticidade do material (FALESKOG; GAO; SHIH, 1998) e a triaxialidade (KIM; GAO; SRIVATSAN, 2004; VADILLO; SÁEZ, 2009), no entanto, só é possível, até o momento, corrigir de maneira prática as influências apresentadas por Faleskog, Gao e Shih (1998), sendo que, para isso a Tabela 11, que reproduz os dados dos gráficos apresentados na Figura 29, é utilizada. É importante notar que, para todas as simulações realizadas nessa dissertação, foram considerados os valores usuais de qi (TVERGAARD, 1982) e os valores corrigidos por Faleskog, Gao e Shih (1998), sendo que nem sempre os valores corrigidos possibilitaram obter resultados melhores, já que, não se pode esquecer, que a triaxialidade também exerce um papel significativo nessas análises.

Tabela 11 - Parâmetros q_i em função do expoente de encruamento e razão do limite de escoamento e módulo de elasticidade do material.

n	$\boldsymbol{\sigma_0/E = 0,001}$		$\boldsymbol{\sigma_0/E = 0,002}$		$\boldsymbol{\sigma_0/E = 0,003}$	
	$\mathbf{q_1}$	$\mathbf{q_2}$	$\mathbf{q_1}$	$\mathbf{q_2}$	$\mathbf{q_1}$	$\mathbf{q_2}$
0,025	1,88	0,956	1,84	0,977	1,74	1,013
0,050	1,63	0,95	1,57	0,974	1,48	1,013
0,075	1,52	0,937	1,45	0,960	1,33	1,004
0,100	1,58	0,902	1,46	0,931	1,29	0,982
0,150	1,78	0,833	1,68	0,856	1,49	0,901
0,200	1,96	0,781	1,87	0,800	1,71	0,836

Fonte: Autor “adaptado de” Faleskog, Gao e Shih, 1998.

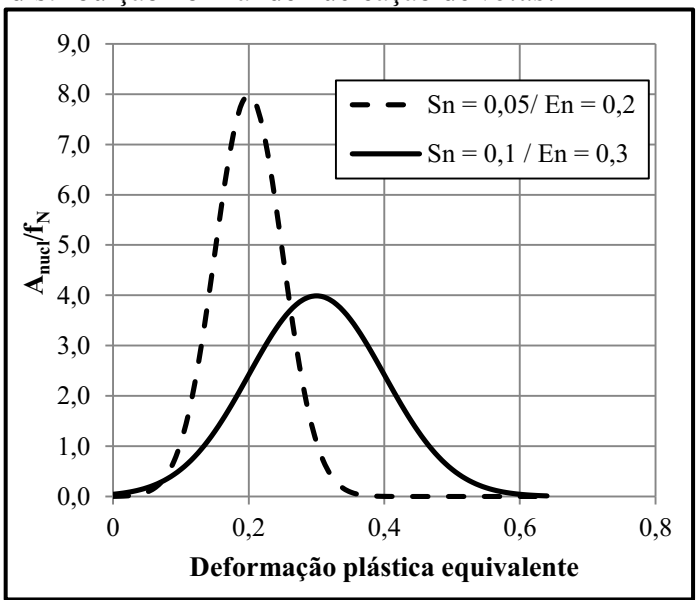
Com relação aos parâmetros relacionados à nucleação de "vazios" (ε_N, S_N e f_N), que é governada pela Equação 51, alguns autores como Chen e Lambert (2003) argumentam que a fração de "vazios" nucleados (f_N) possui uma fundamentação fenomenológica baseada na fração volumétrica de inclusões, no entanto deve-se tratar esta conexão com certas ressalvas, pois os aços atuais possuem estruturas cada vez mais limpas e com um maior número de elementos, onde microcavidades ("*dimples*") são nucleadas com e sem inclusões. Dessa forma f_N deve ser ajustado na busca da melhor aderência numérico-experimental do modelo.

Além disso, o valor médio da deformação para nucleação de "vazios" (ε_N) e o seu desvio padrão (S_N) costumam possuir faixas típicas para aços ferríticos aplicados a gasodutos (CHU; NEEDLEMAN, 1980; RUGGIERI; PANONTIN; DODDS, JR., 1996; NONN; KALWA, 2013), sendo essas apresentadas nas equações abaixo.

$$\varepsilon_N = 0{,}1 \sim 0{,}3 \tag{52}$$

$$S_N = 0{,}05 \sim 0{,}10 \tag{53}$$

Figura 44 - Ilustração do efeito de ε_N e S_N na distribuição normal de nucleação de *voids*.



Fonte: Autor.

Para facilitar o entendimento do impacto dessas variáveis foi elaborado um gráfico (Figura 44) da distribuição normal de nucleação de novos "vazios" (A_{nucl}), normalizada por um valor constante de fração de "vazios" nucleados ($f_N = 0{,}00015$), em função da deformação plástica equivalente ($\bar{\varepsilon}_p$), onde foram representadas duas curvas, uma com $\varepsilon_N = 0{,}3$ e $S_N = 0{,}1$, e outra com $\varepsilon_N = 0{,}2$ e $S_N = 0{,}05$. É possível notar que um aumento

em ε_N faz com que o pico de nucleação de "vazios" seja obtido com uma maior $\bar{\varepsilon}_p$, além disso, ao diminuir S_N, a região de nucleação de novos "vazios" é restrita a uma menor faixa de $\bar{\varepsilon}_p$, no entanto, a nucleação aumenta em torno da média.

Também é possível encontrar na literatura valores recomendados para os parâmetros relacionados à porosidade inicial (f_0) e coalescência de "vazios" (f_c e f_F), sendo que no caso da porosidade crítica (f_c), por exemplo, ainda restam dúvidas se ela pode ser considerada como uma propriedade do material, logo, esse parâmetro foi estimado com base nas obras de Chen e Lambert (2004) e Nonn e Kalwa (2013). A porosidade no instante da falha f_F é relacionada com o parâmetro κ, de acordo com a Equação 46, sendo esse parâmetro (κ) usualmente utilizado na faixa de 2 a 6, com um valor de 4 garantindo uma boa aderência para os aços em estudo nessa dissertação (RUGGIERI; PANONTIN; DODDS, JR., 1996; CHEN; LAMBERT, 2003; NONN; KALWA, 2013). Alguns autores controlam o modelo de GTN com base em f_F (CHEN; LAMBERT, 2003) e outros com base em κ (SCHEIDER et al., 2014), no entanto, em ambos os casos ao relacionar os dois parâmetros é possível constatar que κ vale aproximadamente 4, logo, essa foi a referência utilizada para essa dissertação. Por fim, a porosidade inicial (f_0), cuja medida metalúrgica não pode ser empregada diretamente no modelo de GTN devido às simplificações do mesmo (XIA; SHIH, 1995), é obtida de forma a garantir a correta aderência das curvas experimental e numérica.

A distância característica (D_c) foi inicialmente proposta buscando uma relação com a distância entre as maiores inclusões, de forma a ser estimada pela análise microscópica da superfície de fratura dúctil do material (RUGGIERI; PANONTIN; DODDS, JR., 1996), no entanto, além de a região de fratura dúctil não ser delimitada apenas pela distância das inclusões, essa medida é muito subjetiva e extremamente dependente do processamento e microestrutura do material em análise (KOSSAKOWSKI, 2014), logo, ela é geralmente calibrada de forma a maximizar a aderência entre a curva experimental e numérica.

Em resumo de tudo que foi apresentado anteriormente, pode-se dizer que oito parâmetros (q_1, q_2, q_3, ε_N, f_n, S_N, f_c, κ), ou são bem definidos em termos fenomenológicos, ou possuem valores sensivelmente consolidados na literatura, os demais (f_0, D_c) são variados de acordo com os valores usuais e intervalos frequentes encontrados na literatura até que haja a melhor aderência possível entre os resultados experimentais e numéricos. Dessa forma, fica clara a maneira pela qual os parâmetros utilizados nessa dissertação foram escolhidos, e vale ressaltar que sempre que um resultado for apresentado, ele será acompanhado dos parâmetros utilizados. Ainda, foi realizada uma análise de sensibilidade para todos os parâmetros (vide

Seção 4.1) com o intuito de melhor compreender o impacto dos mesmos nas geometrias em estudo (Charpy e DWTT).

3.6 ESTRATÉGIA DE SEPARAÇÃO DAS PARCELAS ENERGÉTICAS

É de amplo saber, conforme discutido ao longo dessa dissertação, que a energia total absorvida nos ensaios de impacto Charpy e DWTT não é diretamente relacionada com a energia dissipada durante a propagação de fratura dúctil em um gasoduto (LEIS, 1997; LEIS, 2015a,b; ZHU, 2015; YU; RU, 2016). Diante disso, alguns autores apontam que os principais efeitos desse desvio são as energias associadas à deformação plástica localizada dos apoios e dos martelos, assim como a energia associada a deformação de corpo do espécime. Rudland (2004) dividiu o deslocamento do martelo em deslocamentos advindos da deformação plástica local, movimento de corpo e propagação da trinca propriamente dita. A metodologia pode até ser discutível, já que envolveu modelos estáticos, sem propagação, e os ajustes matemáticos desses coeficientes só foram obtidos com a utilização de mais de 200 modelos (apenas para a gama de propriedades analisadas pelo autor). No entanto, a ideia da divisão de deslocamento em componentes é fortemente lastreada na fenomenologia do ensaio de impacto Charpy e DWTT.

Leis (1997) foi um dos primeiros a constatar que nem toda a energia absorvida no ensaio de impacto Charpy era de fato relacionada à propagação da fratura dúctil no mesmo. Por conta disso, propôs uma metodologia que hoje parece limitada, mas foi disruptiva e precursora para o entendimento fenomenológico desse tipo de fratura na época. O procedimento utilizado por Leis (1977) foi detalhado na Seção 2.4.3.1, mas cabe aqui realçar que de forma geral ele considerou que até o ponto de máxima carga da curva de carga vs. deslocamento a energia absorvida era integralmente consumida para a iniciação do defeito, sendo que, após esse ponto, a energia absorvida tinha relação com a resistência à propagação de fratura dúctil de gasodutos. Essa abordagem foi a base para os estudos de Yu e Ru (2016) e para a estratégia que será apresentada nessa dissertação.

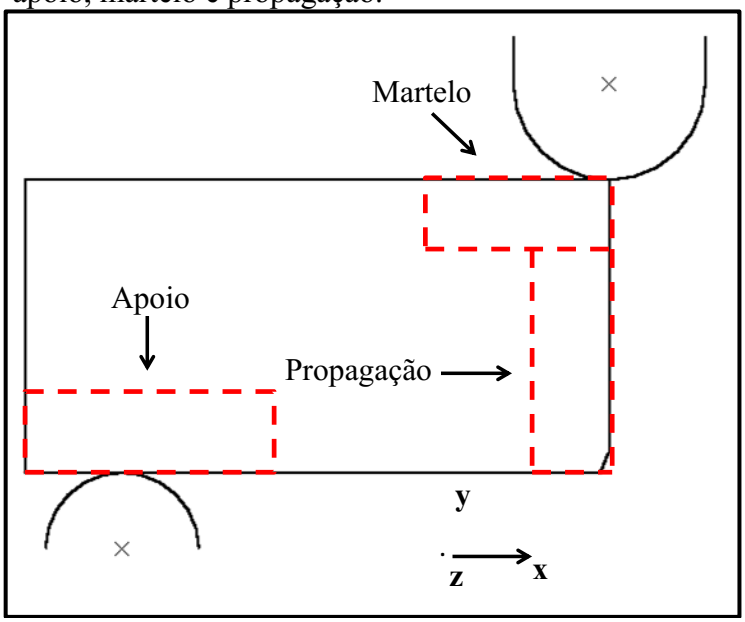
Yu e Ru (2016), conforme apresentado na Seção 2.5, publicaram um artigo apresentando uma metodologia que tenta isolar a energia de fratura ao dividi-la em duas parcelas, uma associada à “ruptura” da camada de elementos de dano, no caso elementos coesivos, e outra, associada à energia absorvida pela deformação plástica atuante ao redor da ponta da trinca. Yu e Ru (2016) reportaram que (para as condições de contorno de suas

análises de um aço) a energia de fratura tende a corresponder a aproximadamente 28% da energia total absorvida no ensaio de impacto DWTT de um aço API X80 com propriedades semelhantes ao utilizado nessa dissertação. A ideia merece mérito, no entanto os autores não foram claros quanto à metodologia.

Com base nos conceitos apresentados anteriormente e partindo da base fenomenológica dos ensaios de impacto Charpy e DWTT, essa dissertação propõe um método gráfico diferente de divisão de energias, isolando domínios onde o campo de tensões desvia do campo de tensões hipotético que ocorreria se não houvesse martelo, apoio e a trinca se propagando. De maior interesse é o domínio de propagação da trinca já que há de se esperar que quase a totalidade da energia absorvida nesse domínio durante o trecho de propagação estável esteja associada à propagação de fratura dúctil em um duto. Essa abordagem é disruptiva e fundamental para avançar na compreensão da correlação das parcelas energéticas associadas à propagação estável de fratura dúctil em ensaios de laboratório e no duto.

A Figura 45 ilustra a divisão de domínios para isolar as energias associadas ao apoio, martelo e propagação. A ideia é que a energia absorvida por elementos dentro desse domínio estejam associadas ao próprio domínio, que é determinado com base nas distribuições de tensões. Todos os resultados que serão apresentados nessa seção foram obtidos para o aço API X80, sendo que resultados para os demais materiais podem ser encontrados no Apêndice B. Os resultados foram semelhantes para todos os materiais e geometrias em análise.

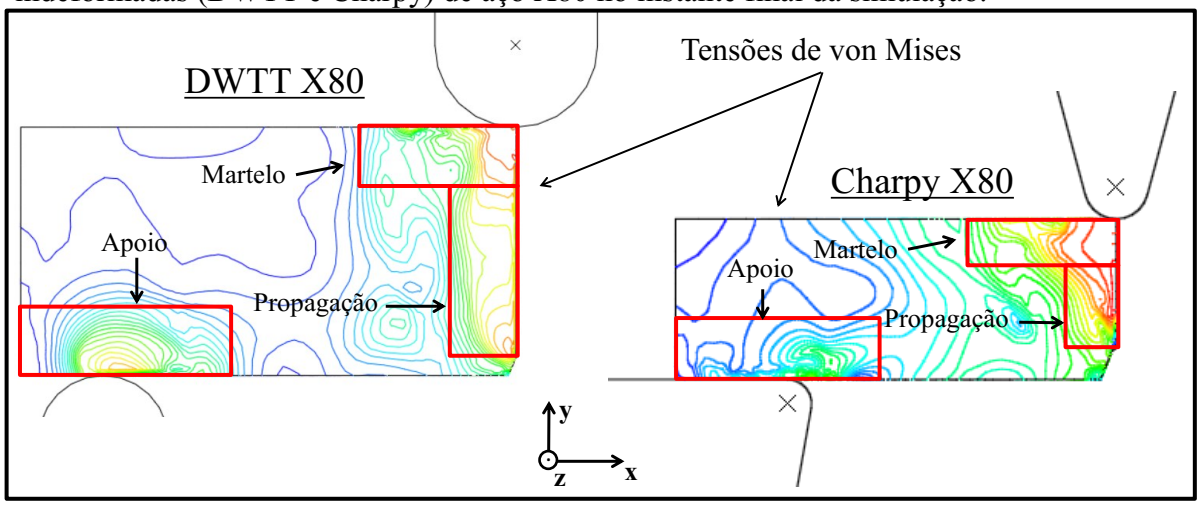
Figura 45 – Ilustração da determinação de domínios do apoio, martelo e propagação.



Fonte: Autor.

A Figura 46 apresenta um gráfico de contornos da tensão de von Mises, junto com os domínios, para ambas as geometrias (DWTT e Charpy) no instante final da simulação, mas com geometrias indeformadas para melhor visualização. Ainda, não é apresentada uma escala porque o valor absoluto da tensão aplicada não é relevante para essa análise, mas sim a sua distribuição e concentração no apoio, martelo e ao longo do ligamento por conta da propagação da fratura.

Figura 46 – Ilustração dos contornos da tensão de von Mises em ambas as geometrias indeformadas (DWTT e Charpy) de aço X80 no instante final da simulação.



Fonte: Autor.

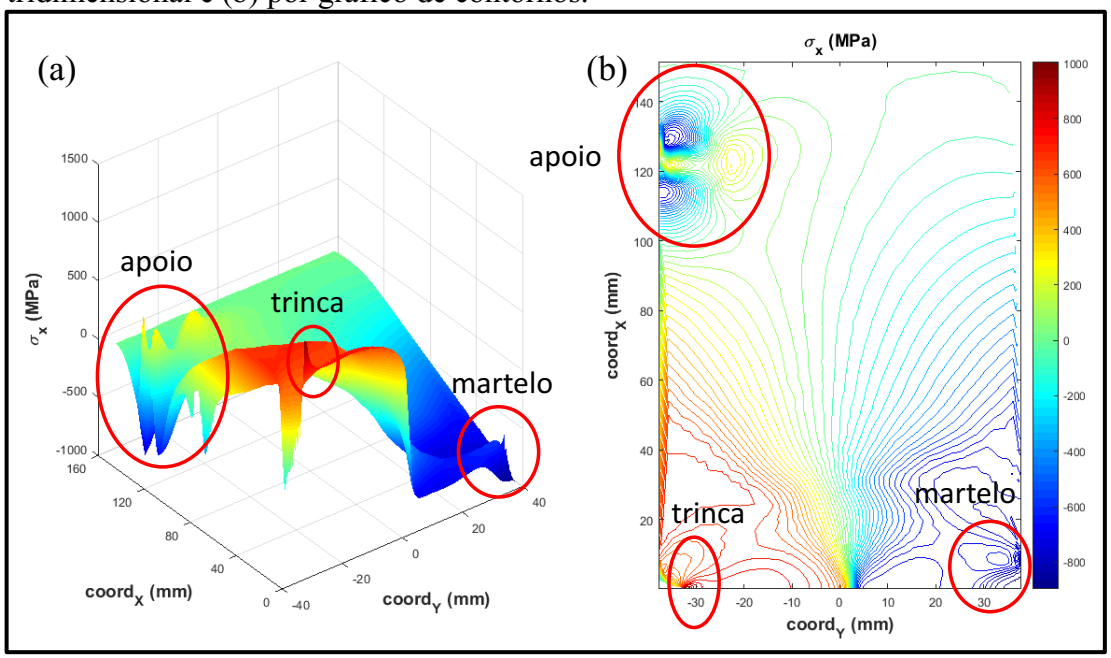
Para um melhor entendimento de como essa perturbação nos campos de tensão evolui durante a simulação, serão apresentados abaixo resultados tridimensionais da distribuição de tensão normal na direção x (σ_x) na superfície livre da geometria DWTT (geometria essa detalhada nas Figuras 34 e 38) de aço X80. Note que a superfície livre está em EPT, sendo que um maior detalhamento sobre o estado de tensões será apresentado na Seção 4.3.1. Esses gráficos 3D serão acompanhados de gráficos de contorno, similares aos apresentados na Figura 46.

A Figura 47 (a) apresenta a distribuição tridimensional de σ_x para o instante de início da propagação da trinca ($a/W = 0{,}08$). Os círculos vermelhos chamam atenção para as perturbações nas regiões de contato do apoio e martelo, assim como na região de posição instantânea da trinca. A Figura 47 (b) apresenta o mesmo resultado de forma mais lúdica, onde pelas linhas de contorno é possível enxergar com maior clareza os campos de tensão perturbados.

A Figura 48 apresenta a mesma análise só que para um instante de propagação estável onde $a/W = 0{,}42$. Note que enquanto a perturbação no campo de tensões na região do

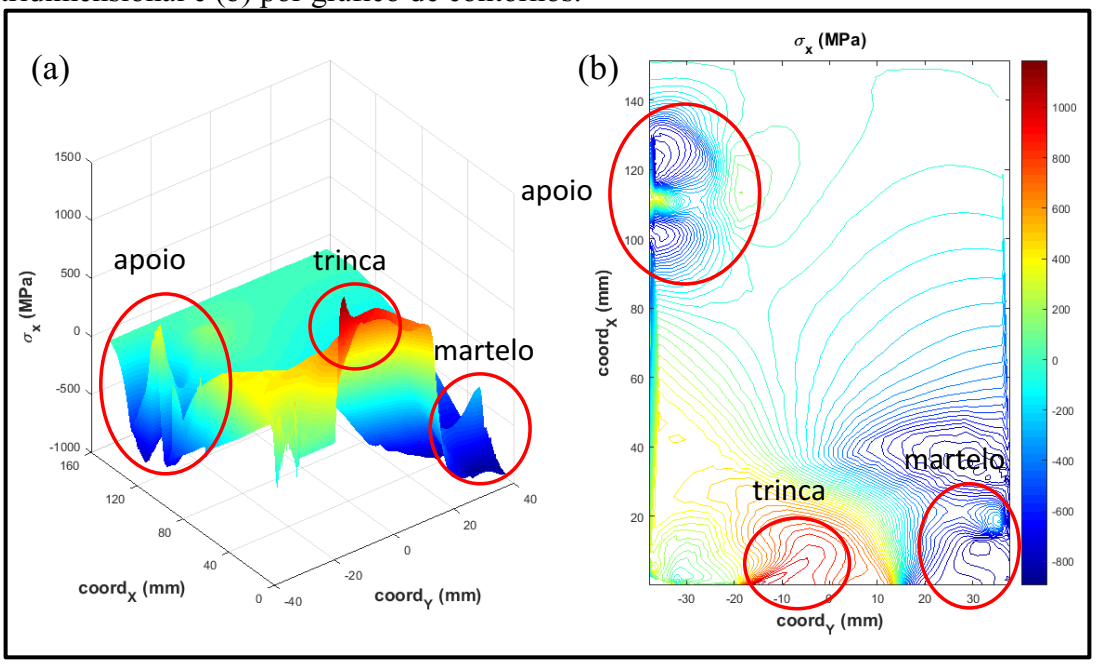
martelo se mantém muito parecida à análise anterior (Figura 47) as regiões de impacto do martelo e de ponta instantânea da trinca passam a apresentar uma perturbação mais significativa.

Figura 47 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X80 para o instante de inicio de propagação da trinca (a/W = 0,08) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



Fonte: Autor.

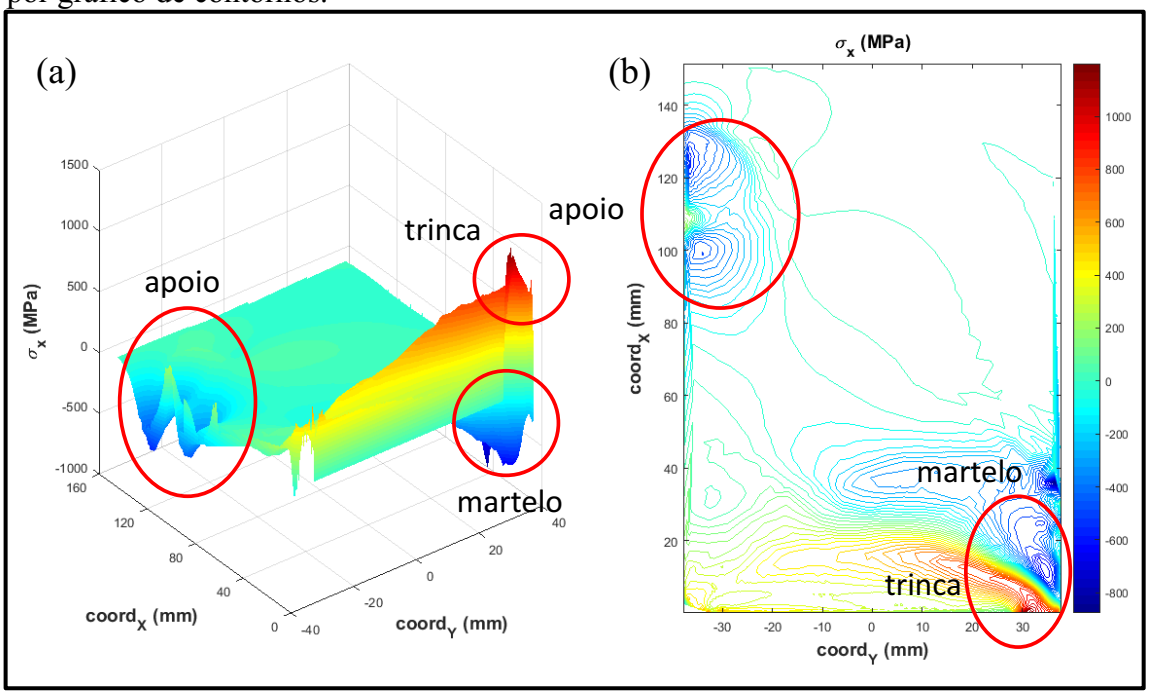
Figura 48 - Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X80 para um instante de propagação estável da trinca (a/W = 0,42) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



Fonte: Autor.

Por fim, a Figura 49 repete as duas análises anteriores para o último incremento da simulação ($a/W = 0{,}84$). Novamente, enquanto a perturbação gerada pelo apoio continua com a mesma forma variando apenas em magnitude a perturbação do martelo e da ponta instantânea de trinca variam de forma significativa e agora são delimitadas por um único domínio (Figura 49 (a)). Note na Figura 49 (b) que o rastro de deformação plástica deixado pela trinca deixa uma "marca", ou um registro da perturbação do campo de tensões associada a esse evento.

Figura 49 - Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X80 para o último incremento da simulação ($a/W = 0{,}84$) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



Fonte: Autor.

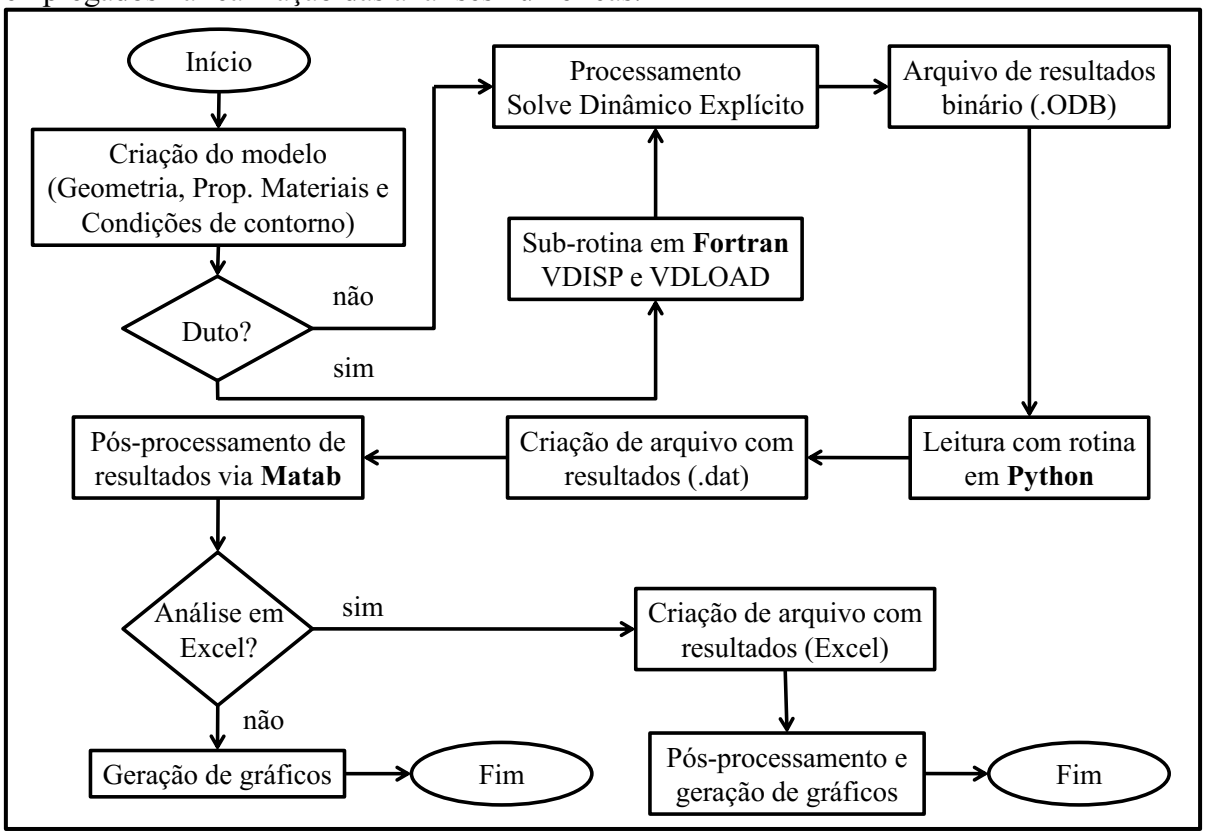
Foi com base em todas as análises de campos de tensões apresentadas anteriormente e no Apêndice B que os domínios foram determinados. Os resultados mostram que essa estratégia parece razoável, conforme será detalhado na Seção 4.4.3.

3.7 ROTINAS DE PÓS-PROCESSAMENTO DOS MODELOS NUMÉRICOS

Algumas rotinas de programação tiveram que ser desenvolvidas para garantir o correto tratamento dos dados obtidos via simulações numéricas. O propósito dessa seção é detalhar esses procedimentos com o auxílio de fluxogramas, já que, como todas as rotinas juntas totalizam mais de 7000 linhas de programação, é inviável a transcrição completa das mesmas.

A Figura 50 apresenta um fluxograma geral das análises numéricas, que se inicia pela criação completa do modelo, de acordo com a metodologia apresentada anteriormente, seguida de processamento no Solver Dinâmico Explícito do Abaqus, sendo que nas simulações de dutos uma rotina em Fortran, que será detalhada adiante (Figura 51), é executada em paralelo. Os resultados são escritos em um arquivo binário com extensão ODB, *output databse*, que é lido por uma rotina em Python (Figura 52), compilada pelo próprio Abaqus, cujo objetivo é ler os resultados e escrevê-los em um arquivo com extensão amigável para leitura numérica (.dat). Esses novos arquivos são lidos e pós-processados via rotina em Matlab (Figura 53), sendo que em alguns casos gráficos 3D são gerados diretamente pelo programa e em outros os arquivos pós-processados são escritos em Excel para posterior ajuste e geração de gráficos.

Figura 50 - Fluxograma geral dos procedimentos, incluindo rotinas de programação, empregados na realização das análises numéricas.

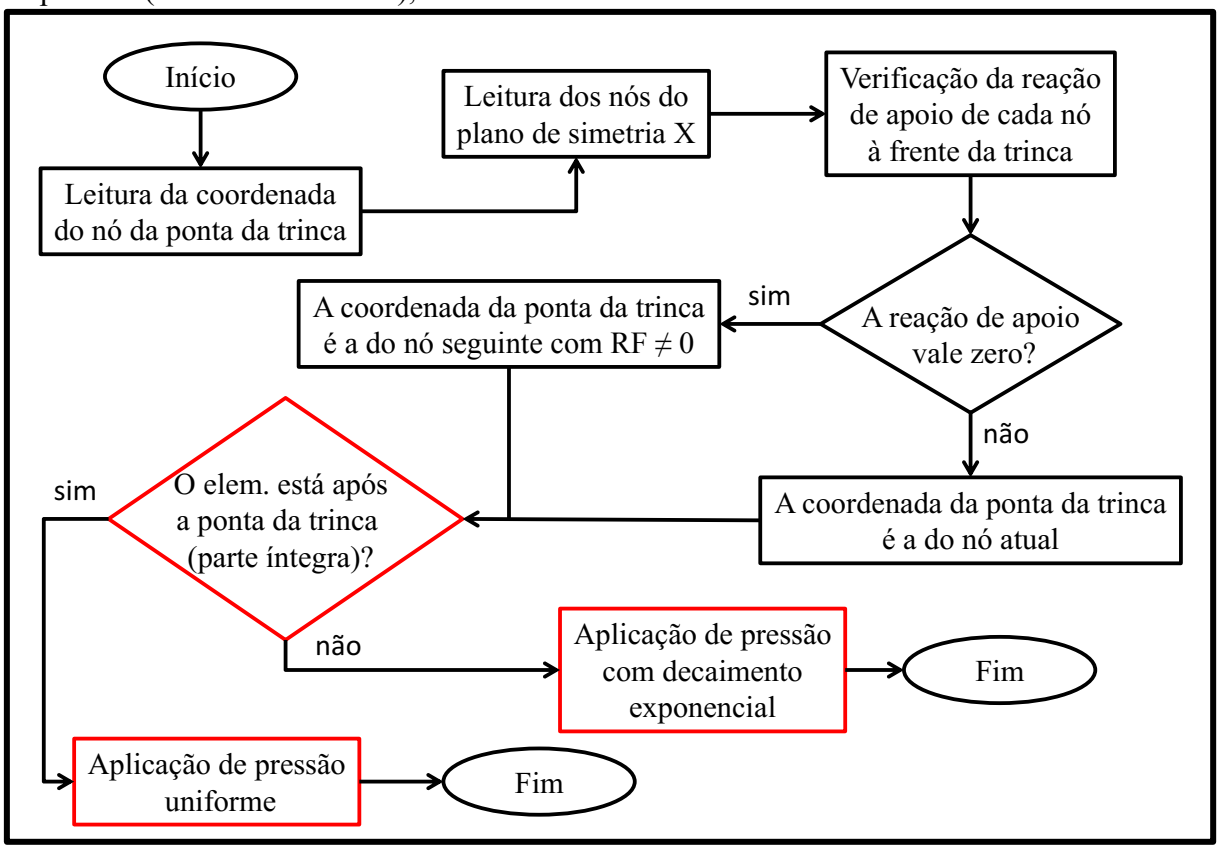


Fonte: Autor.

O fluxograma simplificado da rotina em Fortran desenvolvida para aplicação da pressão variável em dutos (Seção 3.3) e que utilizou duas sub-rotinas da biblioteca do Abaqus, VDISP e VDLOAD, é apresentado na Figura 51. Note que esse fluxograma é repetido para todos os incrementos da simulação, sendo que as etapas de execução da sub-

rotina VDISP (contorno preto) têm como objetivo a determinação da coordenada instantânea na ponta da trinca, o que é obtido pela análise da reação de apoio dos nós a frente do nó que era a ponta da trinca no incremento anterior, de forma que quando a reação de apoio (RF) de um nó logo a frente vale zero significa que o elemento associado aquele nó já não possui mais rigidez, ou seja, a trinca se propaga e sua coordenada é atualizada. Em seguida, a sub-rotina VDLOAD (contorno vermelho) é acionada para que seja possível aplicar carregamentos diferentes para os elementos atrás, pressão constante, e a frente (parte íntegra) da ponta da trinca, pressão com decaimento exponencial (Seção 3.3).

Figura 51 - Fluxograma simplificado da rotina desenvolvida em Fortran para monitoramento da posição instantânea da trinca (contorno preto), com sub-rotina VDISP, e aplicação variável de pressão (contorno vermelho), com sub-rotina VDLOAD.

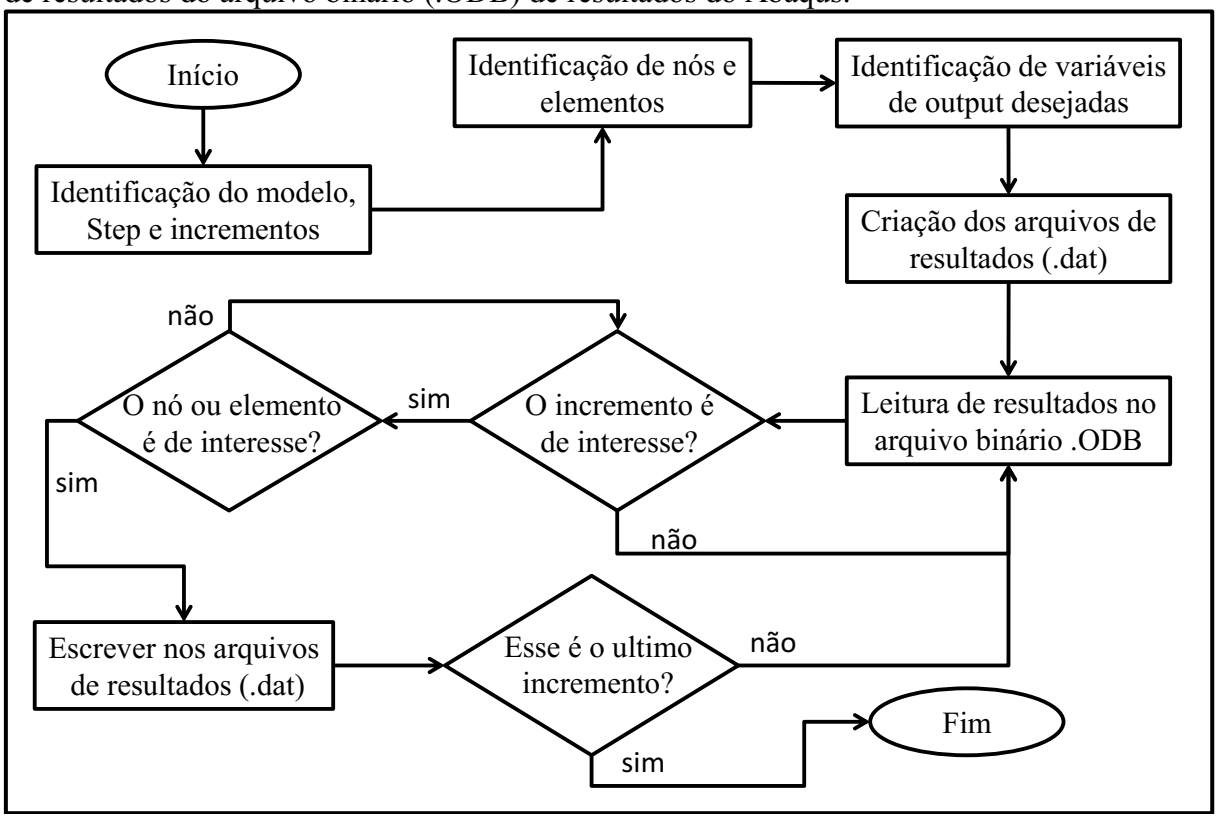


Fonte: Autor.

A Figura 52 apresenta o fluxograma da rotina em Python para leitura completa e posterior escrita em arquivos de outra extensão dos resultados do arquivo binário (ODB) gerado pelo Abaqus. Uma vez identificados os incrementos, nós, elementos e variáveis de interesse é possível lê-los na forma binária e reescrevê-los na forma usual, no caso em extensão dat.

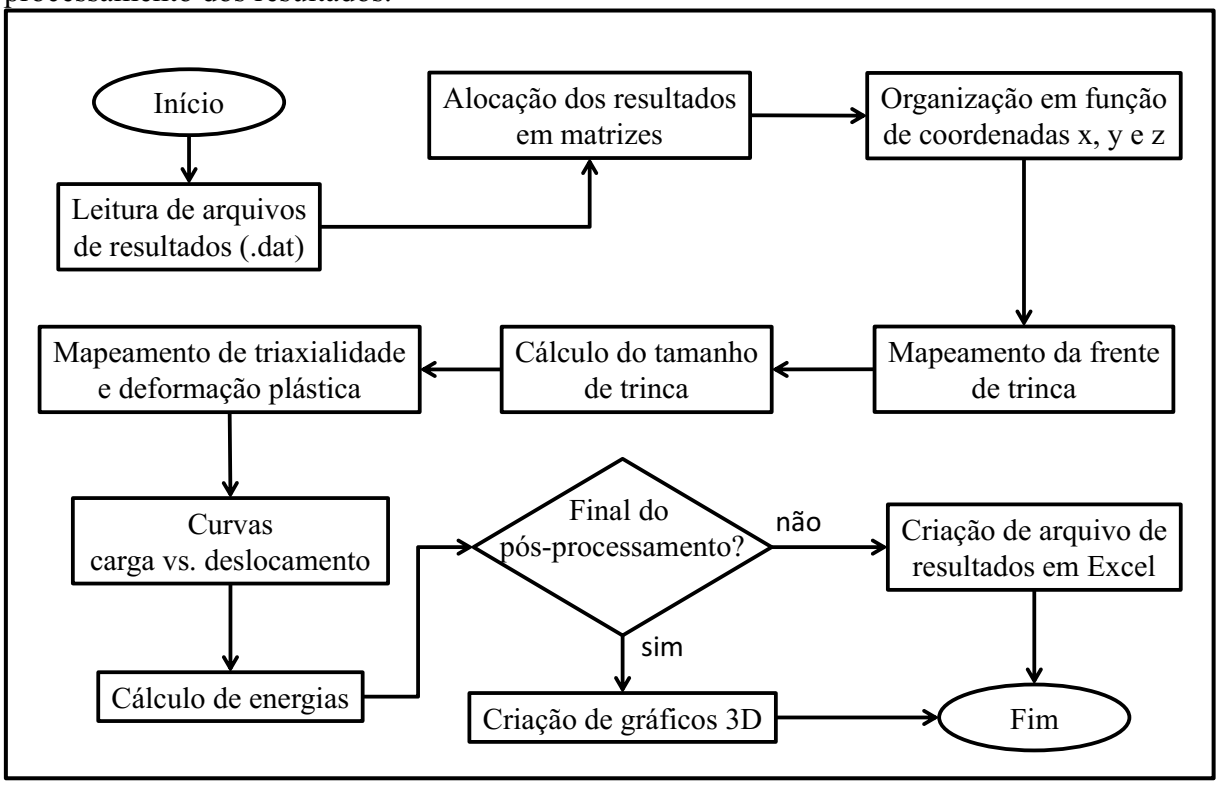
O fluxograma da rotina desenvolvida em Matlab é apresentado na Figura 53, onde os arquivos de resultados (.dat) são lidos, de forma que os resultados sejam alocados em matrizes e ordenados em função das coordenadas x, y e z, seja ele nodal ou no ponto de integração do elemento. Em seguida a frente da trinca é mapeada para cada incremento, o que leva a determinação do tamanho instantâneo da trinca, de acordo com a metodologia apresentada na Seção 3.4.3. Há ainda o mapeamento de triaxialidade e deformação plástica, que possibilitam gerar os resultados apresentados na Seção 4.3, a obtenção das curvas de carga vs. deslocamento (Seções 4.1 e 4.2) e o cálculo de energias (Seção 4.4), seguidos da geração de gráficos 3D ou arquivos de resultados em Excel (dependendo da grandeza a ser avaliada e sua complexidade).

Figura 52 - Fluxograma simplificado da rotina desenvolvida em Python para leitura completa de resultados do arquivo binário (.ODB) de resultados do Abaqus.



Fonte: Autor.

Figura 53 – Fluxograma simplificado da rotina desenvolvida em Matlab para pós-processamento dos resultados.



Fonte: Autor.

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Essa seção se dedica a apresentar e discutir os resultados numéricos obtidos nessa dissertação.

4.1 ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DO MODELO DE GTN

Após uma extensa busca na literatura, foi constatado que embora diversos autores tenham estudado a influência dos parâmetros de GTN (GURSON, 1977; TVERGAARD, 1982; TVERGAARD; NEEDLEMAN, 1984) em modelagens numéricas quase estáticas (RUGGIERI; PANONTIN; DODDS, JR., 1996), não existem muitos dados disponíveis relacionados à análise de sensibilidade dos parâmetros desse modelo aplicados em modelagens dinâmicas, como os ensaios de impacto Charpy e DWTT, com exceção de uma breve análise realizada na obra de Davis et al., (2013) para o ensaio Charpy, onde não foi verificada, por exemplo, a influência da variação dos parâmetros q_i introduzidos por Tvergaard (1982). Diante do exposto, com o intuito de expandir os dados disponíveis na literatura e, principalmente, auxiliar no processo de calibração dos parâmetros da metodologia apresentada, foi elaborada uma análise de sensibilidade de todos os nove parâmetros do modelo de dano de GTN para as geometrias Charpy e DWTT (Seção 3.1).

O modelo constitutivo (Tabela 9) e parâmetros do modelo de GTN (Tabela 12) que descrevem os ensaios de impacto Charpy e DWTT do aço X80 foram utilizados como referência, em seguida, com base na estratégia de calibração desenvolvida (vide Seção 3.5.2), foram escolhidos dois valores adicionais para cada parâmetro (Tabela 13), sendo que em cada análise todas as variáveis, com exceção do parâmetro em estudo, permaneceram constantes e iguais aos valores de referência. Note que pelo número excessivo de variáveis em análise (9 parâmetros diferentes) foram escolhidos apenas dois valores adicionais (baseados na literatura) para cada variável. Os resultados deixam clara a tendência de impacto de cada parâmetro (Seções 4.1.1 e 4.1.2), o que era exatamente o objetivo inicial.

A análise de influência dos parâmetros foi realizada com base na comparação das curvas de carga (reação de apoio) e tamanho de trinca *vs*. deslocamento do martelo (Seção 4.1.1) e energia total absorvida e velocidade de propagação da fratura em função dos níveis de cada variável (Seção 4.1.2). Ao todo foram conduzidas 34 análises, 2 de referência e 16 para cada geometria, com a utilização de dois valores para cada um dos 8 parâmetros variáveis,

sendo que como o parâmetro $q_3 = q_1^2$ é calculado diretamente pelo valor de q_1 (TVERGAARD, 1982), não há necessidade de analisá-lo isoladamente. Vale ressaltar que todas as análises seguiram a metodologia apresentada anteriormente.

Tabela 12 – Parâmetros do modelo de GTN utilizados como referência para análise de sensibilidade.

f_0	f_c	κ	f_N	ε_N	S_N	q_1	q_2	q_3	I_y
0,00015	0,02	4	0,0015	0,3	0,1	1,5	1,0	2,25	0,25

Fonte: Autor.

Tabela 13 – Valores assumidos pelos parâmetros do modelo de GTN durante análise de sensibilidade.

f_0	f_c	κ	f_N	ε_N	S_N	q_1	q_2	q_3
0,0003	0,01	2	0,005	0,1	0,05	1,4	0,9	1,96
0,001	0,05	6	0,01	0,2	0,2	1,6	1,1	2,56

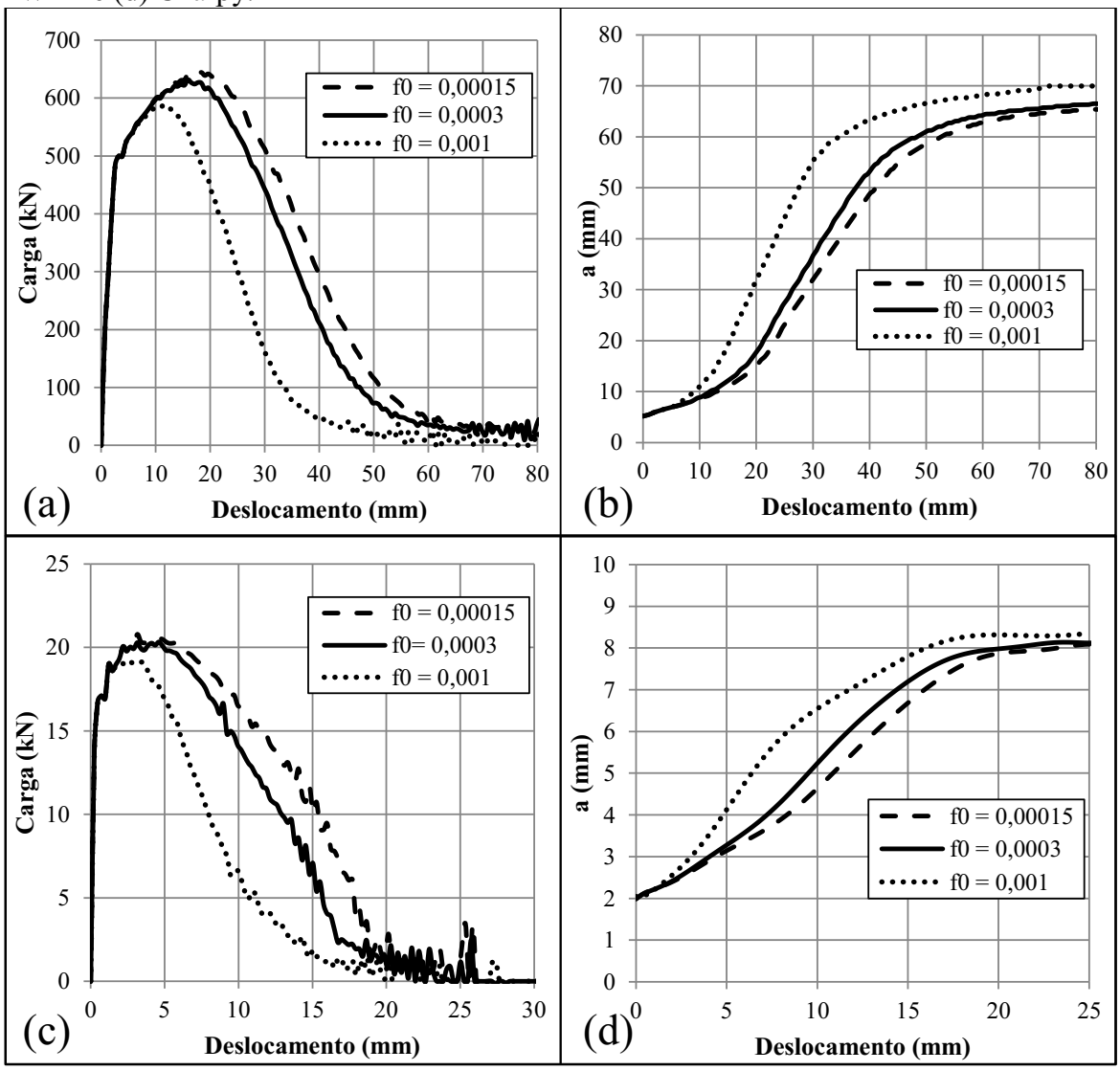
Fonte: Autor.

Com o intuito de garantir a objetividade da dissertção, nas Seções 4.1.1 e 4.1.2 são apresentados apenas os resultados obtidos para a porosidade inicial (f_0) seguidos de uma discussão geral sobre o comportamento das variáveis, sendo que os resultados completos seguidos de discussão detalhada para todos os parâmetros são apresentados no Apêndice C. Vale ressaltar que essa análise gerou um extenso compêndio de resultados para uso da comunidade científica.

4.1.1 Evolução da carga e tamanho de trinca

A influência da variação da porosidade inicial (f_0) pode ser compreendida pela análise da Figura 54, onde é possível concluir que, para ambas as geometrias, um aumento no valor de (f_0) leva a uma redução do ponto de máxima carga e na capacidade de absorção de energia, ou seja, a área abaixo da curva é menor (Figura 54 (a) e (c)). Por consequência, o aumento de (f_0) leva a um maior valor de tamanho de trinca para o mesmo deslocamento do martelo (Figura 54 (b) e (d)), já que ao partir de uma porosidade inicial maior, a porosidade efetiva (f^*) leva menos tempo para atingir o valor de falha (f_f) que causa a remoção do elemento da simulação, propiciando assim a propagação da trinca.

Figura 54 – Influência da porosidade inicial $\boldsymbol{f_0}$ nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy.



Fonte: Autor.

A interpretação da análise de sensibilidade completa (Seção 4.1.1 e Apêndice C) permite concluir que, de forma geral, qualquer variação dos parâmetros introduzidos por Gurson (1977) (f_0, f_c, κ, f_N, ε_N e S_N) que levem a um aumento na taxa de nucleação ou coalescimento de "vazios" irá promover a queda de rigidez do elemento, o que leva a perda de capacidade de suportar carga, acarretando na redução da energia absorvida no elemento até a falha, de forma que a propagação da trinca via "remoção" de elementos da simulação ocorre com maior facilidade. Com relação aos parâmetros de Tvergaard (1982), uma perda de rigidez é obtida pelo aumento de q_1 e q_2. Ainda, para todas as análises aqui realizadas, a tendência de resposta foi a mesma para as geometrias Charpy e DWTT.

4.1.2 Evolução da energia absorvida e velocidade de fratura

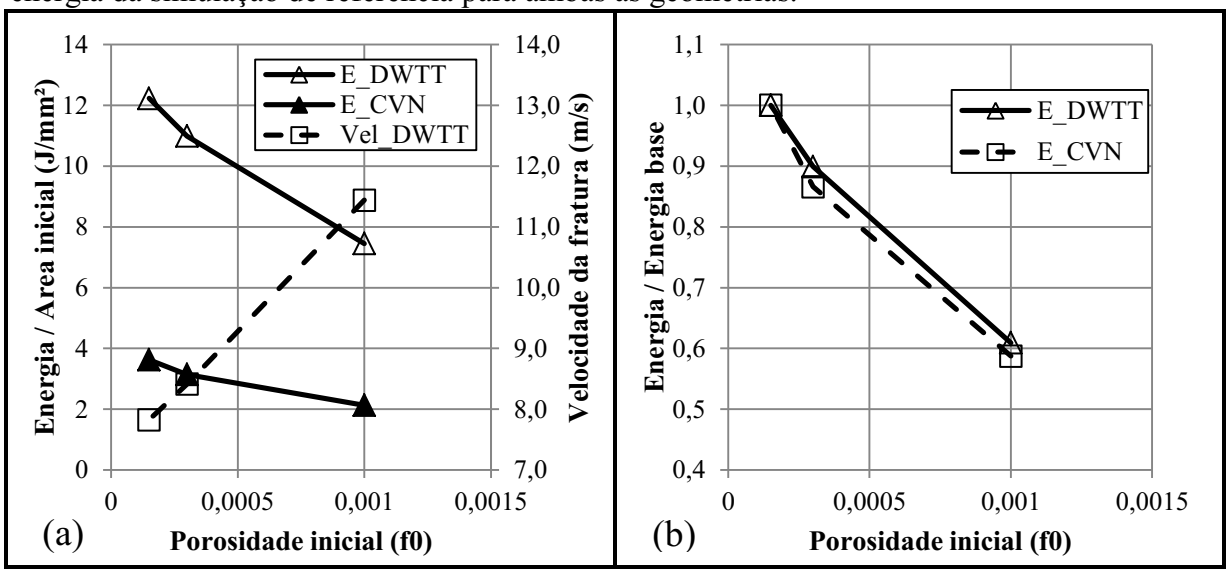
As análises de evolução de energia absorvida e velocidade de fratura apresentadas nessa seção visam complementar o entendimento do impacto das variáveis do modelo de GTN. A estratégia de apresentação de resultados é a mesma da Seção 4.1.1, ou seja, serão apresentados em detalhes apenas os resultados para a porosidade inicial (f0) e a análise completa está no Apêndice C.

Serão apresentados dois tipos de resultados em função da variável em análise, um com a evolução da energia absorvida normalizada pela área da seção remanescente inicial de ambas as geometrias (80 mm² para o Charpy e 1974 mm² para o DWTT) juntamente com a evolução da velocidade média de fratura no trecho de propagação estável para geometria DWTT, e outro com a evolução da razão entre a energia absorvida e a energia absorvida na análise de referência (Tabela 12), sendo que essa objetiva verificar o efeito de geometria na variação dos parâmetros. Note que a decisão de analisar apenas a velocidade de fratura do DWTT se baseia em duas premissas: primeiro não é possível identificar com clareza trechos de propagação estável nas análises envolvendo geometria Charpy e, segundo, a malha para descrever essa geometria não é refinada o suficiente para que tal verificação seja realizada. Ainda, é importante ressaltar que como foram obtidos poucos resultados para cada variável não é possível saber ao certo qual função possui maior aderência aos dados, o que não é um problema já que esse não era o foco dessa análise, que objetivou apenas compreender as tendências de resposta em função da variação de variáveis independentes, por isso optou-se por ligar os pontos de resultado por retas.

Ao analisar a Figura 55 (a) é possível concluir que o aumento da porosidade inicial (f_0) leva a uma redução da energia absorvida para ambas as geometrias e um aumento da velocidade média de propagação da fratura para o DWTT. Outra constatação interessante é que a energia absorvida por unidade de área é aproximadamente três vezes maior para o DWTT e isso se repete para as análises das demais variáveis, conforme será visto adiante. Essa diferença na absorção de energia pode ser explicada pelas diferentes distâncias entre apoios e alturas do DWTT (254 e 76 mm) e Charpy (40 e 10 mm), levando a diferentes razões de distância entre apoios e altura (3,3 e 4,0), além da diferença na profundidade relativa de trinca inicial (0,07 e 0,20 para DWTT e Charpy respectivamente). A análise da Figura 55 (b) mostra que a sensibilidade à variação de f_0 é significativa em função da própria variável e um

pouco diferente para cada geometria, sendo mais substancial no Charpy, onde há um maior afastamento entre a energia obtida e a de base.

Figura 55 – Influência da porosidade inicial $\boldsymbol{f_0}$ na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias.



Fonte: Autor.

Os resultados apresentados nessa seção e no Apêndice C vão de acordo com o que foi apresentado na Seção 4.1.1. A constatação de maior relevância é que a geometria Charpy é mais sensível à variação das variáveis do modelo de GTN, com destaque para f_c, κ e q_2. Diante disso, o autor toma a liberdade de sugerir que esse efeito é decorrente da menor triaxialidade e restrição plástica induzida pela menor espessura dessa geometria, já que as superfícies livres que estão em EPT estão mais próximas do centro do espécime do que no DWTT. Essa constatação reforça o alerta apresentado nas Seções 2.5 e 3.5.2, já que fica demonstrado que a calibração dos parâmetros do modelo de GTN também é sensível à geometria (ou a triaxialidade) da estrutura em análise.

4.2 VALIDAÇÃO DA METODOLOGIA

O objetivo dessa seção é aplicar e validar, com auxílio da análise de sensibilidade apresentada na Seção 4.1, toda a metodologia apresentada na Seção 3, sendo que para isso foram selecionadas algumas curvas experimentais de ensaios de impacto Charpy e DWTT das obras de Nonn e Kalwa (2013) e Scheider et al. (2014) e um resultado de um burst test em um duto da obra de Abakumov et al. (2009). Vale ressaltar que, diferentemente dos autores

citados, foi utilizado nessa dissertação o modelo de Johnson-Cook para descrição da influência da taxa de deformação nas curvas em análise (Seção 2.1.3).

Os parâmetros do modelo de GTN utilizados aqui para os aços X65, X80 e X100 são os mesmos que foram utilizados como referência para a análise de sensibilidade (Tabela 12), com exceção da fração de "vazios" nucleados ($f_N = 0{,}0005$) e da porosidade inicial ($f_0 = 0{,}00014$) para o aço X65 e a fração de "vazios" nucleados ($f_N = 0{,}004$) para o X100, sendo esses calibrados conforme a metodologia apresentada anteriormente. Em todos os casos também foram realizadas simulações corrigindo os parâmetros q_i de Tvegaard (1982) pelas relações de Faleskog, Gao e Shih (1998) de acordo com a interpolação da Tabela 11, sendo os valores de $q_1 = 1{,}39$ e $q_2 = 0{,}99$ para o aço X80, $q_1 = 1{,}45$ e $q_2 = 0{,}93$ para o aço X65 e $q_1 = 1{,}68$ e $q_2 = 1{,}01$ para o aço X100. O ensaio de impacto Charpy foi modelado de acordo com a norma ISO 148-1 (2010) e no caso do DWTT foi seguida a norma ASTM E436 (2014). As outras etapas de preparação dos modelos seguiram de acordo com o apresentado na Seção 3.

4.2.1 DWTT, DWTT PT e Charpy

Todos os resultados aqui apresentados para o Charpy e o DWTT serão acompanhados de ilustrações dos campos de tensões de von Mises em três instantes chave: início da propagação (nucleação), propagação estável e final da análise. Ainda, o campo de tensões de von Mises e de deformação plástica efetiva será apresentado para a seção transversal da amostra no instante final de análise. Note que o foco aqui é ilustrar o carregamento e deformação dos espécimes e não monitorar os valores absolutos de tensão e deformação.

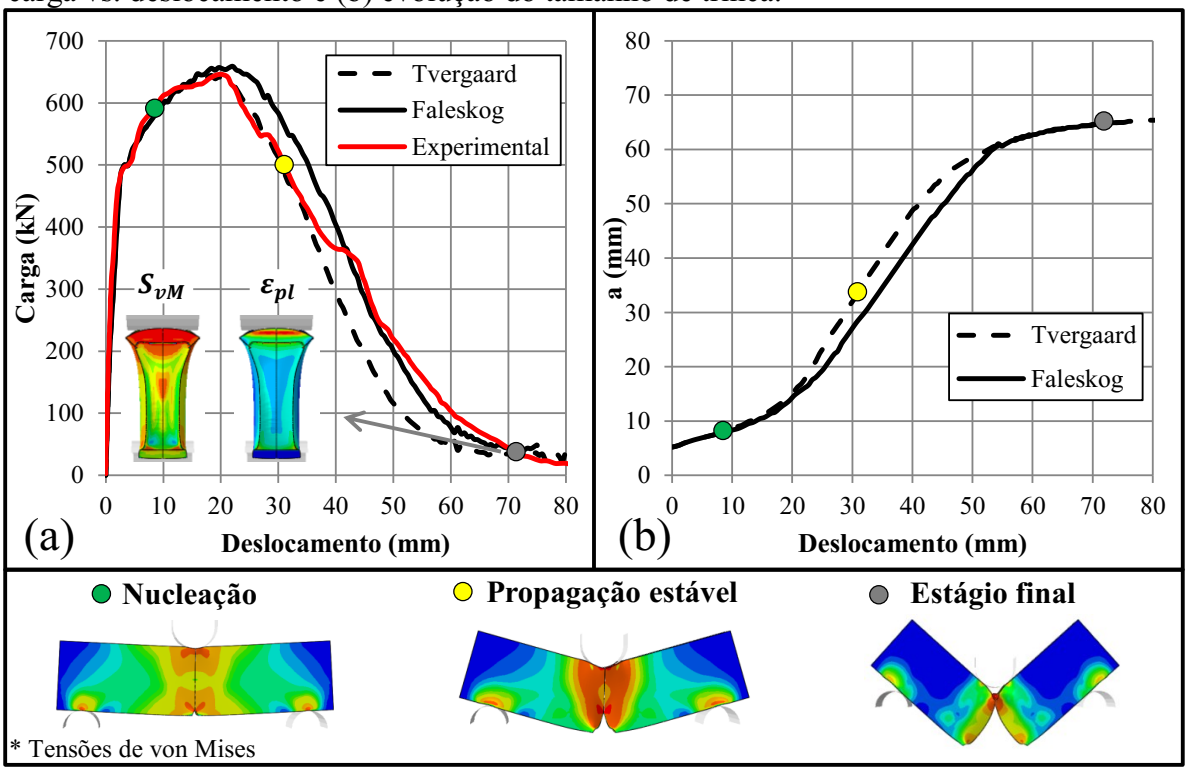
É importante ressaltar que só estavam disponíveis os dados experimentais das curvas de carga *vs*. deslocamento do martelo, ou seja, não é possível validar nesse caso as evoluções de tamanho de trinca obtidas numericamente, no entanto, é razoável concluir que, uma vez que seja possível garantir uma boa aderência entre as curvas numéricas e experimentais de carga *vs*. deslocamento, é de se esperar que a evolução do tamanho de trinca seja representativa da realidade.

A Figura 56 apresenta os resultados obtidos para a geometria DWTT de aço X80. É possível perceber que a aderência da curva de carga *vs*. deslocamento (Figura 56 (a)) foi melhor com a utilização dos parâmetros q_i de Tvergaard (1982), já que foi possível a correta descrição da mesma desde o ponto de máxima carga até um deslocamento de martelo de

aproximadamente 40 mm, a partir de onde a curva se deslocou para a direita e passou a seguir a curva numérica obtida utilizando os parâmetros q_i de Faleskog, Gao e Shih (1998) o que provavelmente foi uma coincidência porque ao consultar a obra de Nonn e Kalwa (2013) é possível perceber que esse deslocamento da curva foi reportado como ocorrência de vazios internos, do inglês *splits*, logo, nesse caso os parâmetros de Tvergaard (1982) propiciaram um melhor resultado.

A Figura 56 (b) apresenta o resultado da evolução de tamanho de trinca em função do deslocamento do martelo. Pela análise dessa curva é possível perceber que existe um trecho de propagação estável, ou seja, de taxa de crescimento constante de tamanho de trinca, de $a = 20$ até ≈ 50 mm.

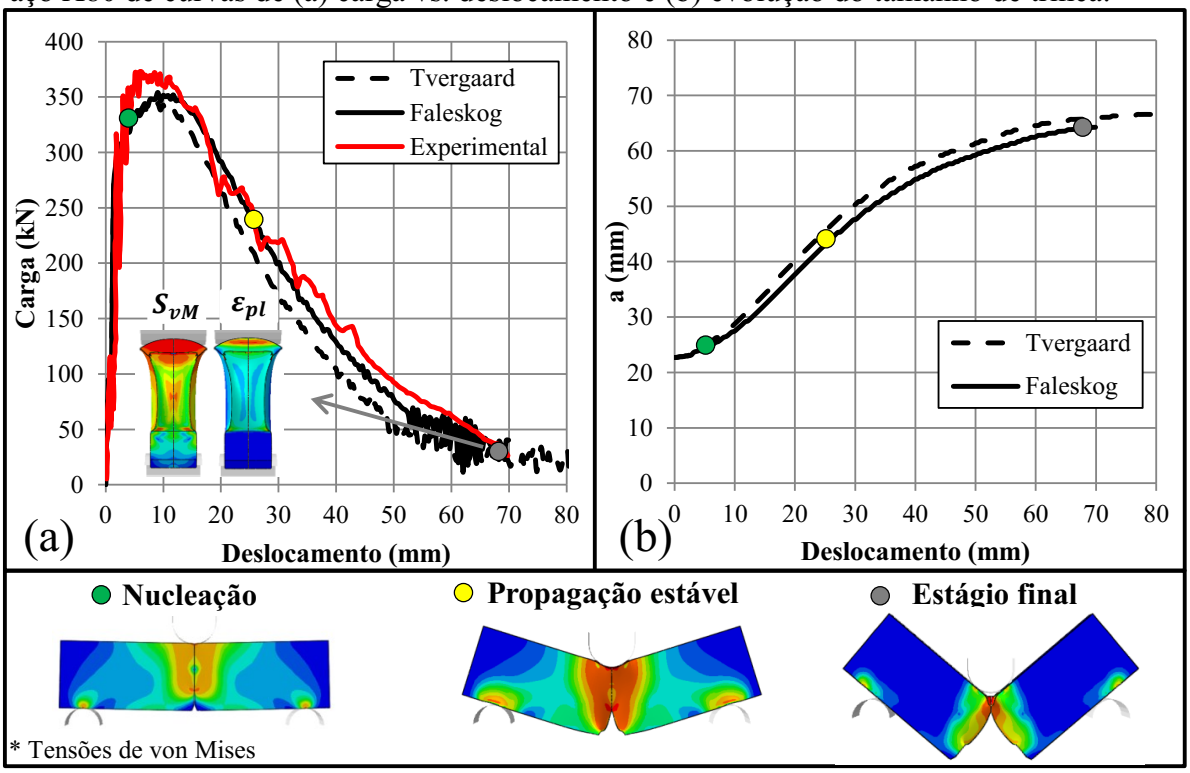
Figura 56 - Análise numérico-experimental para um DWTT de aço X80 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca.



Fonte: Autor.

A reprodução da curva de carga *vs*. deslocamento da geometria DWTT pré-trincada ($a/W = 0{,}3$) de aço X80 é apresentada na Figura 57 (a), onde é possível visualizar que, para esse caso, os parâmetros de Faleskog, Gao e Shih (1998) possibilitaram uma melhor aderência da curva numérica ao resultado experimental. A análise da Figura 57 (b) permite concluir que a utilização de uma geometria pré-trincada (a/W) diminui a distância útil de propagação estável da fratura, que agora ocorre de $a = 30$ até ≈ 50 mm.

Figura 57 - Análise numérico-experimental para um DWTT pré-trincado (a/W = 0,3) de aço X80 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca.

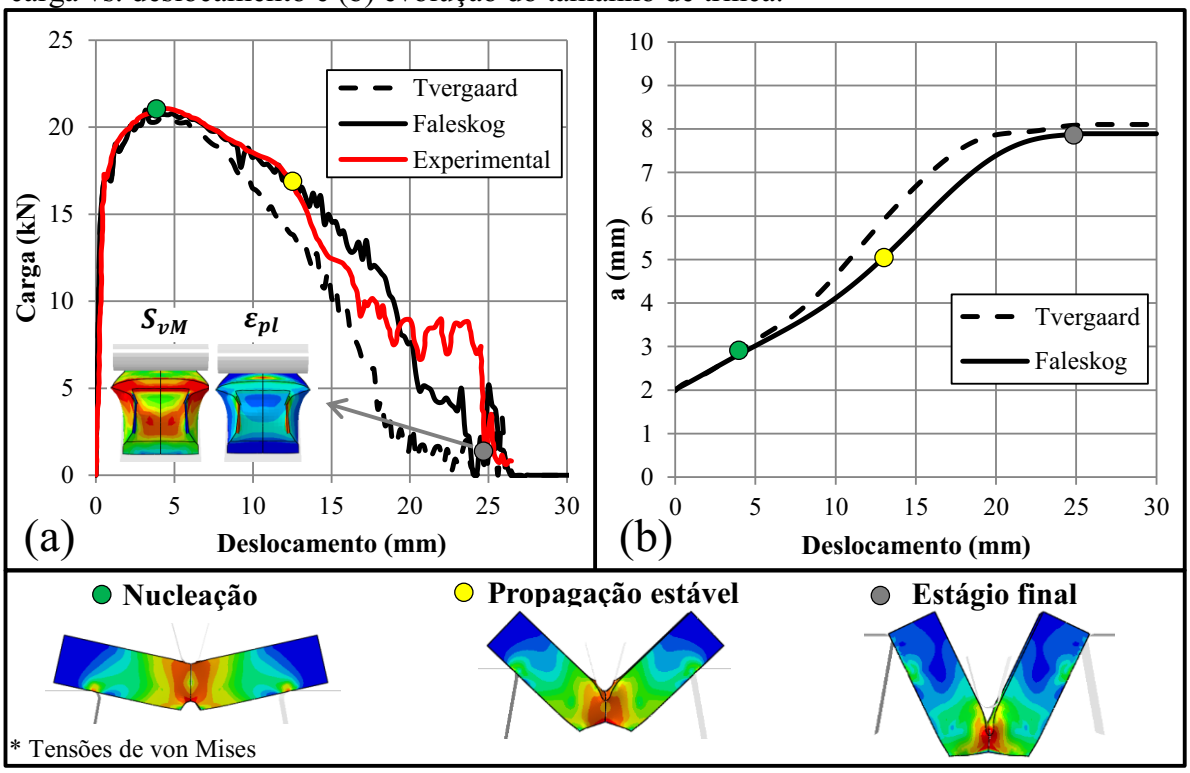


Fonte: Autor.

Dessa forma, mesmo que os resultados obtidos por Völling e Peppler (2013) estivessem corretos e a geometria DWTT pré-trincada representasse melhor o estado de tensões e deformações atuante em um duto (a descrição feita pelos autores refere-se ao comportamento anterior ao estabelecimento de uma propagação em regime permanente, conforme será discutido na Seção 4.3), a perda de trecho útil de propagação estável pode inviabilizar a utilização dessa geometria para estimar a capacidade de resistência à fratura dúctil em um duto.

A metodologia também foi aplicada para reprodução de curvas experimentais de ensaio de impacto Charpy. A análise da Figura 58 (a) permite concluir que a utilização dos parâmetros de Faleskog, Gao e Shih (1998) possibilitou uma melhor descrição da curva para o aço X80, sendo que não foi possível descrever corretamente o trecho final da curva. Na Figura 58 (b) é possível verificar, que esse tipo de condição não permite (ou pelo menos restringe) a propagação estável da trinca, o que explica a ineficiência na utilização da energia absorvida no ensaio de impacto Charpy para caracterização da resistência à fratura dúctil de aços atuais como o X80 (vide Seção 4.4).

Figura 58 - Análise numérico-experimental para um Charpy de aço X80 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca.

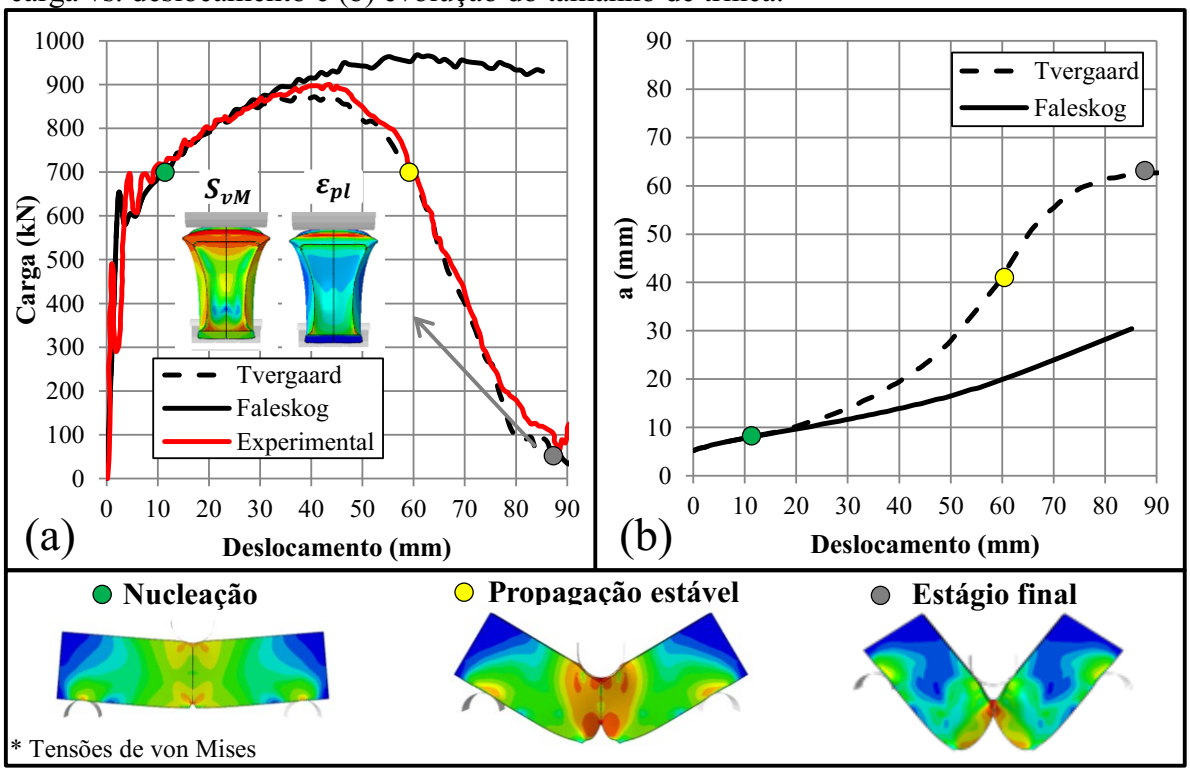


Fonte: Autor.

Ao analisar os resultados para o DWTT de aço X65 na Figura 59 (a) é possível perceber que as curvas obtidas numericamente utilizando os parâmetros q_i de Tvergaard (1982) garantem excelente aderência aos resultados experimentais, melhor do que obtido por Nonn e Kalwa (2013), sendo isso possível pela robustez da metodologia aqui apresentada (Seção 3), além disso, para esse caso específico a utilização dos parâmetros de Faleskog, Gao e Shih (1998) piorou o resultado de forma significativa. Ainda, pela Figura 59 (b) é possível concluir que o trecho de propagação estável ($a = 30$ até ≈ 50 mm) foi reduzido significativamente quando comparado com a mesma análise realizada para a geometria DWTT de aço X80 (Figura 56 (b)).

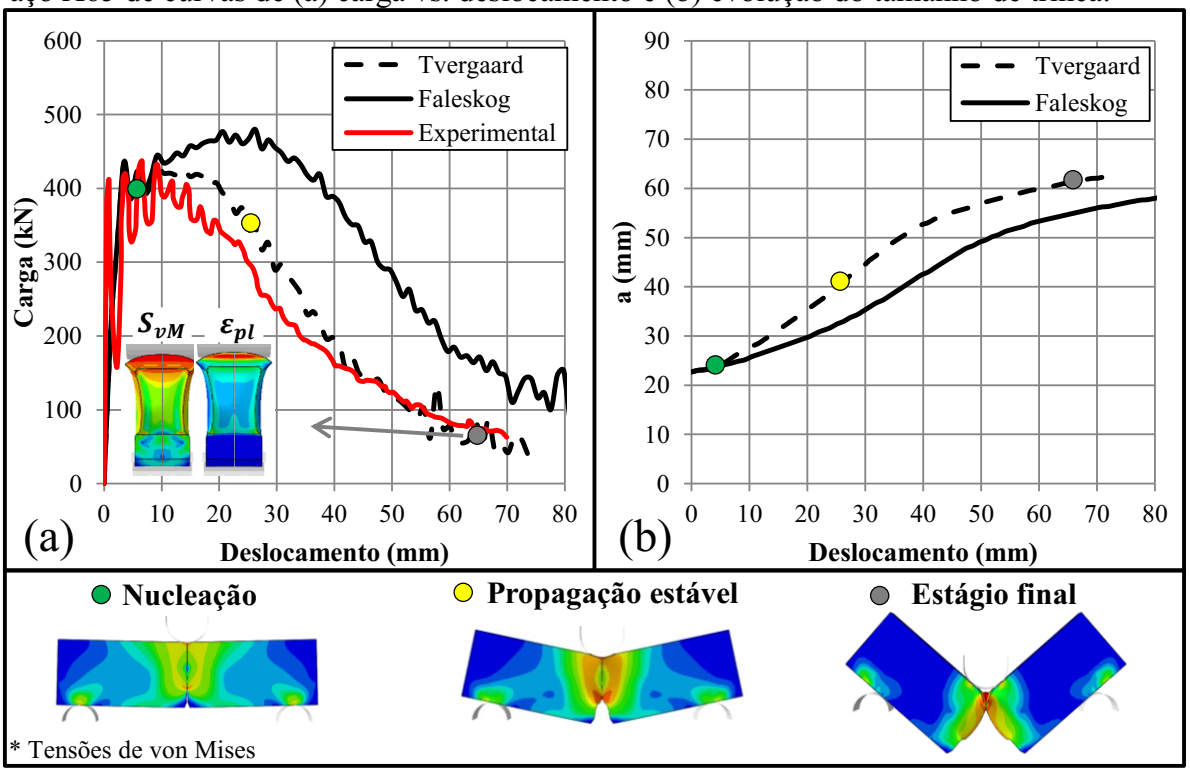
A evolução da curva de carga *vs*. deslocamento da geometria DWTT pré-trincada de aço X65 é apresentada na Figura 60 (a), onde novamente a utilização dos parâmetros de Tvergaard (1982) garantiu um resultado mais preciso. Além disso, ao analisar a curva de tamanho de trinca em função de deslocamento do martelo (Figura 60 (b)) é possível perceber um trecho de propagação estável muito parecido com a geometria entalhada (Figura 59 (b)).

Figura 59 - Análise numérico-experimental para um DWTT de aço X65 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca.



Fonte: Autor.

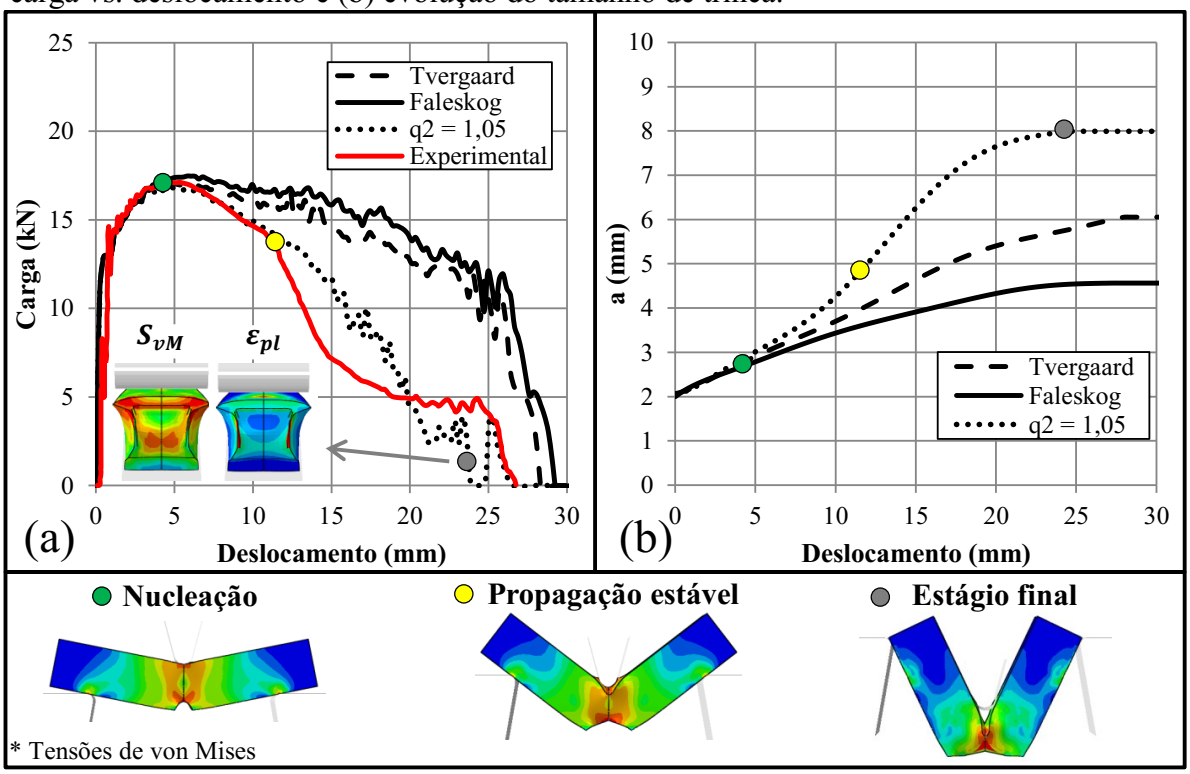
Figura 60 - Análise numérico-experimental para um DWTT pré-trincado (a/W = 0,3) de aço X65 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca.



Fonte: Autor.

Os resultados para a geometria Charpy de aço X65 são apresentados na Figura 61. Na Figura 61 (a) é possível visualizar que a melhor descrição da curva experimental só foi possível com a utilização dos parâmetros de GTN base (Tabela 12) somados a um valor de $q_2 = 1{,}05$, que conforme visto anteriormente multiplica a tensão hidrostática no modelo de GTN. A análise da Figura 61 (b) reforça a diferença significativa que a utilização de diferentes parâmetros ocasionou para essa situação, sendo que para o mesmo valor de deslocamento do martelo o tamanho de trinca varia de forma expressiva, ainda, também fica claro por essa análise que não há um trecho evidente de propagação estável.

Figura 61 - Análise numérico-experimental para um Charpy de aço X65 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca.

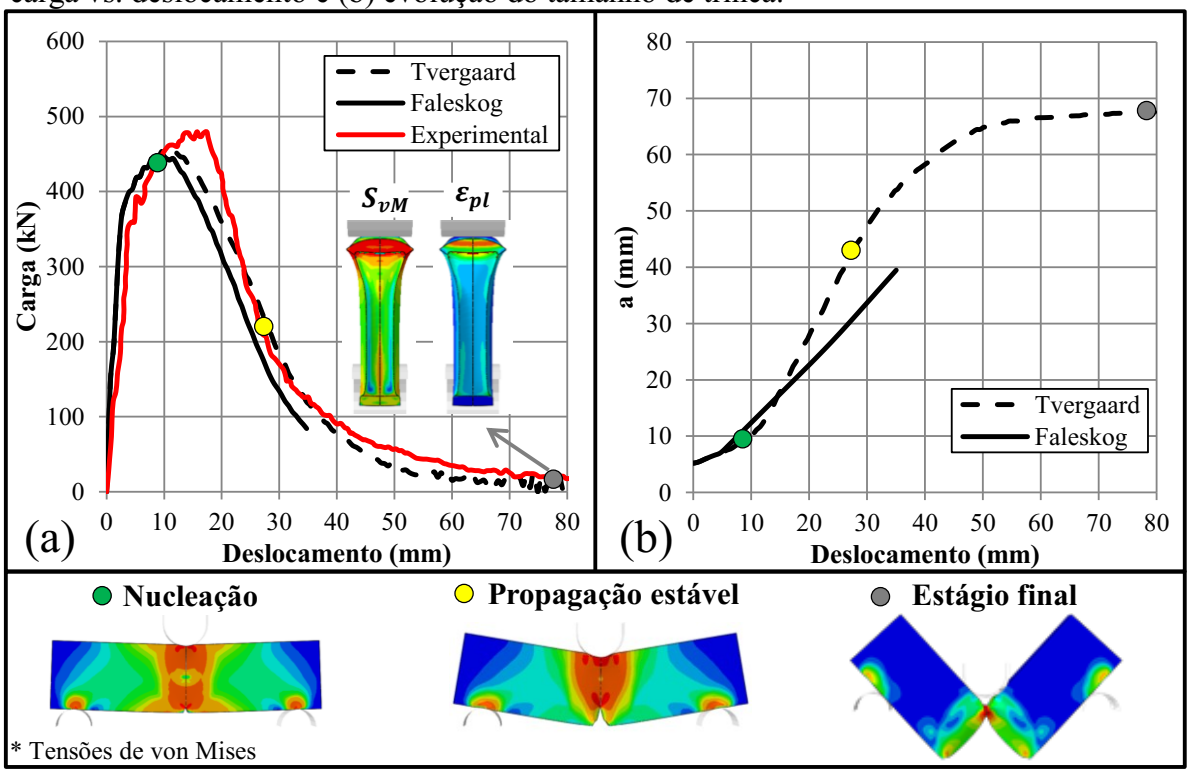


Fonte: Autor.

A Figura 62 (a) apresenta os resultados numéricos de carga *vs*. deslocamento, obtidos pela simulação de um DWTT de aço X100, em comparação com resultados experimentais apresentados por Scheider et al. (2014). Embora o modelo numérico tenha falhado em prever o pico de carga, a descrição da curva é razoável e muito próxima ao que foi obtido por Scheider et al. (2014). É possível que o desvio seja fruto do próprio ensaio experimental já que mesmo o trecho de comportamento global elástico (parte inicial da curva com coeficiente angular constante) está deslocado à direita. A Figura 62 (b) apresenta a evolução de tamanho de trinca, onde parece haver propagação estável de $a = 14$ até ≈ 50 mm. Note que ao utilizar

os parâmetros de Faleskog, Gao e Shih (1998) não houve convergência numérica e a simulação teve que ser abortada.

Figura 62 - Análise numérico-experimental para um DWTT de aço X100 de curvas de (a) carga vs. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca.



Fonte: Autor.

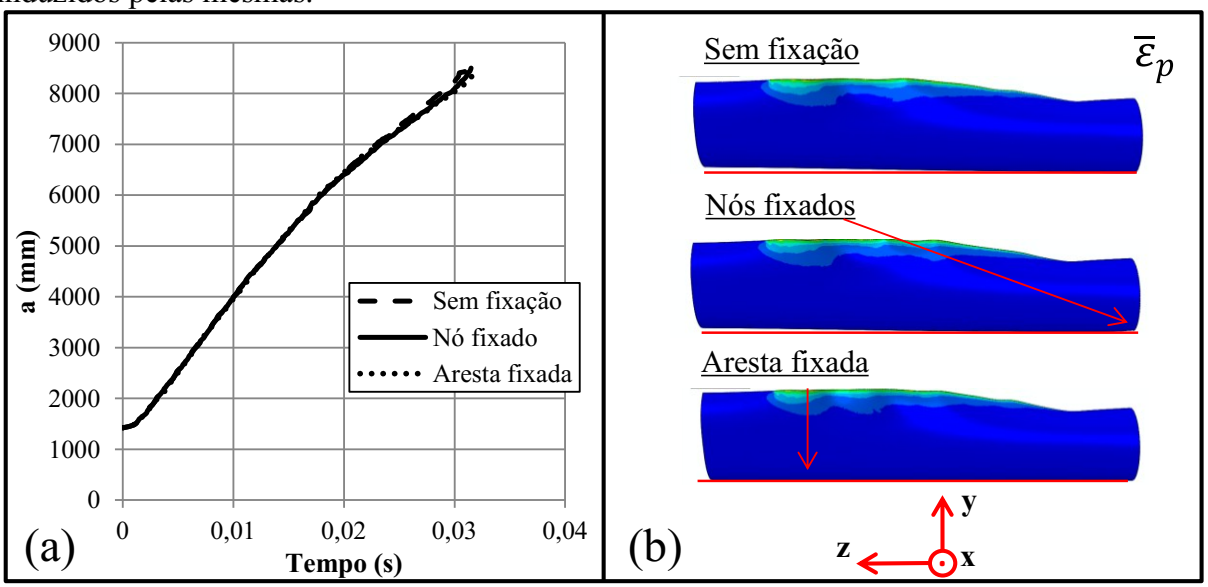
4.2.2 Duto

O objetivo da presente seção é mostrar a capacidade dos modelos numéricos de dutos, assim como apresentar e discutir criticamente algumas variáveis que afetam de forma significativa na modelagem dos mesmos, como tipo de fixação da extremidade livre e distância normalizada (z/D) para que a pressão interna se iguale à pressão atmosférica. As análises aqui apresentadas foram feitas para um duto de $D = 1422{,}4\ mm$, $t = 27{,}7\ mm$ e material X80.

A Figura 63 (a) apresenta evoluções do tamanho da trinca em função do tempo para três condições diferentes de fixação da extremidade livre do duto, que são apresentadas na Figura 63 (b) junto com o resultado de elementos finitos da deformação plástica equivalente dessas análises ($\bar{\varepsilon}_p$). Note que do ponto de vista de avaliação do tamanho de trinca (Figura 63 (a)), para essa condição de estudo ($P_0 = 18{,}7\ MPa$ e $P/P_0 = 0{,}4$ em 20 ms), não há diferença em função do tipo de fixação. No entanto, do ponto de vista fenomenológico, é razoável

eliminar a estratégia “Sem fixação” já que ela permite movimento de corpo rígido do duto, o que pode mascarar os resultados. Ainda, a fixação da aresta completa parece introduzir uma restrição muito severa, sendo que na prática é comum que haja um leve deslocamento vertical (direção y) do duto durante a propagação da trinca. Por conta disso, todos os modelos de duto utilizaram a estratégia de “Nó fixado”.

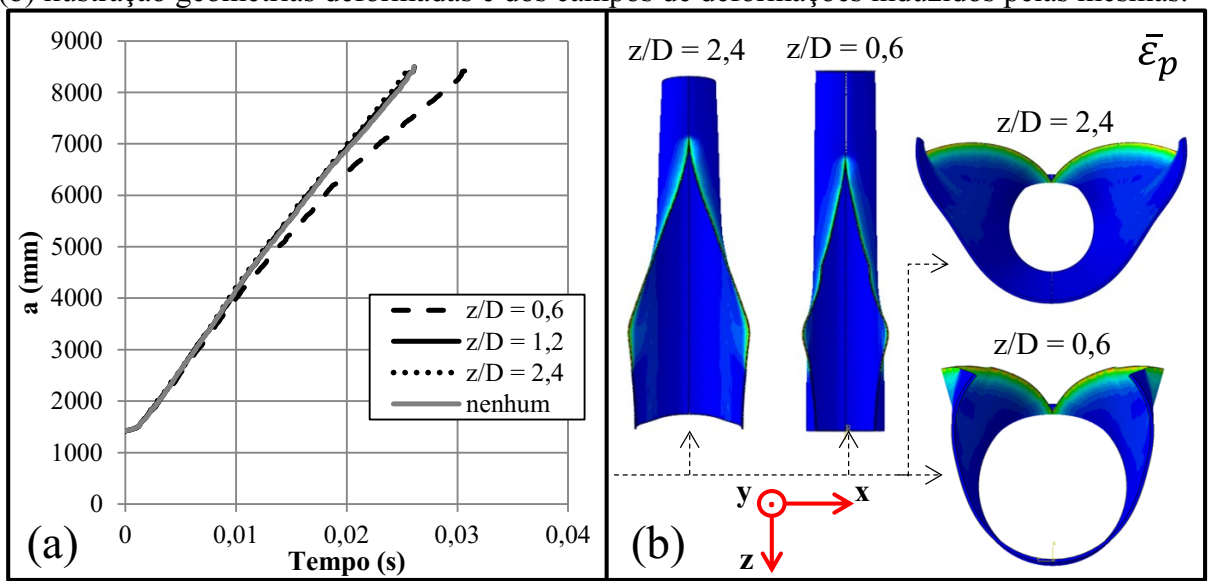
Figura 63 – (a) Evolução do tamanho de trinca em função do tempo para três condições de fixação da superfície livre e (b) ilustração das fixações e dos campos de deformações induzidos pelas mesmas.



Fonte: Autor.

Ao analisar a Figura 64 fica evidente que, conforme comentado na Seção 3.3, a distância normalizada (z/D), considerada para determinar o ponto distante da trinca a partir do qual a pressão interna aplicada se iguala a pressão atmosférica, influencia de forma significativa na evolução do tamanho de trinca (Figura 64 (a)) e na geometria deformada dos dutos (Figura 64 (b)). Com base em análises preliminares para reprodução de uma curva experimental de evolução de tamanho de trinca para o duto, conceitos disponíveis na literatura (ABAKUMOV et al., 2009; NONN; KALWA, 2013; VÖLLING et al., 2013; SCHEIDER et al., 2014; LEIS, 2015a) e reprodução da geometria deformada de um duto real pós-explosão (incluindo instabilidades localizadas na parede, vide Figura 65) foi adotado um valor de $z/D = 0{,}6$.

Figura 64 - (a) Evolução do tamanho de trinca em função do tempo para três razões de *z/D* e (b) ilustração geometrias deformadas e dos campos de deformações induzidos pelas mesmas.



Fonte: Autor.

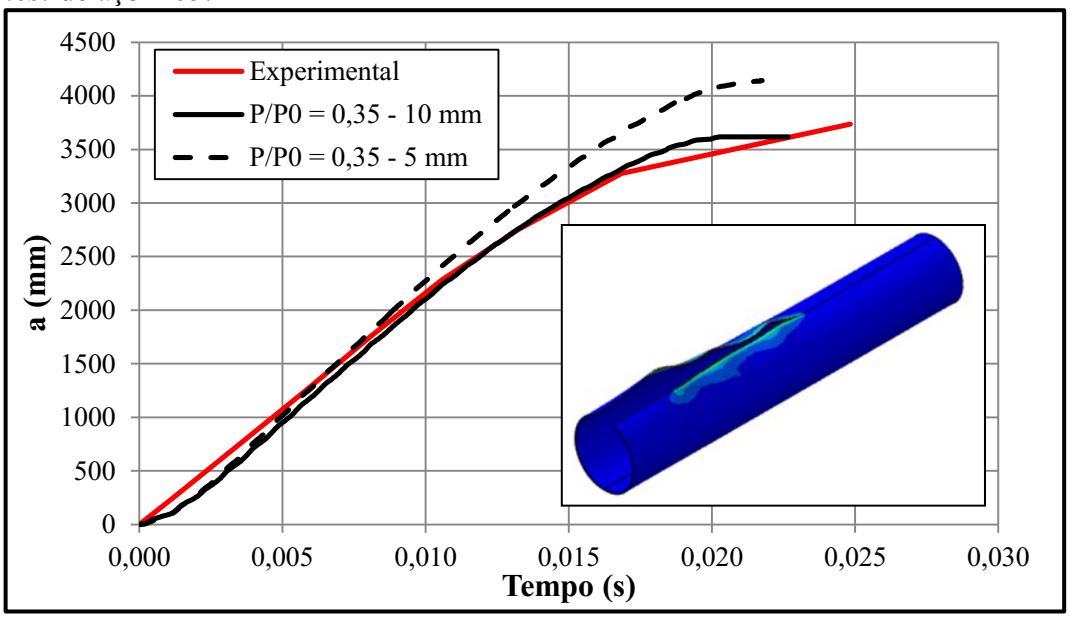
Com base na metodologia apresentada na Seção 3 e nas análises apresentadas acima, que culminaram na adoção de fixação de nós no plano livre e $z/D = 0{,}6$, foi possível reproduzir a evolução do tamanho de trinca de um *burst test* de aço K65 da Nippon (propriedades mecânicas similares ao do aço API X80, vide Seção 3.3) disponível na obra de Abakumov et al. (2009), sendo uma imagem do duto explodido apresentada na Figura 65. Note que um duto central com explosivos para desencadeamento da fratura é soldado em dois dutos de propagação, sendo que nesse caso o *arrest* ocorreu em ambos os dutos e há instabilidade localizada na parede dos mesmos de forma similar ao que foi previsto na simulação numérica (Figura 64 (b)).

A reprodução numérica da evolução de tamanho de trinca experimental é apresentada na Figura 66 onde fica evidente que ao utilizar um tamanho de malha de $I_x = 0{,}25\,mm$, $I_y = 10\,mm$ e 6 elementos na espessura ($I_z = 4{,}62\,mm$) foi possível obter uma boa aderência numérico-experimental. Note que há um descolamento do resultado numérico no início da evolução da trinca que pode ser explicado pelo arredondamento que antecede a propagação da trinca na simulação numérica, o que não ocorre no ensaio experimental já que a fratura entra no duto de análise já em propagação. Além disso, a Figura 66 apresenta um resultado numérico onde todos os parâmetros foram mantidos idênticos aos da análise anterior com exceção do tamanho de malha $I_y = 5\,mm$, o que indica que a queda de pressão ($P/P_0 = 0{,}35$) deve ser ajustada em função do tamanho de malha.

Figura 65 – Imagem de um duto de aço K65 (propriedades mecânicas similares as do aço API X80) após *burst test*.

Fonte: Autor "adaptado de" Abakumov et al., 2009.

Figura 66 - Reprodução numérica da evolução de tamanho de trinca de um *burst test* de aço K65.



Fonte: Autor.

De forma geral a análise numérica do duto foi um sucesso, já que mesmo com todas as simplificações para modelagem da pressão interna (Seção 3) foi possível reproduzir a evolução de tamanho de trinca de um *burst test*. É razoável concluir que para ser obter melhor precisão é necessário acoplar uma análise fluidodinâmica ao modelo, o que foge do escopo dessa dissertação, mas fica como sugestão para pesquisas futuras.

4.3 CAMPO DE TENSÕES E DEFORMAÇÕES

Todo processo de fratura está diretamente relacionado com o tipo e severidade do carregamento atuante, dessa forma, essa seção inicialmente busca aumentar a compreensão sobre os campos de tensão e deformação presentes nas geometrias Charpy, DWTT e DWTT pré-trincado (DWTT PT), sendo esses analisados na fileira central de elementos do plano de simetria X dessas geometrias (Figura 36 e Figura 37). Foram utilizados os parâmetros qi do modelo de GTN que propiciaram a melhor aderência dos resultados numéricos e experimentais (Seção 4.2). Os resultados para o aço X80 serão apresentados em detalhes, seguidos de uma breve comparação com resultados de aços X65 e X100 no final da seção, sendo que os resultados completos para esses dois materiais são apresentados no Apêndice D.

Em seguida, essa mesma análise é realizada para o duto de aço X80 e, por fim, busca-se uma correlação entre os resultados obtidos. O mapeamento desses campos é obtido pela utilização conjunta de rotinas em Python para extração de resultados e rotinas em Matlab para processamento de dados, de acordo com as estratégias apresentadas na Seção 3.7.

É importante ressaltar que a análise de tensões será balizada pela avaliação da triaxialidade ($TRIAX$), aqui definida como a razão entre tensão hidrostática (σ_h) e tensão efetiva ($\bar{\sigma}$), conforme equação abaixo, e a análise de deformações será baseada na deformação plástica efetiva ($\bar{\varepsilon}_p$), lembrando que nessa dissertação os cálculos de tensão e deformação efetiva são baseados no critério de plasticidade J_2 (Seção 2.1.1).

$$TRIAX = \frac{\sigma_h}{\bar{\sigma}} \tag{54}$$

4.3.1 DWTT, DWTT PT e Charpy

Os gráficos que serão apresentados nessa seção foram normalizados com o intuito de facilitar o entendimento e possibilitar a comparação entre diferentes geometrias. Para isso, a triaxialidade e a deformação plástica efetiva foram analisadas em função da distância da ponta da trinca (r) normalizada pelo ligamento remanescente (b), que por sua vez é obtido pela subtração da largura da amostra (W) do comprimento de trinca (a), e também, para os gráficos 3D, em função da relação a/W.

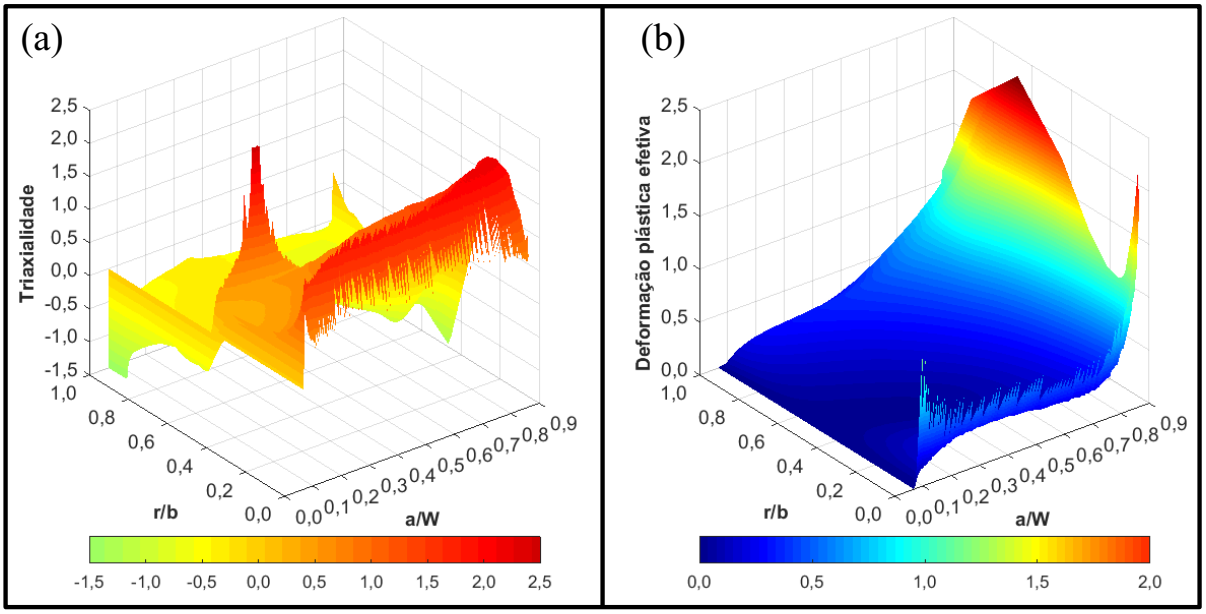
A Figura 67 apresenta os campos de triaxialidade e deformação plástica efetiva para a geometria DWTT. Note que a relação a/W inicial é diferente de zero já que o entalhe da

geometria normalizada (Figura 33) atua como uma trinca. A análise da Figura 67 (a) evidencia que para um mesmo a/W a triaxialidade parte de um valor mais baixo na ponta da trinca ($r/b = 0$) e aumenta até atingir um valor máximo a partir do qual diminui progressivamente, mas não uniformemente, até atingir um ponto de inflexão por conta da linha neutra, onde há mudança abrupta de carregamento trativo para compressivo. Com o aumento de r/b para além da linha neutra, o campo triaxial passa a ser cada vez mais negativo por conta da alta tensão hidrostática compressiva induzida pelo impacto do martelo. Agora, para um mesmo r/b é possível perceber que com o aumento de a/W a triaxialidade parte de um valor baixo, aumenta até atingir uma estabilidade que dura de aproximadamente $a/W = 0{,}26$ até $0{,}66$, o que vai de encontro com a evolução de tamanho de trinca apresentada na Figura 56 (b), e por fim volta a aumentar quando a trinca se aproxima da região deformada pelo impacto do martelo.

A Figura 67 (b) complementa a análise anterior já que é possível concluir que para qualquer a/W a deformação plástica efetiva parte de um valor elevado na ponta da trinca, o que explica o alívio local de triaxialidade, diminui até a linha neutra e depois, diferentemente da triaxialidade, volta a aumentar, já que a deformação efetiva computa os valores de deformações compressivas e trativas de forma absoluta (Equação 7). Ainda, percebe-se que com o aumento de a/W é possível argumentar, mas não afirmar devido à instabilidade do resultado, que a plasticidade na ponta da trinca parte de um valor elevado por conta da deformação localizada no entalhe e atinge um patamar durante a propagação estável antes de aumentar a uma taxa elevada por conta do espalhamento por todo o ligamento, inclusive na linha neutra, no final da análise.

É importante notar que pelo fato dos ensaios de impacto Charpy e DWTT serem baseados em flexão de 3 pontos, os campos de triaxialidade e deformação plástica aqui apresentados não descrevem de forma absoluta as condições em um duto, cujo carregamento é predominantemente trativo. Dessa forma, geometrias adicionais devem ser consideradas para o sucesso dos estudos futuros.

Figura 67 – Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria DWTT de aço X80, em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



Fonte: Autor.

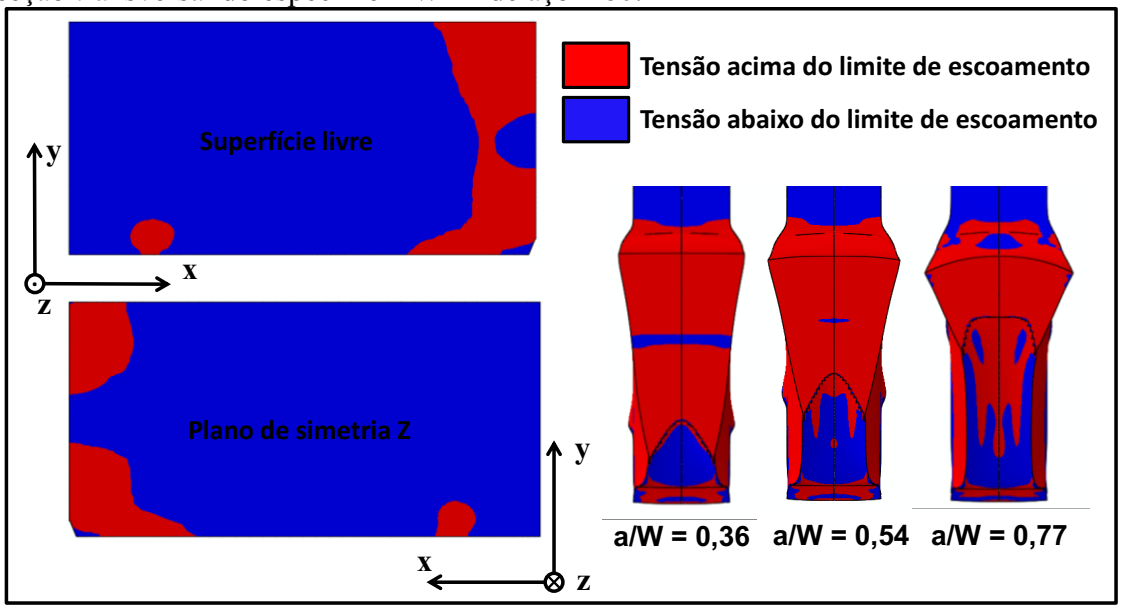
Compreender a evolução da plasticidade e sua correlação com a triaxialidade é um dos objetivos principais dessa dissertação, para isso são apresentados na Figura 68 resultados de tensões de von Mises obtidos numericamente, sendo que um sistema bicolor vermelho e azul foi adotado, de tal forma que se uma região estiver pintada de vermelho significa que a tensão atuante ultrapassou o limite de escoamento original do material, ou seja, há plasticidade, caso contrário a cor é azul. Note que o objetivo dessa análise não é investigar o limite de escoamento instantâneo que varia com o encruamento, mas sim perceber quais regiões da geometria se deformaram plasticamente desde o início da análise.

Analisando em um primeiro momento apenas o resultado de tensões das vistas laterais da superfície livre e do plano de simetria Z do espécime, aqui apresentados para o início da simulação, onde o próprio entalhe da geometria já caracteriza $a/W = 0{,}08$, é possível perceber que a superfície livre que está em EPT, motivo pelo qual possui maior tensor desvio, apresentou maior evolução da deformação plástica, sendo que essa atravessa toda a superfície. Em contrapartida, no plano de simetria Z, onde há predominância de um EPD, ou seja, maior tensor hidrostático e triaxialidade, há maior restrição à plasticidade o que inibe a evolução da deformação plástica. Analisando agora o plano de simetria X, ou seja, a seção transversal da amostra, é possível observar que para um $a/W = 0{,}36$ não há plasticidade na linha neutra ao longo de toda espessura, enquanto que para $a/W = 0{,}54$ parte da linha neutra próxima a superfície livre já se deformou plasticamente e que apenas para $a/W = 0{,}77$ a tensão de von

Mises na porção central da linha neutra ultrapassa o limite de escoamento do material, culminando assim na plasticidade generalizada do ligamento remanescente. Note que a linha neutra desloca-se buscando sempre a porção central do ligamento remanescente da geometria.

Além disso, fica evidente um tunelamento (curvatura) marcante da frente da trinca durante a propagação, sendo que a frente da trinca se inicia reta por conta do entalhe, tunela pela diferença de triaxialidade ao longo da espessura durante a propagação e tende a se aproximar de uma reta quando alcança o campo altamente compressivo impactado pelo martelo na parte traseira da amostra. Esse tunelamento pode mascarar os resultados, sendo análises de trincas equivalentes como estudado recentemente no presente grupo de pesquisa por Andrade (2016) podem ser alvo de pesquisas futuras para finalidade de ensaios de impacto.

Figura 68 – Evolução da plasticidade nas superfícies livre e de simetria Z, além da seção transversal do espécime DWTT de aço X80.

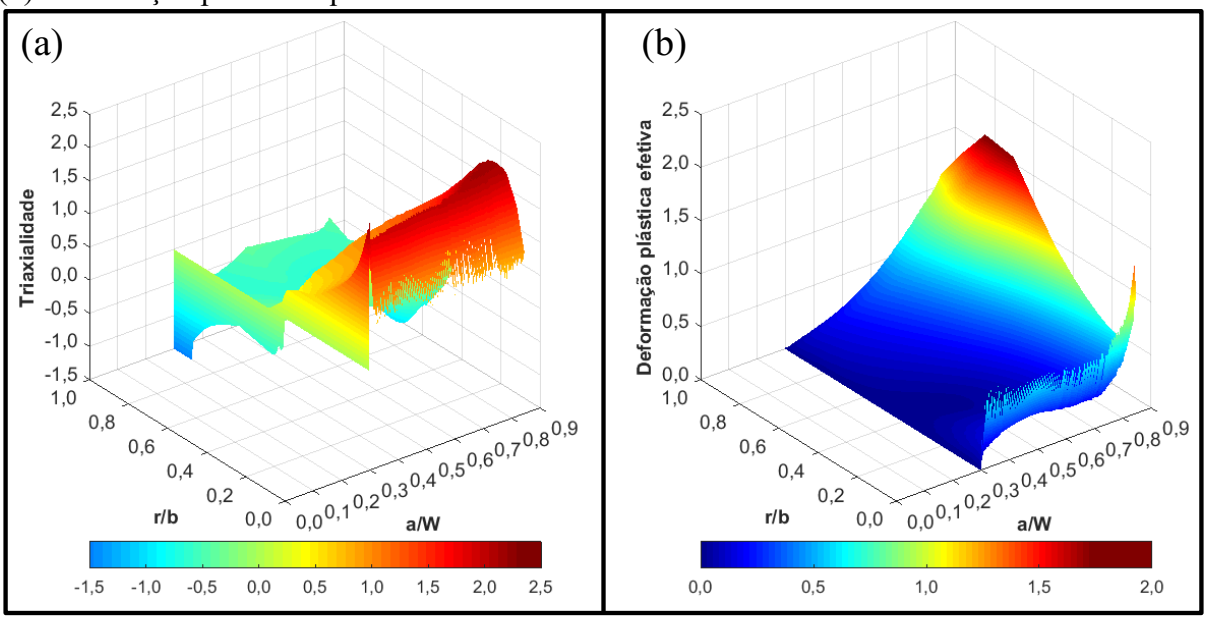


Fonte: Autor.

A Figura 69 apresenta a evolução da triaxialidade e deformação plástica equivalente para a geometria DWTT PT ($a/W = 0{,}3$). De forma geral, o comportamento dessas evoluções é análogo ao que foi apresentado na Figura 67, no entanto algumas diferenças que merecem menção emergem. Para o a/W inicial e $r/b = 0$, a triaxialidade parte de um valor elevado (Figura 69 (a)) porque a intensificação local de tensões é mais severa para a trinca do que para o entalhe, já que devido ao maior raio de ponta o entalhe arredonda e alivia muito mais a tensão local por plasticidade. Note que esse pico inicial de triaxialidade está proporcionalmente associado a uma deformação plástica efetiva menor (Figura 69 (b)) quando

comparada a Figura 67 (b). Após o início da propagação a evolução desses campos segue a lógica do que foi apresentado anteriormente, com distinção para a região de triaxialidade constante que agora ocorre entre aproximadamente $a/W = 0{,}39$ até $0{,}66$, o que converge com a análise de propagação estável pela evolução do tamanho de trinca para essa geometria (Figura 57 (b)).

Figura 69 - Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria DWTT PT de aço X80 ($a/W = 0{,}3$), em função de r/b e a/W, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



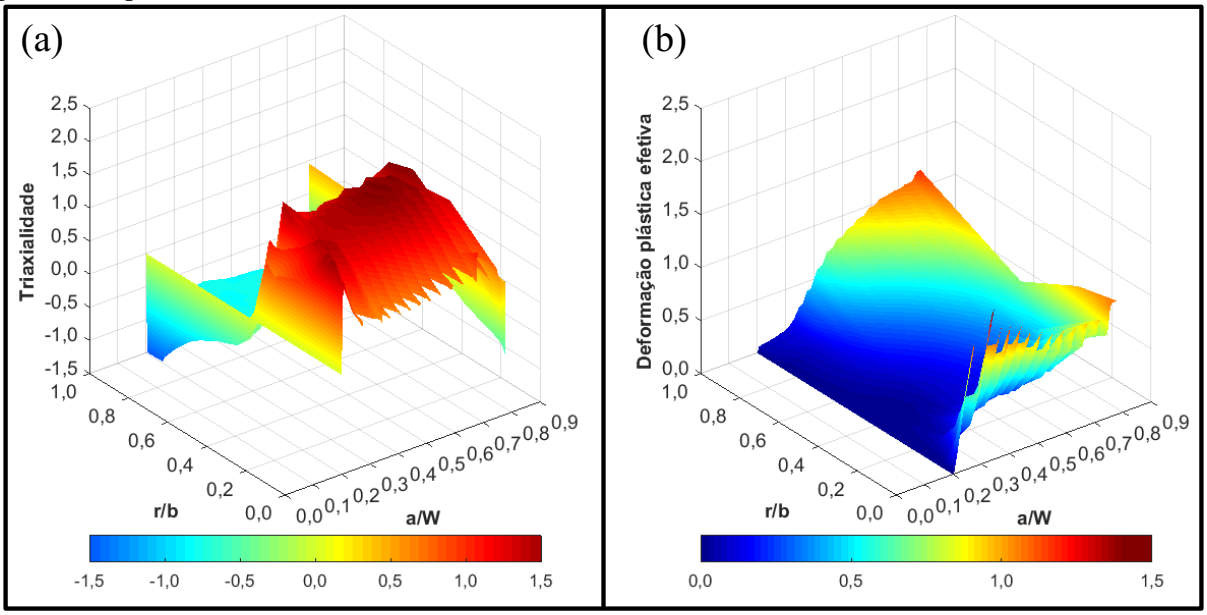
Fonte: Autor.

As evoluções dos campos de triaxialidade e deformação plástica efetiva para a geometria Charpy são apresentadas na Figura 70. Note que as superfícies apresentam o aspecto facetado, menos contínuo, sendo esse causado pelo menor refinamento de malha quando comparado com as geometrias DWTT, conforme apresentado na Seção 3.3. Para facilitar a compreensão, as dimensões dos elementos da célula computacional dessa geometria são aqui reproduzidas, $I_y = 2 \cdot I_x = 0{,}5$ mm e $I_z = 0{,}833$ mm. Perceba que como a largura W da geometria Charpy é de 10 mm, essa é modelada com apenas 20 elementos ao longo do seu ligamento. Agora, considerando que essa mesma malha possibilitou a reprodução da curva de carga *vs*. deslocamento (Figura 58 (a)) é possível assumir que, embora grosseira, essas distribuições sejam representativas (já que se trata de avaliação global remota à vizinhança da ponta da trinca).

De forma geral, a análise das evoluções de triaxialidade (Figura 70 (a)) e deformação plástica efetiva (Figura 70 (b)) do Charpy é análoga ao que foi apresentado para o DWTT. A

única diferença é na severidade local do carregamento já que para o Charpy as maiores triaxialidades e deformações são de até 1,5, enquanto que para o DWTT esses valores ficam na faixa de 2,0 até 2,5 e 1,5 até 2,0 para triaxialidade e deformação plástica efetiva respectivamente. Embora visualmente a triaxialidade e deformação plástica efetiva pareçam buscar um patamar característico de propagação estável, a análise da Figura 58 (b) mostra que se a propagação estável existe ela é bem limitada. Aparentemente, quando a trinca está prestes a atingir uma taxa de crescimento constante ela alcança o campo altamente compressivo induzido pelo martelo no lado oposto do espécime.

Figura 70 - Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria Charpy de aço X80, em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



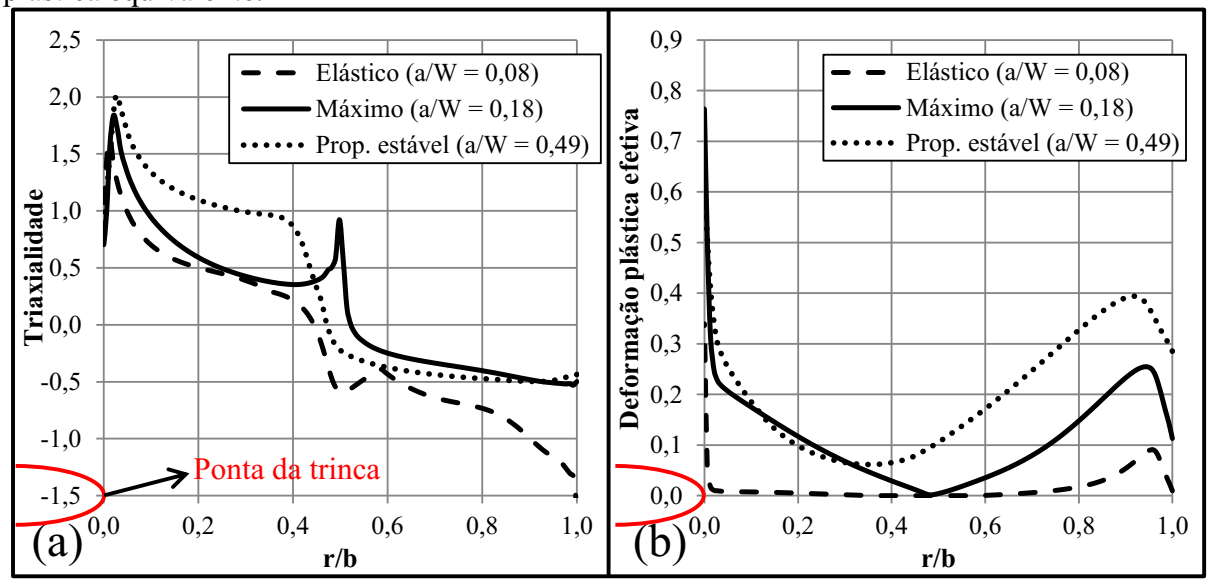
Fonte: Autor.

As evoluções tridimensionais mostradas anteriormente servem para ilustrar a evolução global da triaxialidade e deformação plástica efetiva, mas não possibilitam uma comparação direta entre as geometrias e os diferentes a/W. Diante disso, essas evoluções serão apresentadas abaixo, para cada geometria, em instantes específicos, sendo eles, o final do trecho elástico, ponto de máximo da curva carga *vs*. deslocamento e ponto de propagação estável, para DWTT e DWTT PT, e ponto pós-máxima (propagação estável não é bem definida) carga para o Charpy.

A análise da Figura 71 (a) permite observar que no DWTT a triaxialidade máxima parte de um valor 1,6 no final do trecho elástico ($a/W = 0{,}08$), aumenta para 1,8 no ponto de máxima carga ($a/W = 0{,}18$), e chega até 2,0 no ponto de propagação estável ($a/W = 0{,}49$),

ao mesmo tempo, a Figura 71 (b) mostra que a deformação plástica efetiva na ponta da trinca aumenta de 0,34 para 0,76 do final do trecho elástico para o ponto de máxima carga e depois diminui até 0,61, o que é coerente já que, como explicado anteriormente, o aumento da triaxialidade dificulta a evolução da deformação plástica. Ainda, a movimentação da linha neutra de $r/b = 0{,}5$ até $r/b \approx 0{,}35$ com o avanço da trinca pode ser observada nessa figura, seja pelo ponto de inflexão da distribuição de triaxialidade (Figura 71 (a)), ou pelo ponto de mínima deformação plástica efetiva (Figura 71 (b)). Note que a instabilidade da evolução da triaxialidade para o ponto de máxima carga (Figura 71 (a)) é oriunda de uma singularidade matemática.

Figura 71 – Evolução para a geometria DWTT de aço X80 nos pontos de final do regime elástico (a/W = 0,08), máximo da curva de carga vs. deslocamento (a/W = 0,18) e propagação estável (a/W = 0,49), em função de r/b, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.

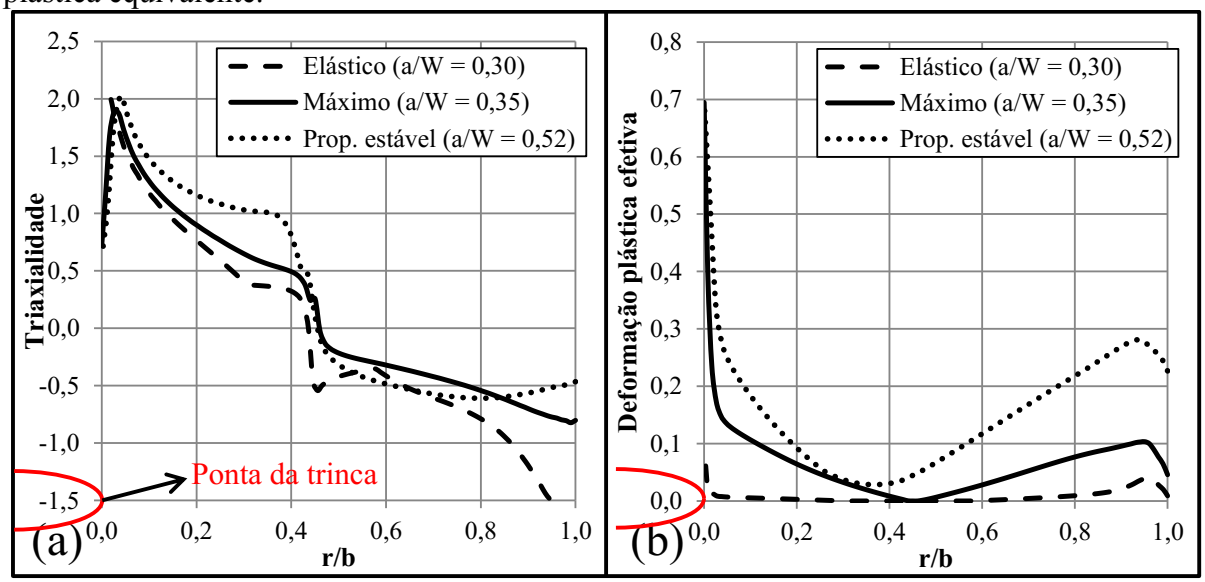


Fonte: Autor.

A Figura 72 apresenta a análise da evolução de triaxialidade e deformação plástica efetiva para a geometria DWTT PT. De forma geral, o comportamento das curvas é análogo ao que foi apresentado anteriormente, sendo a grande diferença caracterizada pela triaxialidade máxima (Figura 72 (a)) no final do trecho elástico ($a/W = 0{,}30$) que atinge um valor de 2,1, diminui para 1,9 no ponto de máxima carga ($a/W = 0{,}35$) e aumenta novamente para 2,0 no ponto de propagação estável ($a/W = 0{,}52$). A Figura 72 (b) complementa a análise anterior na medida em que a deformação plástica parte de um valor baixo de 0,1 no final do trecho elástico para 0,7 no ponto de máxima carga, permanecendo constante no ponto de propagação estável em análise, o que explica a alta triaxialidade inicial

e a pequena variação entre os valores seguintes. Note que devido à pré-trinca a posição inicial da linha neutra já fica um pouco deslocada em relação à $r/b = 0{,}5$.

Figura 72 - Evolução para a geometria DWTT PT de aço X80 nos pontos de final do regime elástico (a/W = 0,30), máximo da curva de carga vs. deslocamento (a/W = 0,35) e propagação estável (a/W = 0,52), em função de r/b, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



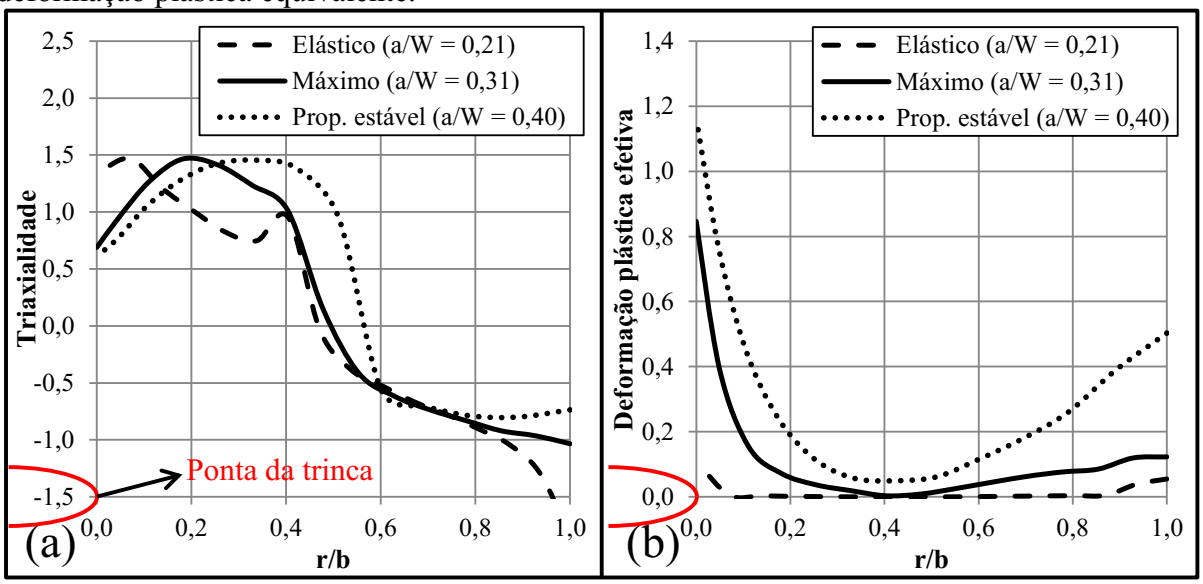
Fonte: Autor.

Os resultados de triaxialidade e deformação plástica efetiva para a geometria Charpy são apresentados Figura 73. Novamente, o entendimento geral dessas distribuições é o mesmo que foi explicado para as geometrias DWTT e DWTT PT. Uma constatação interessante é que enquanto as deformações aumentam progressivamente de 0,1 no final do trecho elástico ($a/W = 0{,}21$), para 0,8 no ponto de máxima carga ($a/W = 0{,}31$) e 1,2 em um ponto aqui escolhido após o ponto anterior ($a/W = 0{,}40$), onde não é possível afirmar que existe propagação estável, a triaxialidade máxima é aproximadamente igual a 1,5 para todos esses pontos de análise. Perceba ainda que a máxima deformação atingida no Charpy ($\bar{\varepsilon}_p = 1{,}2$) é bem maior que a atingida no DWTT ($\bar{\varepsilon}_p = 0{,}76$), o que é explicado pela menor triaxialidade do Charpy induzida pela sua menor espessura.

Depois de analisar os campos de triaxialidade e deformação plástica efetiva separadamente para cada geometria, é interessante compará-los em um instante específico que seja de interesse para futura comparação com os campos do duto, sendo esse um instante de propagação estável que, como discutido, é possível de ser definido para o DWTT ($a/W = 0{,}49$) e DWTT PT ($a/W = 0{,}52$), mas não para o Charpy (todos de aço X80), onde um instante após o ponto de máxima carga foi analisado ($a/W = 0{,}40$). A Figura 74 apresenta a

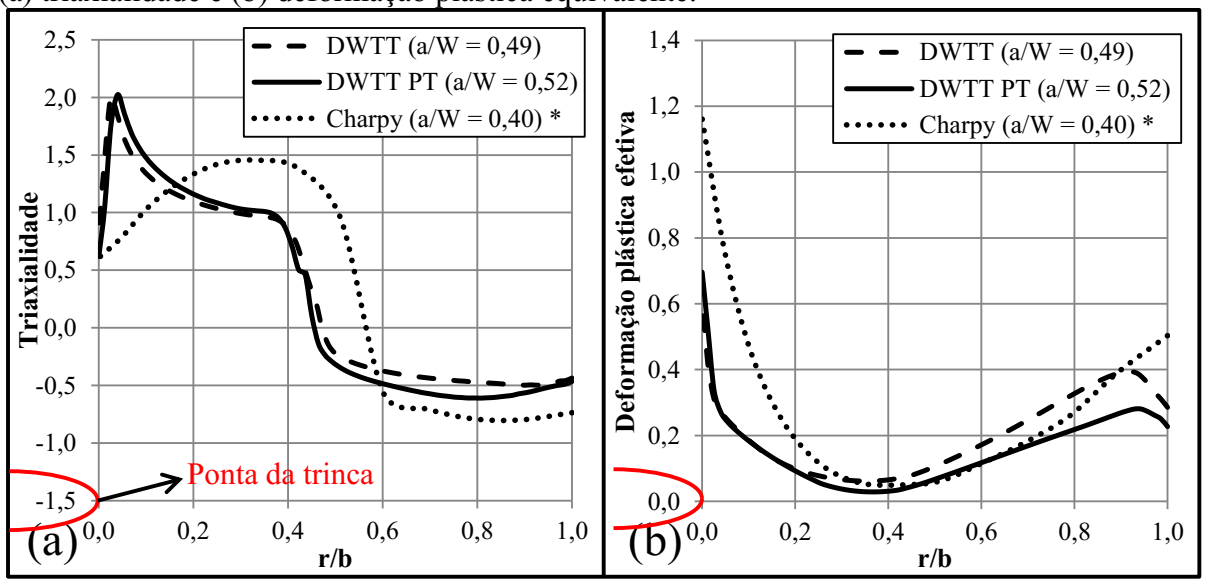
comparação desses campos para as três geometrias; é evidente que a triaxialidade máxima (Figura 74 (a)) é a mesma para as geometrias DWTT e DWTT PT com um valor de 2,0 e que para o Charpy esse valor é próximo de 1,5. Ainda, a Figura 74 (b) corrobora essas análises já que a deformação plástica efetiva na ponta da trinca é a mesma para o DWTT e DWTT PT e maior, devido à menor restrição à plasticidade, para o Charpy.

Figura 73 - Evolução para a geometria Charpy de aço X80 nos pontos de final do regime elástico (a/W = 0,21), máximo da curva de carga vs. deslocamento (a/W = 0,31) e propagação pós ponto de máximo (a/W = 0,40), em função de r/b, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



Fonte: Autor.

Figura 74 - Comparação para as geometrias DWTT, DWTT PT e Charpy de aço X80 nos pontos de propagação estável e pós-ponto de máximo, respectivamente, em função de r/b, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



Fonte: Autor.

Essa análise, além de servir como base para comparações futuras, foi motivada por um resultado apresentado na obra de Völling e Peppler (2013), no qual os autores conduziram simulações elasto-plásticas, sem nenhum modelo de dano, para as geometrias DWTT e DWTT PT e por isso chegaram a algumas conclusões que o autor dessa dissertação aqui menciona com o intuito de discuti-las criticamente. É importante ressaltar que os autores não foram claros quanto ao material utilizado, apesar de haver indícios de ser o aço API 5L X80, e nem quanto à espessura do DWTT em análise, que pelos menores valores de triaxialidade obtidos quando comparados aos apresentados nessa dissertação, deve ser menor do que 27,7 mm.

Para suporte à análise crítica, resumidamente, o trabalho de Völling e Peppler (2013) focou na análise local de tensões na ponta da trinca, por meio da triaxialidade, para determinar se a geometria DWTT ou DWTT PT é mais representativa para análise da fratura dúctil em gasodutos. Para isso, os autores obtiveram resultados numéricos para ambas as geometrias e consideraram que aquela que no momento de nucleação da trinca estivesse submetida à triaxialidade mais próxima do duto, seria a mais representativa. Sem saber ao certo o ponto de nucleação da trinca, mas considerando que ele ocorre entre o final do trecho elástico e o ponto de máxima carga, foram avaliadas as evoluções de triaxialidade para esses dois casos. Depois, considerando apenas a triaxialidade obtida no final do trecho elástico Völling e Peppler (2013) concluíram que a geometria DWTT PT é mais representativa já que ela apresentou triaxialidade de 1,9 contra 1,2 do DWTT e 1,8 do duto.

O primeiro ponto passível de crítica desse estudo é que, do ponto de vista de elaboração de protocolo de avaliação estrutural para prevenção de extensão de fratura dúctil por *crack arrest* (Seções 2.4.3 e 2.4.4), é primordial que a comparação local de tensões seja feita para o regime de propagação estável, já que é nesse regime que a energia associada à resistência da fratura dúctil é dissipada, logo, não é o valor de triaxialidade no final do trecho elástico que deve ser comparado, mas sim evoluções como as apresentadas na Figura 74.

Agora, mesmo se o ponto de interesse fosse o de nucleação da trinca, sabe-se que essa ocorre entre o final do trecho elástico e o ponto de máxima carga, conforme discutido na Seção 2.4.3.1 e afirmado por Völling e Peppler (2013), dessa forma não é razoável comparar apenas as triaxialidades alcançadas no final do trecho elástico, mas sim fazer uma análise conjunta com o ponto de máxima carga, onde, os valores aqui obtidos são de 1,8 para o DWTT e 1,9 para o DWTT PT, ou seja, a diferença é bastante menor àquela apontada na referência em análise. Acontece que, como Völling e Peppler (2013) não incluíram modelos

de dano nas análises, houve deformação excessiva localizada que teria levado à falha um material real, o que fez com que as distribuições obtidas para a triaxialidade apresentassem valores diferentes, 1,0 para o DWTT e 1,25 para o DWTT PT, já que elas ficaram abaixo dos valores do final do trecho elástico.

Ainda sob uma perspectiva de dano, pode-se argumentar que os resultados que Völling e Peppler (2013) obtiveram para o final do trecho elástico também podem conter imprecisões, já que como apresentado na Figura 68, nesse instante já existe plasticidade localizada no entalhe tanto na superfície interna (EPD) quanto externa (EPT), ou seja, há queda de rigidez local por crescimento e/ou coalescimento de "vazios", o que não foi considerado.

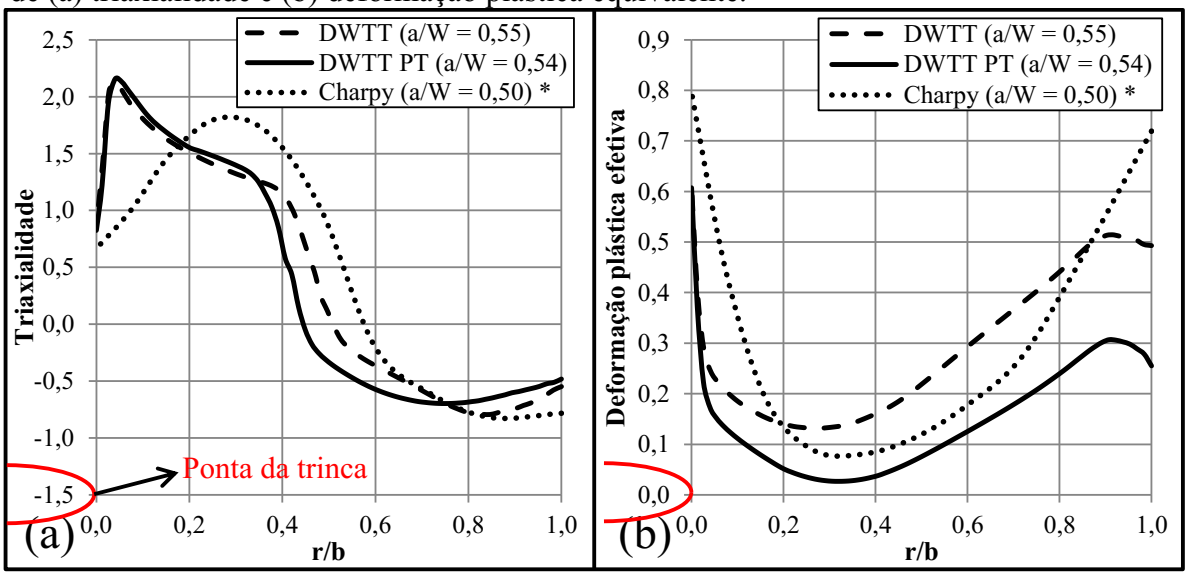
De volta à Figura 74, o fato de a geometria Charpy possuir menor restrição à plasticidade é mais um ponto negativo para a utilização de sua energia como indicativo da resistência à fratura dúctil de dutos, já que essa geometria absorve proporcionalmente mais energia por deformação plástica de corpo do que o DWTT. Nesse aspecto, o DWTT tem muito mais potencial, já que é usinado com a mesma espessura do duto (ou próximo desta), de forma que pelo menos a triaxialidade induzida pela espessura seja representativa. Do ponto de vista de tipo de carregamento, sabe-se que no duto ele é aproximado do tipo membrana e no DWTT flexional, no entanto essa divergência também existe no Charpy. Agora, as análises apresentadas anteriormente foram todas feitas para o aço X80, logo é necessário verificar se as conclusões apresentadas nessa seção são independentes do material. Para isso, serão aqui apresentados alguns resultados resumidos para geometrias Charpy e DWTT de aços X65 e X100, sendo que as evoluções completas de triaxialidade e deformação plástica são apresentadas no Apêndice D.

A Figura 75 apresenta a comparação dos campos de triaxialidade e deformação plástica efetiva para as geometrias Charpy, DWTT e DWTT PT de aço X65 em um instante de propagação estável. Note que o comportamento é o mesmo apresentado pelo aço X80 (Figura 74), ou seja, a triaxialidade das geometrias DWTT e DWTT PT são aproximadamente iguais (Figura 75 (a)) e superiores a da geometria Charpy, que por sua vez apresenta uma maior deformação plástica (Figura 75 (b)). A maior triaxialidade da geometria DWTT de aço X65 quando comparada ao aço X80 é fruto da maior espessura (Seção 3.1).

Para o aço X100 foi reproduzida apenas a curva experimental de ensaio de impacto DWTT, logo, a evolução de triaxialidade e deformação plástica para essa geometria é apresentada na Figura 76. As evoluções apresentam o mesmo comportamento dos aços X80 (Figura 71) e X65 (Figura 75), sendo que nesse caso o valor de triaxialidade do aço X100 é

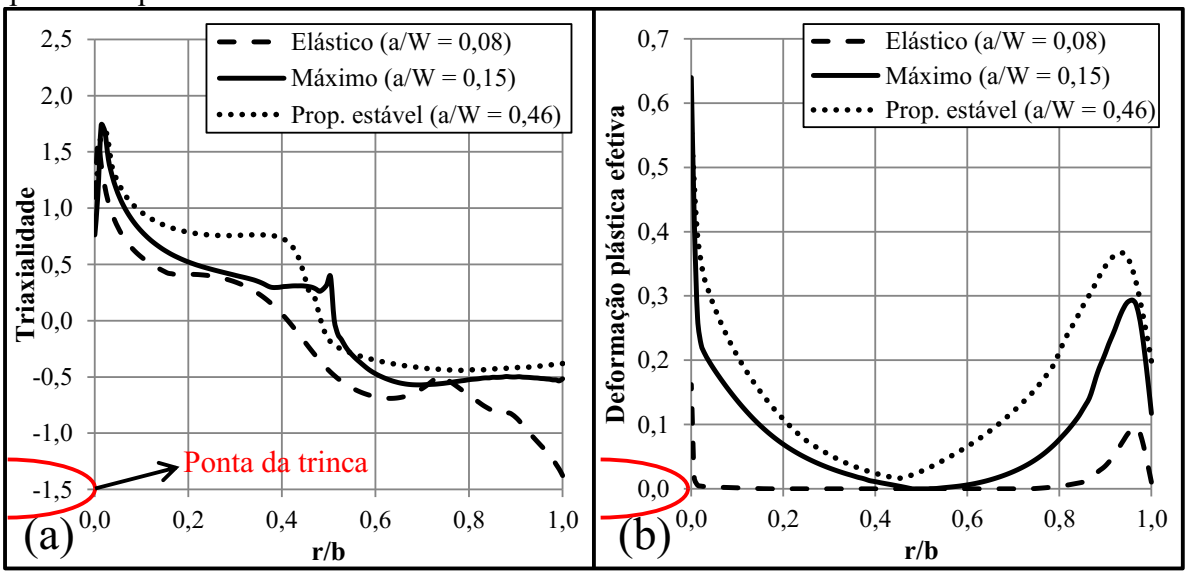
menor durante a propagação estável por conta da menor espessura da amostra modelada numericamente.

Figura 75 - Comparação para as geometrias DWTT, DWTT PT e Charpy de aço X65 nos pontos de propagação estável e pós-ponto de máximo, respectivamente, em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



Fonte: Autor.

Figura 76 - Evolução para a geometria DWTT de aço X100 nos pontos de final do regime elástico (*a*/*W* = 0,08), máximo da curva de carga vs. deslocamento (*a*/*W* = 0,15) e propagação estável (*a*/*W* = 0,46), em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



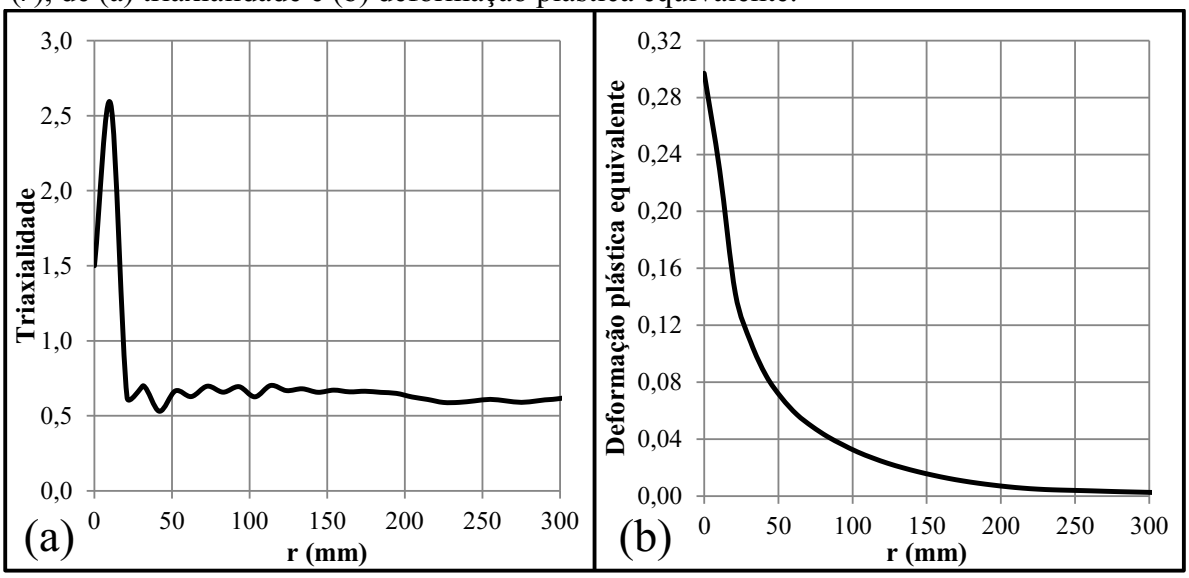
Fonte: Autor.

4.3.2 Duto

A Figura 77 apresenta uma análise exploratória das evoluções de triaxialidade e deformação plástica equivalente em um instante durante a propagação estável da trinca no duto de aço X80. É importante ressaltar que como essas evoluções foram obtidas em análises com malhas grosseiras para esse tipo de verificação ($I_y = 10\,mm$) elas podem não ser totalmente realistas na região próxima da ponta da trinca, mas devem guardar certa correlação com o resultado experimental em regiões mais afastadas, sendo assim possível ter uma ideia de como essas grandezas evoluem em função da distância da ponta da trinca (*r*) no duto.

É possível obter duas conclusões importantes da análise da Figura 77: primeiro, fica como sugestão de trabalho futuro uma estratégia de normalização do eixo das abscissas de forma que seja possível uma comparação direta com as evoluções obtidas para o Charpy e DWTT (Seção 4.3.1), cuja razão representada no eixo das abcissas foi r/b, segundo, do ponto de vista de triaxialidade e deformação plástica equivalente máxima na ponta da trinca parece que nem o Charpy e nem o DWTT (Figura 74) são representativos da distribuição do duto, embora o DWTT seja o que mais se aproxime. Essas conclusões reforçam a necessidade da busca por geometrias alternativas com campos de tensões predominantemente trativos.

Figura 77 – Evolução para o duto de aço X80, em função da distância da ponta da trinca (*r*), de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



Fonte: Autor.

4.4 ANÁLISE ENERGÉTICA

Nessa seção serão apresentados os resultados das energias envolvidas no processo de fratura dúctil das geometrias Charpy e DWTT. Inicialmente será apresentado um balanço global das energias envolvidas no modelo utilizando como exemplo a análise do DWTT de material X80 (Seção 4.4.1). Em seguida, são apresentados os resultados de análise de propagação estável do Charpy, DWTT e DWTT PT para o X80 além de uma comparação com os aços X65 e X100 (Seção 4.4.2). Por fim, são apresentados resultados da separação das energias (Seção 4.4.3) utilizando a técnica de domínios apresentada na Seção 3.6.

4.4.1 Balanço global de energia

Uma análise global de energia é necessária tanto para verificar se as energias associadas ao modelo fazem sentido fenomenologicamente, como também para confirmar que a Primeira Lei da Termodinâmica, associada à conservação de energia de um sistema, é respeitada. A equação abaixo (Equação 55), onde E_{total} é a energia total, $E_{cinética}$ é a energia cinética, $E_{interna}$ é a energia interna, E_{atrito} é a energia dissipada por atrito e $E_{contato}$ é a energia dissipada no contato por conta do fator de penalidade aplicado, relaciona de um ponto de vista macro como a energia total do sistema se comporta ao longo do tempo. Note que as parcelas energéticas que são nulas durante o modelo numérico como, por exemplo, o trabalho das forças externas, foram omitidas dessa equação.

$$E_{total} = E_{cinética} + E_{interna} + E_{atrito} + E_{contato} \tag{55}$$

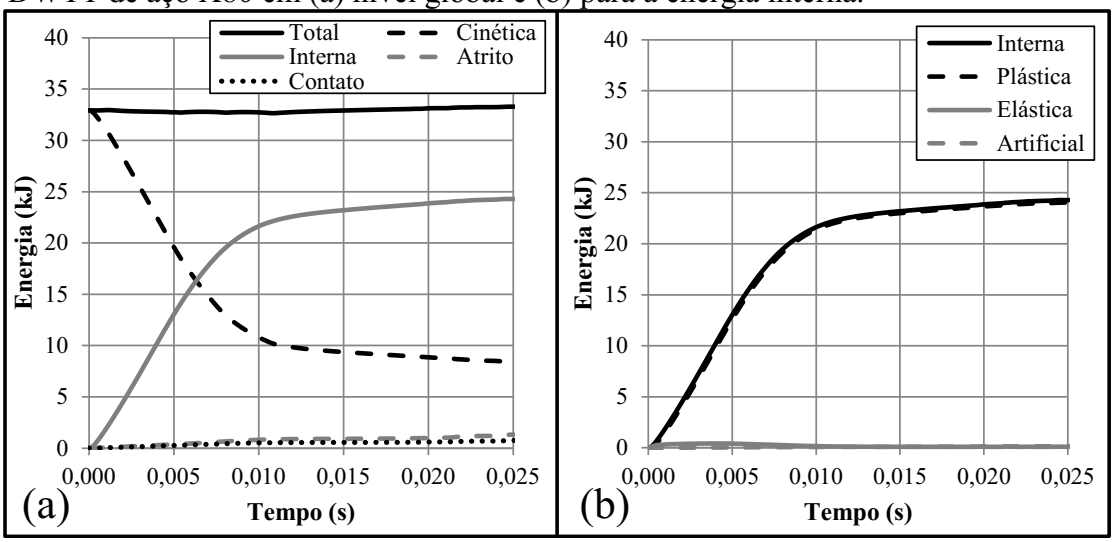
Dentre as parcelas energéticas apresentadas, a energia interna (Equação 56), é a mais complexa, já que contempla a soma da energia dissipada por deformação plástica ($E_{plástica}$), energia armazenada por deformação elástica ($E_{elástica}$) e energia de deformação artificial ($E_{artificial}$), que é causada pela inclusão de rigidez e amortecimento artificial no elemento com o intuito de corrigir a propagação energética de modo nulo, do inglês *hourglass*. Essa ocorre quando o elemento distorce sem que nenhuma energia de deformação seja gerada, sendo esse fenômeno típico em elementos hexaédricos de integração reduzida C3D8R (SIMULIA, 2013), justamente o tipo de elemento utilizado nessa dissertação (Seção 3.4.1).

$$E_{interna} = E_{plástica} + E_{elástica} + E_{artificial} \quad (56)$$

A Figura 78 apresenta as evoluções das parcelas energéticas discutidas acima, para o DWTT de material X80, em função do tempo. A análise gráfica da Figura 78 (a) permite concluir que a simulação respeitou o equilíbrio apresentado na Equação 55, com a variação da energia cinética sendo quase totalmente transformada em energia interna, sendo uma pequena parte dissipada pelo atrito e pelo contato. Note que o valor inicial da E_{total}, que para respeitar a Primeira Lei da Termodinâmica deve permanecer constante ou, nesse caso, quase constante pelas aproximações da análise numérica, é o próprio valor da $E_{cinética}$ disponível no início do modelo, sendo essa obtida pela massa do martelo de 2,8 toneladas e sua velocidade de 4,85 m/s, totalizando 32,93 kJ de energia disponível. Vale ressaltar que a $E_{contato}$ deve ser desprezível quanto comparada a E_{total}, já que se trata de um valor não fenomenológico.

A Figura 78 (b) apresenta a $E_{interna}$ e sua parcelas, sendo que $E_{elástica}$ e $E_{artificial}$ são desprezíveis quando comparadas com $E_{plástica}$, o que é coerente já que esse tipo de análise envolve um carregamento severo que induz plasticidade elevada. Para garantir que o *hourglass* não influencie nos resultados é recomendável que $E_{artificial}$ represente menos de 1% de $E_{interna}$ (SIMULIA, 2013), o que é obtido nessa análise onde ela representa 0,3% durante grande parte da simulação e 0,6% no final devido à instabilidade desse estágio. A energia absorvida no ensaio de impacto DWTT, calculada pela integral da curva de carga *vs*. deslocamento, é composta pela soma de $E_{interna}$ e E_{atrito}, sendo que como apresentado na Figura 78 (a) essa última também representa uma pequena fração da $E_{interna}$.

Figura 78 – Análise do balanceamento energético, em função do tempo, para o DWTT de aço X80 em (a) nível global e (b) para a energia interna.



Fonte: Autor.

É importante ressaltar que de acordo com Simulia (2013), a pequena variação na energia total (Figura 78 (a)) é intrínseca ao método dinâmico explícito da análise, já que esse utiliza uma técnica de avanço cinemático para prever o estado seguinte com base no estado atual acarretando em um pequeno desvio que é mitigado pela grande quantidade de pequenos incrementos envolvidos nesse processo. Como consequência, o custo computacional é reduzido quando comparado ao método dinâmico implícito, onde a convergência de cada incremento é forçada por iterações repetitivas que buscam convergência pelo método de Newton-Raphson de forma a culminar em um constante recálculo e inversão da matriz de rigidez do sistema. Inclusive, é recomendável que a variação da energia total seja menor do que 1% (SIMULIA, 2013), o que é atendido pela simulação apresentada, onde a variação foi em média 0,5% durante toda a análise e aumentou para 0,9% no final devido à alta não linearidade.

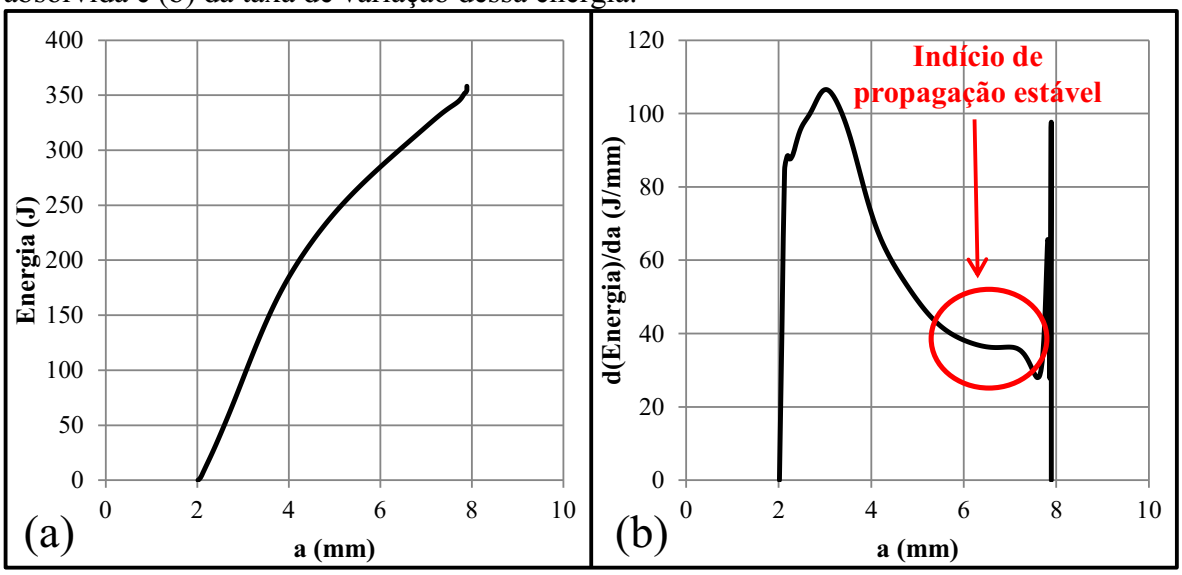
4.4.2 Análise de propagação estável

Após entender como cada parcela energética varia em função do tempo (Seção 4.4.1) é possível restringir a análise apenas para a energia absorvida durante o ensaio de impacto Charpy e DWTT, que, como explicado anteriormente, pode ser calculada pela soma da $E_{interna}$ e E_{atrito} ou pela integral da curva de carga vs. deslocamento, sendo o último o método aqui empregado. A ideia central dessa seção é analisar a evolução da energia absorvida pelos espécimes em função da variação do tamanho de trinca (da), com o intuito de tentar compreender se a taxa de variação dessa energia ($dEnergia/da$) atinge um patamar e se esse patamar é indicativo de propagação estável. Os resultados das Figuras 79 e 80 foram obtidos utilizando os parâmetros qi de Tvergaard (1982) para o DWTT e de Faleskog, Gao e Shih (1998) para o Charpy e DWTT PT, já que esses propiciaram maior aderência numérico-experimental (Seção 4.2).

Ao analisar a evolução da energia absorvida do Charpy (Figura 79 (a)) e de sua taxa de variação (Figura 79 (b)) em função do comprimento da trinca (a) é possível perceber que naturalmente a energia absorvida aumenta durante o ensaio e que a taxa de variação de energia parece alcançar um patamar entre os comprimentos de trinca $a = 6$ até 7 mm. Ao trazer para a discussão a análise da evolução do tamanho de trinca em função do deslocamento do martelo apresentado na Figura 58 (b), é possível perceber que o trecho de $a = 6$ até 7 mm parece se aproximar de uma reta, isso significa que, embora o trecho de

propagação estável tenda a zero na geometria Charpy, ele parece iniciar e só não se mantêm porque nesse instante a fratura já alcançou o campo deformado pelo pêndulo.

Figura 79 – Evolução para a geometria Charpy de aço X80, em função de a, (a) da energia absorvida e (b) da taxa de variação dessa energia.



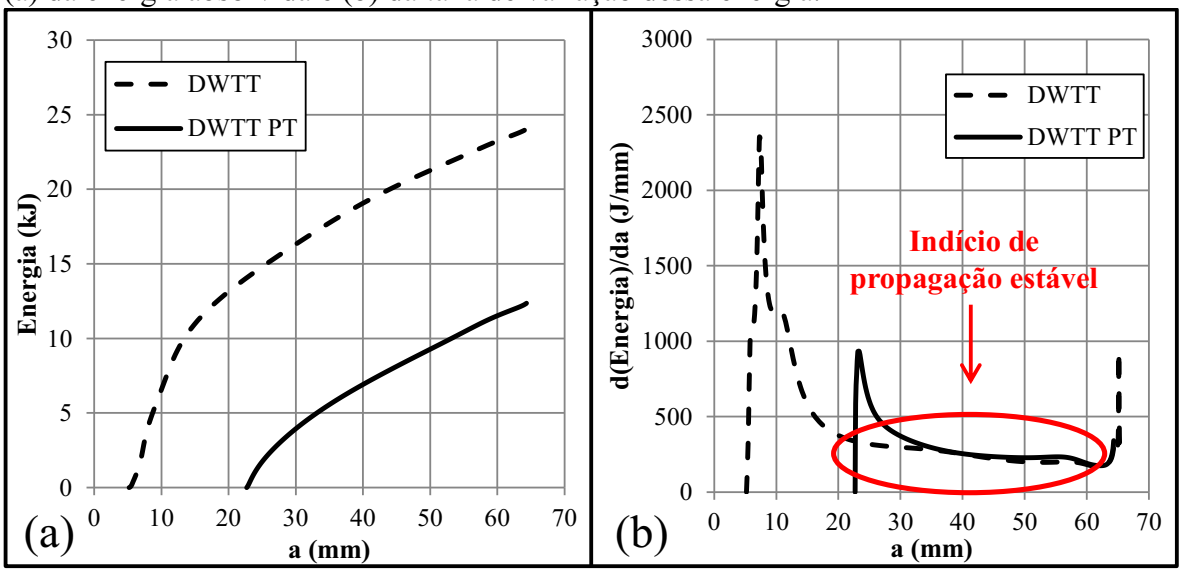
Fonte: Autor.

Para as geometrias DWTT e DWTT PT, os resultados da evolução da energia (Figura 80 (a)) e da taxa de variação de energia (Figura 80 (b)) em função do comprimento de trinca são apresentados abaixo. Note que a energia absorvida aumenta durante o ensaio e, diferentemente da geometria Charpy, a taxa de variação de energia em função do tamanho de trinca ($dEnergia/da$) atinge um patamar decrescente que se estende por um tamanho significativo, de aproximadamente 20 ($a/W = 0{,}26$) até 55 mm ($a/W = 0{,}72$) e 33 ($a/W = 0{,}43$) até 55 mm ($a/W = 0{,}72$) para o DWTT e DWTT PT, respectivamente, o que se aproxima dos valores de a/W associados à região de triaxialidade constante na Seção 4.3.1. Note que o objetivo dessa investigação não é determinar os comprimentos exatos de início e fim da propagação estável, até porque para tal seria necessária validação experimental, mas sim identificar e ampliar o conhecimento sobre a determinação da propagação estável. Nesse aspecto fica claro que os patamares do DWTT e DWTT PT se estendem por um trecho muito maior quando comparados ao Charpy.

Com relação ao fato do patamar ser decrescente, em um primeiro momento pode-se pensar que ele deveria ser constante, mas na opinião do autor dessa dissertação o decaimento desse patamar é realista, já que essa variação de energia leva em conta diversas parcelas energéticas além da energia associada exclusivamente à fratura dúctil, que por sua vez, deve ser constante durante o trecho de propagação estável. Uma investigação detalhada dessas

parcelas energéticas será apresentada na Seção 4.4.3. No entanto, pode-se adiantar que o decaimento deve estar associado à perda de rigidez progressiva do espécime com o avanço da trinca, já que essa leva a uma redução contínua da energia necessária para deformar o espécime como um todo. Além disso, o fato do espécime estar sujeito a um carregamento flexional em 3 pontos faz com que a linha neutra e os campos trativos e compressivos se movam ao longo da análise. É esperado que as demais parcelas energéticas envolvidas, como deformação induzida no apoio e martelo e dissipação por atrito sejam elevadas no início da simulação, mas passem a ter pouca influência durante o trecho de propagação estável, sendo esse trecho, portanto, composto majoritariamente pela energia associada à fratura dúctil e a energia de corpo. Dessa forma é de se esperar que o valor de $dEnergia/da$ no final do trecho de propagação estável, onde a rigidez do espécime já em bem menor, deve ser quase todo associado à propagação de fratura dúctil.

Figura 80 - Evolução para as geometrias DWTT e DWTT PT de aço X80, em função de a, (a) da energia absorvida e (b) da taxa de variação dessa energia.

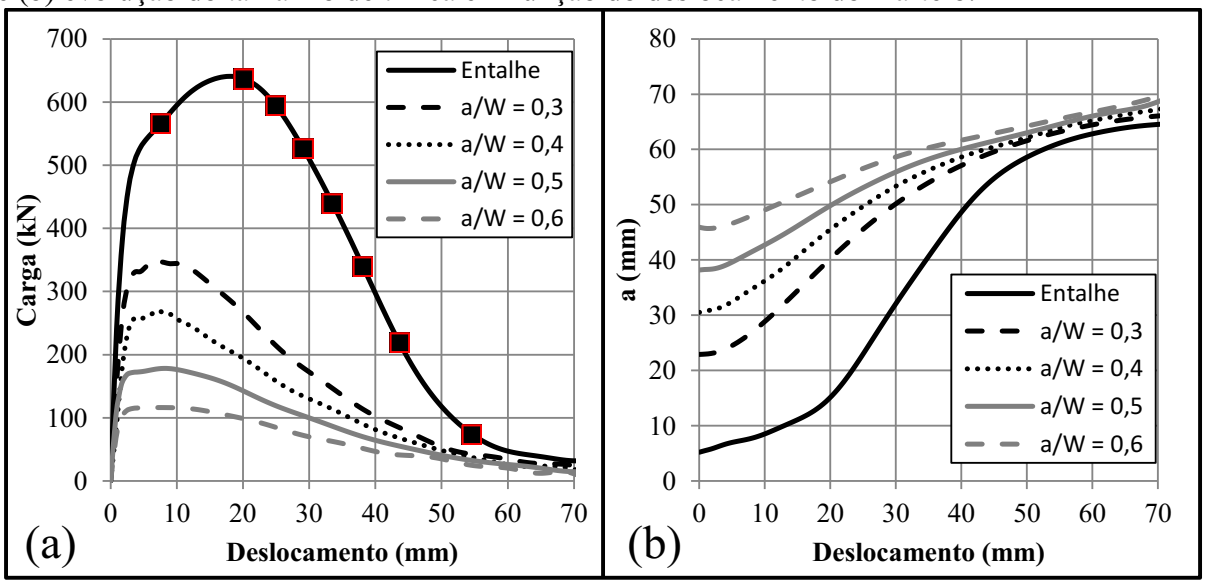


Fonte: Autor.

Visando analisar a influência da profundidade relativa de trinca (a/W) na busca pelo patamar de $dEnergia/da$, foram realizadas quatro simulações adicionais, com $a/W = 0{,}3$, 0,4 0,5 e 0,6 todas utilizando os mesmos parâmetros q_i de Tvergaard (1982) da geometria entalhada ($a/W = 0{,}08$). Sabe-se, no entanto, por toda discussão apresentada nessa dissertação, que em tese esses parâmetros devem ser calibrados em função da triaxialidade, mas como não há ensaios experimentais para todos a/W não é possível calibrar esses parâmetros, dessa forma, decidiu-se desprezar essa influência, sendo que pelo comportamento das curvas que serão apresentadas se pode dizer que essa foi uma atitude razoável.

As evoluções das curvas de carga *vs*. deslocamento são apresentadas na Figura 81 (a) para todas as geometrias, ainda, os quadrados de contorno vermelho na curva da geometria entalhada mostram o crescimento de $a/W = 0{,}1$ até 0,9 em incrementos de 0,1. A Figura 81 (b) apresenta as curvas de tamanho de trinca (a) em função do deslocamento do martelo, onde é possível visualizar que o tamanho final de trinca segue o aumento da trinca inicial e que o trecho de propagação estável diminui em valores absolutos de forma proporcional ao aumento de a/W.

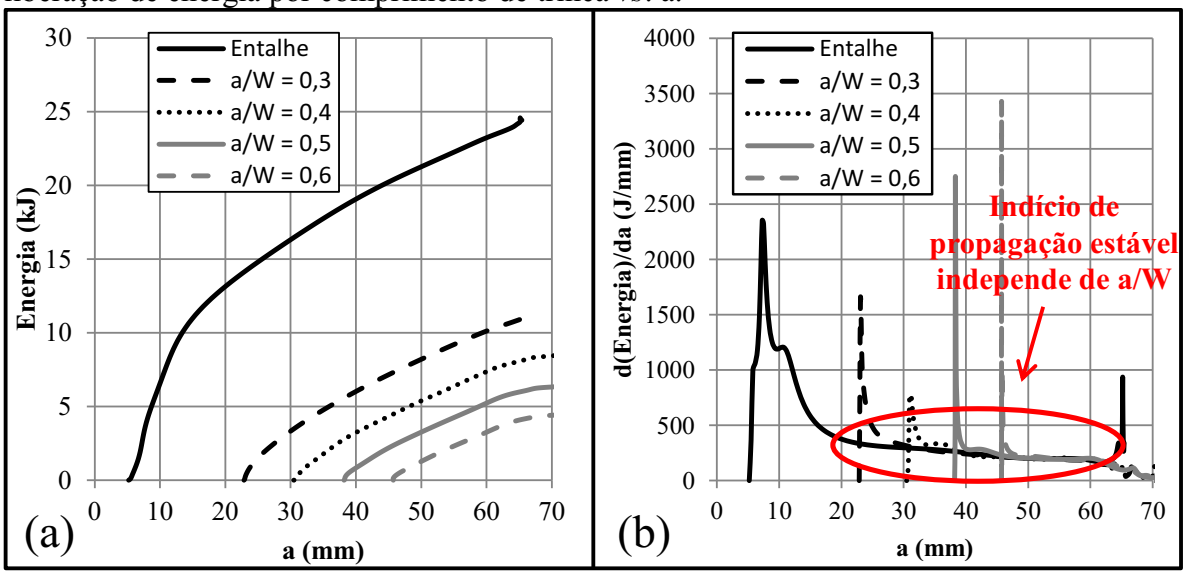
Figura 81 - Resultados do DWTT X80 para diversos a/W de (a) curva carga *vs*. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca em função do deslocamento do martelo.



Fonte: Autor.

Na Figura 82 (a) é possível observar que a energia absorvida diminui proporcionalmente ao aumento de a/W, enquanto que a Figura 82 (b) apresenta os resultados de $dEnergia/da$ em função de a para todos os a/W. Note que, embora o tamanho de trinca (a) de início de propagação estável aumente proporcionalmente ao aumento de a/W, o patamar de $dEnergia/da$ converge para todas as amostras, o que reforça a ideia de que esse é associado à propagação estável da fratura dúctil e deve, portanto, ser considerado para garantir a transferabilidade entra as propriedades do DWTT e do duto.

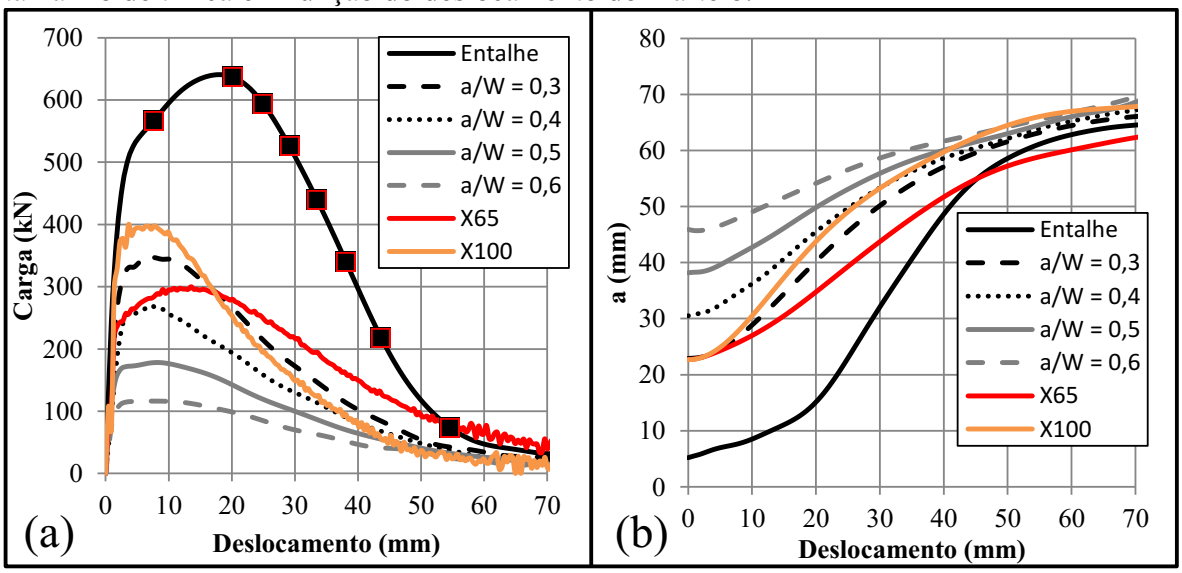
Figura 82 - Resultados do DWTT X80 para diversos a/W de (a) energia *vs*. a (b) taxa de liberação de energia por comprimento de trinca *vs*. a.



Fonte: Autor.

Por fim, duas simulações numéricas adicionais da geometria DWTT de aços X65 e X100 com $a/W = 0{,}3$, mas nesse caso com a mesma espessura da de aço X80, foram analisadas. A Figura 83 apresenta os resultados de carga *vs*. deslocamento (Figura 83 (a)) e evolução do tamanho de trinca (Figura 83 (b)) dessas análises, onde fica evidente que os resultados para os aços X65 e X100 são diferentes dos obtidos para o aço X80 de mesma geometria.

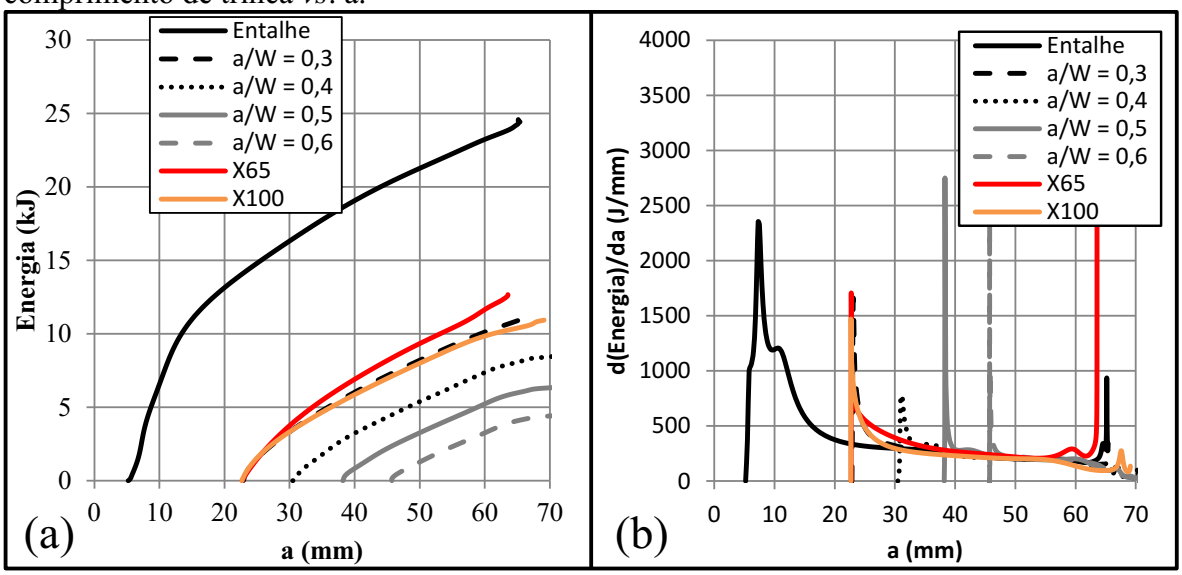
Figura 83 - Resultados do DWTT X80 para diversos a/W com adição de resultados para os aços X65 e X100 com a/W = 0,3 de (a) curva carga *vs*. deslocamento e (b) evolução do tamanho de trinca em função do deslocamento do martelo.



Fonte: Autor.

Ao analisar a evolução da taxa de liberação de energia (Figura 84 (b)) é possível perceber que as curvas dos diferentes materiais convergem para o mesmo patamar do aço X80, o que parece indicar que além de ser independente de a/W, o patamar de propagação estável pode ser independente do tipo de material. No entanto, essa hipótese demanda mais estudos já que nesse caso específico a energia absorvida no ensaio de impacto DWTT é muito parecida para os três materiais (Figura 84 (a)), assim como as propriedades mecânicas dos mesmos (Seção 3.2).

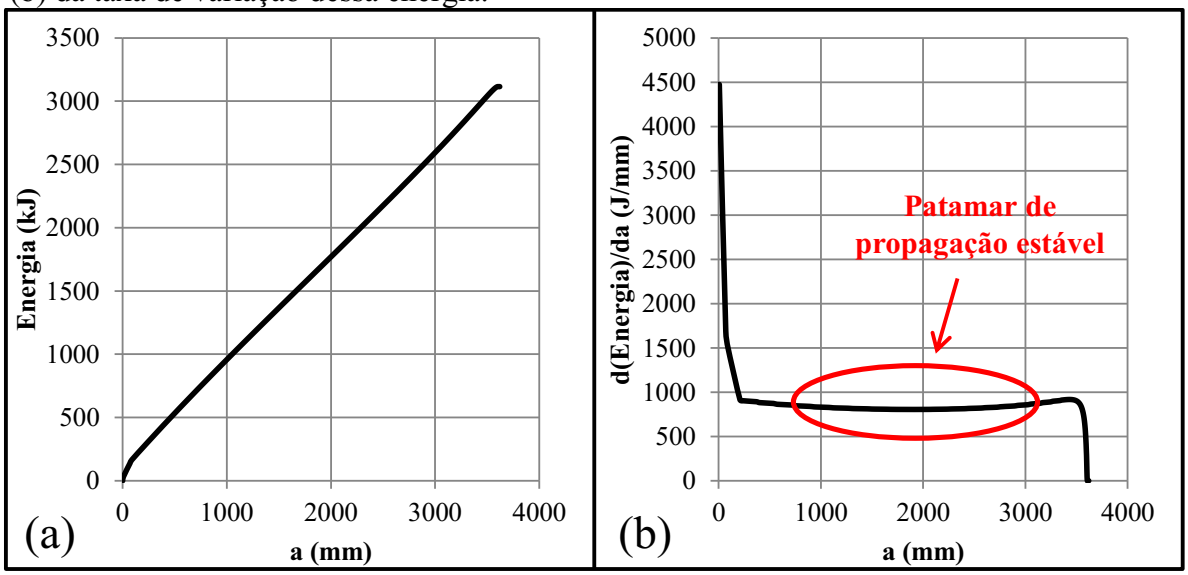
Figura 84 - Resultados do DWTT X80 para diversos a/W com adição de resultados para os aços X65 e X100 com a/W = 0,3 de (a) energia *vs*. a (b) taxa de liberação de energia por comprimento de trinca *vs*. a.



Fonte: Autor.

Ao relembrar que a energia absorvida no ensaio de impacto DWTT calculada pela integração da curva de carga *vs*. deslocamento pode ser obtida pela soma da energia interna e energia dissipada por atrito do modelo (Seção 4.4.1) e extrapolando esse conceito para a simulação do duto apresentada na Seção 4.2.2 é possível obter a evolução da energia interna em função do tamanho da trinca no duto (Figura 85 (a)). Note que como não há dissipação por atrito na simulação do duto é razoável supor que a energia interna é o equivalente da energia analisada para as geometrias Charpy e DWTT nessa seção. Com isso dito, é possível avaliar a taxa de variação da energia interna do duto em função do tamanho da trinca ($dEnergia/da$) (Figura 85 (b)) e perceber que a evolução é muito parecida com as que foram apresentadas na Figura 84, sendo que para o duto o patamar de variação de energia é mais próximo de uma constante, o que era esperado já que houve propagação estável nessa análise numérica de 1000 até ≈ 3000 mm de tamanho de trinca (Figura 66).

Figura 85 - Evolução para o duto de aço X80, em função de a, (a) da energia absorvida e (b) da taxa de variação dessa energia.



Fonte: Autor.

A análise da Figura 85 (b) também permite concluir que enquanto o valor de $dEnergia/da \approx 300\,J$ para a geometria DWTT de diversos a/W e materiais X65, X80 e X100, $dEnergia/da \approx 800\,J$ para o duto de aço X80. É evidente que é necessário aprofundar os estudos nesse assunto para que a grandeza $dEnergia/da$ seja melhor entendida de um ponto de vista fenomenológico e de representatividade da criticidade da solicitação.

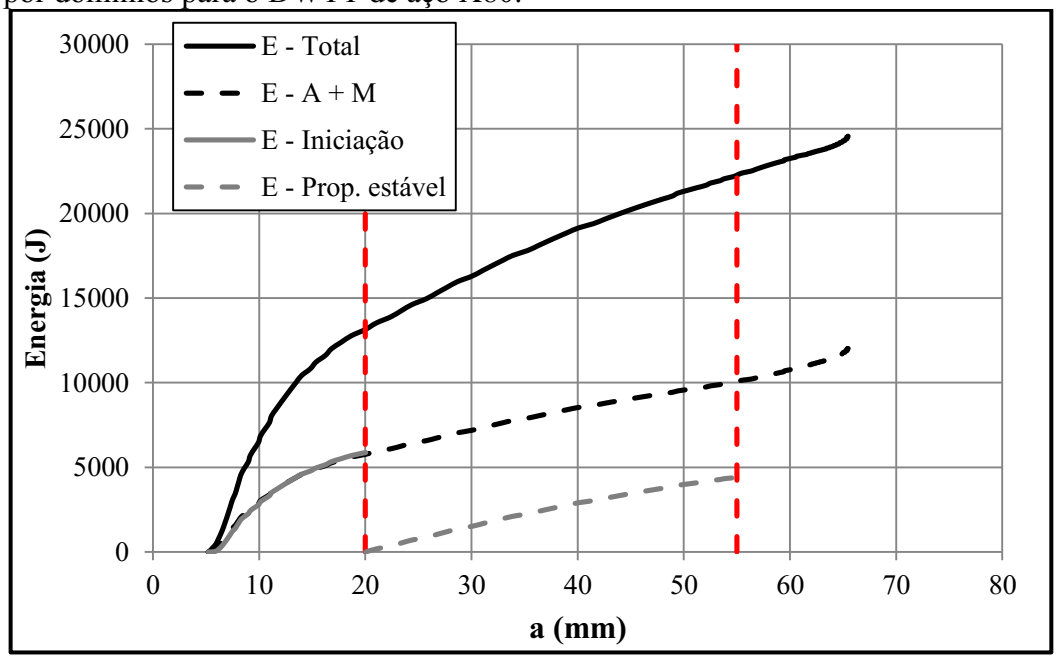
4.4.3 Separação de energias

Com base na metodologia estabelecida para as divisões de energia pela determinação gráfica dos domínios (Seção 3.6) é possível analisar graficamente a evolução da energia total, energia associada à deformação plástica induzida pelo martelo e apoio, assim como a energia absorvida no domínio definido como de propagação, sendo aqui feita uma ressalva que existem na verdade duas parcelas energéticas de interesse dentro desse domínio. Uma é aqui nomeada "Energia de iniciação", que foi definida como toda a energia absorvida no domínio de propagação (Figura 45) até o instante que antecede a propagação estável, ou seja, essa parcela energética engloba toda a propagação que antecede o regime permanente de evolução de tamanho de trinca. A outra energia é nomeada como "Energia de propagação estável", sendo ela toda a energia absorvida no domínio de propagação durante o trecho de propagação estável.

A Figura 86 ilustra as evoluções energéticas para o DWTT de aço X80 de acordo com os critérios apresentados anteriormente. As linhas tracejadas vermelhas representam os limites de propagação estável, que aqui foram estimados com base nos patamares de variação de energia, nas curvas de carga *vs*. deslocamento e na evolução de tamanho de trinca durante o ensaio. Note que a energia associada à propagação estável (e, portanto, de maior interesse dessa dissertação) corresponde a ≈ 4500 J enquanto que a energia total absorvida no ensaio corresponde a ≈ 25300 J, ou seja, a energia associada à propagação estável da fratura dúctil corresponde a apenas ≈ 18% da energia total absorvida em um ensaio de impacto DWTT de aço X80. Esse resultado é um pouco inferior ao de 28 % reportado por Yu e Ru (2016), no entanto os autores não foram claros quanto a sua metodologia e fizeram algumas suposições passíveis de crítica conforme mencionado anteriormente.

A conclusão mais relevante dessa análise é perceber que ainda hoje existem protocolos de avaliação de integridade estrutural de fratura dúctil de gasodutos baseados na energia total absorvida no ensaio de impacto DWTT, enquanto fica comprovado aqui que somente um quarto ou menos dessa energia está de fato associada de forma fenomenológica à propagação da fratura dúctil em um duto.

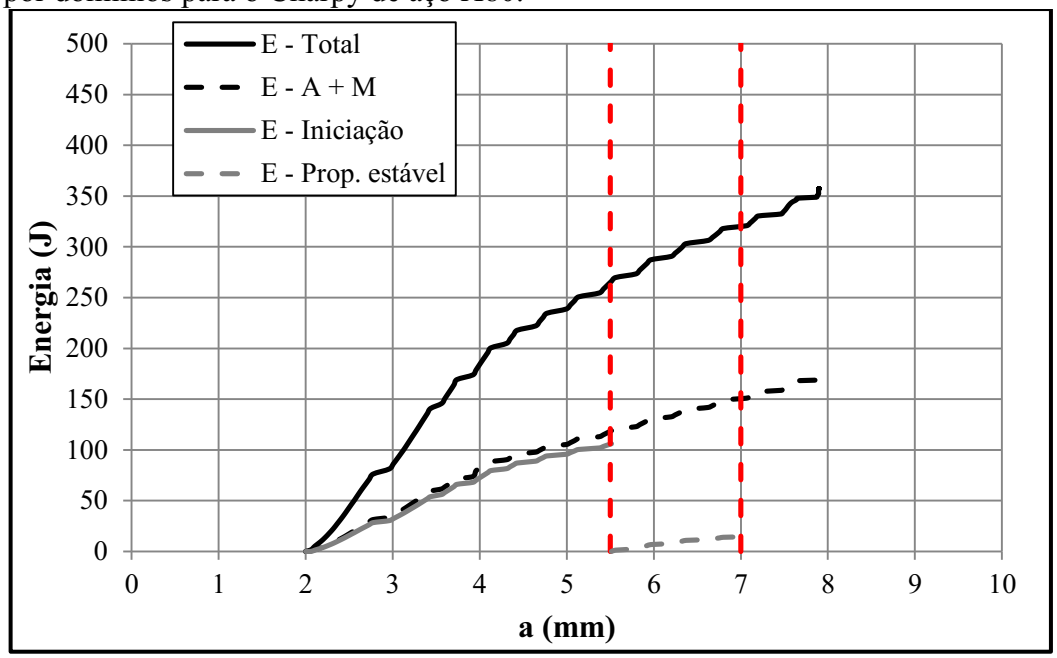
Figura 86 – Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o DWTT de aço X80.



Fonte: Autor.

A Figura 87 apresenta a mesma análise realizada para a geometria Charpy de aço X80. A discussão crítica a respeito da análise é a mesma, sendo importante destacar que para o Charpy a energia associada à propagação estável é de apenas ≈ 14 J quando comparada com a energia total absorvida no ensaio de ≈ 350 J. Dessa forma fica evidente que se existe erro ao usar a energia total de um ensaio de impacto DWTT como indicativo da resistência à fratura dúctil em um duto, esse erro é muito maior quando a energia total utilizada está atrelada ao ensaio de impacto Charpy. Note que o aspecto facetado da evolução obtida para o Charpy (Figura 87) é consequência do menor refinamento de malha (Seção 3.3).

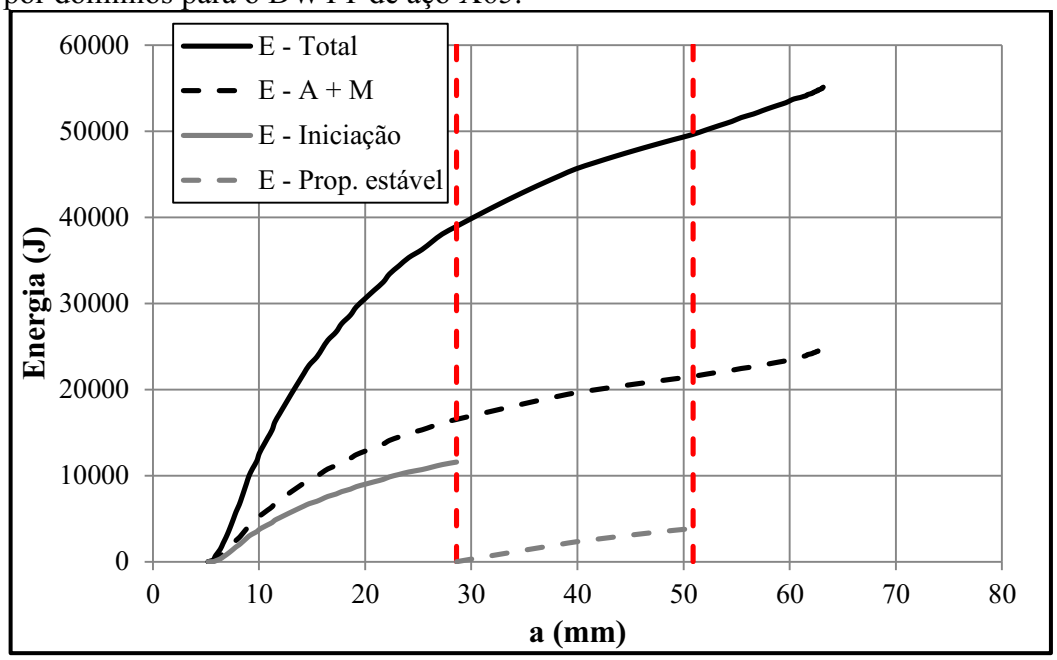
Figura 87 - Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o Charpy de aço X80.



Fonte: Autor.

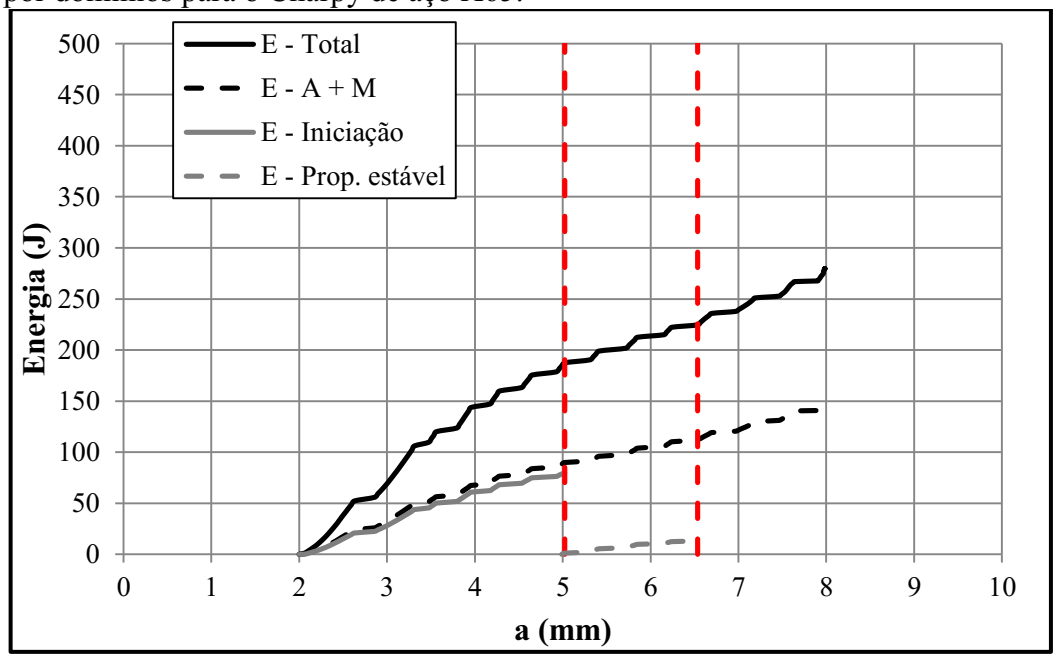
A mesma análise foi repetida para as geometrias DWTT (Figura 88) e Charpy (Figura 89) de aço X65, onde para o DWTT a energia associada à propagação representa ≈ 7% da energia total e para o Charpy esse valor é de ≈ 4,5%. Essa queda significativa para a geometria DWTT de aço X65 pode ser explicada pela maior espessura dessa geometria aliada a grande capacidade de deformação do material, já que o arredondamento da trinca é muito mais expressivo assim como o tunelamento que faz com que a trinca demore a se propagar nas superfícies livres (EPT).

Figura 88 - Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o DWTT de aço X65.



Fonte: Autor.

Figura 89 - Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o Charpy de aço X65.

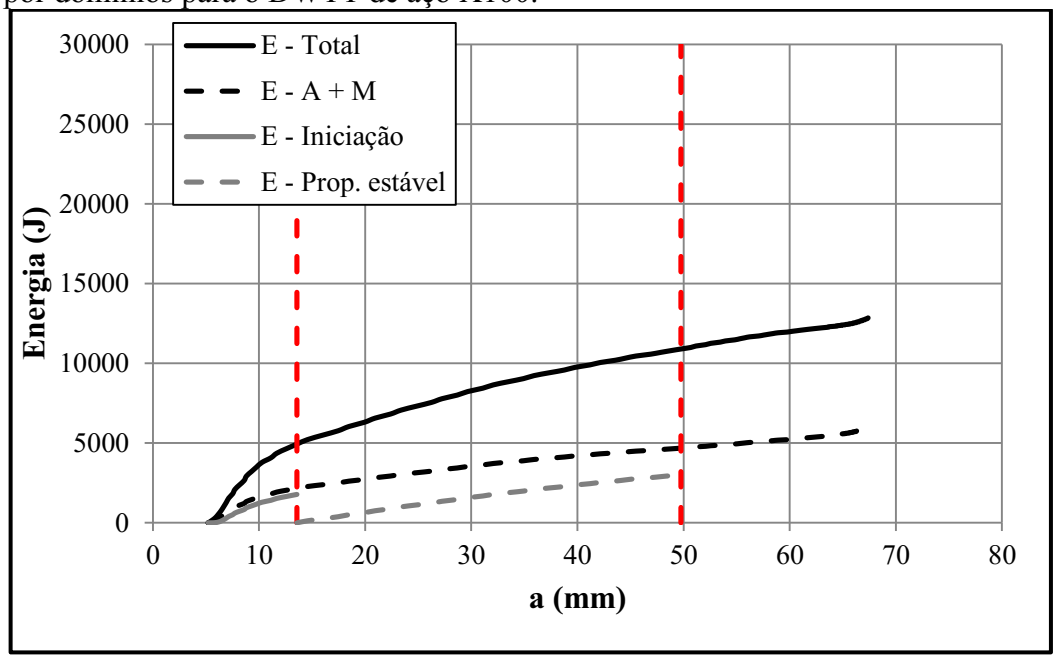


Fonte: Autor.

Para o aço X100 (Figura 90) houve um aumento na energia associada à propagação, que totalizou ≈ 23% da energia total, que pode ser explicado pela menor espessura dessa geometria aliada a uma menor capacidade de deformação do material. Dessa forma parece

haver uma correlação entre a energia associada à propagação da fratura estável e a capacidade de deformação plástica do material aliada à triaxialidade induzida pela espessura.

Figura 90 - Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o DWTT de aço X100.

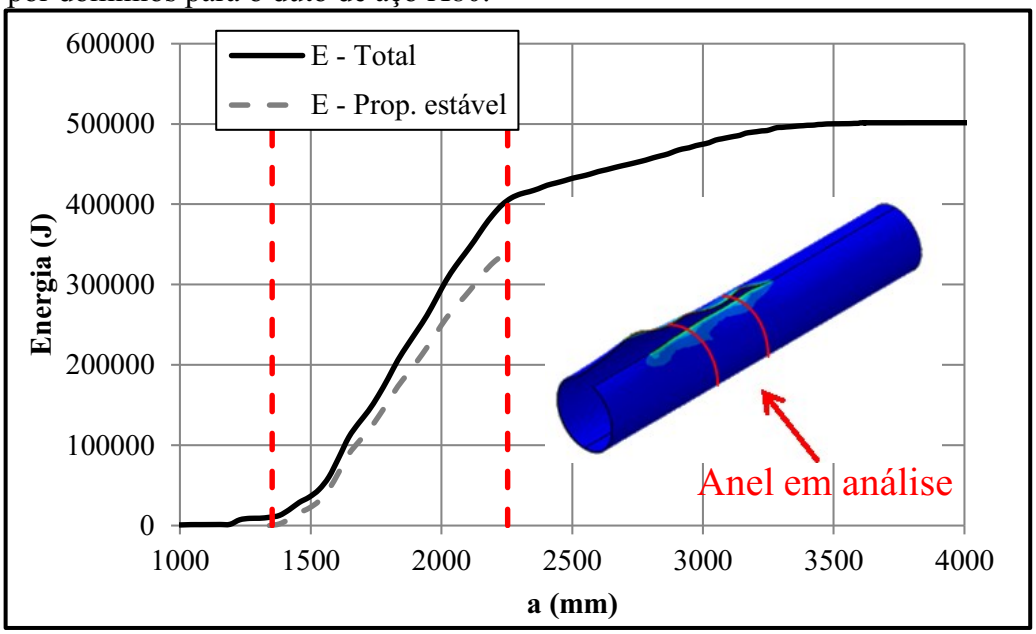


Fonte: Autor.

A estratégia de domínios desenvolvida para análise das geometrias Charpy e DWTT (Seção 3.6) foi adaptada para a análise energética do modelo numérico do duto. O princípio é exatamente o mesmo, com exceção de que essa análise foi baseada no campo residual de deformações do duto. Foi analisado apenas um anel do duto (detalhe da Figura 91), sendo que toda a energia absorvida nos elementos desse anel foi monitorada, assim como a energia absorvida no campo de propagação durante a passagem da trinca por esse domínio, o que ocorreu para $a = 1350$ até 2250 mm. O resultado dessa análise é apresentado na Figura 91, onde a energia associada à propagação da fratura dúctil representa aproximadamente 72% da energia total absorvida nesse anel.

Diante dos resultados apresentados fica evidente que mesmo com todos os indícios apresentados nessa dissertação de que o DWTT é mais representativo da fratura dúctil de um duto do que o Charpy essa geometria pode não ser a solução de longo prazo. O melhor entendimento fenomenológico dela (principalmente em termos energéticos) é fundamental para o aprimoramento dos protocolos de avaliação de integridade estrutural de gasodutos, assim como para criar uma ponte entre todos os resultados disponíveis baseados em ensaio de impacto Charpy e ensaios mais representativos.

Figura 91 - Evolução das parcelas energéticas obtidas pela aplicação da divisão por domínios para o duto de aço X80.



Fonte: Autor.

5 CONCLUSÕES

Após a realização da análise de sensibilidade dos parâmetros do modelo de GTN para o aço X80 foi possível compreender os efeitos de cada parâmetro na curva de carga *vs*. deslocamento, energia absorvida e velocidade média de propagação da fratura, assim como gerar uma série de dados que serão disponibilizados para a comunidade científica e serviram de base para o modelamento de ensaios de impacto Charpy e DWTT. Ainda, os resultados obtidos estão de acordo com o esperado pela revisão da literatura.

A metodologia desenvolvida se mostrou robusta na medida em que foi possível validá-la pela reprodução de curvas experimentais de carga *vs*. deslocamento de geometrias Charpy, DWTT e DWTT PT de aços X65, X80 e X100, além da evolução do tamanho de trinca de um *burst test* de duto de aço K65. Conclui-se ainda que a utilização da geometria DWTT PT leva à redução do comprimento útil de propagação estável associado à fratura dúctil. Assim, os argumentos favoráveis encontrados na literatura não se confirmam e o entalhe convencional prensado recomendado pelas normas se mostra como a opção mais interessante.

As análises dos campos de tensão e deformação foram de encontro às teorias de Mecânica dos Sólidos e Mecânica da Fratura na medida em que maiores valores de triaxialidade foram seguidos de menores níveis de deformação plástica e vice-versa, fenômeno descrito pela restrição à plasticidade. Ainda, existem indícios de que o colapso plástico se inicia quando a plasticidade se espalha por toda a espessura do espécime, incluindo a linha neutra.

Fica demonstrado que, devido às simplificações adotadas, os resultados apresentados por Völling e Peppler (2013) vão contra a realidade na medida em que é esperado que no ponto de máxima carga, onde a propagação já iniciou, a triaxialidade seja maior que no final do trecho elástico global.

Os campos de tensão do DWTT e DWTT PT apresentam, assim como esperado, a mesma severidade durante o trecho de propagação estável, sendo esses mais severos do ponto de vista de triaxialidade do que os do Charpy, que por sua vez permite um maior espalhamento de plasticidade. A análise dos campos de triaxialidade e deformação plástica no duto levam a conclusão de que esses campos são diferentes dos encontrados nas geometrias Charpy e DWTT.

As análises de propagação estável para o aço X80 indicam que ela é limitada ou não existe para a geometria Charpy, em contrapartida ela é bem característica no DWTT e nos

DWTT com diferentes profundidades relativas de trinca (a/W), já que a taxa de liberação de energia dessas amostras busca um patamar, que só não é constante porque além da liberação da energia para propagação da fratura dúctil, também existe uma parcela energética associada principalmente à deformação de corpo. Isso explica a redução progressiva desse patamar, já que com o avanço da trinca o espécime como um todo perde rigidez e cada vez menos energia é necessária para deformá-lo como corpo. Diante disso, é seguro afirmar que para a profundidade relativa de trinca (a/W) associada ao final da propagação estável, a taxa de variação de energia é composta por uma parcela maior de energia associada à fratura dúctil do que no início da propagação estável. Parece ainda haver um invariante de material na análise do patamar da taxa de liberação de energia já que as evoluções de geometrias DWTT PT de aços X65 e X100 convergiram para o mesmo resultado do X80, no entanto mais estudos são necessários já que os três materiais aqui analisados apresentam propriedades parecidas.

Os resultados obtidos para o Charpy apontam que o grande limitante da propagação estável nessa geometria é o tamanho do ligamento, o que indica que a utilização de uma geometria Charpy alternativa, com maior ligamento, pode ser uma solução de curto prazo para aperfeiçoar os protocolos de avaliação estrutural de fratura dúctil. De qualquer forma, essa constatação motiva um novo foco de pesquisa.

As análises dos domínios mostram que ≈ 18% da energia absorvida pelo DWTT de aço X80 é associada à energia de propagação estável, enquanto que para o Charpy esse valor é de ≈ 4%. Para o aço X65 esse valor é de ≈ 7% no DWTT e ≈ 4,5% no Charpy, já para o DWTT de aço X100 ≈ 23% da energia total está associada à propagação em regime permanente. Esses resultados reforçam a hipótese de que existe uma correlação entre a porcentagem de energia associada à propagação estável e a capacidade de deformação plástica do material aliada à triaxialidade. A análise de domínio aplicada a um anel do duto permitiu concluir que aproximadamente 72% da energia total absorvida nesse anel está associada à propagação da fratura dúctil, o que reforça o argumento que geometrias Charpy e DWTT não são fenomenologicamente representativas da fratura dúctil em um gasoduto.

Os resultados demonstram que a geometria Charpy não é adequada para caracterizar à resistência à propagação da fratura dúctil para aços avançados. Além disso, a geometria DWTT merece um maior entendimento das energias envolvidas no ensaio de impacto dessa geometria, não só para buscar similitude com o duto, mas também para construir uma “ponte” para ensaios mais representativos das tensões e deformações atuantes em um duto.

Para que o DWTT seja de fato uma solução no curto prazo é preciso que seja possível determinar um domínio de propagação nesta geometria e se construa uma relação entre as energias associadas à propagação da fratura dúctil nesse domínio com as análogas dissipadas pela ocorrência do processo em gasodutos.

Fica evidente que uma das grandes questões da utilização de aços avançados de classe API para fabricação de dutos é o compromisso entre limite de escoamento e capacidade de encruamento, sendo que o primeiro é facilmente elevado por mecanismos de endurecimento, já o segundo apresenta maior complexidade e como visto ao longo dessa dissertação é fundamental já que quanto maior a capacidade de encruamento maior será a energia absorvida pelo material por dissipação plástica o que favorece o *crack arrest*.

6 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

a) Realização de ensaios experimentais para validação dos resultados numéricos apresentados.
b) Análise da viabilidade numérica de utilizar modelos de dano acoplados com modelos fluidodinâmicos.
c) Aprofundamento de pesquisas para utilização do modelo de dano de GTN para materiais ortotrópicos.
d) Aprimoramento das técnicas de divisão de energias por análise de domínios.
e) Condução de análise energética para dutos de diferentes materiais com o intuito de investigar se existe alguma invariância como a que parece existir para o DWTT.
f) Análise de geometrias alternativas que sejam mais representativas dos campos de tensões e deformações de dutos com o intuito de garantir similitude.
g) Aprofundamento da análise de invariância da taxa de liberação de energia pelo tamanho de trinca utilizando materiais diferentes para o DWTT.

REFERÊNCIAS

ABAKUMOV, A. I. et al. Numerical simulation of crack propagation in Pipelines (Gazprom). **Science & Technology in the Gas Industry**, 2009.

AISI. Running Shear Fracture in Line Pipe. **AISI Technical Report**, 1974.

AMERICAM PETROLEUM INSTITUTE (API). **API 5L: Specification for Line Pipe**. Washington, D. C. 2004.

AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS (ASTM). **ASTM E-1820: standard test method for measurement of fracture toughness**. Philadelphia. 2011.

_____. **ASTM E-23: standard test methods for notched bar impact testing of metallic materials**. Philadelphia. 2012.

_____. **ASTM E-436: standard test method for drop-weight tear tests of ferritic steels**. Philadelphia. 2014.

ANDERSON, T. L. **Fracture Mechanics:** fundamentals and applications. 3rd ed. New York: CRC Press, 2005.

ANDRADE, L. G. F. **Avaliação numérica dos efeitos de tunelamento e plasticidade na flexibilidade elástica no descarregamento em geometria C(T), SE(B) e SE(T) solicitado por garras**. 2016. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Centro Universitário FEI, São Bernardo do Campo, 2016.

ARAVAS, N. On the numerical integration of a class of pressure-dependent plasticity models. **International Journal for Numerical Methods in Engineering**, v. 24, p. 1395-1416, 1987.

BAI, Y.; WIERZBICKI, T. Application of extended Mohr-Coulomb criterion to ductile fracture. **International Journal of Fracture**, v. 161, p. 1-20, 2010.

BARENBLATT, G. I. The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture. **Advances in Applied Mechanics**, New York, v. VII, p. 55-129, 1962.

BERARDO, G. et al. On longitudinal propagation of a ductile fracture in a buried gas pipeline: numerical and experimental analysis. In: INTERNATIONAL PIPELINE CONFERENCE. Calgary, Canada: **Proceedings**. 2000. p. 287-294.

BORST, R.; MANG, H. A. **Comprehensive structural integrity - fracture of materials from nano to macro - numerical and computational methods**. [S.l.]: ELSEVIER, v. 3, 2003.

BURDEKIN, F. M.; STONE, D. E. W. The crack opening displacement approach to fracture mechanics in yielding materials. **Journal of Strain Analysis**, v. 1, p. 145-153, 1966.

CHEN, Y.; LAMBERT, S. Analysis of ductile tearing of pipeline-steel in single edge notch tension specimens. **International Journal of Fracture**, v. 124, p. 179-199, 2003.

CHU, C. C.; NEEDLEMAN, A. Void nucleation effects in biaxially stretched sheets. **Journal of Engineering Materials and Technology**, v. 102, p. 249-256, 1980.

CLAYTON, M. **West Virginia Gas Pipeline Explosion - Just a Drop in the Disaster Bucket**. 2012. Disponível em: http://www.csmonitor.com/Environment/2012/1212/West-Virginia-gas-pipeline-explosion-just-a-drop-in-the-disaster-bucket>. Acesso em: 30 set. 2015.

COSHAM, A. et al. Not another Charpy V-Notch correction factor.? In: 6th INTERNATIONAL PIPELINE TECHNOLOGY CONFERENCE. Ostend, Belgium: **Proceedings**. 2013. p. S03-03.

DAVIS, B. et al. Sensitivity of the absorbed energies in the simulated Charpy V-notch impact in the ductile fracture regime. In: 6th INTERNATIONAL PIPELINE TECHNOLOGY CONFERENCE. Ostend, Belgium: **Proceedings**. 2013. p. 1439-1458 (Paper No. S34-01).

DEMOFONTI, G. et al. Step by step procedure for the two specimen CTOA test. **Pipeline Technology Journal**, v. II, p. 503-512, 1995.

DEMOFONTI, G.; MANNUCCI, G.; ROOVERS, P. Existing methods for the evaluation of material fracture resistance for high grade steel pipelines. In: PRCI-EPRG-APRA 16th BIENNIAL JOINT TECHNICAL MEETING O PIPELINE RESEARCH. Canberra, Australia: **Proceedings**. 2007. p. 1-20.

DOWLING, N. E. **Mechanical behavior of materials**. 3rd ed. New Jersey: Prentice Hall, 2007.

DUGDALE, D. S. Yielding in steels sheets containing slits. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v. 8, p. 100-104, 1960.

EDELHART, C.; KOTOWSKI, J. **PG&E Says Pipeline Pressure Testing Will Continue After Rupture**. 2011. Disponível em: http://www.bakersfield.com/news/2011/10/26/pg-amp-e-says-pipeline-pressure-testing-will-continue-after-rupture.html>. Acesso em: 27 ago. 2015.

EIBER, R. J. Fracture Propagation - 1: fracture arrest prediction requires correction factors. **Oil & Gas Journal**, v. 106, p. No. 39, 2008.

_____. Fracture Propagation - Conclusion: prediction steel grade dependent. **Oil & Gas Journal**, v. 106, p. No. 40, 2008.

EIBER, R. J.; BUBENIK, T. A.; MAXEY, W. A. **Report 208: fracture control technology for natural gas pipelines**. Pipeline Research Council International (PRCI). [S.l.]. 1993.

EUROPEAN GAS PIPELINE INCIDENT DATA GROUP (EGIG). **9th Report of the European Gas Pipeline Incident Data Group (period 1970 - 2013)**. EGIG. [S.l.]. 2015. (Doc. Number 14.R.0403).

FALESKOG, J.; GAO, X.; SHIH, F. Cell model for nonlinear fracture analysis - I. Micromechanics calibration. **International Journal of Fracture**, v. 89, p. 355-373, 1998.

GANHARUL, G. **Avaliação fenomenológica-experimental do efeito da triaxialidade de tensões pós-instabilidade na determinação das propriedades tensão-deformação por meio de ensaio de tração uniaxial**. 2012. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Centro Universitário FEI, São Bernardo do Campo, 2012.

GRAY, J. M. An independent view of linepipe and linepipe steel for high strength pipelines: how to get pipe that's right for the job at the right price. In: API X-80 Pipeline Cost Workshop. Hobart, Australia: **Proceedings**. 2002. p. 1-19.

GRIFFITH, A. A. The phenomena of rupture and flow in solids. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London Journal**, v. A-221, p. 163-198, 1921.

GURSON, A. L. Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: part I - yield criteria and flow rules for porous ductile media. **Journal of Engineering Materials Technology**, v. 99, p. 2-15, 1977.

HERYNK, M. D. et al. Effects of the UOE/UOC pipe manufacturing processes on pipe collapse pressure. **International Journal of Mechanical Sciences**, v. 49, p. 533-553, 2007.

HIGUCHI, R.; MAKINO, H.; TAKEUCHI, I. New concept and test method on running ductile fracture arrest for high pressure gas pipeline. In: 24th WORLD GAS CONFERENCE (WGC,2009). Buenos Aires, Argentina: **Proceedings**. 2009. p. 2730-2737.

HOPKE, S. W.; LIN, C. J. Applications of the BWRS equation to natural gas systems. In: 75th NATIONAL AIchE MEETING. Denver: **Proceedings**. 1974. p. 1-43.

HOSFORD, W. F.; CADDELL, M. R. **Metal forming** - mechanics and metallurgy. 3rd ed. New York: Cambridge University Press, 2007.

HSU, J.; DOU, E.; POON, A. **Deadly Gas-Pipeline Explosions Rock Taiwan**. 2014. Disponível em: http://www.wsj.com/articles/gas-explosions-in-taiwan-kill-at-least-25-1406893177>. Acesso em: 30 jun. 2015.

HUTCHINSON, J. W. Singular behavior at the end of a tensile crack tip in a hardening material. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v. 16, p. 13-31, 1968.

INSTRON. **Drop Weight Test / Dynamic Tear Test ASTM E-436; E-604 & American Petroleum Institute API 5L**. Instron. Application Report. 2007.

INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION. **ISO 148-1: Metallic materials - Charpy pendulum impact test - Part 1: Test method**. Vernier, Geneva. 2009.

IRWIN, G. R. Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate. **Journal of Applied Mechanics**, v. 24, p. 361-364, 1957.

_____. Plastic zone near a crack and fracture toughness. In: SAGAMORE RESEARCH CONFERENCE, VOL. 4, SYRACUSE UNIVERSITY RESEARCH INSTITUTE. Syracuse, New York: **Proceedings**. 1961. p. 63-78.

JOO, M. S. **Anisotropy of Charpy properties in linepipe steels**. 2012. PHD (Thesis in Computational Metallurgy) - Pohang University of Science and Technology, Pohang, Korea 2012.

KANNINEN, M. F. et al. Dynamic fracture mechanics analysis and experimentation for the arrest of ductile fracture propagation in gas transmission pipelines. In: PIPELINE TECHNOLOGY CONFERENCE. Ostend, Belgium: **Proceedings**. 1990. p. 16.1-13.

KIM, J.; GAO, X.; SRIVATSAN, T. S. Modeling of void growth in ductile solids: effects of stress triaxiality and initial porosity. **Engineering Fracture Mechanics Journal**, v. 71, p. 379-400, 2004.

KOSSAKOWSKI, P. G. An analysis of the Tvergaard parameters at low initial stress triaxiality for S235JR steel. **Polish Maritime Research Journal**, v. 21, p. 100-107, 2014.

LEIS, B. N. **Relationship between apparent Charpy vee-notch toughness and the corresponding dynamic crack propagation resistance**. Batelle Report to R. J. Eiber Consultant Inc. Canada, p. 3-97. 1997. (avaiable as Appendix C; Exhibit B-82, National Energy Board of Canada).

_____. Alternative view of fracture propagation in pipelines. In: 6th INTERNATIONAL PIPELINE TECHNOLOGY CONFERENCE. Ostend, Belgium: **Proceedings**. 2013. p. 755-780 (Paper No. S18-01).

_____. Arresting propagating shear in pipelines - Part 1. **Steel in Translation Journal**, v. 45, n. 1, p. 1-17, 2015a.

_____. Arresting propagating shear in pipelines - Part 2. **Steel in Translation Journal**, v. 45, n. 3, p. 161-174, 2015b.

LEIS, B. N.; EIBER, R. J. **Fracture control technology for transmission pipelines**: updates of NG-18 report No. 208. Pipeline Research Council International (PRCI). [S.l.]. 2010. (Project PR-003-00108 and PR-003-084506).

LI, J. et al. Numerical simulation of incremental sheet forming based on GTN damage model. **The International Journal of Advanced Manufacturing Technology**, v. 81, p. 2053-2065, 2015.

MARTINELLI, A.; VENZI, S. Tearing Modulus, J Integral, CTOA, and crack profile shape obtained from the load displacement curve only. **Engineering Fracture Mechanics Journal**, v. 53 (No. 2), p. 263-277, 1996.

MAXEY, W. A. **Fracture initiation, propagation, and arrest**. In: 5th SYMPOSIUM ON LINE PIPE RESEARCH. Houston, Texas: American Gas Association Catalog No. L30174. 1974.

MAXEY, W. A.; KIEFNER, J. F.; EIBER, R. J. **Ductile fracture arrest in gas pipelines**: final NG-18 report No. 100. Pipeline Research Council International (PRCI). American Gas Association Catalog No. L32176, p. 46. 1975.

MINISTÉRIO DE MINAS E ENERGIA. **Resenha Energética Brasileira**. Ministério de Minas e Energia. Brasília - DF, p. 32. 2015.

NAHSHON, K.; HUTCHINSON, J. W. Modification of the Gurson Model for shear failure. **European Journal of Mechanics and Solids**, v. 27, p. 1-17, 2008.

NEWMAN, J. C. . J.; JAMES, M. A.; ZERBST, U. A Review of the CTOA/CTOD fracture criterion. **Engineering Fracture Mechanics Journal**, v. 70, p. 371-385, 2003.

NONN, A.; KALWA, C. Analysis of dynamic ductile fracture propagation in pipeline steels: a damage-mechanics' approach. In: 6th INTERNATIONAL PIPELINE TECHNOLOGY CONFERENCE. Ostend, Belgium: **Proceedings**. 2013. p. 1419-1438 (Paper S34-01).

PRIEST, A. H.; HOLMES, B. **The characterization of crack arrest toughness in gas transmission pipelines in terms of shear fracture propagation energy (BSC criterion)**. ECSC. Final Report on ECSC Agreement 7210 - KE/808. 1985.

RAGAB, A. R.; BAYOUMI, S. E. **ENGINEERING SOLID MECHANICS:** fundamentals and applications. 1. ed. Boca Raton, FL.: CRC press, 1999.

REN, Q. et al. Numerical study on the X80 UOE pipe forming process. **Journal of Materials Processing Technology**, v. 215, p. 264-277, 2015.

RICE, J. R. A path independent integral and the approximate analysis of strain concentration by notches and cracks. **Journal of Applied Mechanics**, v. 35, p. 379-386, 1968.

RICE, J. R.; ROSENGREN, G. F. Plane strain deformation near a crack tip in a power-law hardening material. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v. 16, p. 1-12, 1968.

RUGGIERI, C.; PANONTIN, T. L.; DODDS, JR., R. H. Numerical modeling of ductile crack growth in 3-D using computational cell elements. **International Journal of Fracture**, v. 82, p. 67-95, 1996.

SARZOSA, D. F. B. et al. Numerical simulation of ductile crack growth in medium wide plate specimens using 3-D computational cells. **Engineering Fracture Mechanics**, v. 168, p. 26-45, 2016.

SCHEIDER, I. et al. A damage mechanics based evaluation of dynamic fracture resistance in gas pipelines. **Journal of Materials Science**, v. 3, p. 1956-1964, 2014.

SHABALOVA, P.; LIKHACHEVB, M. V.; ODESSKIIC, P. D. Standard assessments of the metal strength for K65 gas-line pipe. **Steel in Translation Journal**, v. 43, n. 12, p. 829-839, 2013.

SHIH, C. F.; GERMAN, M. D. Requirements for a one parameter characterization of crack tip fields by HRR singularity. **International Journal of Fracture**, v. 17, p. 27-43, 1981.

SHIM, D. J. et al. Numerical simulation of dynamic fracture propagation using cohesive zone modeling. In: 7th INTERNATIONAL PIPELINE CONFERENCE. Calgary, Alberta, Canada: **Proceedings**. 2008. p. 21-28.

SHIM, D. J. et al. Applicability of existing fracture initiation models to high-strength steel line pipe. In: 8th INTERNATIONAL PIPELINE CONFERENCE. Calgary, Alberta, Canada: **Proceedings**. 2010. p. 647-659.

SIMHA, C. H. M.; XU, S.; TYSON, W. R. Non-local phenomenological damage-mechanics-based modeling of the Drop-Weight Teat Test. **Engineering Fracture Mechanics Journal**, v. 118, p. 66-82, 2014.

SIMULIA. **Abaqus theory guide**. Abaqus Software Documentation: v. 6.13-4, 2013.

SNEDDON, I. N. The distribution of stress in the neighbourhood of a crack in an elastic solid. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London Journal**, v. A-187, p. 229-260, 1946.

STALLYBRASS, C. et al. High strength large diameter UOE line pipes optimised por application in remote areas and low-temperature service. In: 8th Pipeline Technology Conference. Hannover, Germany: **Procedings**. 2013.

STARLING, K. E. **Fluid thermodynamic properties for light petroleum systems**. Houston, Texas: Gulf Publishing Co., 1973.

SUGIE, E. et al. A study of shear crack propagation in gas-pressurized pipelines. **Journal of Pressure Vessel Technology**, v. 104, p. 338-343, 1982.

TVERGAARD, V. Ductile fracture by cavity nucleation between larger voids. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v. 30, p. 265-286, 1982.

TVERGAARD, V.; NEEDLEMAN, A. Analysis of the cup cone fracture in a round tensile bar. **Acta Metallurgica Journal**, v. 32, p. 157-169, 1984.

VADILLO, G.; SÁEZ, J. F. An analysis of gurson model with parameters dependent on triaxiality based on unitary cells. **European Journal of Mechanics - A/Solids**, v. 28, p. 417-427, 2009.

VENZI, S. et al. Measurement of fracture initiation and propagation parameters from fracture kninematics. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON ANALYTICAL AND EXPERIMENTAL FRACTURE MECHANICS. Rome: **Proceedings**. 1980. p. 737-756.

VÖLLING, A. et al. Numerical approach for crack-arrest prediction by FEM. In: 6th INTERNATIONAL PIPELINE TECHNOLOGY CONFERENCE. Ostend, Belgium: **Proceedings**. 2013. p. 805-822 (Paper S19-01).

VÖLLING, A.; PEPPLER, M. E. Adequate toughness testing of linepipe steels for crack-arrest prediction. In: 6th INTERNATIONAL PIPELINE TECHNOLOGY CONFERENCE. Ostend, Belgium: **Proceedings**. 2013. p. 161-176 (Paper S04-03).

WELLS, A. A. Unstable crack propagation in metals: cleavage and fast fracture. In: CRACK PROPAGATION SYMPOSIUM. Cranfield, UK: **Proceedings**. 1961. p. Paper 84.

WESTERGAARD, H. M. Bearing pressures and cracks. **Journal of Applied Mechanics**, v. 6, p. 49-53, 1939.

WILKOWSKI, G. M.; HIOE, Y.; SHIM, D. J. Methodology for brittle fracture control in modern line pipe steels. In: 6th INTERNATIONAL PIPELINE TECHNOLOGY CONFERENCE. Ostend, Belgium: **Proceedings**. 2013. p. 857-870 (Paper S20-01).

WILKOWSKI, G. M.; MAXEY, W. A.; EIBER, R. J. Use of a brittle notch DWTT specimen to predict fracture characteristics of line pipe steels. In: ENERGY TECHNOLOGY CONFERENCE. Houston, Texas: **Proceedings**. 1977. p. Paper No. 77.

WILKOWSKI, G. M.; RUDLAND, D.; WANG, Y. Y. Recent efforts on characterizing propagating ductile fracture resistance of linepipe steels. In: 3rd INTERNATIONAL PIPELINE TECHNOLOGY CONFERENCE. Ostend, Belgium: **Proceedings**. 2000. p. 359-386.

WILLIAMS, M. L. On the stress distribution at the base of a stationary crack. **Journal of Applied Mechanics**, v. 24, p. 109-114, 1957.

WOLODKO, J.; STEPHENS, M. Applicability of existing models for predicting ductile fracture arrest in high pressure pipelines. In: INTERNATIONAL PIPELINE CONFERENCE. Calgary, Alberta, Canada: **Proceedings**. 2006. p. 115-123.

XIA, L.; SHIH, C. F. Ductile crack growth - I. A numerical study using computational cells with microstructurally-based length scales. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v. 43, p. 233-259, 1995.

YU, P. S.; RU, C. Q. Strain rate effects on dynamic fracture of pipeline steels: finite element simulation. **International Journal of Pressure Vessels and Piping**, v. 126-127, p. 1-7, 2015.

YU, P. S.; RU, C. Q. Analysis of energy absorptions in drop-weight tear tests of pipeline steel. **Engineering Fracture Mechanics Journal**, v. 160, p. 138-146, 2016.

ZHU, X. K. State-of-the-art review of fracture control technology for modern and vintage gas transmission piplines. **Engineering Fracture Mechanics Journal**, v. 148, p. 260-280, 2015.

ZHU, X. K.; JOYCE, J. A. Review of fracture toughness (G, K, J, CTOD, CTOA) testing and standardization. **Engineering Fracture Mechanics Journal**, v. 85, p. 1-46, 2012.

ZHU, X. K.; LEIS, B. N. Development of leak-rupture criteria for axially through-wall cracked pipelines. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON FRACTURE. Ottawa, Canada: **Proceedings**. 2009. p. 12-17.

ZHU, X. K.; LEIS, B. N. CVN and DWTT energy methods for determining fracture arrest toughness of high strength pipeline steels. In: 9th INTERNATIONAL PIPELINE CONFERENCE. Calgary, Canada: **Proceedings**. 2012. p. 565-573.

ZHU, X. K.; LEIS, B. N. Ductile fracture arrest methods for gas transmission pipelines using Charpy impact energy or DWTT energy. **Journal of Pipeline Engineering**, v. 12(3), p. 259-272, 2013.

APÊNDICE A – INSTABILIDADE PLÁSTICA DE TUBO CILÍNDRICO

Considerando que tensões longitudinais e circunferenciais são induzidas nas paredes de um duto devido à aplicação de pressão interna é possível desenvolver as equações abaixo,

$$\sigma_{circ} = \sigma_1 = \frac{P \cdot r}{t} \tag{A.1}$$

$$\sigma_{lon} = \sigma_2 = \frac{P \cdot r}{2 \cdot t} \tag{A.2}$$

$$P = \frac{\sigma_{circ} \cdot t}{r} \tag{A.3}$$

$$dP = \frac{d\sigma_{circ} \cdot t}{r} + \frac{\sigma_{circ} \cdot dt}{r} - \frac{\sigma_{circ} \cdot t \cdot dr}{r^2} = 0 \tag{A.4}$$

onde P é a pressão aplicada, σ_{circ} é a tensão circunferencial, que nesse caso é a tensão principal na direção 1, σ_{lon} é a tensão longitudinal, que nesse caso é a tensão principal na direção 2, t é a espessura do duto e r é o raio médio.

Ao reorganizar a Equação A.4 é possível obter a Equação A.5.

$$\frac{d\sigma_{circ}}{\sigma_{circ}} = \frac{dr}{r} - \frac{dt}{t} \tag{A.5}$$

É possível definir as deformações na direção radial e da espessura pelas equações abaixo.

$$\frac{dr}{r} = d\varepsilon_r = d\varepsilon_1 \tag{A.6}$$

$$\frac{dt}{t} = d\varepsilon_t = d\varepsilon_3 \tag{A.7}$$

Ainda, ao utilizar a lei de escoamento de Mises para materiais isotrópicos, compreender que em dutos a tensão circunferencial é o dobro da longitudinal e considerar a hipótese isocórica, que considera que não há variação de volume durante o regime de deformação plástica ($\nu = 0{,}5$), é possível obter as relações abaixo.

$$d\varepsilon_2 = d\lambda \left[\sigma_2 - \frac{1}{2} \cdot (\sigma_1 + \sigma_3)\right] = 0 \tag{A.8}$$

$$d\varepsilon_1 + d\varepsilon_2 + d\varepsilon_3 = 0 \tag{A.9}$$

$$d\varepsilon_1 = -d\varepsilon_3 \tag{A.10}$$

Combinando as equações A.5, A.6, A.7 e A.10 é possível obter a relação abaixo.

$$\frac{d\sigma_{circ}}{d\varepsilon_1} = 2 \cdot \sigma_{circ} \tag{A.11}$$

Para prosseguir com a solução é necessário obter a tensão e deformação equivalente atuando no duto, para isso, serão utilizadas as formulações de von Mises (Equações A.12 e A.14), em seguida, a Equação de Hollomon (A.16) é utilizada para relacionar tensão e deformação.

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2} \tag{A.12}$$

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\left(\sigma_{circ} - \frac{\sigma_{circ}}{2}\right)^2 + (\sigma_{circ} - 0)^2 + \left(\frac{\sigma_{circ}}{2} - 0\right)^2} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \sigma_{circ} \tag{A.13}$$

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2)} \tag{A.14}$$

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot (\varepsilon_1^2 + 0 + (-\varepsilon_1)^2)} = \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \varepsilon_1 \tag{A.15}$$

$$\bar{\sigma} = H \cdot \bar{\varepsilon}^n \tag{A.16}$$

$$\frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \sigma_{circ} = H \cdot \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \varepsilon_1\right)^n \tag{A.17}$$

$$\frac{d\sigma_{circ}}{d\varepsilon_1} = \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot H \cdot \left(\frac{2}{\sqrt{3}}\right)^n \cdot n \cdot \varepsilon_1^{n-1} = 2 \cdot \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot H \cdot \left(\frac{2}{\sqrt{3}}\right)^n \varepsilon_1^n \tag{A.18}$$

$$\varepsilon_1 = \frac{n}{2} \tag{A.19}$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{n}{\sqrt{3}} \tag{A.20}$$

Em seguida, é possível calcular, a partir da deformação (ε_1), o valor do raio (r) e espessura (t) no momento da instabilidade e, então, utilizar a Equação A.3 para obter a pressão de instabilidade (Equação A.23).

$$r = r_0 \cdot e^{\varepsilon_1} \tag{A.21}$$

$$t = t_0 \cdot e^{-\varepsilon_1} \tag{A.22}$$

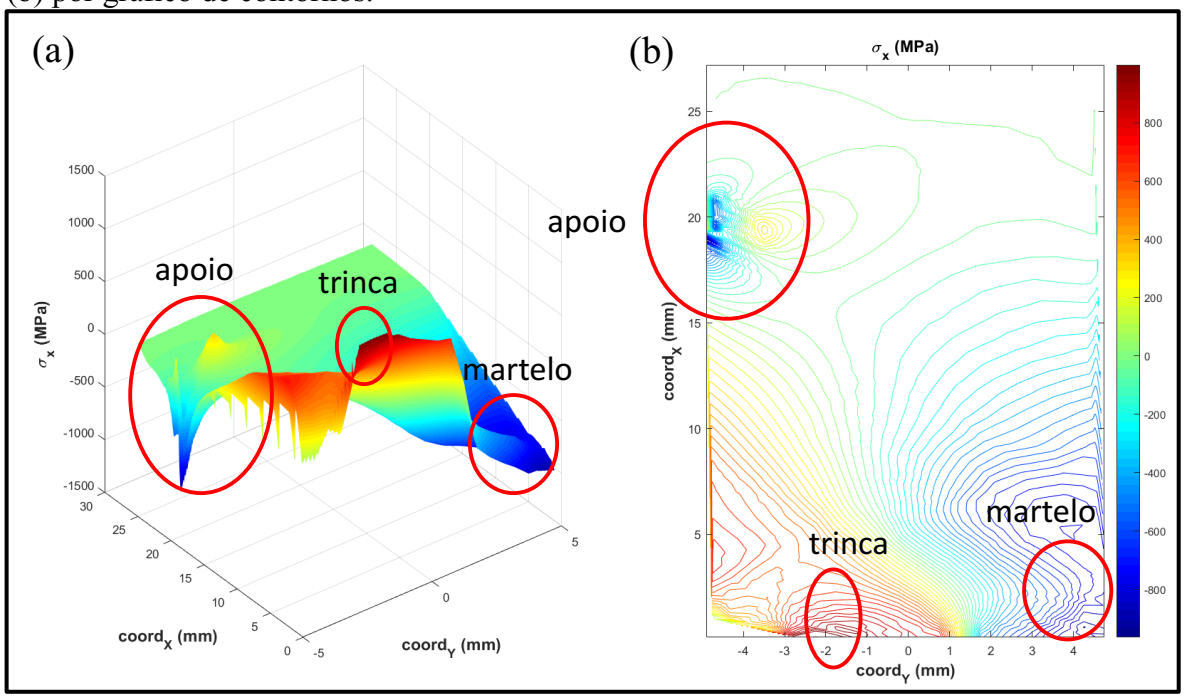
$$P_{inst} = \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot H \cdot \left(\frac{n}{\sqrt{3}}\right)^n \cdot \left(\frac{t_0}{r_0}\right)^{-n} \tag{A.23}$$

APÊNDICE B – ANÁLISE DE DOMÍNIO DE TENSÕES

Esse apêndice apresenta todos os resultados gráficos das análises de campos de tensões bidimensionais e tridimensionais que, visando objetividade do texto, não foram apresentados na Seção 3.6 para o Charpy de aço X80, Charpy e DWTT de aço X65 e DWTT de aço X100.

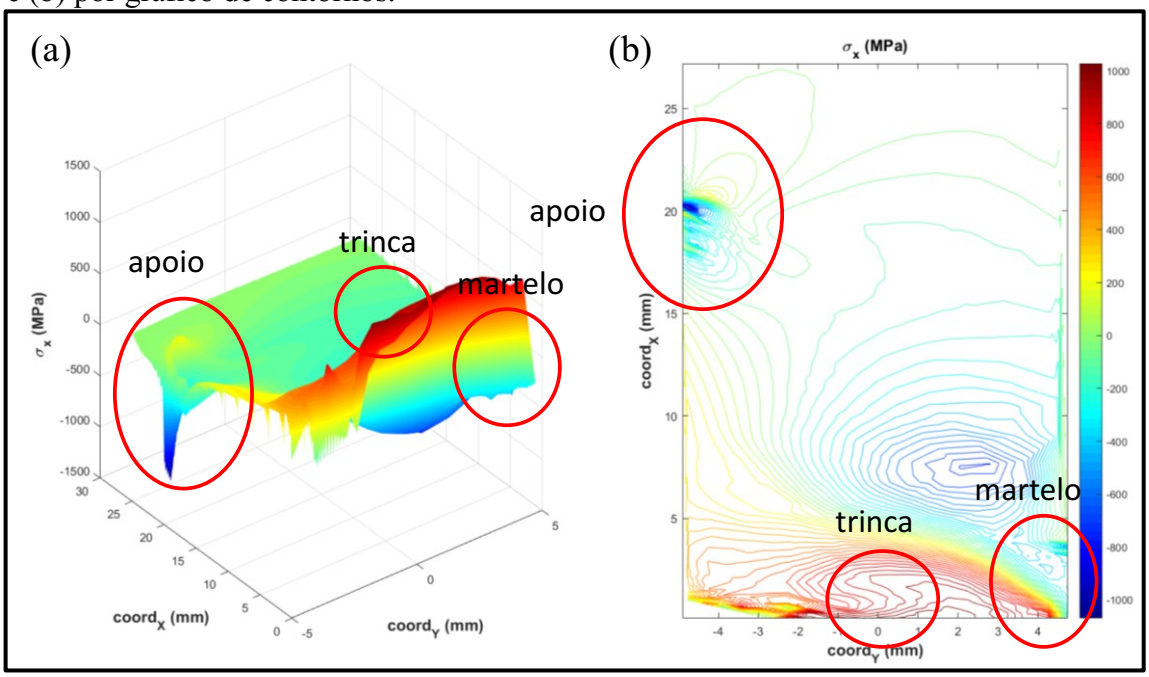
Vale mencionar que as evoluções de tensões da geometria Charpy são menos suaves que as da geometria DWTT por conta da diferença no tamanho de malha conforme discutido ao longo da dissertação. Repare ainda que todas essas análises de tensões foram feitas para a superfície livre das amostras (EPT), o que significa que no centro das amostras o impacto de martelo, apoio e trinca em propagação tendem a ser um pouco menor, o que não foi considerado nessa análise.

Figura 92 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X80 para o instante de inicio de propagação da trinca ($a/W = 0{,}29$) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



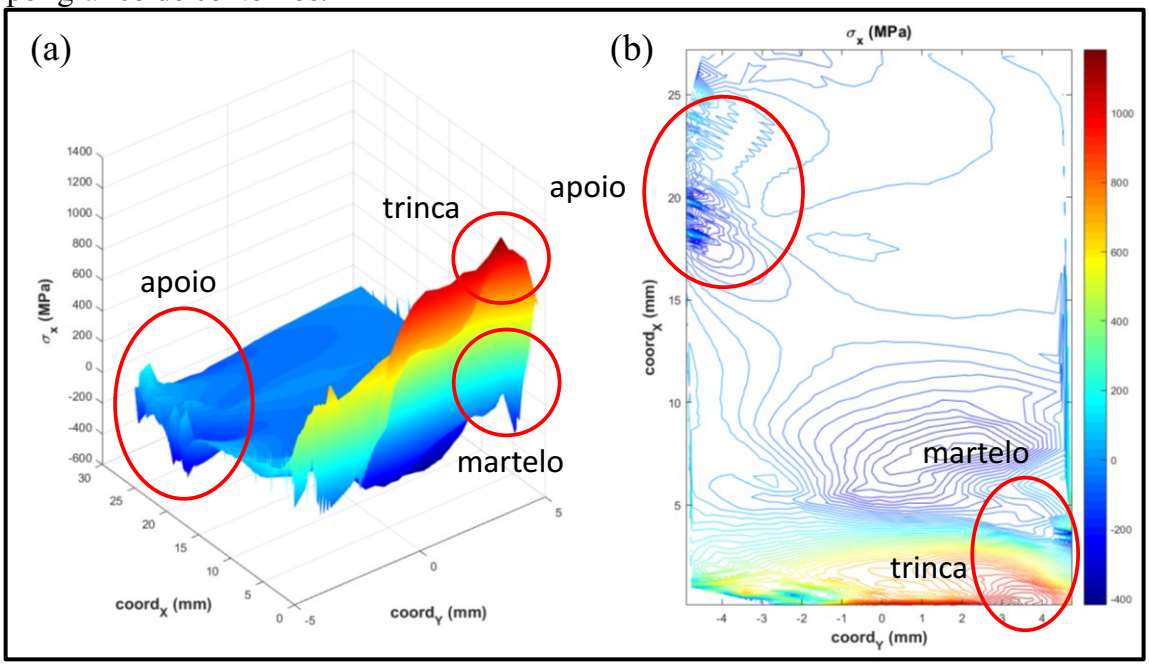
Fonte: Autor.

Figura 93 - Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X80 para um instante de propagação estável da trinca ($a/W = 0{,}60$) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



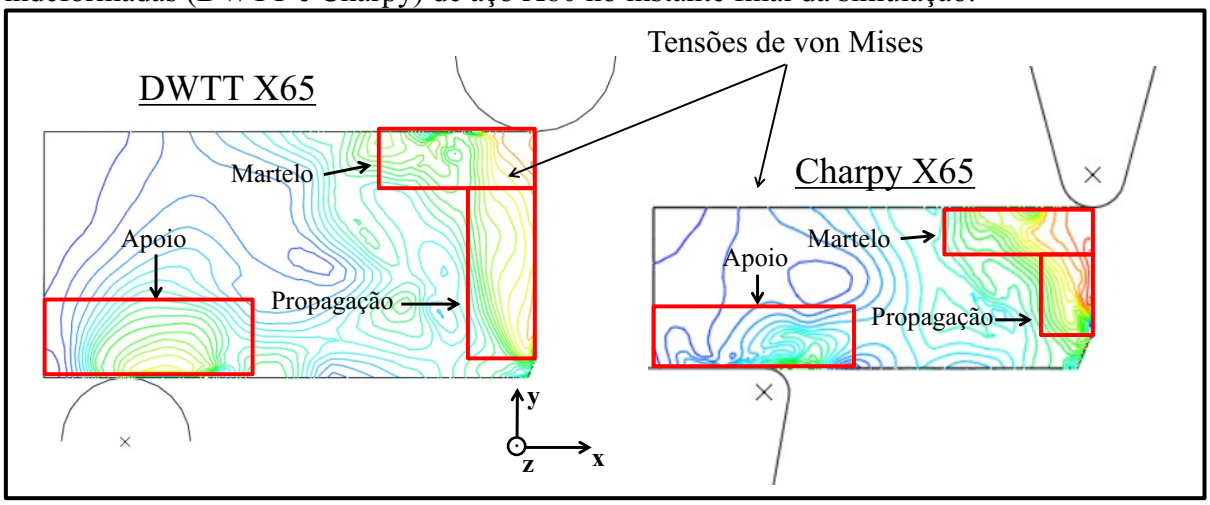
Fonte: Autor.

Figura 94 - Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X80 para o último incremento da simulação ($a/W = 0{,}79$) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



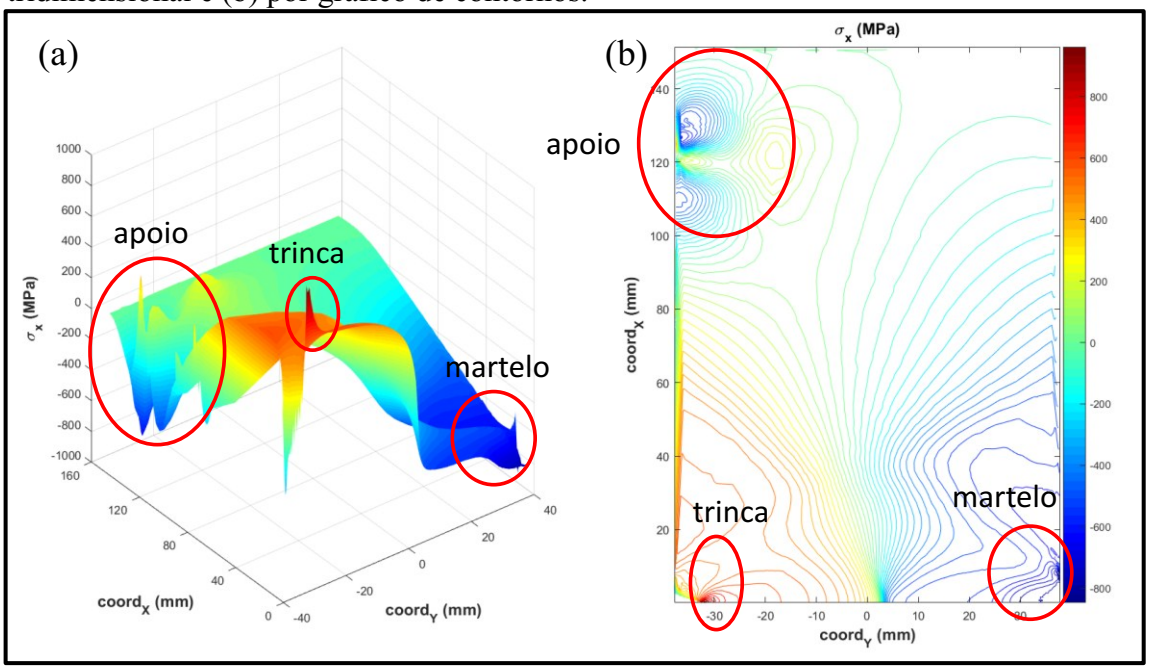
Fonte: Autor.

Figura 95 – Ilustração dos contornos da tensão de von Mises em ambas as geometrias indeformadas (DWTT e Charpy) de aço X80 no instante final da simulação.



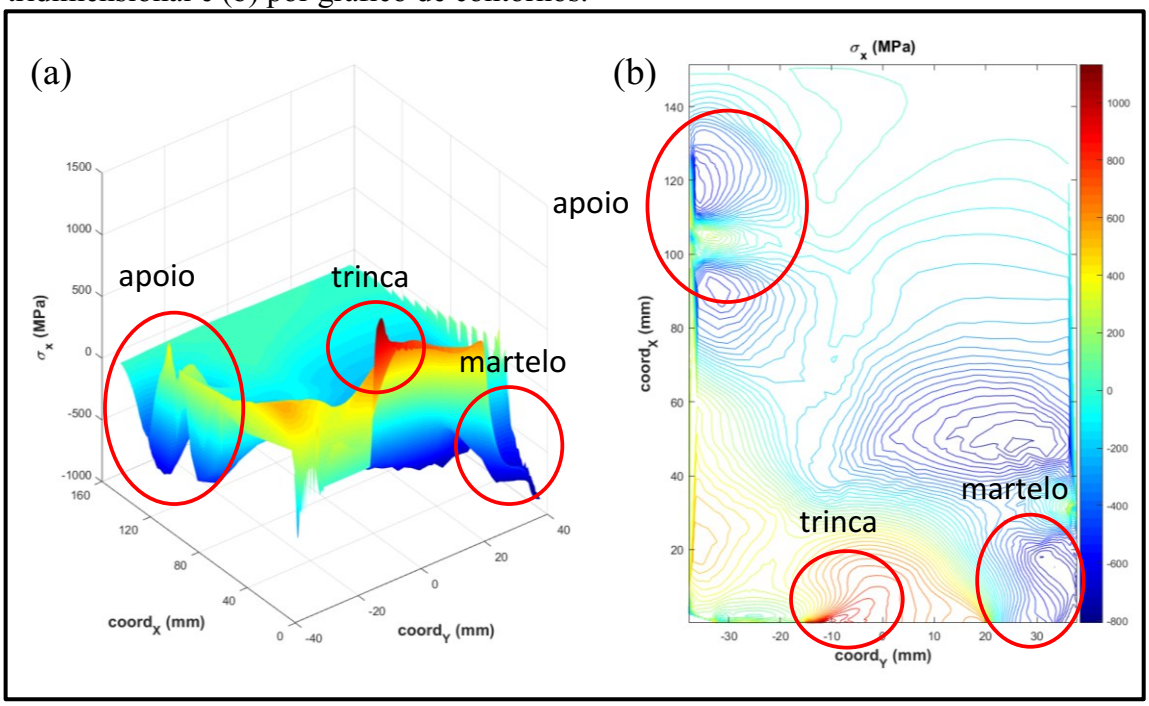
Fonte: Autor.

Figura 96 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X65 para o instante de inicio de propagação da trinca (a/W = 0,11) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



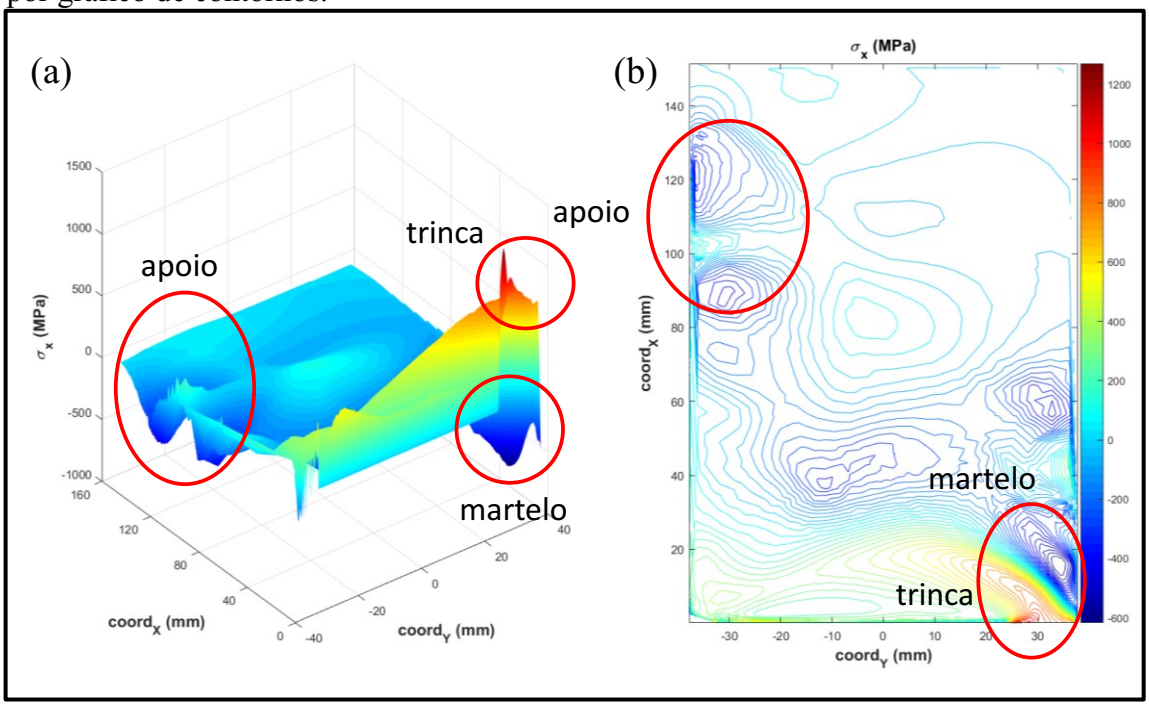
Fonte: Autor.

Figura 97 - Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X65 para um instante de propagação estável da trinca (a/W = 0,52) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



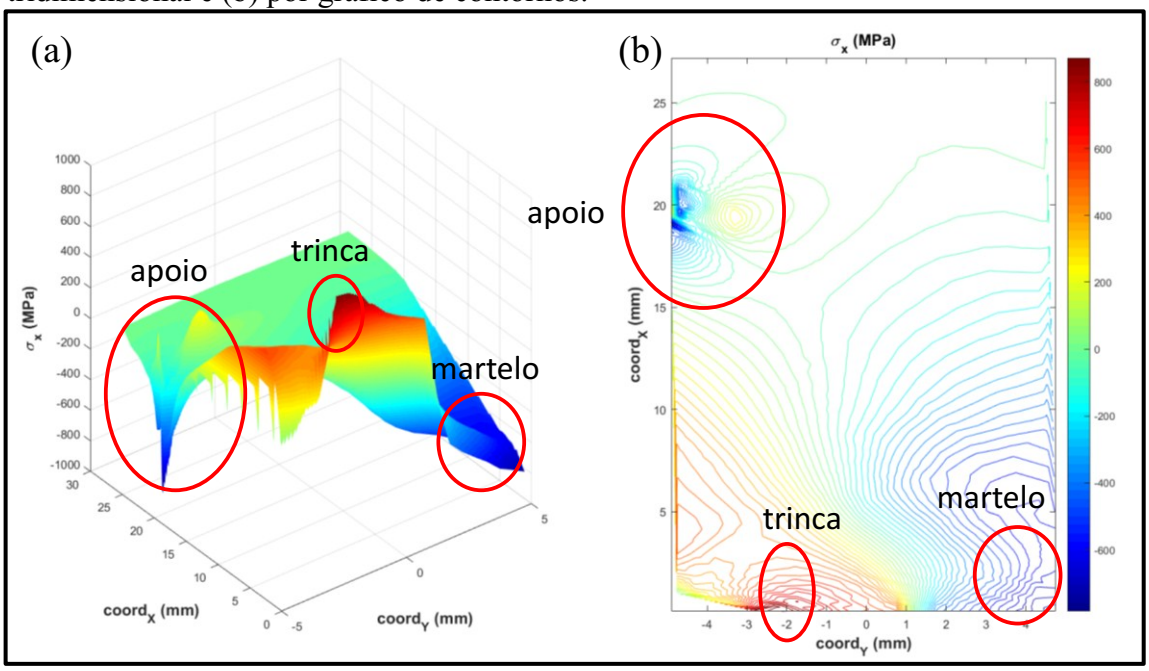
Fonte: Autor.

Figura 98 - Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X65 para o último incremento da simulação (a/W = 0,82) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



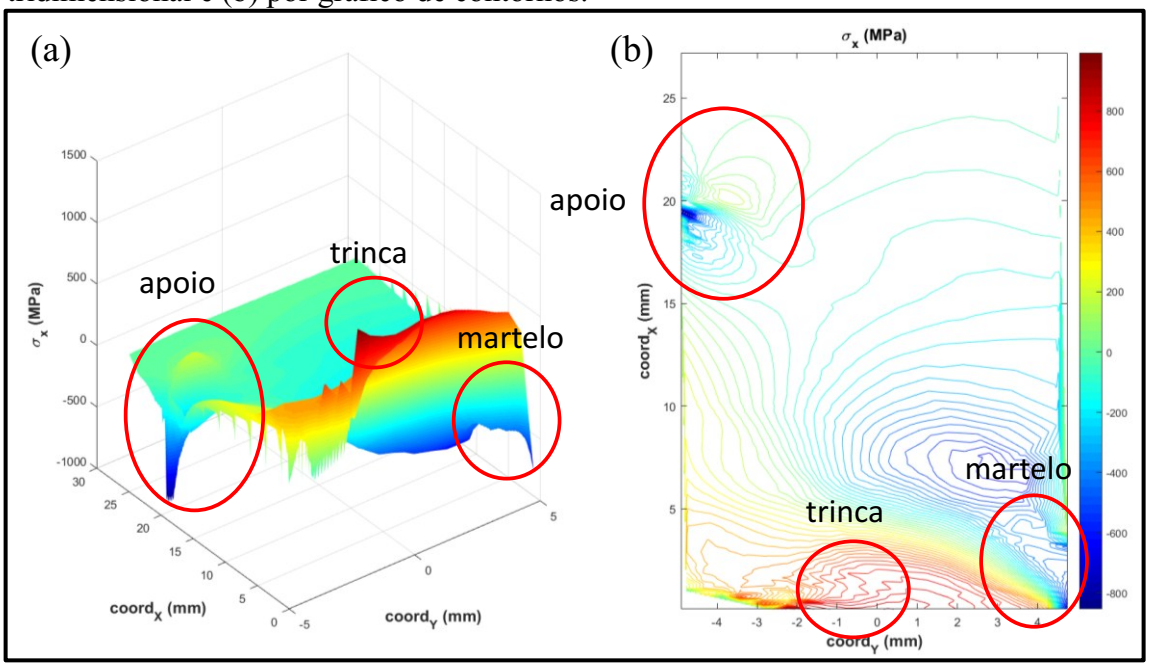
Fonte: Autor.

Figura 99 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X65 para o instante de inicio de propagação da trinca (a/W = 0,28) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



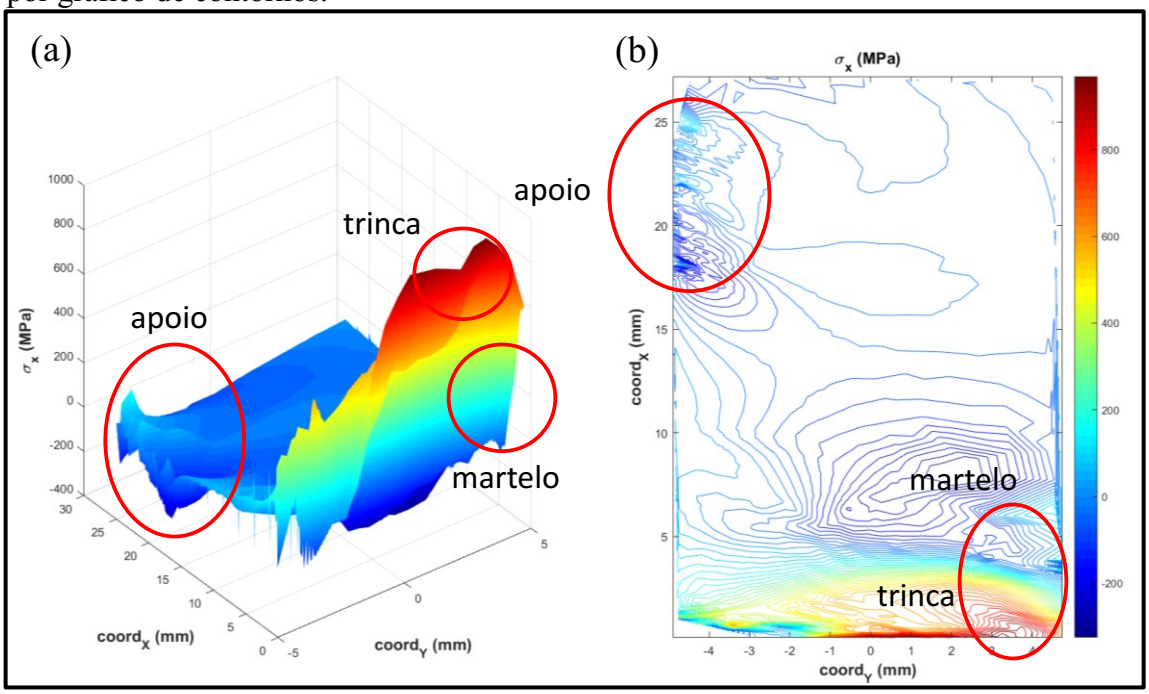
Fonte: Autor.

Figura 100 - Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X65 para um instante de propagação estável da trinca (a/W = 0,54) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



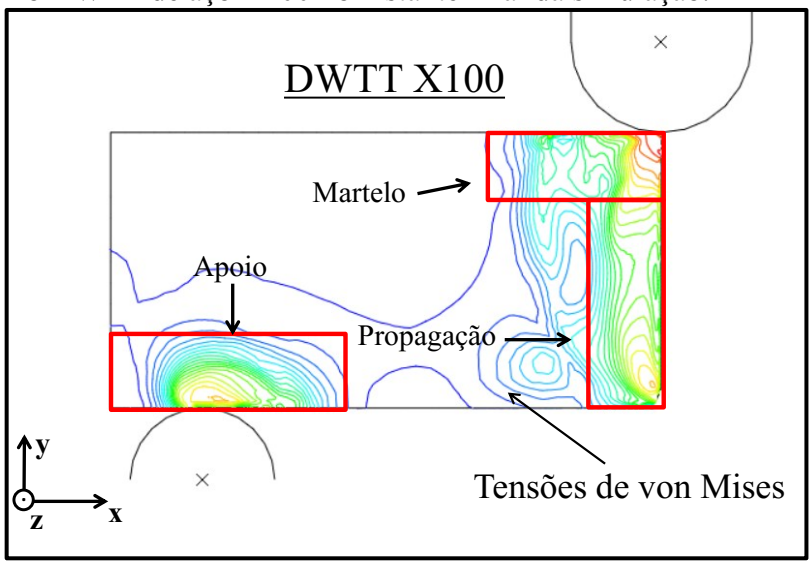
Fonte: Autor.

Figura 101 - Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do Charpy de aço X65 para o último incremento da simulação (a/W = 0,80) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



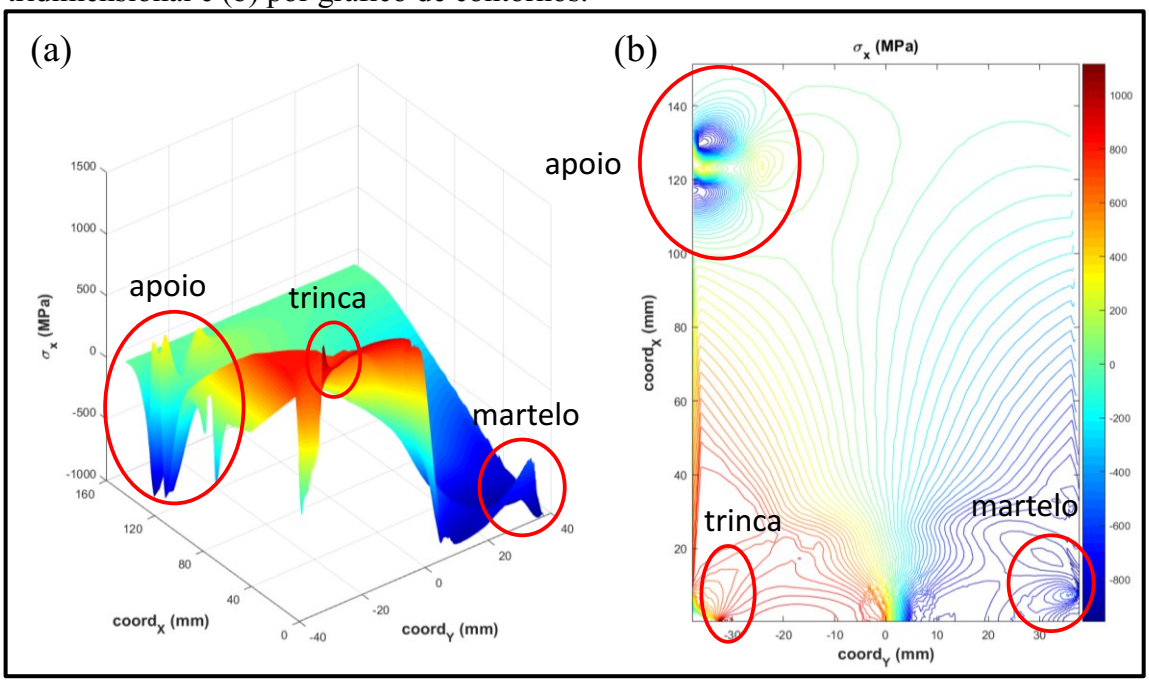
Fonte: Autor.

Figura 102 – Ilustração dos contornos da tensão de von Mises no DWTT de aço X100 no instante final da simulação.



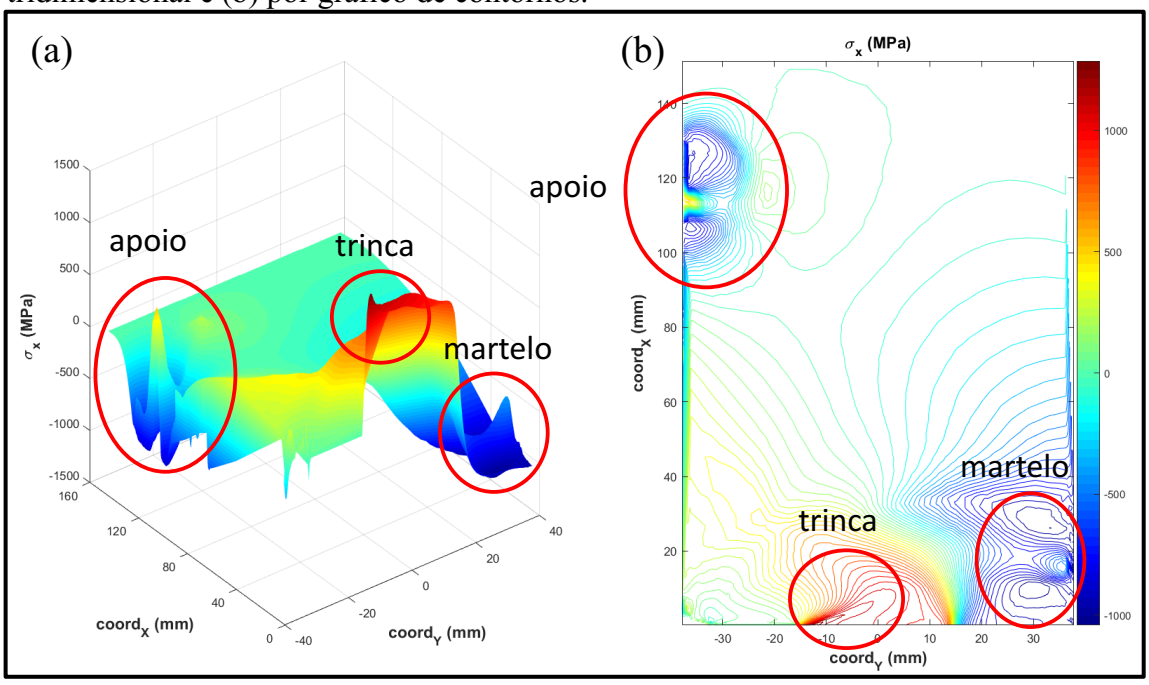
Fonte: Autor.

Figura 103 – Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X100 para o instante de inicio de propagação da trinca (a/W = 0,10) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



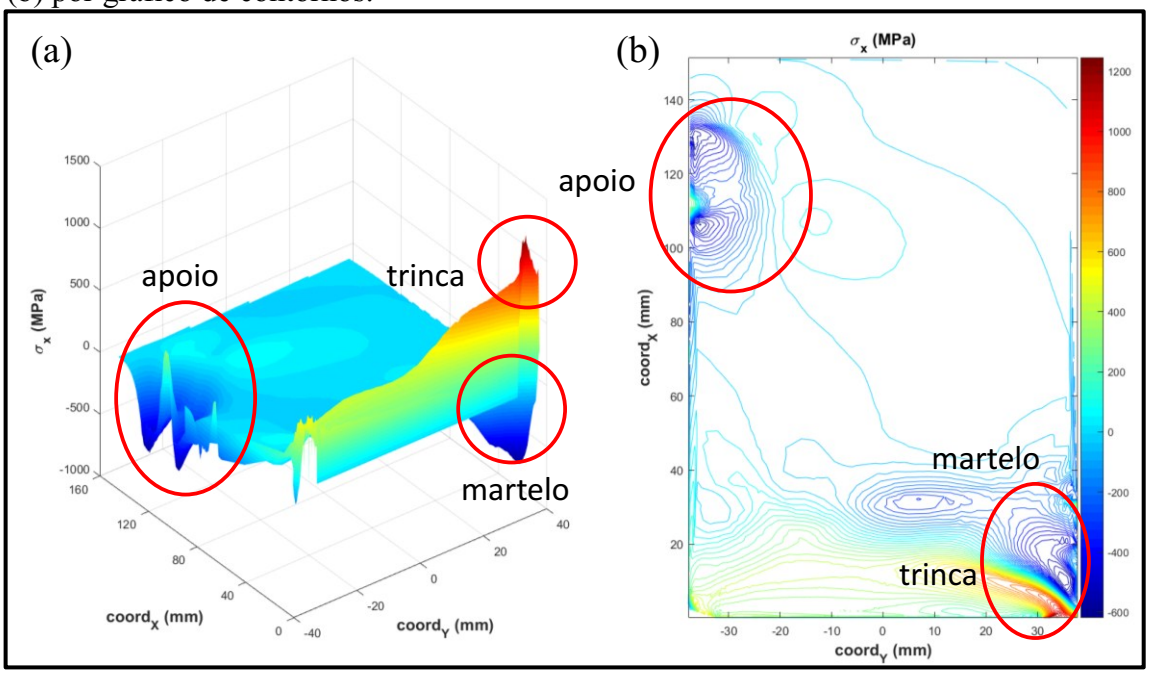
Fonte: Autor.

Figura 104 - Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X100 para um instante de propagação estável da trinca (a/W = 0,46) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



Fonte: Autor.

Figura 105 - Análise de σ_x ao longo da superfície livre (em EPT) do DWTT de aço X100 para o último incremento da simulação ($a/W = 0{,}88$) de forma (a) tridimensional e (b) por gráfico de contornos.



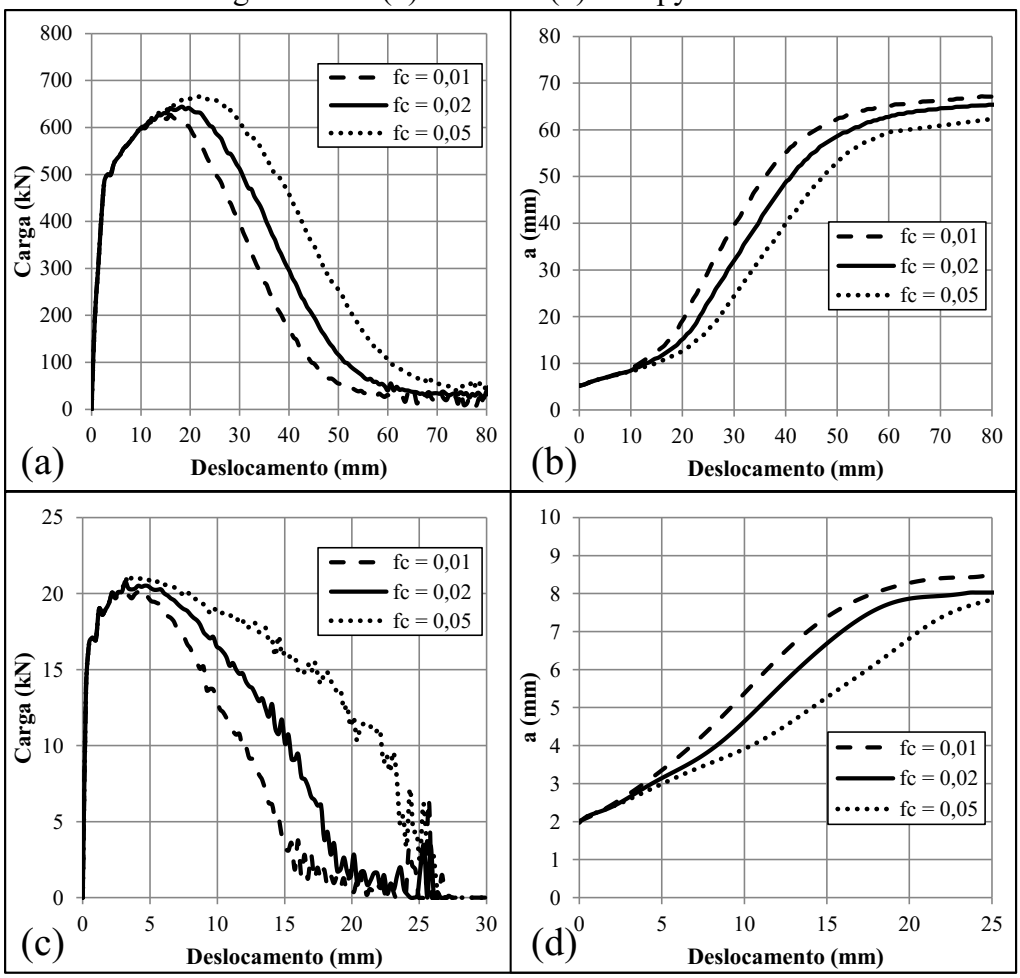
Fonte: Autor.

APÊNDICE C – ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DO MODELO DE GTN

São apresentados nesse apêndice todos os resultados e discussão crítica da análise de sensibilidade apresentada parcialmente na Seção 4.1.

Na Figura 106 é possível visualizar a influência da porosidade crítica (f_c) para ambas as geometrias. É possível concluir que o aumento de f_c leva a um aumento do ponto de máxima carga e da energia absorvida (Figura 106 (a) e (c)) e, consequentemente, a um menor tamanho de trinca (a) para o mesmo deslocamento do martelo (Figura 106 (b) e (d)). Esse efeito pode ser entendido pela análise da Equação 45 apresentada na Seção 2.5 onde é possível perceber que ocorre uma aceleração no aumento da porosidade efetiva (f^*), quando essa atinge o valor de f_c, logo, ao aumentar esse valor a aceleração do dano é postergada e cada elemento leva mais tempo para ser removido da simulação.

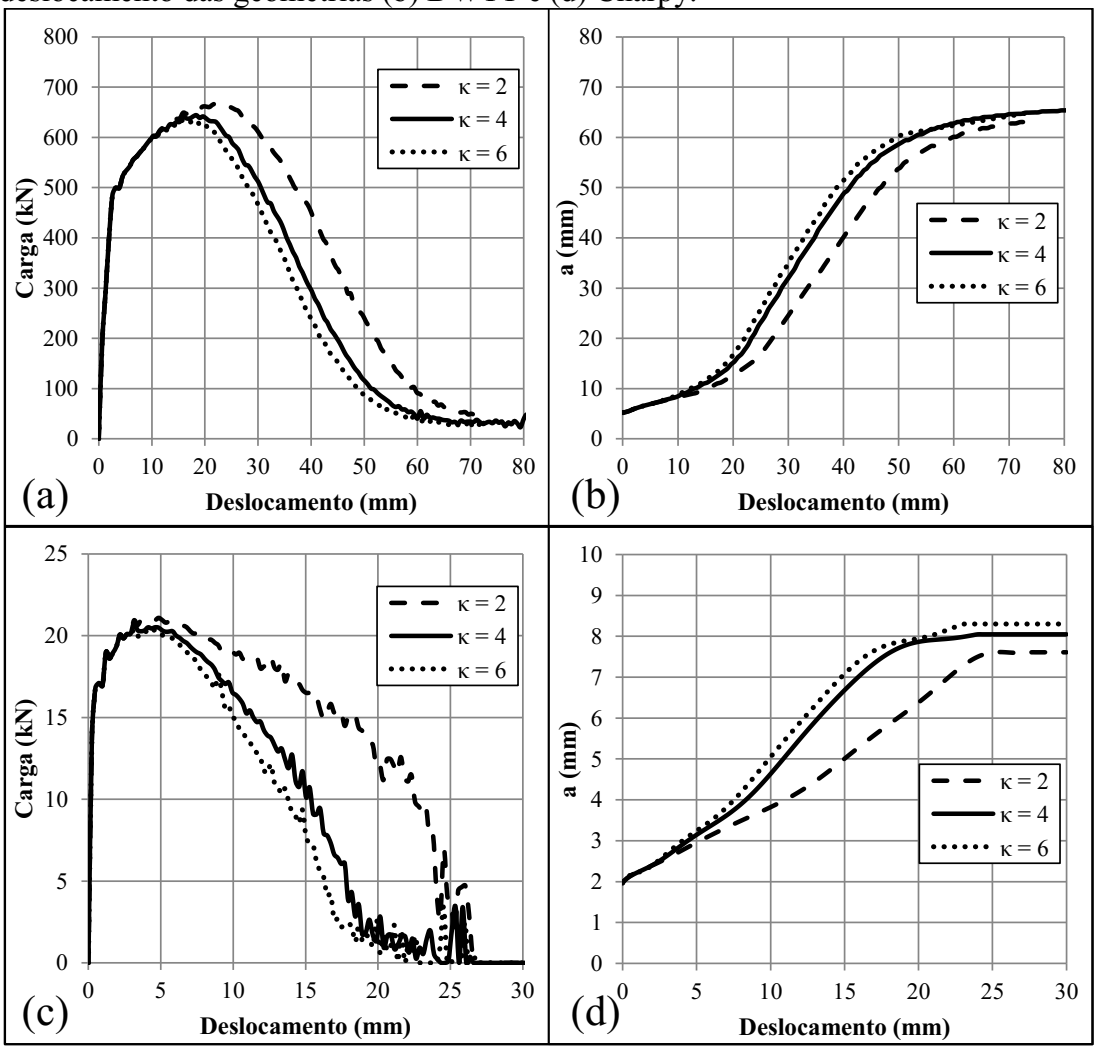
Figura 106 - Influência da porosidade crítica $\boldsymbol{f_c}$ nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy.



Fonte: Autor.

O coeficiente de aceleração de dano possui uma faixa típica para metais bem definida na literatura ($\kappa = 4{\sim}6$), conforme apresentado na Seção 3.5.2, sendo que a análise da Figura 107 corrobora essa recomendação, já que a variação desse parâmetro dentro dessa faixa gera pouco impacto na evolução das curvas de carga (Figura 107 (a) e (c)) e tamanho de trinca (Figura 107 (b) e (d)) em função do deslocamento do martelo. Fenomenologicamente, esse efeito pode ser entendido ao recordar que κ é relacionado com a porosidade no instante da falha (f_F) pela Equação 46, sendo que ao variar κ de 4 para 6 o valor de f_F varia de 0,18 para 0,13 e, ainda, uma vez que essas análises envolvem regiões de intensa deformação, a energia que o elemento deixa de absorver por falhar com porosidade efetiva (f^*) de 0,13 ao invés de 0,18 é mínima, já que sua capacidade de suportar carga é fortemente prejudicada nesse estágio final.

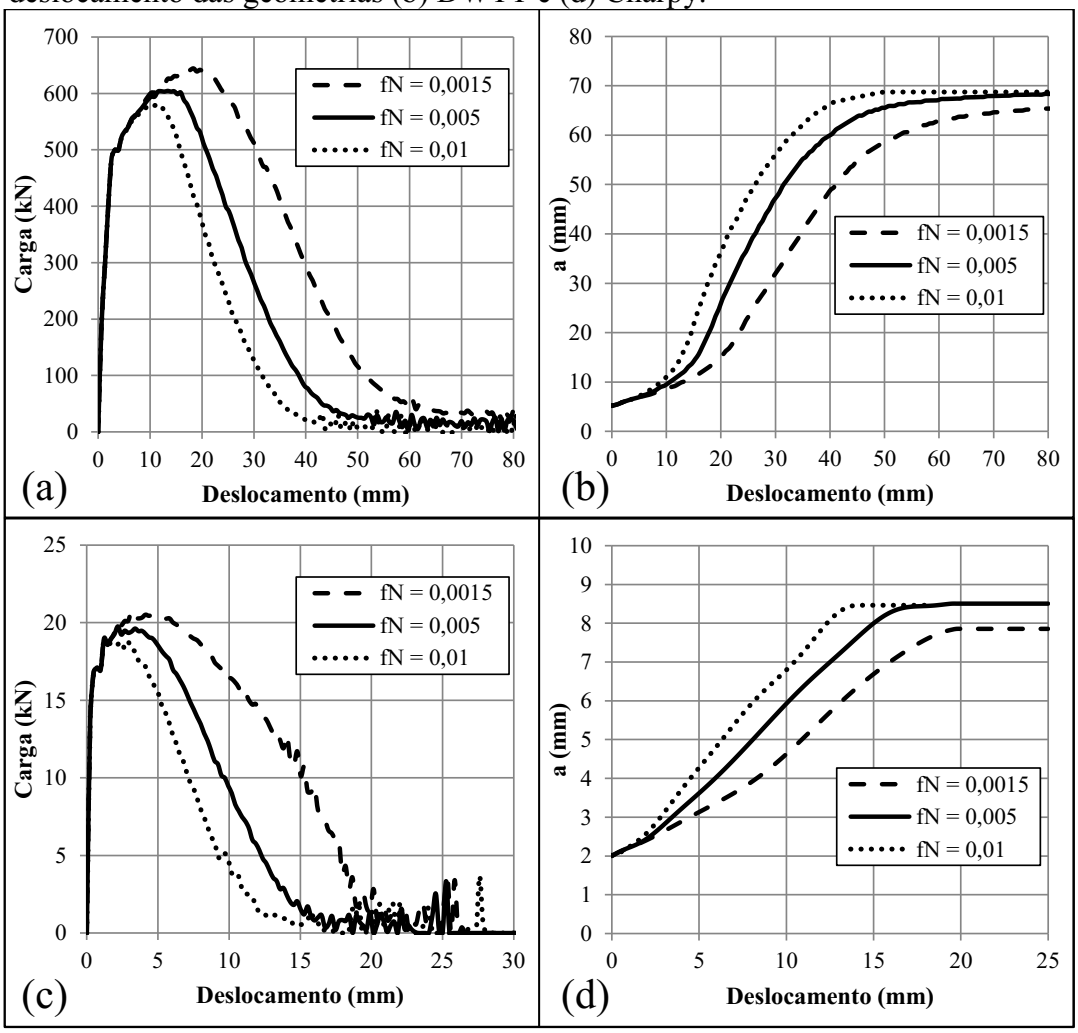
Figura 107 - Influência do coeficiente de aceleração de dano $\boldsymbol{\kappa}$ nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy.



Fonte: Autor.

Como o modelo de GTN é um modelo micromecânico, o entendimento do efeito da variação na fração de "vazios" nucleados (f_N) é diretamente relacionado com o entendimento do mecanismo de fratura dúctil dos metais, onde uma maior fração de inclusões e partículas de segunda ordem facilita a ativação e evolução desse tipo de fratura. Diante disso, ao analisar a Figura 108 é possível concluir que o comportamento das curvas de carga (Figura 108 (a) e (c)) e tamanho de trinca (Figura 108 (b) e (d)) em função do deslocamento do martelo é representativo da fenomenologia estudada, já que ao aumentar f_N há uma queda no ponto de máxima carga e na energia absorvida e um aumento no tamanho de trinca para o mesmo deslocamento do martelo, sendo esse o cenário para ambas as geometrias.

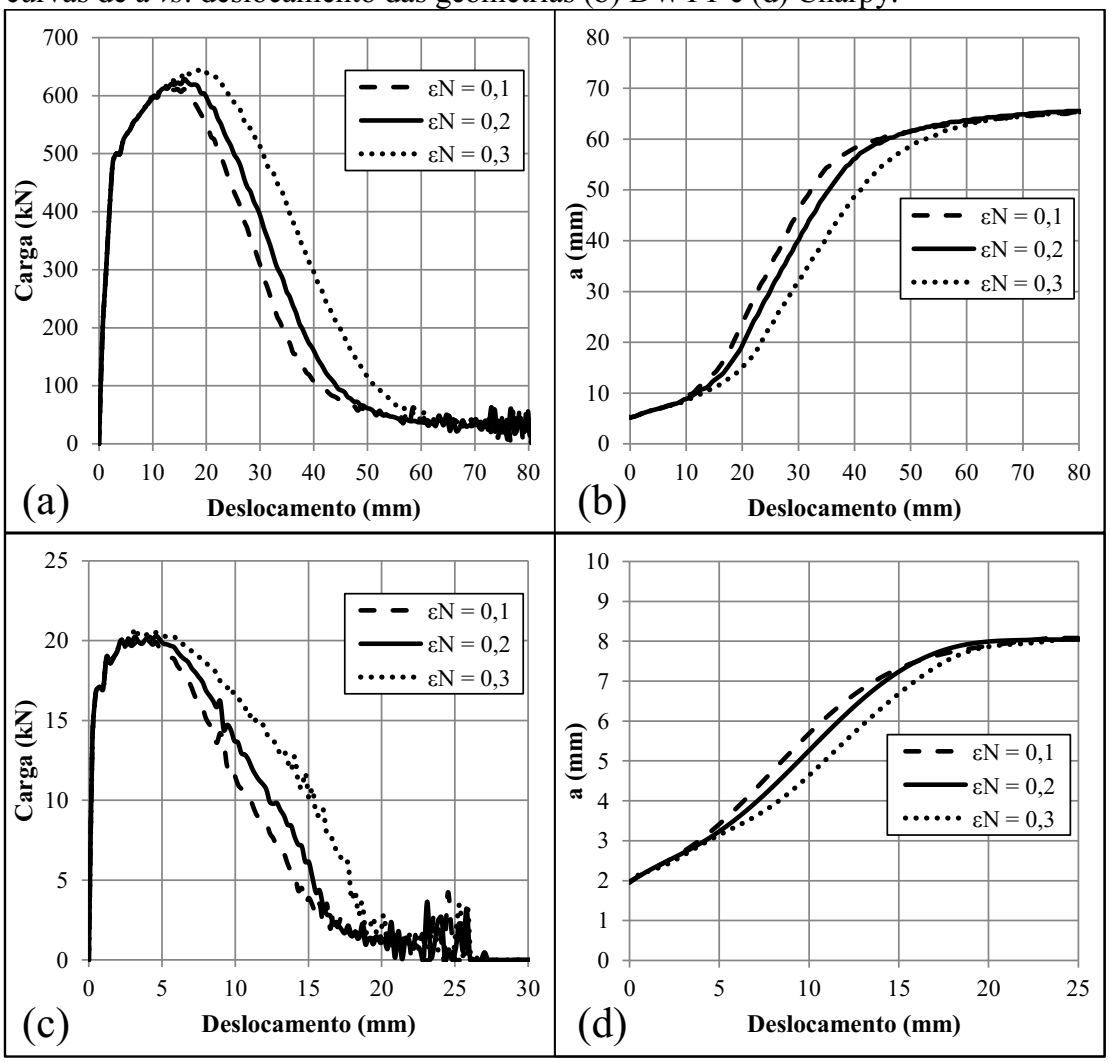
Figura 108 - Influência da fração de *voids* nucleados ($\boldsymbol{f_N}$) nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy.



Fonte: Autor.

A influência da variação do valor médio da deformação para nucleação de "vazios" ($\boldsymbol{\varepsilon_N}$) pode ser visualizada na Figura 109, sendo que uma redução no valor médio faz com que o pico da distribuição normal de nucleação de "vazios" (Equação 51) seja atingido primeiro, consequentemente a porosidade efetiva (f^*) evolui de maneira mais rápida levando a uma redução do ponto de máxima carga e energia absorvida e a um maior comprimento de trinca para o mesmo deslocamento do martelo. Novamente, o comportamento resultante em termos de curva de carga (Figura 109 (a) e (c)) e tamanho de trinca (Figura 109 (b) e (d)) em função do deslocamento do martelo é o mesmo para ambas as geometrias.

Figura 109 – Influência do valor médio da deformação para nucleação de *voids* ($\boldsymbol{\varepsilon_N}$) nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy.

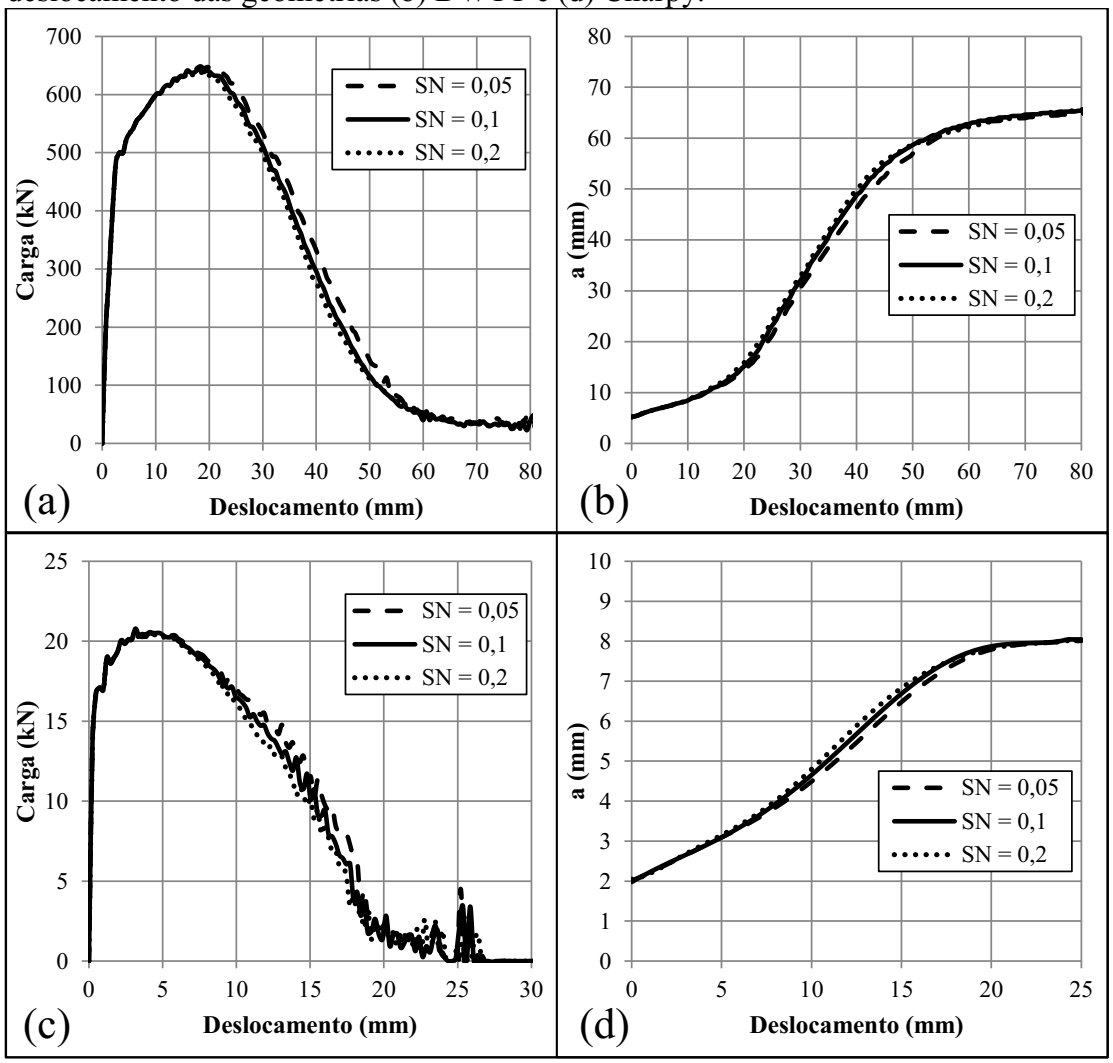


Fonte: Autor.

De acordo com a literatura, o desvio padrão de nucleação de "vazios" (S_N) exerce pouca influência na evolução global do modelo de GTN (RUGGIERI; PANONTIN; DODDS,

JR., 1996), uma vez que a sua variação apenas restringe ou expande os valores de deformação em torno da média (ε_N) que ativa a geração de "vazios", ou seja, a variação de S_N não afeta de forma significativa a taxa nucleação de novos "vazios" ($\dot{f}_{nucl}$). A análise da Figura 110 vai de acordo com o que foi explicado anteriormente, já que para ambas as geometrias a evolução de carga (Figura 110 (a) e (c)) tamanho de trinca (Figura 110 (b) e (d)) em função do deslocamento do martelo apresentam variação mínima.

Figura 110 - Influência do desvio padrão de nucleação de *voids* ($\boldsymbol{S_N}$) nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy.



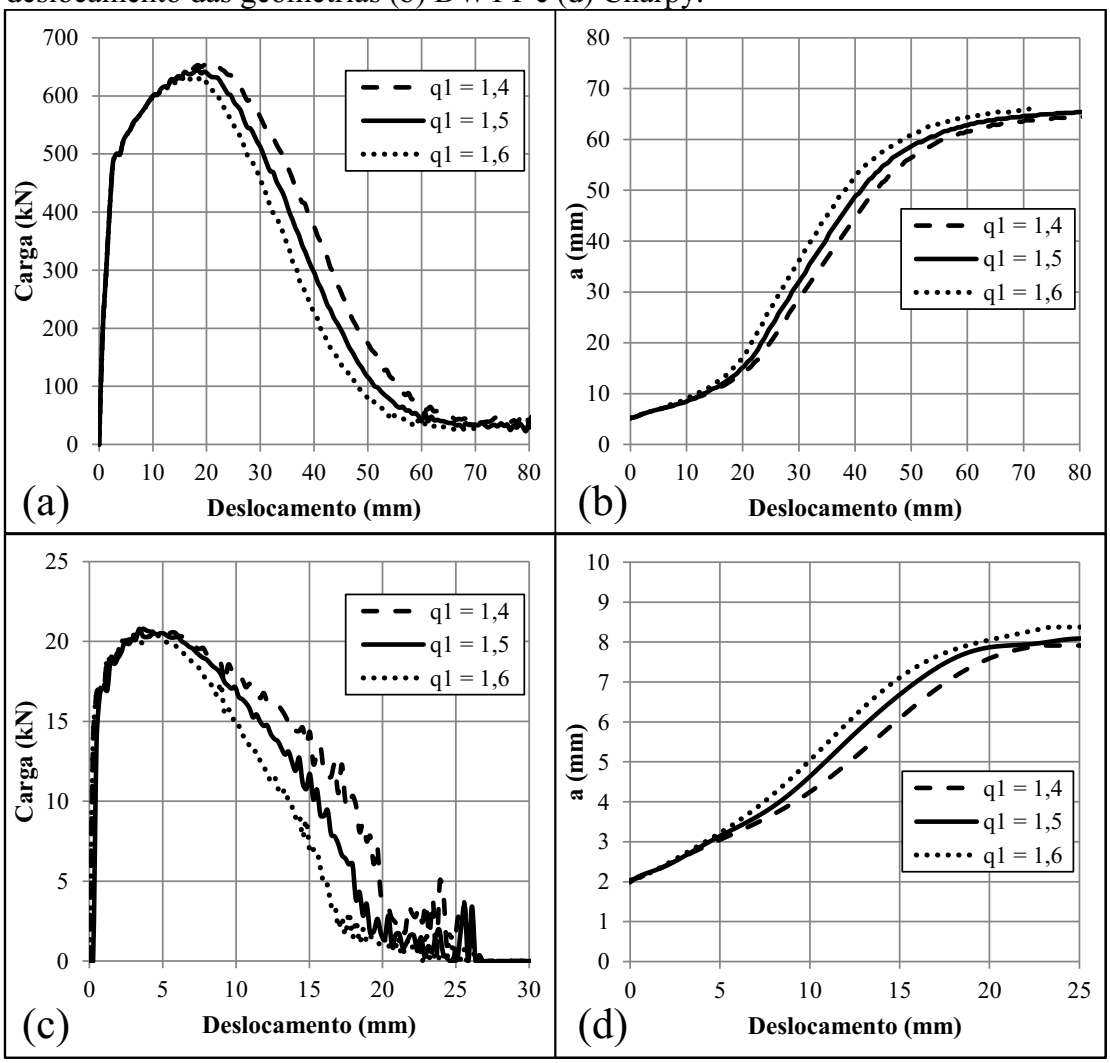
Fonte: Autor.

Os parâmetros q_i foram introduzidos por Tvergaard (1982) no modelo de escoamento de GTN (Equação 43) para melhorar a aderência do mesmo em análises com localização de deformação e predominância de tensões de cisalhamento (TVERGAARD, 1982; RUGGIERI; PANONTIN; DODDS, JR., 1996), no entanto os parâmetros em si não possuem uma

fundamentação fenomenológica, já que servem apenas como fatores de correção do modelo de dano. Além disso, conforme discutido na Seção 2.5, esses parâmetros são dependentes de algumas propriedades dos materiais, logo, uma análise de sensibilidade dos mesmos é fundamental para auxiliar na calibração dos parâmetros utilizados nessa dissertação.

Ao analisar a Figura 111 é possível concluir que o aumento no valor de q_1 leva a uma redução do ponto de máxima carga e energia absorvida (Figura 111 (a) e (c)) e a um aumento de tamanho de trinca para o mesmo deslocamento do martelo (Figura 111 (b) e (d)) para ambas as geometrias. Além disso, é importante lembrar que o parâmetro q_3 é relacionado com q_1 ($q_3 = q_1^2$), sendo que essa relação foi utilizada para recalcular o valor de q_3 para as análises apresentadas na figura abaixo.

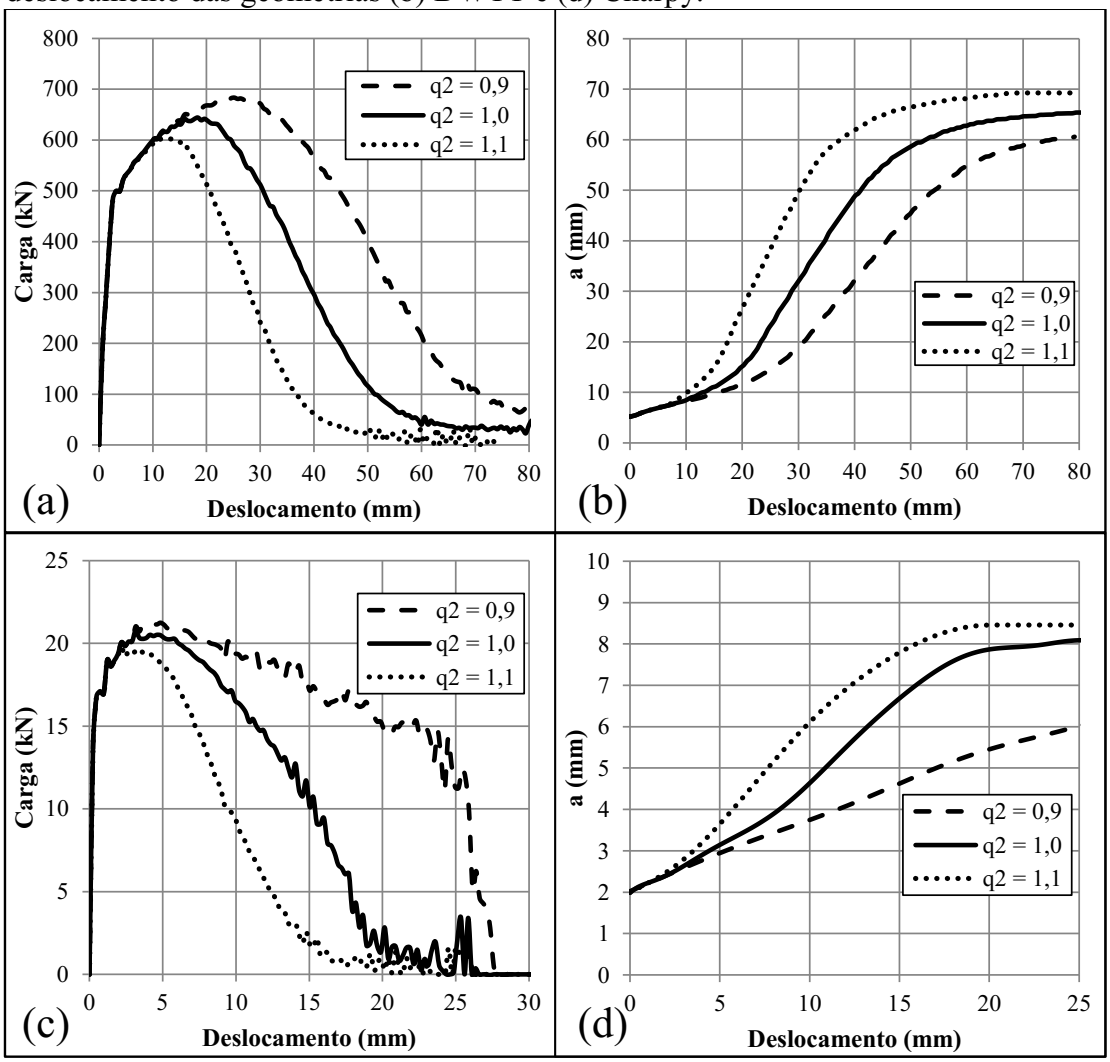
Figura 111 - Influência do parâmetro de Tvergaard $\boldsymbol{q_1}$ (1982) nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy.



Fonte: Autor.

O parâmetro q_2 pode ser entendido de uma forma um pouco mais fenomenológica já que esse multiplica a tensão média (Equação 43), que por sua vez é acionadora do mecanismo de fratura frágil, ou seja, variar o valor de q_2 implica em variar o peso atribuído à tensão hidrostática no modelo de GTN, sendo que esse efeito pode ser utilizado como "corretor" da triaxialidade induzida por diferença de espessura, como por exemplo, no caso das geometrias Charpy e DWTT, onde o importante, para a finalidade dessa dissertação, não é saber ao certo qual valor de q_2 utilizar para cada triaxialidade, mas sim, entender como a variação desse parâmetro impacta nos resultados almejados. A Figura 112 apresenta os resultados da análise de sensibilidade realizada para o parâmetro q_2.

Figura 112 - Influência do parâmetro de Tvergaard $\boldsymbol{q_2}$ (1982) nas curvas de carga *vs*. deslocamento das geometrias (a) DWTT e (c) Charpy e nas curvas de a *vs*. deslocamento das geometrias (b) DWTT e (d) Charpy.



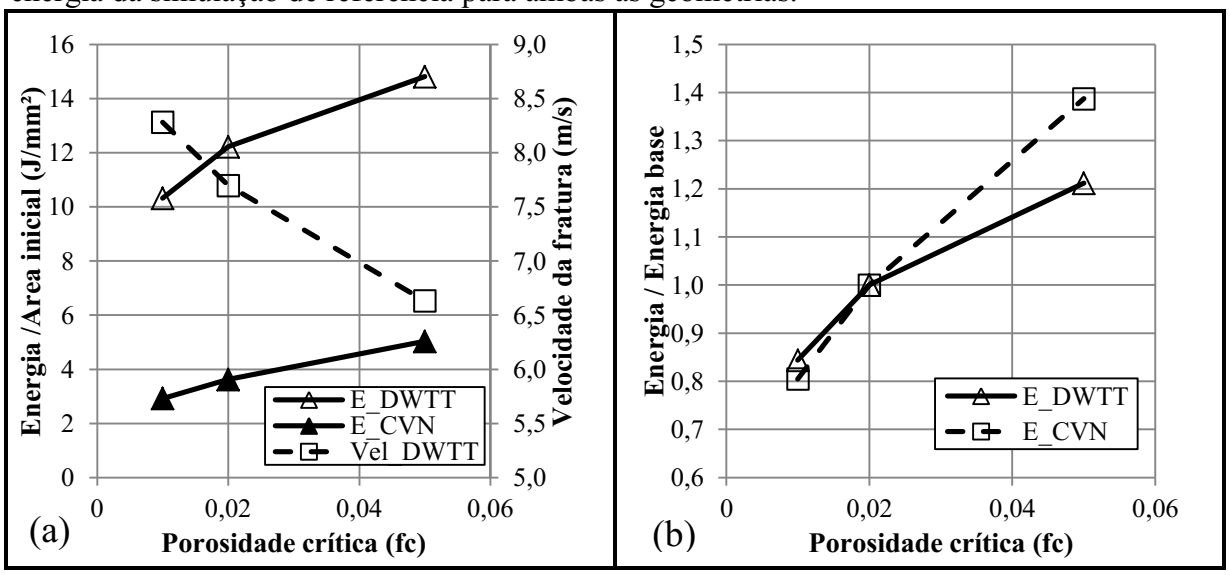
Fonte: Autor.

Pela análise da figura é possível concluir que ao aumentar o valor de q_2, ou seja, ao aumentar o peso da parcela hidrostática no modelo de escoamento de GTN, há, para ambas as geometrias, uma redução no ponto de máxima carga e na energia absorvida (Figura 112 (a) e (c)). Além de um aumento de tamanho de trinca (Figura 112 (b) e (d)) para o mesmo deslocamento de martelo. Essa conclusão é interessante e foi utilizada como base para garantir uma melhor aderência das análises numéricas conforme será apresentado na Seção 4.2.

Seguem agora os resultados de velocidade e energia absorvida para todos os parâmetros do modelo de GTN que não foram abordados na Seção 4.1. No entanto essa discussão será mais pragmática na medida em que já foram apresentadas as explicações matemáticas e fenomenológicas (quando possível) que justificam a variação na absorção de energia e velocidade de fratura, que por sua vez são diretamente relacionadas com a área abaixo da curva carga *vs*. deslocamento e evolução do tamanho de trinca respectivamente.

O aumento da porosidade crítica (f_c) gera efeito oposto ao da porosidade inicial (f_0), ou seja, há aumento na absorção de energia para ambas as geometrias e redução na velocidade média de fratura para o DWTT (Figura 113 (a)). Pela Figura 113 (b) é evidente que, na faixa de valores em estudo, o aumento de f_c impacta significativamente na capacidade de absorção de energia do material, sendo esse efeito mais expressivo para o Charpy.

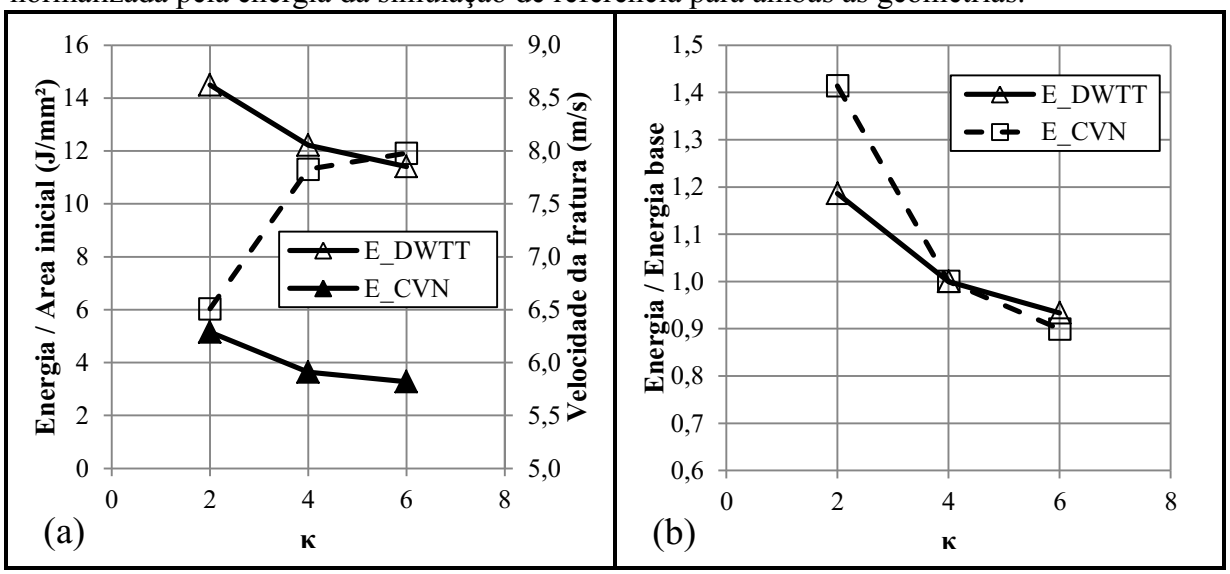
Figura 113 - Influência da porosidade crítica $\boldsymbol{f_c}$ na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias.



Fonte: Autor.

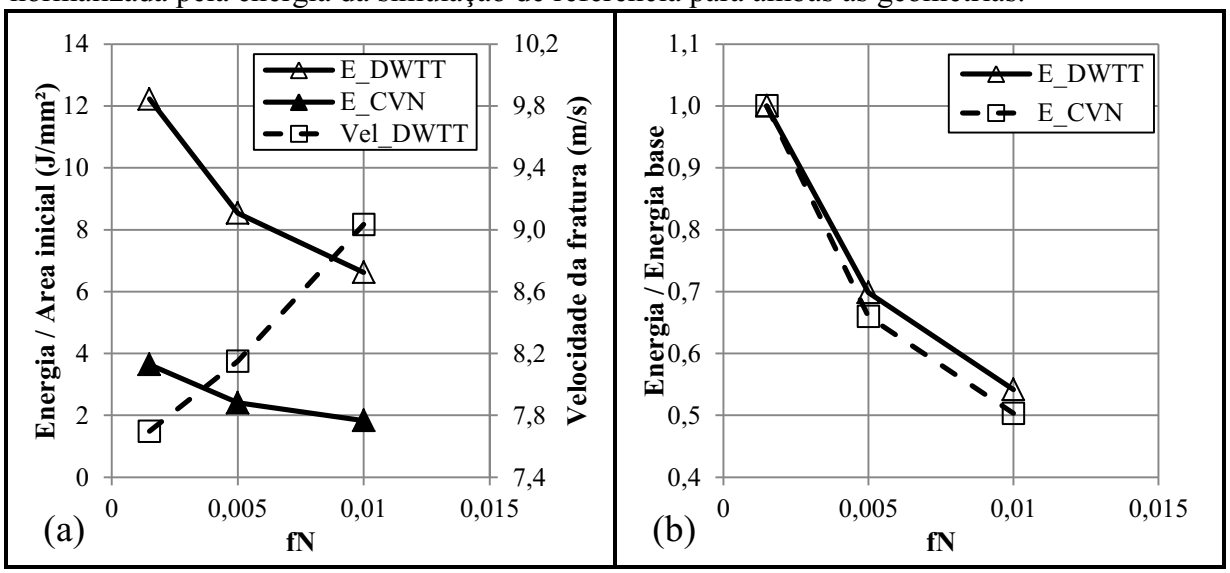
Na Figura 114 (a) é possível observar que há uma redução na energia absorvida e um aumento na velocidade média da fratura com o aumento do coeficiente de aceleração de dano (κ). Já na Figura 114 (b) fica evidente que uma redução no valor de κ afeta expressivamente a capacidade de absorção de energia do material, além disso, a geometria Charpy se mostrou mais sensível a essa variação.

Figura 114 - Influência do coeficiente de aceleração de dano $\boldsymbol{\kappa}$ na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias.



Fonte: Autor.

Figura 115 - Influência da fração de "vazios" nucleados ($\boldsymbol{f_N}$) na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias.



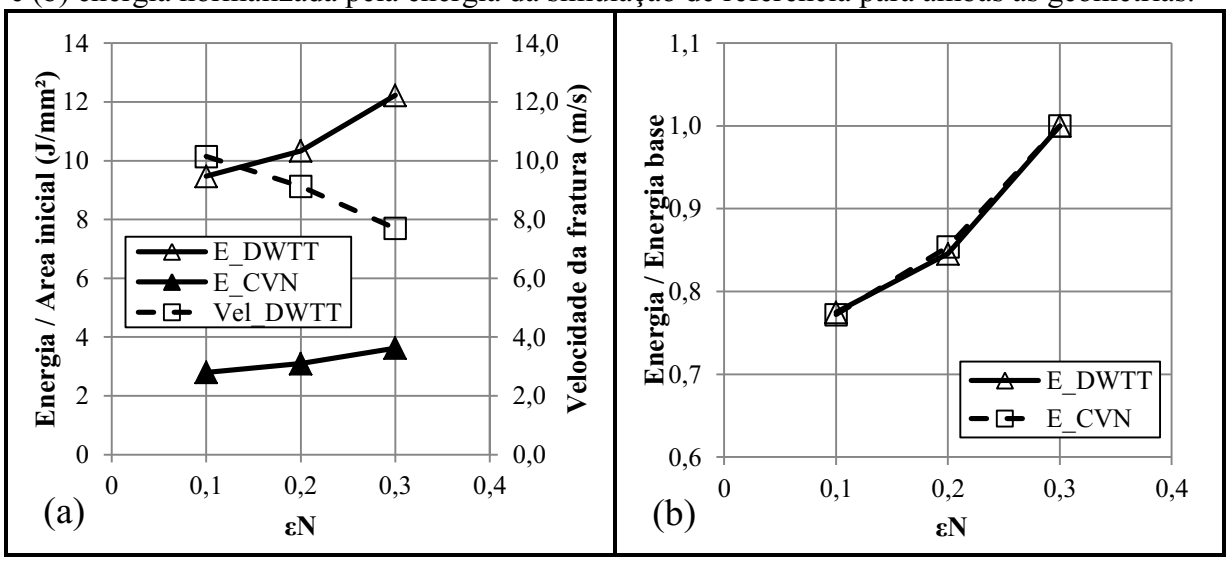
Fonte: Autor.

O efeito do aumento da fração de "vazios" nucleados (f_N) é muito similar ao da porosidade inicial (f_0) já que em ambos os casos a porosidade efetiva (f^*) atinge mais rápido a porosidade no instante de falha (f_f), ou seja, há redução na energia absorvida e aumento na velocidade média de fratura (Figura 115 (a)) e a mesma tendência de variação de absorção de energia em função de f_N, onde novamente o efeito é mais proeminente no Charpy (Figura 115 (b)).

O aumento do valor médio da deformação para nucleação de "vazios" (ε_N) leva ao aumento da energia absorvida e redução na velocidade de fratura (Figura 116 (a)). A constatação interessante é que embora esse parâmetro afete de forma significativa na absorção de energia, o efeito é praticamente o mesmo para ambas as geometrias (Figura 116 (b)).

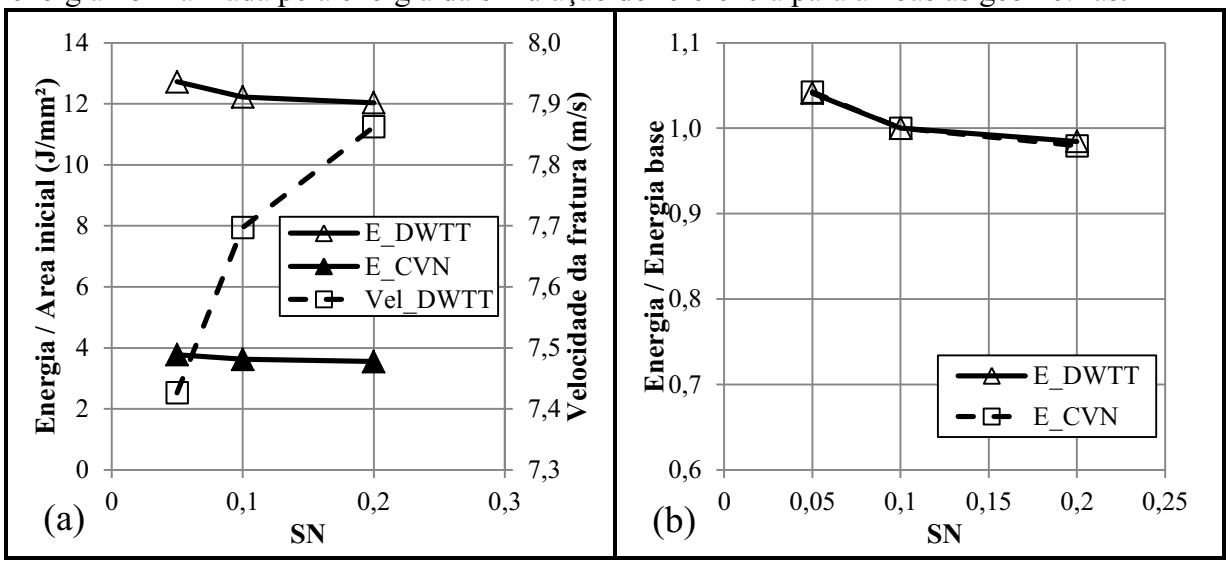
Na Figura 117 (a) é possível constatar que o aumento do desvio padrão de nucleação de "vazios" (S_N) pouco afeta na absorção de energia e velocidade de fratura, note que a escala de velocidade foi alterada para facilitar a visualização. Além disso, ao analisar a Figura 117 (b) é possível perceber que, de forma análoga ao ε_N, o impacto da variação desse parâmetro é equivalente para as duas geometrias.

Figura 116 - Influência do valor médio da deformação para nucleação de "vazios" ($\boldsymbol{\varepsilon_N}$) na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias.



Fonte: Autor.

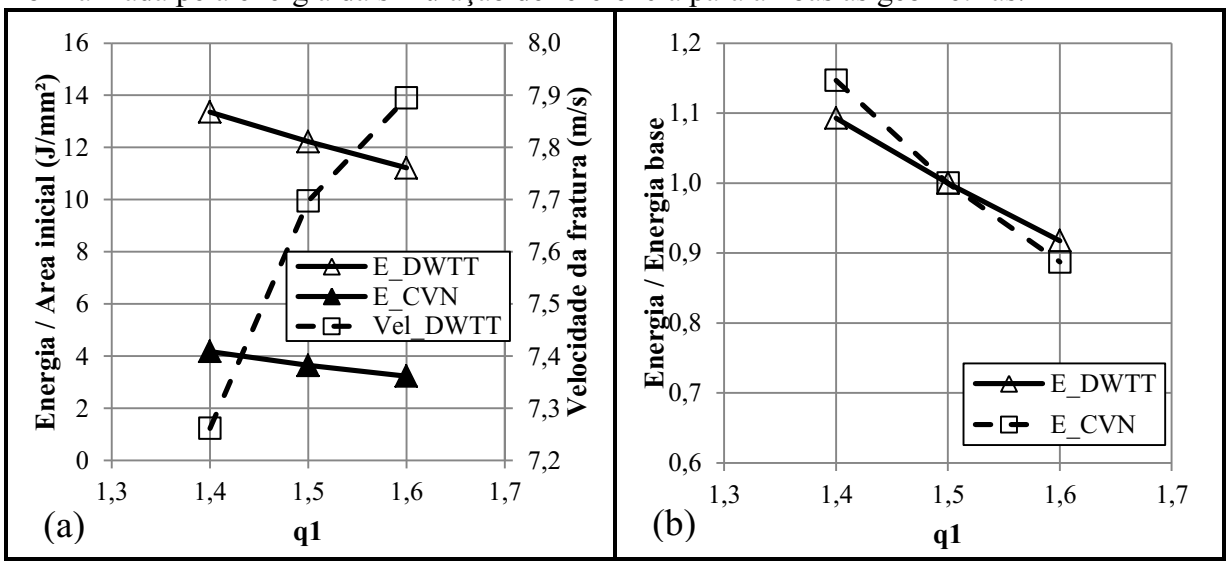
Figura 117 - Influência do desvio padrão de nucleação de *voids* ($\boldsymbol{S_N}$) na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias.



Fonte: Autor.

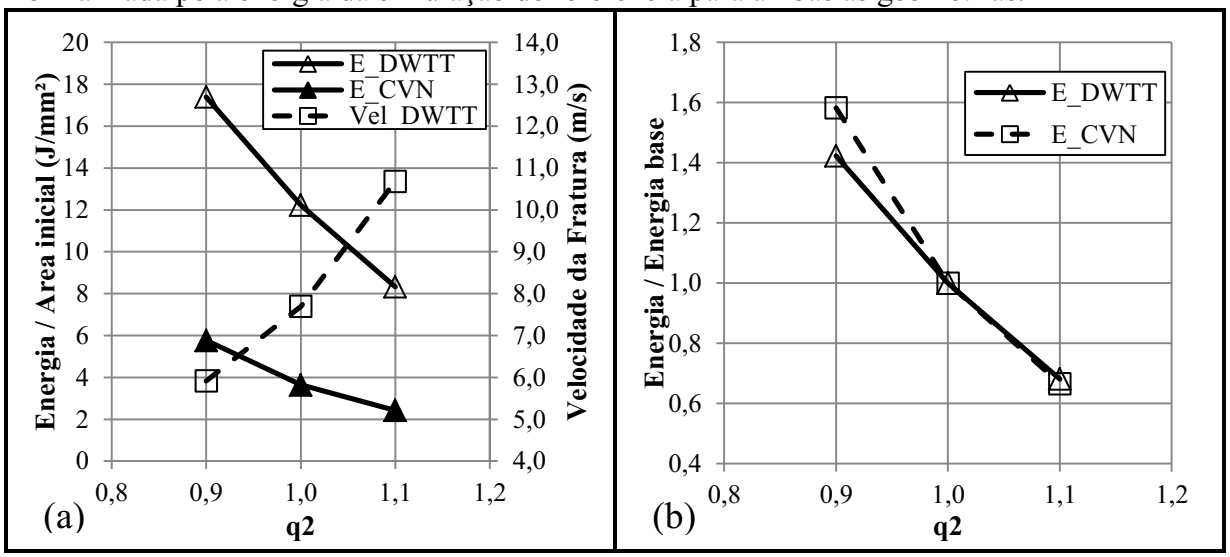
Na Figura 118 (a) é possível perceber que o aumento do parâmetro q_1 de Tvergaard (1982) leva a uma redução da energia absorvida, que parece variar de forma linear, e um aumento da velocidade média de fratura. Pela Figura 118 (b) é possível concluir que, dentro do intervalo estudado, a variação de q_1 pode levar a uma variação de até 15% na energia absorvida, sendo que novamente esse efeito é mais acentuado para o Charpy.

Figura 118 - Influência do parâmetro de Tvergaard $\boldsymbol{q_1}$ (1982) na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias.



Fonte: Autor.

Figura 119 - Influência do parâmetro de Tvergaard $\boldsymbol{q_2}$ (1982) na (a) absorção de energia das geometrias Charpy e DWTT além da velocidade de fratura do DWTT e (b) energia normalizada pela energia da simulação de referência para ambas as geometrias.



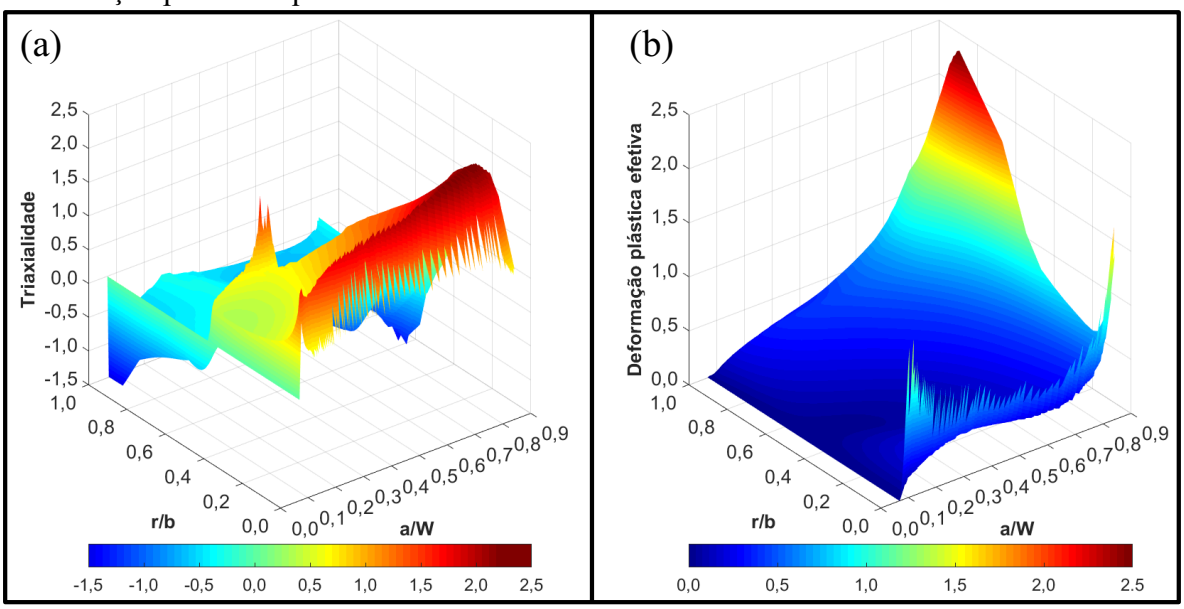
Fonte: Autor.

Por fim, ao analisar a Figura 119 (a) é possível perceber que o aumento do parâmetro q_2 de Tvergaard (1982) gera um comportamento similar ao do q_1, ou seja, há diminuição da energia absorvida e aumento da velocidade de fratura. Em contrapartida, a análise da Figura 119 (b) indica que a influência do aumento de q_2 é a mesma para ambas as geometrias, enquanto que a redução no valor desse parâmetro é mais impactante para o Charpy.

APÊNDICE D – CAMPOS DE TRIAXIALIDADE E DEFORMAÇÃO PLÁSTICA

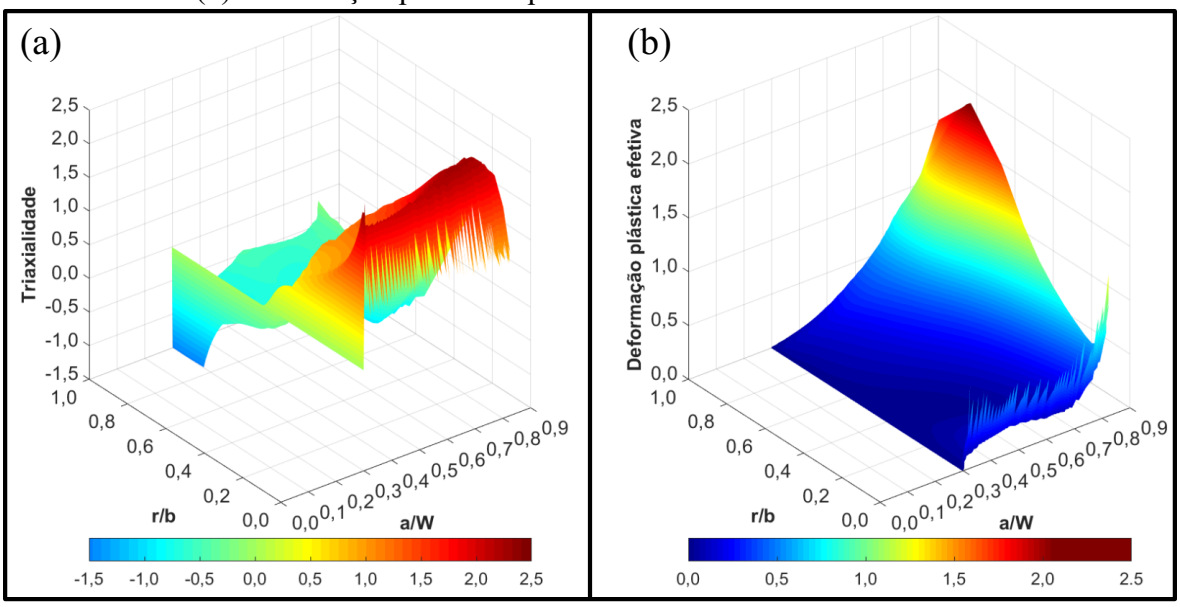
São apresentadas nesse apêndice as evoluções 3D e 2D dos campos de tensões das geometrias Charpy, DWTT e DWTT PT de aço X65 e DWTT de aço X100.

Figura 120 - Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria DWTT de aço X65, em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



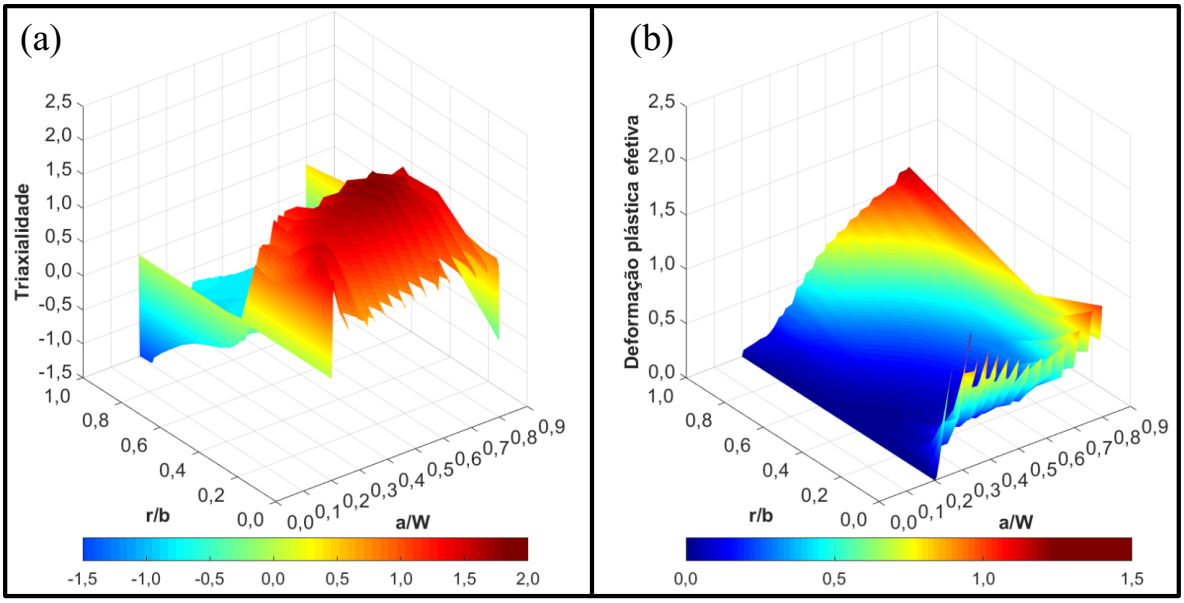
Fonte: Autor.

Figura 121 - Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria DWTT PT de aço X65 (*a*/*W* = 0,3), em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



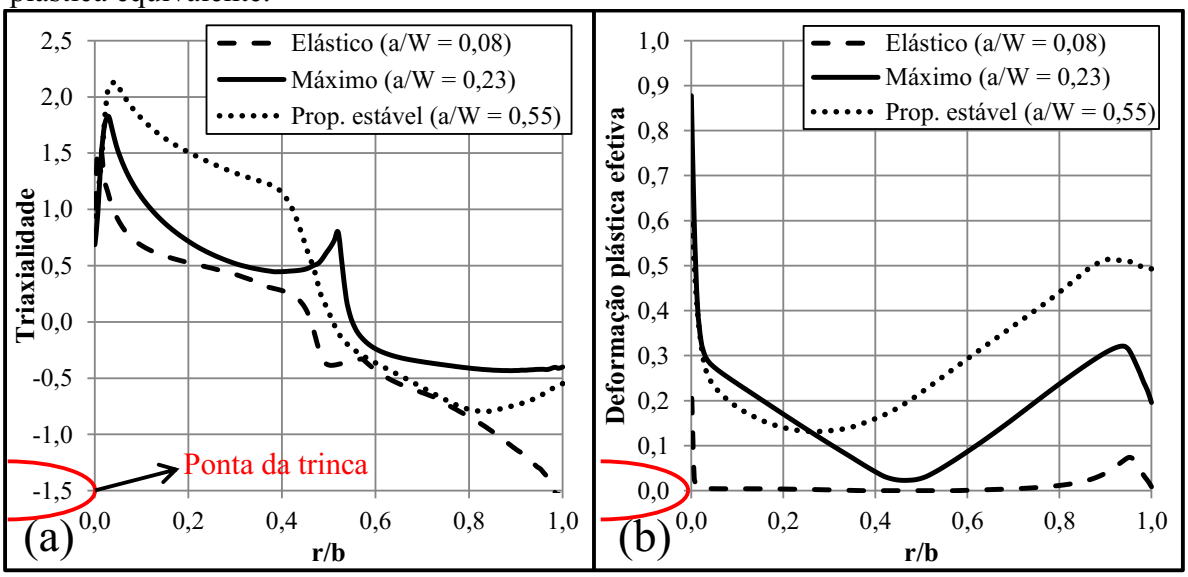
Fonte: Autor.

Figura 122 - Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria Charpy de aço X65, em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



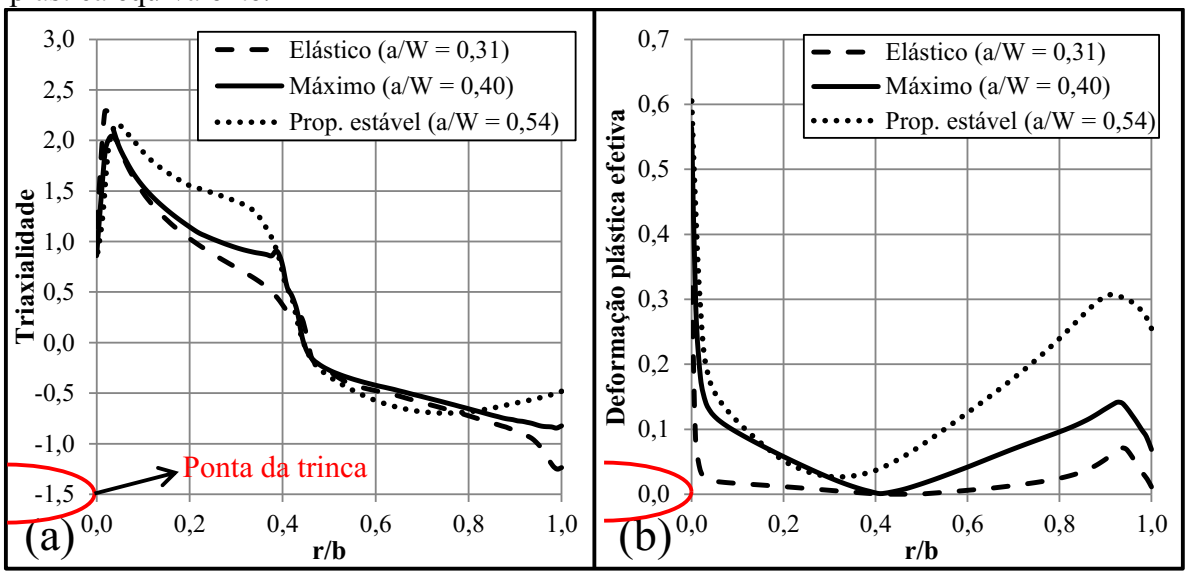
Fonte: Autor.

Figura 123 - Evolução para a geometria DWTT de aço X65 nos pontos de final do regime elástico (*a*/*W* = 0,08), máximo da curva de carga vs. deslocamento (*a*/*W* = 0,23) e propagação estável (*a*/*W* = 0,55), em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



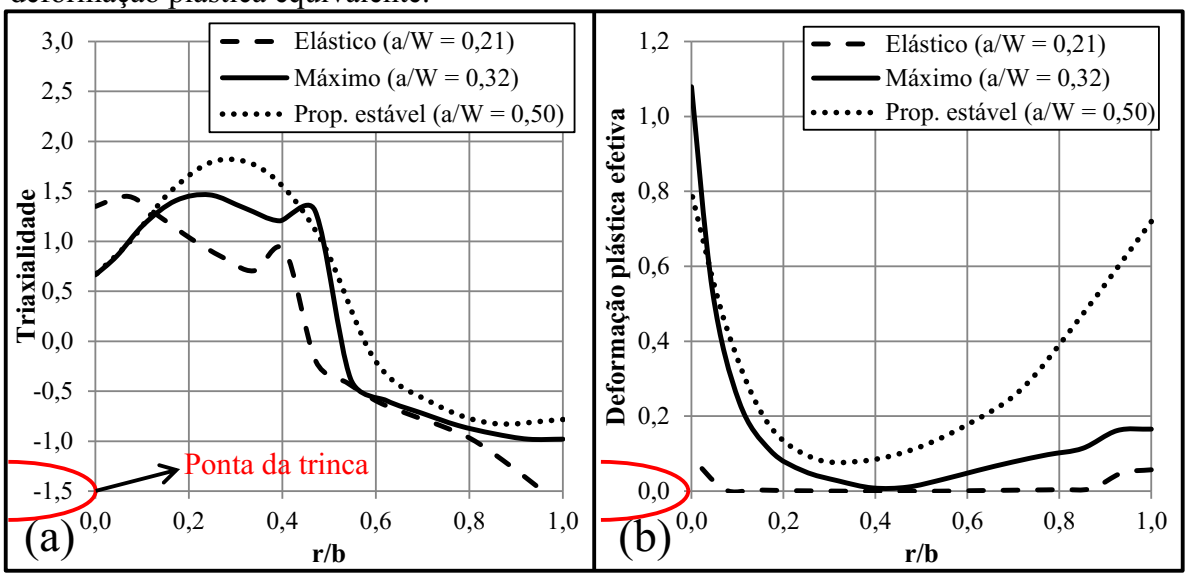
Fonte: Autor.

Figura 124 - Evolução para a geometria DWTT PT de aço X65 nos pontos de final do regime elástico (a/W = 0,31), máximo da curva de carga vs. deslocamento (a/W = 0,40) e propagação estável (a/W = 0,54), em função de r/b, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



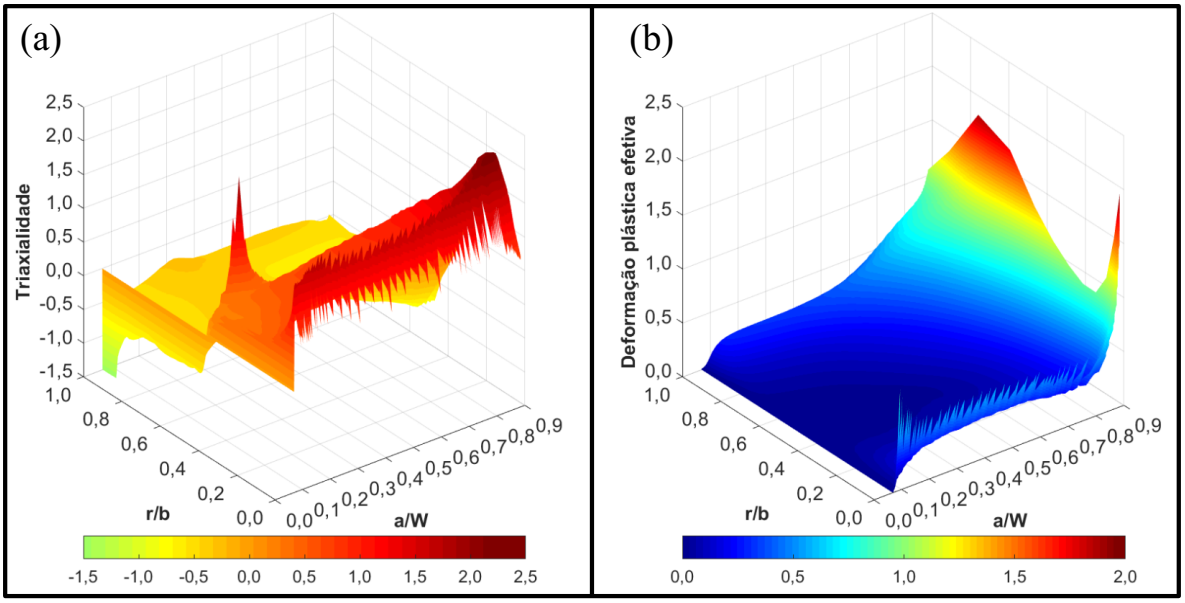
Fonte: Autor.

Figura 125 - Evolução para a geometria Charpy de aço X65 nos pontos de final do regime elástico (a/W = 0,21), máximo da curva de carga vs. deslocamento (a/W = 0,32) e propagação pós ponto de máximo (a/W = 0,50), em função de r/b, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



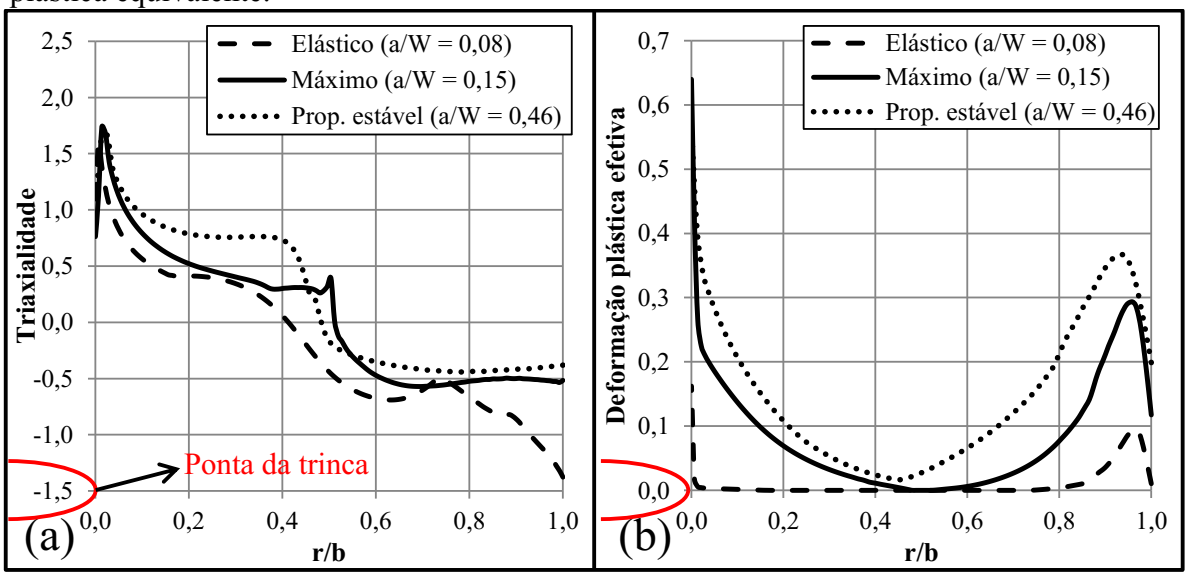
Fonte: Autor.

Figura 126 - Evolução tridimensional na fileira central de elementos do plano de simetria X da geometria DWTT de aço X100, em função de *r*/*b* e *a*/*W*, da (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



Fonte: Autor.

Figura 127 - Evolução para a geometria DWTT de aço X100 nos pontos de final do regime elástico (*a*/*W* = 0,08), máximo da curva de carga vs. deslocamento (*a*/*W* = 0,15) e propagação estável (*a*/*W* = 0,46), em função de *r*/*b*, de (a) triaxialidade e (b) deformação plástica equivalente.



Fonte: Autor.)