

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL**

MODELOS LATTICE NA ENGENHARIA DE ROCHAS

LEANDRO LIMA RASMUSSEN

**ORIENTADOR: ANDRÉ PACHECO DE ASSIS
COORIENTADOR: MÁRCIO MUNIZ DE FARIAS**

TESE DE DOUTORADO EM GEOTECNIA

PUBLICAÇÃO: G.TD-148/18

BRASÍLIA / DF: OUTUBRO DE 2018

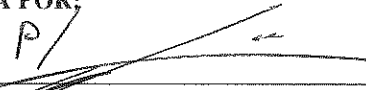
UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL

MODELOS LATTICE NA ENGENHARIA DE ROCHAS

LEANDRO LIMA RASMUSSEN

TESE DE DOUTORADO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR.


APROVADA POR:




ANDRÉ PACHECO DE ASSIS, PhD (ENC/UnB)
(ORIENTADOR)



MÁRCIO MUNIZ DE FARIAS, PhD (ENC/UnB)
(COORIENTADOR)



MANOEL PORFÍRIO CORDÃO NETO, DSc (ENC/UnB)
(EXAMINADOR INTERNO)



DAVID OLIVEIRA, PhD (Jacobs)
(EXAMINADOR EXTERNO)



MARCOS MASSAO FUTAI, DSc (POLI/USP)
(EXAMINADOR EXTERNO)

DATA: BRASÍLIA/DF, 31 DE OUTUBRO DE 2018

RASMUSSEN, LEANDRO LIMA

Modelos Lattice na Engenharia de Rochas. Distrito Federal, 2018.

xxxiv, 200 p., 210x297 mm (ENC/FT/UnB, Doutor, Geotecnia, 2018).

Tese de Doutorado - Universidade de Brasília, Faculdade de Tecnologia,

Departamento de Engenharia Civil.

1. Rochas

2. Modelos Lattice

3. Túneis

4. Análise Numérica

I. ENC/FT/UnB

II. Título (série)

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

RASMUSSEN, L.L. (2018) Modelos Lattice na Engenharia de Rochas. Tese de Doutorado, Publicação G.TD-148/18, Departamento de Engenharia Civil, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 200 p.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Leandro Lima Rasmussen

TÍTULO DA TESE DE DOUTORADO: Modelos Lattice na Engenharia de Rochas

GRAU: Doutor / ANO: 2018

É concedida à Universidade de Brasília a permissão para reproduzir cópias desta tese de doutorado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta tese de doutorado pode ser reproduzida sem a autorização por escrito do autor.

Leandro Lima Rasmussen
SQN 406, Bloco O, Asa Norte
70847-150, Brasília/DF - Brasil

À minha esposa SongYi Park.

Agradeço os professores André Pacheco de Assis e Márcio Muniz de Farias da Universidade de Brasília pela orientação e apoio concedidos no decorrer da minha pesquisa. Concluindo, agradeço à minha família pelo apoio emocional e a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo suporte financeiro que tornou possível a realização desta tese.

MODELOS LATTICE NA ENGENHARIA DE ROCHAS

RESUMO

Nesta tese, os modelos Lattice de Molas Clássico (MLMC) e Rede de Molas e Corpos Rígidos (RMCR) foram aprimorados com novas contribuições no sentido de serem capazes de analisarem tanto rochas intactas quanto maciços rochosos fraturados. Para atingir este objetivo, um programa de computador foi elaborado com base na formulação original de ambos os métodos e nas contribuições adicionais aqui propostas. A solidez das contribuições foi verificada por meio de análises de validação e de estudos de casos reais. Especificamente, as contribuições consistiram em: (1) combinar o método Rede de Fraturas Discretas e a formulação do Modelo de Junta Lisa com o MLMC para a realização de análises 3D de escavações de túneis utilizando a técnica do maciço rochoso sintético; (2) associar o MLMC ao modelo constitutivo de descontinuidades Barton-Bandis e a um serviço de computação em nuvem para demonstrar o potencial do método na realização de análises eficientes de estabilidade probabilística de túneis; (3) estender o método RMCR a fim de fornecer a capacidade de representar os processos de fraturamento de rochas quase-frágeis de maneira realista com: um novo modelo de zona coesiva, a representação da heterogeneidade do material, e a consideração das micro-fraturas naturais preexistentes; e (4) melhorar a Abordagem das Tensões Fictícias e a formulação do Modelo de Junta Lisa para que o método RMCR possa simular rochas transversalmente isotrópicas elasticamente homogêneas e manifestar apropriadamente o modo de ruptura de deslizamento em uma descontinuidade. Contribuições adicionais incluíram duas análises de estabilidade de túneis escavados nas cidades de Washington, DC e Nova York; uma análise de estabilidade probabilística de um trecho de um túnel brasileiro conhecido como Túnel Monte Seco; o estudo numérico do granito Lac du Bonnet e do argilite de Tournemire; e uma análise de sensibilidade global Sobol do granito Lac du Bonnet.

LATTICE MODELS IN ROCK ENGINEERING

ABSTRACT

In this thesis, the models Classic Lattice Spring Model (CLSM) and Rigid Body Spring Network (RBSN) were further developed with novel contributions in order to be capable of analyzing both intact rocks and fractured rock masses. In order to achieve this objective, a computer program was elaborated based on the original formulation of both methods and the additional contributions proposed herein. The soundness of the contributions was verified by means of validations and back analysis of real case studies. Specifically, the contributions consisted in: (1) combining the Discrete Fracture Network method and the Smooth Joint Model formulation with the CLSM in order to perform 3D synthetic rock mass analyses of rock tunnel excavations; (2) associating the CLSM with the Barton-Bandis joint constitutive model and a cloud computing service so as to show its potential in performing efficient probabilistic stability analysis of rock tunnels; (3) extending the RBSN method with the following contributions in order to provide for a realistic representation of the fracturing processes of quasi-brittle rocks: a novel Cohesive Zone Model, a representation of rock heterogeneity, and the consideration of a rock's preexisting natural microcracks; and (4) improving the fictitious stress approach and the Smooth Joint Model formulation in order for the RBSN method to simulate elastically homogeneous transversely isotropic rocks and to properly manifest the sliding mode of failure on a discontinuity. Additional contributions included two stability analyses of rock tunnels excavated in the cities of Washington, DC and New York; a probabilistic stability analysis of a section of a Brazilian tunnel known as the Túnel Monte Seco; the numerical study of the Lac du Bonnet granite and the Tournemire argillite; and a Sobol global sensitivity analysis of the Lac du Bonnet granite.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	JUSTIFICATIVA	1
1.2	PROBLEMA	1
1.3	OBJETIVOS	2
1.4	ETAPAS DA PESQUISA E ORGANIZAÇÃO DA TESE	3
2	REVISÃO DOS MODELOS LATTICE E DE DESCONTINUIDADES	7
2.1	MODELOS LATTICE	8
2.1.1	MODELO LATTICE DE MOLAS CLÁSSICO	11
2.1.2	MODELO DE BORN	14
2.1.3	MODELO LATTICE DE MOLAS DISTINTAS	15
2.1.4	MODELO LATTICE DE VIGAS	17
2.1.5	MODELO REDE DE MOLAS E CORPOS RÍGIDOS	18
2.2	MODELOS DE SISTEMA DE DESCONTINUIDADES	24
2.2.1	GERAÇÃO DE MODELOS DE SISTEMA DE DESCONTINUIDADES	25
2.2.2	DISTRIBUIÇÕES ESTATÍSTICAS DAS PROPRIEDADES	28
2.3	A TÉCNICA DO MACIÇO ROCHOSO SINTÉTICO	31
3	O NOVO CÓDIGO NUMÉRICO UNBLOCKS	35
3.1	ORGANIZAÇÃO DO PROGRAMA UNBLOCKS	36
3.1.1	ESQUEMA DE INTEGRAÇÃO EXPLÍCITO	41
3.2	EXERCÍCIOS DE VALIDAÇÃO DO PROGRAMA UNBLOCKS	43
3.2.1	ACELERAÇÃO EM QUEDA LIVRE	44
3.2.2	BLOCO SOBRE UMA DESCONTINUIDADE PLANA	45
3.2.3	BLOCO SOBRE DUAS DESCONTINUIDADES PLANAS	46
3.2.4	TOMBAMENTO DE GOODMAN & BRAY	46

3.2.5	MODOS DE FRATURAMENTO 2D	49
3.2.6	ANÁLISE ELÁSTICA-HOMOGÊNEA 3D	50
4	ANÁLISE DE TÚNEIS PELO MLMC	55
4.1	PRIMEIRO ESTUDO DE CASO	55
4.2	SEGUNDO ESTUDO DE CASO	60
4.3	CONCLUSÕES PRELIMINARES	65
5	ANÁLISE PROBABILÍSTICA DE TÚNEIS	67
5.1	METODOLOGIA DE ANÁLISE PROBABILÍSTICA	70
5.1.1	MODELO CONSTITUTIVO DE BARTON-BANDIS	71
5.1.2	SIMULAÇÃO DE MONTE CARLO	72
5.1.3	MAPA DE PROBABILIDADES POSICIONAIS	72
5.1.4	COMPUTAÇÃO EM NUVEM	73
5.2	ESTUDO DE CASO: TÚNEL MONTE SECO	75
5.2.1	MODELO NUMÉRICO	76
5.2.2	RESULTADOS DAS ANÁLISES E DISCUSSÕES	83
5.3	CONCLUSÕES PRELIMINARES	88
6	ANÁLISE DE ROCHAS QUASE-FRÁGEIS	91
6.1	MODELO RMCR ESTENDIDO	93
6.1.1	MODELO DE ZONA COESIVA	94
6.1.2	HETEROGENEIDADE DO MATERIAL	99
6.1.3	MICRO REDE DE FRATURAS DISCRETAS	100
6.2	ESTUDO DE CASO: GRANITO LAC DU BONNET	101
6.2.1	CALIBRAÇÃO NUMÉRICA	102
6.2.2	RESULTADOS E DISCUSSÕES	108
6.3	CONCLUSÕES PRELIMINARES	114
7	ANÁLISE DE SENSIBILIDADE GLOBAL	117
7.1	METODOLOGIA DE ANÁLISE	120

7.2	ÍNDICES DE SENSIBILIDADE E DISCUSSÕES	122
7.3	CONCLUSÕES PRELIMINARES	126
8	ANÁLISE DE ROCHAS TRANSVERSALMENTE ISOTRÓPICAS.....	129
8.1	MÉTODOS DESENVOLVIDOS	131
8.1.1	A ABORDAGEM DAS TENSÕES FICTÍCIAS.....	131
8.1.2	MODELO DE JUNTA LISA MODIFICADO	136
8.2	VALIDAÇÃO.....	138
8.2.1	PRIMEIRA VALIDAÇÃO: CARREGAMENTO TRIAXIAL	139
8.2.2	SEGUNDA VALIDAÇÃO: ANÁLISE DE ESTADO PLANO DE DE- FORMAÇÃO	140
8.3	ESTUDO DE CASO: ARGILITO DE TOURNEMIRE.....	143
8.3.1	CALIBRAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO.....	143
8.3.2	ANÁLISE DOS RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	150
8.4	CONCLUSÕES PRELIMINARES	155
9	CONCLUSÕES	157
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	160
	APÊNDICE A: CABEÇALHOS DO PROGRAMA UNBLOCKS.....	173

LISTA DE TABELAS

2.1	Principais métodos numéricos utilizados em mecânica das rochas, suas vantagens e desvantagens.....	9
4.1	Parâmetros do modelo RFD do primeiro caso.....	56
4.2	Parâmetros de meso escala, obtidos mediante calibração por tentativa-e-erro e comportamento macroscópico do modelo no primeiro caso analisado. Como o comportamento macro do modelo e os parâmetros da escala meso dependem do tamanho da malha adotado, para cada malha de tamanho diferente um processo de calibração foi realizado.....	58
4.3	Parâmetros do modelo RFD do segundo caso.	61
4.4	Parâmetros de meso escala e comportamento macroscópico do modelo no segundo caso analisado. Os parâmetros foram calibrados por um processo de tentativa-e-erro, o qual foi realizado para cada tamanho de malha diferente adotado.	64
5.1	Parâmetros do modelo RFD.....	78
5.2	Parâmetros de resistência do modelo Barton-Bandis.	80
5.3	Parâmetros do modelo e comportamento macroscópico.	82
6.1	Parâmetros em meso-escala utilizados no RMCR estendido para o modelo numérico do granito Lac du Bonnet.....	107
6.2	Resultados dos ensaios numéricos e laboratoriais do granito Lac du Bonnet.	109
7.1	Faixa de valores para os parâmetros de entrada analisados no ensaio numérico do tipo compressão não-confinado.	121
8.1	Deformações específicas verticais, horizontais e volumétricas elásticas calculadas pelo método RMCR; deformações específicas volumétricas elásticas calculadas por equação analítica; e erro obtido.	139
8.2	Parâmetros utilizados no modelo numérico RMCR do argilite de Tournemire.....	150

LISTA DE FIGURAS

2.1	Representação visual do Modelo Lattice de Molas Clássico.....	11
2.2	Modelo Lattice de Molas Clássico: a) Modelo conceitual em forma visual; e b) Cálculo da rigidez da mola e resistência à tração. (Rasmussen et al., 2018c)	12
2.3	Representação visual do Modelo de Born.	15
2.4	Representação visual do modelo Lattice de vigas (Schlangen & Garboczi, 1996). ..	17
2.5	Representação visual do modelo RMCR.	19
2.6	Modelo Ortogonal de sistema de descontinuidades (Dershowitz & Einstein, 1988). .	27
2.7	Modelo Veneziano de sistema de descontinuidades (Dershowitz & Einstein, 1988). .	27
2.8	Modelo de Baecher aprimorado de sistema de descontinuidades.	27
2.9	Relações geométricas para a caracterização de maciços rochosos fraturados (Dershowitz & Herda, 1992).....	30
2.10	Exemplo de elaboração de um modelo de Maciço Rochoso Sintético: a) Modelo Rede de Fraturas Discretas; b) malha Lattice; c) aplicação do Modelo de Junta Lisa; e d) Maciço Rochoso Sintético formado numericamente.....	32
2.11	Modelo de Junta Lisa: a) Mola atravessada por um plano de descontinuidade sendo atribuída um contato MJL; e b) Analogia física para uma representação visual do modelo.	33
2.12	Modelo de Junta Lisa em ação sobre um corpo cúbico.....	33
3.1	Alguns exemplos de simulações feitas com o UnBlocks: (a) Ruptura frágil de um túnel devido a altas tensões de campo; (b) Ruptura por cisalhamento de uma amostra de rocha numérica em um teste triaxial.	36
3.2	Exemplo de uma malha 3D de um túnel, demonstrando a capacidade do UnBlocks em gerar malhas de Voronoi complexas.....	37
3.3	Mecanismo das máquinas e seu funcionamento.....	37
3.4	Máquina de Ciclo de Corpos detalhada.	38

3.5	Exemplo básico de um roteiro Python para uma simulação com o programa UnBlocks.	39
3.6	Esquema de atualização da velocidade e posição com o avanço do tempo no método <i>LeapFrog</i> .	42
3.7	Resultado de deslocamento vertical x tempo de simulação de ambas as análises numérica e analítica.	44
3.8	Resultado de deslocamento total x tempo de simulação da análise numérica e fatores de segurança aplicados.	45
3.9	Terceiro exercício de validação: deslizamento de bloco sobre duas descontinuidades planas.	46
3.10	Orientação das descontinuidades e fator de segurança encontrado analiticamente pelo software Swedge da Rocscience.	47
3.11	Geometria do problema de tombamento analisado.	48
3.12	Modos de ruptura observados numericamente na análise de tombamento	48
3.13	Modos de ruptura observados pelo programa RocTopleft.	49
3.14	Trajetórias de fraturamento usualmente obtidas em laboratório e observadas numericamente.	50
3.15	Condições de contorno da análise elástica 3D.	51
3.16	Resultado do modelo numérico: campo de tensões em x. O mesmo valor de tensão em todos os pontos do modelo pode ser observado.	52
3.17	Resultado do modelo numérico: campo de tensões em y. O mesmo valor de tensão em todos os pontos do modelo pode ser observado.	52
3.18	Resultado do modelo numérico: campo de tensões em z. O mesmo valor de tensão em todos os pontos do modelo pode ser observado.	53
3.19	Resultado do modelo numérico: campo de deslocamentos em x.	53
3.20	Resultado do modelo numérico: campo de deslocamentos em y.	54
3.21	Resultado do modelo numérico: campo de deslocamentos em z.	54
4.1	Dimensões do túnel do primeiro caso estudado.	57

4.2	Dimensões do modelo e esquema de malha adotado para o primeiro caso, sendo a profundidade do modelo igual a 10 m. O tamanho do modelo foi definido no sentido de evitar interferências no resultado devido à proximidade com as bordas e o tamanho da malha foi definido de forma que o modelo representasse o bloco de volume médio do sistema de fraturas (Rasmussen et al., 2018b).	58
4.3	Resultados dos três modelos executados para o primeiro caso: (a-c) Rede de Fraturas Discretas; (d-g) Maciço rochoso sintético; (h-j) Blocos rompidos e volume total; (k-m) Fraturas de tração (Rasmussen et al., 2018b).	59
4.4	Esboço digitalizado de Cording & Mahar (1974) para o primeiro caso e seção transversal do modelo numérico mostrando: (a) orientação das fraturas; (b) bloco de teto crítico observado; (c) Seção transversal do maciço rochoso sintético com o potencial bloco de teto crítico indicado (Rasmussen et al., 2018b).....	60
4.5	Dimensões do túnel do segundo caso estudado.	62
4.6	Tamanho da simulação e esquema de malha adotado para o segundo caso, sendo a profundidade do modelo de 10 m. O tamanho do modelo foi definido no sentido de evitar interferências no resultado devido à proximidade com as bordas e o tamanho da malha foi definido de forma que o modelo representasse o bloco de volume médio do sistema de fraturas (Rasmussen et al., 2018b).	63
4.7	Resultados das três execuções do modelo para o segundo caso: (a-c) Rede de Fraturas Discretas empregada; (d-g) Maciço rochoso sintético gerado; (h-j) Vista dos blocos rompidos e volume total; (k-m) Pontos onde fraturas de tração foram formadas (Rasmussen et al., 2018b).	64
4.8	Esboço digitalizado de Cording & Mahar (1974) para o segundo caso e uma seção transversal da segunda simulação numérica: Orientação das fraturas; (b) Blocos rompidos observados no entorno do túnel; (c) Seção transversal do segundo resultado numérico para comparação (Rasmussen et al., 2018b).	65

5.1	Metodologia de análise de estabilidade probabilística proposta: a) Modelo numérico do túnel baseado em uma versão aprimorada do MLMC; b) Cluster de computadores em nuvem para a realização de simulações de Monte Carlo; e c) Verificação da convergência da simulação de Monte Carlo e elaboração do mapa de probabilidades posicionais (Rasmussen et al., 2018c).	70
5.2	Exemplo de construção de um mapa de probabilidades posicionais: a) Cálculo da probabilidade posicional para o prisma #14, servindo como exemplo educativo; b) Seção transversal do túnel mostrando o valor obtido para o prisma #14; c) Elaboração do mapa de probabilidades posicionais com base no resultado do prisma #14 e de todos os demais prismas utilizados (Rasmussen et al., 2018c).....	74
5.3	Dimensões, materiais, tamanhos de malha adotados e condições de contorno (Rasmussen et al., 2018c).....	77
5.4	Exemplo de modelo numérico utilizado em uma simulação (Rasmussen et al., 2018c).	78
5.5	Orientações das famílias de descontinuidades (Rasmussen et al., 2018c).	79
5.6	Exemplo de um modelo RFD obtido mediante uma geração aleatória do sistema de descontinuidades (Rasmussen et al., 2018c).	79
5.7	Calibração da tenacidade à fratura no modo-I: a) Configuração do ensaio DENT (fratura preexistente horizontal em vermelho); b) Modelo Lattice sendo tracionado; e c) Ruptura de tração do modelo no carregamento máximo σ_{rup} (Rasmussen et al., 2018c).	81
5.8	Convergência dos valores de média e desvio padrão do volume total de blocos rompidos (Rasmussen et al., 2018c).	84
5.9	Histograma do volume total de blocos rompidos das 200 simulações realizadas (Rasmussen et al., 2018c).....	85
5.10	Seção transversal do túnel mostrando: a) o mapa de probabilidades posicionais obtido, mostrando as linhas de contorno de iso-probabilidade log-escalonadas; e b) superfície interna do túnel real a partir dos dados obtidos do escaner a laser (Rasmussen et al., 2018c).....	85

5.11	Três cenários de estabilidade das 200 simulações realizadas: a) o melhor cenário, com o volume mínimo de blocos rompidos; b) o cenário esperado, em que o volume de blocos rompidos é aproximadamente o médio; e c) o pior cenário, em que o volume máximo de blocos rompidos foi obtido (Rasmussen et al., 2018c). ...	87
6.1	Metodologia de desenvolvimento do RMCR estendido: a) Método RMCR original; b) Três contribuições apresentadas nesta pesquisa; e c) método RMCR estendido, o qual é capaz de simular os processos de fraturamento de rochas quase-frágeis (Rasmussen et al., 2018a).....	92
6.2	Interface entre duas células de Voronoi e a interação definida por um conjunto de seis molas (Rasmussen et al., 2018a).	93
6.3	Representação da zona de processo de fraturamento no modo-I entre as células de Voronoi (Rasmussen et al., 2018a).	94
6.4	Taxas de liberação de energia críticas no modo-I e modo-II e energia potencial elástica de pós-ruptura (Rasmussen et al., 2018a).	96
6.5	Critério B-K e taxa de liberação de energia crítica no modo misto (Rasmussen et al., 2018a).	97
6.6	Etapas de calibração seguidas nesta pesquisa (Rasmussen et al., 2018a).	102
6.7	Distribuição granulométrica das células de Voronoi do modelo numérico do granito Lac du Bonnet (Rasmussen et al., 2018a).	104
6.8	Amostras numéricas do granito Lac du Bonnet para ensaios de tração direta, brasileiro, carregamento triaxial e compressão não-confinado (Rasmussen et al., 2018a).	108
6.9	Resultado do ensaio de tração direta numérico e amostra rompida (Rasmussen et al., 2018a).	109
6.10	Resultado do ensaio brasileiro numérico e amostra rompida (Rasmussen et al., 2018a).	110
6.11	Resultados do ensaio de compressão não-confinado e amostra numérica rompida (Rasmussen et al., 2018a).....	112

6.12	Resultados dos ensaios de carregamento triaxial numéricos (Rasmussen et al., 2018a).	114
6.13	Envoltórias de resistência Hoek & Brown obtidas pelos ensaios numéricos e laboratoriais (Rasmussen et al., 2018a).	115
7.1	Esquema simplificado da metodologia de análise de sensibilidade global Sobol.	118
7.2	Convergência ao longo das simulações para os índices de sensibilidade da tensão de início de fraturamento.	122
7.3	Índices de sensibilidade primário e total da tensão de início de fraturamento.	123
7.4	Convergência ao longo das simulações para os índices de sensibilidade da tensão de dano.	125
7.5	Índices de sensibilidade primário e total da tensão de dano.	125
8.1	Vetor de força fictícia decomposto em componentes normais e tangenciais e sua aplicação na célula de Voronoi i (Rasmussen & Assis, 2018).	136
8.2	Esquema da aplicação combinada do MJL com o critério Tien & Kuo: a) define-se um conjunto de descontinuidades potenciais; b) as interfaces atravessadas pelas descontinuidades potenciais são marcadas de forma automática pelo código; c) o carregamento é aplicado e, caso ocorra a ruptura de deslizamento em uma interface marcada, o MJL opera; d) finalmente, o modo de ruptura de deslizamento se manifesta corretamente (Rasmussen & Assis, 2018).	138
8.3	Orientação do carregamento definido pelo mínimo ângulo θ formado entre a direção da tensão principal e uma linha paralela às superfícies das descontinuidades (Rasmussen & Assis, 2018).	139
8.4	Geometria, condições de contorno e malha Voronoi para o problema de estado plano de deformação 2D analisado (Rasmussen & Assis, 2018).	140
8.5	Contornos de tensões principais obtidos das análises pelo RMCR e MEF (Rasmussen & Assis, 2018).	141
8.6	Contornos de tensões principais obtidos da análise pelo RMCR e MEF (Rasmussen & Assis, 2018).	142

8.7	Tensão normal versus tensão de cisalhamento nos planos de descontinuidade no instante da ruptura por deslizamento e envoltória de ruptura de Mohr-Coulomb (M-C) bi-linear adotada. Os resultados laboratoriais foram obtidos do trabalho de Abdi et al. (2015) (Rasmussen & Assis, 2018).....	146
8.8	Envoltórias Hoek & Brown para $\theta = 0^\circ$ e 90° (Rasmussen & Assis, 2018).....	147
8.9	Amostra para o ensaio triaxial numérico do argilito de Tournemire (Rasmussen & Assis, 2018).	148
8.10	Conjuntos de descontinuidades potenciais para cada ângulo de orientação de carregamento analisado nos testes numéricos triaxiais (Rasmussen & Assis, 2018).	149
8.11	Curvas de tensão desviadora contra deformação específica axial de simulações numéricas e ensaios laboratoriais. Os resultados laboratoriais foram obtidos do trabalho de Abdi et al. (2015) (Rasmussen & Assis, 2018).	151
8.12	Curvas de tensão desviadora contra deformação específica volumétrica de simulações numéricas e ensaios laboratoriais de compressão não confinado (Rasmussen & Assis, 2018).....	152
8.13	Resistências de pico obtidas das análises numéricas, dos ensaios laboratoriais e pelo critério Tien & Kuo. As inflexões nas linhas representativas do critério Tien & Kuo ocorrem pelo fato de o critério de resistência adotado não seguir um modelo matemático contínuo (Rasmussen & Assis, 2018).....	152
8.14	Resistências à tração direta de ensaios numéricos e obtidas pelo critério Nova & Zaninetti (Rasmussen & Assis, 2018).	153
8.15	Modos de ruptura observados nas análises numéricas e nos ensaios laboratoriais para os ângulos de orientação de carregamento analisados. Fotos de laboratório obtidas do trabalho de Abdi et al. (2015) (Rasmussen & Assis, 2018).....	154
8.16	Interfaces rompidas dos modelos numéricos apresentados na Fig. 8.15, conforme definidas pelo critério de resistência Tien & Kuo adotado (Rasmussen & Assis, 2018).....	154

LISTA DE SÍMBOLOS

\mathbf{a}	Vetor de aceleração
A	Área
A_m	Área da face m
A_{ij}	Área da face da célula de Voronoi associada às massas nodais i e j
\mathbf{B}	Matriz que relaciona \mathbf{d} a δ
c	Coessão
COV	Coefficiente de variação
CST	<i>Constant strain triangle</i>
d	Diâmetro
\mathbf{d}	Vetor de deslocamentos e rotações nas células de Voronoi
D	Parâmetro de dano
E	Módulo de Young
E_c	Módulo de Young à compressão
E_{sr}	Energia potencial elástica de pós-ruptura
E_t	Módulo de Young à tração
\mathbf{F}	Força
F^d	Força de amortecimento não-viscosa
\mathbf{F}_{ij}^n	Força normal entre as massas nodais i e j
\mathbf{F}_{ij}^s	Força de cisalhamento entre as massas nodais i e j
\mathbf{f}_m^i	Força fictícia atuando na face m da célula de Voronoi i
f_n	Resistência à tração
f_r	Resistência de cisalhamento residual
f_s	Resistência máxima de cisalhamento
FS	Fator de segurança
G	Módulo de cisalhamento

G_C	Taxa de liberação de energia crítica no modo misto
G_I	Taxa de liberação de energia no modo-I
G_{II}	Taxa de liberação de energia no modo-II
h_{ij}	Distância entre os núcleos das células de Voronoi i e j
I	Momento de inércia
I_{ss}	Momento de inércia em relação à direção local s
I_{tt}	Momento de inércia em relação à direção local t
J_p	Momento polar
JCS	<i>Joint Wall Compressive Strength</i>
JRC	<i>Joint Roughness Coefficient</i>
k	Razão de resistência
K	Parâmetro da distribuição de Fisher
\mathbf{k}_e	Matriz de rigidez do elemento nas coordenadas locais
\mathbf{K}_e	Matriz de rigidez do elemento nas coordenadas globais
K_{Ic}	Tenacidade à fratura no modo-I
k_n	Rigidez normal
k_s e k_t	Rigidezes de cisalhamento
k_{sr}	Rigidez de cisalhamento residual
\mathbf{k}_s	Matriz de rigidez do conjunto de molas no sistema local
$k_{\phi n}$	Rigidez de torção
$k_{\phi s}$ e $k_{\phi t}$	Rigidezes de flexão
l	Comprimento
l_{ch}	Comprimento característico do material
L_{ij}	Distância entre as massas nodais i e j
m	Massa nodal
m	Parâmetro empírico da envoltória de Hoek-Brown
M	Momento
M_i	Momento fletor na massa nodal i

M_j	Momento fletor na massa nodal j
MED	Método dos Elementos Discretos
MEF	Método dos Elementos Finitos
MJL	Modelo de Junta Lisa
MLMC	Modelo Lattice de Molas Clássico
MLMD	Modelo Lattice de Molas Distintas
MMCR	Modelo de Molas e Corpos Rígidos
MZC	Modelo de Zona Coesiva
n	Parâmetro de anisotropia transversa
\mathbf{n}	Vetor unitário
\mathbf{n}_m^i	Vetor unitário perpendicular a face m da célula de Voronoi i
P_{21}	Comprimento de fraturas por unidade de área
P_{30}	Número de fraturas por unidade de volume
P_{32}	Área de fraturas por unidade de volume
Q	Matriz de transformação
RFD	Rede de Fraturas Discretas
RMCR	Rede de Molas e Corpos Rígidos
S	Tensão desviadora
S_i	Índice de sensibilidade primário Sobol da variável i
S_{T_i}	Índice de sensibilidade total Sobol da variável i
t	tempo
T	Resistência à tração
\mathbf{t}_m^i	Vetor de tração na face m da célula de Voronoi i
u	Componente no eixo x do deslocamento total
\mathbf{u}_i	Deslocamento da massa nodal i
\mathbf{u}_{ij}	Deslocamento relativo entre as massas nodais i e j
\mathbf{u}_{ij}^n	Deslocamento relativo normal entre as massas nodais i e j
\mathbf{u}_{ij}^s	Deslocamento relativo de cisalhamento entre as massas nodais i e j

\mathbf{u}_j	Deslocamento da massa nodal j
V	Volume
\mathbf{v}	Velocidade
v	Componente no eixo y do deslocamento total
VTK	<i>The Visualization Toolkit</i>
W	Módulo de resistência
W	Energia de deformação total
w	Componente no eixo z do deslocamento total
\mathbf{x}	Vetor de posição
ZPF	Zona de Processo de Fraturamento
α	Fator de amortecimento
α_1 e α_2	Coefficientes empíricos do modelo RMCR
$\mathbf{\Gamma}$	Matriz de transformação de coordenadas
δ	Vetor de deslocamentos e rotações relativos
δ_m	Deslocamento relativo de modo misto
δ_n	Deslocamento relativo normal
δ_s	Deslocamento relativo de cisalhamento
δ_ϕ	Rotação relativa
Δ_t	Passo de tempo
ϵ	Tensor de deformação específica
ϵ_{lat}	Deformação específica lateral
ϵ_v	Deformação específica vertical
ϵ_{vol}	Deformação específica volumétrica
η	Constante empírica do critério B-K
θ	Vetor de rotação ou orientação do carregamento
μ	Média
μRFD	Micro Rede de Fraturas Discretas
ρ	Densidade

σ	Desvio padrão
$\sigma_{1,2,3}$	Tensões principais
σ_c	Resistência à compressão uniaxial
σ_{cc}	Tensão de fechamento de micro-fraturas
σ_{cd}	Tensão de dano de micro-fraturas
σ_{ci}	Tensão de início de micro-fraturas
σ_f	Resistência de pico
σ_F	Tensor de tensões fictícias
σ_{global}	Tensor de tensões no sistema global
σ_{local}	Tensor de tensões no sistema local
σ_{medio}	Tensor de tensões fictícias médio
σ_n	Tensão normal
σ_P	Vetor de tensões principais
σ_t	Resistência à tração
$\sigma_{t,B}$	Resistência à tração do ensaio brasileiro
σ_v	Tensão vertical
τ_{res}	Resistência ao cisalhamento
τ_s	Tensão de cisalhamento
ν	Coefficiente de Poisson
ϕ	Ângulo de atrito ou Rotação total
ϕ_p	Ângulo de atrito da interface intacta
ϕ_r	Ângulo de atrito residual
ω	Velocidade angular

1 INTRODUÇÃO

1.1 JUSTIFICATIVA

Rocha é um dos materiais mais complexos já encontrados em qualquer campo da engenharia (Fairhurst, 2013). Uma construção em meio rochoso fraturado é uma atividade complicada devido às inúmeras incertezas envolvidas. As dificuldades presentes na interpretação do comportamento do material rochoso fraturado, na realização de projetos de maneira racional e na execução de obras nos maciços rochosos tem sido a causa de grandes rupturas, com altos impactos econômicos e sociais, sobretudo quando envolvem a perda de vidas humanas. Conseqüentemente, pesquisas voltadas ao desenvolvimento de novas metodologias de análise, capazes de garantir obras de engenharia mais seguras, são justificáveis.

1.2 PROBLEMA

Para que um engenheiro projete a melhor sequência de escavação e o sistema de suporte mais adequado para uma obra em um maciço rochoso fraturado, o comportamento esperado do material deve ser avaliado de forma racional. Na engenharia geotécnica prática, a mecânica das rochas trata-se de uma área onde os métodos empíricos ainda são muito frequentes, sendo os sistemas de classificação um exemplo típico (Bieniawski, 1990). Os métodos empíricos, embora úteis na fase de planejamento de um projeto, promovem subjetividade por exigir julgamento e experiência na aplicação. Por outro lado, em situações onde a mobilização de cunhas rochosas é esperado, métodos de equilíbrio-limite baseados na teoria dos blocos-chaves (Goodman & Shi, 1985) são normalmente utilizados. Porém, essa classe de métodos requer que o modo de ruptura seja conhecido a priori, novamente ensejando subjetividade. Já nos casos onde o maciço rochoso apresenta mais do que quatro famílias de descontinuidades aleatórias, com características semelhantes e espaçamentos médios muito inferiores às dimensões do problema, tem-se a aplicação

do critério empírico de Hoek-Brown (Hoek & Brown, 1980). Infelizmente, esse critério empírico assume o meio rochoso como contínuo, elasto-plástico e isotrópico, além de exigir condições específicas na sua aplicação que fogem da maioria dos casos na engenharia, o que incorre muitas vezes no seu uso descabido.

De acordo com Barton (1999), os maciços rochosos devem ser analisados por métodos que levem em consideração a presença das estruturas geológicas, caso contrário tem-se apenas uma compreensão incompleta do comportamento real do material. Ademais, o início e a propagação de fraturas são fenômenos fundamentais na ruptura de rochas, devendo ser considerados por metodologias de análises racionais. Infelizmente, os métodos usualmente adotados na engenharia prática supracitados não conseguem representá-los.

Segundo Hoek et al. (2013), os métodos numéricos têm o potencial de modelar todos os componentes físicos de um maciço rochoso no futuro, fornecendo um tratamento mais rigoroso que métodos empíricos ou baseados na teoria do meio contínuo. Portanto, o problema consiste em encontrar formas de racionalizar as metodologias de análise de maciços rochosos fraturados, de modo que possam considerar a presença de estruturas geológicas e os mecanismos de início e propagação de novas fraturas.

1.3 OBJETIVOS

O objetivo principal desta pesquisa consiste em desenvolver os modelos Lattice MLMC (Modelo Lattice de Molas Clássico ou *Classic Lattice Spring Model*), e o modelo RMCR (Rede de Molas e Corpos Rígidos ou *Rigid Body Spring Network*) por meio de contribuições originais que visam torná-los aptos a serem utilizados em análises tanto de rochas intactas quanto de maciços rochosos fraturados. Especificamente, as contribuições propostas ao modelo MLMC tem como objetivo torná-lo capaz de ser utilizado tanto em análises determinísticas quanto probabilísticas de túneis escavados em meios rochosos fraturados. Já as contribuições propostas ao modelo RMCR tem como objetivo tornar o método apto a simular os fenômenos complexos de fraturamento de rochas quase-frágeis de forma realística, assim como de realizar análises de rochas transversalmente

isotrópicas.

Entre os demais objetivos desse trabalho, constam:

- A validação dos modelos Lattice aprimorados quando utilizados em análises de rochas intactas e de maciços rochosos fraturados (*benchmarking*).
- A verificação da eficácia dos métodos por meio de retro-análises de casos de obras e de ensaios laboratoriais reais relatados na literatura.
- A realização de uma análise crítica das vantagens e desvantagens apresentadas por cada ferramenta numérica desenvolvida.

1.4 ETAPAS DA PESQUISA E ORGANIZAÇÃO DA TESE

Visando atingir os objetivos propostos, a tese foi desenvolvida em três etapas principais. Na primeira etapa, uma revisão dos principais modelos Lattice existentes foi efetuada. As vantagens, desvantagens assim como a formulação pertinente de cada modelo seguem apresentadas no Capítulo 2.

Na segunda etapa, um software numérico baseado nos modelos Lattice MLMC e RMCR foi desenvolvido nas versões bidimensionais e tridimensionais. O módulo de cálculo foi elaborado na linguagem C++, o formato VTK foi utilizado para o pós-processamento das simulações e a linguagem Python serviu de interface com o usuário para a realização das tarefas de pré-processamento relacionadas à configuração do modelo e das condições de contorno. O programa foi adaptado para a realização de simulações de Monte Carlo e análises Sobol e também foi acoplado com a metodologia RFD (Rede de Fraturas Discretas ou *Discrete Fracture Network*) para a elaboração automática de sistemas de descontinuidades estocásticas 3D e para a aplicação da Técnica do Maciço Rochoso Sintético ou *Synthetic Rock Mass Technique*. Após a elaboração do programa, o mesmo foi submetido à diversos exercícios de validação baseados em problemas para os quais existem soluções analíticas conhecidas. A metodologia de desenvolvimento do programa e as análises de validação seguem apresentadas no Capítulo 3.

Barla et al. (2013), em uma carta aberta ao periódico *Rock Mechanics and Rock Engineering*, enfatizaram a importância de realizar comparações entre análises computacionais, ensaios laboratoriais e comportamento observado em obras de campo para uma validação apropriada de novas ferramentas numéricas. Assim, na terceira etapa desta pesquisa foram realizadas análises de três casos reais de túneis construídos em maciços rochosos fraturados e de duas rochas extensamente estudadas em laboratório pela comunidade científica internacional. No caso das análises dos túneis, os mecanismos físicos simulados numericamente foram comparados com o comportamento real observado em campo. Já no caso das análises das rochas ensaiadas em laboratório, foram feitas comparações entre os resultados dos ensaios e das simulações numéricas efetuadas. Na terceira etapa, cinco casos foram analisados pelos modelos Lattice aprimorados nessa pesquisa:

1. O primeiro caso foi baseado em escavações de túneis em meios rochosos fraturados documentadas por Cording & Mahar (1974). Esses autores fizeram uma descrição detalhada de túneis escavados nas cidades de Washington, DC e Nova York, incluindo observações sobre os problemas de instabilidade de blocos encontrados durante a fase de construção. Com os dados apresentados por esses autores, foi possível elaborar um modelo numérico e uma retro-análise do comportamento de dois desses túneis. Este primeiro caso encontra-se apresentado no Capítulo 4 e seu conteúdo foi publicado no *Second International Discrete Fracture Engineering Conference* ocorrido em junho de 2018 na cidade de Seattle nos Estados Unidos com o trabalho intitulado "*A combined Lattice Spring - Discrete Fracture Network method for the simulation of rock tunnels*"
2. O segundo caso foi o túnel Monte Seco, pertencente à Estrada de Ferro Vitória Minas. Na pesquisa realizada por Cacciari (2014), o mapeamento das descontinuidades presentes em um trecho intensamente fraturado do túnel foi realizado por Lidar. A partir desse mapeamento, a orientação das fraturas, suas posições e o comprimento dos traços das descontinuidades foram analisados estatisticamente. Com base nos dados publicados, foi possível construir um modelo estocástico do sistema de descontinuidades do túnel, abrindo caminho para a realização de análises probabilísticas mediante simulação de Monte Carlo com a nova metodologia aqui proposta. Este segundo caso encontra-se apresentado no Capítulo 5 e seu conteúdo foi submetido ao periódico *Tunnelling and Underground Space Technology* com o trabalho intitulado "*Efficient 3D probabilistic stability analysis of rock tunnels using a Lattice Model and cloud computing*".

3. O terceiro caso tratou-se de um estudo numérico de um granito conhecido como granito Lac du Bonnet, encontrado no sudeste de Manitoba, no Canadá. As propriedades da rocha foram analisadas por meio de ensaios laboratoriais elaborados pelo grupo de pesquisa da Atomic Energy of Canada Limited (AECL). O comportamento de laboratório da rocha foi minuciosamente estudado por Martin (1993). A metodologia numérica proposta foi utilizada de forma a reproduzir o complexo comportamento de fraturamento da rocha e suas propriedades de resistência e de deformabilidade, conforme observados em laboratório. Este terceiro caso encontra-se apresentado no Capítulo 6 e seu conteúdo foi publicado no periódico *Computers and Geotechnics* com o trabalho intitulado "*Extended rigid body spring network method for the simulation of brittle rocks*".

4. O quarto caso foi uma análise de sensibilidade global do tipo Sobol, a qual foi realizada em um modelo numérico do granito Lac du Bonnet com o objetivo de melhor compreender o impacto provocado pelos parâmetros de escala meso no comportamento macroscópico do material. Este quarto caso encontra-se apresentado no Capítulo 7.

5. O quinto caso tratou-se de um estudo numérico de um argilito conhecido como argilito Tournemire, encontrado no laboratório de pesquisas subterrâneas Tournemire, na França. O comportamento do material foi estudado por Abdi et al. (2015) mediante ensaios triaxiais e brasileiros com amostras contendo variados ângulo de inclinação dos planos de foliação. Um desenvolvimento ao modelo RMCR foi proposto no sentido de conseguir reproduzir o comportamento elástico transversalmente isotrópico do material assim como as envoltórias de resistência obtidas experimentalmente. Este quinto caso encontra-se apresentado no Capítulo 8 e seu conteúdo foi publicado no periódico *Computers and Geotechnics* com o trabalho intitulado "*Elastically-homogeneous lattice modelling of transversely isotropic rocks*".

2 REVISÃO DOS MODELOS LATTICE E DE DESCONTINUIDADES

Diferentes formulações numéricas foram investigadas e desenvolvidas para a simulação da condição de estabilidade de maciços rochosos fraturados e dos processos de fraturamento de rochas intactas. Alguns métodos selecionados são aqui abordados pela proeminência. Primeiramente, os métodos desenvolvidos e utilizados para a simulação de rochas intactas são apresentados, seguidos por métodos capazes de lidar com maciços rochosos fraturados.

Métodos baseados na teoria de meios contínuos foram desenvolvidos para serem utilizados em análises de rochas intactas. Por exemplo, Tang & Kaiser (1998) desenvolveram um código especializado baseado no Método dos Elementos Finitos (MEF) denominado *Rock Failure Process Analysis* para a simulação dos processos de ruptura progressiva de rochas heterogêneas. Seguindo a mecânica do contínuo, Hajiabdolmajid et al. (2002) propuseram um modelo constitutivo para o que eles denominaram de componentes essenciais da ruptura de rochas frágeis: o enfraquecimento da coesão seguida pelo fortalecimento do ângulo de atrito, ambos dependentes do nível de dano do material.

Em uma direção alternativa, Potyondy & Cundall (2004) propuseram o uso de partículas esféricas coladas do Método dos Elementos Discretos (MED) para a representação numérica de materiais rochosos. No entanto, a abordagem mostrou uma limitação quanto à representação realista da razão entre a resistência à compressão e à tração de rochas. Para resolver este problema, foi proposto o modelo de grãos, o qual faz uso dos blocos do modelo MED para a representação das partículas de minerais das rochas (Lan et al., 2010).

Alguns pesquisadores também consideraram uma abordagem combinada entre meios contínuos e descontínuos, propondo a formulação híbrida MEF/MED (Munjiza et al., 1995; Klerck, 2000). Esta abordagem tem sido utilizada na simulação dos processos de fraturamento de rochas intactas. A grande desvantagem da abordagem híbrida está no uso da malha de triângulos na representação

numérica das partículas de um meio rochoso intacto, o que leva os modelos a romperem preferencialmente por cisalhamento e não à tração, ocasionando uma fuga da realidade observada em ensaios laboratoriais.

Uma classe diferente de métodos discretos conhecidos como modelos Lattice também tem sido aplicada em análises de rochas intactas e de maciços rochosos fraturados. A principal hipótese de um modelo Lattice é que um meio contínuo heterogêneo pode ser representado por uma coleção de massas nodais interligadas por elementos de mola.

A Tab. 2.1 apresenta um resumo dos principais métodos numéricos aplicados em mecânica das rochas para a análise de rochas intactas e de maciços rochosos fraturados. Essa tabela apresenta também as principais vantagens e desvantagens de cada método.

2.1 MODELOS LATTICE

Os modelos Lattice originaram-se do trabalho de Hrennikoff (1941), que desenvolveu uma metodologia numérica para analisar meios contínuos elásticos bidimensionais mediante uma malha de elementos lineares de treliça interconectados. O conceito ganhou força entre os pesquisadores na área de física, que o aplicaram extensivamente no estudo dos processos de fraturamento de materiais heterogêneos (Ashurst & Hoover, 1976; Beale & Srolovitz, 1988; Gao & Klein, 1998). Posteriormente, os modelos Lattice foram usados com o objetivo de obter mais informações sobre o comportamento da propagação de fraturas em materiais de concreto (Schlangen & Mier, 1992; Schlangen & Garboczi, 1996; Schlangen & Garboczi, 1997). Apenas recentemente que os modelos Lattice receberam a devida atenção da comunidade de mecânica das rochas. Até este momento, os modelos Lattice foram aplicados ao estudo dos processos de fraturamento de rochas (Liu et al., 2017; Rasmussen et al., 2018a) e para resolver problemas complexos de engenharia envolvendo fraturamento hidráulico (Damjanac et al., 2016; Damjanac & Cundall, 2016b), estabilidade de taludes (Vivas et al., 2015; Lian et al., 2017) e desmonte a fogo de maciços rochosos (Sellers et al., 2012; Onederra et al., 2013).

Tabela 2.1: Principais métodos numéricos utilizados em mecânica das rochas, suas vantagens e desvantagens.

Método de análise	Vantagens	Desvantagens
Teoria dos Blocos Chaves (Goodman & Shi, 1985).	Fator de segurança calculado de forma direta por equilíbrio limite. Baixo custo computacional.	Os estados de tensão e deformação dos blocos não são considerados.
Método dos Elementos Discretos (Cundall & Strack, 1979)	Deslocamentos, rotações e destacamentos dos blocos são considerados explicitamente. Novos contatos são automaticamente detectados.	As discontinuidades não possuem terminações dentro dos blocos. Custo computacional elevado na execução de grandes simulações.
Análise de Deformação Descontínua (Shi, 1988)	Semelhante ao MED, porém os blocos são discretizados em elementos finitos, permitindo o uso de todas as vantagens desse método. Ademais, os contatos são duros.	Custo computacional elevado e complexa implementação no caso tridimensional.
Método dos Elementos Finitos	Disponibilidade de variados modelos constitutivos. Elementos de junta permitem a representação de discontinuidades.	A descrição do meio como contínuo gera limitações em análises com grandes deslocamentos relativos entre blocos e simulações de fraturamento.
Métodos Híbridos como MEF/DEM (Munjiza et al., 1995)	O método considera o meio como contínuo, porém, permite incluir explicitamente novas discontinuidades no decorrer da simulação (Lisjak & Grasselli, 2014).	A inclusão de novas fraturas exige a necessidade de malhas adaptativas. Caso não haja essa adaptação é necessária uma malha muito refinada (Lisjak & Grasselli, 2014).
Modelos Lattice (Hrennikoff, 1941)	O modelo utiliza uma malha de nós inter-conectados por molas, o que o torna eficiente. Ademais, alguns modelos conseguem simular tanto meios contínuos quanto descontínuos de forma precisa.	O método não considera a teoria de grandes deslocamentos e nem novos contatos após a ruptura de um elemento.

Embora a hipótese básica de qualquer modelo Lattice seja a representação de um meio contínuo mediante massas nodais interligadas por elementos de mola, existem várias suposições que podem ser feitas em relação à forma como as forças são transmitidas entre as massas nodais e se graus de liberdade rotacionais estão presentes ou não. Assim, algumas das formulações dos modelos Lattice mais conhecidos são discutidas a seguir.

No Modelo Lattice de Molas Clássico ou MLMC (Hrennikoff, 1941), um meio isotrópico elástico com um coeficiente de Poisson aproximadamente igual a 0,25 é representado por meio de elementos de mola que são capazes de transferir apenas forças normais. No modelo de Born (Born & Huang, 1954), molas de cisalhamento também estão presentes, o que permite a realização de diferentes valores para o coeficiente de Poisson mas, ao mesmo tempo, torna o modelo não rotacionalmente invariável. No Modelo Lattice de Molas Distintas (Zhao et al., 2011), as molas de cisalhamento também estão presente, mas o deslocamento relativo de cisalhamento é calculado com base em uma aproximação do tensor de deformação específica local, tornando o método rotacionalmente invariável. No modelo de vigas (Schlangen & Garboczi, 1997), massas nodais são conectadas por vigas de Bernoulli ou Timoshenko, permitindo a transferência tanto de forças quanto de momentos entre as massas nodais. Como último exemplo, no Modelo de Molas e Corpos Rígidos ou MMCR (*Rigid Body Spring Model*) proposto por Kawai (1978), um corpo é discretizado em elementos poliédricos rígidos interconectados ao longo de suas faces por molas que transmitem forças e momentos.

Baseado no MMCR, Bolander et al. (1998) descobriram que quando uma tesselação de Voronoi é usada tanto para a definição da malha quanto para o cálculo das rigidez das molas, um comportamento elástico-homogêneo poderia ser simulado para materiais sob condição de solitação hidrostática. Devido ao papel relevante da geometria da malha baseada em elementos Voronoi, o nome modelo Rede de Molas e Corpos Rígidos (RMCR) ou *Rigid Body Spring Network* foi proposto para a formulação.

Agora será apresentada uma revisão mais detalhada de cada modelo Lattice introduzido acima. Vale ressaltar que, nesta pesquisa, o foco foi dado aos modelos MLMC e RMRC, os quais receberam contribuições originais que são apresentadas no decorrer dos próximos capítulos.

2.1.1 MODELO LATTICE DE MOLAS CLÁSSICO

No MLMC, massas nodais são posicionados aleatoriamente e interconectadas por molas de força centrada, as quais não transmitem esforços de cisalhamento. Esta abordagem permite a representação numérica de meios elásticos contínuos e isotrópicos. Caso a dimensão da malha seja reduzida a um tamanho infinitamente pequeno, o valor do coeficiente de Poisson tende a 0,25 para simulações 3D em virtude da ausência de transmissão de esforço de cisalhamento entre os nós, e este valor não pode ser alterado. A Fig. 2.1 apresenta uma representação visual do Modelo Lattice de Molas Clássico.

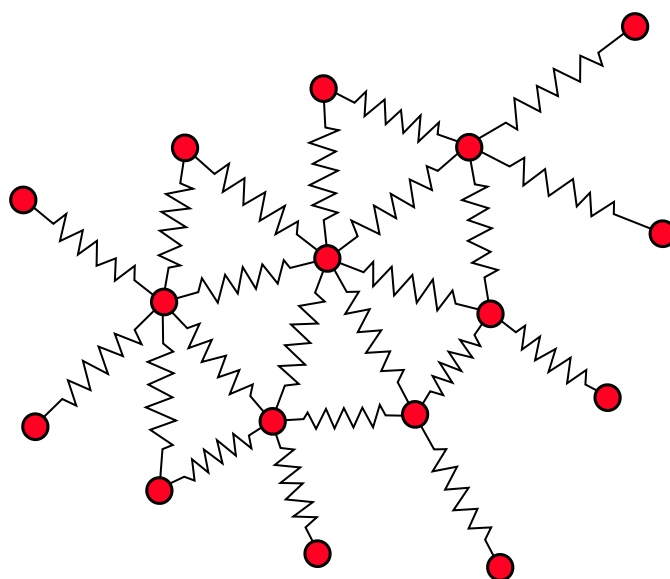


Figura 2.1: Representação visual do Modelo Lattice de Molas Clássico.

Embora um coeficiente de Poisson fixo possa ser considerado uma grande desvantagem do método, o problema se mostra menos crítico quando o valor do coeficiente de Poisson da maioria das rochas é investigado. Gerçek (2007) publicou uma revisão completa dos valores de coeficiente de Poisson de rochas e, segundo sua pesquisa, o valor de 0,25 mostra-se como representativo para um grande grupo de rochas. Portanto, o fato de o MCML ser restrito em sua realização do coeficiente de Poisson em um valor de aproximadamente 0,25 pode ser considerado uma condição aceitável, dependendo do tipo de rocha que está sendo tratado. Por outro lado, a ausência de molas de cisalhamento e de rotação, motivo pelo qual o coeficiente de Poisson torna-se fixo, mostra-se como uma vantagem interessante do método por promover um baixo custo computacional em sua

execução. A reduzida demanda computacional torna o método adequado em análises de engenharia de maciços rochosos fraturados em grande escala, como taludes de mineração e túneis.

Uma característica do MLMC é que o *upscaling* é necessário para resolver problemas nas escalas de engenharia. Ou seja, o uso de propriedades nos modelos macros calibradas mediante análises efetuadas nas escalas micro e/ou meso do material. No entanto, nos modelos Lattice clássicos, a técnica do *upscaling* ocasiona previsões exageradas nas deformações específicas e dispersão das tensões (Damjanac et al., 2016). Isso ocorre porque uma malha numérica de tamanho maior que as partículas em escala micro do material real está sendo aplicada. Uma redução expressiva na dispersão de tensões pode ser obtida pelo uso da geometria de malhas Voronoi para o cálculo da rigidez das molas (Bolander & Saito, 1998). Nesta pesquisa, este procedimento é adotado e o valor de rigidez das molas é calculado com base em uma tesselação de Voronoi do meio, como mostrado na Fig. 2.2. Nesta figura e nesta pesquisa, a escala meso está relacionada à escala dos grãos de minerais do material rochoso. A formulação do MLMC segue apresentada abaixo.

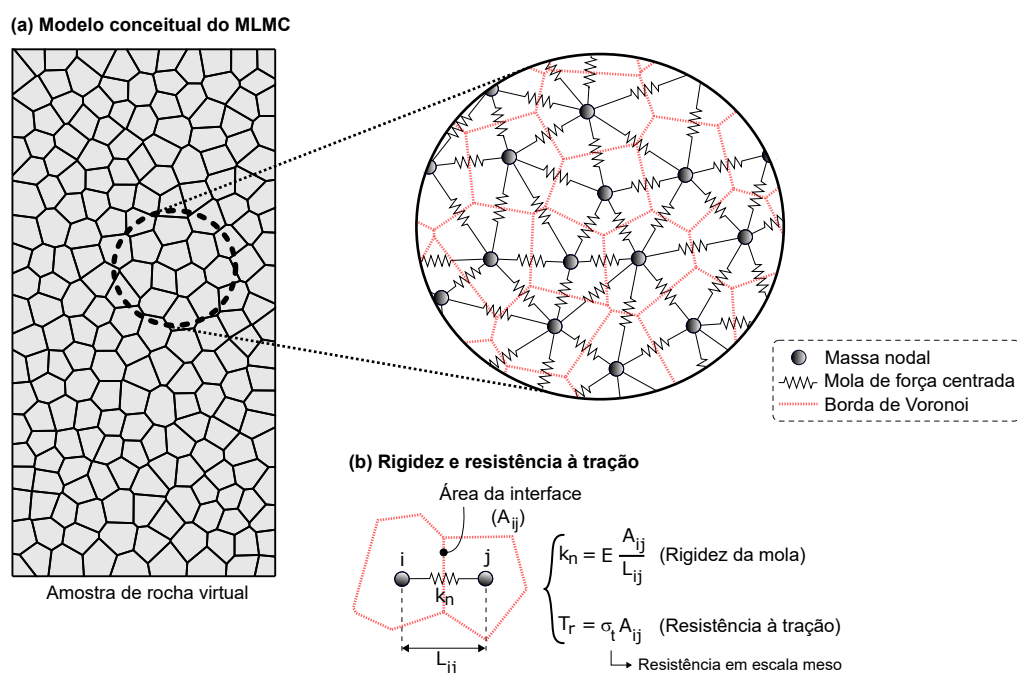


Figura 2.2: Modelo Lattice de Molas Clássico: a) Modelo conceitual em forma visual; e b) Cálculo da rigidez da mola e resistência à tração. (Rasmussen et al., 2018c)

O vetor de deslocamento relativo u_{ij} entre duas massa nodais conectadas i e j é calculado como:

$$\mathbf{u}_{ij} = \mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i \quad (2.1)$$

onde \mathbf{u}_i é o vetor de deslocamento da massa nodal i ; e \mathbf{u}_j é o vetor de deslocamento da massa nodal j .

A partir do vetor de deslocamento relativo, o vetor de deslocamento relativo normal \mathbf{u}_{ij}^n é obtido da seguinte forma:

$$\mathbf{u}_{ij}^n = (\mathbf{u}_{ij} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} \quad (2.2)$$

onde \mathbf{n} é o vetor unitário apontando do nó i para o nó j .

O vetor de força normal \mathbf{F}_{ij}^n entre as massas nodais é obtido por:

$$\mathbf{F}_{ij}^n = k_n \mathbf{u}_{ij}^n \quad (2.3)$$

onde k_n é a rigidez normal da mola.

Nesta pesquisa, a rigidez normal da mola é calculada como:

$$k_n = \frac{EA_{ij}}{L_{ij}} \quad (2.4)$$

onde E é o módulo de Young em escala meso; A_{ij} é a área da face da célula de Voronoi associada à interação entre as massas nodais i e j ; e L_{ij} é a distância entre as massas nodais i e j . No caso de a interação ser do tipo descontinuidade, o Modelo de Junta Lisa é aplicado, o qual será detalhado mais adiante.

O MLMC consegue reproduzir o parâmetro de tenacidade à fratura no modo-I (fratura de abertura por tensão de tração) obtido por ensaios laboratoriais mediante um processo de calibração que depende do tamanho da malha e do valor da resistência à tração adotado para as molas. Uma excelente explicação da relação existente entre a tenacidade à fratura no modo-I, o tamanho da

malha e a resistência à tração do modelo na escala da mola foi apresentada por Jagota & Bennison (1994).

2.1.2 MODELO DE BORN

No modelo de Born (1954), molas de rigidez ao cisalhamento são acrescentadas às molas de rigidez normal. Dessa forma, além da força normal, a força de cisalhamento também é transferida entre as massas nodais, a qual é calculada por meio do deslocamento relativo de cisalhamento \mathbf{u}_{ij}^s entre as massa nodais conectadas i e j , conforme segue abaixo:

$$\mathbf{u}_{ij}^s = \mathbf{u}_{ij} - (\mathbf{u}_{ij} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} \quad (2.5)$$

onde \mathbf{n} é o vetor unitário apontando do nó i para o nó j .

O vetor de força de cisalhamento \mathbf{F}_{ij}^s entre as massas nodais em interação é obtido por:

$$\mathbf{F}_{ij}^s = k_s \mathbf{u}_{ij}^s \quad (2.6)$$

onde k_s é a rigidez ao cisalhamento da mola.

A vantagem do uso de molas de cisalhamento em conjunto com as molas de esforço normal está no melhor controle do coeficiente de Poisson do material, o qual pode ser assumido com um valor diferente de 0,25. Ademais, um critério de resistência ao cisalhamento pode ser adotado no modelo, o que o torna mais realístico em simulações que envolvem rupturas à compressão. A Fig. 2.3 apresenta uma representação visual do modelo de Born.

Por outro lado, a grande desvantagem do modelo de Born está no fato de não ser rotacionalmente invariável. Ou seja, rotações de corpo rígido geram absorção de energia potencial elástica. Contudo, em análises com pequenas deformações, o problema não é crítico.

Assim como no MLMC, no modelo de Born pode-se fazer uso da geometria de uma malha Voronoi para o cálculo da rigidez normal e de cisalhamento das molas.

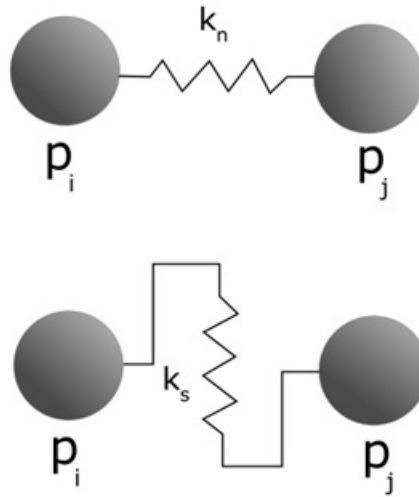


Figura 2.3: Representação visual do Modelo de Born.

2.1.3 MODELO LATTICE DE MOLAS DISTINTAS

O Modelo Lattice de Molas Distintas (MLMD) ou *Distinct Lattice Spring Model* foi originalmente proposto por Zhao et al. (2011). O modelo se baseia em hipóteses semelhantes às do modelo de Born: corpo contínuo representado por massas nodais interagindo por meio de molas de esforço normal e de cisalhamento. A diferença do método está na forma como o deslocamento relativo de cisalhamento é calculado. Enquanto o modelo de Born utiliza o deslocamento relativo nodal para esse cálculo, o MLMD faz uma aproximação do estado de deformação específica local entre as massas nodais para obter o deslocamento relativo de cisalhamento, conforme segue:

$$[\varepsilon]_{int} = \frac{[\varepsilon_i] + [\varepsilon_j]}{2} \quad (2.7)$$

onde $[\varepsilon]_{int}$ é o tensor de deformação específica da interação entre as massas nodais; e $[\varepsilon_i]$ e $[\varepsilon_j]$ são os tensores de deformação específica locais das massas nodais i e j .

O tensor de deformação específica local é obtido por meio de uma função de campo de deslocamentos linear em torno de uma massa nodal com a seguinte forma:

$$f(x, y, z) = ax + by + cz + d \quad (2.8)$$

onde os parâmetros a , b , c e d são definidos por mínimos quadrados com base nos deslocamentos das massas nodais no entorno da massa nodal em consideração.

No MLMD, o deslocamento de cisalhamento relativo \mathbf{u}_{ij}^s é obtido por:

$$\mathbf{u}_{ij}^s = [\varepsilon]_{int} \cdot \mathbf{n}l - (([\varepsilon]_{int} \cdot \mathbf{n}l) \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} \quad (2.9)$$

onde l é igual a distância entre as massas nodais.

Dessa forma, o MLMD torna-se rotacionalmente invariante, sendo esta a maior vantagem do método em comparação com o modelo de Born.

Baseado no MLMD, Zhao et al. (2011) mostrou que é possível definir parâmetros elásticos de comportamento macroscópico com base nos parâmetros das molas sem a necessidade de um processo de calibração. Dados um módulo de Young E e um coeficiente de Poisson ν , a rigidez das molas de esforço normal e de cisalhamento é calculada pelas equações abaixo:

$$k_n = \frac{3E}{\alpha^{3D}(1-2\nu)} \quad (2.10)$$

$$k_s = \frac{3(1-4\nu)E}{\alpha^{3D}(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (2.11)$$

$$\alpha^{3D} = \frac{\sum l_i^2}{V} \quad (2.12)$$

onde l_i é o comprimento da interação de número i ; e V é o volume da massa nodal.

As seguintes desvantagens do MLMD foram observadas pelo próprio autor durante a sua etapa de programação de modelos Lattice no início dessa tese:

- O modelo não é estável para valores de coeficiente de Poisson acima de 0,25 com o uso de malhas aleatórias.
- A dispersão nos valores de esforços das molas é maior e mais difícil de ser controlado do que

nos modelos de Born e MLMC que fazem uso da malha de Voronoi.

- A aproximação linear do campo de deslocamentos nodais requer uma etapa de inversão matricial que em alguns casos não pode ser concluída numericamente.

2.1.4 MODELO LATTICE DE VIGAS

No modelo Lattice de vigas, as molas que conectam as massas nodais são substituídas por elementos de viga que seguem a teoria de Bernoulli ou Timoshenko. Nesse caso, esforços normais, cortantes e momentos são transmitidos entre as massas nodais. Para o simples caso bi-dimensional baseado na teoria de Bernoulli, as relações entre deslocamentos e rotações nodais com os esforços e momentos são dados pela seguinte equação matricial:

$$\begin{bmatrix} F_i \\ Q_i \\ M_i \\ F_j \\ Q_j \\ M_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{EA}{l} & 0 & 0 & -\frac{EA}{l} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{12EI}{l^3} & -\frac{6EI}{l^2} & 0 & -\frac{12EI}{l^3} & \frac{6EI}{l^2} \\ 0 & -\frac{6EI}{l^2} & \frac{4EI}{l} & 0 & \frac{6EI}{l^2} & \frac{2EI}{l} \\ -\frac{EA}{l} & 0 & 0 & \frac{EA}{l} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{12EI}{l^3} & \frac{6EI}{l^2} & 0 & \frac{12EI}{l^3} & -\frac{6EI}{l^2} \\ 0 & -\frac{6EI}{l^2} & \frac{2EI}{l} & 0 & \frac{6EI}{l^2} & -\frac{4EI}{l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_i \\ v_i \\ \theta_i \\ u_j \\ v_j \\ \theta_j \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

A Fig. 2.4 apresenta uma representação visual do modelo Lattice de vigas com a definição das variáveis apresentadas na equação matricial acima.

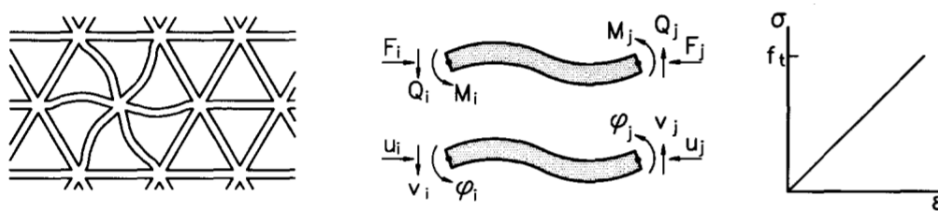


Figura 2.4: Representação visual do modelo Lattice de vigas (Schlangen & Garboczi, 1996).

Em virtude da transferência de momentos, espera-se que um critério de ruptura à tração consistente leve o valor deste esforço em consideração. Um critério normalmente adotado é fornecido por Schlangen & Mier (1992):

$$\sigma_t < \frac{F}{A} + \alpha \frac{(|M_i|, |M_j|)_{max}}{W} \quad (2.14)$$

onde σ_t é a resistência a tração; F é a força normal no elemento; M_i e M_j são os momentos fletores nas massas nodais i e j ; A é a área do elemento; W é o módulo de resistência à flexão (momento de inércia dividido pela distância da linha neutra até a superfície da viga Lattice); e α é um coeficiente empírico que define a importância do momento no processo de ruptura à tração.

De acordo com Schlangen & Garboczi (1996), a vantagem do modelo Lattice de vigas em comparação com os demais modelos apresentados anteriormente está na transferência de momentos entre as massas nodais, o que é fundamental em simulações realísticas de processos de fraturamento complexos de corpos sob variadas trajetórias de tensões.

2.1.5 MODELO REDE DE MOLAS E CORPOS RÍGIDOS

No modelo RMCR, um material rochoso é discretizado em uma malha de células de Voronoi. No centróide de uma interface criada pela sobreposição de duas células, um sistema de coordenadas local n - s - t é definido de acordo com as direções principais de inércia da face. Nesse mesmo ponto, uma interação representada por um conjunto de seis molas é definida, a qual permite a transferência tanto de forças quanto de momentos entre as células (Yip et al., 2005). A Fig. 2.5 mostra uma representação visual da interface entre duas células Voronoi, i e j , o sistema de coordenadas global em cada célula, e as seis molas orientadas de acordo com o sistema de coordenadas local.

Tratando-se de uma formulação mais completa que as apresentadas anteriormente, o RMCR permite a representação de fenômenos físicos complexos, porém com um maior custo computacional. Será apresentada agora a formulação original do método em sua forma implícita, como apresentada por Yip et al. (2005).

Sob um carregamento externo, deslocamentos relativos ocorrem entre células Voronoi justapostas, causando a ativação do conjunto de molas. Assumindo que as células sejam elementos rígidos, sob a hipótese de pequenas deformações os deslocamentos u , v , e w em um ponto (x, y, z) no interior de uma célula i são calculados por:

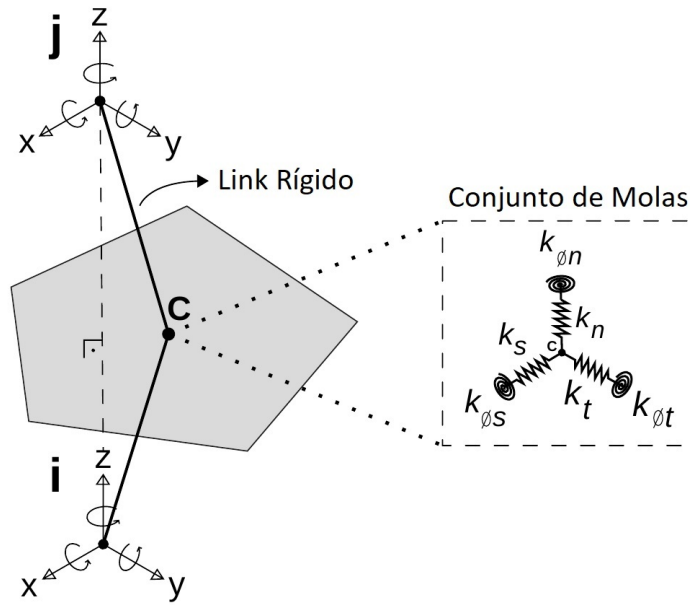


Figura 2.5: Representação visual do modelo RMCR.

$$u = u_i + (z - z_i) \phi_{yi} - (y - y_i) \phi_{zi} \quad (2.15)$$

$$v = v_i - (z - z_i) \phi_{xi} + (x - x_i) \phi_{zi} \quad (2.16)$$

$$w = w_i + (y - y_i) \phi_{xi} - (x - x_i) \phi_{yi} \quad (2.17)$$

onde (x_i, y_i, z_i) , (u_i, v_i, w_i) e $(\phi_{xi}, \phi_{yi}, \phi_{zi})$ são as coordenadas, os deslocamentos e as rotações da célula Voronoi i .

Definindo as coordenadas $(x_c, y_c$ e $z_c)$ do centróide de uma face entre duas células i e j justapostas como ponto de referência, os deslocamentos e rotações relativas podem ser calculados com base nos deslocamentos e rotações de ambas as células, conforme mostrado abaixo:

$$\delta_x = u_j - u_i - (z_c - z_i) \phi_{yi} + (y_c - y_i) \phi_{zi} + (z_c - z_j) \phi_{yj} - (y_c - y_j) \phi_{zj} \quad (2.18)$$

$$\delta_y = v_j - v_i + (z_c - z_i) \phi_{xi} - (x_c - x_i) \phi_{zi} - (z_c - z_j) \phi_{xj} + (x_c - x_j) \phi_{zj} \quad (2.19)$$

$$\delta_z = w_j - w_i - (y_c - y_i) \phi_{xi} + (x_c - x_i) \phi_{yi} + (y_c - y_j) \phi_{xj} - (x_c - x_j) \phi_{yj} \quad (2.20)$$

$$\delta_{\phi x} = \phi x j - \phi x i \quad (2.21)$$

$$\delta_{\phi y} = \phi y j - \phi y i \quad (2.22)$$

$$\delta_{\phi z} = \phi z j - \phi z i \quad (2.23)$$

onde δ_x , δ_y e δ_z são os deslocamentos relativos; e $\delta_{\phi x}$, $\delta_{\phi y}$ e $\delta_{\phi z}$ as rotações relativas.

As seis equações acima podem ser apresentadas de forma compacta por formulações vetoriais e matriciais:

$$\delta = \mathbf{B} \mathbf{d} \quad (2.24)$$

onde δ é o vetor 6x1 de deslocamentos e rotações relativas; \mathbf{d} é o vetor 12x1 de deslocamentos e rotações nas células i e j ; e \mathbf{B} é a matriz 6x12 que relaciona \mathbf{d} a δ :

$$\mathbf{B} = [\mathbf{B}_i \quad \mathbf{B}_j] \quad (2.25)$$

$$\mathbf{B}_i = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 & -(z_c - z_i) & (y_c - y_i) \\ 0 & -1 & 0 & (z_c - z_i) & 0 & -(x_c - x_i) \\ 0 & 0 & -1 & -(y_c - y_i) & (x_c - x_i) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

$$\mathbf{B}_j = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & (z_c - z_j) & -(y_c - y_j) \\ 0 & 1 & 0 & -(z_c - z_j) & 0 & (x_c - x_j) \\ 0 & 0 & 1 & (y_c - y_j) & -(x_c - x_j) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

Do teorema do trabalho virtual, a energia elástica potencial total é obtida por:

$$W = \frac{1}{2} (k_x \delta_x^2 + k_y \delta_y^2 + k_z \delta_z^2 + k_{\phi x} \delta_{\phi x}^2 + k_{\phi y} \delta_{\phi y}^2 + k_{\phi z} \delta_{\phi z}^2) = \frac{1}{2} \delta^T \mathbf{k}_s \delta \quad (2.28)$$

onde \mathbf{k}_s é a matriz de rigidez do conjunto de molas no sistema de coordenadas local:

$$\mathbf{k}_s = \begin{bmatrix} k_x & & & & & \\ & k_y & & & & \\ & & k_z & & & \\ & & & k_{\phi x} & & \\ & & & & k_{\phi y} & \\ & & & & & k_{\phi z} \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

Após algumas substituições, a energia de deformação total torna-se igual a:

$$W = \frac{1}{2} \mathbf{d}^T \mathbf{B}^T \mathbf{k}_s \mathbf{B} \mathbf{d} = \frac{1}{2} \mathbf{d}^T \mathbf{k}_e \mathbf{d} \quad (2.30)$$

onde \mathbf{k}_e é a matriz de rigidez do elemento nas coordenadas locais, dado abaixo:

$$\mathbf{k}_e = \mathbf{B}^T \mathbf{k}_s \mathbf{B} \quad (2.31)$$

Para obter a matriz de rigidez em coordenadas globais, uma matriz de transformação de

coordenadas é empregada:

$$\mathbf{K}_e = \mathbf{\Gamma}^T \mathbf{k}_e \mathbf{\Gamma} \quad (2.32)$$

A matriz de transformação 12x12 é dada por:

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{bmatrix} \gamma & & & \\ & \gamma & & \\ & & \gamma & \\ & & & \gamma \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

onde cada submatriz 3x3 γ consiste de cossenos diretores entre o sistema de coordenadas local e global.

A rigidez de cada mola é calculada com base na geometria da interface e na distância entre os núcleos de ambas as células de Voronoi, de acordo com as equações abaixo:

$$k_s = k_t = \alpha_1 k_n = \alpha_1 \alpha_2 E \frac{A_{ij}}{h_{ij}} \quad (2.34)$$

$$k_{\phi n} = E \frac{J_p}{h_{ij}}, \quad k_{\phi s} = E \frac{I_{ss}}{h_{ij}}, \quad k_{\phi t} = E \frac{I_{tt}}{h_{ij}} \quad (2.35)$$

onde E é o módulo de Young do material; α_1 e α_2 são parâmetros elásticos ajustáveis; A_{ij} é a área de interface entre as células Voronoi \mathbf{i} e \mathbf{j} ; e h_{ij} é a distância entre os núcleos das células de Voronoi \mathbf{i} e \mathbf{j} . J_p , I_{ss} e I_{tt} são o momento polar e os dois principais momentos de inércia do polígono da interface em relação ao seu centróide. Quando $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$, o coeficiente de Poisson fica igual a 0 e o modelo se torna elasticamente homogêneo. Caso α_1 e α_2 sejam diferentes de um, o coeficiente de Poisson pode ser assumido diferente de zero, porém o método não se comporta mais de forma elástica homogênea.

Uma desvantagem do RMCR original era que o coeficiente de Poisson tinha que ser igual a zero para eliminar heterogeneidades espúrias não controláveis nos valores de tensão dentro

do meio contínuo simulado (Bolander et al., 1999). Asahina et al. (2015) propuseram o que chamaram de Abordagem das Tensões Fictícias para superar esse problema na versão 2D do RMCR. Posteriormente, Asahina et al. (2017) generalizaram a abordagem para a formulação 3D do método, possibilitando a realização de qualquer valor do coeficiente de Poisson e preservando o comportamento elástico homogêneo do meio.

A abordagem das tensões fictícias abriu o caminho para um controle mais adequado da heterogeneidade dos materiais simulados, ao mesmo tempo em que permitiu a realização de coeficientes de Poisson maiores que zero. A abordagem das tensões fictícias é um conjunto de quatro etapas que são aplicadas a cada passo de tempo da simulação. Essas etapas são:

1. Os parâmetros elásticos α_1 e α_2 são adotados iguais a um, significando um coeficiente de Poisson zero ($\nu = 0$) e um comportamento elástico homogêneo para o meio. As tensões principais σ_1, σ_2 e σ_3 são calculadas dentro de cada célula Voronoi por meio da equação de Love-Weber. As tensões principais calculadas são mantidas em forma vetorial: $\sigma_P = [\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3]^T$.
2. As tensões fictícias são obtidas por:

$$\sigma_F = \nu \hat{\mathbf{I}} \sigma_P \quad (2.36)$$

onde ν é o coeficiente de Poisson e $\hat{\mathbf{I}}$ é dado por:

$$\hat{\mathbf{I}} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

3. As tensões fictícias são aplicadas em cada célula Voronoi por meio de um vetor de tração em cada face. Para uma determinada face m em uma célula Voronoi i , o vetor de tração é dado por:

$$\mathbf{t}_m^i = \mathbf{S}^i \mathbf{n}_m^i \quad (2.38)$$

onde $\mathbf{S}^i = \text{diag}(\sigma_{F,1}^i, \sigma_{F,2}^i, \sigma_{F,3}^i)$, e \mathbf{n}_m^i é o vetor unitário perpendicular a face e que aponta para

fora dela. A força fictícia atuando na face m é então obtida por:

$$\mathbf{f}_m^i = \mathbf{t}_m^i A_m \quad (2.39)$$

onde A_m é a área da face da célula de Voronoi. As forças fictícias são decompostas em componentes normais e tangenciais e aplicadas ao conjunto de molas associado à face.

4. As forças fictícias geram deslocamentos e uma redistribuição de forças e, conseqüentemente, de tensões dentro do meio a cada passo de tempo. O processo segue iterativamente até o final da simulação.

2.2 MODELOS DE SISTEMA DE DESCONTINUIDADES

De acordo com Dershowitz & Einstein (1988), a caracterização geométrica e mecânica das descontinuidades de um maciço rochoso é a base para os trabalhos dos engenheiros e geólogos quando lidam com rochas fraturadas. No entanto, uma descrição precisa de um maciço rochoso com seu sistema de descontinuidades é difícil, senão impossível, em virtude da limitada fonte de informações. Normalmente, essa fonte se restringe a investigações unidimensionais e bidimensionais, como sondagens rotativas e mapeamentos de afloramentos. As investigações geofísicas, as quais possuem a vantagem de fornecerem informações de regiões mais amplas, ainda possuem acurácia limitada e são ainda pouco utilizadas no meio profissional.

Como não é possível a realização de uma descrição completa das descontinuidades de um maciço rochoso, a melhor forma de tratá-las é considerando-as em grupos com características semelhantes e comportamento estocástico. O comportamento estocástico não significa que a gênese das descontinuidades seja um fenômeno completamente aleatório. Como as descontinuidades foram originadas por processos físicos naturais bem definidos, as suas características possuem comportamento probabilístico, porém racionalmente vinculadas à sua história geológica.

Dershowitz & Einstein (1988) explicam que na área de mecânica das rochas emergiram duas

abordagens para a descrição das descontinuidades de um maciço rochoso: a forma tradicional de desagregação das suas propriedades e a forma moderna de interdependência das características, as quais são captadas conceitualmente pelos modelos de sistema de descontinuidades e, computacionalmente, pelo método da Rede de Fraturas Discretas (RFD) ou *Discrete Fracture Network*.

2.2.1 GERAÇÃO DE MODELOS DE SISTEMA DE DESCONTINUIDADES

O objetivo na geração de um modelo de sistema de descontinuidades está na sua realização computacional, bidimensional ou tridimensional, munido da capacidade de refletir as características geométricas principais do maciço rochoso real que representa. Entretanto, um modelo de sistema de descontinuidades possui validade somente em uma região estatisticamente homogênea do maciço. Assim, o primeiro passo na construção de um modelo de sistema de descontinuidades deve ser a identificação e separação das regiões estatisticamente homogêneas presentes no maciço.

De acordo com Priest (1993), para uma determinada região estatisticamente homogênea, os seguintes dados de entrada são necessários para a geração de um modelo de sistema de descontinuidades:

1. O número de famílias de descontinuidades.
2. A orientação média e a distribuição estatística da orientação de cada família.
3. A intensidade de fraturamento de cada família.
4. A distribuição estatística da localização do centro das descontinuidades no volume do maciço rochoso.
5. As distribuições estatísticas da forma e da persistência das descontinuidades.
6. A distribuição estatística da abertura das descontinuidades.

Dershowitz & Einstein (1988) apresentaram uma síntese dos modelos de sistema de descontinuidades desenvolvidos, os quais surgiram com o objetivo de representarem geologias reais observadas na natureza. Entre os modelos apresentados, destaca-se o modelo de discos de Baecher em virtude da sua simplicidade e seu reconhecimento por parte do meio técnico.

No modelo de discos de Baecher, assume-se que a forma das descontinuidades seja circular ou elíptica. No caso da forma circular, o tamanho de cada descontinuidade fica caracterizada por um único parâmetro: o raio da descontinuidade. O valor do raio pode ser definido de forma determinística ou estatística. Optando-se pela forma elíptica, o tamanho de cada descontinuidade fica definido por dois parâmetros, que também podem receber tratamento estatístico ou determinístico: o comprimento do semieixo maior e do semieixo menor da elipse.

A localização do centro das descontinuidades pode ser assumida como regular e determinística ou estocástica. A hipótese de localização estocástica pode ser tratada matematicamente pelo processo de Poisson, sendo as descontinuidades posicionadas por uma distribuição uniforme no volume do maciço rochoso. A orientação das descontinuidades também pode seguir um padrão determinístico ou estocástico.

Uma das desvantagens do modelo de discos de Baecher está em assumir que as descontinuidades são estruturas planas, o que desconsidera um grande número de mecanismos de formação de descontinuidades não planares.

Entre outros modelos de sistema de descontinuidades desenvolvidos, tem-se o modelo Ortogonal, Veneziano, Baecher aprimorado, o Vizinho mais Próximo e o Zonas de Guerra. No modelo Ortogonal (Fig. 2.6), as fraturas são assumidas como ortogonais entre si, formando conjuntos de blocos aproximadamente cúbicos. No modelo Veneziano (Fig. 2.7), as fraturas são formadas por três processos distintos: geração de planos de Poisson seguido pela geração de linhas de Poisson e seleção aleatória de polígonos formados que passam a representar as fraturas. No modelo de Baecher aprimorado (Fig. 2.8), as fraturas são formadas conforme o modelo de Baecher clássico, porém há a possibilidade de ocorrerem terminações no encontro entre descontinuidades conforme um determinado valor de probabilidade. No modelo Vizinho mais Próximo, as fraturas são formadas conforme o modelo de Baecher aprimorado, porém a localização de novas fraturas depende da localização das fraturas anteriormente posicionadas. No modelo Zonas de Guerra, regiões de falha podem ser definidas, apresentando valores maiores de intensidade de fraturamento.

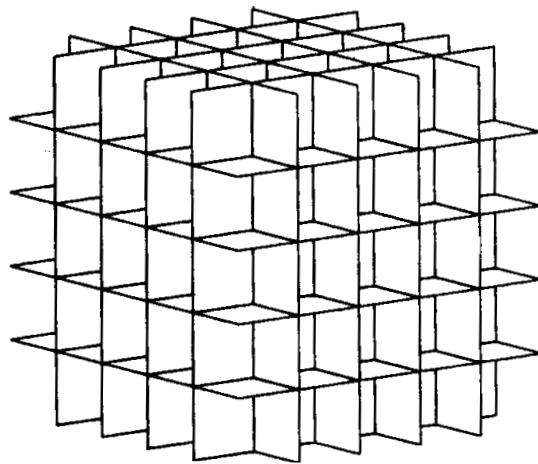


Figura 2.6: Modelo Ortogonal de sistema de discontinuidades (Dershowitz & Einstein, 1988)

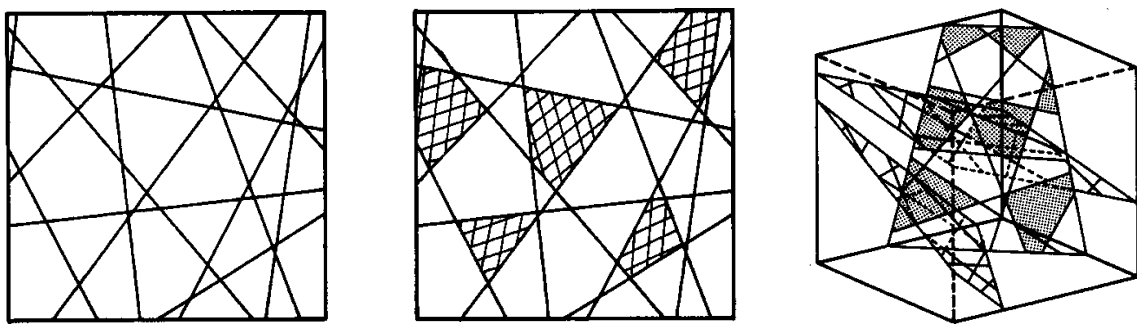


Figura 2.7: Modelo Veneziano de sistema de discontinuidades (Dershowitz & Einstein, 1988)

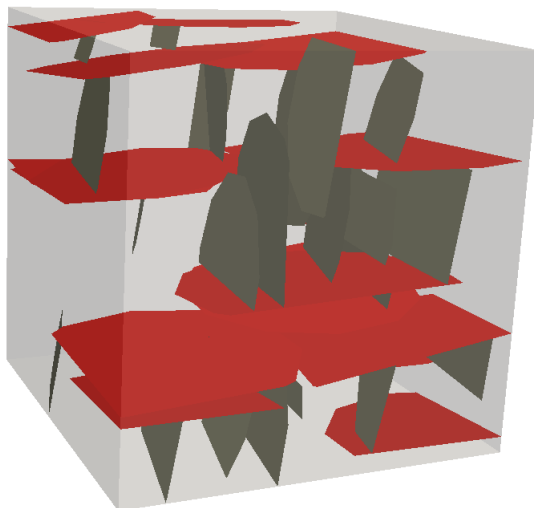


Figura 2.8: Modelo de Baecher aprimorado de sistema de discontinuidades.

2.2.2 DISTRIBUIÇÕES ESTATÍSTICAS DAS PROPRIEDADES

Nesta seção, serão apresentadas as distribuições estatísticas usualmente adotadas para a persistência, localização e orientação das descontinuidades, assim como considerações sobre a forma.

2.2.2.1 FORMA DAS DESCONTINUIDADES

Informações precisas da forma das descontinuidades são escassas, pois é muito difícil o acesso ao interior de um maciço rochoso para obtê-las. Mesmo com túneis de exploração, somente é possível observar partes das descontinuidades, sem haver uma definição exata da forma. Em modelos de sistema de descontinuidades, usualmente assume-se que as descontinuidades possuam geometria circular. Essa hipótese é defendida por observações de campo (Dershowitz & Einstein, 1988), porém conclusões definitivas ainda não são possíveis.

2.2.2.2 PERSISTÊNCIA DAS DESCONTINUIDADES

A definição do tamanho de uma descontinuidade é uma tarefa árdua, já que o acesso à informação é limitado, sendo possível medir diretamente apenas o comprimento dos traços das descontinuidades nos afloramentos. Entretanto, o comprimento de um traço não é igual ao tamanho da descontinuidade que o originou, sendo necessário a adoção de hipóteses sobre a geometria das descontinuidades para uma interpretação racional.

Dershowitz & Einstein (1988) afirmaram que a distribuição exponencial é apropriada para representar estocasticamente o diâmetro das descontinuidades no modelo de discos de Baecher. A função densidade de probabilidade da distribuição exponencial é dada pela seguinte equação:

$$f_X(x) = \nu e^{-\nu x} \quad (2.40)$$

onde X é a variável aleatória que representa o diâmetro de uma descontinuidade; $f_X(x)$ é a função densidade de probabilidade da variável aleatória X ; ν é o inverso do valor do diâmetro médio das descontinuidades; e x é o diâmetro da descontinuidade.

2.2.2.3 LOCALIZAÇÃO E INTENSIDADE DE FRATURAMENTO

Uma forma simplificada de representar o posicionamento das descontinuidades no interior de um maciço rochoso é assumindo um processo de Poisson homogêneo.

O processo de Poisson para a caracterização do grau de fraturamento de um maciço rochoso é baseado nas seguintes hipóteses:

1. Uma descontinuidade pode ocorrer aleatoriamente em qualquer ponto do espaço ocupado pelo maciço.
2. A ocorrência de uma descontinuidade em um dado volume do maciço é estatisticamente independente da ocorrência de outra descontinuidade em outro volume do maciço.
3. A probabilidade de ocorrência de uma descontinuidade em um volume pequeno do maciço δV é proporcional à este volume e dado por $\lambda_v \delta V$, sendo λ_v a intensidade de fraturamento volumétrico ou o número de descontinuidades por unidade de volume do maciço.
4. A probabilidade de duas ou mais ocorrências de descontinuidades em δV é negligenciável.

Com base nas hipóteses acima, o número de fraturas por unidade de volume de um maciço rochoso é governado pela função massa de probabilidade de Poisson, dada por:

$$P(X_V = n) = \frac{(\lambda_v V)^n}{n!} e^{-\lambda_v V} \quad (2.41)$$

onde X_V é a variável aleatória representando o número de descontinuidades em um dado volume do maciço; n o número de descontinuidades em um dado volume do maciço; V o volume do maciço; e λ_v a intensidade de fraturamento volumétrico ou o número de fraturas por unidade de volume do maciço. Do processo de Poisson para a localização das descontinuidades em um maciço, tem-se uma distribuição exponencial do espaçamento entre as mesmas.

Além do valor de intensidade de fraturamento dado pelo número de fraturas por unidade de volume de maciço rochoso, outras medidas existem para diferentes dimensões da região de amostragem e das fraturas consideradas. De forma mais rigorosa, as relações geométricas entre fraturas e região de amostragem podem ser divididas em três grupos: densidade, intensidade e

porosidade. A Fig. 2.9 mostra as diversas relações geométricas existentes propostas por Dershowitz & Herda (1992).

		Dimensão da fratura					
		0	1	2	3		
Dimensão da região de amostragem	0	P_{00} L^0 Número de fraturas por amostragem pontual do maciço				Medidas Pontuais	
	1	P_{10} L^{-1} Número de fraturas por unidade de comprimento (densidade ou intensidade linear)	P_{11} L^0 Comprimento de fratura por unidade de comprimento (porosidade linear)			Medidas Lineares	
	2	P_{20} L^{-2} Número de traços por unidade de área (densidade de área)	P_{21} L^{-1} Comprimento de fraturas por unidade de área (intensidade de área)	P_{22} L^0 Área de fraturas por unidade de área (porosidade de área)		Medidas de Área	
	3	P_{30} L^{-3} Número de fraturas por unidade de volume (densidade volumétrica)	P_{31} L^{-1}	P_{32} L^{-1} Área de fraturas por unidade de volume (intensidade volumétrica)	P_{33} L^0 Volume de fraturas por unidade de volume (porosidade volumétrica)	Medidas Volumétricas	

\uparrow Densidade \swarrow Intensidade \nwarrow Porosidade

Figura 2.9: Relações geométricas para a caracterização de maciços rochosos fraturados (Dershowitz & Herda, 1992).

2.2.2.4 ORIENTAÇÃO DAS DESCONTINUIDADES

Estudos mostram que não há uma distribuição estatística ideal para a modelagem estocástica da orientação das descontinuidades (Dershowitz & Einstein, 1988). Uma distribuição usualmente empregada é a de Fisher. Algumas das razões para a adoção da distribuição de Fisher está na sua capacidade de reproduzir distribuições simétricas no entorno de um vetor de orientação média. A distribuição de Fisher pode ser facilmente calibrada por meio de software computacionais de análise de estereogramas.

A distribuição de Fisher descreve a distribuição angular da orientação dos pólos das descontinuidades no entorno do vetor de orientação média em um estereograma. A função densidade de probabilidade de Fisher é dada por:

$$f_{\theta}(\theta) = \frac{K \sin(\theta) e^{K \cos(\theta)}}{e^K - e^{-K}} \quad (2.42)$$

onde θ é a variável aleatória representando o desvio angular do vetor de orientação média; $f_{\theta}(\theta)$ é a função densidade de probabilidade da variável aleatória θ ; e K é constante de Fisher ou fator de dispersão.

Na distribuição de Fisher, um alto valor de K implica em uma menor dispersão da orientação das descontinuidades. Valores típicos de K variam entre 20 a 300.

2.3 A TÉCNICA DO MACIÇO ROCHOSO SINTÉTICO

A técnica do maciço rochoso sintético foi proposta por Ivars et al., (2011) como uma abordagem para simular numericamente o comportamento mecânico de maciços rochosos fraturados. A técnica combina o modelo de partículas coladas do MED (Potyondy & Cundall, 2004), o método Rede de Fraturas Discretas (RFD) e a formulação do Modelo de Junta Lisa (MJL) (Ivars et al., 2008) para gerar representações sintéticas (ou seja, numéricas) de maciços rochosos.

A Fig. 2.10 mostra o processo de geração de um modelo numérico pela técnica do maciço rochoso sintético. O modelo apresentado na imagem foi gerado pelo programa desenvolvido nesta pesquisa. É importante destacar que a técnica do maciço rochoso sintético não exige que as descontinuidades formem blocos fechados, sendo possível a representação de pontes de rocha intacta no modelo numérico.

A técnica do maciço rochoso sintético é um componente essencial da metodologia numérica desenvolvida nesta pesquisa. A diferença aqui para a técnica original é que o MLMC e o RMCR estão sendo utilizados ao invés do MED. O método RFD e a formulação do MJL são agora brevemente revisados.

Um modelo RFD trata-se de uma geração computacional de um maciço rochoso, capaz de fornecer uma representação estatística das propriedades geométricas de cada fratura de maneira

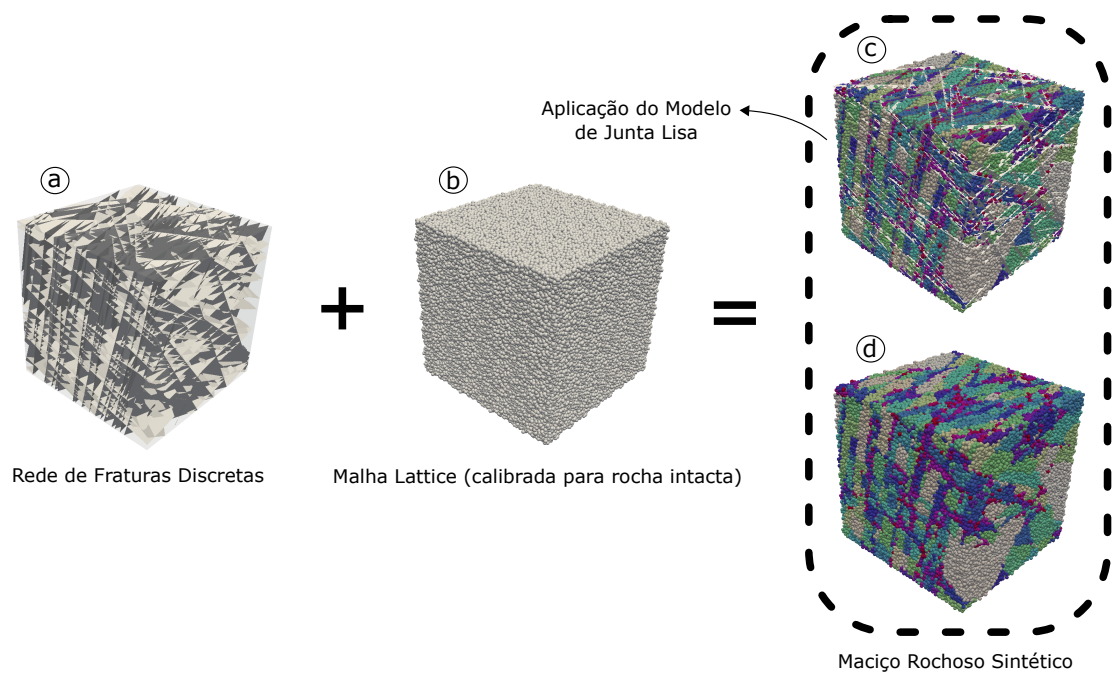


Figura 2.10: Exemplo de elaboração de um modelo de Maciço Rochoso Sintético: a) Modelo Rede de Fraturas Discretas; b) malha Lattice; c) aplicação do Modelo de Junta Lisa; e d) Maciço Rochoso Sintético formado numericamente.

explícita (Lei et al., 2017). Uma forma de elaborar um modelo RFD é por meio de um modelo de sistema de descontinuidades. Uma grande vantagem do uso de modelos RFD em análises de maciços rochosos fraturados para engenharia está no fato de que conclusões pertinentes sobre os modos de ruptura e condições de estabilidade de um projeto podem ser obtidas mesmo sem a realização de simulação numérica, como mostrado por Rasmussen & Assis (2017).

Nesta pesquisa, o modelo de discos de Baecher é empregado devido à sua simplicidade e reconhecimento pela comunidade técnica. Neste modelo, as descontinuidades são assumidas como sendo entidades circulares com a localização espacial determinada por um processo de Poisson.

A formulação do MJL permite que o comportamento de uma descontinuidade lisa e plana seja simulado, independentemente da orientação do contato local entre as massas nodais que interagem. Isto ocorre porque sempre que um contato entre duas partículas é atravessado por uma descontinuidade, o MJL rotaciona o sistema de coordenadas local desse contato e o alinha com a orientação da própria descontinuidade. Além disso, os parâmetros elásticos e de resistência do contato são alterados a fim de representarem o comportamento mecânico da descontinuidade. A Fig. 2.11 mostra a aplicação do MJL a uma interação entre duas massas nodais. A formulação

original é empregada, com a diferença de que a área da interação entre duas massas nodais está relacionada à face da célula de Voronoi em questão. A Fig. 2.12 apresenta um exemplo de um modelo numérico aplicando o MJL. Nesse modelo, durante o deslizamento do bloco, os contatos locais entre as células de Voronoi definidos inicialmente são mantidos, já que não há a verificação de novos contatos pelo método Lattice.

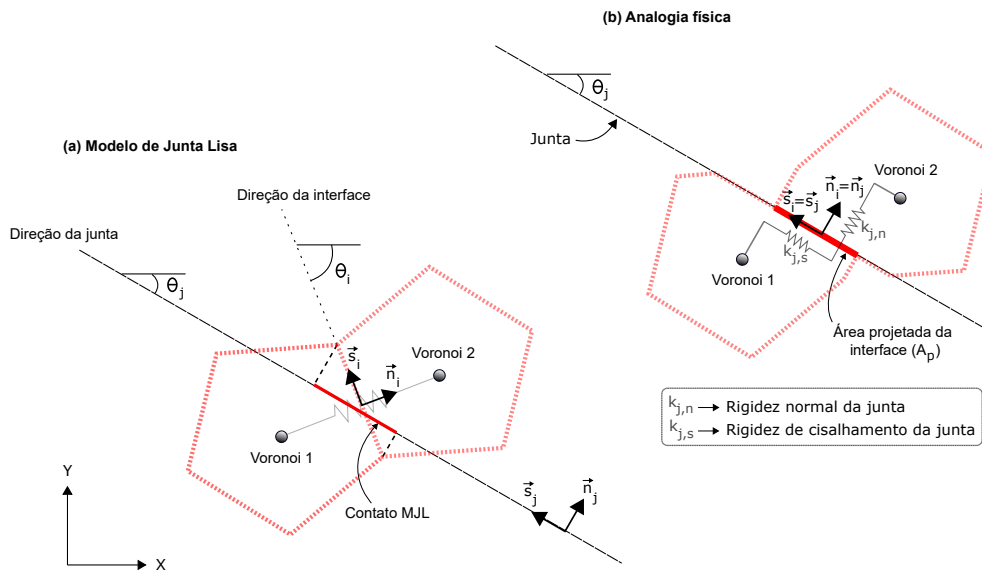


Figura 2.11: Modelo de Junta Lisa: a) Mola atravessada por um plano de descontinuidade sendo atribuída um contato MJL; e b) Analogia física para uma representação visual do modelo.

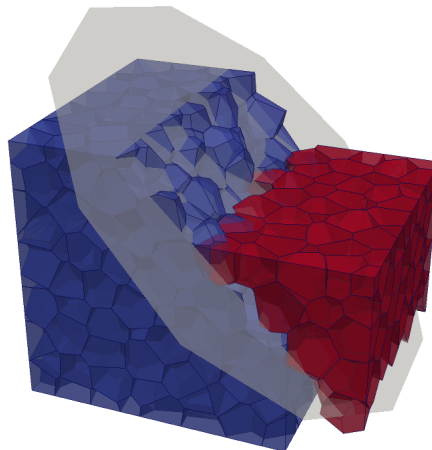


Figura 2.12: Modelo de Junta Lisa em ação sobre um corpo cúbico.

3 O NOVO CÓDIGO NUMÉRICO UNBLOCKS

A fim de alcançar os objetivos delineados para esta pesquisa, um novo programa Lattice 2D/3D foi desenvolvido. O programa recebeu o nome UnBlocks e sua versão de desenvolvimento, no momento em que esta tese foi escrita, era a 0.9.8a.

O UnBlocks foi completamente escrito em linguagem C ++ usando o KDevelop *Integrated Development Environment*, e compilado pelo GNU *Compiler Collection* (GCC) em um ambiente UNIX. O programa faz uso de todas as características disponibilizadas por uma linguagem de programação orientada a objetos, como instanciação de múltiplas classes, encapsulamento, abstraísmo, polimorfismo e hereditariedade. Para aumentar o desempenho do programa, o código foi paralelizado por meio da interface de programação *Open Multi-Processing*, ou OpenMP. Os códigos-fontes de todos os *Headers* ou cabeçalhos do programa mostrando sua estrutura interna seguem listados no Apêndice A.

A linguagem Python é utilizada como interface de pré-processamento para a criação de cenários de simulação. O UnBlocks disponibiliza aos usuários dezenas de comandos, que fornecem liberdade quanto a forma como a geometria da simulação, a rede de fraturas discretas, a malha, as condições de contorno e as etapas de simulação devem ser executadas. O UnBlocks faz uso do formato VTK e do programa Paraview para a realização das tarefas de pós-processamento.

Todas as características acima fazem do UnBlocks um programa numérico de última geração para análises 2D e 3D de rochas intactas e maciços rochosos fraturados. Aspectos adicionais do programa incluem:

- Dois modelos Lattice diferentes: Modelo Lattice de Molas Clássica e o modelo Rede de Molas e Corpos Rígidos.
- Representação numérica de fraturas por meio da formulação do Modelo de Junta Lisa.
- Modelos constitutivos para as descontinuidades do tipo elástico-linear e não-linear, com critérios de resistência Mohr-Coulomb, Patton e Barton-Bandis.
- Modelos elasto-frágeis com envoltórias de ruptura de Drucker-Prager, Hoek-Brown e Tien-Kuo

para a rocha intacta.

- Um módulo completo de Rede de Fraturas Discretas com recursos de *Forward Analysis* e baseado no modelo de discos de Baecher.
- Um Modelo de Zona Coesiva para a simulação de zonas de processo de fratura.
- Capacidade de modelagem pela técnica do maciço rochoso sintético.
- Cálculo automático de fator de segurança pelo método de redução da resistência ou *Strength Reduction Method*.
- Solucionador implícito para uma rápida convergência das tensões de campo.

A Fig. 3.1 apresenta dois exemplos de simulações realizadas pela ferramenta UnBlocks e a Fig. 3.2 apresenta um exemplo de malha Voronoi 3D de uma abertura de um túnel feita no programa.

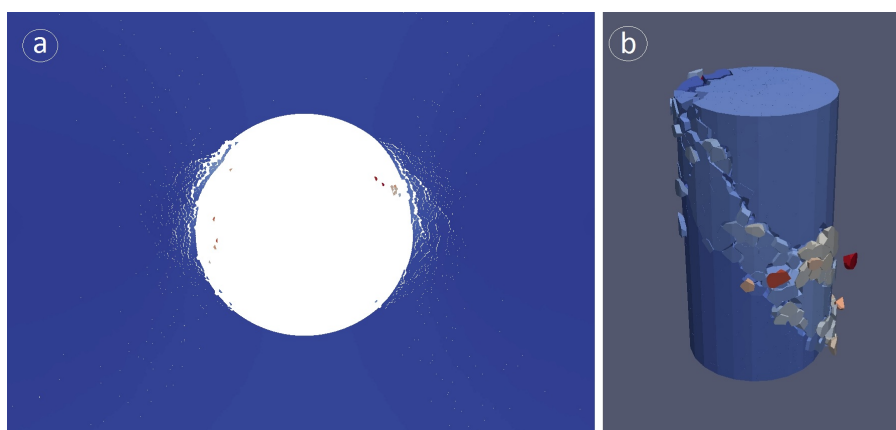


Figura 3.1: Alguns exemplos de simulações feitas com o UnBlocks: (a) Ruptura frágil de um túnel devido a altas tensões de campo; (b) Ruptura por cisalhamento de uma amostra de rocha numérica em um teste triaxial.

3.1 ORGANIZAÇÃO DO PROGRAMA UNBLOCKS

O código do programa UnBlocks está organizado em classes por meio de um sistema polimórfico definido por hierarquias e hereditariedades, podendo dessa forma ser o estilo do código desenvolvido classificado como programação genérica. O programa se inicializa mediante um *singleton* da classe *Scene* (ou cenário). O cenário da simulação armazena contêineres de ponteiros para objetos do tipo *Body* ou massa nodal, *Interaction* ou interação e *Engine* ou máquina.

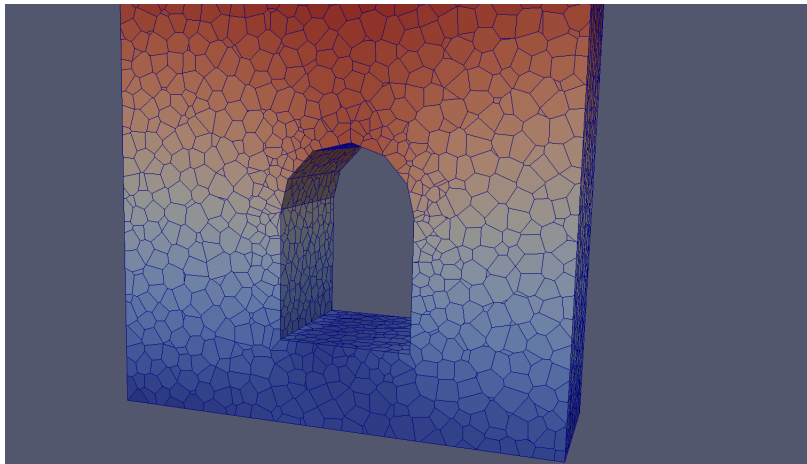


Figura 3.2: Exemplo de uma malha 3D de um túnel, demonstrando a capacidade do UnBlocks em gerar malhas de Voronoi complexas.

As massas nodais tratam-se de elementos que possuem massa e forma geométrica. As interações são os sistemas de molas que promovem a transferência de esforços entre as massa nodais. Já as máquinas são classes de procedimentos que rodam a cada avanço do passo de tempo no modelo numérico.

Quando um novo cenário de simulação se inicia, o contêiner de máquinas é preenchido com objetos que possuem a função de fazer a simulação caminhar um avanço no passo de tempo ou de inicializar os estados de tensão e deformação do modelo no instante de tempo zero. As máquinas que existem no UnBlocks são apresentadas na Fig. 3.3.

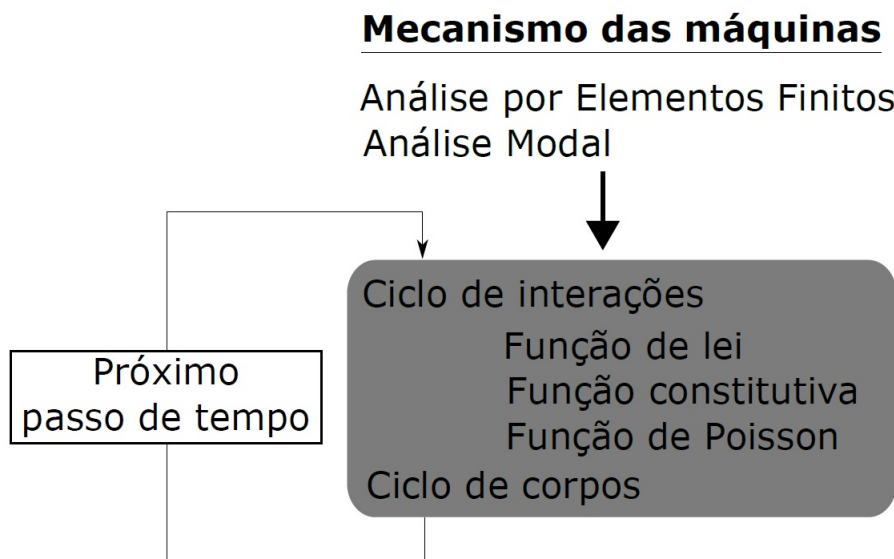


Figura 3.3: Mecanismo das máquinas e seu funcionamento.

Na Fig. 3.3, a máquina de elementos finitos tem a função de inicializar o estado inicial de tensões no modelo numérico. A máquina de análise modal calcula o melhor passo de tempo para o modelo sem que instabilidades numéricas possam ocorrer. As máquinas do tipo Ciclo passam por todos os elementos de cada contêiner em consideração. No caso do Ciclo de Interações, o procedimento roda três funções: o de lei, constitutiva e de Poisson. Cada uma dessas três funções possui tarefas específicas no cálculo da interação entre as massas nodais. A função de lei realiza o cálculo dos deslocamentos e rotações relativas entre as massas nodais; a função constitutiva aplica as leis constitutivas que são dependentes do tipo de material; e a função de Poisson é responsável por aplicar os efeitos do coeficiente de Poisson no caso de materiais isotrópicos e dos cinco parâmetros elásticos no caso de materiais transversalmente isotrópicos.

Uma máquina muito importante para o processo de simulação é a do Ciclo de Corpos. Um esquema mostrando os procedimentos de cálculo realizados por essa máquina está apresentado na Fig. 3.4, sendo cada procedimento melhor explicado no que segue.

Máquina de Ciclo de Corpos

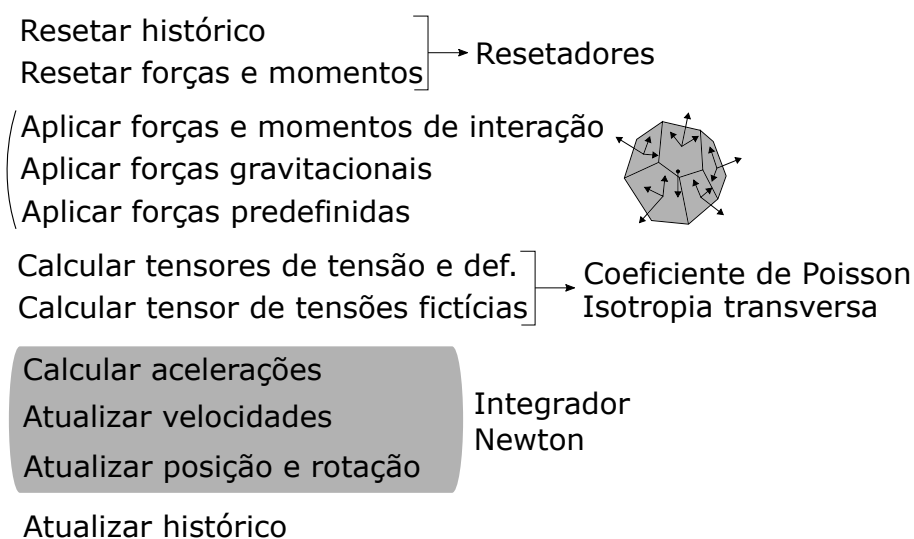


Figura 3.4: Máquina de Ciclo de Corpos detalhada.

Durante um ciclo do Ciclo de Corpos, primeiramente as variáveis de controle do modelo (velocidade máxima, energia cinética total, etc) são zeradas assim como todas as forças nodais. Depois dessa etapa, as forças e momentos de interação, forças gravitacionais e forças previamente definidas pelo usuário são aplicadas. De forma independente, os tensores de tensão e de deformação

específica são atualizados para cada massa nodal. Com as forças e os momentos, as leis de Newton são usadas para calcular a aceleração, depois atualizar a velocidade, e por último atualizar a posição e a rotação das massas nodais. Concluído o ciclo, variáveis de controle são recalculadas.

Uma etapa fundamental da simulação numérica trata-se da etapa de pré-processamento, a qual inclui todas as configurações do modelo numérico. O programa UnBlocks faz uso da linguagem Python para a definição dos parâmetros de cenário da simulação, do modelo de Rede de Fraturas Discretas, da malha de células Voronoi, dos materiais e das condições de contorno. A Fig. 3.5 apresenta o esquema básico de elaboração de um roteiro Python de simulação do programa UnBlocks, onde em cada etapa da fase de pré-processamento, exemplos de comandos relevantes são apresentados.

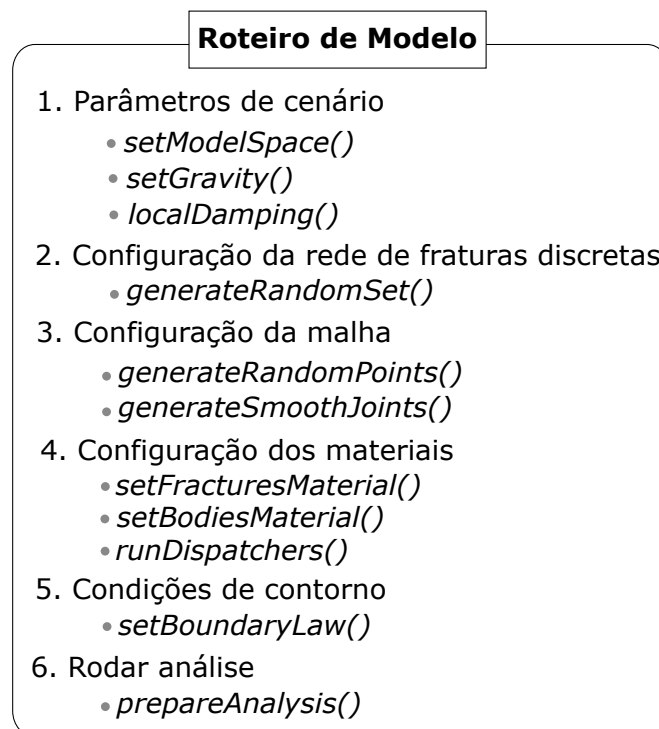


Figura 3.5: Exemplo básico de um roteiro Python para uma simulação com o programa UnBlocks.

Segue abaixo um exemplo de script Python completo para a geração do modelo apresentado na Fig. 2.12. Comentários explicando a função de cada código estão apresentados na cor marrom. Vale afirmar que apenas alguns poucos comandos estão sendo apresentados no exemplo a seguir, e que uma relação completa de todos os comandos disponíveis ao usuário segue apresentada nos cabeçalhos presentes no Apêndice A.

```

from UnBlocks import * %import UnBlocks library into Python

#Scene Parameters
scene.folder(os.getcwd()) %define folder location
scene.outPutFileName(PlanarSlide) %set simulation file name
scene.is2DAnalysis(False) %flag for 2D or 3D analysis
scene.runFEM(True) %flag for running FEM simulation at step 0
scene.runModal(True) %flag for running modal analysis for calculating critical time-step
scene.outputVoronoiGeometry(True) %flag for outputting Voronoi geometry with results
scene.doGeralChecks(False) %flag for basic checks

scene.setModelSpace(Vector3(10,10,10)) %set cubical model space
scene.setGravity(Vector3(0,0,-10)) %set gravity vector
scene.timeStepFS(0.5) %factor of safety applied to critical time-step
scene.localDamping(0.1) %define non-viscous damping factor value
scene.setLocalDampingDecay(15000) %define a progressive local damping decay
scene.setRandomSeed(0) %define seed number for stochastic analyses

scene.blockDetectionVel(0.05) %velocity threshold for block detection
scene.blockDetectionDispl(0.02) %displacement threshold for block detection
scene.forcedDeletionVel(1.0) %velocity threshold for node deletion
scene.forcedDeletionDispl(1.0) %displacement threshold for node deletion

#Setting Discrete Fracture Network configurations
dfn.addFractureSet() %add new fracture set
dfn.addCircularFracture(0, Vector3(7,5,7), 0, 45, 9) %add circular fracture
dfn.exportVtkDFN(DFNFile) %export DFN into a VTK file

#Mesh configuration
mesh.usePreviousMesh(False) %flag for utilizing previous generated mesh
mesh.setCoordNumberCriteriaForDeletion(3) %minimum coordinate number for node deletion
mesh.setBoundaryNodes(Vector6(1,1,1,1,1,1),False) %flags for boundary nodes generation
mesh.generateRandomPoints(-1, 500, 1, 0.06) %mesh generation command
mesh.generateVoronoiMesh(VoronoiMesh) %Voronoi tessellation command
mesh.generateSmoothJoints() %apply smooth joint model on fractures

#Add materials
material.addMatFrictionFrac(1e10, 1e10, 52) %add frictional fracture law
material.addMatElasticRock(2700, 1e10, 0.3, Vector2(1,1), 0) %add elastic rock law
material.setFracturesMaterial(0) %apply fracture law on all fracture sets
material.setBodiesMaterial(1) %apply rock law on entire model
material.runDispatchers() %run module for associating constitutive laws

#Setting boundary conditions
boundary.setBoundaryLaw(Vector6(3,3,3,3,0,3),0) %define boundary conditions on boundary nodes

#Run analysis
scene.prepareAnalysis() %run program module for simulation preparation
for i in range(1,30000): %run 30000 iterations
    scene.moveToNextTimeStep() %run next iteration
    if (i > 1000 and history.getTotalKineticEnergy() < 1e-5):
        scene.checkAndIncrementFoS(0.01) %perform factor of safety check
    if (i % 5000 == 0):
        scene.checkForBlocks() %check for unstable blocks and delete them
        output.writeVtkBlockRes() %write block results file
        output.writeVtkBodyRes() %write model results file
        output.printTerminalOutPut() %print simulation status on screen

```

3.1.1 ESQUEMA DE INTEGRAÇÃO EXPLÍCITO

No método de análise explícito, as quatro equações diferenciais de primeira ordem a serem integradas de forma separada para cada massa nodal são:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} \quad \frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v} \quad I \frac{d\omega}{dt} = \mathbf{M} \quad \frac{d\theta}{dt} = \omega \quad (3.1)$$

onde \mathbf{F} é a força aplicada, \mathbf{M} o momento aplicado, \mathbf{v} a velocidade, ω a velocidade angular, m a massa, e I o momento de inércia.

Enquanto os métodos MLMC e RMCR originais empregam um solucionador implícito, esta pesquisa utilizou o esquema de integração explícita *LeapFrog* para resolver as equações diferenciais acima. De acordo com este método, a velocidade de um corpo é conhecida a meio passo de tempo defasado da sua posição, e os seus cálculos intercalam-se ao longo da simulação.

No esquema de cálculo, o vetor de velocidade \mathbf{v} e o vetor de velocidade angular ω do núcleo de uma célula de Voronoi são atualizados em um determinado instante de tempo t de acordo com as acelerações calculadas a partir da força total \mathbf{F} e do momento total \mathbf{M} atuantes:

$$\mathbf{v}^{(t+\Delta t/2)} = \mathbf{v}^{(t-\Delta t/2)} + \frac{\mathbf{F}^{(t)}}{m} \Delta t \quad (3.2)$$

$$\omega^{(t+\Delta t/2)} = \omega^{(t-\Delta t/2)} + \frac{\mathbf{M}^{(t)}}{I} \Delta t \quad (3.3)$$

onde m é a massa da célula de Voronoi; I é o momento de inércia do Voronoi; e Δt é o passo de tempo da simulação.

A Fig. 3.6 apresenta um esquema visual do processo de cálculo do método *LeapFrog* de integração numérica. Vale apresentar as principais vantagens desse método, que o torna muito utilizado no meio científico (Birdsall & Langdon, 2004):

- Precisão de segunda ordem.
- Reversibilidade da trajetória das partículas do modelo.

- Conservação exata do momento angular no decorrer da simulação.
- É simplético e apresenta estabilidade global.

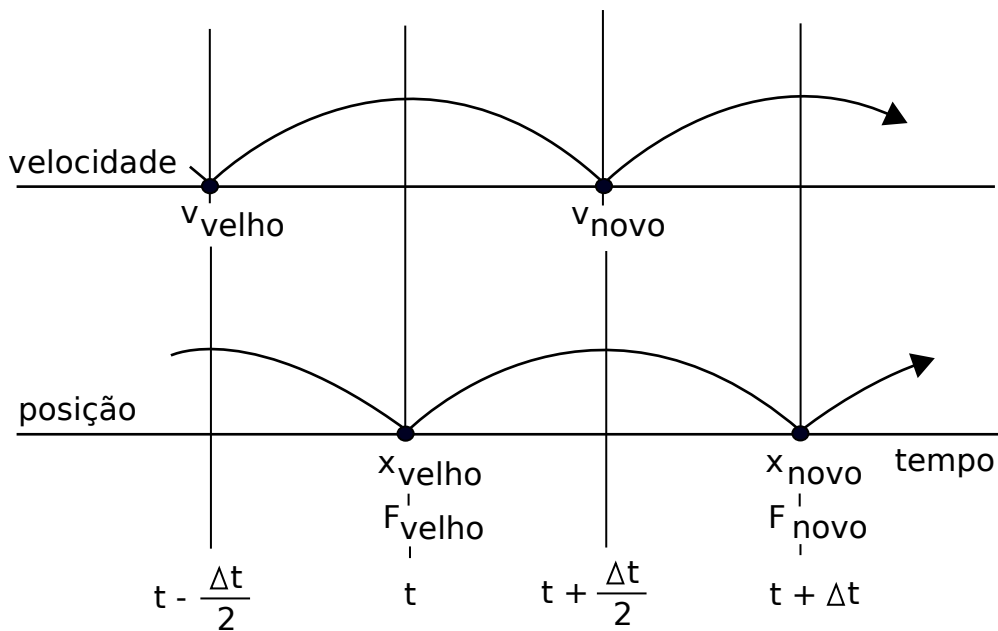


Figura 3.6: Esquema de atualização da velocidade e posição com o avanço do tempo no método *LeapFrog*.

Assume-se que o momento de inércia de uma célula de Voronoi seja igual ao de uma esfera de igual volume. Tal simplificação tem sido usada em outros códigos numéricos, como o 3DEC (Hart, 1988), e é considerado capaz de fornecer resultados satisfatórios sempre que as forças de inércia forem pequenas comparadas com as outras forças aplicadas no sistema.

Após o cálculo dos vetores de velocidade e de velocidade angular, o vetor de posição do núcleo das células de Voronoi \mathbf{x} e o vetor de rotação θ são atualizados:

$$\mathbf{x}^{(t+\Delta t)} = \mathbf{x}^{(t)} + \mathbf{v}^{(t+\Delta t/2)} \Delta t \quad (3.4)$$

$$\theta^{(t+\Delta t)} = \theta^{(t)} + \omega^{(t+\Delta t/2)} \Delta t \quad (3.5)$$

Para dar início ao esquema numérico, uma iteração de meio intervalo de tempo é executada com o objetivo de calcular todos os vetores de velocidade das células de Voronoi:

$$\mathbf{v}^{(\Delta t/2)} = \mathbf{v}^{(0)} + \frac{1}{2} \frac{\mathbf{F}^{(0)}}{m} \Delta t \quad (3.6)$$

$$\omega^{(\Delta t/2)} = \omega^{(0)} + \frac{1}{2} \frac{\mathbf{M}^{(0)}}{I} \Delta t \quad (3.7)$$

Devido ao fato de que este cálculo seja realizado apenas uma vez, o método mantém sua precisão de segunda ordem.

Para o presente esquema explícito, uma força de amortecimento não-viscosa F^d é aplicada a cada célula de Voronoi em cada passo de tempo, a qual é definida por:

$$F^d = -\alpha |F| \text{sign}(V) \quad (3.8)$$

onde α é o fator de amortecimento; $|F|$ é a força desequilibrada em uma célula de Voronoi; e $\text{sign}(V)$ é o sinal da velocidade. Essa expressão é aplicada de maneira separada a cada grau de liberdade.

3.2 EXERCÍCIOS DE VALIDAÇÃO DO PROGRAMA UNBLOCKS

No sentido de checar se o código do programa UnBlocks funciona conforme esperado, uma série de simulações foram realizadas para as quais existem soluções analíticas conhecidas. São apresentadas agora seis análises de validação com as respostas numéricas obtidas, as soluções analíticas encontradas e o erro obtido. Todas as análises de validação aqui apresentadas foram realizadas com o uso do modelo Lattice RMCR. A validação do modelo MLMC será apresentada no próximo capítulo com a sua aplicação em simulações 3D de dois casos de túneis escavados em meios rochosos fraturados. As análises de validação realizadas com o programa UnBlocks foram:

1. Simulação de aceleração de um corpo em queda livre.
2. Cálculo do fator de segurança de um bloco deslizando sobre um plano inclinado.
3. Cálculo do fator de segurança de um bloco deslizando sobre dois planos inclinados.

4. Análise de um problema clássico de tombamento de blocos apresentado por Goodman & Bray (1976).
5. Estudo do modo de fraturamento obtido em modelos numéricos de dois conhecidos ensaios laboratoriais.
6. Análise 3D das tensões e deformações de um material elástico e homogêneo.

3.2.1 ACELERAÇÃO EM QUEDA LIVRE

Nesta primeira análise de validação, um corpo cúbico de 10x10x10 m foi simulado em queda livre e com uma aceleração $|\mathbf{a}| = 10\text{m/s}^2$ e o deslocamento no decorrer do tempo foi comparado com o fornecido pela equação analítica:

$$D_z = |\mathbf{a}| \frac{t^2}{2} \quad (3.9)$$

onde D_z é o deslocamento vertical, $|\mathbf{a}|$ é o módulo da aceleração, e t é o tempo decorrido.

A Fig. 3.7 apresenta em forma de um gráfico de deslocamento vertical x tempo de simulação o resultado numérico e analítico. Ambas as curvas se coincidem, pois o resultado numérico segue o analítico de forma precisa dentro do tempo total estudado de 5×10^{-3} s.

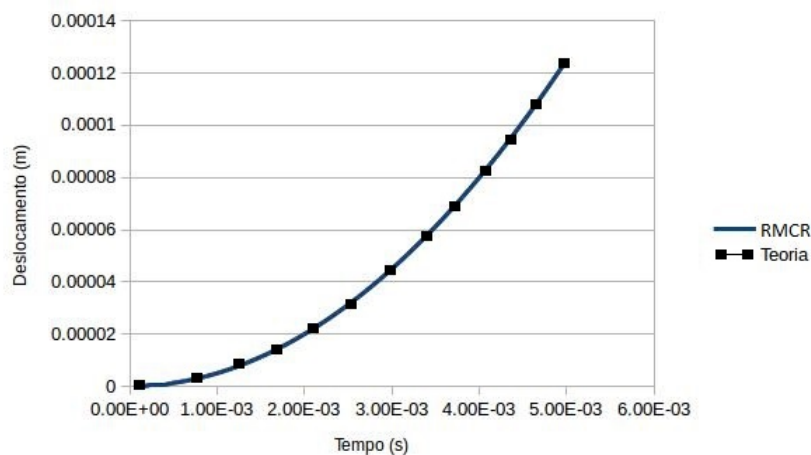


Figura 3.7: Resultado de deslocamento vertical x tempo de simulação de ambas as análises numérica e analítica.

3.2.2 BLOCO SOBRE UMA DESCONTINUIDADE PLANA

O problema de deslizamento de um bloco sobre uma descontinuidade plana foi analisado pelo código numérico desenvolvido. O modelo consistiu de um bloco cúbico de 10x10x10 m com uma descontinuidade mergulhando com um ângulo de 45°. A aceleração da gravidade adotada foi $|a| = 10m/s^2$ e o ângulo de atrito da descontinuidade no início da simulação foi de 52°. Ademais, foi definido para o bloco um módulo de elasticidade igual a 10 GPa e um coeficiente de Poisson igual a zero. Para a descontinuidade, foram adotadas uma rigidez normal e de cisalhamento iguais a 10 GPa/m. Na simulação, um fator de segurança unitário foi incrementado em intervalos de 0,025 até o instante da ruptura do bloco por deslizamento. Para cada incremento do FS, o valor foi mantido constante até que a energia cinética total do modelo reduzisse a um valor inferior a 10^{-5} J.

Conforme análise analítica, o fator de segurança desse problema é igual a 1,16. Como mostrado na Fig. 3.8, o FS numérico obtido foi igual a 1,175. Assim, o erro obtido foi de aproximadamente 1,3%. O FS poderia ser mais preciso caso o incremento definido tivesse sido menor. A mesma figura apresenta o gráfico de deslocamento total x tempo de simulação indicando os instantes em que o FS era acrescido de 0,025 até o momento em que a ruptura por deslizamento foi observada.

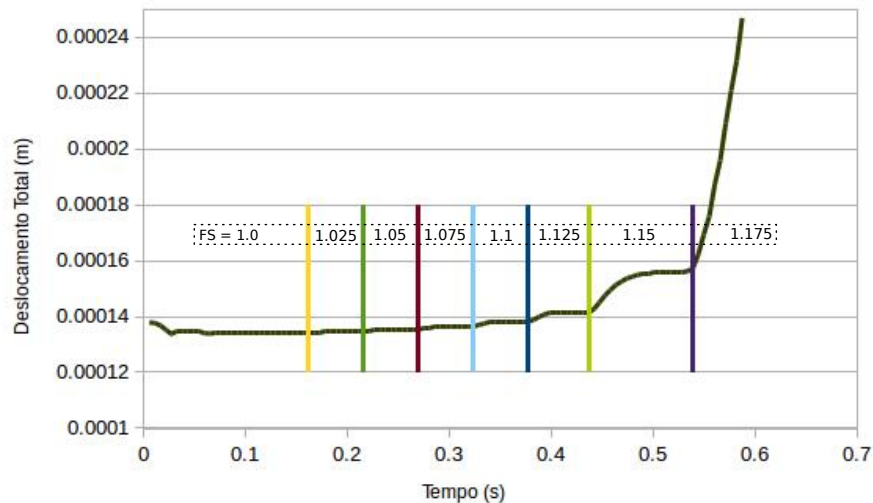


Figura 3.8: Resultado de deslocamento total x tempo de simulação da análise numérica e fatores de segurança aplicados.

3.2.3 BLOCO SOBRE DUAS DESCONTINUIDADES PLANAS

No terceiro exercício de validação, um bloco cúbico de 10x20x10 m foi cortado por duas descontinuidades planas e o fator de segurança do deslizamento do bloco resultante sobre elas serviu como verificação do programa. O módulo de Young da rocha foi assumido igual a 50 GPa e o coeficiente de Poisson igual a 0,3. A Fig. 3.9 apresenta uma ilustração do problema analisado. Para as descontinuidades foram assumidos ângulos de atrito iniciais de 35° e 45° para as descontinuidades #1 e #2 respectivamente e um único valor de rigidez normal e de cisalhamento igual a 1 GPa/m. As descontinuidades foram inseridas com as orientações indicadas na Fig. 3.10. Novamente, um fator de segurança unitário foi incrementado em intervalos de 0,05 até o instante da ruptura do bloco por deslizamento.

Conforme o resultado da análise analítica apresentado na Fig. 3.10, o fator de segurança desse problema é igual a 1,21. O fator de segurança numérico encontrado foi 1,20 e o erro obtido menor que 1%.

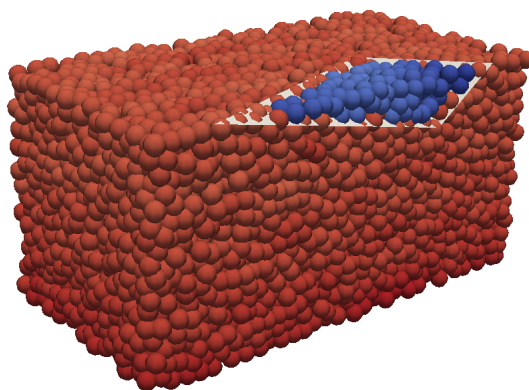


Figura 3.9: Terceiro exercício de validação: deslizamento de bloco sobre duas descontinuidades planas.

3.2.4 TOMBAMENTO DE GOODMAN & BRAY

O tombamento trata-se de um modo de ruptura de taludes que envolve a rotação de blocos com ou sem ruptura por flexão. De acordo com Goodman & Bray (1976), esse modo de ruptura ocorre

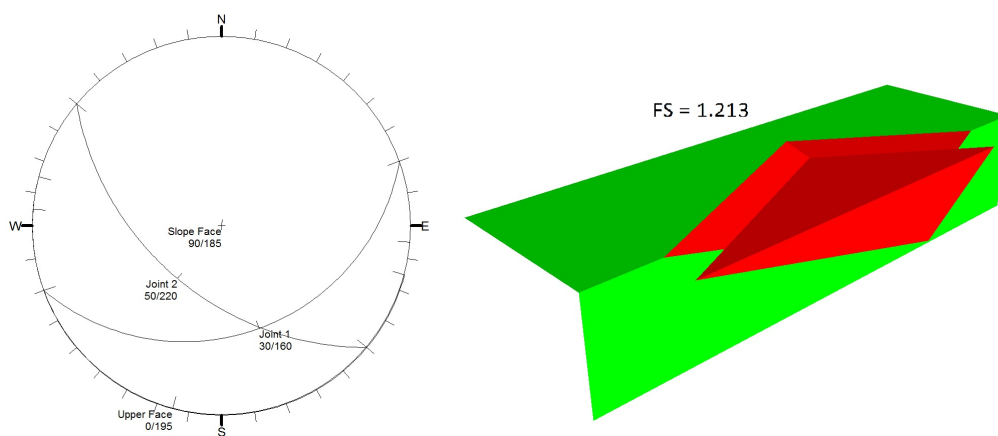


Figura 3.10: Orientação das descontinuidades e fator de segurança encontrado analiticamente pelo software Swedge da Rocscience.

nos mais variados tipos de maciços rochosos. Embora a ruptura por tombamento normalmente não produza escorregamentos de alta velocidade, caso não seja controlado o volume de material afetado pode ser grande.

Em virtude da relevância desse modo de ruptura na mecânica das rochas e buscando validar o programa UnBlocks, foi realizada uma análise de um problema de tombamento clássico apresentado originalmente por Goodman & Bray (1976), cujo fator de segurança é conhecido. A Fig. 3.11 apresenta a geometria do talude a ser analisado. O talude consiste em 16 blocos de peso específico igual a 25 kN/m^3 mantidos estáveis pelo atrito na base e entre os blocos e por uma carga horizontal aplicada no bloco situado ao pé do talude. Para um fator de segurança unitário, o ângulo de atrito deve ser igual a 38,15 graus e a força no pé do talude deve ser igual a 500 N/m.

Para a simulação, foi adotado um coeficiente de elasticidade para a rocha de 10 GPa e um coeficiente de Poisson igual a zero. Para as descontinuidades, foram adotados valores de rigidez normal e de cisalhamento iguais a 1,0 GPa/m e 0,1 GPa/m respectivamente.

No programa, aplicando-se um ângulo de atrito de valor 1% menor que o valor necessário para a estabilidade, obtém-se o quadro de ruptura apresentado na Fig. 3.12. Vale observar que os blocos 15 e 16, indicados pelo círculo verde, permanecem estáveis, os blocos 1, 2 e 3, indicados pelo círculo vermelho, rompem por deslizamento e os demais blocos apresentam ruptura por tombamento. O programa indica a ruptura no instante em que o maior deslocamento calculado no modelo torna-se maior que 2 cm.

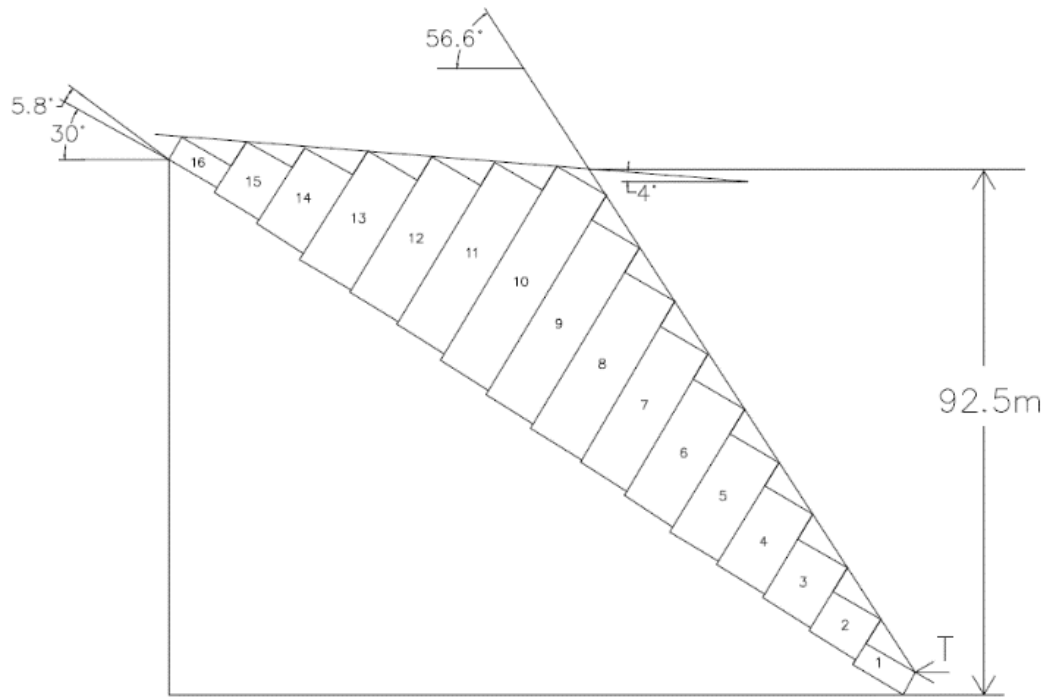


Figura 3.11: Geometria do problema de tombamento analisado

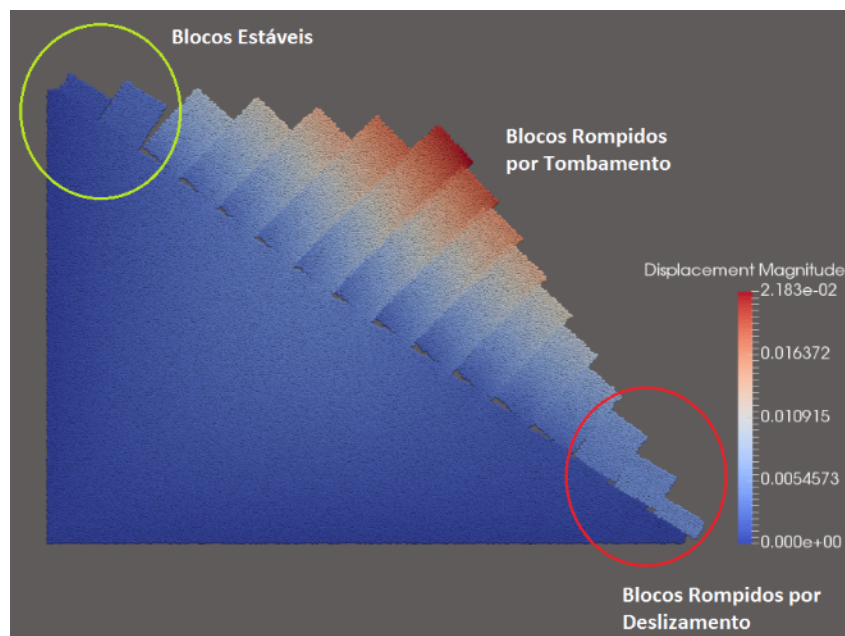


Figura 3.12: Modos de ruptura observados numericamente na análise de tombamento

Quando um valor de ângulo de atrito 1% maior que o valor para a estabilidade foi utilizado, o programa convergiu para a estabilidade após um curto deslocamento em virtude do assentamento elástico do material devido ao seu peso próprio.

Concluindo, os modos de ruptura e o fator de segurança indicados pelo programa foram corretos dentro do intervalo de precisão verificado de 0,38 graus no valor do ângulo de atrito. Ademais, os modos de ruptura indicados para os blocos também estão de acordo com a teoria. A Fig. 3.13 apresenta o resultado para a mesma análise realizada no programa RocTopple da RocScience, sendo observados modos de ruptura semelhantes para os blocos do talude. Vale ressaltar que o método adotado pelo RocTopple é o de equilíbrio limite, o qual não leva em conta a deformabilidade e a distribuição das tensões entre os blocos como é feito no UnBlocks.

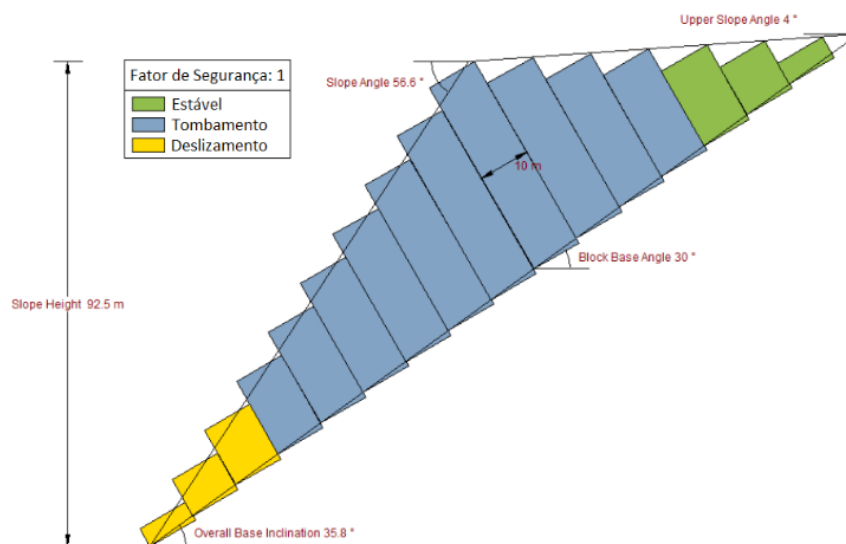


Figura 3.13: Modos de ruptura observados pelo programa RocTopple.

3.2.5 MODOS DE FRATURAMENTO 2D

Com o objetivo de verificar se o modelo constitutivo elasto-frágil das interfaces entre as células Voronoi é capaz de simular processos de fraturamento complexos, duas análises foram realizadas visando reproduzir trajetórias muito conhecidas de fraturamento: a primeira análise tratou-se de uma compressão não-confinada de uma placa de 5 m x 10 m apresentando uma fratura preexistente inclinada de 45 graus com 2,1 m de comprimento; a segunda análise tratou-se

do cisalhamento de uma placa de concreto de 1 m x 1 m a qual possui duas curtas aberturas simétricas. Em ambos os problemas, o módulo de Young adotado foi de 26 GPa e a resistência à tração na escala meso foi igual a 3 MPa. Vale enfatizar que nesse exercício não se busca uma comparação de um valor numérico com uma resposta analítica, mas apenas uma apreciação visual da trajetória de fraturamento com o usualmente observado em laboratório. A Fig 3.14 apresenta lado-a-lado a trajetória de fraturamento usualmente obtida em ensaio laboratorial e a observada numericamente em ambas as análises, indicando que as trajetórias obtidas numericamente são coerentes. É importante afirmar que essas trajetórias não são muito dependentes de propriedades do material como tenacidade à fratura e elasticidade.

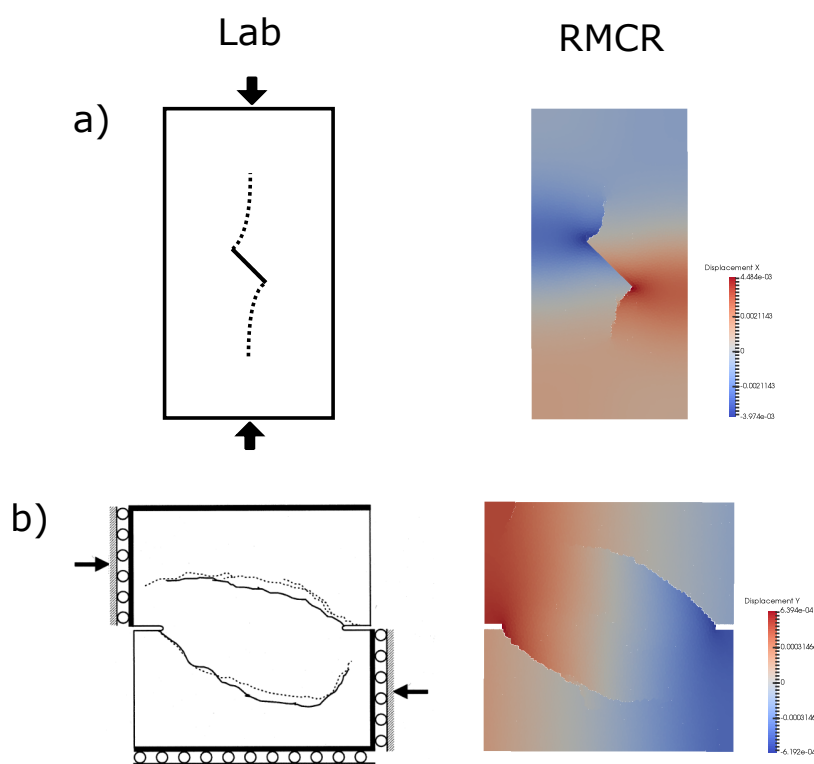


Figura 3.14: Trajetórias de fraturamento usualmente obtidas em laboratório e observadas numericamente.

3.2.6 ANÁLISE ELÁSTICA-HOMOGÊNEA 3D

Um caso de análise elástica de um material homogêneo isotrópico foi realizado no sentido de verificar a precisão do cálculo do estado de tensão e do campo de deslocamento obtidos pelo UnBlocks. O modelo consiste em um bloco de 10x10x10 m, com um módulo de elasticidade igual

a 10 kPa e um coeficiente de Poisson igual a 0,3. As condições de contorno do modelo foram de tensão vertical no sentido contrário ao eixo z igual a 100 N/m^2 , tensão horizontal no sentido contrário ao eixo y de 200 N/m^2 e um deslocamento imposto no sentido contrário ao eixo x de 0,1 m. Nas demais superfícies livres, uma condição de rolamento foi definida. A Fig. 3.15 apresenta um esquema do modelo com as condições de contorno.

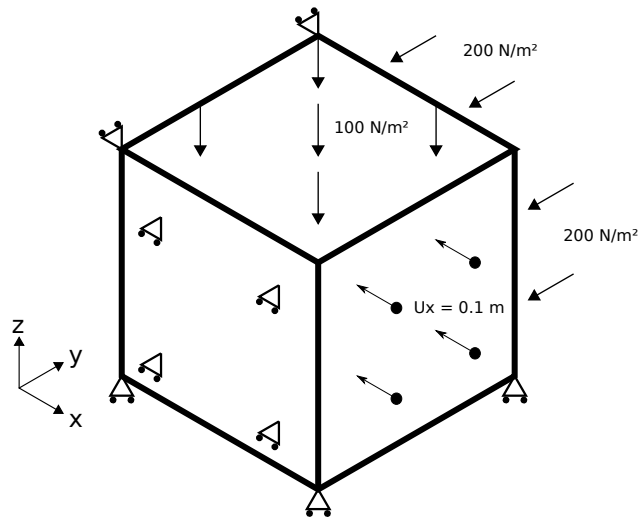


Figura 3.15: Condições de contorno da análise elástica 3D.

O resultado numérico segue apresentado nas Figs. 3.16, 3.17, 3.18, 3.19, 3.20 e 3.21. A tensão em x foi de -190 N/m^2 , a tensão em y foi de -200 N/m^2 e a tensão em z foi de -100 N/m^2 (valores negativos para compressão). O deslocamento máximo em cada direção foi de $-0,0999 \text{ m}$ na direção x, $-0,113 \text{ m}$ na direção y e de $0,017 \text{ m}$ na direção z. O resultado obtido para as tensões foi idêntico ao definido por análise analítica em todos os pontos do modelo. O campo de deslocamentos apresentou uma precisão alta, com apenas o valor do deslocamento em x sendo inferior ao definido analiticamente como igual a $-0,1 \text{ m}$.

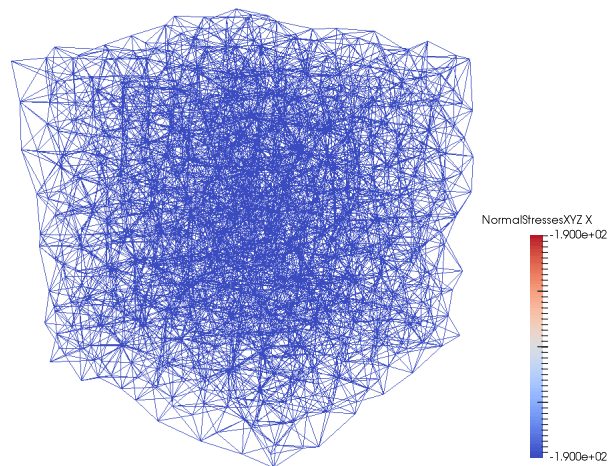


Figura 3.16: Resultado do modelo numérico: campo de tensões em x. O mesmo valor de tensão em todos os pontos do modelo pode ser observado.

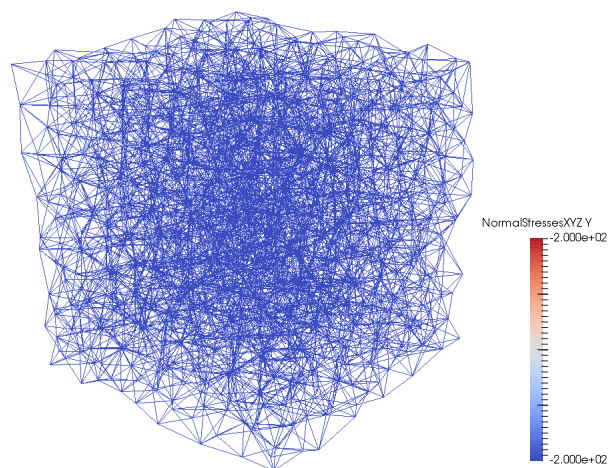


Figura 3.17: Resultado do modelo numérico: campo de tensões em y. O mesmo valor de tensão em todos os pontos do modelo pode ser observado.

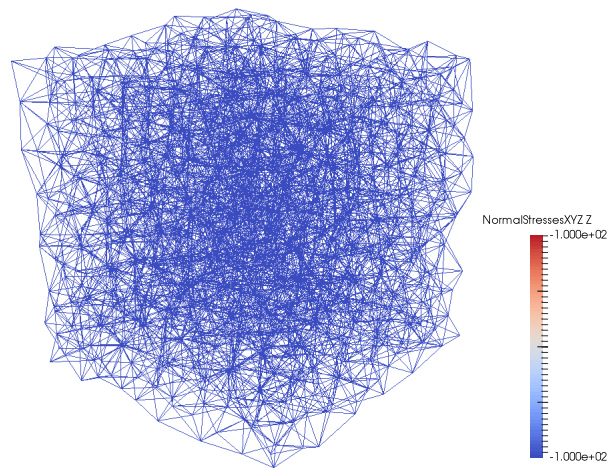


Figura 3.18: Resultado do modelo numérico: campo de tensões em z. O mesmo valor de tensão em todos os pontos do modelo pode ser observado.

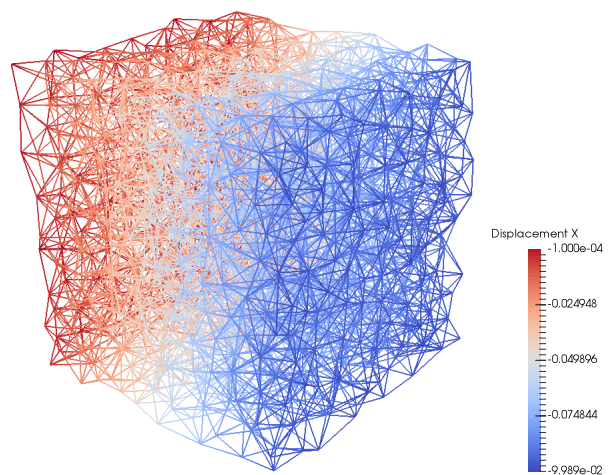


Figura 3.19: Resultado do modelo numérico: campo de deslocamentos em x.

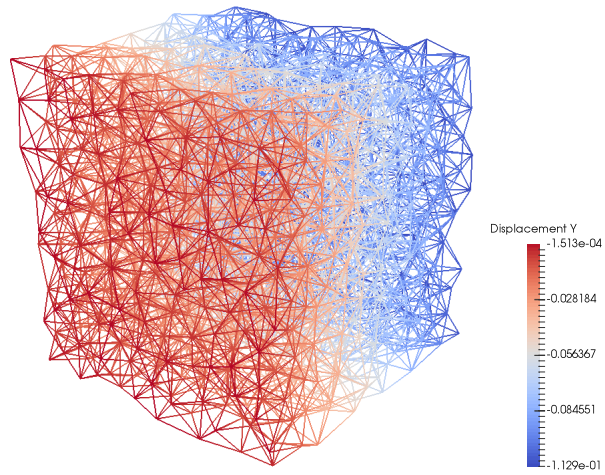


Figura 3.20: Resultado do modelo numérico: campo de deslocamentos em y.

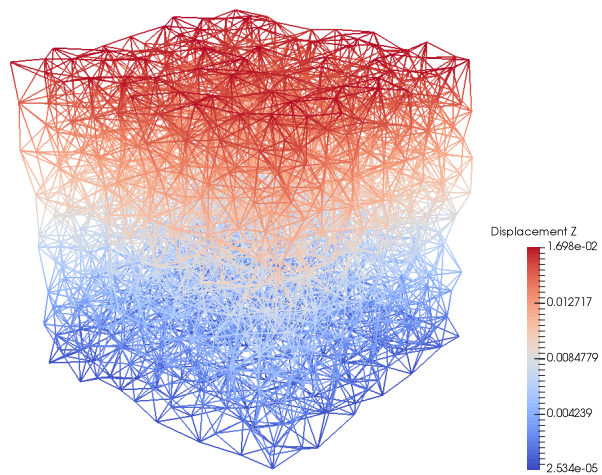


Figura 3.21: Resultado do modelo numérico: campo de deslocamentos em z.

4 ANÁLISE DE TÚNEIS PELO MLMC

Neste capítulo, o modelo Lattice MLMC foi combinado com o método RFD e a formulação do MJL para a simulação de túneis escavados em maciços rochosos fraturados. O objetivo consistiu em demonstrar o potencial desta abordagem na realização de análises de estabilidade. Neste sentido, dois casos de túneis em rocha publicados por Cording & Mahar (1974) foram retro-analisados e os resultados numéricos comparados com o comportamento real observado durante as escavações.

Os casos analisados são de túneis construídos em maciços rochosos nas cidades de Washington, DC e Nova York. Em ambos os casos selecionados, o tipo de rocha encontrado foi o Quartzo-Mica-Xisto e o sistema de descontinuidades era bem desenvolvido, apresentando entre três a quatro famílias de fraturas.

4.1 PRIMEIRO ESTUDO DE CASO

O primeiro caso analisado diz respeito a uma ruptura profunda que ocorreu devido à ação combinada de uma zona de cisalhamento paralela à foliação e de uma zona de cisalhamento conjugada que mergulhava em sentido oposto à foliação. Segundo Cording & Mahar (1974), uma cunha de teto colapsou o suporte temporário de uma seção de 15 m de comprimento do túnel.

O sistema de descontinuidades no local da ruptura consistia de quatro famílias:

- descontinuidades paralelas à foliação da rocha, mergulhando para o leste.
- descontinuidades perpendiculares à foliação, mergulhando para o sul.
- descontinuidades conjugadas paralelas à foliação, mas mergulhando na direção oposta.
- descontinuidades perpendiculares à foliação, mas mergulhando para o norte.

De acordo com a geologia estrutural do local, as zonas de cisalhamento consistiam de rocha fraturada e existiam com um espaçamento variando entre 30 m a mais de 150 m. A ocorrência

simultânea da zona de cisalhamento paralela à foliação e paralela à família conjugada foi a chave da ruptura mencionada.

As quatro famílias de descontinuidades tiveram seu espaçamento variando entre 0,6 e 1,5 m, persistência variando de 3 m a mais de 15 m e uma condição de planaridade variando entre planar a ligeiramente ondulado. A qualidade média da rocha era boa, no entanto, a qualidade encontrada para a rocha nas zonas de cisalhamento foi de pobre a muito pobre.

Seguindo as informações fornecidas por Cording & Mahar (1974), foi possível elaborar um modelo de Rede de Fraturas Discretas do sistema de descontinuidades in-situ. A direção de mergulho e o ângulo de mergulho foram fornecidos de maneira ilustrativa por esses autores, a intensidade de fraturamento P32 pôde ser estimada por meio do espaçamento médio de cada família, e a persistência das descontinuidades foi apresentada e assumida como sendo igual ao diâmetro dos discos de Poisson do modelo de Baecher.

A Tab. 4.1 mostra os parâmetros adotados no modelo RFD elaborado. É importante afirmar que nenhuma informação foi apresentada com relação à dispersão da orientação das descontinuidades. Portanto, uma distribuição de Fisher foi adotada com o valor do parâmetro K assumido igual a 200 para todas as famílias. Porém, vale afirmar que a forma correta de obter o parâmetro K é mediante análise por estereograma dos pólos obtidos para as famílias de descontinuidades de um maciço rochoso.

Tabela 4.1: Parâmetros do modelo RFD do primeiro caso.

Família	P32 (m^2/m^3)	Direção de mergulho (°)	Mergulho (°)	Raio médio (m)	Fisher K
1	1,29	079	75	7	200
2	1,07	160	70	1,5	200
3	1,29	259	75	7	200
4	0,63	350	80	1,5	200

Com base em uma revisão da literatura, parâmetros de resistência e deformabilidade foram adotados para a rocha encontrada. Neste trabalho, foi assumido uma densidade de 2600 kg/m^3 , módulo de Young de 20 GPa, coeficiente de Poisson igual a 0,28, e uma resistência à tração igual a 8 MPa. A resistência das descontinuidades foi definida pelo modelo de Patton, com um ângulo de atrito e de dilatância constantes. Os parâmetros de resistência e deformabilidade das

descontinuidades foram assumidos da seguinte forma: rigidez normal igual a 30 GPa/m, rigidez ao cisalhamento igual a 3 GPa/m, ângulo de dilatação igual a 5 graus e ângulo de atrito igual a 15 graus. Os parâmetros de resistência foram estimados com base nas observações feitas in-situ. As descontinuidades e a matriz de rocha intacta juntas geram um maciço rochoso sintético com um módulo de elasticidade igual a aproximadamente 5 GPa.

As dimensões do túnel do primeiro caso estudado estão apresentadas na Fig. 4.1. Para as simulações numéricas, duas dimensões de malha foram utilizadas: uma malha grosseira para o maciço rochoso posicionado a uma distância maior que um diâmetro equivalente do túnel, e uma malha fina para o material mais próximo que um diâmetro equivalente. As dimensões do modelo numérico e o esquema de malha seguem apresentados na Fig. 4.2 e os parâmetros, propriedades de meso-escala e comportamento macroscópico do modelo numérico são mostrados na Tab. 4.2. As dimensões do modelo e os tamanhos da malha foram definidos de forma a evitarem efeitos das fronteiras e de poder haver a representação do volume do bloco médio do sistema de fraturas do modelo em toda a região com distância menor que um diâmetro equivalente das paredes do túnel. As propriedades de meso-escala foram definidas mediante um processo de calibração por tentativa-e-erro. A tensão in-situ foi assumida como sendo igual a 1,5 MPa em ambas as direções horizontal e vertical.

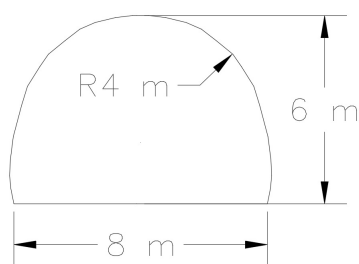


Figura 4.1: Dimensões do túnel do primeiro caso estudado.

Devido à natureza estocástica do modelo RFD adotado, três simulações foram realizadas a fim de obter uma melhor compreensão dos possíveis mecanismos de ruptura do túnel. Embora três simulações sejam insuficientes para obter uma representação média do comportamento do maciço, nessa pesquisa apenas uma ideia desse comportamento está sendo buscada com o objetivo de avaliar o potencial da ferramenta numérica desenvolvida. Em cada simulação, um sistema de

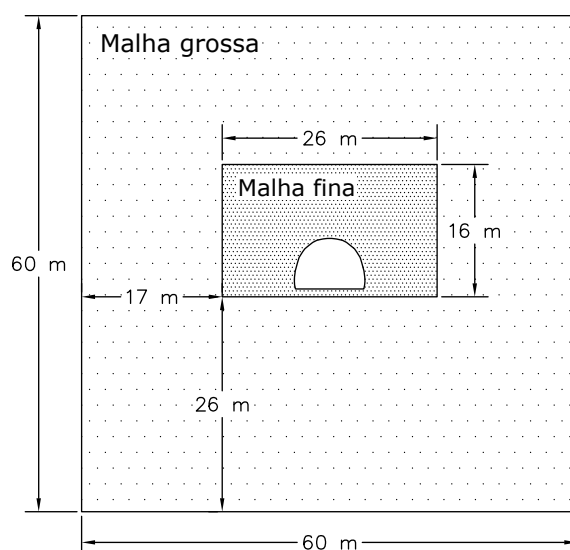


Figura 4.2: Dimensões do modelo e esquema de malha adotado para o primeiro caso, sendo a profundidade do modelo igual a 10 m. O tamanho do modelo foi definido no sentido de evitar interferências no resultado devido à proximidade com as bordas e o tamanho da malha foi definido de forma que o modelo representasse o bloco de volume médio do sistema de fraturas (Rasmussen et al., 2018b).

Tabela 4.2: Parâmetros de meso escala, obtidos mediante calibração por tentativa-e-erro e comportamento macroscópico do modelo no primeiro caso analisado. Como o comportamento macro do modelo e os parâmetros da escala meso dependem do tamanho da malha adotado, para cada malha de tamanho diferente um processo de calibração foi realizado.

Parâmetro	Propriedade Meso	Propriedade Macro
<i>Parâmetros da malha fina no entorno do túnel</i>		
Resolução da malha (m)	0,3	
Coefficiente de Poisson	-	0,28
Módulo de Young (GPa)	48	20
Resistência à tração (MPa)	24	8
<i>Parâmetros da malha grossa afastada</i>		
Resolução da malha (m)	2,2	
Coefficiente de Poisson	-	0,29
Módulo de Young (GPa)	12	5

descontinuidades completamente diferente foi gerado seguindo as regras estatísticas definidas anteriormente. A Fig. 4.3 mostra os seguintes resultados de cada execução do modelo: uma representação ilustrativa do modelo RFD gerado; o modelo numérico do maciço rochoso; o resultado da análise com os blocos instáveis de rocha apresentando um fator de segurança menor que a unidade; e os pontos no modelo onde a resistência à tração da rocha foi superada ocasionando a geração de micro-fraturas.

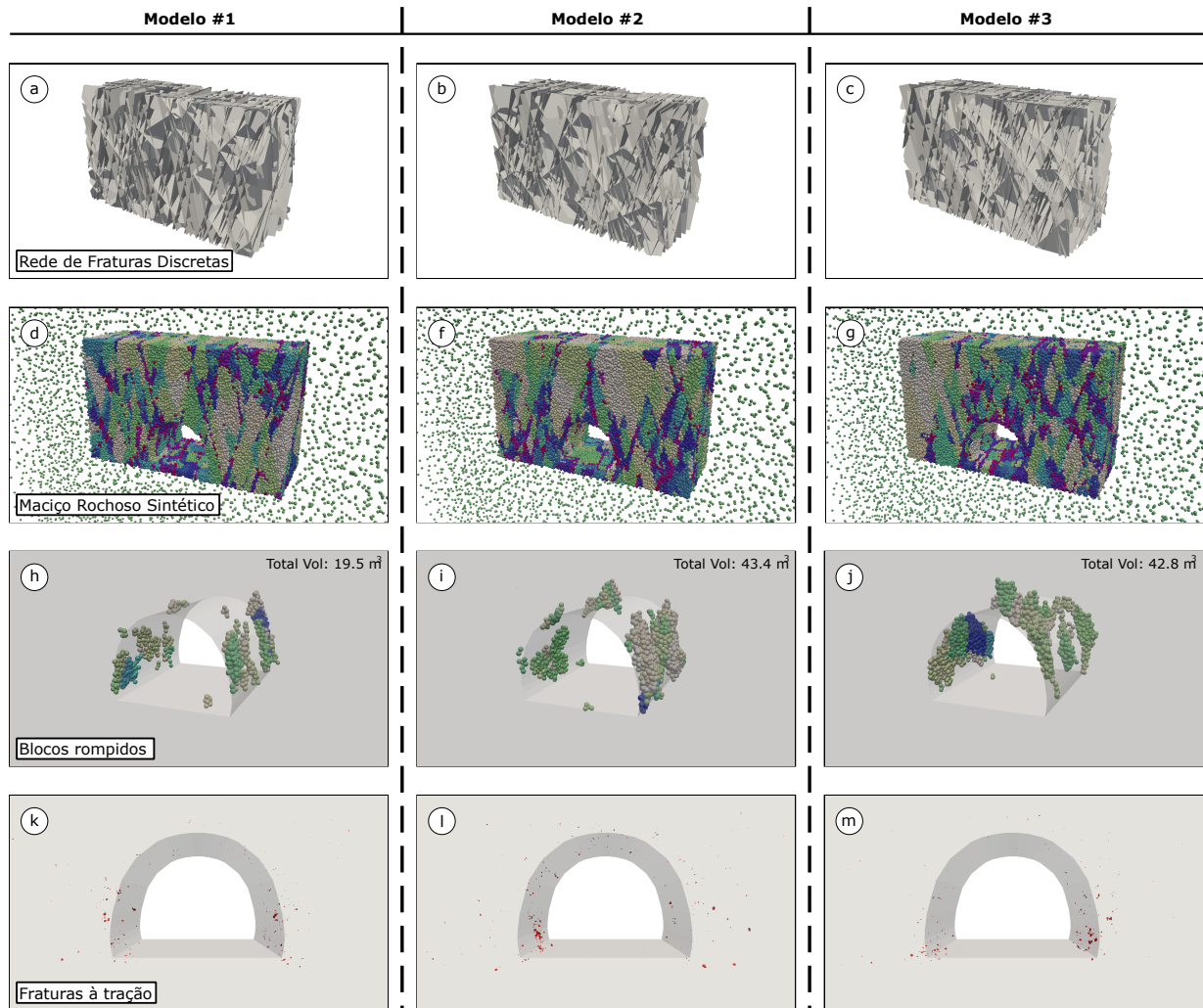


Figura 4.3: Resultados dos três modelos executados para o primeiro caso: (a-c) Rede de Fraturas Discretas; (d-g) Maciço rochoso sintético; (h-j) Blocos rompidos e volume total; (k-m) Fraturas de tração (Rasmussen et al., 2018b).

Cording & Mahar (1974) fizeram um esboço da seção mais crítica do túnel, onde uma grande cunha de teto formada pela intersecção de duas zonas de cisalhamento rompeu. Esta ilustração foi digitalizada e está apresentada na Fig. 4.4.

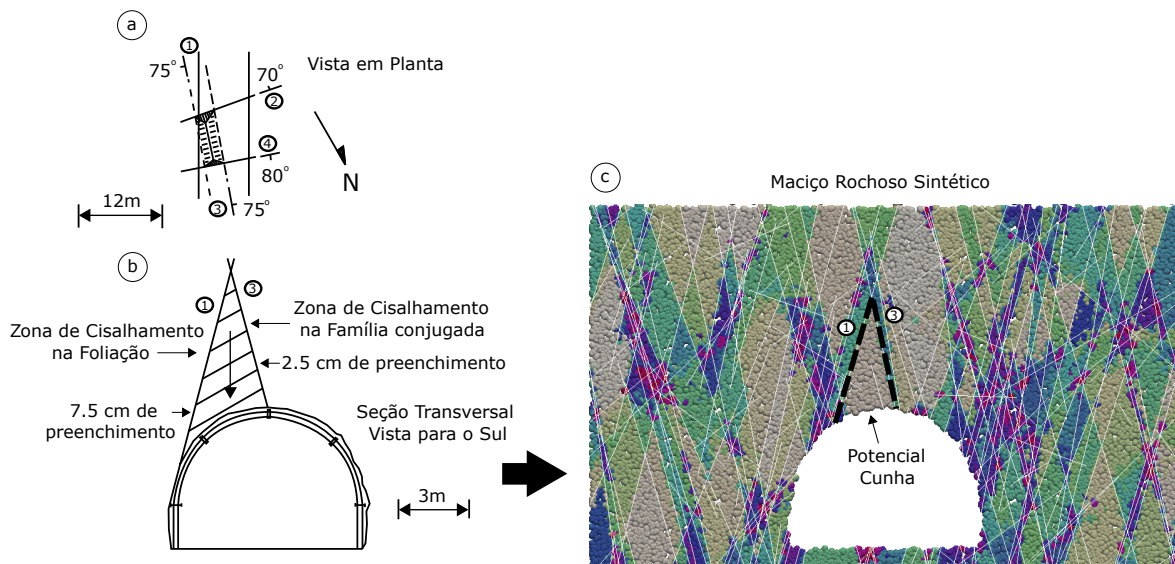


Figura 4.4: Esboço digitalizado de Cording & Mahar (1974) para o primeiro caso e seção transversal do modelo numérico mostrando: (a) orientação das fraturas; (b) bloco de teto crítico observado; (c) Seção transversal do maciço rochoso sintético com o potencial bloco de teto crítico indicado (Rasmussen et al., 2018b).

Nas análises realizadas, as zonas de cisalhamento não foram modeladas, e apenas as propriedades de resistências médias das famílias de descontinuidades foram empregadas. Por esse motivo, os resultados não apresentaram a grande ruptura de cunha no teto. No entanto, a Fig. 4.4 apresenta uma seção transversal do primeiro modelo numérico executado, mostrando que uma grande cunha no teto realmente poderia se formar e ocasionar a ruptura do túnel.

Cording & Mahar (1974) também deram mais detalhes sobre o comportamento do túnel. De acordo com estes autores, a presença das famílias de descontinuidades paralela a foliação e conjugada com orientação relativa ao eixo do túnel menor que 25 graus foram responsáveis por diversas rupturas nas paredes laterais. Nos resultados das simulações apresentadas na Fig. 4.3, é possível ver que o problema de ruptura de blocos de rocha em ambas as paredes leste e oeste do túnel foi indicado. Portanto, as análises estão de acordo com as observações de campo.

4.2 SEGUNDO ESTUDO DE CASO

Um segundo caso relatado por Cording & Mahar (1974) se referiu a seção de um túnel onde apenas pequenas rupturas localizadas ocorreram devido à ausência de um sistema de descontinui-

dades bem desenvolvido. Diferentemente do caso anterior, no segundo caso as descontinuidades eram mais espaçadas e menos contínuas.

Neste caso, os autores afirmam que o sistema de descontinuidades consistiu em três famílias de fraturas:

- descontinuidades paralelas à foliação da rocha, mergulhando na direção noroeste.
- descontinuidades com baixo ângulo de mergulho, perpendiculares à foliação e mergulhando na direção nordeste.
- descontinuidades conjugadas aproximadamente paralelas à foliação, mas mergulhando sentido nordeste.

De acordo com a geologia estrutural in-situ, zonas de cisalhamento paralelas à foliação estavam presentes com espaçamentos maiores que 30 m. A primeira e a terceira família de descontinuidades tinham seu espaçamento variando entre 0,6 e 9 m, e a segunda família de descontinuidades tinha um espaçamento variando entre 5 m para mais de 60 m. As famílias tiveram uma persistência que variou de 1,5 m a mais de 9 m e uma condição de planaridade entre planar e ondulado. A qualidade média da rocha era boa, porém a qualidade da rocha nas zonas de cisalhamento foi mais uma vez de pobre a muito pobre.

Seguindo as informações fornecidas, um modelo RFD do sistema de descontinuidades foi elaborado. As mesmas hipóteses feitas para o primeiro caso foram assumidas novamente. A Tab. 4.3 mostra os parâmetros adotados no modelo RFD.

Tabela 4.3: Parâmetros do modelo RFD do segundo caso.

Família	P32 (m^2/m^3)	Direção de mergulho ($^{\circ}$)	Mergulho ($^{\circ}$)	Raio médio (m)	Fisher K
1	1,24	298	65	4,5	200
2	1,54	030	25	1,5	200
3	0,30	062	65	1,5	200

As simulações de retro-análise realizadas indicaram que a resistência à tração da rocha no segundo caso deveria ser menor que a do primeiro. Assim sendo, a resistência à tração foi assumida igual a 4 MPa enquanto que as outras propriedades foram mantidas iguais. As propriedades de deformabilidade das descontinuidades foram assumidas da seguinte forma: rigidez normal igual a

25 GPa/m e rigidez de cisalhamento igual a 2,5 GPa/m. Esses valores foram empregados de modo que o maciço rochoso sintético apresentasse um módulo de elasticidade igual a 5 GPa, ou seja, o mesmo valor adotado no primeiro caso estudado.

As dimensões do túnel do segundo caso estudado estão apresentadas na Fig. 4.5. Para as simulações numéricas, duas malhas foram novamente utilizadas: uma malha grosseira para o maciço rochoso mais distante que um diâmetro equivalente do túnel e uma malha fina para o material mais próximo que um diâmetro equivalente. As dimensões da simulação e o esquema de malha estão mostrados na Fig. 4.6 e os parâmetros de meso-escala e o comportamento macroscópico do modelo numérico estão mostrados na Tab. 4.4. As diretrizes adotadas para a definição do tamanho do modelo e das malhas Lattice adotadas e para a calibração das propriedades na escala meso da rocha foram as mesmas apresentadas no primeiro estudo de caso anterior. A tensão in-situ foi assumida mais uma vez como sendo igual a 1,5 MPa em ambas as direções horizontal e vertical.

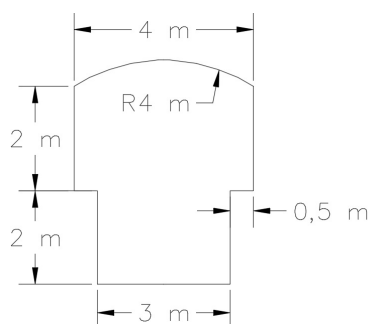


Figura 4.5: Dimensões do túnel do segundo caso estudado.

Novamente, três execuções de modelo numérico foram realizadas para obter uma melhor compreensão dos potenciais mecanismos de ruptura do túnel. A Fig. 4.7 mostra os seguintes resultados para cada modelo executado: uma representação ilustrativa do modelo RFD; o modelo numérico; o resultado da análise apresentando os blocos de rocha instáveis com um fator de segurança menor que 1,0; e pontos do modelo em que a resistência à tração da rocha foi superada e ocasionou a geração de fraturas. Nessa figura, os blocos de rocha estão sendo mostrados com cores diferentes associadas à eles de forma aleatória.

Cording e Mahar (1974) fizeram um esboço da seção mais crítica do túnel, onde se formaram

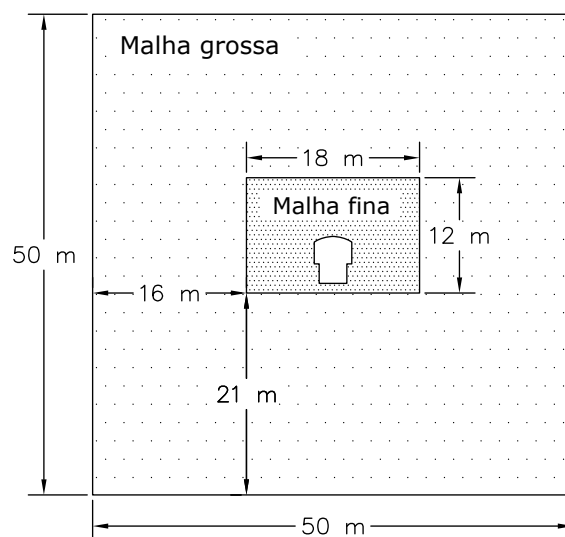


Figura 4.6: Tamanho da simulação e esquema de malha adotado para o segundo caso, sendo a profundidade do modelo de 10 m. O tamanho do modelo foi definido no sentido de evitar interferências no resultado devido à proximidade com as bordas e o tamanho da malha foi definido de forma que o modelo representasse o bloco de volume médio do sistema de fraturas (Rasmussen et al., 2018b).

cunhas devido à intersecção de fraturas. Esta ilustração foi digitalizada e está apresentada na Fig. 4.8. Esses autores também apresentaram um relato do comportamento observado in-situ durante a construção do túnel. Segundo eles, fraturamentos produzidos por tensões de tração no entorno da abertura do túnel foram observados. Além disso, não houveram rupturas de grandes blocos de rocha, mas apenas de algumas cunhas nas paredes laterais e no teto.

A Fig. 4.7 mostra que as observações de campo foram corretamente previstas nas análises numéricas: as partes (k) a (m) mostram zonas concentradas de fraturamento em torno do túnel devido à sua geometria não-suave; e as partes (h) a (j) mostram os blocos de rocha instáveis ao redor da abertura do túnel, os quais foram poucos.

A Fig. 4.8 apresenta uma seção transversal do segundo modelo numérico mostrando os blocos de rocha instáveis. Da figura, fica claro que o modelo numérico apresentou um comportamento semelhante ao que foi observado no túnel real.

Embora os resultados apresentados nas três simulações estejam razoavelmente de acordo com a experiência de campo, centenas de simulações deveriam ser realizadas para se ter uma visão robusta do real comportamento do modelo numérico. Como a simulação numérica é baseada em um modelo de sistema de descontinuidades estocástico, o qual não leva em consideração a

Tabela 4.4: Parâmetros de meso escala e comportamento macroscópico do modelo no segundo caso analisado. Os parâmetros foram calibrados por um processo de tentativa-e-erro, o qual foi realizado para cada tamanho de malha diferente adotado.

Parâmetro	Propriedade Meso	Propriedade Macro
<i>Parâmetros da malha fina no entorno do túnel</i>		
Resolução da malha (m)	0,29	
Coefficiente de Poisson	-	0,28
Módulo de Young (GPa)	46	20
Resistência à tração (MPa)	12	4
<i>Parâmetros da malha grossa afastada</i>		
Resolução da malha (m)	2,2	
Coefficiente de Poisson	-	0,29
Módulo de Young (GPa)	12	5

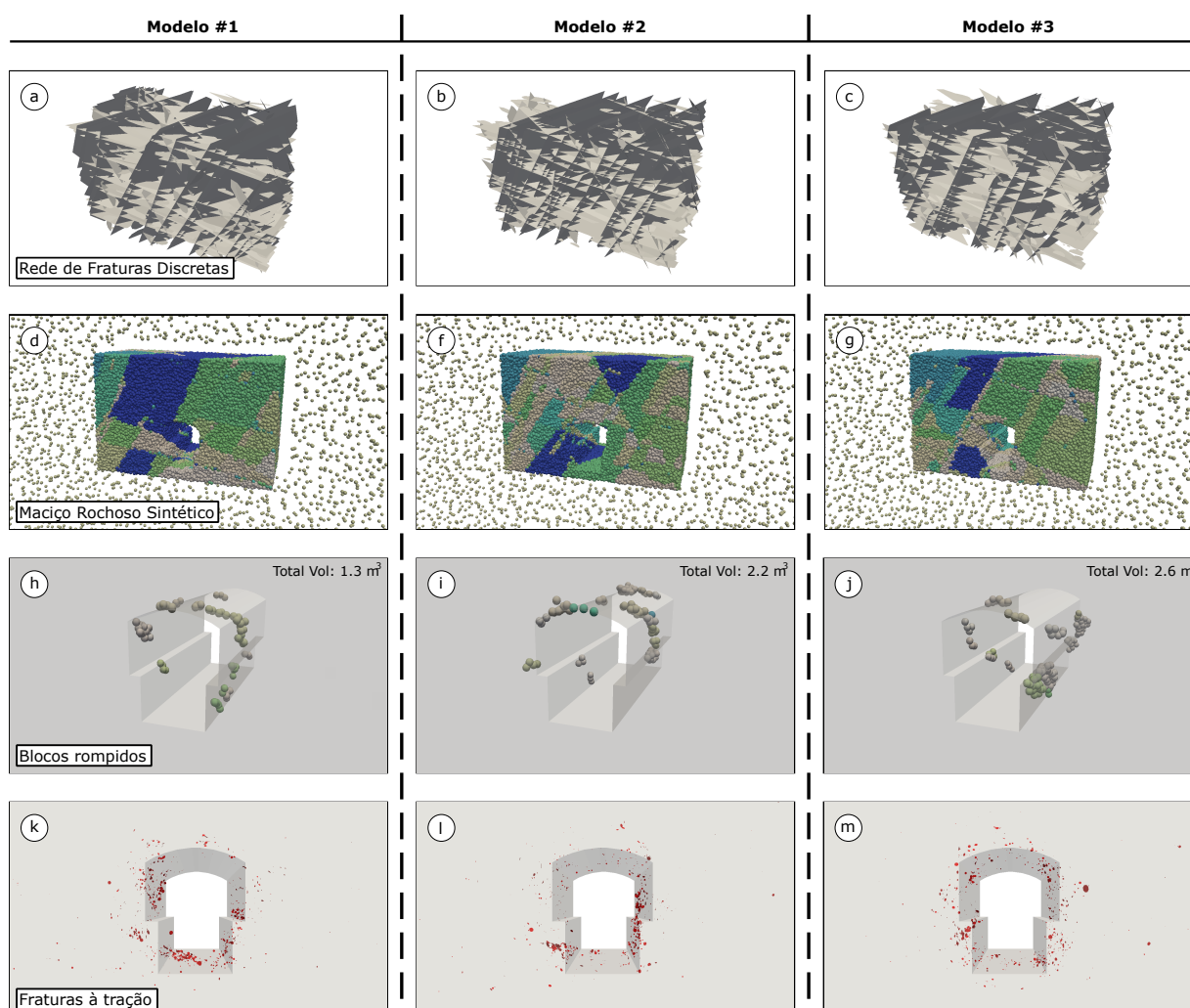


Figura 4.7: Resultados das três execuções do modelo para o segundo caso: (a-c) Rede de Fraturas Discretas empregada; (d-g) Maciço rochoso sintético gerado; (h-j) Vista dos blocos rompidos e volume total; (k-m) Pontos onde fraturas de tração foram formadas (Rasmussen et al., 2018b).

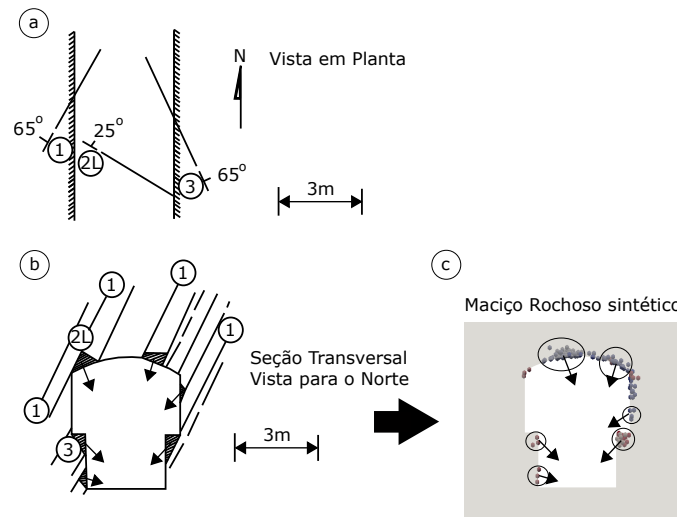


Figura 4.8: Esboço digitalizado de Cording & Mahar (1974) para o segundo caso e uma seção transversal da segunda simulação numérica: Orientação das fraturas; (b) Blocos rompidos observados no entorno do túnel; (c) Seção transversal do segundo resultado numérico para comparação (Rasmussen et al., 2018b).

posição real das fraturas, apenas um grande número de análises consegue fornecer uma ideia mais precisa do comportamento do modelo sob o ponto de vista da estatística. Em termos práticos, centenas de simulações realizadas poderiam ser tratadas para gerarem como resultado um mapa de probabilidades posicionais do túnel, mostrando em uma seção transversal curvas de iso-probabilidade de ruptura de blocos. A teoria a respeito de um mapa de probabilidades posicional e a sua construção serão melhores detalhadas no próximo capítulo.

4.3 CONCLUSÕES PRELIMINARES

O MLMC foi combinado com método RFD e a formulação do MJL com o objetivo de ser aplicado em simulações de túneis escavados em maciços rochosos fraturados. O método combinado foi aplicado na retro-análise de dois casos de túneis em rocha apresentados por Cording & Mahar (1974) como forma de validar a abordagem proposta e de verificar a sua competência em simulações de estabilidade de túneis em ambientes de baixo nível de confinamento.

A partir dos resultados apresentados, ficou claro que o método combinado foi capaz de indicar um comportamento numérico semelhante ao observado em campo. Este resultado é encorajador, na medida em que demonstra o potencial da metodologia para simulação de túneis em rocha.

A metodologia aplicou um esquema de integração numérica explícito e as análises foram realizadas em um laptop com processador i7 quad-core com um tempo médio de uma hora por simulação. Essa rápida velocidade de cálculo é devida às hipóteses simples sobre as quais se baseia o MLMC e pelo fato de que apenas interações locais são consideradas durante as etapas de cálculo.

Finalmente, as seguintes vantagens do método combinado devem ser destacadas: rápida velocidade de processamento das simulações, a rocha é deformável, a malha não apresenta problemas de convergência, e a rocha pode fraturar à tração. Embora o modelo constitutivo do material intacto seja o simples elasto-frágil, as descontinuidades podem assumir qualquer modelo constitutivo não-linear para representar o seu comportamento.

5 ANÁLISE PROBABILÍSTICA DE TÚNEIS

Devido às incertezas envolvidas nos projetos de engenharia de rochas, os métodos baseados em conceitos de probabilidade tem preferência sobre os métodos determinísticos (Johansson et al., 2016). A razão é que os métodos probabilísticos podem considerar os efeitos das incertezas de forma explícita. Isso se torna especialmente relevante no caso de escavações subterrâneas em rocha, devido à natureza estocástica das descontinuidades e dos parâmetros de resistência e deformabilidade dos materiais envolvidos.

Estudos têm sido realizados sobre a aplicação de abordagens probabilísticas levando em conta modelos de ruptura determinísticos (Chen et al., 1997; Park & West, 2001; Low & Einstein, 2013). No entanto, a principal desvantagem deste tipo de metodologia de análise reside na escolha de um mecanismo de ruptura apropriado. Já foi demonstrado que, dependendo do modelo determinístico selecionado, pode haver uma variação de até duas ordens de grandeza no resultado do valor de probabilidade de ruptura (Li & White, 1987). Além disso, esse tipo de método geralmente negligencia a probabilidade condicional relacionada à existência do modo de ruptura em consideração, a qual depende do sistema de fraturamento do maciço.

Para superar os problemas mencionados, as fraturas de um maciço rochoso também devem ser tratadas como variáveis aleatórias. O desenvolvimento do método Rede de Fraturas Discretas (Lei et al., 2017) e dos modelos de sistema de descontinuidades (Dershowitz & Einstein 1988) abriram o caminho neste sentido. Por outro lado, esses métodos não são mais passíveis de soluções analíticas simples e metodologias computacionais tornam-se obrigatórias.

Graças ao avanço da tecnologia de computação, novas ferramentas de análise que combinam o RFD com métodos probabilísticos vem sendo desenvolvidas. Com base na metodologia de análise vetorial de estabilidade de blocos proposta por Goodmand & Shi (1985) e Warburton (1981), programas de computador foram desenvolvidos para fazerem uso de modelos de RFD estocásticos na avaliação da probabilidade de ruptura de escavações (Jakubowski, 1995; Song et al., 2001; Merrien, 2012; Fu et al., 2016; Napa-García et al., 2017).

A teoria dos blocos-chaves e a abordagem de equilíbrio-limite são interessantes devido aos seus procedimentos de cálculo rápido. No entanto, suas principais desvantagens são a suposição de blocos rígidos, modelo constitutivo de juntas excessivamente simples e o fato de negligenciarem a redistribuição de tensões por arqueamento após a queda de um bloco. Como tentativa de resolver todos os problemas mencionados, ferramentas numéricas avançadas baseadas no Método dos Elementos Discretos foram combinadas com modelos RFD estocásticos para a realização de análises de estabilidade probabilísticas (Jakubowski, 2004; Brideau et al., 2012; Majid & Lanru, 2015; Ortiz et al., 2015; Baghbanan et al., 2017).

As formulações avançadas do MED são vantajosas, porque podem levar em consideração modelos avançados de tensão e deformação das juntas e os efeitos do arqueamento de tensões. Não obstante, sua aplicação em análises probabilísticas tem sido restringida por sua alta demanda computacional. Baseando-se em fundamentos teóricos ligeiramente diferentes, os modelos Lattice são uma classe de métodos numéricos discretos que têm o potencial de substituir as formulações MED em análises de estabilidade probabilística de escavações subterrâneas em maciços rochosos fraturados.

A principal hipótese dos modelos Lattice é que um meio pode ser discretizado por uma coleção de unidades discretas as quais interagem entre si por meio de elementos de mola (Starzewski, 2002). Apesar de simples, esses modelos podem fornecer uma representação explícita de sistemas de descontinuidades tridimensionais complexos (por exemplo, incluindo juntas não-persistentes e pontes rochosas). Também conseguem simular blocos de rocha deformáveis, efeitos de arqueamento de tensões e fraturamentos à tração (Cundall, 2011). Além disso, a sua formulação permite que os modelos Lattice realizem simulações até dez vezes mais rápidas do que códigos DEM convencionais (Read, 2009).

É importante mencionar que embora os modelos Lattice sejam mais rápidos que os métodos MED tradicionais, ainda não podem ser aplicados de forma prática com métodos probabilísticos, como a simulação de Monte Carlo. De acordo com Fairhurst (2017), os desenvolvimentos recentes na tecnologia de computação em nuvem trouxeram um grande aumento na velocidade computacional de métodos numéricos, como o MED. Dessa forma, a computação em nuvem

oferece uma solução potencial para as demandas de tempo restritivas das análises probabilísticas.

Neste capítulo será explorado a aplicação combinada do modelo Lattice MLMC e a simulação de Monte Carlo para a análise de estabilidade probabilística de escavações de túneis em ambientes de baixo nível de confinamento, onde a queda de blocos é o principal mecanismo de ruptura. Esta pesquisa é relevante, na medida em que tenta resolver as limitações das abordagens probabilísticas propostas anteriormente. O objetivo principal consiste em desenvolver uma metodologia probabilística que possa ser aplicada de forma prática em projetos de pesquisa e engenharia. Em uma tentativa de atingir esse objetivo, quatro contribuições foram propostas ao MLMC:

1. Implementação da técnica do maciço rochoso sintético (Ivars et al., 2011).
2. Programação do modelo constitutivo de Barton & Bandis para o comportamento de resistência e deformabilidade das juntas;
3. Conectividade a um serviço de computação em nuvem para a execução de simulações de Monte Carlo.
4. Apresentação dos resultados na forma de um mapa de probabilidades posicionais (Young & Hoerger, 1989).

Com as contribuições propostas, a nova metodologia de estabilidade probabilística traz as seguintes vantagens: blocos deformáveis, consideração de juntas não-persistentes e não-terminantes, possibilidade de ruptura a tração de rocha intacta, efeitos de arqueamento de tensões, um modelo constitutivo não-linear adequado de fraturas e execuções práticas de simulações de Monte Carlo devido à ação combinada de um modelo Lattice rápido com a tecnologia de computação em nuvem.

A fim de averiguar a capacidade da abordagem proposta, uma análise de estabilidade probabilística é realizada para uma seção de 8 m de um túnel raso sem sistema de suporte, denominado túnel Monte Seco, localizado no estado de Espírito Santo, Brasil. O resultado da análise probabilística é então comparado com a zona de dano real observada no entorno da escavação do túnel.

5.1 METODOLOGIA DE ANÁLISE PROBABILÍSTICA

Apesar do crescente interesse nos modelos Lattice pela comunidade científica de mecânica das rochas, ainda não foi realizado nenhum estudo que tente aproveitar as vantagens do método na realização de análises de estabilidade probabilística. Esta pesquisa procura preencher esta lacuna do conhecimento adaptando o MLMC com as contribuições propostas de modo a torná-lo adequado para a realização de análises de estabilidade probabilística de túneis em rocha. A nova metodologia de estabilidade probabilística proposta segue ilustrada na Fig. 5.1. Todos os passos apresentados na figura são explicados de forma detalhada nesta seção.

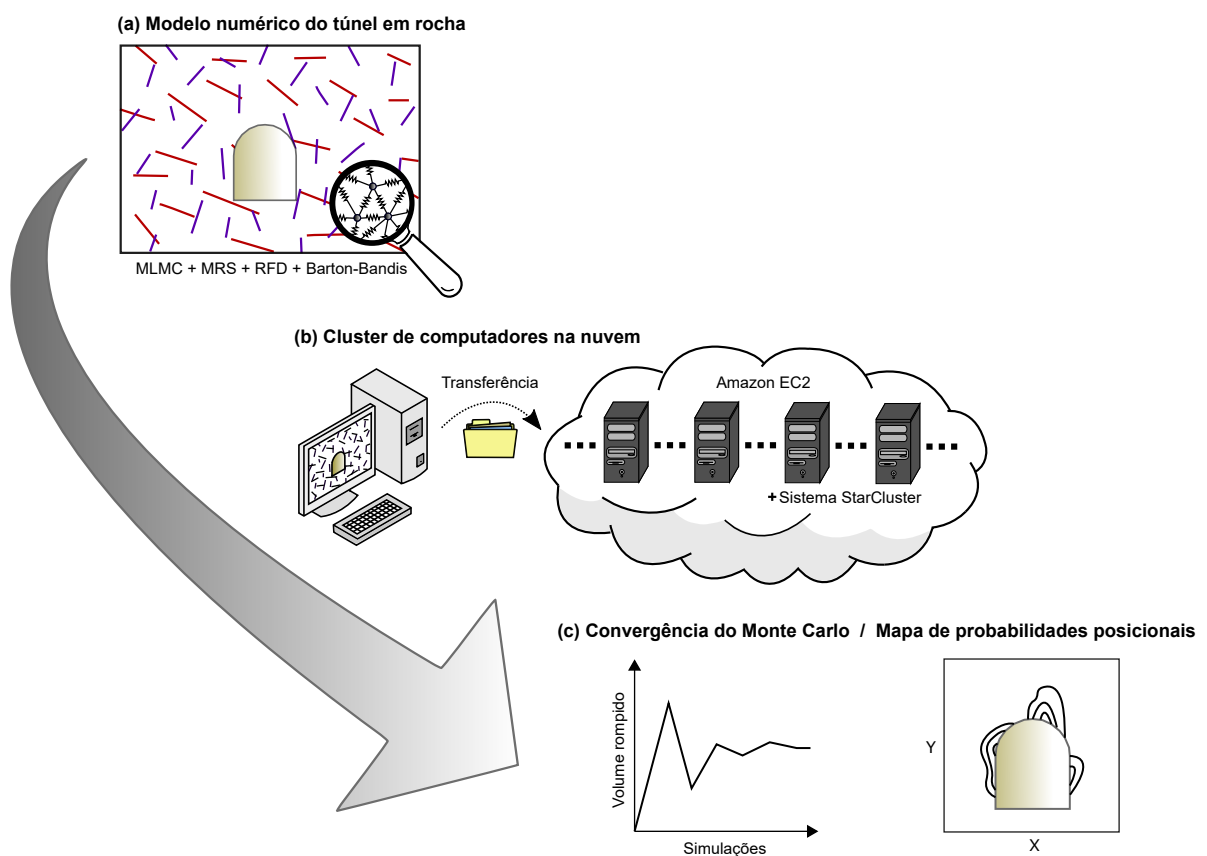


Figura 5.1: Metodologia de análise de estabilidade probabilística proposta: a) Modelo numérico do túnel baseado em uma versão aprimorada do MLMC; b) Cluster de computadores em nuvem para a realização de simulações de Monte Carlo; e c) Verificação da convergência da simulação de Monte Carlo e elaboração do mapa de probabilidades posicionais (Rasmussen et al., 2018c).

Esta seção conclui com uma apresentação dos conceitos por trás do modelo constitutivo Barton-Bandis, da simulação de Monte Carlo, do mapa de probabilidades posicionais e da tecnologia de computação em nuvem.

5.1.1 MODELO CONSTITUTIVO DE BARTON-BANDIS

Barton-Bandis é um modelo constitutivo não-linear de descontinuidades empírico utilizado para a simulação numérica do comportamento de fraturas de rochas (Bandis et al., 1981; Bandis et al., 1983; Barton et al., 1985; Barton & Bandis, 1987). O modelo é capaz de considerar a mobilização e o dano da rugosidade de uma descontinuidade, bem como a dilatância em função da tensão normal e do deslocamento relativo de cisalhamento. A resistência ao cisalhamento da descontinuidade depende do coeficiente de rugosidade mobilizado JRC_{mob} , que é uma função do deslocamento relativo de cisalhamento. A resistência ao cisalhamento de uma fratura τ_{res} é calculada conforme a seguinte equação:

$$\tau_{res} = \sigma_n \cdot \tan \left(JRC_{mob} \cdot \log_{10} \left(\frac{JCS_n}{\sigma_n} \right) + \phi_r \right) \quad (5.1)$$

onde σ_n é a tensão normal, JCS_n é a resistência de compressão da descontinuidade corrigida para a escala de campo e ϕ_r é o ângulo de atrito residual da descontinuidade.

O cálculo da rigidez normal de uma descontinuidade em um maciço rochoso deve considerar os sucessivos ciclos de carregamento e descarregamento que ocorreram no decorrer da sua história geológica. Barton et al. (1985) recomendam que, para condições de campo, quatro ciclos de carregamento e descarregamento sejam aplicados às descontinuidades. Esta condição é numericamente executada para todas as descontinuidades no início de uma simulação, assumindo que uma tensão normal igual a 60% do JCS_o (resistência à compressão da descontinuidade em escala de laboratório) é aplicada em cada ciclo. Adota-se a simplificação de que a rigidez normal da descontinuidade obtida após quatro ciclos de carregamento e descarregamento seja mantida constante durante toda a simulação. Esta simplificação visa manter o esquema de solucionamento explícito estável para um passo de tempo constante. Ademais, a rigidez de cisalhamento de uma descontinuidade é considerada igual a 10% da sua rigidez normal.

5.1.2 SIMULAÇÃO DE MONTE CARLO

A simulação de Monte Carlo é um processo estocástico realizado de forma repetida com um conjunto de variáveis aleatórias de entrada geradas a partir de distribuições probabilísticas previamente definidas. A partir deste processo, obtém-se uma amostra de soluções, que podem ser tratadas estatisticamente. A simulação de Monte Carlo deve ser usada quando soluções analíticas são ineficazes devido às suas idealizações (Ang & Tang, 1984).

A complexidade da metodologia de análise probabilística proposta nesta pesquisa não é a única razão para o uso da simulação de Monte Carlo. De acordo com Garcia (2015), a simulação de Monte Carlo é o método mais adequado para calcular a probabilidade de ruptura de blocos em escavações subterrâneas. Hammah et al. (2009) chegaram a uma conclusão semelhante, afirmando que trata-se do único método que pode consistentemente avaliar a incerteza no fator de segurança de maciços rochosos em face do comportamento estocástico dos sistemas de descontinuidades.

Apesar das vantagens da simulação de Monte Carlo, sua maior desvantagem é o grande número de execuções necessárias para a convergência dos resultados. No entanto, no caso em que apenas a convergência dos valores de média e desvio padrão do volume total de blocos rompidos esteja sendo buscada, então cerca de 100 a 200 simulações devem fornecer um resultado aceitável, como será mostrado neste trabalho.

5.1.3 MAPA DE PROBABILIDADES POSICIONAIS

Uma maneira de apresentar os resultados de uma análise de estabilidade probabilística de um túnel em rocha é mediante um mapa de probabilidades posicionais. Ele fornece uma representação visual da probabilidade de ruptura dos blocos no entorno de uma seção de escavação. Especificamente, um mapa de probabilidades posicionais mostra o limite de escavação em conjunto com linhas de contorno que representam regiões com a mesma probabilidade de ruptura de blocos (Young & Hoerger, 1989; Song et al., 2001; Jakubowski, 2011).

A partir de uma análise por modelo Lattice, um mapa de probabilidades posicionais pode ser construído com base nos resultados de estabilidade das massas nodais. No final de uma simulação,

cada massa nodal mantém uma variável de sinalização que informa se a mesma se tornou parte de um bloco rompido. A ruptura de um bloco é reconhecida assim que uma de suas massas nodais atinge uma velocidade de 10 cm/s ou um deslocamento total maior que 10 cm. Esses valores de velocidade e deslocamento foram adotados com base em recomendações apresentadas por outros pesquisadores, mas não há nada que afirme quais seriam os valores ideais a serem utilizados.

Assume-se agora a existência de um prisma quadrado, posicionado paralelo ao eixo do túnel e se estendendo ao longo de todo o comprimento do modelo. É possível calcular o número total de massas nodais dentro do prisma quadrado, N_{total} , e o número de massas nodais dentro do prisma quadrado que pertence a um bloco rompido, $N_{rompido}$. Com ambos os valores, um estimador da probabilidade de um ponto dentro do prisma quadrado pertencer a um bloco instável torna-se:

$$\hat{P} = \frac{N_{rompido}}{N_{total}} \quad (5.2)$$

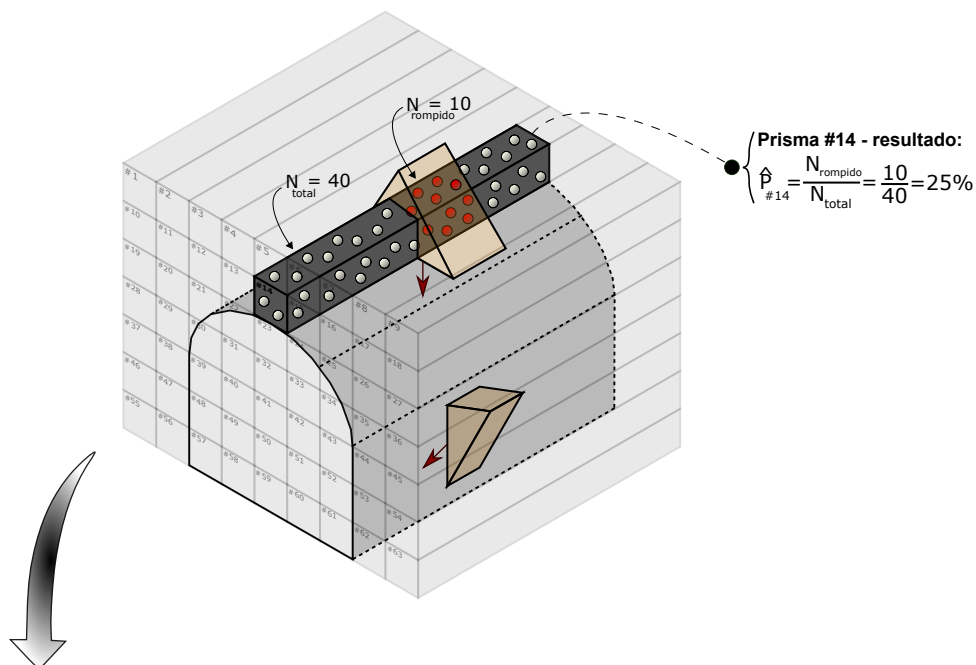
Em vez de obter essa probabilidade para apenas um prisma quadrado, uma coleção de prismas quadrados alinhados pode ser usada, abrangendo todo o volume do modelo. Então, um conjunto de resultados de probabilidades é obtido, o qual pode ser empregado na elaboração de um mapa de probabilidades posicionais.

O procedimento passo-a-passo está ilustrado na Fig. 5.2. Espera-se que a explicação acima em conjunto com a figura ilumine a metodologia de construção de um mapa de probabilidades posicionais a partir do resultado de um modelo Lattice. Caso a simulação de Monte Carlo seja executada, o mesmo processo se aplica, mas com a compilação de todos os resultados obtidos para o modelo.

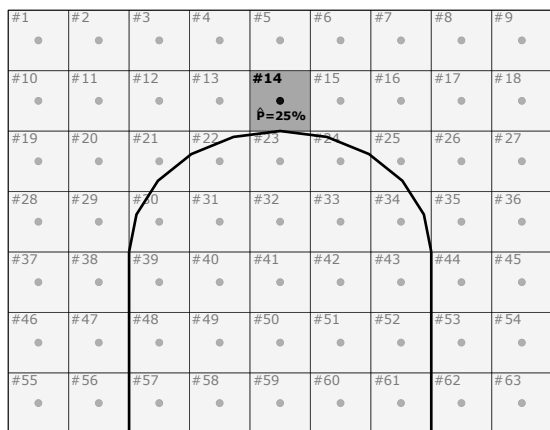
5.1.4 COMPUTAÇÃO EM NUVEM

De acordo com Chen et al., (2010), a computação em nuvem é um modelo de negócios que oferece serviços de computação elásticos na internet. Ou seja, serviços que podem ser dimensionados para atender as necessidades do cliente de forma automática e prática. Exemplos são o armazenamento de arquivos sob demanda e o processamento de dados. Uma empresa que

(a) Prismas quadráticos para o cálculo de probabilidades



(b) Seção transversal



Método de gridagem de curvatura mínima



(c) Mapa de probabilidades posicionais

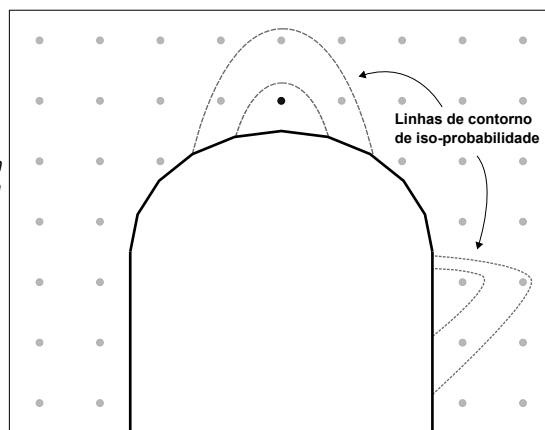


Figura 5.2: Exemplo de construção de um mapa de probabilidades posicionais: a) Cálculo da probabilidade posicional para o prisma #14, servindo como exemplo educativo; b) Seção transversal do túnel mostrando o valor obtido para o prisma #14; c) Elaboração do mapa de probabilidades posicionais com base no resultado do prisma #14 e de todos os demais prismas utilizados (Rasmussen et al., 2018c).

oferece esse tipo de serviço é a Amazon EC2, onde os usuários pagam por hora, com o valor unitário dependendo da capacidade de armazenamento ou processamento solicitada.

A computação em nuvem tem o potencial de reduzir o tempo de processamento de simulações de Monte Carlo pesadas. Nesta pesquisa, a tecnologia é parte essencial do método de análise de estabilidade probabilística desenvolvido. Neste trabalho, propõe-se o uso da ferramenta de gerenciamento de computação em nuvem StarCluster (MIT, 2018), um programa de código aberto projetado para gerenciar clusters com o serviço online Amazon EC2. A ferramenta foi criada para ajudar os usuários no processo de criação, configuração e direcionamento de atividades em grandes clusters de máquinas virtuais e está disponível para ser aplicada em projetos de pesquisa.

5.2 ESTUDO DE CASO: TÚNEL MONTE SECO

O Túnel Monte Seco faz parte da Estrada de Ferro Vitória-Minas, atualmente operada pela mineradora Vale SA e localizada no Estado do Espírito Santo, Brasil. O túnel mede aproximadamente 970 m de comprimento e foi escavado em rochas gnáissicas fraturadas do complexo Paraíba do Sul, parte do cinturão orogênico Paleoproterozóico de Araçuaí.

A técnica do escaner a laser (3DTLS) foi aplicada no túnel por Cacciari (2016). As informações fornecidas pelo escaneamento foram usadas para coletar dados referentes aos sistemas de descontinuidades dentro do túnel. Especificamente, as seguintes informações foram obtidas: intensidade, orientação e persistência. A metodologia de mapeamento empregada e o cálculo dos parâmetros estatísticos relacionados aos sistemas de descontinuidade são apresentados por Cacciari & Futai (2017).

O túnel Monte Seco faz parte de um projeto de pesquisa que busca entender sua atual condição de estabilidade. Nos últimos anos, vários estudos foram realizados relacionados à estabilidade do túnel e à caracterização do maciço rochoso: Cacciari (2014) realizou simulações 3D do túnel usando MED, Cantarella et al., (2016) caracterizaram a rugosidade das descontinuidades mediante imagens de scanner, Ito (2016) realizou uma série de testes laboratoriais em amostras intactas da

rocha in-situ, Villalobos et al. (2017) realizaram um estudo paramétrico do impacto de diferentes parâmetros no comportamento numérico do túnel por meio de análises 2D de elementos finitos e Cacciari & Futai (2017) mapearam as descontinuidades ao longo de todo o comprimento do túnel.

Nesta pesquisa, uma análise de estabilidade probabilística 3D de uma seção de 8 m de comprimento do túnel foi realizada com base na metodologia proposta. Nas seções a seguir, a construção do modelo numérico, os parâmetros do modelo RFD e dos materiais adotados e as tensões in-situ assumidas são explicados em detalhes. Em seguida, são apresentados os resultados da análise probabilística.

5.2.1 MODELO NUMÉRICO

O modelo numérico do túnel Monte Seco possui 50 m de largura, 61 m de altura e 8 m de profundidade. O túnel tem 5,4 m de largura e 6 m de altura, com um perfil em forma de ferradura. Três tamanhos de malha foram utilizados para obter um equilíbrio ideal entre velocidade de processamento computacional e precisão do modelo: uma malha grossa para regiões mais distantes do que um diâmetro equivalente do túnel e estendendo-se o suficiente para eliminar os efeitos das fronteiras; uma malha média para a região mais próxima do que um diâmetro equivalente do túnel e uma malha fina de 1 m de espessura em torno da periferia do túnel, abrangendo a zona de ruptura máxima observada em campo.

A malha grossa representa um meio contínuo isotrópico elástico com um módulo de Young igual ao do volume elementar representativo do maciço rochoso fraturado. A malha média faz parte do maciço rochoso sintético e fornece uma representação aproximada do volume de bloco médio do maciço. A malha fina representa a zona de ruptura e seu tamanho segue a recomendação indicada por Poulsen et al. (2015), que afirmam que devem haver pelo menos de três a quatro massas nodais entre as descontinuidades da família de fraturas com o menor espaçamento médio.

A Fig. 5.3 ilustra a configuração do modelo numérico, indicando materiais, tamanhos de malha adotados e condições de contorno aplicadas. A figura indica que existem condições de contorno de deslocamento imposto, cujos valores serão clarificados na seção sobre tensões in-situ. A Fig. 5.4

mostra o modelo numérico em uma das simulações realizadas.

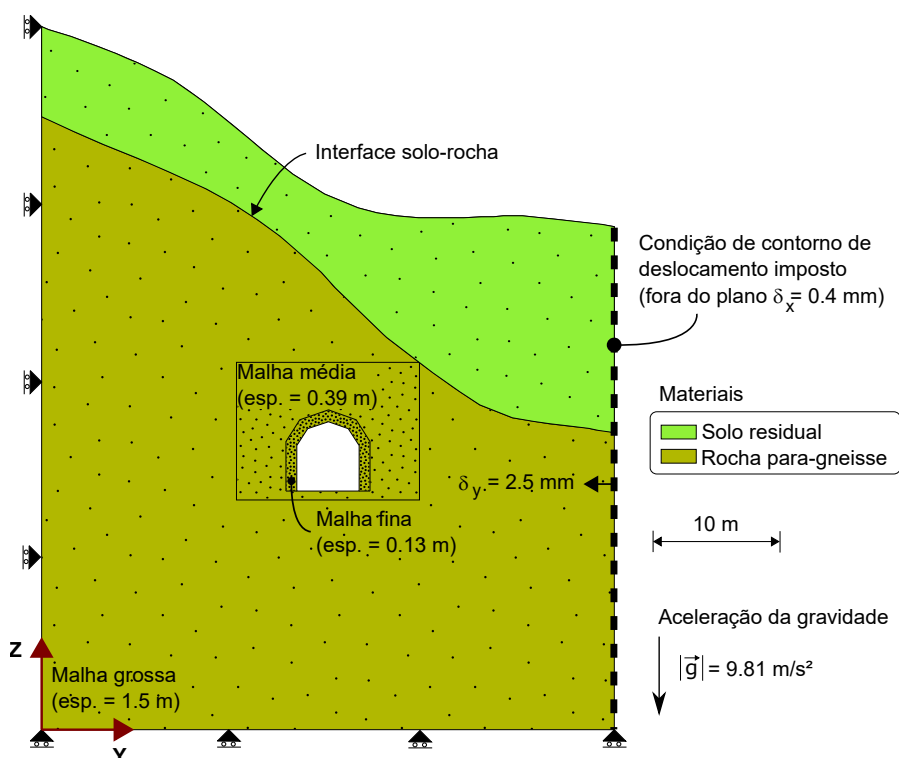


Figura 5.3: Dimensões, materiais, tamanhos de malha adotados e condições de contorno (Rasmussen et al., 2018c).

5.2.1.1 PARÂMETROS DOS MODELOS RFD E BARTON-BANDIS

Três famílias de descontinuidades foram definidas no trecho do túnel sob consideração. Uma família de foliação persistente e duas famílias de juntas. A foliação representa uma família de descontinuidades sem coesão e resistência à tração.

Tab. 5.1 apresenta os parâmetros do modelo RFD para cada família de descontinuidades e a Fig. 5.5 apresenta a projeção estereográfica dos dados de orientação das descontinuidades obtidos dentro do túnel. O valor da intensidade de fraturamento segue o sistema P proposto por Dershowitz & Herda (1992). A Fig. 5.6 apresenta o modelo RFD obtido de uma geração aleatória. É importante afirmar que o processo de geração dos modelos RFD é estocástico e que sua geometria se altera sempre que uma nova simulação é executada.

Com base em testes laboratoriais e de campo, os parâmetros de resistência do modelo de

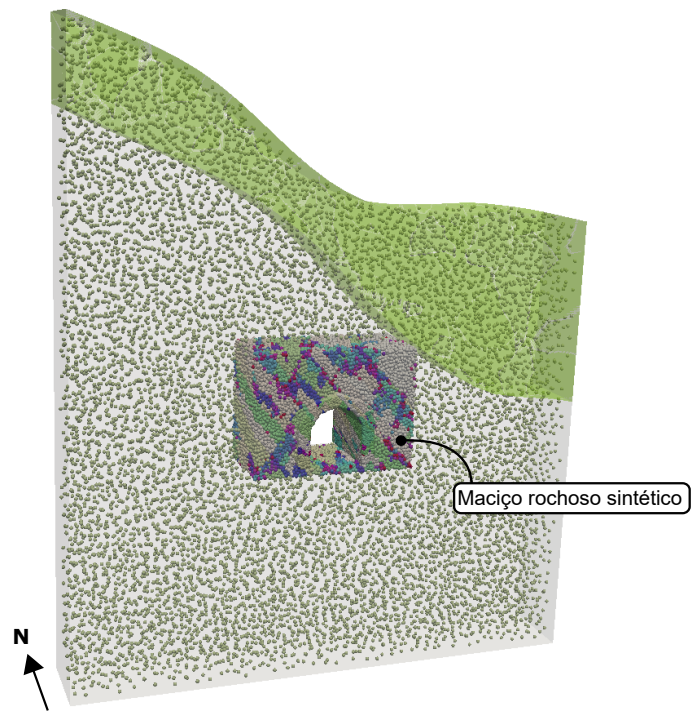


Figura 5.4: Exemplo de modelo numérico utilizado em uma simulação (Rasmussen et al., 2018c).

Tabela 5.1: Parâmetros do modelo RFD.

Família	Propriedades						
	Orientação			Persistência*			Intensidade (1/m)
	Mergulho (°)	Direção do mergulho (°)	Fisher K	Média (m)	desv.p (m)	Dist.	
Foliação	48	110	-	Persistência	-	-	1.2 (P10)
F1	71	180	23	1.45	1.04	Log-normal	1.24 (P32)
F2	65	258	30	2.04	0.89	Log-normal	2.12 (P32)

*Persistência se refere à distribuição do diâmetro das descontinuidades.

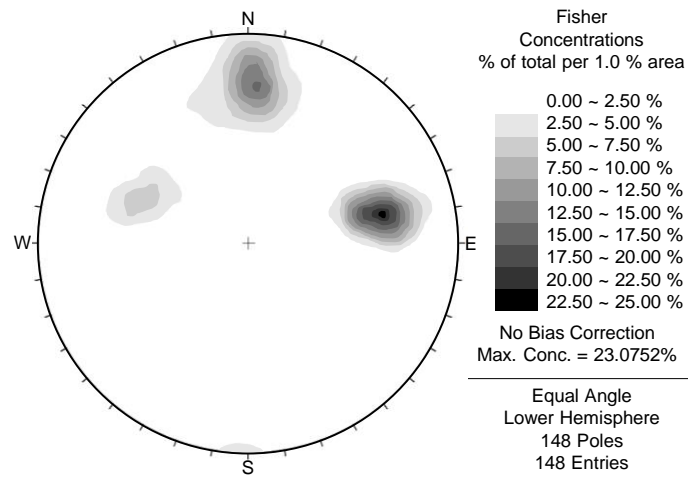


Figura 5.5: Orientações das famílias de descontinuidades (Rasmussen et al., 2018c).

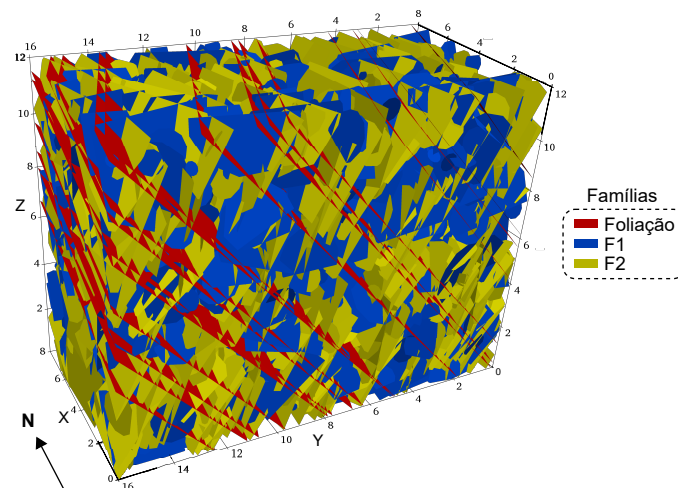


Figura 5.6: Exemplo de um modelo RFD obtido mediante uma geração aleatória do sistema de descontinuidades (Rasmussen et al., 2018c).

Barton-Bandis foram estimados para cada família de descontinuidades. Devido à ampla gama de valores encontrados, decidiu-se assumir uma distribuição uniforme para cada parâmetro cobrindo todo o espectro encontrado. Os ensaios para a calibração dos parâmetros do critério de Barton-Bandis foram realizados por Ito (2016) e consistiram em *Tilt Tests*, medições com Esclerômetro de Schmidt e análises comparativas da superfície das descontinuidades com perfis de rugosidade padrão.

Os parâmetros de resistência do modelo de Barton-Bandis são apresentados na Tab. 5.2. A função de densidade de probabilidade uniforme foi adotada para as três famílias. Além disso, adotou-se um único valor de tamanho de fratura de campo L_n igual a 0,36 m, o qual foi baseado no tamanho do bloco médio estimado por um processo de geração de modelo RFD por meio da ferramenta 3DEC (ITASCA, 2014).

Tabela 5.2: Parâmetros de resistência do modelo Barton-Bandis.

Parâmetro	Extremos da distribuição uniforme
JRC_o	4 - 14
JCS_o (MPa)	54.1 - 130.7
ϕ_r (°)	21 - 28

5.2.1.2 PARÂMETROS DO MODELO NUMÉRICO

A rocha para-gnáissica possui um módulo de Young médio igual a 50 GPa, um coeficiente de Poisson entre 0,2 e 0,3, uma densidade de 2650 kg/m^3 , uma resistência à compressão de 140 MPa e uma resistência à tração de 10 MPa (Ito, 2016). Neste estudo, a tenacidade à fratura foi considerada como sendo uma propriedade mais importante do que a resistência à tração, pois existe a possibilidade de que a instabilidade de um bloco ocorra devido à ruptura de pontes de rocha intacta, que envolve a propagação de fraturas preexistentes.

Jagota & Bennison (1994) mostrou que em um modelo Lattice linear-elástico, a tenacidade à fratura, a resistência à tração e o tamanho da malha não podem ser tratados como parâmetros independentes. Em vez disso, eles estão ligados pela seguinte relação de proporcionalidade:

$$L \propto \left(\frac{K_{Ic}}{\sigma_t} \right)^2 \quad (5.3)$$

onde L é o tamanho da malha (espaçamento entre massas nodais), K_{Ic} é a tenacidade à fratura no modo-I e σ_t é a resistência à tração do material intacto na escala meso.

De acordo com Damjanac et al. (2016), para utilizar um tamanho de malha Lattice razoável com um valor de tenacidade à fratura correto, a resistência à tração deve ser modificada. Portanto, neste trabalho, a resistência à tração foi calibrada para um valor de tenacidade à fratura no modo-I K_{Ic} igual a $1,45 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$, o qual foi estimado mediante uma correlação empírica fornecida por Zhang (2002).

A tenacidade à fratura no modo I foi calibrada por meio de ensaio a tração do tipo *DENT*. A Fig. 5.7 mostra a configuração do ensaio *DENT* com base em um modelo MLMC e uma resistência à tração de escala meso predefinida. Da tensão de ruptura σ_{rup} , a tenacidade à fratura no modo-I é calculada por meio da equação abaixo:

$$K_{Ic} = \sigma_{rup} \sqrt{\pi a} \left[\sec \left(\frac{\pi a}{2W} \right)^{1/2} \right] \left[1 - 0.025 \left(\frac{a}{W} \right)^2 + 0.06 \left(\frac{a}{W} \right)^4 \right] \quad (5.4)$$

onde todos os parâmetros de entrada estão sendo representados visualmente na Fig. 5.7.

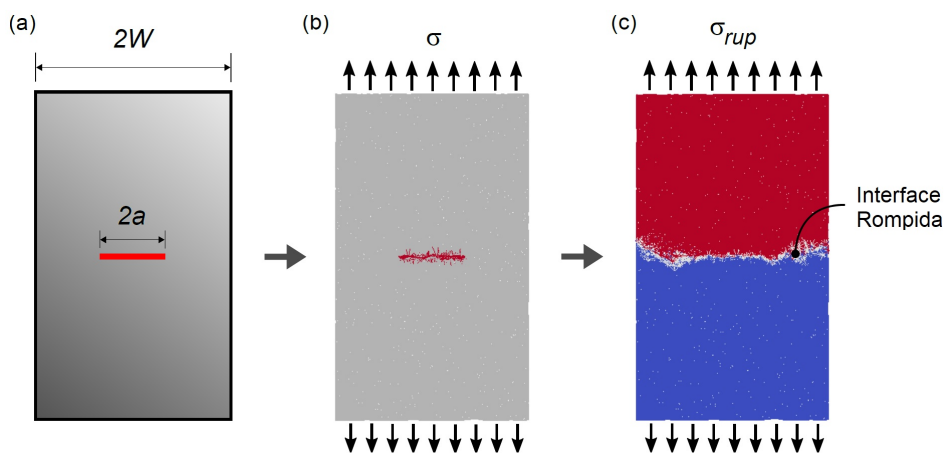


Figura 5.7: Calibração da tenacidade à fratura no modo-I: a) Configuração do ensaio DENT (fratura preexistente horizontal em vermelho); b) Modelo Lattice sendo tracionado; e c) Ruptura de tração do modelo no carregamento máximo σ_{rup} (Rasmussen et al., 2018c).

O valor da resistência à tração na escala meso teve que ser alterado por um processo de tentativa-e-erro, a fim de obter uma correspondência no valor desejado de tenacidade à fratura no modo-I.

Para cada tamanho de malha, foi utilizado um procedimento de calibração de modo que o módulo de Young desejado fosse obtido. A calibração é necessária, já que os parâmetros do modelo não estão diretamente relacionados com o seu comportamento macroscópico. Para a calibração do módulo de Young macroscópico, foram realizados testes numéricos de compressão não-confinado. Nesses testes, o valor de módulo de Young na escala meso foi alterado até que o módulo de Young macroscópico da rocha fosse obtido conforme desejado. Como o MLMC não permite a variação do coeficiente de Poisson, esse valor não pôde ser calibrado.

As propriedades de escala meso do modelo e o comportamento macroscópico estão apresentados na Tab. 5.3 para os materiais de solo e rocha. É relevante informar que um coeficiente de amortecimento local não-viscoso de 0,1 foi empregado nas simulações numéricas com o objetivo de não afetar a movimentação de potenciais blocos instáveis no modelo.

Neste trabalho, não se buscou compreender as relações existentes entre os parâmetros de escala meso e o comportamento macroscópico do material. No entanto, mediante calibração por tentativas foi possível definir os parâmetros apresentados na Tab. 5.3.

Tabela 5.3: Parâmetros do modelo e comportamento macroscópico.

Parâmetro (meso-escala)	Comportamento macroscópico
• Malha (solo residual)	
<i>Grosso (tamanho = 1.5 m)</i>	
$E_{meso} = 90 \text{ MPa}$	→ $E_{macro} = 50 \text{ MPa}$
No ν_{meso}	→ $\nu_{macro} = 0.27$
• Malha (rocha para-gneiss)	
<i>Grosso (tamanho = 1.5 m)</i>	
$E_{meso} = 37 \text{ GPa}$	→ $E_{macro} = 20 \text{ GPa}$
No ν_{meso}	→ $\nu_{macro} = 0.27$
<i>Médio (tamanho = 0.39 m)</i>	
$E_{meso} = 134 \text{ GPa}$	→ $E_{macro} = 50 \text{ GPa}$
$\sigma_t = 5 \text{ MPa}$	→ $K_{Ic} = 1.45 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$
No ν_{meso}	→ $\nu_{macro} = 0.27$
<i>Fino (tamanho = 0.13 m)</i>	
$E_{meso} = 107 \text{ GPa}$	→ $E_{macro} = 50 \text{ GPa}$
$\sigma_t = 8 \text{ MPa}$	→ $K_{Ic} = 1.45 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$
No ν_{meso}	→ $\nu_{macro} = 0.27$

5.2.1.3 TENSÕES IN-SITU

Nenhuma medida foi feita em relação às tensões in-situ no local do túnel Monte Seco. No entanto, observações de campo indicaram que as paredes e o teto do túnel tiveram seu perfil alterado devido a ruptura de blocos e que o teto não é criticamente instável na ausência de um sistema de suporte. Essas informações foram utilizadas para retro-analisar um valor adequado de tensões horizontais.

Em suma, simulações em que tensões horizontais não são aplicadas os resultados indicam que grandes volumes de ruptura no teto ocorrem, porém as instabilizações nas paredes laterais ficam pequenas. Dessa forma, as tensões in-situ horizontais foram aumentadas pela aplicação de uma condição de contorno de deslocamento imposto nas direções X e Y, até que o comportamento de estabilidade do modelo numérico fosse parecido com o da condição real de campo. No final deste processo de retro-análise, foi determinado uma tensão horizontal de 1 MPa nas direções X e Y. Com base no módulo de Young do maciço rochoso fraturado de 20 GPa, essa tensão implica em um valor de deformação específica horizontal de 0,005%. Para a aplicação desta deformação, foram definidas condições de contorno de deslocamento imposto de 0,4 mm na direção X e de 2,5 mm na direção Y, calculadas com base nas dimensões do modelo numérico.

5.2.2 RESULTADOS DAS ANÁLISES E DISCUSSÕES

A análise de estabilidade probabilística do túnel Monte Seco foi realizada por um cluster composto por 40 instâncias virtuais lançadas no serviço de computação em nuvem Amazon EC2 e gerenciado pelo sistema StarCluster. Na simulação de Monte Carlo realizada, os seguintes parâmetros foram assumidos como variáveis aleatórias, as quais seguiram as distribuições estatísticas apresentadas anteriormente: a posição, o diâmetro e a orientação das descontinuidades e os parâmetros de resistência delas relacionadas ao modelo Barton-Bandis implementado (JRC_o , JCS_o e ϕ_r).

Para o cluster, instâncias do tipo c4.large foram usadas, as quais oferecem 2 vCPUs e 3,75 GB de memória ram. Duzentas simulações foram realizadas em aproximadamente 21 h a um

custo de cerca de 17 dólares americanos. Isso mostra o potencial oferecido pela tecnologia de computação em nuvem na execução de simulações de Monte Carlo pesadas de maneira prática a custos razoáveis. No entanto, deve ser mencionado que o uso do MLMC foi decisivo para este resultado, na medida em que sua estrutura de cálculo rápida forneceu um resultado de simulação a cada 4 h de execução da análise em cada instância.

Fig. 5.8 mostra a convergência dos valores de média e desvio padrão do volume total de blocos rompidos. Note que ambos os valores se tornam aproximadamente constantes após cerca de 100 execuções do modelo numérico. A Fig. 5.9 apresenta o histograma do volume total de blocos rompidos das 200 simulações realizadas. A partir desta figura, provavelmente poderia ser afirmado que uma função de densidade de probabilidade do tipo log-normal fornece o melhor ajuste.

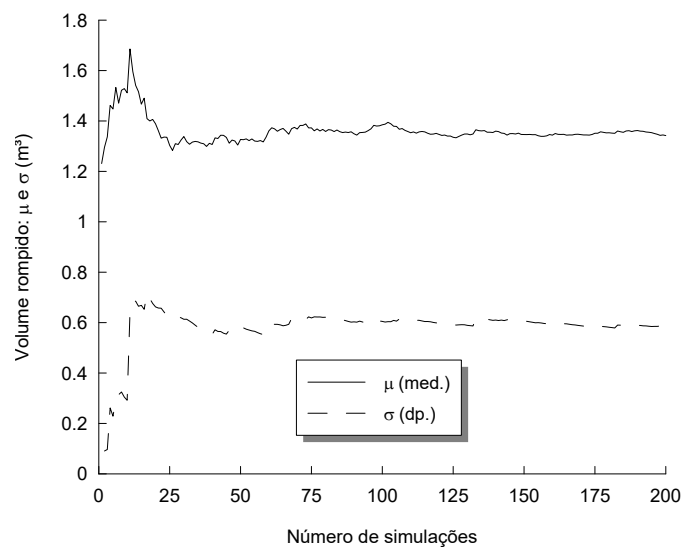


Figura 5.8: Convergência dos valores de média e desvio padrão do volume total de blocos rompidos (Rasmussen et al., 2018c).

Fig. 5.10 exibe o mapa de probabilidades posicionais obtido para os resultados da análise de estabilidade probabilística do túnel Monte Seco. A mesma figura também mostra uma seção transversal da superfície interna do túnel medida por meio de varredura Lidar. Para criar o mapa, foi utilizado uma rede de prismas quadrados com largura igual a 50 cm, seguindo o esquema apresentado na Fig. 5.2. Do mapa, observa-se que a seção do túnel é relativamente estável, mesmo sem qualquer sistema de suporte. A zona de ruptura máxima indicada ocorre a uma distância de aproximadamente 60 cm das paredes com uma probabilidade de 0,1%. Partes do teto e da parede

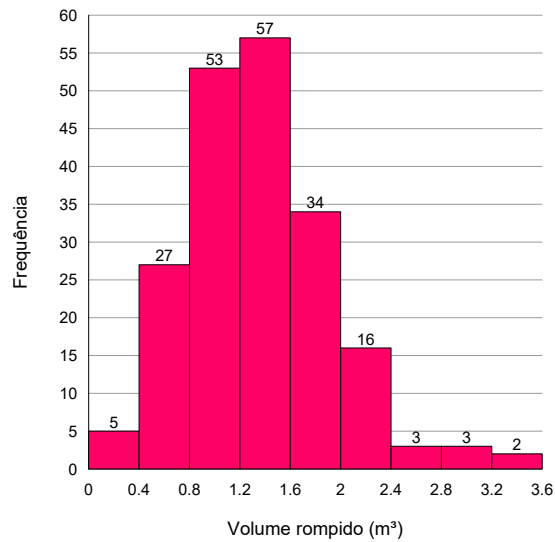


Figura 5.9: Histograma do volume total de blocos rompidos das 200 simulações realizadas (Rasmussen et al., 2018c).

oeste são suscetíveis a rupturas de blocos com probabilidades superiores a 1%.

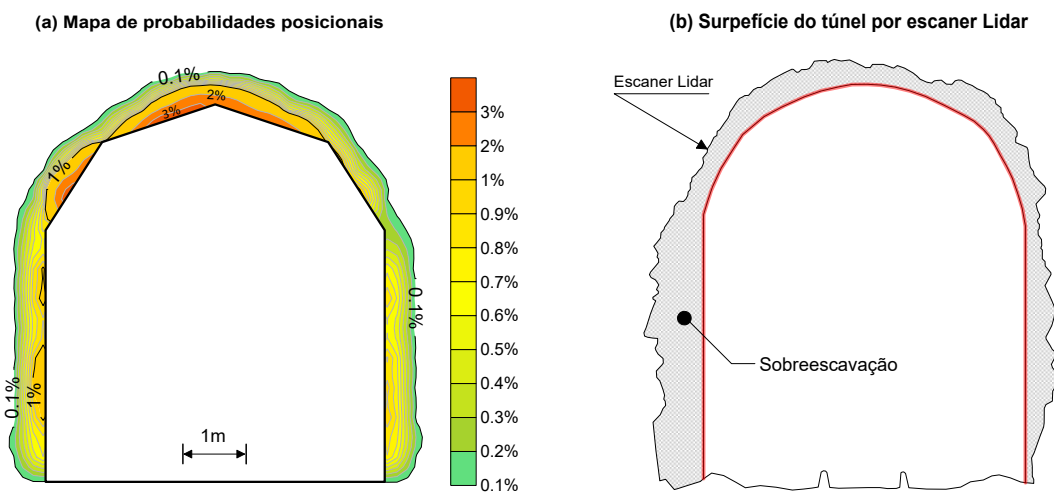


Figura 5.10: Seção transversal do túnel mostrando: a) o mapa de probabilidades posicionais obtido, mostrando as linhas de contorno de iso-probabilidade log-escalonadas; e b) superfície interna do túnel real a partir dos dados obtidos do escaner a laser (Rasmussen et al., 2018c).

De forma geral, o estudo indica que a seção analisada é bastante estável e capaz de resistir sem qualquer sistema de suporte. Esta conclusão corresponde ao comportamento in-situ observado da seção do túnel, que permaneceu estável por mais de 78 anos sem qualquer sistema de suporte. De tempos em tempos, blocos potencialmente instáveis são removidos das paredes e do teto, sendo geralmente poucos.

Na Fig. 5.10, o contorno real da superfície interna do túnel é ilustrado. Este contorno coincide

aproximadamente com a linha de iso-probabilidade de 0,1% no mapa de probabilidades posicionais. Isto possivelmente poderia ser atribuído ao fato de que o túnel foi escavado por meio de um método de desmonte a fogo, o qual não foi levado em conta nas simulações numéricas. É possível que o processo de escavação a fogo em conjunto com as remoções de blocos instáveis realizadas ao longo dos anos foram os fatores responsáveis pelo alargamento da seção transversal do túnel para o seu perfil atual, o qual possui uma similaridade com o contorno de iso-probabilidade de 0,1%.

Em resumo, o resultado do mapa de probabilidades posicionais é consistente com as observações de campo e a metodologia proposta foi capaz de indicar o comportamento de estabilidade esperado para o trecho do túnel Monte Seco investigado.

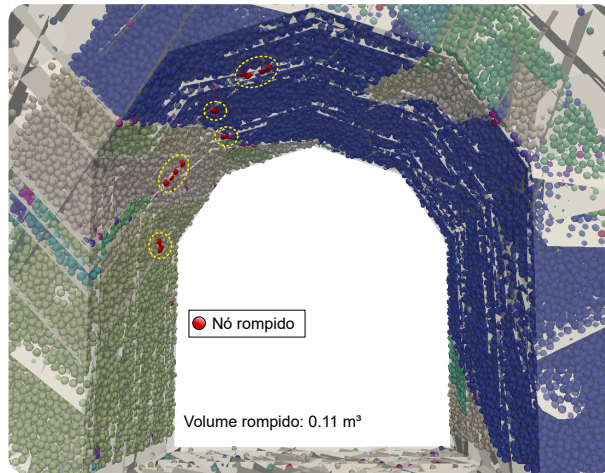
5.2.2.1 CENÁRIOS DE ESTABILIDADE: MELHOR, ESPERADO E PIOR

Além do mapa de probabilidades posicionais, uma visão mais aprofundada da condição de estabilidade do túnel pode ser obtida pela análise de cenários distintos obtidos a partir do estudo probabilístico. Três foram selecionados: o melhor, com o menor volume de blocos rompidos; o esperado, representativo da condição de estabilidade média; e o pior, com o volume máximo blocos rompidos.

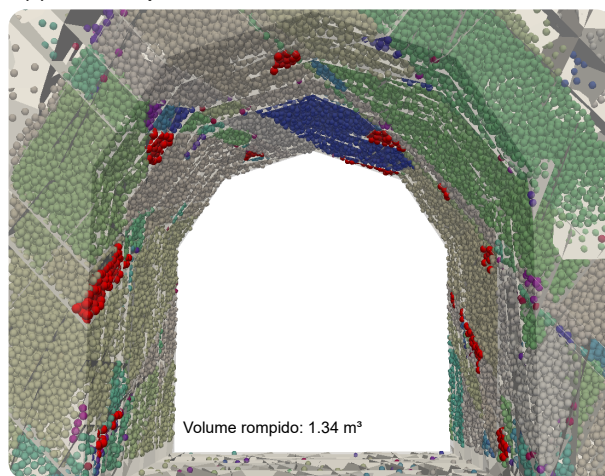
A Fig. 5.11 mostra os três cenários de estabilidade selecionados. Na imagem, nota-se que diferentes zonas de ruptura são indicadas em cada cenário, e que o volume total de blocos rompidos apresentou uma variação maior que 3000% entre os cenários. Esse resultado enfatiza a necessidade da realização de várias simulações numéricas para se obter uma compreensão mais completa do comportamento de um maciço rochoso quando submetido a um processo de escavação.

Uma conclusão adicional é o fato de que, mesmo no pior cenário, as zonas de ruptura ficaram concentradas perto da periferia do túnel e não levaram à formação de uma ruptura progressiva. Depois que os blocos instáveis foram identificados e removidos da simulação, o túnel se manteve estável.

(a) Melhor cenário



(b) Cenário esperado



(c) Pior cenário

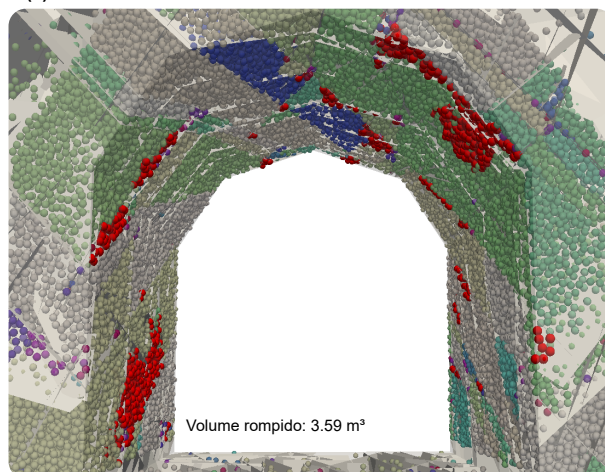


Figura 5.11: Três cenários de estabilidade das 200 simulações realizadas: a) o melhor cenário, com o volume mínimo de blocos rompidos; b) o cenário esperado, em que o volume de blocos rompidos é aproximadamente o médio; e c) o pior cenário, em que o volume máximo de blocos rompidos foi obtido (Rasmussen et al., 2018c).

5.3 CONCLUSÕES PRELIMINARES

Neste capítulo, o MLMC foi combinado com a tecnologia de computação em nuvem para a realização eficiente de análises de estabilidade probabilística 3D de túneis em ambientes de baixo nível de confinamento por meio da simulação de Monte Carlo. O MLMC foi aprimorado pela implementação da técnica do maciço rochoso sintético e do modelo constitutivo de Barton-Bandis para as descontinuidades. Além disso, adotou-se o conceito de mapa de probabilidades posicionais para uma melhor visualização dos problemas de instabilidade indicados pela análise probabilística.

Para verificar a capacidade da metodologia proposta, foi realizada a análise de uma seção de 8 m de um túnel brasileiro, denominada túnel Monte Seco. A construção do modelo numérico foi minuciosamente detalhada, a qual foi ditada pela necessidade de assegurar simulações numéricas realísticas e rápidas que pudessem ser atreladas a um esquema de simulação de Monte Carlo.

A análise de estabilidade probabilística foi realizada por um cluster de computação em nuvem composto por 40 instâncias virtuais e 200 simulações foram realizadas em menos de um dia a um custo razoável.

Os resultados da simulação indicaram que o túnel tem uma pequena probabilidade de ruptura de blocos e que o mesmo é razoavelmente estável sem um sistema de suporte. Este resultado está de acordo com o comportamento observado em campo, visto que o túnel Monte Seco tem funcionado nos últimos 78 anos apresentando poucos problemas de instabilização durante sua vida operacional.

Embora a metodologia probabilística tenha se saído bem no estudo de caso, há três limitações relevantes que devem ser mencionadas: a geometria do maciço rochoso não é exata e depende do tamanho da malha Lattice adotada; o coeficiente de Poisson é fixo em um valor de aproximadamente 0,25; e a formulação é baseada na hipótese de pequenas deformações.

Concluindo, a metodologia de estabilidade probabilística proposta traz diversas melhorias em relação aos estudos anteriores. As principais vantagens da nova metodologia são: assimilação de sistemas de descontinuidades complexos que podem conter fraturas não-persistentes e não-terminantes; não há restrição quanto ao modelo constitutivo adotado para as descontinuidades; e a

rocha é deformável e capaz de propagar fraturas no modo-I. Além disso, a simplicidade do MLMC faz dele um método numérico rápido, que se presta a uma combinação ideal com a tecnologia de computação em nuvem para a execução prática de simulações de Monte Carlo.

6 ANÁLISE DE ROCHAS QUASE-FRÁGEIS

Eliminação de resíduos nucleares, extração de gás de xisto e escavação de túneis são exemplos de algumas atividades que dependem fortemente dos desenvolvimentos na mecânica de rochas para efetivar seus próprios avanços. A relevância econômica dessas atividades tem impulsionado novos estudos no campo das metodologias de análise.

Os avanços recentes na computação passaram a permitir pesquisas mais avançadas na área de métodos numéricos voltados a simulações de rochas intactas e maciços rochosos fraturados. Por isso, o desenvolvimento de modelos numéricos estabeleceu-se como um tema de pesquisa de grande interesse para a comunidade científica de mecânica das rochas.

Uma classe diferente de métodos discretos conhecidos como modelos Lattice tem sido aplicada à análises de rochas intactas e maciços rochosos. Entre as diferentes formulações de modelos Lattice existentes, o modelo Lattice Rede de Molas e Corpos Rígidos (RMCR) possui a vantagem de ser capaz de reproduzir o comportamento elasticamente homogêneo de um meio contínuo (Bolander et al., 1999) ao mesmo tempo em que permite que qualquer valor de coeficiente de Poisson seja representado (Asahina et al., 2015).

Recentemente, Asahina et al. (2017) usou o RMCR para a simulação de testes laboratoriais de uma rocha sedimentar presente no laboratório de pesquisas subterrâneas de Honorobe, em Hokkaido, Japão. Na abordagem, foi considerado que a rocha se comportava como um material homogêneo, isotrópico e elasto-frágil, assumindo-se uma envoltória de resistência do tipo Mohr-Coulomb. No entanto, esta abordagem não foi capaz de representar os diversos estágios não-lineares complexos envolvidos no processo de fraturamento de rochas quase-frágeis. Em vez disso, apenas um comportamento elástico-linear e um valor de resistência de pico foram representados. Por outro lado, um modelo do tipo *smearred crack* foi desenvolvido para o RMCR, de modo a obter um comportamento de fraturamento mais realista e com objetividade de malha (Berton & Bolander, 2006). Ainda assim, apenas a propagação de fraturas no modo-I foi considerado, tornando o método inaplicável à simulação de rochas em regime compressivo.

Neste capítulo, o RMCR será estendido para modelar processos complexos de fraturamento exibidos por rochas quase-frágeis. Como objetivo principal, os cinco estágios de fraturamento de rochas quase-frágeis sob compressão não-confinado (Bieniawski, 1967) deverão ser representados pelo RMCR estendido: fechamento de micro-fraturas existentes, deformação elástica-linear, propagação estável de novas fraturas, e propagação instável das fraturas seguida pela formação de macro-fraturas.

Na tentativa de alcançar os objetivos acima, três novas contribuições são fornecidas ao RMCR:

1. Um Modelo de Zona Coesiva modificado (MZC) baseado no trabalho de Camanho & Davila (2002), que fornece o efeito do confinamento no comportamento de fraturamento no modo-II.
2. Uma representação da heterogeneidade em escala meso da rocha por meio de uma função de distribuição de probabilidade e de um valor de coeficiente de variação.
3. A possível atribuição de micro-fraturas preexistentes e do valor inicial de abertura por meio da metodologia denominada Micro Rede de Fraturas Discretas (μ RFD) (Hamdi et al., 2015).

A Fig. 6.1 descreve a metodologia de desenvolvimento do método RMCR estendido e as contribuições propostas em uma representação visual.

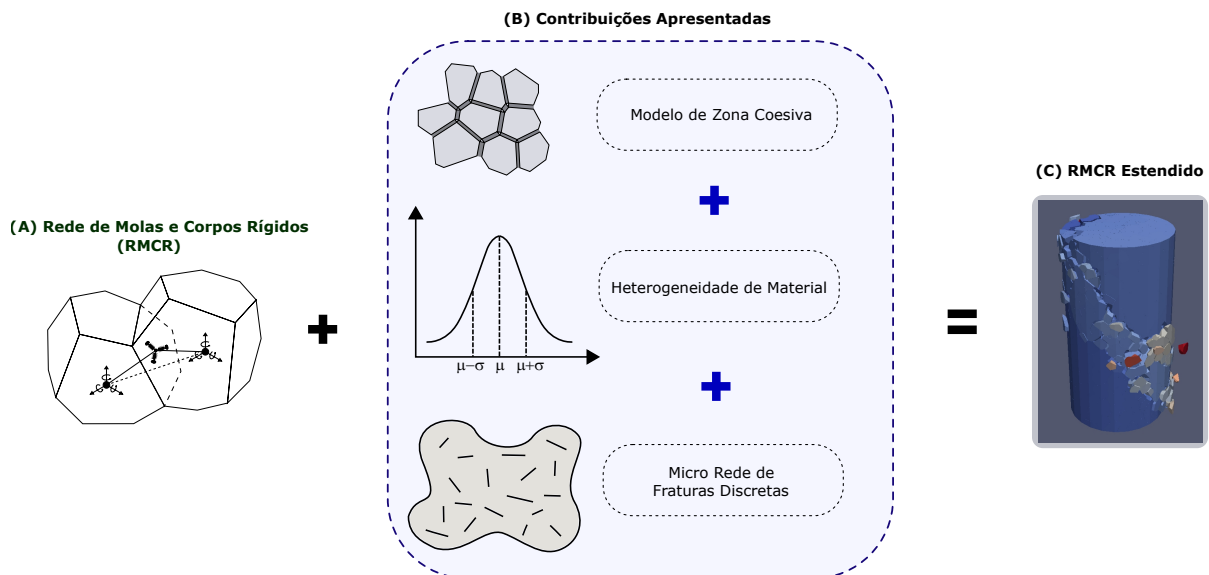


Figura 6.1: Metodologia de desenvolvimento do RMCR estendido: a) Método RMCR original; b) Três contribuições apresentadas nesta pesquisa; e c) método RMCR estendido, o qual é capaz de simular os processos de fraturamento de rochas quase-frágeis (Rasmussen et al., 2018a).

Nesta pesquisa, o RMCR estendido é aplicado à simulação de ensaios laboratoriais do granito

Lac du Bonnet (Martin, 1993), a fim de averiguar suas novas capacidades em representar fenômenos de fraturamento complexos. Os seguintes testes de laboratório são simulados numericamente e discutidos: ensaio de tração direta, ensaio brasileiro, ensaio de carregamento triaxial e ensaio de compressão não-confinado.

6.1 MODELO RMCR ESTENDIDO

Nesta pesquisa, o RMCR é estendido pelas contribuições propostas. A formulação do MZC, detalhes sobre a representação da heterogeneidade de rochas e a abordagem do μ RFD são apresentados a seguir.

A Fig. 6.2 apresenta uma representação visual do modelo RMCR tratado nesta pesquisa. A figura mostra a interface entre duas células de Voronoi, i e j ; o sistema de coordenadas local em seu centroide; o sistema de coordenadas global nos núcleos de cada célula de Voronoi; e o conjunto de seis molas, que simbolizam uma interação. É importante afirmar que o modelo de zona coesiva retratado entre as células de Voronoi trata-se de uma das contribuições desta pesquisa e não pertence à formulação original.

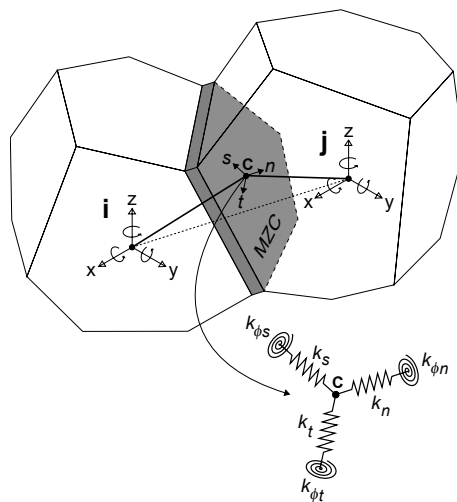


Figura 6.2: Interface entre duas células de Voronoi e a interação definida por um conjunto de seis molas (Rasmussen et al., 2018a).

6.1.1 MODELO DE ZONA COESIVA

Na ponta de uma fratura preexistente em um material quase-frágil solicitado por um carregamento, uma zona de dano progressivo se desenvolve na forma de novas micro-fraturas e micro-cisalhamentos atritantes. Esta zona é conhecida pelo nome de Zona de Processo de Fraturamento (ZPF) (Labuz et al., 1985) e tem se mostrado representativa não apenas de rochas dúcteis, mas também de rochas quase-frágeis como granitos (Zang & Wagner, 2000).

Sendo um fenômeno físico importante em materiais quase-frágeis, sua representação numérica adequada é importante para obter simulações mais realistas dos processos de fraturamento. Para alcançar este objetivo, o modelo de zona coesiva proposto por Camanho & Davila (2002) foi modificado e implementado para a simulação do desenvolvimento da ZPF na interface entre as células de Voronoi. A modificação aqui proposta fornece a ZPF a capacidade de simular o efeito do confinamento no comportamento de fraturamento no modo-II (fratura por deslizamento pela aplicação de cisalhamento). Especificamente, a modificação assume que a taxa de liberação de energia crítica no modo-II é uma propriedade do material. Além disso, pode-se supor que as molas de cisalhamento assumam um valor de resistência residual e de energia elástica potencial de pós-ruptura assim que o processo de dano se encerra.

A Fig. 6.3 apresenta uma representação da ZPF na interface entre duas células adjacentes de Voronoi. A figura ilustra a formação da ZPF em um material sob carregamento de tração e modo-I de fraturamento. Vale afirmar que antes da formação da Zona de Processo de Fratura, as células de Voronoi se encontram ligadas pelo sistema de molas em suas interfaces, formando uma representação numérica do meio contínuo.

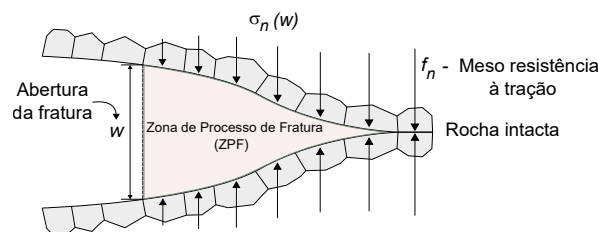


Figura 6.3: Representação da zona de processo de fraturamento no modo-I entre as células de Voronoi (Rasmussen et al., 2018a).

O modelo de zona coesiva implementado assume uma lei de amolecimento linear para o dano

por fraturamento em modo-I e modo-II. Sob solicitação a tração, uma interface pode ser danificada por fraturamento tanto no modo-I quanto no modo misto. Por outro lado, em regime compressivo, uma interface só pode ser danificada por fraturamento no modo-II.

As equações a seguir fazem o uso das notações matemáticas:

$$(x)_+ = \begin{cases} 0 & x \leq 0 \\ x & x > 0 \end{cases} \quad (6.1)$$

$$(x)_- = \begin{cases} x & x < 0 \\ 0 & x \geq 0 \end{cases} \quad (6.2)$$

As taxas de liberação de energia crítica no modo-I G_{IC} e modo-II G_{IIC} são definidas pelas integrais:

$$G_{IC} = \int_0^{\delta_n^f} \sigma_n d\delta_n \quad (6.3)$$

$$G_{IIC} = \int_0^{\delta_s^f} \left(\tau_s - \frac{f_r}{2} \right) d\delta_s \quad (6.4)$$

onde δ_n é o deslocamento relativo normal; δ_s é o deslocamento relativo de cisalhamento; δ_n^f é o deslocamento relativo normal final; δ_s^f é o deslocamento relativo de cisalhamento final; σ_n é a tensão normal na interface; τ_s é a tensão de cisalhamento na interface; e f_r é a resistência ao cisalhamento residual.

A Fig. 6.4 ilustra uma representação visual das taxas de liberação de energia críticas no modo-I e modo-II nos casos de carregamento de tração e cisalhamento puros. Para o caso 3D, é assumido implicitamente que o deslocamento relativo de cisalhamento e a tensão de cisalhamento são os valores resultantes no plano da interface.

Na Fig. 6.4, a área triangular abaixo da taxa de liberação de energia crítica no modo-II é igual

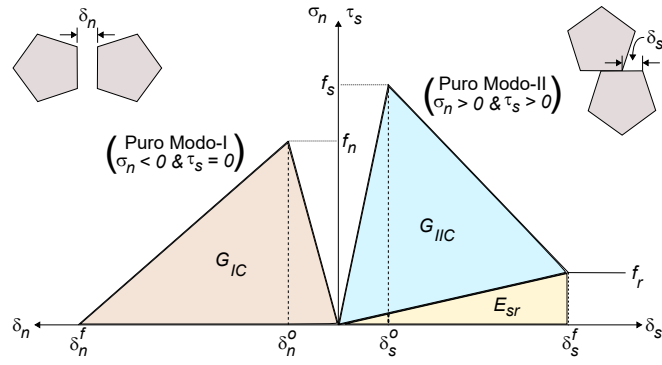


Figura 6.4: Taxas de liberação de energia críticas no modo-I e modo-II e energia potencial elástica de pós-ruptura (Rasmussen et al., 2018a).

à energia potencial elástica de pós-ruptura da interface E_{sr} :

$$E_{sr} = \frac{f_r \delta_s^f}{2} \quad (6.5)$$

A iniciação do dano em um elemento de interface é definida pela lei de tensão nominal quadrática:

$$\left(\frac{(\sigma_n)_-}{f_n} \right)^2 + \left(\frac{\tau_s}{f_s} \right)^2 = 1 \quad (6.6)$$

onde f_n é a resistência à tração; e f_s é a resistência máxima de cisalhamento.

Uma vez iniciado o dano, o deslocamento relativo de modo misto correspondente ao início do amolecimento δ_m^o é definido como:

$$\delta_m^o = \sqrt{(\delta_n^o)^2 + (\delta_s^o)^2} \quad (6.7)$$

onde δ_n^o é o deslocamento relativo normal correspondente ao início do amolecimento; e δ_s^o é o deslocamento relativo de cisalhamento correspondente ao início do amolecimento.

O critério de Mohr-Coulomb é usado para definir as resistências de pico f_s e residual f_r em uma interface. A resistência residual torna-se efetiva quando uma interface sofre dano completo:

$$f_s = c + (\sigma_n)_+ \tan(\phi_p) \quad (6.8)$$

$$f_r = (\sigma_n)_+ \tan(\phi_r) \quad (6.9)$$

onde c é a coesão; ϕ_p é o ângulo de atrito da interface intacta; e ϕ_r é o ângulo de atrito da interface fraturada.

O critério de fratura de Benzeggagh & Kenane (1996) (critério B-K) é usado para definir a taxa de liberação de energia crítica no modo misto G_C :

$$G_C = G_{IC} + (G_{IIC} - G_{IC}) \left(\frac{G_{II}}{G_I + G_{II}} \right)^\eta \quad (6.10)$$

onde G_I é a taxa de liberação de energia no modo-I; G_{II} é a taxa de liberação de energia no modo-II; e η é uma constante do material assumida como igual a 2.

A Fig. 6.5 ilustra uma representação visual do critério B-K e da taxa de liberação de energia crítica no modo misto.

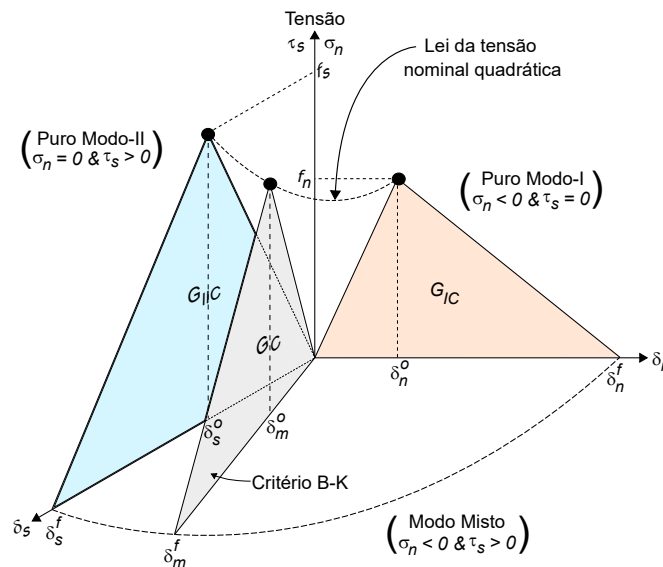


Figura 6.5: Critério B-K e taxa de liberação de energia crítica no modo misto (Rasmussen et al., 2018a).

Em um regime de tração, o deslocamento relativo final de modo misto para uma interface

completamente danificada δ_m^f é calculado por:

$$\delta_m^f = \frac{2G_C}{\sqrt{(\sigma_n^o)^2 + (\tau_s^o)^2}} \quad \sigma_n \leq 0 \quad (6.11)$$

onde σ_n^o é a tensão normal correspondente ao início do amolecimento; e τ_s^o é a tensão de cisalhamento correspondente ao início do amolecimento. Esses dois valores de tensão devem satisfazer a lei de tensão nominal quadrática.

Em um regime de compressão, uma interface só pode ser danificada no modo-II, e o deslocamento relativo final de cisalhamento torna-se um caso especial do deslocamento relativo final de modo misto:

$$\delta_s^f = \delta_m^f = \frac{2G_{IIC} + \delta_s^o f_r}{f_s} \quad \sigma_n > 0 \quad (6.12)$$

O dano de uma interface coesiva é definido por uma função de evolução linear D :

$$D = \frac{\delta_m^f (\delta_m^{max} - \delta_m^o)}{\delta_m^{max} (\delta_m^f - \delta_m^o)} \quad (6.13)$$

onde δ_m^{max} é o deslocamento relativo máximo de modo misto obtido no decorrer do processo de simulação.

A função de evolução de dano degrada os valores de rigidez das molas para os seus valores danificados k_n^D e k_s^D :

$$k_n^D = \begin{cases} (1 - D) k_n & \sigma_n \leq 0 \\ k_n & \sigma_n > 0 \end{cases} \quad (6.14)$$

$$k_s^D = (1 - D) (k_s - k_{sr}) + k_{sr} \quad (6.15)$$

Um valor de rigidez de cisalhamento residual k_{sr} para uma interface sob regime de compressão

é assumido, de modo que a resistência ao cisalhamento residual não se torne nula. Este valor é calculado conforme mostrado abaixo:

$$k_{sr} = A \frac{f_r}{\delta_s^f} \quad (6.16)$$

onde A é a área da interface entre as células de Voronoi.

Os outros valores de rigidez relacionados aos graus de liberdade de rotação não são danificados e seus valores são mantidos constantes. Como mostram Shunchuan & Xueliang (2016), a transferência de momentos entre as partículas de uma rocha, mesmo após a ruptura do contato entre elas, é um fenômeno físico importante que tem efeitos profundos em análises numéricas. Portanto, uma hipótese foi feita de que os momentos transferidos entre as células de Voronoi não são afetados pelo processo de dano. No entanto, momentos não são mais transmitidos assim que duas células de Voronoi com uma interface danificada se separam e perdem contato.

Outra hipótese adotada é a de que qualquer interação em uma interface completamente danificada entre duas células de Voronoi torna-se inexistente uma vez que o deslocamento relativo de cisalhamento se torna maior que o valor do raio de um círculo com uma área equivalente à da interface entre os Voronoi. Essa suposição visa promover uma representação simples do comportamento pós-pico, uma vez que o RBSN trabalha no regime de pequenas deformações. Pode-se dizer que essa hipótese é semelhante à feita por Nagai et al. (2005), que assumiram que os esforços são transmitidos somente através da área de contato entre as células de Voronoi.

6.1.2 HETEROGENEIDADE DO MATERIAL

Diversos estudos indicaram o importante papel da heterogeneidade no comportamento de rochas quase-frágeis. Segundo Hallbauer et al. (1973), o início e o crescimento de uma fratura são influenciados pela heterogeneidade na distribuição das tensões dentro da microestrutura da rocha. Além disso, Diederichs (2003) afirmou que a concentração de tensões de tração devido a heterogeneidades existentes, mesmo quando uma rocha está sob um regime de compressão, é um aspecto importante que deve ser considerado em análises numéricas.

Em estudos anteriores, modelos baseados em partículas poliédricas do MED foram desenvolvidos para representarem numericamente o granito Lac du Bonnet com sua heterogeneidade em meso-escala sendo alcançada mediante uma representação explícita da distribuição dos seus minerais, conforme observado em análises de seções finas em microscópio (Lan et al., 2010). Neste estudo, uma forma simples, porém, ainda efetiva de obter uma representação da heterogeneidade foi definida pela associação de uma função de distribuição probabilística aos parâmetros mecânicos de meso-escala do modelo numérico. Essa abordagem já foi realizada por outros pesquisadores associando-se uma função de distribuição de probabilidade do tipo Weibull (Tang & Kaise, 1998) ou Gaussiana (Guo et al., 2017) aos parâmetros de meso-escala do modelo. Não obstante, nenhuma conclusão definitiva foi alcançada se uma função deveria ser preferida em detrimento da outra (Lu et al., 2002).

Nesta pesquisa, presume-se que a função de distribuição de probabilidade normal ou gaussiana forneça uma representação satisfatória da heterogeneidade em meso-escala de uma rocha.

6.1.3 MICRO REDE DE FRATURAS DISCRETAS

De acordo com Hoek & Bieniawski (1965), a distribuição de micro-fraturas preexistentes em uma rocha influencia o seu comportamento mecânico. Como as micro-fraturas preexistentes são relevantes, espera-se que a representação delas seja realizada em metodologias numéricas que visam a análise dos processos de fraturamento. Uma abordagem interessante para definir uma representação racional das micro-fraturas preexistentes em uma rocha foi sugerida por Hamdi et al. (2015), que utilizaram o método Rede de Fraturas Discretas (RFD) para a definição geométrica das micro-fraturas preexistentes em meso-escala. Devido ao tamanho menor das micro-fraturas em comparação com as fraturas de um maciço rochoso, foi dado o nome Micro Rede de Fraturas Discretas (μ RFD) para a metodologia proposta.

Na abordagem μ RFD, a intensidade de micro-fraturas preexistentes é definida por meio da medida P21 de intensidade de fraturamento proposta por Dershowitz & Herda (1992), a qual é definida como a razão entre o comprimento total de fraturas e a área da amostra. Em uma análise 2D, a área da amostra é igual à área total da rocha. Nesta pesquisa, a orientação das micro-fraturas é

aleatoriamente associada às faces das células de Voronoi e não segue uma distribuição de orientação específica.

Para uma amostra de rocha recuperada de uma profundidade rasa e que não tenha sido afetada pelo processo de amostragem, pode-se admitir que micro-fraturas estejam presentes de maneira aleatória seguindo as fronteiras entre os grãos de minerais (Lim et al., 2012; Bieniawski, 1967b).

6.2 ESTUDO DE CASO: GRANITO LAC DU BONNET

O granito Lac du Bonnet é uma rocha situada no sudeste de Manitoba, no Canadá. As propriedades laboratoriais e o comportamento in-situ da rocha foram analisados por meio dos trabalhos no laboratório de pesquisas subterrâneas (URL) da *Atomic Energy of Canada Limited* (AECL) (Martin, 1993; Lim et al., 2012; Eberhardt et al., 1998; Eberhardt et al., 1999; Lajtai, 1998; Martin & Chandler, 1994).

Eberhardt et al. (1998) definiram as seguintes propriedades macroscópicas e níveis de tensões característicos de amostras intactas de Lac du Bonnet obtidas a partir de uma profundidade de 130 m: módulo de Young, coeficiente de Poisson, tensão de fechamento de micro-fraturas, tensão de início de formação de micro-fraturas, tensão de dano de micro-fraturas e resistência de pico. Martin (1993) apresentou a envoltória de resistência Hoek & Brown para amostras de Lac du Bonnet recuperadas de profundidades entre 0 e 200 m, bem como um resumo das resistências à tração direta e ao ensaio brasileiro. Martin & Chandler (1994) apresentaram os resultados de um único teste de compressão uniaxial do Lac du Bonnet em forma gráfica. Lim et al. (2012) realizaram análises em microscópio de seções finas da rocha e apresentaram valores de intensidade de micro-fraturas preexistentes, bem como valores de volume de vazios do material.

Nesta pesquisa, uma representação numérica 2D do granito Lac du Bonnet rosa foi obtida por meio de um processo de calibração com o objetivo de mostrar o uso potencial do RMCR estendido para o estudo dos processos de fraturamento de rochas quase-frágeis.

6.2.1 CALIBRAÇÃO NUMÉRICA

Para o processo de calibração, foram realizados ensaios numéricos de tração direta, brasileiro, carregamento triaxial e de compressão não-confinado. O processo seguiu as etapas mostradas na Fig. 6.6.

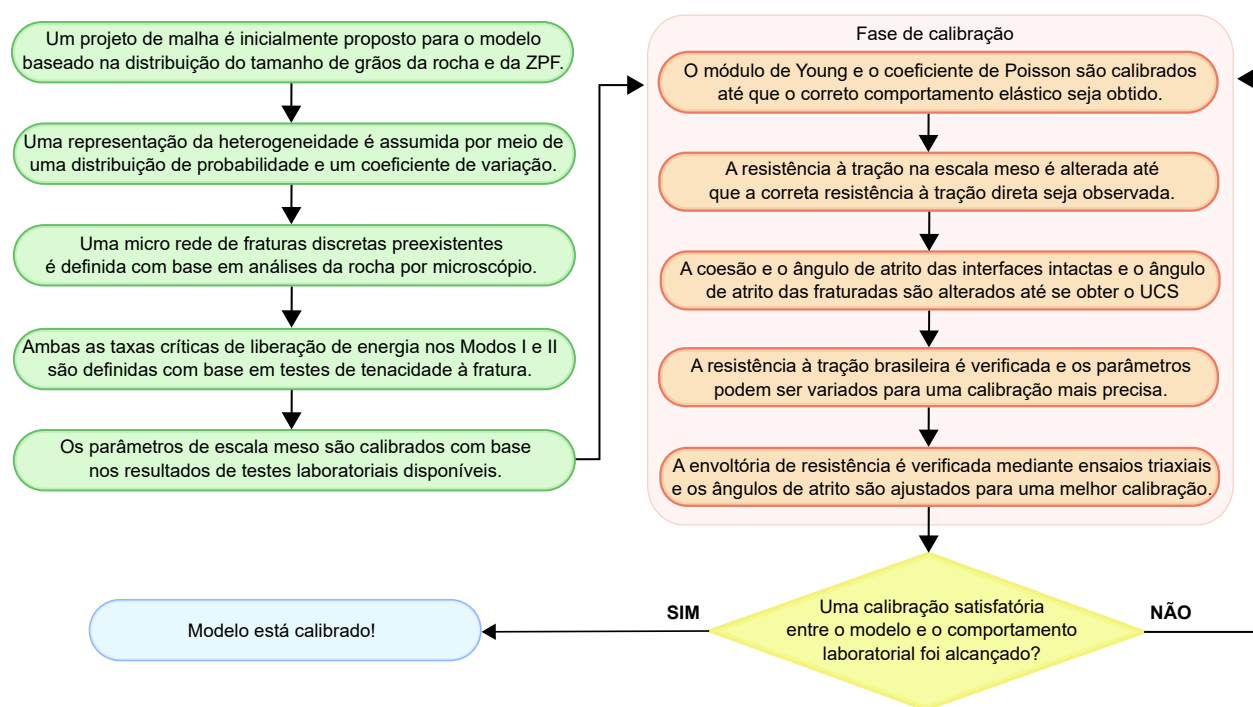


Figura 6.6: Etapas de calibração seguidas nesta pesquisa (Rasmussen et al., 2018a).

Para as análises realizadas, a velocidade das placas de carregamento foi definida como sendo igual a 5 cm/s. Esse valor foi escolhido para a obtenção de tempos práticos de simulação sem que os resultados fossem significativamente influenciados por efeitos dinâmicos. Mesmo que esta velocidade seja muito maior do que a normalmente adotada em laboratório, isso é normalmente necessário em simulações numéricas devido às atuais limitações de desempenho computacional, sendo que velocidades de até 20 cm/s já foram usadas em análises com sucesso (Cho et al., 2007). Além disso, um alto fator de amortecimento não-viscoso de 0,8 foi usado para atingir uma condição de carregamento quase-estática.

6.2.1.1 DESIGN DA MALHA VORONOI

Para definir um design de malha apropriado, três aspectos relevantes devem ser considerados: uma regra de definição de geometria da malha, a distribuição granulométrica dos grãos de minerais da rocha e o tamanho máximo permitido às células de Voronoi para uma representação adequada da ZPF.

Quanto ao primeiro aspecto, um posicionamento aleatório de todos os núcleos das células de Voronoi tratou-se da regra geométrica escolhida, uma vez que foi mostrado que a mesma reduz potenciais tendências geradas pela malha no processo de fraturamento (Schlangen & Garboczi, 1997). A abordagem seguida nesta pesquisa é a mesma que a proposta por Yip et al. (2005).

Para o segundo aspecto, foi definido que a distribuição granulométrica do tamanho das células de Voronoi não deve ser maior que a distribuição máxima obtida para o granito Lac du Bonnet. Neste trabalho, as mesmas distribuições máxima e mínima utilizadas por Lan et al. (2010) em seu modelo numérico UDEC do Lac du Bonnet foram usadas como diretriz para o design da malha do modelo RMCR estendido. Na Fig. 6.7, a distribuição granulométrica das células de Voronoi adotada no modelo numérico é mostrada, a qual está dentro dos limites inferior e superior para o granito Lac du Bonnet. Nessa pesquisa, uma distribuição próxima da máxima foi adotada com o objetivo de obter células de Voronoi maiores que levam ao cálculo de um valor de passo de tempo também maior para o modelo numérico.

Com relação ao terceiro aspecto, Hillerborg et al. (1976) definiram um valor conhecido como o comprimento característico do material l_{ch} , o qual está relacionado ao tamanho da ZPF em uma rocha quase-frágil:

$$l_{ch} = \frac{E_c G_{IC}}{\sigma_t^2} \quad (6.17)$$

onde E_c é o módulo de Young macroscópico obtido no ensaio de compressão não-confinado; e σ_t é a resistência à tração macroscópica.

O valor do comprimento característico é normalmente usado como um critério para o projeto da

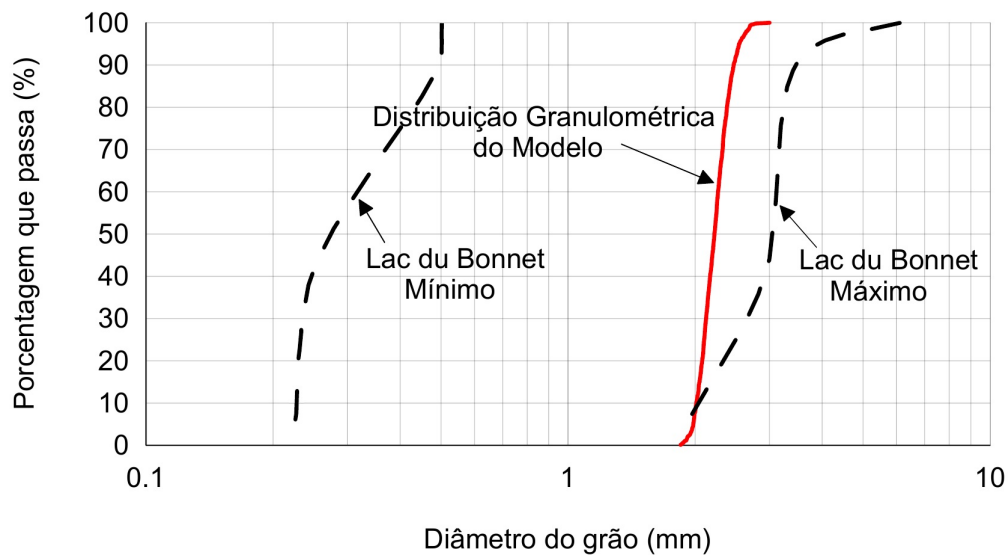


Figura 6.7: Distribuição granulométrica das células de Voronoi do modelo numérico do granito Lac du Bonnet (Rasmussen et al., 2018a).

malha, sendo que os elementos da malha devem ser menores do que esse valor para uma representação adequada da ZPF. Ou seja, a ZPF deve também ser discretizada para que sua representação numérica seja realística. Para o granito Lac du Bonnet, obtém-se um valor aproximado de 42 mm para o comprimento característico. Como o tamanho médio da célula de Voronoi do modelo numérico desenvolvido é aproximadamente igual a 2 mm, a ZPF fica bem representada. Caso o modelo representasse uma análise em escala de obras de engenharia, a técnica do *upscaling* iria ter que ser aplicada para obter o correto comportamento numérico do material com um tamanho de malha razoável.

É importante mencionar que, para o processo de calibração numérica, um único design de malha foi definido e mantido constante para as simulações subsequentes. No entanto, já foi demonstrado que o processo aleatório associado à geração da malha, embora traga redução do efeito de (bias) no processo de fraturamento, pode trazer como desvantagem incertezas ao comportamento do modelo calibrado (Mayer & Stead, 2017).

6.2.1.2 REPRESENTAÇÃO DA HETEROGENEIDADE

Nesta pesquisa, a distribuição de probabilidade gaussiana é usada para representar a heterogeneidade em meso-escala da rocha:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_g} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_g^2}} \quad (6.18)$$

onde μ representa o valor médio de x ; e σ_g indica o desvio padrão. Em vez de σ_g , um valor de coeficiente de variação (COV) pode ser especificado e $\sigma_g = COV \cdot \mu$.

De acordo com o trabalho de Guo et al. (2017), um valor COV entre 12% e 21% é adequado para os parâmetros de módulo de elasticidade, ângulo de atrito, coesão e resistência à tração para a maioria das rochas. Neste estudo, um COV igual a 10% foi aplicado aos seguintes parâmetros de meso-escala: Módulo de Young E , resistência à tração f_n , coesão c , ângulo de atrito da interface intacta ϕ_p , ângulo de atrito da interface fraturada ϕ_r e abertura das micro-fraturas preexistentes. A adoção de valores de COV diferentes não foi realizada pela ausência de dados na literatura científica sobre a dispersão dessas propriedades nas rochas. Dessa forma, nessa pesquisa foi adotada a hipótese de que apenas um valor de COV é representativo da heterogeneidade das rochas. Entretanto, como será mostrado adiante, um único valor de COV foi capaz de calibrar um modelo numérico representativo em variadas trajetórias de tensões.

6.2.1.3 MICRO-FRATURAS PREEXISTENTES μ RFD

A intensidade de micro-fraturas preexistentes de amostras do granito Lac du Bonnet recuperadas de profundidades entre 13,2 e 13,42 m foi analisada e apresentada por Lim et al. (2012). Uma de suas principais descobertas foi que, em profundidades menores que 200 m, as micro-fraturas apresentadas pelas amostras eram sobretudo naturais e não relacionadas a danos induzidos pelo desconfinamento durante o processo de amostragem.

Segundo Lim et al. (2012), para amostras do granito Lac du Bonnet recuperadas de profundidades menores que 200 m, a densidade volumétrica específica do volume de vazios total das micro-fraturas variou entre 0,04 e 0,14%. Este valor foi obtido por meio de ensaios triaxiais, nos quais foi aplicada uma tensão hidrostática de 50 MPa para o fechamento das fraturas preexistentes. Nesta pesquisa, foi considerado o valor de 0,04%, o qual proporcionou o comportamento numérico mais satisfatório.

Embora o valor da intensidade de micro-fraturas naturais também tenha sido apresentada por Lim et al. (2012), esse valor não pôde ser usado diretamente no modelo numérico devido ao tamanho de malha adotado neste estudo. Portanto, o valor de intensidade de micro-fraturas preexistentes adotado foi menor que o medido em análises de microscópio de seções finas. Um valor de intensidade P21 igual a 0,19 1/mm mostrou ser capaz de fornecer um comportamento macroscópico razoavelmente preciso.

6.2.1.4 TAXAS DE LIBERAÇÃO DE ENERGIA CRÍTICA

De acordo com Martin (1993), testes de laboratório indicaram que amostras do granito Lac du Bonnet possuem um valor de tenacidade à fratura que varia entre 1,49 e 1,82 MPa \sqrt{m} . Com base na hipótese de estado plano de tensão, uma taxa de liberação de energia crítica equivalente no modo-I pôde ser estimada, a qual varia entre aproximadamente 30 e 50 N/m. Nesta pesquisa, uma taxa de liberação de energia crítica no modo-I igual a 30 N/m foi definida. Uma hipótese foi feita de que a taxa de liberação de energia crítica no modo-II é igual ao dobro daquela no modo-I, ou seja, igual a 60 N/m.

6.2.1.5 PARÂMETROS DO MODELO NUMÉRICO CALIBRADO

Depois de alguns ciclos nas etapas de calibração mostradas na Fig. 6.6, uma aproximação muito boa entre o comportamento numérico e laboratorial do granito Lac du Bonnet foi alcançada. Os parâmetros em meso-escala do modelo numérico e do modelo μ RFD seguem apresentados na Tab. 6.1. Da tabela, nota-se que os parâmetros de meso-escala possuem valores diferentes dos parâmetros de macro-escala obtidos para a rocha no laboratório. A principal razão desse fato é que o modelo numérico aplicado é baseado em uma metodologia de análise do tipo micromecânica, com o complexo comportamento advindo da interação entre as células de Voronoi gerando o comportamento em macro-escala do modelo numérico. Assim, os parâmetros de meso-escala são diferentes dos parâmetros de macro-escala porque representam fenômenos que ocorrem no interior do material e não o seu comportamento médio macroscópico.

Tabela 6.1: Parâmetros em meso-escala utilizados no RMCR estendido para o modelo numérico do granito Lac du Bonnet.

Parâmetro de meso-escala	Valor
<i>Parâmetros de densidade e deformabilidade</i>	
Densidade ρ (kg/m^3)	2620
Módulo de Young E (GPa)	75
Coefficiente de Poisson ν	0.15
<i>Parâmetros de resistência</i>	
Resistência a tração f_n (MPa)	17
Coesão c (MPa)	89
Ângulo de atrito da interface intacta ϕ_p ($^\circ$)	36
Ângulo de atrito da interface fraturada ϕ_r ($^\circ$)	18
Taxa de liberação de energia crítica no modo-I G_{IC} (N/m)	30
Taxa de liberação de energia crítica no modo-II G_{IIC} (N/m)	60
<i>Parâmetros do modelo μRFD</i>	
Intensidade P21 das micro-fraturas (1/mm)	0.19
Abertura média das micro-fraturas (μm)	2.2
<i>Parâmetros de heterogeneidade</i>	
Função densidade de probabilidade	Gaussian
Coefficiente de variação (%)	10

Na Fig. 6.8, a malha do modelo utilizada para os ensaios numéricos é mostrada junto com uma representação das micro-fraturas preexistentes baseada no modelo μ RFD desenvolvido.

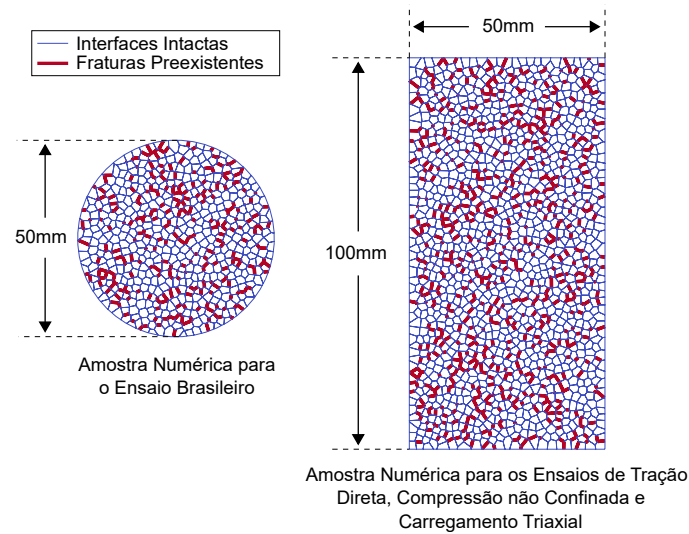


Figura 6.8: Amostras numéricas do granito Lac du Bonnet para ensaios de tração direta, brasileiro, carregamento triaxial e compressão não-confinado (Rasmussen et al., 2018a).

6.2.2 RESULTADOS E DISCUSSÕES

O modelo numérico do granito Lac du Bonnet foi analisado numericamente em ensaios de tração direta, brasileiro, carregamento triaxial e compressão não-confinado. Os resultados laboratoriais foram comparados com os numéricos como forma de verificar a precisão do modelo computacional. Na Tab. 6.2, os resultados obtidos das análises numéricas e laboratoriais estão apresentados lado-a-lado. Fica claro a partir dos valores mostrados que o RMCR estendido apresentou um bom desempenho na obtenção de uma representação numérica satisfatória do granito Lac du Bonnet. Cada ensaio numérico é discutido a seguir.

6.2.2.1 ENSAIO DE TRAÇÃO DIRETA

Um ensaio de tração direta numérico foi realizado e o resultado segue mostrado na Fig. 6.9.

O mesmo mecanismo de fraturamento frágil de uma rocha em regime de compressão é aplicável a uma amostra sob tração (Bieniawski, 1967). No entanto, na tração, o fechamento das micro-fraturas é inexistente e as tensões características de início e de dano das micro-fraturas são próximas

Tabela 6.2: Resultados dos ensaios numéricos e laboratoriais do granito Lac du Bonnet.

Propriedade macroscópica	Modelo	Laboratório	Dif. (%)
<i>Propriedades elásticas</i>			
Módulo de Young E_c (GPa)	62.8	66.1	-5.0
Módulo de Young a tração E_t (GPa)	43.3	40.4	7.2
Coefficiente de Poisson ν	0.25	0.24	4.2
<i>Resistências a tração</i>			
Resistência a tração brasileira $\sigma_{t,B}$ (MPa)	8.7	8.8	-1.1
Resistência a tração direta σ_t (MPa)	7.1	6.9	2.9
<i>Tensões características</i>			
Tensão de fechamento de micro-fraturas σ_{cc} (MPa)	48.3	47.5	1.7
Tensão de início de micro-fraturas σ_{ci} (MPa)	81.1	81.5	-0.5
Tensão de dano de micro-fraturas σ_{cd} (MPa)	154.1	157.3	-2.0
Resistência de pico σ_f (MPa)	200.7	206.5	-2.8
<i>Envoltória Hoek & Brown</i>			
Parâmetro m	31.59	30.8	2.6
Parâmetro σ_c (MPa)	222.9	213.2	4.5

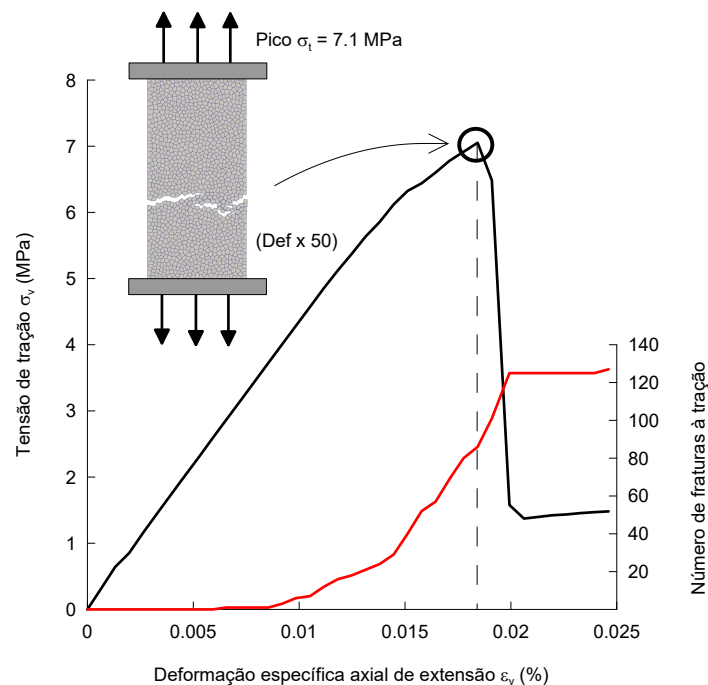


Figura 6.9: Resultado do ensaio de tração direta numérico e amostra rompida (Rasmussen et al., 2018a).

entre si, devido ao fato de que as micro-fraturas tendem a se propagar em seu próprio plano. Na Fig. 6.9 esse comportamento é observado, pois a curva de tensão-deformação é aproximadamente linear antes da resistência de pico ser atingida. Ademais, o número de formação de novas micro-fraturas à tração aumenta rapidamente próximo do pico.

A partir da Fig. 6.9, foi possível estimar um valor do módulo de Young em regime de tração, o qual é aproximadamente 68% do módulo de Young sob regime de compressão, como mostrado na Tab. 6.2. Essa diferença é esperada devido às micro-fraturas preexistentes, sendo que também foi observada nos experimentos de laboratório (Martin, 1993).

6.2.2.2 ENSAIO BRASILEIRO

Foi realizado um ensaio brasileiro numérico e o resultado segue apresentado na Fig. 6.10.

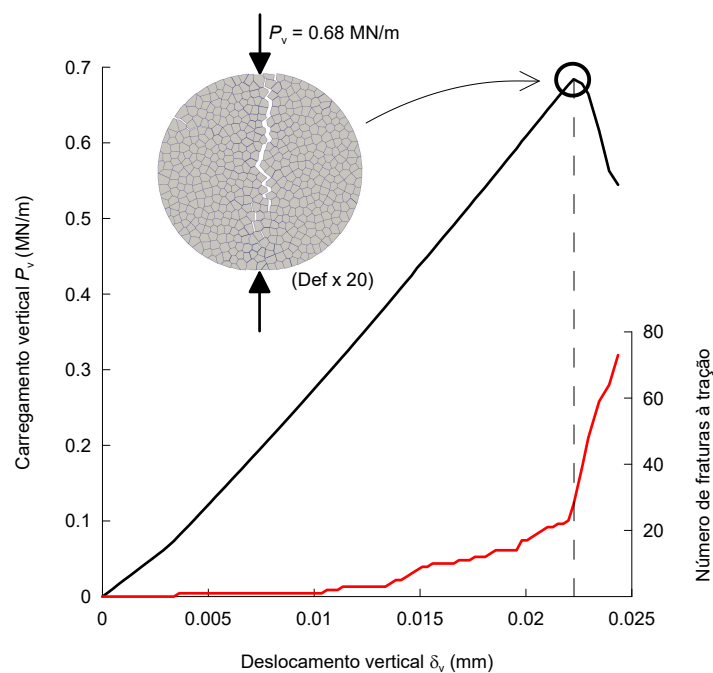


Figura 6.10: Resultado do ensaio brasileiro numérico e amostra rompida (Rasmussen et al., 2018a).

De acordo com a teoria da mecânica da fratura, o ponto de ruptura inicial de um ensaio brasileiro deveria ser seu ponto central. Além disso, a ruptura deve ocorrer devido à existência de tensões de tração. No entanto, o ensaio brasileiro geralmente apresenta maior resistência que um ensaio de tração direta devido à presença de micro-fraturas preexistentes, as quais enfraquecem a

rocha em um ensaio de tração direta mais severamente do que em um ensaio brasileiro (Goodman, 1989). Como a amostra numérica continha micro-fraturas preexistentes, um comportamento semelhante ao de uma amostra real de laboratório foi observado. Isso pode ser demonstrado pela comparação das resistências à tração direta e à tração pelo ensaio brasileiro. Esses valores estão apresentados na Tab. 6.2.

A resistência à tração do ensaio brasileiro $\sigma_{t,B}$ foi estimado a partir da equação abaixo para análises 2D:

$$\sigma_{t,B} = \frac{2P_v}{\pi d} \quad (6.19)$$

onde P_v é a carga de compressão por unidade de largura da amostra; e d é o diâmetro da amostra.

6.2.2.3 ENSAIO DE COMPRESSÃO NÃO-CONFINADO

Um único ensaio de compressão não-confinado foi realizado numericamente a fim de verificar se a amostra numérica consegue mostrar todos os cinco estágios de fraturamento indicados por Bieniawski (1967). Os resultados estão apresentados na Fig. 6.11. Quatro gráficos foram derivados do ensaio de compressão não-confinado: tensão vertical - deformação específica vertical, tensão vertical - deformação específica lateral, deformação específica volumétrica total - tensão vertical e deformação específica volumétrica das fraturas - deformação específica vertical. Essas curvas seguem plotadas juntas com as apresentadas por Martin & Chandler (1994) para um ensaio de compressão não-confinado do granito Lac du Bonnet.

Na Fig. 6.11, os cinco estágios de fraturamento são observados. Inicialmente, há uma resposta não-linear de tensão-deformação devido ao fechamento de micro-fraturas preexistentes orientadas perpendicularmente à tensão vertical. Em seguida, tem-se um comportamento elástico-linear, onde não ocorre variação na deformação específica volumétrica das fraturas. Posteriormente, há o início de um comportamento não-linear caracterizado por fraturamento estável do material, sem interação entre as fraturas. Na sequência, ocorre uma inversão na curva de deformação específica volumétrica total e o fraturamento instável inicia-se devido à interações entre as fraturas. Concluindo ocorre a

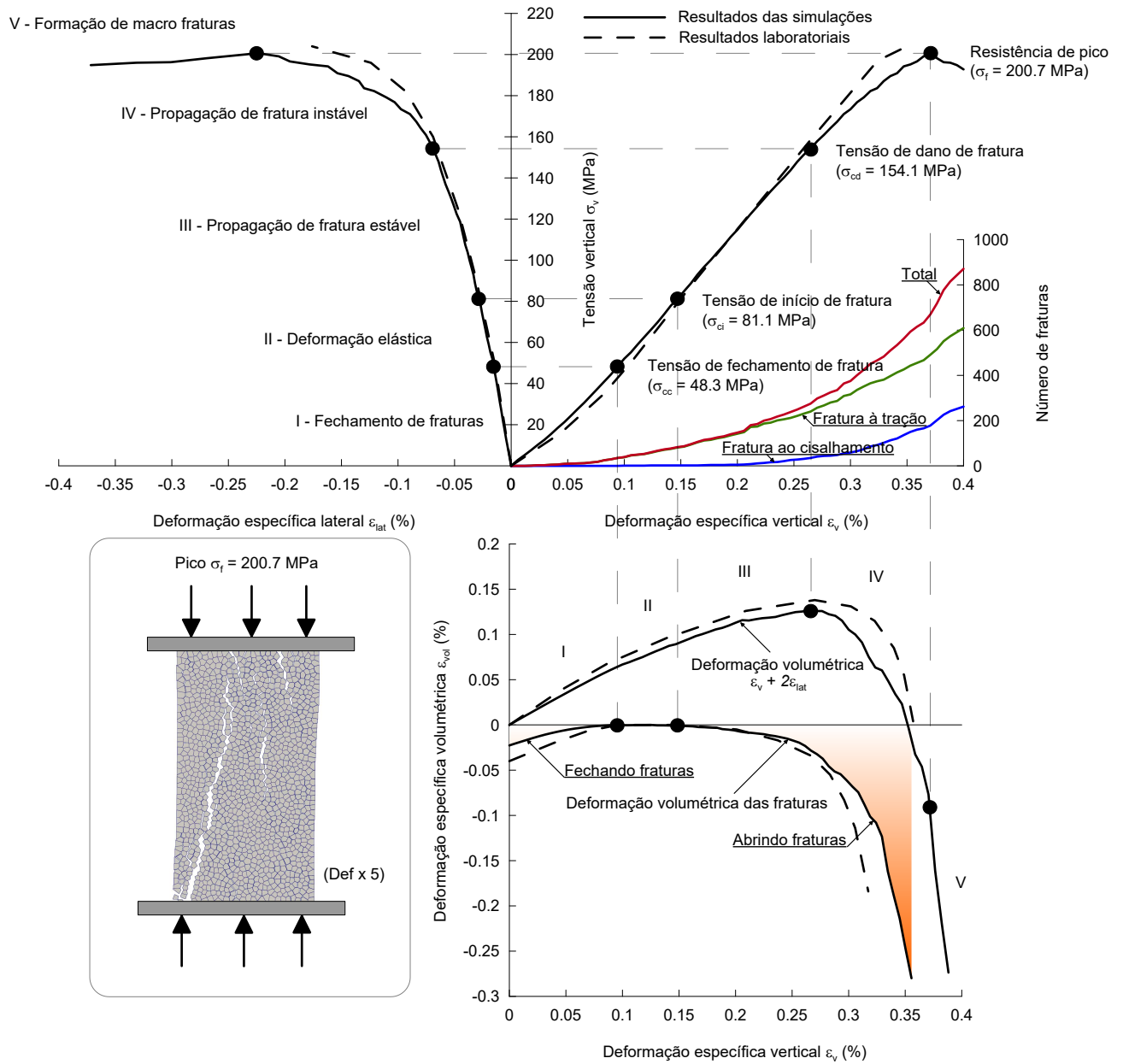


Figura 6.11: Resultados do ensaio de compressão não-confinado e amostra numérica rompida (Rasmussen et al., 2018a).

formação de macro-fraturas e a ruptura por separação axial, como mostrado na Fig. 6.11.

Eberhardt et al. (1998) apresentaram uma análise detalhada do comportamento não-linear de amostras do granito Lac du Bonnet rosa retiradas de uma profundidade de 130 m na URL. No estudo, os quatro níveis de tensões característicos foram apresentados para o material: tensão de fechamento das fraturas, tensão de início de fraturamento, tensão de dano das fraturas e resistência de pico. Estes níveis de tensões característicos foram obtidos na análise numérica e são apresentados junto com os de laboratório na Tab. 6.2. É importante ressaltar que, para o ensaio numérico, a tensão de fechamento das fraturas foi definida no instante em que a curva de deformação específica volumétrica das fraturas apresentou uma inclinação menor que 5 graus, e a tensão de início de fraturamento quando esta curva apresentou uma inclinação maior que 5 graus. É importante ressaltar que o ângulo de 5 graus mencionado é medido no gráfico que mostra a curva de deformação específica volumétrica contra a deformação específica vertical. Os resultados mostram que o modelo numérico do granito Lac du Bonnet conseguiu apresentar um comportamento semelhante ao da rocha real.

6.2.2.4 ENSAIOS DE CARREGAMENTO TRIAXIAL

Seis ensaios de carregamento triaxial numéricos foram realizados com as seguintes tensões de confinamento: 5, 10, 15, 20, 25 e 30 MPa. Os resultados seguem mostrados na Fig. 6.12.

Na Fig. 6.12, pode ser visto que a amostra numérica começa a mostrar uma resposta mais dúctil à medida que a tensão de confinamento aumenta. Embora a transição completa frágil-dúctil não tenha sido atingida, a tendência é observável.

Martin (1993) definiu os parâmetros do critério Hoek & Brown para o granito Lac du Bonnet com base em ensaios triaxiais laboratoriais de amostras recuperadas de profundidades entre 0 e 200 m. O critério de resistência não-linear de Hoek & Brown (1980) é expresso como:

$$\sigma_1 = \sigma_3 + \sigma_c \sqrt{m \frac{\sigma_3}{\sigma_c} + 1.0} \quad (6.20)$$

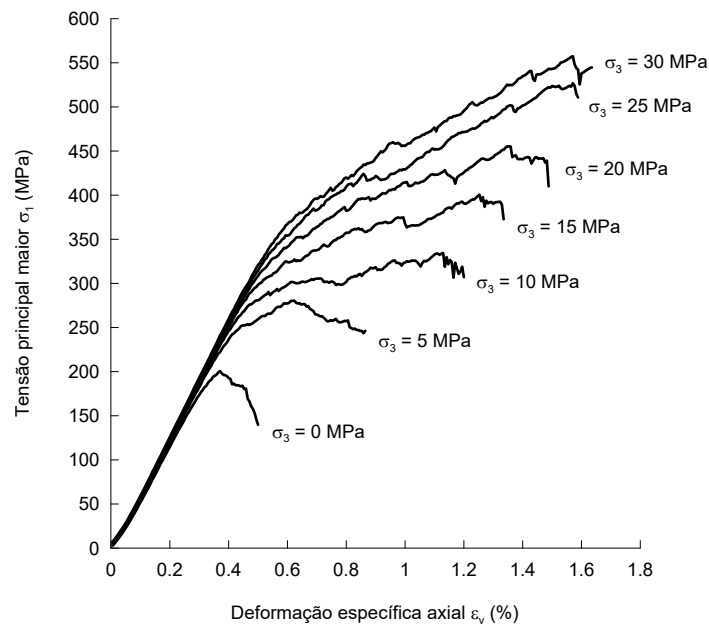


Figura 6.12: Resultados dos ensaios de carregamento triaxial numéricos (Rasmussen et al., 2018a).

onde σ_c é a resistência à compressão uniaxial do material intacto; e m é uma constante que depende das propriedades da rocha.

A envoltória de resistência Hoek & Brown apresentada por Martin (1993) está mostrada na Fig. 6.13, juntamente com a envoltória de resistência baseada nos ensaios numéricos triaxiais. Uma correspondência muito boa é notada, com a envoltória de resistência numérica apresentando uma tendência não-linear para baixos níveis de tensão de confinamento. Em níveis de confinamento acima de 10 MPa, nota-se uma tendência linear da envoltória de Hoek & Brown numérica, provavelmente pelo fato de o modelo levar em consideração a envoltória de Mohr-Coulomb como sendo representativa da resistência das interfaces intactas. No entanto, simulações numéricas com níveis mais altos de confinamento devem ser realizadas para obter conclusões definitivas.

6.3 CONCLUSÕES PRELIMINARES

Nesta pesquisa, o método RMCR foi estendido para tornar possível simulações mais realistas dos complexos fenômenos de fraturamento de rochas quase-frágeis. Para este objetivo, três novas contribuições foram dadas ao método: a implementação de um modelo de zona coesiva modificado,

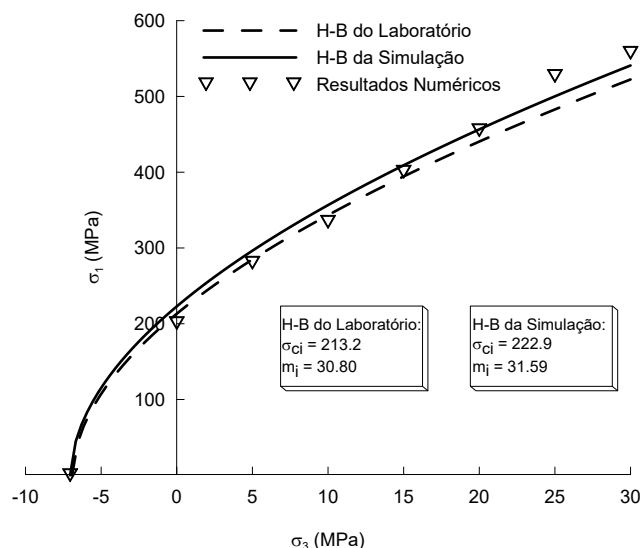


Figura 6.13: Envoltórias de resistência Hoek & Brown obtidas pelos ensaios numéricos e laboratoriais (Rasmussen et al., 2018a).

a incorporação da heterogeneidade por meio de uma função de distribuição de probabilidade, e a representação das micro-fraturas preexistentes de uma rocha por meio da atribuição de um modelo μ RFD. Por causa das contribuições oferecidas, o método numérico foi denominado aqui de RMCR estendido.

A fim de verificar a competência do método quando aplicado a análises de rochas quase-frágeis, um modelo computacional 2D do granito Lac du Bonnet foi elaborado e testado em ensaios de tração direta, ensaio brasileiro, carregamento triaxial e compressão não-confinado. Os resultados mostraram que uma correspondência muito boa entre o comportamento do modelo numérico e a rocha real foi alcançada. Além disso, o RMCR estendido foi capaz de representar os seguintes níveis de tensões característicos associados ao complexo fenômeno de fraturamento em rochas solicitadas a compressão: tensão de fechamento de fraturas, tensão de início de fraturamento, tensão de dano das fraturas e resistência de pico.

Os resultados mostraram que a resistência à tração direta numérica foi ligeiramente inferior à resistência à tração obtida do ensaio brasileiro, o que também foi observado nos ensaios laboratoriais.

Devido à presença de micro-fraturas preexistentes, o modelo apresentou um comportamento inicial não-linear no ensaio de compressão não-confinado, e o módulo de Young a tração foi

significativamente inferior que o módulo de Young a compressão.

É importante ressaltar que o método numérico foi capaz de fornecer uma razão entre a resistência a compressão e a tração realista, igual a aproximadamente 28. Essa característica tem demonstrado ser de suma importância para o comportamento de rochas quase-frágeis (Wu & Xu, 2016; Altidang & Guney, 2010; Scholtes & Donzè, 2013). Portanto, sua representação é esperada em metodologias numéricas robustas.

Embora o RMCR estendido tenha apresentado um bom desempenho na simulação do comportamento de uma rocha quase-frágil real, o mesmo possui três limitações importantes que devem ser mencionadas: as células de Voronoi são inquebráveis e rupturas transgranulares e inter-granulares não podem ser representadas; a metodologia é baseada na teoria de pequena deformações; e o comportamento macroscópico de uma rocha deve ser definido por meio de um longo processo de calibração.

Embora o RMCR estendido tenha sido testado sob trajetórias de tensões de ensaios laboratoriais convencionais, cenários mais complexos devem ser analisados antes que o método possa ser usado com confiança em projetos reais.

7 ANÁLISE DE SENSIBILIDADE GLOBAL

Em mecânica de rochas, estudos vem sendo realizados mediante análises laboratoriais e numéricas sobre os efeitos das propriedades em escala meso no comportamento macroscópico (Soga et al., 2014). Essas pesquisas são relevantes, pois buscam definir uma relação direta entre os comportamentos apresentados pelos materiais rochosos em diferentes escalas. No futuro, os resultados desses estudos poderão permitir que modelos numéricos baseados em formulações discretas sejam aplicados sem a necessidade de calibração.

Neste capítulo, um passo foi dado no desenvolvimento do entendimento dos efeitos promovidos pelas propriedades de escala meso no comportamento macroscópico de rochas. Uma análise de sensibilidade global conhecida como análise Sobol foi realizada para um modelo RMCR do granito Lac du Bonnet sob condição de compressão axial não-confinado. A metodologia de análise Sobol foi escolhida por ser capaz de considerar as não-linearidades do modelo numérico no resultado. Nesta análise, estudou-se o impacto de oito variáveis de escala meso sobre dois níveis de tensões características macroscópicas da rocha numérica. Especificamente, as variáveis de escala meso estudadas foram: módulo de Young, taxa de liberação de energia crítica no modo-I, resistência à tração, coesão, ângulo de atrito das interfaces intactas, ângulo de atrito das interfaces fraturadas, intensidade de micro-fraturas preexistentes e a abertura inicial delas. Foi assumido nessa pesquisa que todas essas variáveis são independentes. Os dois níveis de tensões características analisados foram a tensão de início de fraturamento e a tensão de dano. A razão para a escolha desses dois níveis específicos é que ambos são muito importantes em projetos relacionados com a engenharia de rochas. Enquanto a tensão de início de fraturamento é considerada como um limiar para a ruptura de rochas duras em túneis profundos, a tensão de dano representa a resistência de longo prazo das rochas.

A Fig. 7.1 apresenta um esquema simplificado do passo-a-passo da aplicação da análise de sensibilidade global Sobol. Vale afirmar que o modelo matemático não precisa se tratar de uma formulação analítica, podendo a metodologia ser aplicada inclusive a modelos caixa preta.

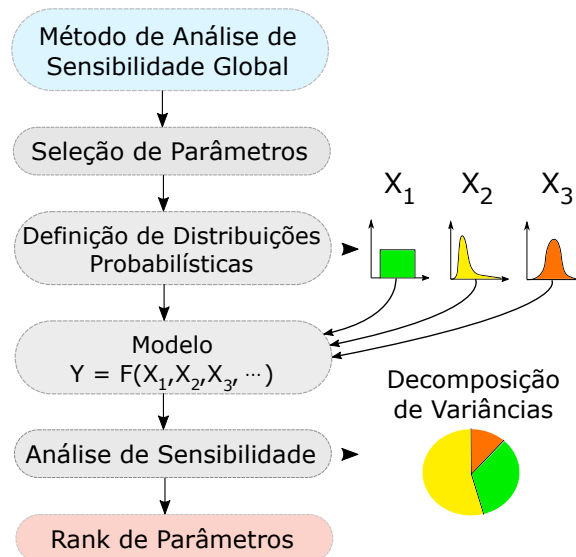


Figura 7.1: Esquema simplificado da metodologia de análise de sensibilidade global Sobol.

O modelo RMCR estendido é aqui interpretado como uma função Y que depende de k variáveis de entrada:

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_k) \quad (7.1)$$

Em uma Análise de Sensibilidade Global Sobol (Sobol, 1993), a variância da expectativa condicional do modelo é tomada como uma medida de sensibilidade. Em outras palavras, se uma expectativa condicional (ou seja, $E(Y/X_i)$) apresenta uma grande variação em todo o intervalo de uma determinada variável X_i , então essa variável é considerada relevante para o comportamento do modelo. Uma análise Sobol permite calcular dois índices de sensibilidade: o índice primário e o total. O índice de sensibilidade primário de uma variável X_i é estimado dividindo a variância da expectativa condicional pela variância incondicional da seguinte forma:

$$S_i = \frac{V[E(Y/X_i)]}{V(Y)} \quad (7.2)$$

O índice primário trata-se de uma representação numérica da contribuição do efeito principal de cada variável para a variância do resultado do modelo.

A análise de Sobol também pode ajudar a identificar a existência de efeitos de interação entre

as variáveis de entrada. A interação entre variáveis ocorre sempre que seus efeitos na saída não podem ser expressos pela soma de seus efeitos individuais. Um exemplo pode ser o caso de valores extremos de saída dados por uma combinação particular de valores de entrada, o que não é representado pelos índices de sensibilidade primários.

O índice de sensibilidade total considera a contribuição combinada do efeito primário de uma variável junto com todos os efeitos de ordem superior que emergem de suas interações com as demais variáveis. Por exemplo, considerando um modelo com três variáveis de entrada, o índice de sensibilidade total da variável número 1 é dado por:

$$S_{T1} = S_1 + S_{12} + S_{13} + S_{123} \quad (7.3)$$

onde S_{12} , S_{13} e S_{123} são os índices de sensibilidade das interações entre as variáveis.

O índice de sensibilidade total de uma variável i é estimado da seguinte forma:

$$S_{T_i} = 1 - \frac{V[E(Y/X_{-i})]}{V(Y)} \quad (7.4)$$

Ou seja, o índice de sensibilidade do efeito total é a soma de todos os termos de sensibilidade de qualquer ordem que incluam a variável X_i .

Na análise de sensibilidade global Sobol, uma grande diferença entre S_i e S_{T_i} denota efeitos de interação importantes envolvendo essa variável de entrada específica. Além disso, o índice de sensibilidade total informa quais variáveis podem ser fixadas em qualquer valor sobre sua faixa de variabilidade sem influenciar a resposta do modelo.

Valem as seguintes observações sobre uma análise de sensibilidade global Sobol, as quais auxiliam na interpretação dos índices de sensibilidade:

- Os índices de sensibilidade primários são uma medida média de quanto a variação da resposta do modelo pode ser reduzida se a variável de entrada sob análise for fixada.
- A diferença entre os índices de sensibilidade total e primário pode ser considerada como uma medida de quanto a variável de entrada sob análise interage com as demais variáveis.

- Um índice de sensibilidade total próximo de zero implica que a variável em análise não é influente e pode ser desconsiderada.
- A soma de todos os índices de sensibilidade primários é sempre igual a um para modelos aditivos (ou seja, modelos em que não ocorrem interações entre as variáveis de entrada estudadas) e menor do que um para modelos não aditivos. A diferença $1 - \sum_i S_i$ é um indicador da presença de interações.
- A soma de todos os índices de sensibilidades totais é sempre igual a um em modelos aditivos ou maior do que um em modelos não aditivos.

7.1 METODOLOGIA DE ANÁLISE

Devido à alta complexidade do método numérico RMCR estendido, uma abordagem analítica para a análise de sensibilidade global mostra-se impossível de ser levada adiante. Assim, uma abordagem numérica foi empregada, a qual resolveu o problema da complexidade. O método aqui aplicado foi originalmente proposto por Saltelli (2002), o qual é explicado em três etapas a seguir:

- Primeiramente, é gerada uma matriz $(N, 2k)$ de números aleatórios (sendo k o número de parâmetros de entrada) e duas matrizes (A e B) são definidas, com cada matriz contendo metade das amostras. N é chamado de número base de amostras. Sobol (1993) recomenda utilizar uma sequência quase-aleatória de números para o processo amostragem.
- Na sequência, uma matriz C_i é formada por todas as colunas de B exceto a coluna de número i , a qual é copiada da matriz A.
- Concluindo, o modelo é calculado para todos os valores de entrada dados pelas matrizes A, B e C_i , obtendo dessa forma três vetores de respostas de dimensão $N \times 1$: $y_A = f(A)$, $y_B = f(B)$, $y_{C_i} = f(C_i)$.

Com os vetores acima é possível calcular os índices de sensibilidade primário e total para um determinado parâmetro X_i . Essa abordagem requer $N(k+2)$ rodagens do modelo, apresentando um custo muito inferior quando comparado ao método da força-bruta (N^2).

O índice de sensibilidade primário é calculado pela seguinte equação:

$$S_i = \frac{V[E(Y|X_i)]}{V(Y)} = \frac{(1/N) \sum_{j=1}^N y_A^{(j)} y_{C_i}^{(j)} - f_0^2}{(1/N) \sum_{j=1}^N (y_A^{(j)})^2 - f_0^2} \quad (7.5)$$

onde

$$f_0^2 = \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N y_A^{(j)} \right)^2 \quad (7.6)$$

De forma semelhante, o índice de sensibilidade total é calculado pela seguinte equação:

$$S_{T_i} = 1 - \frac{V[E(Y|X_{-i})]}{V(Y)} = 1 - \frac{(1/N) \sum_{j=1}^N y_B^{(j)} y_{C_i}^{(j)} - f_0^2}{(1/N) \sum_{j=1}^N (y_A^{(j)})^2 - f_0^2} \quad (7.7)$$

No entanto, para que a análise seja bem sucedida, é necessário um grande número de amostras para se alcançar a convergência dos índices de sensibilidade. Esse tipo de análise geralmente requer até 10 mil pontos amostrais Sobol. Com o modelo numérico desenvolvido, isso levaria aproximadamente 200 dias em um laptop com um processador quad-core i7. Portanto, a tecnologia de computação em nuvem foi usada para acelerar a simulação e proporcionar um tempo de execução prático.

Para a análise de sensibilidade, a distribuição uniforme foi assumida para os parâmetros estudados. Os parâmetros e os intervalos de valores estudados estão apresentados na Tab. 7.1.

Tabela 7.1: Faixa de valores para os parâmetros de entrada analisados no ensaio numérico do tipo compressão não-confinado.

Parâmetro	Valor Min.	Valor Max.
Módulo de Young (GPa)	60	90
Gic (N/m)	12	18
Resistência à Tração (MPa)	15.2	22.8
Coesão (MPa)	80	120
Ângulo de Atrito da Interface Intacta (°)	32	48
Ângulo de Atrito da Interface Fraturada (°)	14.4	21.6
Intensidade das Micro-Fraturas P21 (1/mm)	0.152	0.228
Abertura das Micro-Fraturas (μm)	1.76	2.64

7.2 ÍNDICES DE SENSIBILIDADE E DISCUSSÕES

A análise de sensibilidade global do granito Lac du Bonnet foi realizada em um único dia usando um cluster de computação em nuvem com 200 instâncias virtuais. Foram realizadas aproximadamente 10.000 amostragens Sobol para a realização da análise. A convergência dos índices de sensibilidade ao longo das simulações e os próprios índices são mostrados nas Figs. 7.2, 7.3, 7.4 e 7.5. Nos gráficos apresentados, o termo "abertura" se refere à abertura das descontinuidades preexistentes no modelo numérico do material.

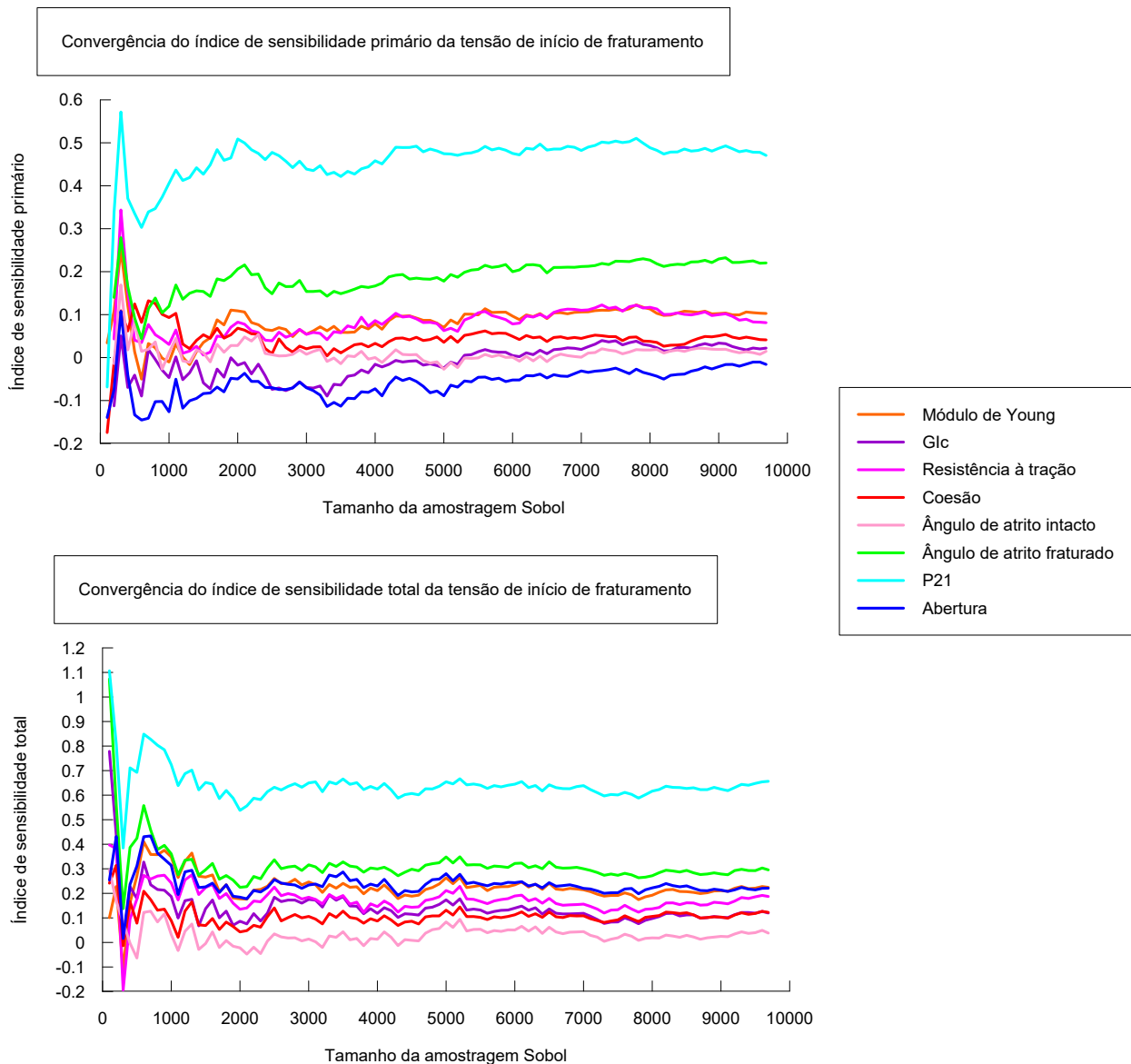


Figura 7.2: Convergência ao longo das simulações para os índices de sensibilidade da tensão de início de fraturamento.

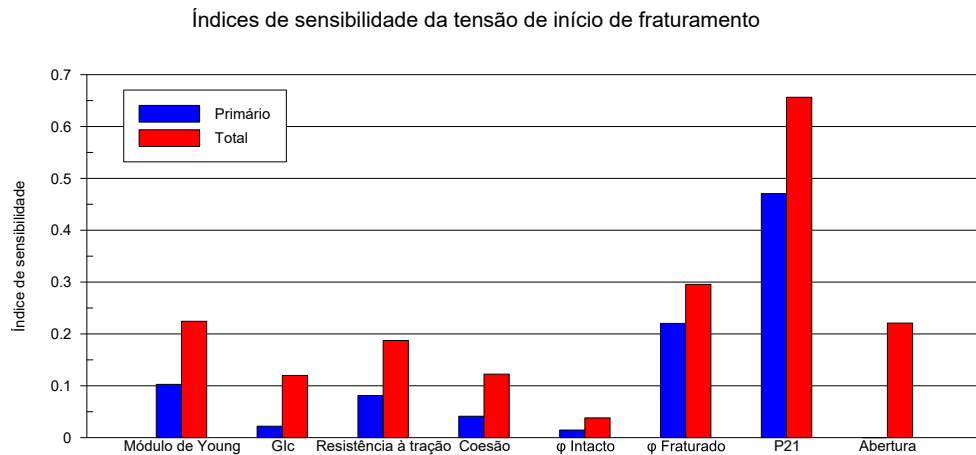


Figura 7.3: Índices de sensibilidade primário e total da tensão de início de fraturamento.

Da Fig. 7.3 algumas análises e observações podem ser feitas com respeito à influência dos parâmetros de escala meso estudados no valor da tensão de início de fraturamento do granito Lac du Bonnet. Uma análise interessante trata-se do ranqueamento dos parâmetros em ordem decrescente do seu índice de sensibilidade total. Dessa análise, tem-se a seguinte sequência de parâmetros:

1. Intensidade de micro-fraturas preexistentes P21.
2. Ângulo de atrito das interfaces fraturadas.
3. Módulo de Young.
4. Abertura das micro-fraturas preexistentes.
5. Resistência à tração.
6. Coesão.
7. Energia de liberação crítica no modo-I.
8. Ângulo de atrito das interfaces intactas.

A intensidade de micro-fraturas preexistentes foi o parâmetro em escala meso de maior impacto no valor da tensão de início de fraturamento do modelo numérico. É interessante notar que tanto o índice de sensibilidade primário quanto o total desse parâmetro são substancialmente superiores aos dos demais parâmetros, mostrando o seu grande impacto. Outra observação interessante está no fato que enquanto o ângulo de atrito das interfaces fraturadas foi o segundo parâmetro de maior impacto, o ângulo de atrito das interfaces intactas foi o último, apresentando índices

de sensibilidade muito baixos, inferiores a 0,05. Dessa forma, o ângulo de atrito das interfaces fraturadas teve uma contribuição significativa no valor da tensão de início de fraturamento, porém o ângulo de atrito das interfaces intactas praticamente não promoveu impacto algum. Vale notar também que a abertura das micro-fraturas preexistentes apresentou apenas efeitos advindos de interações com os outros parâmetros, com um índice de sensibilidade primário igual a zero.

O fato de que a intensidade de micro-fraturas preexistentes foi o parâmetro de maior impacto no valor da tensão de início de fraturamento faz sentido quando é levado em consideração os princípios da mecânica das fraturas. Fraturas preexistentes se propagam devido a fortes concentrações de tensão em suas pontas, sendo que este valor usualmente é bem superior ao valor de tensão médio transmitido pelo material intacto. Dessa forma, quando maior a quantidade de fraturas preexistentes, mais fácil será para o material iniciar o processo de propagação delas. Por outro lado, no momento em que algumas das fraturas são fechadas durante a compressão da rocha, elas apenas se propagarão quando o esforço de cisalhamento for superior ao atrito provocado pelo contato rocha-rocha. Esse raciocínio ajuda a compreender a razão pela qual o ângulo de atrito das interfaces fraturadas se mostrou como o segundo parâmetro de maior impacto. Já o ângulo de atrito das interfaces intactas foi o parâmetro de menor impacto, provavelmente pelo fato de que o estudo de sensibilidade foi realizado na condição de carregamento axial não-confinado.

Da Fig. 7.5, análises e observações podem ser feitas com respeito à influência dos parâmetros de escala meso estudados no valor de tensão de dano do granito Lac du Bonnet. Mais uma vez, o ranqueamento dos parâmetros em ordem decrescente do seu índice de sensibilidade total foi realizada. Assim, tem-se a seguinte sequência de parâmetros:

1. Intensidade de micro-fraturas preexistentes P21.
2. Ângulo de atrito das interfaces fraturadas.
3. Coesão.
4. Ângulo de atrito das interfaces intactas.
5. Resistência à tração.
6. Abertura das micro-fraturas preexistentes.
7. Módulo de Young.

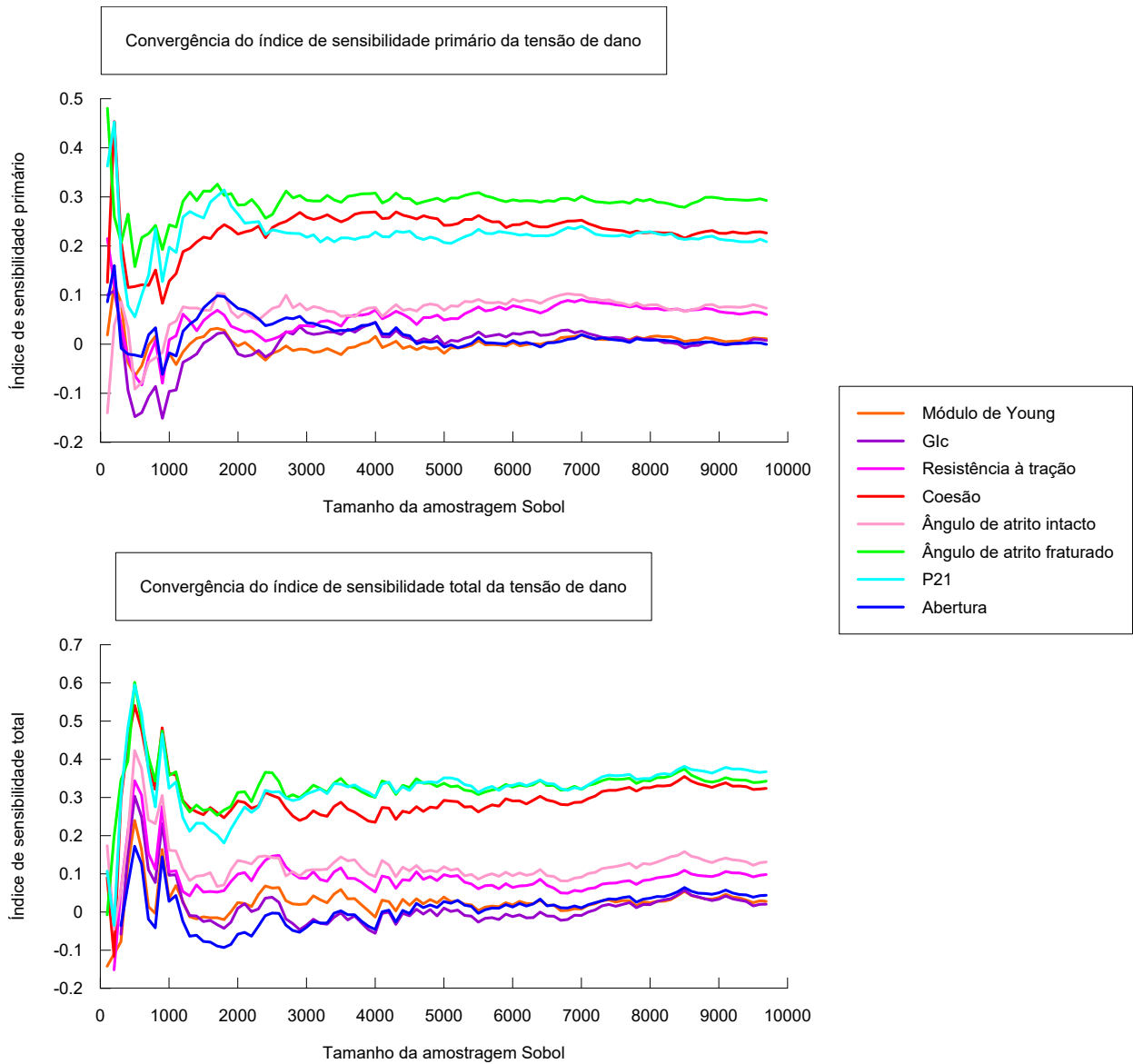


Figura 7.4: Convergência ao longo das simulações para os índices de sensibilidade da tensão de dano.

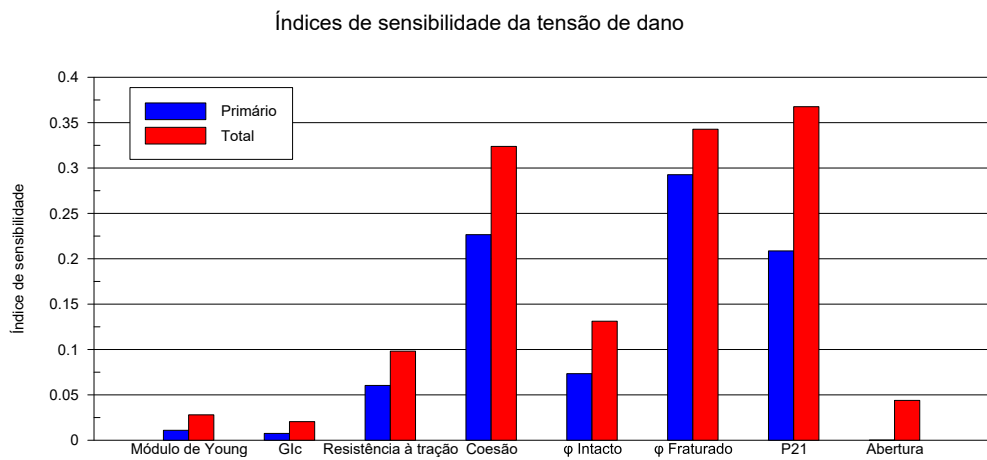


Figura 7.5: Índices de sensibilidade primário e total da tensão de dano.

8. Energia de liberação crítica no modo-I.

Novamente, a intensidade de micro-fraturas e o ângulo de atrito das interfaces fraturadas foram, respectivamente, os parâmetros de maior impacto. No entanto, dessa vez a intensidade de micro-fraturamento compartilhou valores de índices de sensibilidade semelhantes aos apresentados pelo ângulo de atrito das interfaces fraturadas e pela coesão. Nesse caso, tanto o Módulo de Young quanto a energia de liberação crítica no modo-I apresentaram um impacto insignificante, refletido pelos baixos valores dos índices de sensibilidade. Mais uma vez, a aberturas das micro-fraturas preexistentes apresentou apenas efeito advindo de interações com os demais parâmetros, com um índice de sensibilidade primário igual a zero.

Como a tensão de dano trata-se do momento em que as micro-fraturas passam a se interconectar e gerar a formação de macro-fraturas, logicamente uma maior quantidade delas no modelo auxilia nesse processo de formação de dano. Seguindo essa linha, pode-se tentar compreender porque a intensidade de micro-fraturas preexistentes se mostrou como a variável mais impactante para o valor da tensão de dano. Como observação adicional, tem-se que a intensidade de micro-fraturas preexistentes, o ângulo de atrito das interfaces fraturadas e a coesão tiveram índices de sensibilidade semelhantes pelo fato de que todas essas três propriedades provavelmente atuam de forma concomitante no complexo processo de formação de macro-fraturas. Vale notar que o ângulo de atrito das interfaces intactas foi o quarto parâmetro de maior impacto e não o último como no estudo de sensibilidade realizado para a tensão de início de fraturamento.

7.3 CONCLUSÕES PRELIMINARES

Neste capítulo uma análise de sensibilidade global Sobol foi realizada para um modelo numérico do granito Lac du Bonnet sob uma condição de compressão axial não-confinado. Na análise, o impacto de oito parâmetros de escala meso em dois níveis de tensões características foi estudado.

Da análise, chegou-se a conclusão de que a intensidade de micro-fraturas preexistentes no material foi a variável mais impactante em todos os casos. Esse fato é interessante, na medida

em que uma grande quantidade de pesquisas científicas, as quais buscam estudar os fenômenos de fraturamento complexos de rochas quase-frágeis, vem sendo realizadas e publicadas com programas numéricos sem levar em consideração a presença das micro-fraturas preexistentes nos materiais rochosos. O resultado aqui obtido serve de alerta, já que a consideração da presença de micro-fraturas pode apresentar grandes efeitos em simulações numéricas baseadas em códigos discretos.

Finalizando, a metodologia de análise Sobol foi aqui aplicada para a condição de compressão axial não-confinado. Porém, mais estudos com a aplicação da metodologia em condições de carregamentos diferentes também merecem consideração.

8 ANÁLISE DE ROCHAS

TRANSVERSALMENTE ISOTRÓPICAS

Devido a diferentes processos de formação das rochas, como metamorfismo e sedimentação, vários tipos de rochas exibem um comportamento semelhante ao dos materiais transversalmente isotrópicos, os quais são um caso especial dos materiais ortotrópicos que apresentam as mesmas propriedades em um plano. Planos de acamamento, xistosidades e foliações são alguns exemplos de estruturas geológicas planas responsáveis por conferir características anisotrópicas ao comportamento mecânico de diversas rochas.

A fim de analisar corretamente o comportamento das estruturas de engenharia nas rochas transversalmente isotrópicas, a presença de planos de isotropia e seus efeitos sobre o comportamento de elasticidade do material devem ser levados em consideração. Caso contrário, os projetos podem não refletir um comportamento próximo da realidade.

Devida às complexas condições envolvidas nos trabalhos de engenharia em meio rochosos, ferramentas numéricas são geralmente empregadas para auxiliar na compreensão da resposta dos materiais à intervenção humana. Dois tipos de metodologias numéricas são aplicados em análises de rochas transversalmente isotrópicas: métodos contínuos e descontínuos. Embora os modelos contínuos possuam ampla aceitação e disponibilidade, sua principal desvantagem reside na sua incapacidade de representar adequadamente os fenômenos de fraturamento. Por essa razão, a aplicação de métodos descontínuos tornou-se de interesse para a comunidade de mecânica das rochas, na medida em que explicitamente levam em consideração a abertura e propagação de microfissuras.

Modelos numéricos descontínuos ou discretos têm sido utilizados para entender melhor os efeitos da presença de planos de isotropia nas propriedades de deformação e de resistência das rochas. Por exemplo, You et al. (2011) aplicaram o Modelo Lattice de Molas Distintas com uma representação explícita da estrutura de foliação de uma rocha para analisar a evolução da

zona de dano de uma escavação subterrânea. Lisjak et al. (2014) estudaram o comportamento anisotrópico da argila Opalinus com uma abordagem híbrida 2D MEF/MED. Park & Min (2015) usaram o modelo de partículas coladas para representar a rocha intacta e o Modelo de Junta Lisa para representar as descontinuidades, visando estudar três rochas transversalmente isotrópicas. Ghazvinian et al. (2014) empregou um modelo MED baseado em elementos de Voronoi 3D alongados para melhor entender a conexão entre eventos de fraturamento em escala meso e o comportamento macroscópico de rochas. Baseado no Modelo de Molas e Corpos Rígidos, Yao et al. (2016) aprimoraram o método original propondo um novo modelo de interface, o qual foi aplicado com sucesso na simulação de um argilito.

O modelo Rede de Molas e Corpos Rígidos (RMCR) é um tipo especial de modelo Lattice, o qual vem passando por desenvolvimentos para a investigação numérica do comportamento de rochas. Até então, o método foi aplicado ao estudo de rochas isotrópicas (Asahina et al., 2017; Rasmussen et al., 2018a; Meng et al., 2018) e transversalmente isotrópicas (Kim et al., 2017). Até o momento, a anisotropia mecânica só foi considerada na versão 2D do RMCR. O método proposto por Kim et al. (2017) consiste em definir uma matriz de rigidez anisotrópica das molas com dois módulos de Young diferentes: um normal e um paralelo às descontinuidades. A matriz de rigidez das molas orientada no sistema de coordenadas global é definida por uma transformação e a matriz de rigidez do elemento é então construída. O método apresentou bons resultados em simulações de fraturamento hidráulico; não obstante, o método apresentado ainda está incompleto por duas razões: primeiro, uma formulação 3D completa não foi apresentada e, segundo, o método não consegue representar os efeitos unificados de todos os cinco parâmetros elásticos independentes relacionados a materiais transversalmente isotrópicos.

Neste capítulo, uma nova metodologia é proposta, a qual permite o RMCR de realizar simulações 3D elasticamente homogêneas de materiais transversalmente isotrópicos, considerando os efeitos de todos os cinco parâmetros elásticos independentes. É digno de nota que trata-se de uma extensão da Abordagem das Tensões Fictícias apresentada por Asahina et al. (2017) para incorporar o efeito do coeficiente de Poisson no método RMCR clássico.

Como contribuição adicional, a aplicação da formulação do Modelo de Junta Lisa em conjunto

com um critério de ruptura descontínuo é proposto para que o RMCR manifeste corretamente o modo de ruptura de deslizamento sobre uma descontinuidade, usualmente exibido por rochas transversalmente isotrópicas, independentemente da malha adotada. Em outras palavras, a contribuição permite que a ruptura de deslizamento em uma descontinuidade seja representada sem a necessidade da malha do modelo estar alinhada localmente com a orientação das descontinuidades.

A fim de demonstrar a eficácia das contribuições, duas análises de validação são realizadas e um estudo de caso é apresentado com base nos resultados de testes de laboratório publicados de um argilito.

8.1 MÉTODOS DESENVOLVIDOS

Inicialmente, apresenta-se a primeira contribuição, tratando-se de uma extensão da Abordagem das Tensões Fictícias que permite o RMCR realizar análises elasticamente homogêneas de rochas transversalmente isotrópicas. Em seguida, a segunda contribuição é dada, a qual abre o caminho para o método RMCR simular corretamente o modo de ruptura de deslizamento sobre uma descontinuidade.

8.1.1 A ABORDAGEM DAS TENSÕES FICTÍCIAS

A Abordagem das Tensões fictícias foi originalmente proposta por Asahina et al. (2015) como forma de proporcionar a realização de coeficientes de Poisson maiores do que zero na versão 2D do método RMCR. Dois anos depois, Asahina et al. (2017) ampliou a formulação para abranger os casos 3D. O método mostrou-se convergente em um esquema de cálculo implícito, bem como capaz de produzir resultados muito precisos de campos de tensão e deformação de materiais elásticos isotrópicos com um coeficiente de Poisson maior que zero.

No entanto, a abordagem original foi limitada a materiais elásticos isotrópicos. Nesta pesquisa, propõe-se uma extensão ao método que permite o RMCR realizar simulações numéricas de materiais transversalmente isotrópicos elasticamente homogêneos.

A contribuição é agora apresentada como uma sequência de cinco etapas. É importante enfatizar que as etapas foram desenvolvidas para um esquema de solução explícito. No entanto, acredita-se que a metodologia possa ser facilmente adaptada a um procedimento implícito.

1ª Etapa:

O tensor de tensões orientado em relação ao sistema de coordenadas global σ_{global} deve ser calculado para cada célula de Voronoi ao final de um passo de tempo. Uma maneira de calcular as tensões é por meio do procedimento de fatiamento apresentado por Yip et al. (2005). Neste método, uma célula de Voronoi é fatiada por três planos mutuamente ortogonais e as forças são somadas e decompostas em componentes normais e de cisalhamento em cada um desses planos para se estimar as tensões.

2ª Etapa:

Para todas as células de Voronoi, o tensor de tensões orientado em relação ao sistema de coordenadas global é transformado e alinhado à orientação do plano de isotropia do material. A matriz de transformação Q é definida por um vetor unitário normal ao plano de isotropia \mathbf{i}' e dois vetores unitários paralelos ao plano de isotropia \mathbf{j}' e \mathbf{k}' ortogonal um ao outro:

$$Q = \begin{bmatrix} \mathbf{i}'_x & \mathbf{i}'_y & \mathbf{i}'_z \\ \mathbf{j}'_x & \mathbf{j}'_y & \mathbf{j}'_z \\ \mathbf{k}'_x & \mathbf{k}'_y & \mathbf{k}'_z \end{bmatrix} \quad (8.1)$$

A transformação do tensor de tensões do sistema de coordenadas global para a orientação local do plano de isotropia do material é realizada da seguinte forma:

$$\sigma_{local} = Q \sigma_{global} Q^T \quad (8.2)$$

3ª Etapa:

Assume-se que a orientação do plano de isotropia do material seja definida pelos eixos 1, 2 e 3, onde o eixo 1 é perpendicular ao plano de isotropia e os eixos 2 e 3 são paralelos a ele (ou seja, os eixos 2 e 3 estão posicionados sobre o plano de isotropia). Seguindo a notação de Voigt, a relação tensão-deformação para materiais elásticos transversalmente isotrópicos é representada por:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} \\ \varepsilon_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{21}}{E_2} & -\frac{\nu_{21}}{E_2} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_2} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{12}}{E_1} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} & \frac{1}{E_2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2G_{23}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2G_{31}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2G_{12}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{31} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix} \quad (8.3)$$

onde os subscritos 1, 2 e 3 estão relacionados com os eixos perpendicular e paralelos ao plano de isotropia, respectivamente; E_1 e E_2 são módulos de elasticidade; ν_{12} , ν_{21} e ν_{23} são os coeficientes de Poisson; e G_{12} , G_{23} e G_{31} são os módulos de cisalhamento. Além disso, $\nu_{21}/E_2 = \nu_{12}/E_1$, $G_{23} = G_{31} = E_2/2(1 + \nu_{23})$ e o número total de parâmetros elásticos independentes é igual a cinco.

A relação tensão-deformação para um material elástico linear isotrópico com um Módulo de Young igual a E e um coeficiente de Poisson igual a zero é:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} \\ \varepsilon_{12} \end{bmatrix} = \frac{1}{E} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{31} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix} \quad (8.4)$$

Baseado no método RMCR tradicional, a Eq. 8.4 fornece uma boa representação do tensor de deformação dentro de uma célula de Voronoi, na medida em que o RMCR realiza simulações razoavelmente precisas de materiais elásticos isotrópicos com um coeficiente de Poisson igual a zero (Bolander & Saito, 1998; Bolander et al., 1999). Portanto, a diferença entre as Eqs. 8.3 e 8.4 pode ser considerada como a deformação necessária para que o modelo RMCR tradicional represente um material transversalmente isotrópico e elasticamente homogêneo com as mesmas propriedades elásticas que aquelas definidas pela Eq. 8.3.

Executando a diferença mencionada e multiplicando o resultado pelo módulo de Young E usado para o cálculo de rigidez das molas no RMCR tradicional, um tensor de tensões fictícias orientado em relação ao sistema de coordenadas local do material é obtido, como mostrado abaixo na notação de Voigt:

$$\begin{bmatrix} \sigma_{11}^f \\ \sigma_{22}^f \\ \sigma_{33}^f \\ \sigma_{23}^f \\ \sigma_{31}^f \\ \sigma_{12}^f \end{bmatrix} = E \begin{bmatrix} \frac{\sigma_{11}}{E_1} - \frac{\nu_{21}\sigma_{22}}{E_2} - \frac{\nu_{21}\sigma_{33}}{E_2} - \frac{\sigma_{11}}{E} \\ -\frac{\nu_{12}\sigma_{11}}{E_1} + \frac{\sigma_{22}}{E_2} - \frac{\nu_{23}\sigma_{33}}{E_2} - \frac{\sigma_{22}}{E} \\ -\frac{\nu_{12}\sigma_{11}}{E_1} - \frac{\nu_{23}\sigma_{22}}{E_2} + \frac{\sigma_{33}}{E_2} - \frac{\sigma_{33}}{E} \\ \frac{1}{2} \frac{\sigma_{23}}{G_{23}} - \frac{\sigma_{23}}{E} \\ \frac{1}{2} \frac{\sigma_{31}}{G_{31}} - \frac{\sigma_{31}}{E} \\ \frac{1}{2} \frac{\sigma_{12}}{G_{12}} - \frac{\sigma_{12}}{E} \end{bmatrix} \quad (8.5)$$

É importante frisar que, nesta pesquisa, o módulo de Young para os cálculo de rigidez das molas E foi considerado como sendo igual a E_1 . Relembrando que o módulo de Young E está relacionado ao do método RMCR original sem a atuação das tensões fictícias.

Concluindo a terceira etapa, o tensor de tensões fictícias é transformado de volta para o sistema de coordenadas global pelas seguintes operações com a matriz de transformação Q definida anteriormente:

$$\sigma_{global}^f = Q^T \sigma_{local}^f Q \quad (8.6)$$

4ª Etapa:

Em cada interface entre duas células Voronoi \mathbf{i} e \mathbf{j} , um tensor de tensões fictícias médio é calculado somando os tensores de tensões fictícias de ambas as células de Voronoi e obtendo a metade do resultado, como mostrado abaixo:

$$\sigma_{medio}^f = \frac{1}{2} \left(\sigma_{i,global}^f + \sigma_{j,global}^f \right) \quad (8.7)$$

Do tensor de tensões fictícias médio, um vetor de tração fictícia \mathbf{t}^f é calculado pelo produto escalar do tensor de tensões fictícias médio e o vetor unitário normal à interface \mathbf{u}^n :

$$\mathbf{t}^f = \sigma_{medio}^f \cdot \mathbf{u}^n \quad (8.8)$$

O vetor de tração fictício \mathbf{t}^f torna-se um vetor de força fictícia \mathbf{T}^f pelo seu produto com a área de interface A_{ij} :

$$\mathbf{T}^f = \mathbf{t}^f A_{ij} \quad (8.9)$$

O vetor de força fictícia é decomposto em componentes normais e tangenciais e aplicado à célula de Voronoi \mathbf{i} , conforme ilustrado na Fig. 8.1. Seguindo a terceira lei de Newton, um vetor de força fictícia oposto também é decomposto e aplicado à segunda célula de Voronoi \mathbf{j} que compartilha a mesma interface. O processo de aplicar as forças fictícias pode ser realizado introduzindo-as no conjunto de molas da interface.

5ª Etapa:

As forças fictícias geram deslocamentos e efeitos dinâmicos transitórios no sistema. A condição estática no esquema explícito é obtida após a dissipação da energia cinética pelas forças de amortecimento.

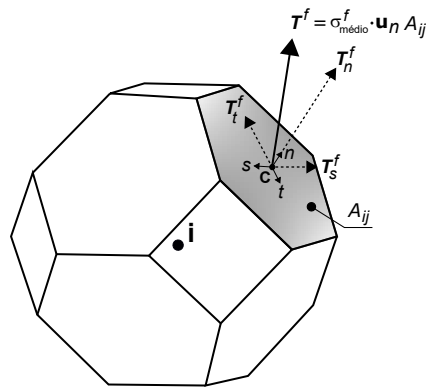


Figura 8.1: Vetor de força fictícia decomposto em componentes normais e tangenciais e sua aplicação na célula de Voronoi i (Rasmussen & Assis, 2018).

8.1.2 MODELO DE JUNTA LISA MODIFICADO

Testes de laboratório mostram que rochas transversalmente isotrópicas apresentam dois modos relevantes de ruptura: deslizamento em uma descontinuidade ou ruptura da matriz de rocha (Tien et al., 2006). Tien & Kuo (2001) apresentaram um critério de ruptura descontínuo que faz uma diferenciação explícita entre os dois modos citados anteriormente. De acordo com esse critério, uma envoltória de resistência do tipo Mohr-Coulomb é assumida na verificação do modo de ruptura por deslizamento em uma descontinuidade, e duas envoltórias de resistência do tipo Hoek & Brown são usadas para verificar o modo de ruptura de não-deslizamento. Devido à sua simplicidade e solidez, o critério de ruptura de Tien & Kuo foi selecionado neste estudo para representar o comportamento de resistência de rochas transversalmente isotrópicas.

Com base na extensão da Abordagem das Tensões Fictícias apresentada anteriormente, o RMCR agora é capaz de calcular a distribuição de tensões dentro de materiais elásticos transversalmente isotrópicos. Portanto, o uso de um critério de ruptura como o Tien & Kuo se torna atraente. No entanto, uma desvantagem do RMCR é que ele não consegue diferenciar adequadamente um modo de ruptura deslizante de um não-deslizante uma vez atingido o pico de resistência do material. A razão disso é que as células de Voronoi do RMCR geram rugosidade artificial e intertravamento, mesmo quando o modo de ruptura esperado é o de deslizamento sobre uma descontinuidade plana existente. Neste estudo, propõe-se a aplicação do Modelo de Junta Lisa (MJL) em conjunto com o critério de ruptura Tien & Kuo para que o método RMCR possa representar adequadamente o modo de ruptura de deslizamento sobre uma descontinuidade, independentemente da topologia da

malha Voronoi adotada.

No MJL original, o sistema de orientação local das interações atravessadas por descontinuidades existentes são rotacionados, de modo que fiquem alinhadas à orientação das próprias descontinuidades. Ademais, os parâmetros de resistência e deformabilidade dessas interações são alterados para representar os parâmetros das descontinuidades. Desta forma, os efeitos da rugosidade artificial promovidos pela topologia da malha são evitados.

Neste estudo, o conceito do MJL original foi ligeiramente modificado. Na abordagem proposta aqui, um conjunto de descontinuidades potenciais deve ser primeiramente definido, tratando-se de regiões onde o modo de ruptura deslizante tem chance de ocorrer. No entanto, as propriedades e orientação local das interfaces atravessadas por essas descontinuidades potenciais ainda não são modificadas pelo MJL. Em vez disso, a simulação é iniciada e, a cada passo de tempo, a resistência dessas interfaces é verificada em relação aos modos de ruptura deslizante e não deslizante, seguindo o critério Tien & Kuo. No caso de o modo de ruptura deslizante se tornar o mais crítico, a formulação MJL entra em ação rotacionando o sistema de orientação local da interface rompida e alinhando-a à orientação da descontinuidade potencial previamente definida. Por outro lado, se o modo de ruptura não-deslizante for o mais crítico, a interface mantém sua orientação original. Para ambos os modos de ruptura, uma resistência residual nula é assumida e a rigidez normal da interface rompida torna-se igual àquela definida pelo RMCR clássico com um módulo de Young igual a E_1 .

Ao mesmo tempo, para todas as outras interfaces não atravessadas por uma descontinuidade potencial, apenas o modo de ruptura não-deslizante é verificado durante toda a simulação. A Fig. 8.2 mostra um esquema ilustrativo da metodologia proposta.

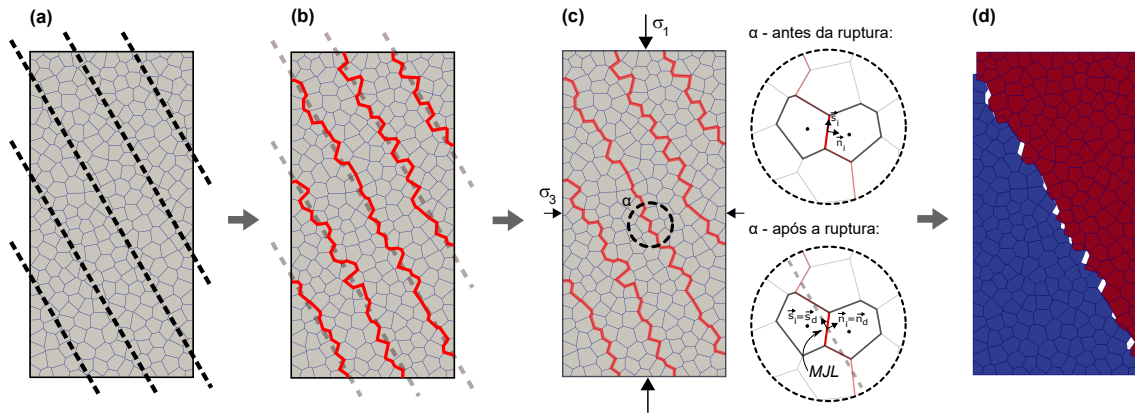


Figura 8.2: Esquema da aplicação combinada do MJL com o critério Tien & Kuo: a) define-se um conjunto de descontinuidades potenciais; b) as interfaces atravessadas pelas descontinuidades potenciais são marcadas de forma automática pelo código; c) o carregamento é aplicado e, caso ocorra a ruptura de deslizamento em uma interface marcada, o MJL opera; d) finalmente, o modo de ruptura de deslizamento se manifesta corretamente (Rasmussen & Assis, 2018).

8.2 VALIDAÇÃO

Nesta seção, resultados de cálculos analíticos e por elementos finitos usando o programa RS2 da Rocscience são comparados com aqueles obtidos por simulações de RMCR com a nova Abordagem das Tensões Fictícias. O objetivo é confirmar a precisão dos cálculos de tensões e deformações realizados pelo novo método.

Primeiramente, deformações específicas volumétricas de amostras cilíndricas sob carregamento triaxial são calculadas por uma solução analítica (Ding et al., 2006) e comparadas com os valores indicados pelo método RMCR. Posteriormente, uma análise de estado plano de deformação 2D de um sólido retangular confinado contendo um furo central circular é realizada pelo MEF e os resultados são novamente comparados àqueles adquiridos com o método RMCR. Para todas as validações, as seguintes propriedades elásticas para um material transversalmente isotrópico são adotadas: $E_1 = 5 \text{ GPa}$, $E_2 = 10 \text{ GPa}$, $\nu_{12} = 0,2$, $\nu_{23} = 0,3$ e $G_{12} = 2 \text{ GPa}$.

Antes de prosseguir para as validações, é importante apresentar a definição do ângulo de orientação do carregamento θ . Para todas as validações e estudo de caso apresentados posteriormente, a orientação de carregamento é definida pelo mínimo ângulo θ formado entre a direção da tensão principal e uma linha paralela às superfícies das descontinuidades, conforme representado visualmente na Fig. 8.3, que também apresenta o sistema de coordenadas global aqui referido.

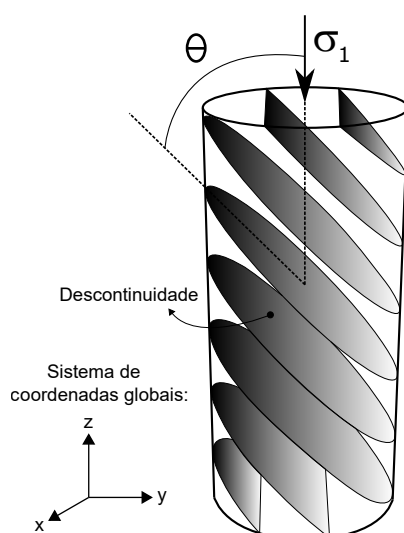


Figura 8.3: Orientação do carregamento definido pelo mínimo ângulo θ formado entre a direção da tensão principal e uma linha paralela às superfícies das descontinuidades (Rasmussen & Assis, 2018).

8.2.1 PRIMEIRA VALIDAÇÃO: CARREGAMENTO TRIAXIAL

As deformações ao longo das direções vertical (eixo Z) e horizontal (eixos X e Y) de amostras cilíndricas sob condição de carregamento triaxial foram calculadas por meio do método RMCR com a nova Abordagem das Tensões Fictícias. A partir dos resultados, as deformações volumétricas foram calculadas e comparadas aos valores obtidos por formulação analítica.

O carregamento é definido por uma tensão vertical de 2 MPa e uma tensão horizontal igual a 1 MPa. Um total de cinco amostras são testadas assumindo diferentes ângulos de orientação de carregamento: $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ e 90° .

A Tab. 8.1 apresenta os resultados de ambas as abordagens e uma estimativa do erro obtido no cálculo da deformação específica volumétrica, que se mostrou igual a zero para todos os casos.

Tabela 8.1: Deformações específicas verticais, horizontais e volumétricas elásticas calculadas pelo método RMCR; deformações específicas volumétricas elásticas calculadas por equação analítica; e erro obtido.

θ ($^\circ$)	ε_x (%)	ε_y (%)	ε_z (%)	$\varepsilon_{vol} = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z$ (%)	$\varepsilon_{vol}^{teoria}$ (%)	Erro (%)
0	0	0.008	0.013	0.021	0.021	0
30	-0.00025	0.0035	0.02	0.02325	0.02325	0
45	-0.0005	0.0005	0.0255	0.0255	0.0255	0
60	-0.00075	-0.001	0.0295	0.02775	0.02775	0
90	-0.001	-0.001	0.032	0.03	0.03	0

Para os casos analisados, é relevante mencionar que os resultados não foram afetados pela malha empregada, mesmo quando apenas duas células de Voronoi foram utilizadas. Portanto, o modelo reproduziu os resultados analíticos de maneira objetiva, independente da malha adotada.

8.2.2 SEGUNDA VALIDAÇÃO: ANÁLISE DE ESTADO PLANO DE DEFORMAÇÃO

Um problema mais complexo de um corpo 2D confinado com um furo circular central na condição de estado plano de deformação foi analisado. Novamente, o objetivo foi de verificar a precisão numérica da contribuição proposta. O problema consiste em um corpo retangular com um comprimento de 10 m e uma altura de 15 m contendo um furo circular central com um diâmetro de 3 m e carregado no topo por uma tensão vertical σ . A Fig. 8.4 ilustra a geometria, condições de contorno e malha Voronoi adotadas para o problema em questão.

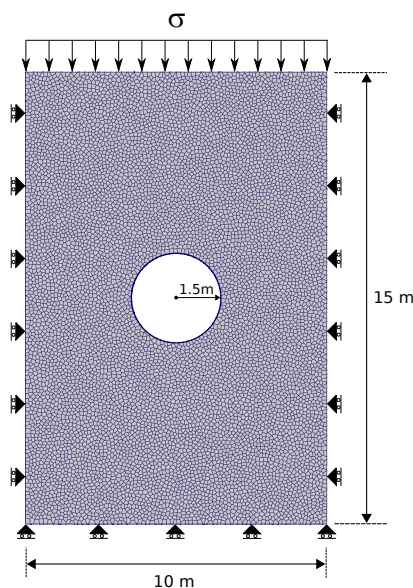


Figura 8.4: Geometria, condições de contorno e malha Voronoi para o problema de estado plano de deformação 2D analisado (Rasmussen & Assis, 2018).

As mesmas propriedades elásticas usadas no estudo de validação anterior são adotadas. Uma única análise é executada com um ângulo de orientação de carregamento θ igual a 30° , o que significa um plano de isotropia mergulhando para a direita do modelo e formando um ângulo de 30° com uma linha vertical (modelo transversalmente isotrópico). Para a análise MEF, uma malha de 28.304 elementos triangulares CST foi usada e um modelo constitutivo do tipo elástico-homogêneo transversalmente isotrópico, e para o modelo RMCR, uma malha de 9.454 células de Voronoi,

assumida como sendo uma malha fina.

Os resultados obtidos tanto pelo MEF quanto pelo RMCR com a contribuição proposta são mostrados na Fig. 8.5 em forma de contornos de tensões principais. Os resultados são apresentados lado a lado para facilitar a comparação. A partir desta figura, uma forte semelhança visual entre ambos os padrões e valores de contorno pode ser notada, sendo que pequenas diferenças se devem principalmente às diferentes hipóteses feitas pelos métodos e pelas malhas adotadas.

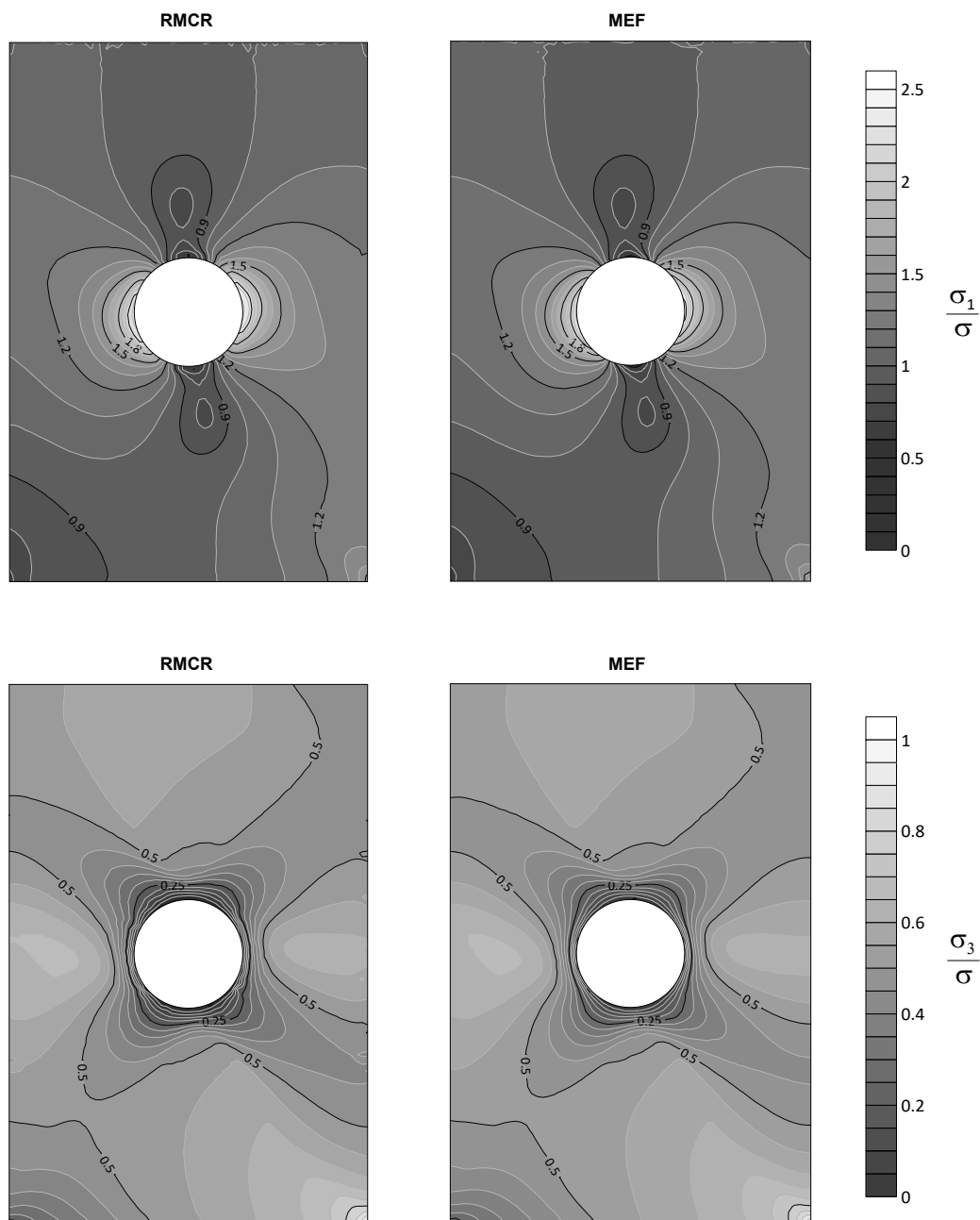


Figura 8.5: Contornos de tensões principais obtidos das análises pelo RMCR e MEF (Rasmussen & Assis, 2018).

Para entender melhor o impacto do tamanho da malha nos resultados do modelo, dois cenários adicionais foram estudados: uma discretização de malha grossa com aproximadamente 500 células de Voronoi; e uma discretização de malha média com aproximadamente 2000 células de Voronoi. Os resultados de ambos os cenários são apresentados na Fig. 8.6, que também mostra o resultado do cenário de malha fina para facilitar a comparação.

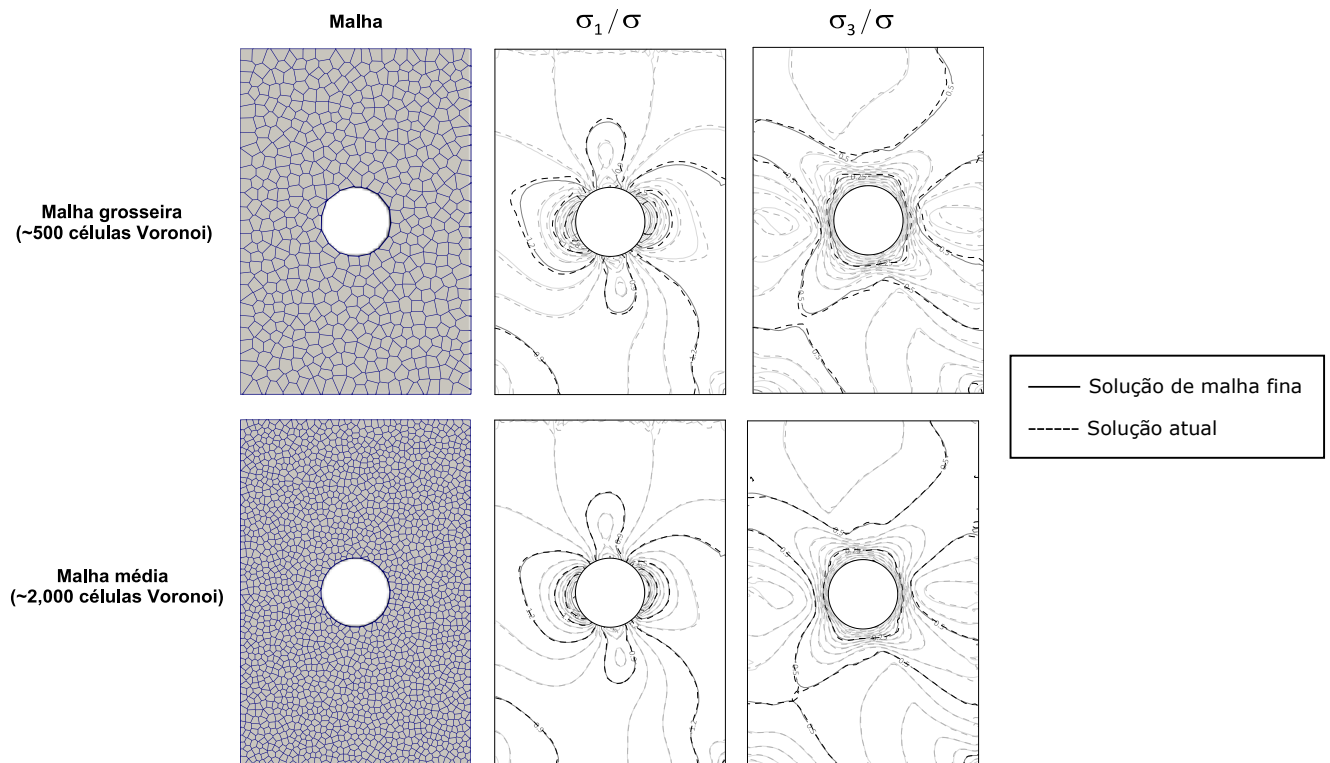


Figura 8.6: Contornos de tensões principais obtidos da análise pelo RMCR e MEF (Rasmussen & Assis, 2018).

Da Fig. 8.6, algumas discrepâncias nas linhas de contorno de tensões principais são observadas para o cenário de malha grossa. No entanto, o padrão geral dos contornos é semelhante ao obtido na solução de malha fina. No cenário de discretização média, os contornos de tensões principais são quase idênticos aos da solução de malha fina. Em resumo, para este segundo caso de validação, embora os resultados dependeram do tamanho da malha adotada, tal dependência não se mostrou crítica e os resultados foram consistentes para ambos os cenários de malha analisados.

8.3 ESTUDO DE CASO: ARGILITO DE TOURNEMIRE

Os resultados de testes laboratoriais de amostras de um argilito encontrado no Laboratório de Pesquisas Subterrâneas de Tournemire na França foram relatados por Abdi et al. (2015). O programa de testes teve como objetivo investigar a resposta mecânica da rocha em condições de compressão não confinado, ensaio brasileiro e de carregamento triaxial. Os testes foram realizados em amostras de rochas considerando cinco ângulos de orientação de carregamento diferentes: $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ e 90° . Além disso, o comportamento cíclico do material foi estudado e dados de emissão acústica foram registrados para melhor compreender os fenômenos de micro-fissuramento.

Os resultados obtidos nos ensaios laboratoriais do argilito de Tournemire são utilizados nesta pesquisa como um estudo de caso para demonstrar a competência das contribuições propostas. Para este objetivo, os cinco parâmetros elásticos independentes de um material transversalmente isotrópico são primeiramente calibrados com base nos resultados de ensaios de compressão não confinado e de carregamento triaxial. Posteriormente, os parâmetros do critério de ruptura Tien & Kuo são definidos com base nos valores de resistência de pico da rocha sob regime de compressão.

De acordo com Hoek & Martin (2014), rochas que exibem um valor baixo do parâmetro m da envoltória Hoek & Brown (por exemplo, argilitos) geralmente têm sua resistência à tração superestimada por essa envoltória. Como o modo de ruptura não-deslizante do critério Tien & Kuo depende de duas envoltórias Hoek & Brown, foi decidido que um *cut-off* de resistência à tração deveria ser adotado. Para o *cut-off*, o critério de ruptura de Nova & Zaninetti (1990) foi utilizado, como mostrado mais adiante.

8.3.1 CALIBRAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO

Com base nos testes de compressão não confinado, ensaio brasileiro e de carregamento triaxial do argilito de Tournemire, um modelo numérico RMCR do material foi calibrado. Detalhes sobre o processo de calibração são fornecidos abaixo.

8.3.1.1 PARÂMETROS ELÁSTICOS

Neste estudo, assumiu-se que o argilito de Tournemire se comporta como um material elástico transversalmente isotrópico antes de atingir a resistência de pico. Para este tipo de material, cinco parâmetros elásticos independentes são necessários para definir completamente o seu comportamento de tensão-deformação. Para a calibração destes parâmetros, os resultados de ensaios de compressão não confinado e de carregamento triaxial apresentados por Abdi et al. (2015) foram usados. Especificamente, foram consideradas as curvas de tensão desviadora contra deformação específica axial obtidas nos ensaios triaxiais com tensões de confinamento iguais a 0, 4 e 10 MPa, e curvas de tensão desviadora contra deformação específica volumétrica obtidas nos ensaios de compressão não confinado.

Para realizar o processo de calibração, o algoritmo evolucionário presente na rotina de otimização *Solver* incorporada no Microsoft Excel foi usado, o qual é capaz de resolver problemas de otimização não lineares dentro de tempos razoáveis. Após a otimização, os seguintes parâmetros elásticos foram definidos: $E_1 = 4,01 \text{ GPa}$, $E_2 = 12,27 \text{ GPa}$, $\nu_{12} = 0,16$, $\nu_{23} = 0,26$, e $G_{12} = 2,20 \text{ GPa}$.

Para a calibração, as deformações específicas axiais e volumétricas registradas no pico de resistência durante os ensaios laboratoriais foram utilizados. Com base em uma formulação analítica, os resultados teóricos puderam ser calculados para determinadas orientações de carregamento. A partir dos resultados laboratoriais e analíticos, um valor de erro pôde ser estimado com base na seguinte equação:

$$Erro = abs(A_r - L_r)/L_r \quad (8.10)$$

onde A_r é o resultado analítico, e L_r é o resultado laboratorial.

Para o processo de otimização, o objetivo consistiu em minimizar a soma de todos os erros obtidos a partir dos valores de deformações específicas axiais e volumétricas definidos por meio de ensaios laboratoriais e de equações analíticas. Durante este processo de minimização, os

cinco parâmetros elásticos foram ajustados sob as seguintes restrições necessárias para garantir a estabilidade do material:

$$\begin{aligned}
 E_1, E_2, G_{12}, G_{23}, G_{31} &> 0, \\
 |\nu_{23}| &< 1, \\
 |\nu_{21}| &< (E_2/E_1)^{1/2}, \\
 |\nu_{12}| &< (E_1/E_2)^{1/2}, \\
 1 - \nu_{23}^2 - 2\nu_{12}\nu_{21} - 2\nu_{23}\nu_{12}\nu_{21} &> 0
 \end{aligned} \tag{8.11}$$

A rotina *Solver* do *Excel* permitiu a configuração tanto da taxa de mutação quanto do tamanho da população do método evolutivo utilizado. Estes valores foram alterados múltiplas vezes a fim de garantir que os parâmetros elásticos otimizados de forma global fossem obtidos.

8.3.1.2 RESISTÊNCIA DE CISALHAMENTO NOS PLANOS DE DESCONTINUIDADE

Segundo Abdi et al. (2015), testes de carregamento triaxial do argilito de Tournemire com ângulos de orientação de carregamento θ iguais a 30° , 45° e 60° romperam pelo modo de deslizamento sobre uma descontinuidade para todas as tensões de confinamento aplicadas. Com base nessa informação, as tensões normais e de cisalhamento nos planos de descontinuidade no momento da ruptura por deslizamento foram obtidas e utilizadas para a calibração de uma envoltória de resistência ao cisalhamento.

A Fig. 8.7 mostra um gráfico de tensão normal contra tensão de cisalhamento nos planos de descontinuidade no instante da ruptura por deslizamento. É de notar que uma única envoltória de Mohr-Coulomb parece não fornecer um ajuste adequado. Essa questão já havia sido observada por outros pesquisadores. Por exemplo, Duveau & Shao (1998) afirmam que o critério linear de Mohr-Coulomb é inadequado para rochas altamente estratificadas.

A fim de capturar melhor a resistência ao cisalhamento dos planos de descontinuidade do

argilito de Tournemire, uma envoltória de ruptura de Mohr-Coulomb bi-linear foi adotada neste estudo. Os parâmetros da envoltória são mostrados na Fig. 8.7. Conforme indicado na figura, uma das envoltórias de Mohr-Coulomb apresentou um ângulo de atrito igual a zero. Isso ocorreu porque buscou-se representar o comportamento de resistência ao cisalhamento dos planos de descontinuidade da forma mais representativa possível com base em um número limitado de resultados de ensaios laboratoriais.

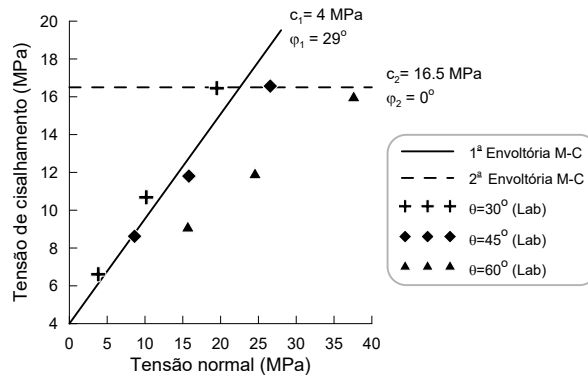


Figura 8.7: Tensão normal versus tensão de cisalhamento nos planos de descontinuidade no instante da ruptura por deslizamento e envoltória de ruptura de Mohr-Coulomb (M-C) bi-linear adotada. Os resultados laboratoriais foram obtidos do trabalho de Abdi et al. (2015) (Rasmussen & Assis, 2018).

8.3.1.3 RESISTÊNCIA NO REGIME DE COMPRESSÃO

Para rupturas a compressão, adotou-se o critério de Tien & Kuo (2001) para rochas transversalmente isotrópicas. Este critério assume duas envoltórias de ruptura de Hoek & Brown para a resistência de pico: uma para orientação de carregamento perpendicular e outro paralelo às descontinuidades. Além disso, o critério considera uma envoltória de ruptura do tipo Mohr-Coulomb para a resistência ao cisalhamento nos planos de descontinuidade.

De acordo com o critério de ruptura Tien & Kuo, sete parâmetros são necessários para representar o comportamento de resistência de rochas transversalmente isotrópicas: parâmetros de envoltórias Hoek & Brown para $\theta = 0^\circ$ e 90° ($\sigma_{c(0^\circ)}$, $\sigma_{c(90^\circ)}$, $m_{(0^\circ)}$ e $m_{(90^\circ)}$); parâmetros da envoltória Mohr-Coulomb para a resistência ao cisalhamento nos planos de descontinuidade (c e ϕ) e um parâmetro de anisotropia transversa n , que reflete o grau de anisotropia do material. No entanto, já foi mostrado na seção anterior que a envoltória de resistência ao cisalhamento do tipo

Mohr-Coulomb não fornece uma representação apropriada da resistência ao deslizamento por não conseguir reproduzir as combinações de esforços críticos observadas em laboratório; portanto, uma envoltória de ruptura do tipo Mohr-Coulomb bi-linear foi considerada.

A Fig. 8.8 mostra as envoltórias Hoek & Brown calibradas para dois ângulos de orientação de carregamento ($\theta = 0^\circ$ e 90°) e três tensões de confinamento (0, 4 e 10 MPa).

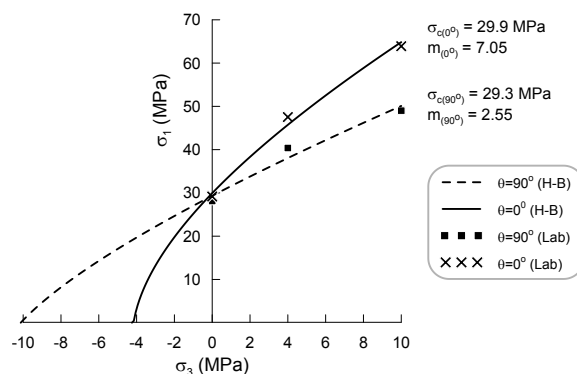


Figura 8.8: Envoltórias Hoek & Brown para $\theta = 0^\circ$ e 90° (Rasmussen & Assis, 2018).

8.3.1.4 RESISTÊNCIA À TRAÇÃO DIRETA

Apenas valores de resistência à tração obtidos mediante ensaio brasileiro foram fornecidos por Abdi et al. (2015) para o argilito de Tournemire. No entanto, sabe-se que a resistência à tração do ensaio brasileiro costuma superestimar a resistência à tração direta de uma rocha (Goodman, 1989). Por esse motivo, as resistências à tração obtidas dos ensaios brasileiros foram convertidas em resistência à tração direta assumindo um fator de redução empírico de 0,7 (Perras & Diederichs, 2014).

Para verificar a resistência do material à tração direta, o critério de ruptura de Nova & Zaninetti (1990) foi adotado. Este critério define uma variação não-linear da resistência à tração, a qual depende do ângulo de orientação do carregamento. De acordo com este critério, apenas dois parâmetros são necessários: a resistência à tração da matriz rochosa T_{0° (com os planos de descontinuidade orientados paralelamente ao carregamento) e a resistência à tração dos planos de descontinuidade T_{90° . A partir dos resultados dos ensaios brasileiros realizados e do fator de correção supracitado, os seguintes valores foram obtidos para os parâmetros: $T_{0^\circ} = 4.08 \text{ MPa}$ e

$$T_{90^\circ} = 3.35 \text{ MPa}$$

É relevante ressaltar que as resistências à tração direta previstas pelo critério de ruptura Nova & Zaninetti são inferiores às indicadas pelas envoltórias de ruptura Hoek & Brown previamente calibradas para o argilito de Tournemire. Desta forma, o critério de ruptura Nova & Zaninetti funciona como um *cut-off* na resistência à tração das envoltórias Hoek & Brown.

8.3.1.5 CONFIGURAÇÃO DO MODELO RMCR

Para as simulações de ensaios triaxiais pelo método RMCR, empregou-se uma amostra de rocha cilíndrica virtual com dimensões semelhantes às da amostra de laboratório: 61,3 mm de diâmetro e 133 mm de altura. Para as simulações, a seção circular da amostra foi aproximada por um polígono de 32 lados, considerado como suficiente para fornecer uma precisão razoável. Uma malha Voronoi aleatória foi utilizada para reduzir os efeitos de tendência nos processos de fraturamento. O processo de geração aleatória da malha seguiu a metodologia proposta por Yip et al. (2005), que consiste em definir uma distância mínima entre os núcleos das células de Voronoi. Nesta pesquisa, essa distância foi determinada como sendo igual a 4 mm. A Fig. 8.9 apresenta uma amostra numérica do argilito de Tournemire, formado por aproximadamente 3.800 células de Voronoi.

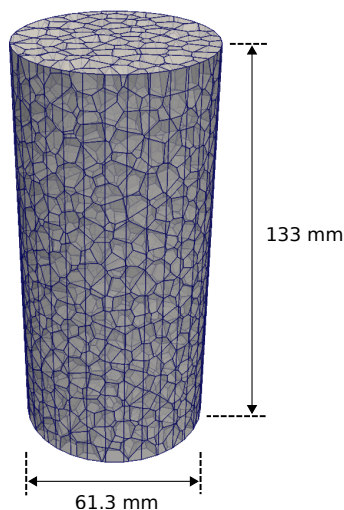


Figura 8.9: Amostra para o ensaio triaxial numérico do argilito de Tournemire (Rasmussen & Assis, 2018).

Para que o modelo numérico pudesse simular corretamente o modo de ruptura de deslizamento

sobre uma descontinuidade, conjuntos de descontinuidades potenciais foram previamente definidos. A Fig. 8.10 ilustra as descontinuidades potenciais atribuídas ao modelo numérico RMCR para todos os ângulos de orientação de carregamento analisados.

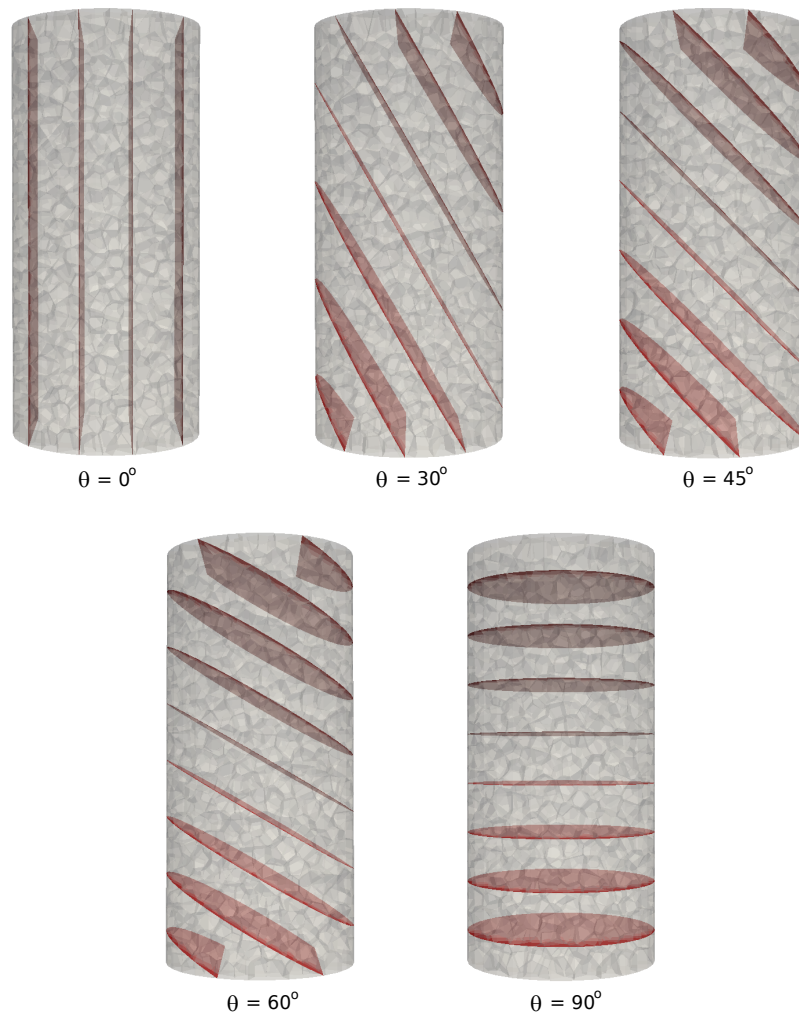


Figura 8.10: Conjuntos de descontinuidades potenciais para cada ângulo de orientação de carregamento analisado nos testes numéricos triaxiais (Rasmussen & Assis, 2018).

Nas simulações, as amostras numéricas foram carregadas por duas placas móveis sem atrito posicionadas na parte inferior e superior do modelo. A velocidade das placas foi de aproximadamente 1 cm/s, um valor que inibe efeitos dinâmicos. Além disso, um alto fator de amortecimento não-viscoso (Cundall, 1987) de 0,9 foi usado para atingir uma condição de carregamento quase-estático.

Com base nas calibrações apresentadas nas seções anteriores, os parâmetros de deformabilidade e resistência do modelo numérico estão resumidos na Tab. 8.2. Demonstrações dos resultados

obtidos mediante o processo de calibração serão apresentados na próxima seção sobre análise dos resultados e discussões.

Tabela 8.2: Parâmetros utilizados no modelo numérico RMCR do argilito de Tournemire.

Parâmetro	Valor
<i>Parâmetros de densidade e deformabilidade</i>	
Densidade ρ (kg/m^3)	2550
Módulo elástico E_1 (GPa)	4.01
Módulo elástico E_2 (GPa)	12.27
Coefficiente de Poisson ν_{12}	0.16
Coefficiente de Poisson ν_{23}	0.26
Módulo de cisalhamento G_{12} (GPa)	2.20
<i>Parâmetros do critério Tien & Kuo</i>	
Parâmetro de anisotropia transversa n	1.8
<i>Envoltórias Hoek & Brown</i>	
Hoek & Brown $\sigma_{c(0^\circ)}$ (MPa)	29.9
Hoek & Brown $m_{(0^\circ)}$	7.05
Hoek & Brown $\sigma_{c(90^\circ)}$ (MPa)	29.3
Hoek & Brown $m_{(90^\circ)}$	2.55
<i>Envoltória Mohr-Coulomb bi-linear</i>	
Coesão c_1 (MPa)	4
Ângulo de atrito ϕ_1 ($^\circ$)	29
Coesão c_2 (MPa)	16.5
Ângulo de atrito ϕ_2 ($^\circ$)	0
<i>Parâmetros do critério Nova & Zaninetti</i>	
Resistência a tração $T_{(0^\circ)}$ (MPa)	4.08
Resistência a tração $T_{(90^\circ)}$ (MPa)	3.35

8.3.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS E DISCUSSÕES

As amostras numéricas do argilito de Tournemire foram analisadas considerando cinco diferentes ângulos de orientação de carregamento ($\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ e 90°) e três tensões de confinamento (0, 4 e 10 MPa), totalizando quinze configurações diferentes. Essas configurações foram as mesmas utilizadas no laboratório.

A partir das análises numéricas, foram obtidas curvas de tensão desviadora contra deformação específica axial. Essas curvas estão plotadas em conjunto com as obtidas nos ensaios laboratoriais para comparação na Fig. 8.11. Nessa pesquisa, a rocha foi modelada com um comportamento

elástico-homogêneo transversalmente isotrópico e, por esse motivo, a resposta numérica no trecho elástico não variou com o nível de confinamento adotado.

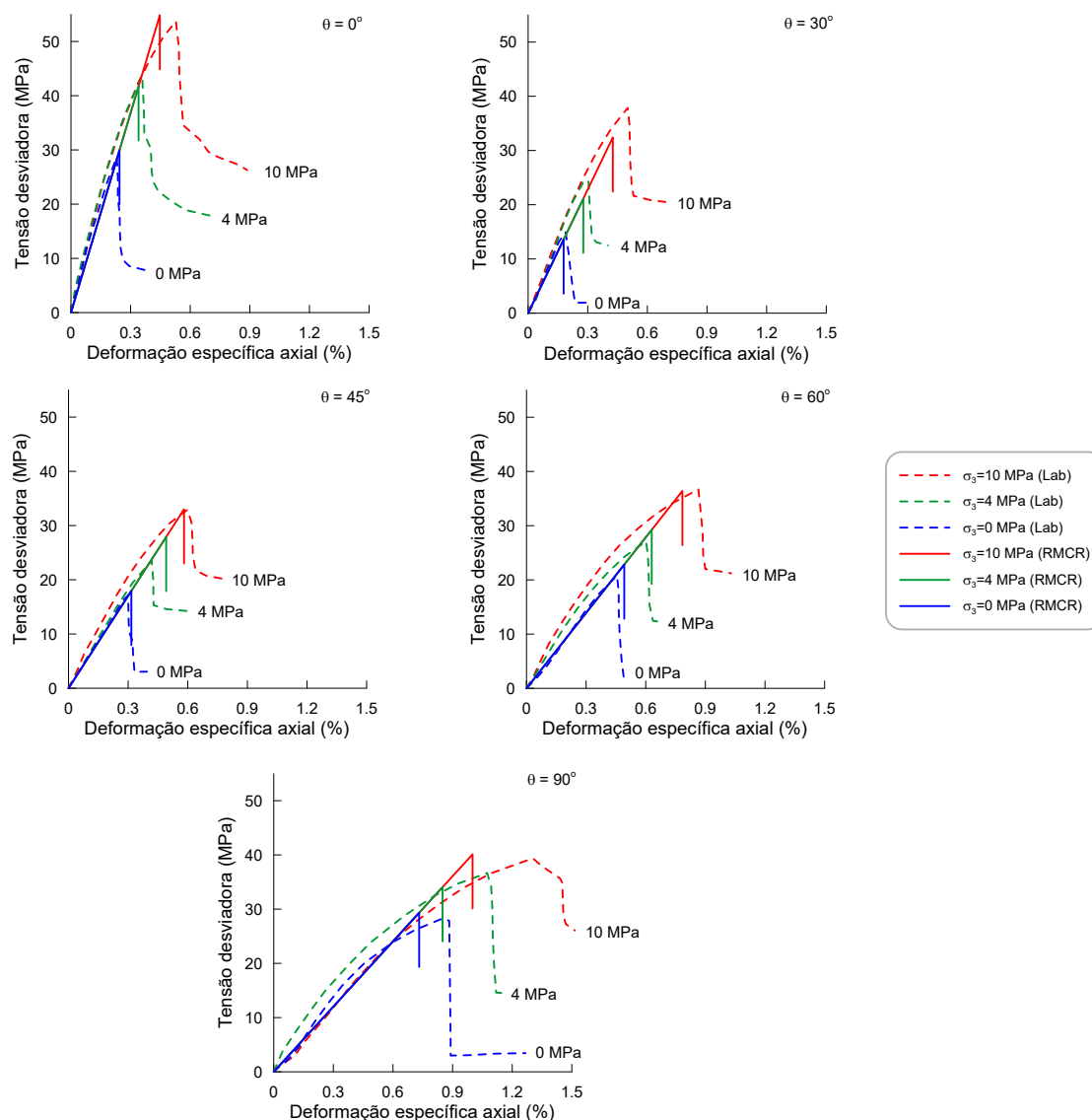


Figura 8.11: Curvas de tensão desviadora contra deformação específica axial de simulações numéricas e ensaios laboratoriais. Os resultados laboratoriais foram obtidos do trabalho de Abdi et al. (2015) (Rasmussen & Assis, 2018).

Curvas de tensão desviadora contra deformação específica volumétrica também foram obtidas para ensaios numéricos de compressão não-confinado. A Fig. 8.12 apresenta os resultados numéricos e laboratoriais. É relevante mencionar que o ensaio de compressão não confinado do laboratório para o ângulo de orientação de carregamento θ igual a 90° foi negligenciado neste estudo, pois acredita-se que um problema na medição do valor de deformação específica volumétrica possa ter ocorrido no laboratório.

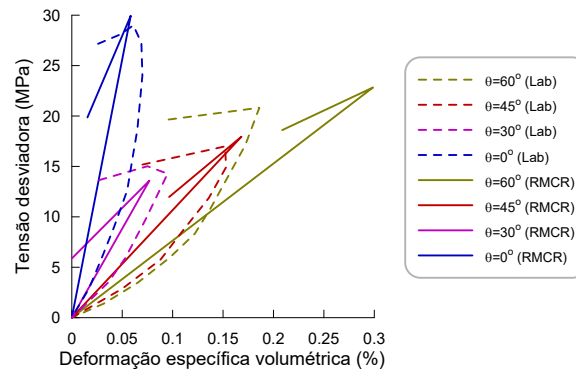


Figura 8.12: Curvas de tensão desviadora contra deformação específica volumétrica de simulações numéricas e ensaios laboratoriais de compressão não confinado (Rasmussen & Assis, 2018).

A partir das duas Figs. 8.11 e 8.12, percebe-se que os modelos numéricos apresentaram resposta linear-elástica até a resistência de pico, quando foi observada uma queda repentina no valor da tensão desviadora.

Vale a pena notar que as resistências de pico obtidas a partir dos ensaios numéricos seguiram precisamente o critério de ruptura Tien & Kuo calibrado, como mostrado na Fig. 8.13.

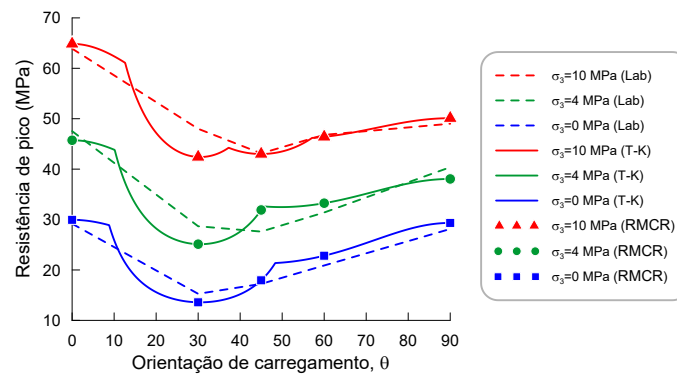


Figura 8.13: Resistências de pico obtidas das análises numéricas, dos ensaios laboratoriais e pelo critério Tien & Kuo. As inflexões nas linhas representativas do critério Tien & Kuo ocorrem pelo fato de o critério de resistência adotado não seguir um modelo matemático contínuo (Rasmussen & Assis, 2018).

Embora ensaios de tração direta não tenham sido realizados em laboratório, análises numéricas foram feitas e as resistências de pico à tração obtidas para cada ângulo de orientação de carregamento estudado seguem presentes na Fig. 8.14. Os modelos RMCR indicaram resistências à tração que seguiram com precisão o critério de ruptura Nova & Zaninetti adotado.

Segundo Abdi et al. (2015), o modo de ruptura obtido dos ensaios triaxiais laboratoriais do argilito de Tournemire dependeu do ângulo de orientação do carregamento, mas não da tensão

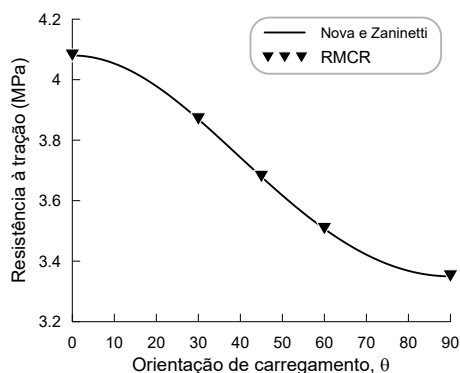


Figura 8.14: Resistências à tração direta de ensaios numéricos e obtidas pelo critério Nova & Zaninetti (Rasmussen & Assis, 2018).

de confinamento aplicada dentro da faixa investigada. Os autores afirmam que para $\theta = 0^\circ$ e 90° foi observado o modo de ruptura não-deslizante do tipo separação axial. Por outro lado, para $\theta = 30^\circ, 45^\circ$ e 60° o modo de ruptura de deslizamento sobre descontinuidade se manifestou.

A Fig. 8.15 mostra os modos de ruptura observados nos ensaios laboratoriais e numéricos. Observa-se a ocorrência de ambos os modos de ruptura deslizante e não-deslizante. As análises numéricas indicaram modos de ruptura semelhantes aos observados no laboratório para $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ e 90° , ao longo da faixa de tensão de confinamento investigada. No entanto, para $\theta = 60^\circ$, um modo de ruptura não-deslizante se manifestou no modelo numérico, em vez de um de deslizamento sobre descontinuidade como observado no laboratório. A razão pela qual isso aconteceu pode ser entendida examinando a Fig. 8.13. De acordo com essa figura, para $\theta = 60^\circ$, a resistência de pico é ditada pelo ramo do modo de ruptura não-deslizante do critério Tien & Kuo, em vez do modo de ruptura deslizante representado pelas curvas em forma de U. Portanto, o modelo numérico seguiu precisamente o critério de ruptura adotado, e o fato dele não representar o modo de ruptura observado no laboratório para $\theta = 60^\circ$ significa apenas que o critério de ruptura Tien & Kuo não pôde ser calibrado para fornecer essa representação. A Fig. 8.16 mostra as interfaces rompidas nos modelos apresentados na Fig. 8.15.

Observando a Fig. 8.15, algumas diferenças entre os resultados numéricos e laboratoriais são perceptíveis e devem ser discutidas. Enquanto que para o ensaio laboratorial o modo de ruptura de separação axial foi representado por dois planos de falha aproximadamente verticais, no modelo numérico uma ruptura generalizada em várias interfaces entre as células de Voronoi ocorreu.

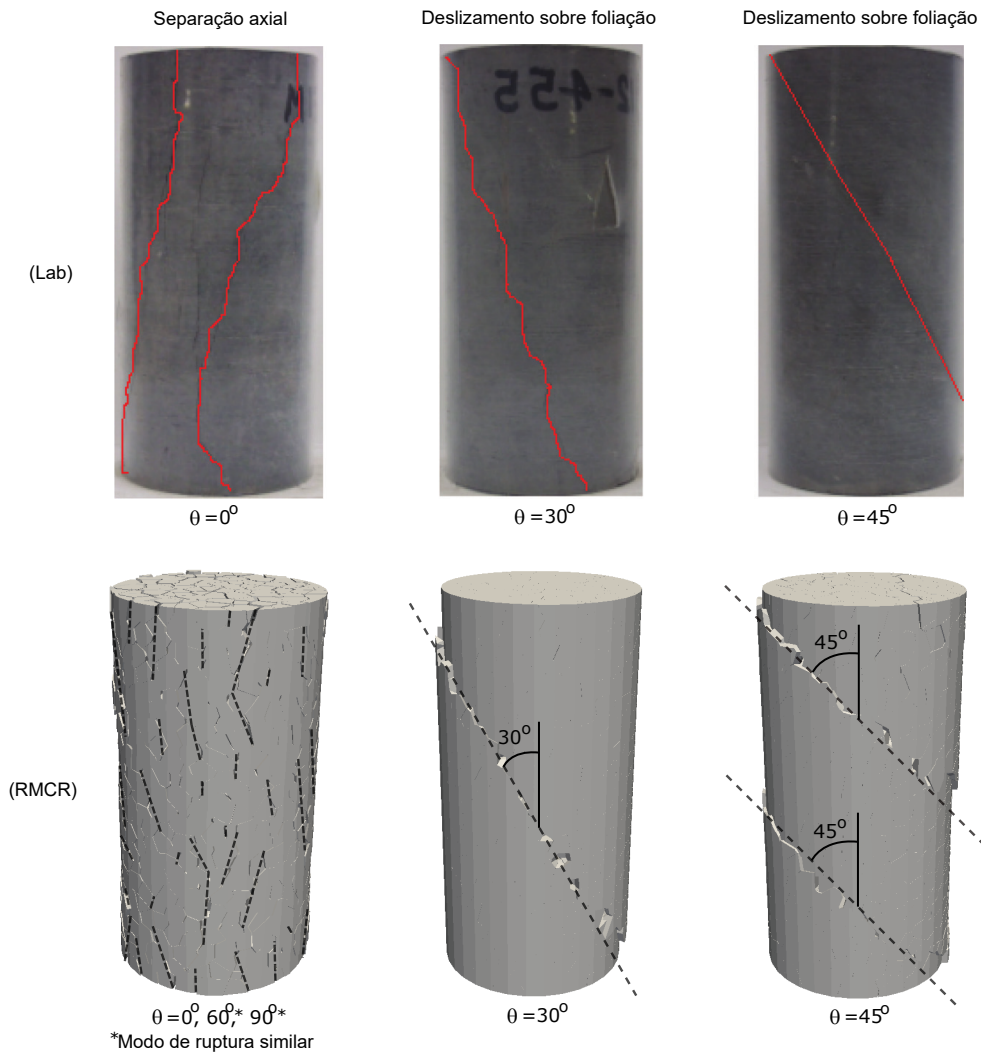


Figura 8.15: Modos de ruptura observados nas análises numéricas e nos ensaios laboratoriais para os ângulos de orientação de carregamento analisados. Fotos de laboratório obtidas do trabalho de Abdi et al. (2015) (Rasmussen & Assis, 2018).

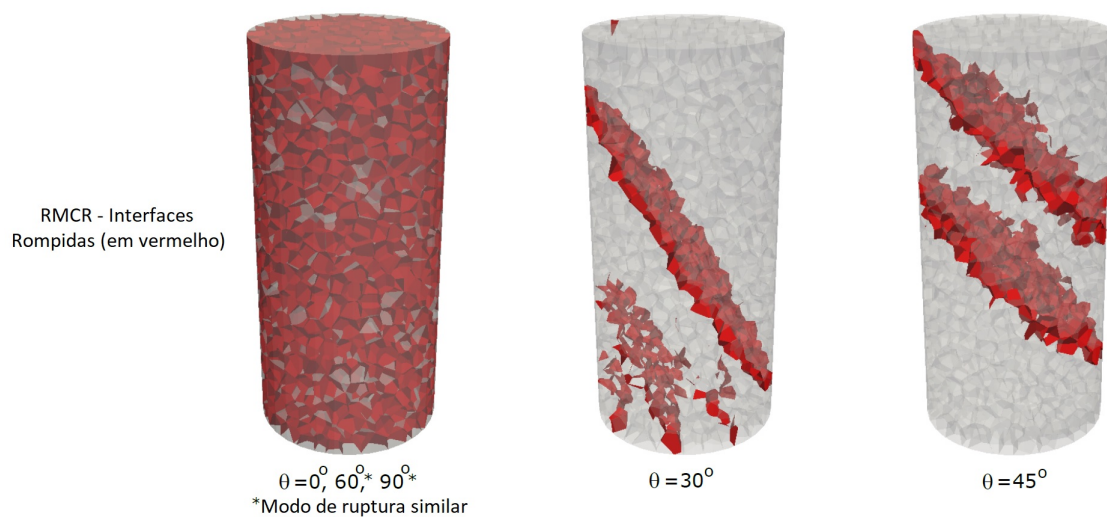


Figura 8.16: Interfaces rompidas dos modelos numéricos apresentados na Fig. 8.15, conforme definidas pelo critério de resistência Tien & Kuo adotado (Rasmussen & Assis, 2018).

A razão para esta discrepância é que, devido às contribuições aqui apresentadas, uma análise elasticamente homogênea foi realizada para o material. Ademais, adotou-se um critério de ruptura baseado nos valores de tensões principais. Assim sendo, quase todas as interfaces romperam concomitantemente porque satisfizeram o critério de ruptura aproximadamente ao mesmo tempo durante o carregamento. Após a ruptura, o fenômeno de separação axial emergiu naturalmente devido ao intertravamento entre as células de Voronoi.

Em relação ao modo de ruptura de deslizamento, tanto as amostras de laboratório quanto os modelos numéricos exibiram comportamento semelhante devido à aplicação da formulação modificada do Modelo de Junta Lisa, tendo sido a segunda contribuição deste trabalho.

8.4 CONCLUSÕES PRELIMINARES

Neste capítulo, foi apresentada uma nova abordagem que permite ao método RMCR realizar análises elásticas de materiais transversalmente isotrópicos. A contribuição estendeu a Abordagem das Tensões Fictícias, anteriormente limitada à realização do efeito do coeficiente de Poisson em materiais elásticos isotrópicos.

Como uma contribuição adicional, a aplicação combinada da formulação MJL em conjunto com o critério de ruptura descontínuo Tien & Kuo foi proposta como um meio de alcançar a manifestação numérica correta do modo de ruptura de deslizamento sobre uma descontinuidade. Dessa forma, ambos os modos de ruptura deslizante e não-deslizante passaram a ser bem representados pelo método RMCR.

A primeira contribuição foi verificada por duas análises de validação baseadas em comparações de resultados de simulações numéricas contra cálculos analíticos e análises por elementos finitos. As validações mostraram que o RMCR com a nova Abordagem de Tensões Fictícias pôde fornecer cálculos de tensões e deformações muito precisos para um material elástico transversalmente isotrópico.

A segunda contribuição foi apurada por meio de um estudo de caso baseado em dados labora-

toriais publicados do argilito de Tournemire. No estudo de caso, uma amostra numérica da rocha foi elaborada e testada sob condições de carregamento triaxial semelhantes às empregadas no laboratório. Os resultados mostraram que o modelo numérico indicou com precisão os modos de ruptura previstos pelo critério adotado. Ademais, o modo de ruptura de deslizamento sobre uma descontinuidade foi representado com precisão, sem qualquer efeito negativo que poderia ter sido originado da topologia de malha Voronoi aleatória adotada.

Concluindo, espera-se que este estudo confirme o uso potencial do método RMCR em análises numéricas de rochas transversalmente isotrópicas.

9 CONCLUSÕES

Nesta tese, os modelos Lattice de Molas Clássico e Rede de Molas e Corpos Rígidos foram aprimorados com variadas contribuições originais, as quais tornaram os métodos aptos a realizarem simulações de rochas intactas e de maciços rochosos fraturados. Os modelos aprimorados pelas contribuições foram programados em um código computacional que recebeu o nome UnBlocks. No Capítulo 3, as etapas do desenvolvimento do programa e análises de validação foram apresentadas. Dos resultados, ficou claro que o programa poderia ser utilizado com confiança em pesquisas.

No Capítulo 4, o Modelo Lattice de Molas Clássico foi combinado com o método de Redes de Fraturas Discretas e com a formulação do Modelo de Junta Lisa para a realização de análises 3D mediante a técnica do Maciço Rochoso Sintético. Dos estudos de casos apresentados, baseados em túneis escavados nas cidades de Washington DC e Nova York, ficou claro que o método tem o potencial de ser aplicado em análises de estabilidade de túneis construídos em maciços rochosos fraturados. Vale afirmar que os modos de ruptura e os níveis de fraturamento indicado pelas análises numérica foram semelhantes com as observações reais realizadas durante a escavação dos túneis. O estudo realizado serviu como validação do método numérico, o qual, no conhecimento do autor, nunca havia sido aplicado em análises de estabilidade de obras subterrâneas.

No Capítulo 5, o Modelo Lattice de Molas Clássico foi combinado com um serviço de computação em nuvem e foi aplicado com sucesso na análise probabilística de estabilidade do trecho de um túnel brasileiro. Da análise, um mapa de probabilidades posicionais foi obtido e comparado com a seção transversal real do trecho estudado. Do estudo, ficou evidente que inúmeras análises são necessárias para obter uma compreensão razoável do comportamento numérico de um maciço rochoso quando investigado pela técnica do maciço rochoso sintético atrelada ao método Rede de Fraturas Discretas. Ademais, a investigação realizada mostrou que o Modelo Lattice de Molas Clássico tem o potencial de ser aplicado de forma prática em obras reais devido ao seu baixo custo computacional e pela possibilidade de se associar com a tecnologia de computação em nuvem para a realização de análises probabilísticas.

No Capítulo 6, o Modelo Rede de Molas e Corpos Rígidos foi estendido com um Modelo de Zona Coesiva, uma representação da heterogeneidade de rochas e a consideração das micro-fraturas preexistentes no material. Graças a essas contribuições, o modelo numérico conseguiu reproduzir o complexo comportamento de fraturamento apresentado por uma rocha de granito quase-frágil, conhecido como granito Lac du Bonnet. Especificamente, o método estendido conseguiu reproduzir com boa precisão o comportamento observado do material sob as trajetórias de tensão de ensaio de tração direta, brasileiro, triaxial e compressão não confinado. Um resultado interessante foi a reprodução da razão de resistência à compressão pela resistência à tração realista, já que poucos métodos numéricos conseguem realizar esse feito. No capítulo seguinte, uma análise de sensibilidade global Sobol foi realizada para o modelo numérico do Lac du Bonnet, a qual destacou o impacto provocado pela presença de micro-fraturas preexistentes nos valores de tensão de início de fraturamento e de dano do material. Esse resultado é interessante, uma vez que pesquisas realizadas pela comunidade científica sobre os processos de fraturamento de rochas geralmente não consideram a presença de micro-fraturas preexistentes nos modelos numéricos.

No Capítulo 8, mais uma vez o Modelo Rede de Molas e Corpos Rígidos foi aprimorado com uma nova Abordagem das Tensões fictícias e uma formulação modificada do Modelo de Junta Lisa, as quais permitiram o método de realizar análises elásticas-homogêneas de rochas transversalmente isotrópicas assim como de representar o modo de ruptura de deslizamento sobre descontinuidade. Na pesquisa realizada, o argilito de Tournemire serviu como estudo de caso para a aplicação das contribuições desenvolvidas. Dos resultados, ficou evidente que o método possui a capacidade de calcular os estados de tensões e deformações de materiais transversalmente isotrópicos com precisão semelhante a oferecida pelo método dos elementos finitos com o uso de elementos triangulares CST. Ademais, o método desenvolvido apresentou a vantagem adicional de conseguir representar o modo de ruptura de deslizamento sobre descontinuidade sem a necessidade da malha do modelo estar alinhada com os planos de descontinuidade.

Concluindo, os objetivos propostos para esta pesquisa foram atingidos com sucesso. Além do mais, as contribuições e resultados aqui apresentados tornam visível o grande potencial oferecido pelos modelos Lattice na realização de novas pesquisas na área de mecânica das rochas. Conforme

foi observado nesta pesquisa, os modelos Lattice conseguem agregar todas as características necessárias para uma aplicação bem sucedida da técnica do maciço rochoso sintético e para a representação do complexo comportamento de materiais rochosos relacionado com o início e propagação de novas fraturas em seu interior. Assim, os modelos Lattice são uma alternativa eficaz e interessante a outros métodos numéricos existentes e suas vantagens e desvantagens merecem maiores considerações pela comunidade científica.

Como sugestões para pesquisas futuras, tem-se: a combinação do modelo RMCR estendido com o método dos elementos discretos, permitindo assim análises de pós-rupturas mais realísticas; estudo do impacto provocado pela dimensão das malhas de molas dos modelos Lattice no comportamento do meio fraturado simulado; a inclusão de elementos de suporte, como tirantes, no modelo numérico para a realização de estudos sobre o dimensionamento dos mesmos; a realização de análises acopladas hidro-mecânicas para estudos sobre a técnica de fraturamento hidráulico; e a aplicação do RMCR estendido em problemas mais complexos visando a sua validação, como análises de estabilidade de túneis em grandes profundidades e de taludes de mineração.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABDI, H., LABRIE, D., NGUYEN, T. S., BARNICHON, J. D., SU, G., EVGIN, E., SIMON, R. & FALL, M. (2015). Laboratory investigation on the mechanical behaviour of tournemire argillite. *Canadian Geotechnical Journal*, 52(3):268-282.

ALTINDAG, R. & GUNEY, A. (2010). Predicting the relationships between brittleness and mechanical properties (UCS, TS and SH) of rocks. *Scientific Research and Essays*, 5(16):2107-2118.

ANG, A. & TANG, W. (1984). *Probability concepts in engineering planning and design, Vol. II, Decision, Risk, and Reliability*. John Wiley and Sons, New York, USA.

ASAHINA, D., AOYAGI, K., KIM, K., BIRKHOLZER, J. T. & BOLANDER, J. E. (2017). Elastically-homogeneous lattice models of damage in geomaterials. *Computers and Geotechnics*, 81:195-206.

ASAHINA, D., ITO, K., HOUSEWORTH, J. E., BIRKHOLZER, J. T. & BOLANDER, J. E. (2015). Simulating the Poisson effect in lattice models of elastic continua. *Computers and Geotechnics*, 70:60-67.

ASHURST, W. T. & HOOVER, W. G. (1976). Microscopic fracture studies in the two-dimensional triangular lattice. *Physical Review B*, 14(4):1465-1473.

ATKINSON, B. K. (1987). *Fracture mechanics of rock*. Academic Press, London.

BAGHBANAN, A., KEFAYATI, S., TORKAN, M., HASHEMOLHOSSEINI, H. & NARIMANI, R. (2017). Numerical probabilistic analysis for slope stability in fractured rock masses using dfn-dem approach. *Int. Journal of Mining and Geo-Engineering*, 51(1):79-90.

BANDIS, S., LUMSDEN, A. & BARTON, N. (1981). Experimental studies of scale effects on the shear behaviour of rock joints. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 18(1):1-21.

BANDIS, S., LUMSDEN, A. & BARTON, N. (1983). Fundamentals of rock joint deformation. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 20(6):249-268.

BARLA, G., EINSTEIN, H. & KOVARI, K. (2013). Manuscripts using numerical discrete element methods. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 46(4):655-655.

BARTON, N. (1999). General report concerning some 20 th century lessons and 21 st century challenges in applied rock mechanics. In 9th International Congress on Rock Mechanics, pages 25-28, Paris, France.

BARTON, N., BANDIS, S. & BAKHTAR, K. (1985). Strength, deformation and conductivity coupling of rock joints. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 22(3):121-140.

BARTON, N. & BANDIS, S. C. (1987). Rock joint model for analyses of geological discontinua. In Proc. of the 2nd Int. Conf. and Short Courses on Constitutive Laws for Engineering Materials: Theory and Applications, pages 993-1002, AZ, USA.

BEALE, P. D. & SROLOVITZ, D. J. (1988). Elastic fracture in random materials. *Physical Review B*, 37(10):5500-5507.

BENZEGGAGH, M. L. & KENANE, M. (1996). Measurement of mixed-mode delamination fracture toughness of unidirectional glass/epoxy composites with mixed-mode bending apparatus. *Composites Science and Technology*, 56(4):439-449.

BERTON, S. & BOLANDER, J. E. (2006). Crack band model of fracture in irregular lattices. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 195(52):7172-7181.

BIENIAWSKI, Z. (1990). Tunnel design by rock mass classifications. U.S. Army Corps of Engineers, Washington, DC.

BIENIAWSKI, Z. T. (1967a). Mechanism of brittle fracture of rock; Part I-theory of the fracture process. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 4:395-406.

BIENIAWSKI, Z. T. (1967b). Mechanism of brittle fracture of rock; Part II-Experimental studies. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 4(4):407-418.

BIRDSALL, C.K. & LANGDON, A.B. (2004). Plasma physics via computer simulation. CRC Press.

BOLANDER, J., HONG, G. & YOSHITAKE, K. (2002). Structural concrete analysis using rigid-body-spring networks. *Computer-Aided Civil and Infrastructure Engineering*, 15(2):120-133.

BOLANDER, J. & SAITO, S. (1998). Fracture analyses using spring networks with random geometry. *Engineering Fracture Mechanics*, 61(5):569- 591.

BOLANDER, J., YOSHITAKE, K. & THOMURE, J. (1999). Stress analysis using elastically homogeneous rigid-body-spring networks. *Doboku Gakkai Ronbunshu*, 1999(633):25-32.

BORN, M. & HUANG, K. (1954). *Dynamic Theory of Crystal Lattices*. Oxford University Press, Oxford.

BRIDEAU, M., CHAVIN, S., ANDRIEUX, P. & STEAD, D. (2012). Influence of 3d statistical discontinuity variability on slope stability conditions. In 11th International Symposium on Landslides, pages 587-593, Canada.

CACCIARI, P. P. (2014). Estudo de um túnel em maciço rochoso fraturado por investigação geológica geotécnica e análises pelo método dos elementos distintos. Tese de Mestrado, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil.

CACCIARI, P. P. & FUTAI, M. M. (2016). Mapping and characterization of rock discontinuities in a tunnel using 3d terrestrial laser scanning. *Bulletin of Engineering Geology and the Environment*, 75(1):223-237.

CACCIARI, P. P. & FUTAI, M. M. (2017). Modeling a shallow rock tunnel using terrestrial laser scanning and discrete fracture networks. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 50(5):1217-1242.

CAMANHO, P. & DAVILA, C. (2002). Mixed-Mode Decohesion Finite Elements for the Simulation of Delamination in Composite Materials. Nasa, TM-2002-21(June):1-37.

CANTARELLA, V. P., MONTICELI, J. P., CACCIARI, P. P. & FUTAI, M. M. (2016). Jrc estimation with 3d laser scanner images. In VII Brazilian Symposium on Rock Mechanics - SBMR 2016, Minas Gerais, Brazil.

CHEN, G., JIA, Z. & KE, J. (1997). Probabilistic analysis of underground excavation stability. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 34(3):511 – 516.

CHEN, X., WILLS, G. B., GILBERT, L. & BACIGALUPO, D. (2010). Technical Report on Using Cloud for Research: A Technical Review. University of Southampton.

CHO, N., MARTIN, C. D. & SEGO, D. C. (2007). A clumped particle model for rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 44(7):997–1010.

CORDING, E. & MAHAR, J. (1974). The effect of natural geologic discontinuities on behavior of rock in tunnels. In *Rapid Excavation and Tunneling Conference*, pages 107–138, California, USA.

CUNDALL, P. A. (1987). *Analytical and Computational Methods in Engineering Rock Mechanics*, chapter Distinct Element Models of Rock and Soil Structure, pages 129–163. Allen and Unwin, London.

CUNDALL, P. A. (2011). Lattice method for modeling brittle, jointed rock. In Proceedings of the 2nd International FLAC/DEM Symposium, pages 11–19, Melbourne, Australia.

CUNDALL, P. A. & STRACK, O. D. L. (1979). A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotechnique*, 29(1):47– 65.

DAMJANAC, B. & CUNDALL, P. (2016). Application of distinct element methods to simulation of hydraulic fracturing in naturally fractured reservoirs. *Computers and Geotechnics*, 71:283 – 294.

DAMJANAC, B., DETOURNAY, C. & CUNDALL, P. A. (2016). Application of particle and lattice codes to simulation of hydraulic fracturing. *Computational Particle Mechanics*, 3(2):249–261.

DERSHOWITZ, W. S. & EINSTEIN, H. H. (1988). Characterizing rock joint geometry with joint system models. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 21(1):21–51.

DERSHOWITZ, W. S. & HERDA, H. (1992). Interpretation of fracture spacing and intensity. In 33rd US Symp. Rock Mech., Sante Fe, USA.

DIEDERICHS, M. S. (2003). Manuel Rocha Medal Recipient Rock Fracture and Collapse Under Low Confinement Conditions. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 36(5):339–381.

DUVEAU, G. & SHAO, J. (1998). A modified single plane of weakness theory for the failure of highly stratified rocks. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 35(6):807 – 813.

EBERHARDT, E., STEAD, D. & STIMPSON, B. (1999). Quantifying progressive pre-peak brittle fracture damage in rock during uniaxial compression. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 36(3):361–380.

EBERHARDT, E., STEAD, D., STIMPSON, B. & READ, R. S. (1998). Identifying crack initiation and propagation thresholds in brittle rock. *Canadian Geotechnical Journal*, 35(2):222–233.

ELMO, D., STEAD, D., EBERHARDT, E. & VYAZMENSKY, A. (2013). Applications of finite/-discrete element modeling to rock engineering problems. *International Journal of Geomechanics*, 13(October):565– 581.

FAIRHURST, C. (2013). Fractures and fracturing - hydraulic fracturing in jointed rock. In Bungler, A. P., McLennan, J., and Jeffrey, R., editors, *Effective and Sustainable Hydraulic Fracturing*, chapter 03. InTech, Rijeka.

FAIRHURST, C. (2017). Some challenges of deep mining. *Engineering*, 3(4):527 – 537.

FU, G., MA, G., QU, X. & HUANG, D. (2016). Stochastic analysis of progressive failure of fractured rock masses containing non-persistent joint sets using key block analysis. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 51:258 – 269.

GAO, H. & KLEIN, P. (1998). Numerical simulation of crack growth in an isotropic solid with randomized internal cohesive bonds. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 46(2):187 – 218.

GERCEK, H. (2007). Poisson's ratio values for rocks. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 44(1):1 – 13.

GHAZVINIAN, E., DIEDERICHS, M. & QUEY, R. (2014). 3d random voronoi grain-based models for simulation of brittle rock damage and fabric-guided micro-fracturing. *Journal of Rock Mechanics and Geotechnical Engineering*, 6(6):506 – 521.

GOODMAN, R. & BRAY, J. (1976). Toppling of rock slopes. In *ASCE Speciality Conference on Rock Engineering for Foundations and Slopes*, pages 201–234, Colorado, USA.

GOODMAN, R. & SHI, G. (1985). *Block theory and its application to rock engineering*. Prentice-Hall, New Jersey.

GOODMAN, R. E. (1989). *Introduction to rock mechanics*. Wiley, New York, 2 edition.

GOODMAN, R.E., R. T. & BREKKE, T. (1968). A model for the mechanics of jointed rock. *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, 94(3):637–660.

GUO, S., QI, S., ZOU, Y. & ZHENG, B. (2017). Numerical studies on the failure process of heterogeneous brittle rocks or rock-like materials under uniaxial compression. *Materials*, 10(4).

HAJIABDOLMAJID, V., KAISER, P. K. & MARTIN, C. D. (2002). Modelling brittle failure of rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 39(6):731–741.

HALLBAUER, D. K., WAGNER, H. & COOK, N. G. W. (1973). Some observations concerning the microscopic and mechanical behaviour of quartzite specimens in stiff, triaxial compression tests. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* and, 10(6):713– 726.

HAMDI, P., STEAD, D. & ELMO, D. (2015). Characterizing the influence of stress-induced microcracks on the laboratory strength and fracture development in brittle rocks using a finite-discrete element method-micro discrete fracture network FDEM-DFN approach. *Journal of Rock Mechanics and Geotechnical Engineering*, 7(6):609–625.

HAMMAH, R. E., YACOUB, T. E. & CURRAN, J. H. (2009). Numerical modeling of slope

uncertainty due to rock mass jointing. In Proceedings of the International Conference on Rock Joints and Jointed Rock Masses, Arizona, USA.

HAOJIANG, D., WEIQIU, C. & LING, Z. (2006). Elasticity of Transversely Isotropic Materials. Springer-Verlag.

HART, R., CUNDALL, P. A. & LEMOS, J. (1988). Formulation of a three-dimensional distinct element model-Part II. Mechanical calculations for motion and interaction of a system composed of many polyhedral blocks. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences and, 25(3):117–125.

HILLERBORG, A., MODÉER, M. & PETERSSON, P. E. (1976). Analysis of crack formation and crack growth in concrete by means of fracture mechanics and finite elements. Cement and Concrete Research, 6(6):773–781.

HOEK, E. & BIENIAWSKI, Z. T. (1965). Brittle Rock Fracture Propagation In Rock Under Compression. International Journal of Fracture Mechanics, 1(3):137–155.

HOEK, E. & BROWN, E. T. (1980). Empirical Strength Criterion for Rock Masses. Journal of the Geotechnical Engineering Division, 106(9):1013–1035.

HOEK, E. & MARTIN, C. (2014). Fracture initiation and propagation in intact rock – a review. Journal of Rock Mechanics and Geotechnical Engineering, 6(4):287 – 300.

HOEK, E., T. C. & DIEDERICHS, M. (2013). Quantification of the geological strength index chart. In 47 th U.S. Rock Mechanics/Geomechanics Symposium, California, USA.

HRENNIKOFF, A. (1941). Solution of problems of elasticity by the framework method. Journal of applied mechanics, 8(4):169–175.

ITASCA (2014). 3dec version 5.00. <http://www.itascacg.com>.

ITO, W. H. (2016). Contribuição ao estudo de instabilidade em túneis não revestidos da estrada de ferro vitória-minas através da teoria dos blocos-chave e caracterização da rocha através de ensaios laboratoriais e de campo. Tese de Mestrado, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil.

IVARS, D. M., PIERCE, M. E., DARCEL, C., REYES-MONTES, J., POTYONDY, D. O., YOUNG, R. P. & CUNDALL, P. A. (2011). The synthetic rock mass approach for jointed rock mass modelling. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 48(2):219 – 244.

IVARS, D. M., POTYONDY, D. O., PIERCE, M. E. & CUNDALL, P. A. (2008). The smooth-joint contact model. In 8th. World Congress on Computational Mechanics, Venice, Italy.

JAGOTA, A. & BENNISON, S. J. (1994). Springnetwork and finite-element models for elasticity and fracture. In Bardhan, K. K., Chakrabarti, B. K., and Hansen, A., editors, *Non-Linearity and Breakdown in Soft Condensed Matter*, pages 186–201, Berlin, Heidelberg. Springer Berlin Heidelberg.

JAKUBOWSKI, J. (1995). Prediction of the load of tunnel support in the rock mass of blocky structure by statistical methods (in Polish). PhD thesis, University of Mining and Metallurgy, Krakow, Poland.

JAKUBOWSKI, J. (2004). 3dec modeling results generalized by stochastic approach. In *Proceedings 1st International UDEC/3DEC Symposium*, Bochum, Germany.

JAKUBOWSKI, J. (2011). The stochastic block stability simulation method and other probabilistic extensions of block theory. *Arch. Min. Sci.*, 56(2):223–238.

JING, L. (2003). A review of techniques, advances and outstanding issues in numerical modelling for rock mechanics and rock engineering. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 40(3):283– 353.

JOHANSSON, F., BJURELAND, W. & SPROSS, J. (2016). Application of reliability based design methods to underground excavation in rock. BeFo report 155, Stockholm.

KAWAI, T. (1978). New discrete models and their application to seismic response analysis of structures. *Nuclear Engineering and Design*, 48(1978):207–229.

KIM, K., RUTQVIST, J., NAKAGAWA, S. & BIRKHOLZER, J. (2017). ARMA-2017-0382, chapter Discrete Modeling of Fluid-Driven Fracture Processes in Anisotropic Rock Formations. American Rock Mechanics Association, San Francisco, California, USA.

KLERCK, P. A. (2000). The finite element modelling of discrete fracture in quasi-brittle materials. PhD thesis, University of Wales.

LABUZ, J., SHAH, S. & DOWDING, C. (1985). Experimental analysis of crack propagation in granite. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts*, 22(2):85– 98.

LAJTAI, E. Z. (1998). Microscopic Fracture Processes in a Granite. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 31(4):237–250.

LAN, H., MARTIN, C. D. & HU, B. (2010). Effect of heterogeneity of brittle rock on micro-mechanical extensile behavior during compression loading. *Journal of Geophysical Research*, 115(B1):B01202.

LEI, Q., LATHAM, J.-P. & TSANG, C.-F. (2017). The use of discrete fracture networks for modelling coupled geomechanical and hydrological behaviour of fractured rocks. *Computers and Geotechnics*, 85:151 – 176.

LI, K. & WHITE, W. (1987). Probabilistic approaches to slope design - Research Report N. 20. Department of Civil Engineering, Australian Defense Force Academy, Australia.

LIAN, J.-J., LI, Q., DENG, X.-F., ZHAO, G.-F. & CHEN, Z.-Y. (2017). A numerical study on toppling failure of a jointed rock slope by using the distinct lattice spring model. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 51(2):513–530.

LIM, S. S., MARTIN, C. D. & ÅKESSON, U. (2012). In-situ stress and microcracking in granite cores with depth. *Engineering Geology*, 147-148:1–13.

LISJAK, A., TATONE, B. S. A., GRASSELLI, G. & VIETOR, T. (2014). Numerical modelling of the anisotropic mechanical behaviour of opalinus clay at the laboratory-scale using fem/dem. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 47(1):187–206.

LIU, N., LI, M. & CHEN, W. (2017). Mechanical deterioration of rock salt at different confinement levels: A grain-based lattice scheme assessment. *Computers and Geotechnics*, 84:210–224.

LOW, B. & EINSTEIN, H. (2013). Reliability analysis of roof wedges and rockbolt forces in tunnels. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 38:1 – 10.

LU, C., DANZER, R. & FISCHER, F. D. (2002). Fracture statistics of brittle materials: Weibull or normal distribution. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 65(6).

MARTIN, C. D. (1993). The strength of massive Lac du Bonnet granite around underground openings. PhD thesis, University of Manitoba.

MARTIN, C. D. & CHANDLER, N. A. (1994). The progressive fracture of Lac du Bonnet granite. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences and*, 31(6):643–659.

MAYER, J. M. & STEAD, D. (2017). Exploration into the causes of uncertainty in UDEC Grain Boundary Models. *Computers and Geotechnics*, 82:110–123.

MENG, J., HUANG, J., YAO, C. & SHENG, D. (2018). A discrete numerical method for brittle rocks using mathematical programming. *Acta Geotechnica*, 13(2):283–302.

MERRIEN-SOUKATCHOFF, V., KORINI, T. & THORAVAL, A. (2012). Use of an integrated discrete fracture network code for stochastic stability analyses of fractured rock masses. *Rock*

Mechanics and Rock Engineering, 45(2):159–181.

MIT (2018). Starcluster. <http://star.mit.edu/cluster/index.html>. Accessed: January-2018.

MUNJIZA, A., OWEN, D. & BICANIC, N. (1995). A combined finite-discrete element method in transient dynamics of fracturing solids. *Engineering Computations*, 12(2):145–174.

NAGAI, K., SATO, Y. & UEDA, T. (2005). Mesoscopic Simulation of Failure of Mortar and Concrete by 3D RBSM. *Journal of Advanced Concrete Technology*, 3(3):385–402.

NAPA-GARCÍA, G. F. (2015). Análise de Risco de Obras Subterrâneas em Maciços Rochosos Fraturados. PhD thesis, University of São Paulo, São Paulo, Brazil.

NAPA-GARCÍA, G. F., BECK, A. T. & CELESTINO, T. B. (2017). Risk analysis of fractured rock mass underground structures. *Georisk: Assessment and Management of Risk for Engineered Systems and Geohazards*, 0(0):1–12.

NIKOLIC, M., KARAVELIC, E., IBRAHIMBEGOVIC, A. & MIŠCEVIC, P. (2017). Lattice element models and their peculiarities. *Archives of Computational Methods in Engineering*.

NOORIAN-BIDGOLI, M. & JING, L. (2015). Stochastic analysis of strength and deformability of fractured rocks using multi-fracture system realizations. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 78:108 – 117.

NOVA, R. & ZANINETTI, A. (1990). An investigation into the tensile behaviour of a schistose rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts*, 27(4):231 – 242.

ONEDERRA, I. A., FURTNEY, J. K., SELLERS, E. & IVERSON, S. (2013). Modelling blast induced damage from a fully coupled explosive charge. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 58:73 – 84.

ORTIZ, R., R., S. G. & MICHALAK, N. (2015). Application of the response surface methodology to 3dec analysis of open pit slopes. In *ISRM Regional Symposium - 8th South American Congress on Rock Mechanics*, Buenos Aires, Argentina.

OSTOJA-STARZEWSKI, M. (2002). Lattice models in micromechanics. *Applied Mechanics Reviews*, 55(1):35–60.

PARK, B. & MIN, K.-B. (2015). Bonded-particle discrete element modeling of mechanical behavior of transversely isotropic rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 76:243 – 255.

PARK, H. & WEST, T. (2001). Development of a probabilistic approach for rock wedge failure. *Engineering Geology*, 59(3):233 – 251.

PAZDNIAKOU, A. & ADLER, P. M. (2012). Lattice spring models. *Transport in Porous Media*, 93(2):243–262.

PERRAS, M. A. & DIEDERICHS, M. S. (2014). A review of the tensile strength of rock: Concepts and testing. *Geotechnical and Geological Engineering*, 32(2):525–546.

POTYONDY, D. O. & CUNDALL, P. A. (2004). A bonded-particle model for rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 41(8 SPEC.ISS.):1329–1364.

POULSEN, B., ADHIKARY, D., ELMOUTTIE, M. & WILKINS, A. (2015). Convergence of synthetic rock mass modelling and the hoek–brown strength criterion. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 80:171 – 180.

PRIEST, S. D. (1993). *Discontinuity analysis for rock engineering*. Chapman and Hall, New York, USA, 1 edition.

RASMUSSEN, L. L. & ASSIS, A. P. (2017). Métodos estatísticos aplicados em maciços rochosos fraturados para a análise de túneis. *Quarto Congresso Brasileiro de Túneis*, São Paulo, Brasil.

RASMUSSEN, L. L., FARIAS, M. M. & ASSIS, A. P. (2018a). Extended rigid body spring network method for the simulation of brittle rocks. *Computers and Geotechnics*, 99:31 – 41.

RASMUSSEN, L. L., FARIAS, M. M. & ASSIS, A. P. (2018b). A combined Lattice Spring – Discrete Fracture Network method for the simulation of rock tunnels. *Second International Discrete Fracture Network Engineering Conference*, Seattle, USA.

RASMUSSEN, L. L., CACCIARI, P., FUTAI, M. M., FARIAS, M. M. & ASSIS, A. P. (2018c). Efficient 3D probabilistic stability analysis of rock tunnels using a Lattice Model and cloud computing. *Enviado ao Tunnelling and Underground Space Technology*.

RASMUSSEN, L. L. & ASSIS, A. P. (2018). Elastically-homogeneous lattice modelling of transversely isotropic rocks. *Computers and Geotechnics*, 104:96 – 108.

READ, J. (2009). *Guidelines for open pit slope design*. CSIRO Publishing CRC, Collingwood, Vic. Leiden, Netherlands.

SALTELLI, A. (2002). Making best use of model evaluations to compute sensitivity indices. *Computer Physics Communications*, 145(2):280 – 297.

- SCHLANGEN, E. & GARBOCZI, E. (1996). New method for simulating fracture using an elastically uniform random geometry lattice. *International Journal of Engineering Science*, 34(10):1131 – 1144.
- SCHLANGEN, E. & GARBOCZI, E. (1997). Fracture simulations of concrete using lattice models: Computational aspects. *Engineering Fracture Mechanics*, 57(2):319 – 332.
- SCHLANGEN, E. & VAN MIER, J. G. M. (1992). Simple lattice model for numerical simulation of fracture of concrete materials and structures. *Materials and Structures*, 25(9):534–542.
- SCHOLTÈS, L. & DONZÉ, F. V. (2013). A DEM model for soft and hard rocks: Role of grain interlocking on strength. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 61(2):352–369.
- SELLERS, E., FURTNER, J., ONEDERRA, I. & CHITOMBO, G. (2012). Improved understanding of explosive-rock interactions using the hybrid stress blasting model. *Journal of the Southern African Institute of Mining and Metallurgy*, 112(8):721–728.
- SHI, G. H. (1988). Discontinuous deformation analysis: A new numerical model for the statics and dynamics of block systems. PhD thesis. University of California, Berkeley.
- SOBOL, I. (1993). Sensitivity estimates for nonlinear mathematical models. *Mathematical Modelling and Computational Experiments*, (1):407–414.
- SOGA, K. (2015). Geomechanics from micro to macro : Proceedings of the TC105 ISSMGE International Symposium on Geomechanics from Micro to Macro, Cambridge, UK, 1-3 September 2014. CRC Press/Balkema, Leiden, The Netherlands.
- SONG, J.-J., LEE, C.-I. & SETO, M. (2001). Stability analysis of rock blocks around a tunnel using a statistical joint modeling technique. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 16(4):341 – 351.
- TANG, C. & KAISER, P. (1998). Numerical Simulation of Cumulative Damage and Seismic Energy Release During Brittle Rock Failure-Part I: Fundamentals. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 35(2):113–121.
- THOMURE, J., BOLANDER, J. & KUNIEDA, M. (2001). Reducing mesh bias on fracture within rigid-body-spring networks. *Doboku Gakkai Ronbunshu*, 2001(682):15–23.
- TIEN, Y. M. & KUO, M. C. (2001). A failure criterion for transversely isotropic rocks. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 38(3):399 – 412.

- TIEN, Y. M., KUO, M. C. & JUANG, C. H. (2006). An experimental investigation of the failure mechanism of simulated transversely isotropic rocks. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 43(8):1163 – 1181.
- VILLALOBOS, S., CACCIARI, P. & FUTAI, M. (2017). Modelamiento numérico de la formación e inestabilidad de bloques alrededor del túnel monte seco excavado en un macizo rocoso discontinuo. *Obras y proyectos*, (21):54–64.
- VIVAS, J., STEAD, D., ELMO, D. & HUNT, C. (2015). Simulating the interaction between groundwater and brittle failure in open pit slopes. *International Journal of Environmental, Chemical, Ecological, Geological and Geophysical Engineering*, 9(12):1352 – 1360.
- WARBURTON, P. (1981). Vector stability analysis of an arbitrary polyhedral rock block with any number of free faces. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 18(5):415 – 427.
- WU, S. & XU, X. (2016). A Study of Three Intrinsic Problems of the Classic Discrete Element Method Using Flat-Joint Model. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 49(5):1813–1830.
- YAO, C., JIANG, Q., SHAO, J. & ZHOU, C. (2016). A discrete approach for modeling damage and failure in anisotropic cohesive brittle materials. *Engineering Fracture Mechanics*, 155:102 – 118.
- YIP, M., MOHLE, J. & BOLANDER, J. E. (2005). Automated Modeling of Three-Dimensional Structural Components Using Irregular Lattices. *Computer-Aided Civil and Infrastructure Engineering*, 20(6):393– 407.
- YOU, S., ZHAO, G. & JI, H. (2011). Model for transversely isotropic materials based on distinct lattice spring model (DLSM). *Journal of Computers*, 6(6).
- YOUNG, D. S. & HOERGER, S. F. (1989). ARMA- 89-0227, chapter Probabilistic And Deterministic Key Block Analyses. American Rock Mechanics Association, Morgantown, West Virginia.
- ZANG, A. & WAGNER, F. C. (2000). Fracture process zone in granite. *Journal of Geophysical Research*, 105(B10):23651– 23661.
- ZHANG, Z. (2002). An empirical relation between mode I fracture toughness and the tensile strength of rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 39(3):401–406.
- ZHAO, G., FANG, J. & ZHAO, J. (2011). A 3d distinct lattice spring model for elasticity and dynamic failure. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 35(8):859–885.

ZHAO, G.-F. (2015). Modelling 3D jointed rock masses using a lattice spring model. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 78:79–90.

APÊNDICE A: CABEÇALHOS DO PROGRAMA UNBLOCKS

Neste apêndice segue a listagem completa do código-fonte de todos os cabeçalhos do programa UnBlocks escrito em linguagem C++.

BasicScene.hpp

```
class BasicScene{
public:
    vector<shared_ptr<Material>> materials;
    DFN dfn;
    ProbMapper probMapper;

    //Vectors for mesh generator shop module
    vector<Triangle> modelExtRegion; //The region part considered as "outside" of the
        model (there should be no nodes there)
    vector<Triangle> modelBoundary; //The region part that encapsulates the model itself
        (everything that is considered as "interior" of the model)

    vector<Vector3r> predefinedNodes; //predefined existing nodes for simulation
    vector<Vector3r> nodes; //nodes container for use within MeshShop
    vector<Vector3r> nodesForMesh; //nodes container for Mesh Generator settings (it is
        cleared after mesh generation)

    //variables for code private use
    int vtkResultBodyResCount = 0;
    int vtkResultBlockResCount = 0;
    int vtkResultFracResCount = 0;
    int vtkResultVoronResCount = 0;
    int vtkResultVoron2DGeomResCount = 0;
    int vtkResultVoron2DLinesResCount = 0;
    ofstream resNodeOut; ofstream resLatticeOut; ofstream terminalOutFile;
    int nNodes = 0;

    Vector3r meshMinCorner = Vector3r::Zero();
    Vector3r meshMaxCorner = Vector3r::Zero();

    //For the generateRandomPointsCircularTunnel command
    Vector3r tunnelCenter = Vector3r::Zero(); double tunnelRadius = 0;

    //variables for random number generators
    long staticSeeder = 0;
    bool isRandomSeedSet = false;

    //Parameters defined by setModelSpace function
    Vector3r modelMinCorner = Vector3r::Zero();
    Vector3r modelMaxCorner = Vector3r::Zero();
    double modelVolume = 0;
    Vector3i nBox = {5,5,5}; //number of computational boxes for both mesh generator and
        Voro++ grid search optimization method

    //simulation options flags
    bool deleteFracturesIntersections = true;
    bool doGeralChecks = false;
    bool runFEM = true;
    bool runModal = true;
    bool showMsg = true;
    bool usePreviousMesh = false;
    bool is2DAnalysis = false;
    bool outputBorderNodes = false;
    bool outputVoronoiGeometry = false;
    bool useMassScaling = false;
```

```

bool isFlowModelActivated = false;
bool borderNodesForNonCubicModel = false;

Vector6r boundaryNodes = Vector6r::Zero();
Vector3r gravity = Vector3r::Zero();
double meshScaleFactor = 1;
double timeStepFS = 0.8; //time step factor of safety
int coordNumberCriteriaForDeletion = 0; //4 is recommended for LEM analysis
int nFracBorderPoints = 11; //ATTENTION MUST ALWAYS BE ODD NUMBER (Otherwise there
    will be conflict with angle calculations due to exactly opposite points in the
    circle)
int nthreadsBody = 0;
int nthreadsInt = 0;
int numberOfFractureInts = 0;
string folder;
string outPutFileName;

//force deletion and block detection settings
double forcedDeletionRot = 0.5;
double forcedDeletionRotVel = 0.5;
double forcedDeletionVel = 0.1;
double forcedDeletionDispl = 0.1;
double blockDetectionRot = 0.5;
double blockDetectionRotVel = 0.5;
double blockDetectionVel = 0.02;
double blockDetectionDispl = 0.05;

//damping parameters
double localDamping = 0;
double localDampingNstepsDecay = 0;
double localDampingDecayValue = 0;
double finalLocalDamping = 0;

//program execution beginning time
time_t beginTime = std::time(0); // get time now
struct tm * now = localtime( & beginTime );

//fluid properties
double waterDensity = 1000; // kg/m3
double waterViscosity = 8.9e-4; // Pa*s
double maxAparentFluidAperture = 1e-4; //For numerical stability , a maximum apparent
    fracture aperture for the fluid flow is specified
double minAparentFluidAperture = 1e-5; //zero aperture may bring numerical
    instabilities , so a minimum value should be specified

//scene parameters
double dt = 1; //Current timestep for integration.
long iter = 0; //Current iteration (computational step) number.
double time = 0; //Simulation time [s].
int nMicroCracks = 0;
int nMicroShears = 0;
int numberOfForcedDeletions = 0;
int numberOfBlockDeletions = 0;
int numberOfBodiesDeletions = 0;
int numberOfDeletedInteractionByVoroReasons = 0;
int deletedByCoordNumber = 0;
int deletedByAreaCriteria = 0;
int deletedByFracIntersection = 0;
double averageModelResolution = 0;

//History variables
double FoS_current = 1.0; //Factor of Safety calculation parameters
double stepMaxDisp = 0;
double stepMaxVel = 0;
double stepMaxPrincipalStress = 0;
double stepMinPrincipalStress = 0;
double totalKineticEnergy = 0;
double unbalancedForceRatio = 0;

double dtFluidFlow = 1;
double betaValueFluidFlow = 1000; //Beta value for the pipe flow equation
double modelTotalPresFluidVol = 0;

```



```

    double totalControlFluidVolume = 0;
    double totalBoundaryInflowRate = 0;
    double totalBoundaryOutflowRate = 0;
};

```

Scene.hpp

```

class Scene: public BasicScene{
public:
    //Scene methods
    void runDispatchers ();
    void prepareAnalysis ();
    void moveToNextTimeStep ();
    void checkForBlocks ();
    void checkForForcedDeletions ();

    void setRandomSeed(int _seed);
    void setModelSpace(Vector3r _maxCorner);
    void applyFoS(double _FoS);
    void checkAndIncrementFoS(double _FoSincrement);
    void addCrossSection(Vector3r _center, Vector3r _unitVector, Vector3r _vUnitVector,
        Vector3r _wUnitVector);

    //WARNING These functions are only applicable when the model is entirely defined by
    //the cubic model region with a volume equal to scene->modelVolume
    double getCrackVolumetricStrain ();
    void generateInitialDefects(double _fractureIntensity, double _aperture, double
        _CoVaperture);

    //Containers and vectors!
    vector<shared_ptr<Body>> bodies; //Container of bodies (including border bodies).
    vector<shared_ptr<Body>> predefinedBodies; //predefined existing bodies that were
    //created from predefined nodes (this vector is used to get results specifically
    //from the predefined bodies)

    vector<shared_ptr<Interaction>> interactions; //Container of interactions (including
    //border interactions).
    vector<shared_ptr<Interaction>> borderInteractions; //Container of border
    //interactions.

    vector<shared_ptr<Engine>> engines; //Vector of engines.
    vector<shared_ptr<Block>> blocks;
    vector<shared_ptr<Pipe>> pipes; //Container of flow pipes
    vector<shared_ptr<FluidElement>> fluidElements;
    vector<CrossSection> crossSections; //Vectors if cross sections analysis.
};

```

Material.hpp

```

class Material{
public:
    virtual ~Material() {};
    int id = -1;
    double density = 0;
    double poisson = 0;
    string matType = "";
};

class Mat_Elastic_Rock: public Material{
public:
    virtual ~Mat_Elastic_Rock() {};
    Mat_Elastic_Rock(){matType = "Mat_Elastic_Rock"};
    double covElast = 0;
    double alpha1 = 0;
    double alpha2 = 0;
    double Ec = 0;
};

class Mat_Anisotropic_Rock: public Mat_Elastic_Rock{

```

```

public:
    virtual ~Mat_Anisotropic_Rock() {};
    Mat_Anisotropic_Rock() { matType = "Mat_Anisotropic_Rock"; };

    double Ep = 0;
    double Et = 0;
    double vpt = 0;
    double vtp = 0;
    double Gt = 0;
    double Gp = 0;
    Vector3r unitVecFoliation = Vector3r::Zero();
};

class Mat_TienKuo_Rock: public Mat_Anisotropic_Rock{
public:
    virtual ~Mat_TienKuo_Rock() {};
    Mat_TienKuo_Rock() { matType = "Mat_TienKuo_Rock"; };

    double m0 = 0;
    double s0 = 0;
    double m90 = 0;
    double s90 = 0;
    double cw1 = 0;
    double phiw1 = 0;
    double cw2 = 0;
    double phiw2 = 0;
    double nParameter = 0;
    double resFricAngleFoliation = 0;
    double resFricAngleMatrix = 0;
    double T0 = 0;
    double T90 = 0;

    double CoVYoung = 0;
};

class Mat_DruckerPrager_Rock: public Mat_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Mat_DruckerPrager_Rock() {};
    Mat_DruckerPrager_Rock() { matType = "Mat_DruckerPrager_Rock"; };
    double covRes = 0;
    double residualFrictionAngle = 0;
    double frictionAngle = 0; //Contact friction angle (in radians).
    double cohesion = 0;
    double tensileStrength = 0;
};

class Mat_HoekBrown_Rock: public Mat_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Mat_HoekBrown_Rock() {};
    Mat_HoekBrown_Rock() { matType = "Mat_HoekBrown_Rock"; };
    double mb = 0;
    double sValue = 0;
    double aValue = 0;
    double UCS = 0;
    double capTensileResistance = 0;
    double residualFrictionAngle = 0;
};

class Mat_Brittle_Rock: public Mat_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Mat_Brittle_Rock() {};
    Mat_Brittle_Rock() { matType = "Mat_Brittle_Rock"; };
    double covRes = 0;
    double residualFrictionAngle = 0;
    double frictionAngle = 0; //Contact friction angle (in radians).
    double cohesion = 0;
    double tensileStrength = 0;
};

class Mat_Cohesive_Rock: public Mat_Brittle_Rock{
public:
    virtual ~Mat_Cohesive_Rock() {};

```

```

    Mat_Cohesive_Rock() { matType = "Mat_Cohesive_Rock"; };
    double GIc = 0;
    double GIIC = 0;
};

class Mat_CrackBand_Rock: public Mat_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Mat_CrackBand_Rock() {};
    Mat_CrackBand_Rock() { matType = "Mat_CrackBand_Rock"; };
    double Gf = 0;
    double beta = 0;
    double neta = 0;
    double tensileResistance = 0;
    double residualFrictionAngle = 0;
};

class Mat_Elastic_Frac: public Material{
public:
    virtual ~Mat_Elastic_Frac() {};
    Mat_Elastic_Frac() { matType = "Mat_Elastic_Frac"; };
    double normalStiffness = 0; //normal stiffness [Pa/m].
    double shearStiffness = 0; //shear stiffness [Pa/m]
    double hydraulicAperture = 0;
};

class Mat_Friction_Frac: public Mat_Elastic_Frac{
public:
    virtual ~Mat_Friction_Frac() {};
    Mat_Friction_Frac() { matType = "Mat_Friction_Frac"; };
    double frictionAngle = 0; //Contact friction angle (in radians).
};

class Mat_CohesiveFriction_Frac: public Mat_Friction_Frac{
public:
    virtual ~Mat_CohesiveFriction_Frac() {};
    Mat_CohesiveFriction_Frac() { matType = "Mat_CohesiveFriction_Frac"; };
    double cohesion = 0;
    double tensileStrength = 0;
};

class Mat_CoulombSlip_Frac: public Mat_Friction_Frac{
public:
    virtual ~Mat_CoulombSlip_Frac() {};
    Mat_CoulombSlip_Frac() { matType = "Mat_CoulombSlip_Frac"; };
    double criticalDisplZeroDilation = 0;
    double dilationAngle = 0;
};

class Mat_BartonBandis_Frac: public Material{
public:
    virtual ~Mat_BartonBandis_Frac() {};
    Mat_BartonBandis_Frac() { matType = "Mat_BartonBandis_Frac"; };
    double JCS0 = 0; // lab size JCS
    double JRCo = 0; // lab size JRC
    double Ln = 0; //in-situ fracture length
    double Lo = 0.1; //lab size fracture length
    double phir = 0; //residual friction angle
    double sigmac = 0; //rock compressive strength
    bool negDilation = true; //negative delation should be allowed
};

```

Engine.hpp

```

class Engine{
public:
    // pointer to the simulation, set at every step by Scene::moveToNextTimeStep
    virtual ~Engine() {};
    bool isActivated = true;
    virtual void action() = 0;
};

```

```

class FemEngine: public Engine {
public:
    virtual void action() override;
};

class ModalEngine: public Engine {
public:
    virtual void action() override;
};

class CrossSecEngine: public Engine {
public:
    virtual void action() override;
};

class InteractionLoop: public Engine {
public:
    virtual void action() override;
};

class BodyLoop: public Engine {
public:
    virtual void action() override;
};

class FluidElementLoop: public Engine {
public:
    virtual void action() override;
};

class PipeLoop: public Engine {
public:
    virtual void action() override;
};

```

Body.hpp

```

class Body{
public:
    virtual ~Body() {};

    vector<shared_ptr<Interaction>> intrsInteractions;
    shared_ptr<Material> material = nullptr;
    shared_ptr<Block> block = nullptr;
    shared_ptr<State> state = make_shared<State>();
    shared_ptr<Force> forceData = make_shared<Force>();

    int id = -1; //Unique id of this body.

    bool isDeleted = false;
    bool isBorderNode(); //already outside body
    bool isBorderNode(string _coord);

    int getCoordNumber();

    void calculateStressesLoveWeber(); //Both stress tensor and principal stresses
    void applyPoissonEffectOnStressTensor();
    void calculateStrainTensor();

    void deleteBody();
    void setMaterial(int _materialId);
    void setBlockedDOFs(Vector3r _blockedDOFs);
    void setReleasedDOFs(Vector3r _releasedDOFs);
    void setBlockedMDOFs(Vector3r _blockedMDOFs);
    void setReleasedMDOFs(Vector3r _releasedMDOFs);

    void moveBody(Vector3r _externalMoveIncrement);
    void forceBody(Vector3r _externalPermForceIncrement);

```

```

Vector3r getRefPos();
Vector3r getDispl(); /// Return displacement (current-reference position)
double getPos(string _coord);
double getRefPos(string _coord);
double getDispl(string _coord);
double getPrincipalStress(string _coord);
double getNormalStrain(string _coord);
double getNormalStress(string _coord);
double getVelocity(string _coord);
double getVolume(){return state->volume;};
};

```

Force.hpp

```

class Force {
public:
    virtual ~Force(){};

    Vector3r force = Vector3r::Zero();
    Vector3r moment = Vector3r::Zero();
    Vector3r permForce = Vector3r::Zero();

    void addForce(const Vector3r& f){force+=f;};
    void addMoment(const Vector3r& m){moment+=m;};
    void addPermForce(const Vector3r& pf){permForce+=pf;};
    Vector3r getForce(){return force;};
    Vector3r getMoment(){return moment;};
    Vector3r getPermForce(){return permForce;};
    void resetForce(){force = Vector3r::Zero();};
    void resetMoment(){moment = Vector3r::Zero();};

    Vector3r appliedExternalStressForFEM = Vector3r::Zero();
};

```

State.hpp

```

class State{
public:
    Vector3r refPos = Vector3r::Zero(); ///Reference position
    Vector3r pos = Vector3r::Zero(); /// position
    Vector3r prevPos = Vector3r::Zero(); /// position
    Vector3r rot = Vector3r::Zero(); /// rotation
    Vector3r prevRot = Vector3r::Zero(); /// rotation
    Vector3r vel = Vector3r::Zero(); ///Current linear velocity
    Vector3r velRot = Vector3r::Zero(); ///Current rotational velocity

    ///ATTENTION: Those properties are defined at the time the body is created together
    with refPos, pos and prevPos
    double volume = -1; ///volume of this body [m3];
    Vector3r blockedDOFs = {1,1,1}; ///Displacement degrees of freedom;
    Vector3r blockedMDOFs = {1,1,1}; ///Rotational degrees of freedom;
    Vector6i isBorderNode = Vector6i::Zero();

    ///ATTENTION: Those properties are defined by the setMaterial function
    double mass = -1; ///Mass of this body [kg].
    double inertiaMoment = -1;

    ///Boolean regarding non cubic Border Node condition. This value is defined in the end
    of MeshShop importVoronoiMesh routine
    bool isNonCubicBorderNode = false;

    ///vectors for nodal stress calculation based on Bolander
    Matrix3r strainTensor = Matrix3r::Zero();
    Matrix3r stressTensor = Matrix3r::Zero();
    Matrix3r stressTensorPoisson = Matrix3r::Zero();
    Vector3r principalStress = Vector3r::Zero();

    Vector3r appliedExternalMoveForFEM = Vector3r::Zero();
};

```

```

//Variables related with Factor of Safety analysis
double FoS = -1;

double massScalingFactor = 1;
};

```

Block.hpp

```

class Block{
public:
    virtual ~Block() {};
    vector<shared_ptr<Body>> bodies;

    int id = -1;
    bool isDeleted = false;

    double getVolume();
    void deleteBlock();
};

```

Interaction.hpp

```

class Interaction{
public:
    virtual ~Interaction() {};

    int id = -1; //id of the interaction
    bool isDeleted = false;

    void deleteInteraction();
    bool isBorderInteraction(); //Body 2 should always be the border node!!
    bool isBorderInteraction(string _coord);
    bool isIntactInteraction();
    bool isFractureInteraction();

    //shared pointers to interacting bodies
    shared_ptr<Body> body1 = nullptr;
    shared_ptr<Body> body2 = nullptr; //For border interactions, body2 is always the
        border node

    shared_ptr<IGeom> geom = nullptr; //Geometry part of the interaction.
    shared_ptr<IPhys> phys = nullptr;
    shared_ptr<FluidElement> fluidElement = nullptr;

    Fracture* frac = nullptr;

    shared_ptr<LawFunctor> LawF = nullptr;
    shared_ptr<ConstFunctor> ConstF = nullptr;
    shared_ptr<PoissonFunctor> PoissonF = nullptr;
};

```

IGeom.hpp

```

class IGeom{
public:
    virtual ~IGeom() {};

    vector<Vector3r> verticesCoordinates;

    double length = -1;
    double area = -1;

    //inertia moments
    double Iv = 0;
    double Iw = 0;
    double Jp = 0;
};

```

```

Vector3r unitNormal = Vector3r::Zero(); //Unit vector effectively used during the
    calculations. Either the fracture or the interaction unit vector.
Vector3r vUnitNormal = Vector3r::Zero();
Vector3r wUnitNormal = Vector3r::Zero();

Vector3r centroid = Vector3r::Zero();
double xCI = 0; double xCJ = 0;
double yCI = 0; double yCJ = 0;
double zCI = 0; double zCJ = 0;
};

class IGeom_Frac: public IGeom{
public:
    virtual ~IGeom_Frac(){};

    double areaFrac = -1;

    Vector3r ufUnitNormal = Vector3r::Zero();
    Vector3r vfUnitNormal = Vector3r::Zero();
    Vector3r wfUnitNormal = Vector3r::Zero();

    double uf1 = 0; double vf1 = 0; double wf1 = 0;
    double uf2 = 0; double vf2 = 0; double wf2 = 0;
    double uf3 = 0; double vf3 = 0; double wf3 = 0;
};

```

IPhys.hpp

```

class IPhys{
public:
    virtual ~IPhys(){};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) = 0;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement) = 0;

    //Voronoi face force and relative displacement vectors
    Vector6r faceForce = Vector6r::Zero();
    Vector6r faceDelta = Vector6r::Zero();
    Vector6r faceSpring = Vector6r::Zero();

    //Rupture modes: 0 = intact, 1 = Mode-I, 2 = Mode-II rock matrix, 3 = Mode-II
    //foliation, 4 = preexisting microcrack
    unsigned int ruptureMode = 0;

    Vector6r faceForcePoisson = Vector6r::Zero();
};

class IPhys_Elastic_Rock: public IPhys{
public:
    virtual ~IPhys_Elastic_Rock(){};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement){};
};

class IPhys_Anisotropic_Rock: public IPhys_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~IPhys_Anisotropic_Rock(){};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class IPhys_TienKuo_Rock: public IPhys_Anisotropic_Rock{
public:
    virtual ~IPhys_TienKuo_Rock(){};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;

    double m0 = 0;
    double s0 = 0;
    double m90 = 0;
    double s90 = 0;
    double cw1 = 0;
    double phiw1 = 0;
};

```

```

    double cw2 = 0;
    double phiw2 = 0;
    double nParameter = 0;
    Vector3r unitVecFoliation = Vector3r::Zero();
    double resFricAngleFoliation = 0;
    double resFricAngleMatrix = 0;
    double T0 = 0;
    double T90 = 0;

    bool foliationRupture = false;
    bool isFoliation = false;
};

class IPhys_DruckerPrager_Rock: public IPhys_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~IPhys_DruckerPrager_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement){};

    //shear strength for intact material (Drucker-Prager)
    double residualFrictionAngle = 0;
    double tensileStrength = 0;
    double aDP = 0;
    double kDP = 0;
};

class IPhys_HoekBrown_Rock: public IPhys_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~IPhys_HoekBrown_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement){};

    //shear strength for intact material
    double mb = 0;
    double sValue = 0;
    double aValue = 0;
    double UCS = 0;
    double capTensileResistance = 0;
    double residualFrictionAngle = 0;
};

class IPhys_Brittle_Rock: public IPhys_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~IPhys_Brittle_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement){};

    //Strength parameters
    double frictionAngle = 0; //tan of angle of friction.
    double residualFrictionAngle = 0;
    double cohesion = 0;
    double tensileStrength = 0;
};

class IPhys_Cohesive_Rock: public IPhys_Brittle_Rock{
public:
    virtual ~IPhys_Cohesive_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement){};

    double EcAverage = 0;

    double GIc = 0;
    double GIIc = 0;

    double deltaMo = 0; //mixed-mode displacement at damage initiation
    double deltaMf = 0; //mixed-mode displacement at complete damage
    double deltaMmax = 0;

    double Ksr = 0; //residual shear stiffness

    int isDamaged = 0;
};

```



```

        double damage = 0;
};

class IPhys_CrackBand_Rock: public IPhys_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~IPhys_CrackBand_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement){};

    double EcAverage = 0;
    double tensileResistance = 0;
    double residualFrictionAngle = 0;

    double Gf = 0;
    double deltaDo = 0; //total displacement at damage initiation
    double deltaDf = 0; //total displacement at complete damage
    double deltaDmax = 0;
    double deltaDf1 = 0;
    double deltaDo2 = 0;
    double beta = 0;
    double neta = 0;

    int isDamaged = 0;
    double damage = 0;

    Vector3r deltaDoVector = Vector3r::Zero();
};

class IPhys_Boundary_Rock: public IPhys_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~IPhys_Boundary_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement){};

    bool isResistanceLawActivated = false;
    int boundaryLaw = 0;
};

class IPhys_Elastic_Frac: public IPhys{
public:
    virtual ~IPhys_Elastic_Frac() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement){};
};

class IPhys_Friction_Frac: public IPhys_Elastic_Frac{
public:
    virtual ~IPhys_Friction_Frac() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement) override {
        frictionAngle = frictionAngle*_currentFoS / (_currentFoS + _FoSIncrement);
    };

    //Strength parameters
    double frictionAngle = 0; //tan of angle of friction.
};

class IPhys_CohesiveFriction_Frac: public IPhys_Friction_Frac{
public:
    virtual ~IPhys_CohesiveFriction_Frac() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement) override {
        frictionAngle = frictionAngle*_currentFoS / (_currentFoS + _FoSIncrement);
        cohesion = cohesion*_currentFoS / (_currentFoS + _FoSIncrement);
        tensileStrength = tensileStrength*_currentFoS / (_currentFoS + _FoSIncrement);
    };

    //Strength parameters
    double cohesion = 0;
    double tensileStrength = 0;
};

```

```

class IPhys_CoulombSlip_Frac: public IPhys_Friction_Frac{
public:
    virtual ~IPhys_CoulombSlip_Frac() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
    virtual void applyFoS(double _currentFoS, double _FoSIncrement) override {
        frictionAngle = frictionAngle*_currentFoS / (_currentFoS + _FoSIncrement);
    };

    //Strength parameters
    double dilationAngle = 0;
    double criticalDisplZeroDilation = 0;
};

class IPhys_BartonBandis_Frac: public IPhys_Elastic_Frac{
public:
    virtual ~IPhys_BartonBandis_Frac() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;

    double JRCn = 0; //field scale JRC
    double JCSn = 0; //field scale JCS
    double deltaPeak = 0; //peak shear displacement (Given in meters)
    double phir = 0; //residual friction angle
    double Ln = 0; //Given in meters
    double Kni = 0;
    double Vmi = 0;
    double maxKn = 0;
    double maxKs = 0;
    bool negDilation = true;
};

```

LawFunctor.hpp

```

class LawFunctor{
public:
    virtual ~LawFunctor() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) = 0;
};

class Law_Incremental_Fracture: public LawFunctor{
public:
    virtual ~Law_Incremental_Fracture() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Law_Incremental_Rbsn: public LawFunctor{
public:
    virtual ~Law_Incremental_Rbsn() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

```

ConstFunctor.hpp

```

class ConstFunctor{
public:
    virtual ~ConstFunctor() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) = 0;
};

class Const_Elastic_Rock: public ConstFunctor{
public:
    virtual ~Const_Elastic_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) {};
};

class Const_Anisotropic_Rock: public Const_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Const_Anisotropic_Rock() {};
};

```

```

class Const_TienKuo_Rock: public Const_Anisotropic_Rock{
public:
    virtual ~Const_TienKuo_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Const_DruckerPrager_Rock: public Const_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Const_DruckerPrager_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Const_HoekBrown_Rock: public Const_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Const_HoekBrown_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Const_Brittle_Rock: public Const_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Const_Brittle_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Const_Cohesive_Rock: public Const_Brittle_Rock{
public:
    virtual ~Const_Cohesive_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Const_CrackBand_Rock: public Const_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Const_CrackBand_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Const_Boundary_Rock: public Const_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Const_Boundary_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Const_Elastic_Frac: public ConstFunctor{
public:
    virtual ~Const_Elastic_Frac() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) {};
};

class Const_Friction_Frac: public Const_Elastic_Frac{
public:
    virtual ~Const_Friction_Frac() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Const_CohesiveFriction_Frac: public Const_Friction_Frac{
public:
    virtual ~Const_CohesiveFriction_Frac() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Const_CoulombSlip_Frac: public Const_Friction_Frac{
public:
    virtual ~Const_CoulombSlip_Frac() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Const_BartonBandis_Frac: public Const_Elastic_Frac{
public:
    virtual ~Const_BartonBandis_Frac() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

```

PoissonFuncor.hpp

```
class PoissonFuncor{
public:
    virtual ~PoissonFuncor() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) = 0;
};

class Poisson_Elastic_Rock: public PoissonFuncor{
public:
    virtual ~Poisson_Elastic_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Poisson_Anisotropic_Rock: public Poisson_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Poisson_Anisotropic_Rock() {};
};

class Poisson_TienKuo_Rock: public Poisson_Anisotropic_Rock{
public:
    virtual ~Poisson_TienKuo_Rock() {};
};

class Poisson_DruckerPrager_Rock: public Poisson_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Poisson_DruckerPrager_Rock() {};
};

class Poisson_HoekBrown_Rock: public Poisson_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Poisson_HoekBrown_Rock() {};
};

class Poisson_Brittle_Rock: public Poisson_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Poisson_Brittle_Rock() {};
};

class Poisson_Cohesive_Rock: public Poisson_Brittle_Rock{
public:
    virtual ~Poisson_Cohesive_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Poisson_CrackBand_Rock: public Poisson_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Poisson_CrackBand_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};

class Poisson_Boundary_Rock: public Poisson_Elastic_Rock{
public:
    virtual ~Poisson_Boundary_Rock() {};
    virtual void go(shared_ptr<Interaction>& I) override;
};
```

FluidElement.hpp

```
class FluidElement{
public:
    virtual ~FluidElement() {};

    void deleteFluidElement();
    bool isBorderFluidElement();
    bool isBorderFluidElement(string _coord);
    double getPos(string _coord);
};
```

```

shared_ptr<Interaction> interaction;
vector<shared_ptr<Pipe>> intrsPipes;

int id = -1;

bool isDeleted = false;
bool isFlowing = false;

double aperture = 1e-4; //apparent fracture aperture //ATTENTION I think this
                        value is NOT being calculated TODO fix this
double saturation = 0; //calculated by the fluid element loop
double pressure = 0;
double kr = 0; //normal spring stiffness according to MIF formulation (defined by the
               prepareAnalysis() in Scene)

Vector3r pos = Vector3r::Zero();

double totalVol = 0; //calculated by the LawFunctor
double fluidVol = 0; //calculated by the fluid element loop
double totalPresFluidVol = 0; //calculated by the fluid element loop
};

```

Pipe.hpp

```

class Pipe{
public:
    virtual ~Pipe() {};
    //ATTENTION Positive flow convention happens from Fe1 -> Fe2 AND Flow model assumes
    Z as the gravity direction

    shared_ptr<FluidElement> Fe1 = nullptr;
    shared_ptr<FluidElement> Fe2 = nullptr;

    int id = -1;
    bool isDeleted = false;

    //bool isBorderPipe(){return body2->isBorderNode();}; //Body 2 should always be the
    border node!!
    //bool isBorderPipe(string _coord){return body2->isBorderNode(_coord);};

    double qFlow = 0;
};

```

CrossSection.hpp

```

class CrossSection{
public:
    virtual ~CrossSection() {};
    CrossSection(Vector3r _center, Vector3r _unitVector, Vector3r _vUnitVector, Vector3r
    _wUnitVector){
        center = _center;
        unitVector = _unitVector;
        vUnitVector = _vUnitVector;
        wUnitVector = _wUnitVector;
    }

    //Vectors for cross section analysis, based on container of interactions.
    int id = 0;
    vector<shared_ptr<Interaction>> sectionInteractions;

    Vector3r totalSectionForce = Vector3r::Zero();
    Vector3r sectionStress = Vector3r::Zero();

    Vector3r center = Vector3r::Zero();
    Vector3r unitVector = Vector3r::Zero();
    Vector3r vUnitVector = Vector3r::Zero();
    Vector3r wUnitVector = Vector3r::Zero();
    double crossArea = 0;
};

```

```

    double maxFx = 0;
    double maxFy = 0;
    double maxFz = 0;
};

```

DFN.hpp

```

class DFN{
public:
    vector<FractureSet> fractureSets;

    void addFractureSet();
    void rotateAndDisplaceDFN(Vector3r _displacementVec, Vector3r _unitVec, Vector3r
        _vUnitVec, Vector3r _wUnitVec);

    void exportVtkDFN(string _fileName);
    void exportAutocadDFN(string _fileName);
    void importFracSimDFN(int _fracSetId, string _fileName);
    void exportDFNData(string _fileName);
};

```

Fracture.hpp

```

class Fracture{
public:
    virtual ~Fracture() {};

    double getTotalArea();
    double getDipAngle();
    double getDipDirection();

    void checkAllIntersections();
    vector<shared_ptr<Interaction>> interactions;

    void checkAllLEMIntersections();
    vector<shared_ptr<LemInteraction>> lemInteractions;

    vector<Vector3r> borderPoints;
    vector<Triangle> triangles;
    shared_ptr<Material> material = nullptr;

    int id = -1; //Numeric id of this fracture.
    bool isDeleted = false;

    Vector3r unitVector = Vector3r::Zero();
    Vector3r center = Vector3r::Zero();
    double radius = 0;
};

```

FractureSet.hpp

```

class FractureSet{
public:
    ~FractureSet() {};
    vector<Fracture> fractures;
    vector<shared_ptr<LineToCheck>> linesToCheck;
    vector<shared_ptr<SurfaceToCheck>> surfacesToCheck;

    //All defined by defineFracSetCubicRegion
    vector<Triangle> fracSetRegion;
    vector<Triangle> fracSetRegionForCutting;
    Vector3r regionMinCorner = Vector3r::Zero();
    Vector3r regionMaxCorner = Vector3r::Zero();
    double regionVolume = 0;

    int id = -1;

    void defineFracSetCubicRegion(Vector3r _minCorner, Vector3r _maxCorner);
};

```

```

void importFracSetRegionForCutting(string _fileName); //TODO improve this way of
cutting the fracture to fit into an irregular fracsetRegion //ATTENTION //WARNING
THIS MUST BE A CONVEX REGION

void exportFracSetVtkRegion(string _fileName);
void exportFracSetVtkDFN(string _fileName);

void exportFracSetVtkAsPoints(string _fileName);
void exportFracSetVtkAsPointsForLEM(string _fileName);

void generateRandomSet(int _GeometryToCheckID, std::string _PFracSystem, double
_fractureIntensity, double _meanDipDirection, double _meanDipAngle, double
_meanFractureSize, double _sigmaFractureSize, double _fisherConstant, double
_terminationProbability);
bool generateSingleRandomFracture(std::string _sizeDistribution, double
_meanDipDirection, double _meanDipAngle, double _meanFractureSize, double
_sigmaFractureSize, double _fisherConstant, double _terminationProbability);
void checkTerminations(FractureSet& _prevFractureSet, double _termProb, bool
_checkJustLastFracture);

void addTriangularFracture(Vector3r _pointD, Vector3r _pointE, Vector3r _pointF);
void addQuadrilateralFracture(Vector3r _pointD, Vector3r _pointE, Vector3r _pointF,
Vector3r _pointG);
void addCircularFracture(Vector3r _center, double _dipDirection, double _dipAngle,
double _radius);
void addCircularFracture(Vector3r _center, Vector3r _unitVector, double _radius);
void importFracturesMsh(std::string _fileName);

void addLineToCheck(Vector3r _pointA, Vector3r _pointB);
void addSurfaceToCheck(string _fileName);
void addQuadrilateralSurfaceToCheck(Vector3r _pointD, Vector3r _pointE, Vector3r
_pointF, Vector3r _pointG);
double getP10(int _linesToCheckID);
double getP21(int _surfacesToCheckID);
double getP20(int _surfacesToCheckID);
double getP32();
double getP30();
double getAverageTraceLength(int _surfacesToCheckID);
};

```

GeometryToCheck.hpp

```

class GeometryToCheck{
public:
    virtual ~GeometryToCheck() {};
    int id = -1;
    int fracSetId = -1;
};

class LineToCheck: public GeometryToCheck{
public:
    virtual ~LineToCheck() {};
    Vector3r pointA = Vector3r::Zero();
    Vector3r pointB = Vector3r::Zero();
};

class SurfaceToCheck: public GeometryToCheck{
public:
    virtual ~SurfaceToCheck() {};
    vector<Triangle> surfaceToCheck;

    void importSurface(string _fileName);
};

```

AnalyticGeometry.hpp

```

class GeometricElement{
public:
    virtual ~GeometricElement() {};
};

```

```

};

class Line: public GeometricElement{
public:
    virtual ~Line() {};
    Line(Vector3r _pointA , Vector3r _pointB){
        pointA = _pointA;
        pointB = _pointB;
        boundingBoxPointMin[0] = min({_pointA[0], _pointB[0]});
        boundingBoxPointMin[1] = min({_pointA[1], _pointB[1]});
        boundingBoxPointMin[2] = min({_pointA[2], _pointB[2]});
        boundingBoxPointMax[0] = max({_pointA[0], _pointB[0]});
        boundingBoxPointMax[1] = max({_pointA[1], _pointB[1]});
        boundingBoxPointMax[2] = max({_pointA[2], _pointB[2]});
    }

    bool isLine(){if (pointA != outPoint && pointB != outPoint){return true;} else {
        return false;};}
    double length(){return (pointA-pointB).norm();}

    Vector3r pointA = Vector3r::Zero();
    Vector3r pointB = Vector3r::Zero();

    Vector3r boundingBoxPointMin = Vector3r::Zero();
    Vector3r boundingBoxPointMax = Vector3r::Zero();
};

class Plane: public GeometricElement{
public:
    virtual ~Plane() {};
    Plane(Vector3r _center , Vector3r _unitVector){
        center = _center;
        unitVector = _unitVector;
    }

    Vector3r unitVector = Vector3r::Zero();
    Vector3r center = Vector3r::Zero();
};

class Triangle: public GeometricElement{
public:
    virtual ~Triangle() {};
    Triangle(Vector3r _pointD , Vector3r _pointE , Vector3r _pointF){
        pointD = _pointD;
        pointE = _pointE;
        pointF = _pointF;
        unitVector = ((pointF-pointD).cross(pointF-pointE))/((pointF-pointD).cross(pointF
            -pointE)).norm();

        boundingBoxPointMin[0] = min({_pointD[0], _pointE[0], _pointF[0]});
        boundingBoxPointMin[1] = min({_pointD[1], _pointE[1], _pointF[1]});
        boundingBoxPointMin[2] = min({_pointD[2], _pointE[2], _pointF[2]});
        boundingBoxPointMax[0] = max({_pointD[0], _pointE[0], _pointF[0]});
        boundingBoxPointMax[1] = max({_pointD[1], _pointE[1], _pointF[1]});
        boundingBoxPointMax[2] = max({_pointD[2], _pointE[2], _pointF[2]});
    }
    double area() {return (((pointE - pointD).cross(pointF - pointD)).norm())*0.5;}

    Vector3r unitVector = Vector3r::Zero();
    Vector3r pointD = Vector3r::Zero();
    Vector3r pointE = Vector3r::Zero();
    Vector3r pointF = Vector3r::Zero();

    Vector3r boundingBoxPointMin = Vector3r::Zero();
    Vector3r boundingBoxPointMax = Vector3r::Zero();
};

class VoronoiInfo: public GeometricElement{
public:
    virtual ~VoronoiInfo() {};
    int id = -1; //Numeric id
    Vector3r coord = Vector3r::Zero();
};

```



```

double volume = -1;
int nVertices = -1;
int nFaces = -1;
vector<bool> listOfFaceToDeleteByFace;
vector<int> listOfNeighborIdByFace;
vector<double> listOfAreasByFace;
vector<vector<Vector3r>> verticesCoordinatesByFace;
vector<Vector3r> centralPointByFace;
vector<Vector3r> unitVectorByFace;
vector<Vector3r> principalInertiaInfoByFace;
vector<Vector3r> unitVectorInPlanePrincipalXByFace;
vector<Vector3r> unitVectorInPlanePrincipalYByFace;
};

class AnalyticGeometry{
public:
    static bool pointVolumeIntersection(const Vector3r& _point, const vector<Triangle
        >& _modelBoundary);
    static Line triangleTriangleIntersection(const Triangle& _triangle1, const Triangle&
        _triangle2);
    static Vector3r lineTriangleIntersection(const Line& _line, const Triangle& _triangle
        );
    static Vector3r linePlaneIntersection(const Line& _line, const Plane& _plane);
    static Line trianglePlaneIntersection(const Triangle& _triangle, const Plane& _plane)
        ;
    static bool fastLinePlaneIntersection(const Line& _line, const Plane& _plane);
    static double vectorsAngle(const Vector3r& _centerPoint, const Vector3r&
        _referenceCrossVector, const Vector3r& _point1, const Vector3r& _point2);
    static vector<Vector3r> cleanPoints(vector<Vector3r>& _desorganizedBorderPoints,
        const Vector3r& _center = outPoint);
    static vector<Vector3r> organizeBorderPoints(vector<Vector3r>&
        _desorganizedBorderPoints, const Vector3r& _center, const Vector3r& _unitVector);
    static vector<Triangle> meshWithTriangles(const vector<Vector3r>&
        _organizedBorderPoints, const Vector3r& _center, const Vector3r& _unitVector);
    static Vector3r calculateCentralPoint(const vector<Vector3r>& _points);
    static vector<Vector3r> getCircleBorderPoints(const Vector3r& _center, const double&
        _radius, const Vector3r& _unitVector, const int& _nPoints);

    static Vector3r rodriguezRotation(const Vector3r& _center, const Vector3r&
        _unitRotationVector, double _rotAngle, const Vector3r& _pointToRotate);
    static Vector3r getPrincipalInertiaInfoFrom3DPolygon(const Vector3r& _center, const
        Vector3r& _unitVector, const vector<Vector3r>& _verticesOf3DPolygon);

    static vector<Vector3r> getRotatedRegularSquareMesh(double _squareHalfSize, double
        _meshSize, Vector3r _center, Vector3r _uUnitVector, Vector3r _vUnitVector,
        Vector3r _wUnitVector);
    static vector<Vector3r> get2DRandomNodesForFracturePreconditioning(int _nAttempts,
        double _limitDistance);

    //OutPoint may be returned:
    static Vector3r calculateCentroidFrom3DPolygon(const double& _area, const Vector3r&
        _center, const Vector3r& _unitVector, const vector<Vector3r>&
        _verticesOf3DPolygon);
};

```

AnalyticGeometry2D.hpp

```

class Circle: public GeometricElement{
public:
    virtual ~Circle() {};
    Circle(Vector2r _center, double _radius){
        center = _center;
        radius = _radius;
    }

    Vector2r center = Vector2r::Zero();
    double radius = 0;
};

class Line2D: public GeometricElement{

```

```

public:
    virtual ~Line2D() {};
    Line2D(Vector2r _pointA, Vector2r _pointB){
        pointA = _pointA;
        pointB = _pointB;
    }

    double length() {return (pointA-pointB).norm();}
    Vector2r pointA = Vector2r::Zero();
    Vector2r pointB = Vector2r::Zero();
};

class Triangle2D: public GeometricElement{
public:
    virtual ~Triangle2D() {};
    Triangle2D(Vector2r _pointD, Vector2r _pointE, Vector2r _pointF){
        pointD = _pointD;
        pointE = _pointE;
        pointF = _pointF;
    }
    Vector2r pointD = Vector2r::Zero();
    Vector2r pointE = Vector2r::Zero();
    Vector2r pointF = Vector2r::Zero();

    double minimumSideLength() {return min((pointD-pointE).norm(), min((pointE-pointF).norm(), (pointF-pointD).norm()));}
};

class AnalyticGeometry2D{
public:
    static double vectorsAngle2D(const Vector2r& _centerPoint, const Vector2r& _point1, const Vector2r& _point2);
    static Vector2r rodriguezRotation2D(const Vector2r& _center, double _rotAngle, const Vector2r& _pointToRotate);
    static Vector2r line2DLine2DIntersection(const Line2D& _line1, const Line2D& _line2);
    static vector<Vector2r> circleLine2DIntersection(const Circle& _circle, const Line2D& _line);
    static bool point2DLine2DIntersection(const Vector2r& _point, const Line2D& _line);
};

```

AnalyticTensor.hpp

```

class AnalyticTensor{
public:
    static Vector3r principalStresses(const Matrix3r& _st);
    static Matrix3r princStressesDirCosines(const Matrix3r& _st);
    static Vector3r minPrincStressUnitVector(const Matrix3r& _st);
    static Vector3r maxPrincStressUnitVector(const Matrix3r& _st);
    static double getStressVectorComponent(const Vector3r& _unPlane, const Vector3r& _unComponent, const Matrix3r& _st);
    static Vector3r getLocalStressVectorFromGlobalSt(const Vector3r& _unPlane, const Vector3r& _u, const Vector3r& _v, const Vector3r& _w, const Matrix3r& _globalSt);
    static double J2(const Matrix3r& _st);
    static double I1(const Matrix3r& _st);
};

```

MatrixAnalysis.hpp

```

class MatrixAnalysis{
public:
    static bool checkRightHandRule(Vector3r _unitVec, Vector3r _vUnitVec, Vector3r _wUnitVec);
    static Matrix3r getRotationMat3(Vector3r _unitVec, Vector3r _vUnitVec, Vector3r _wUnitVec);
    static Matrix3r getTransformationMat3(Vector3r _unitVec, Vector3r _vUnitVec, Vector3r _wUnitVec);
    static Matrix6r getUnitMat6();
};

```

```

static Matrix6r getTAnisotropicMat6(Vector3r _unitVec1, Vector3r _unitVec2, Vector3r
_unitVec3);
static Matrix3r getTransfMatFromSys1ToSys2(Vector3r _u1, Vector3r _v1, Vector3r _w1,
Vector3r _u2, Vector3r _v2, Vector3r _w2);

static Matrix3r getTMat3(shared_ptr<Interaction>& _I);
static Matrix6r getTMat6(shared_ptr<Interaction>& _I);
static Matrix12r getTMat12(shared_ptr<Interaction>& _I);
static Matrix6r getTFMat6(shared_ptr<Interaction>& _I);
static Matrix6x12r assembleBMat(shared_ptr<Interaction>& _I);
static Matrix6r assembleKs(shared_ptr<Interaction>& _I);
static Matrix12r assembleMassMatInv(shared_ptr<Interaction>& _I);
static Vector12r getNodesDLocal(shared_ptr<Interaction>& _I);
};

```

ProbMapper.hpp

```

class ProbMapper{
public:
    struct Cell {
        Cell(Vector3r _center, double _length){
            yMax = _center[1] + 0.5*_length; yMin = _center[1] - 0.5*_length;
            zMax = _center[2] + 0.5*_length; zMin = _center[2] - 0.5*_length;
            center = _center;
        }
        Vector3r center = Vector3r::Zero();
        double yMax = 0; double yMin = 0; double zMax = 0; double zMin = 0;
        vector<int> nodalPointsID;
        double probability = 0;
    };

    void setFolder(string _folder){folder = _folder;};
    string folder = "";
    vector<Vector3r> nodalPoints;
    vector<vector<int>> failedPointsResults;
    vector<Cell> grid;

    vector<double> volumeOfFailedBlocks;

    void importNodalPointsList(string _fileName);
    void importFailedPointsResults(string _fileName); //The results for each simulation
    run should be in separate files and this command will keep adding them together,
    each at a time.

    void outPutFailedBlocksVolume();
    void buildGrid(Vector3r _origin, double _sideYLength, double _sideZLength, double
_cellSideLength, string _fileName); //It is assumed that the cell will gather
information along the entire X axis
};

```

BodyShop.hpp

```

class BodyShop{
public:
    static int getNumberOfBodies(){return (int)Omega::instance().getScene()->bodies.size
();};
    static int getNumberOfPreDefBodies(){return (int)Omega::instance().getScene()->
predefinedBodies.size();};

    static void deleteBody(int _bodyId){Omega::instance().getScene()->bodies[_bodyId]->
deleteBody();};
    static void setMaterial(int _bodyId, int _materialId){Omega::instance().getScene()->
bodies[_bodyId]->setMaterial(_materialId);};

    static bool isBorderNode(int _bodyId, string _coord){return Omega::instance().
getScene()->bodies[_bodyId]->isBorderNode(_coord);};
    static bool isAnyBorderNode(int _bodyId){return Omega::instance().getScene()->bodies[
_bodyId]->isBorderNode();};
    static bool isDeleted(int _bodyId){return Omega::instance().getScene()->bodies[

```

```

        _bodyId]->isDeleted;};

static void setBlockedDOFs(int _bodyId, Vector3r _blockedDOFs){Omega::instance().
    getScene()->bodies[_bodyId]->setBlockedDOFs(_blockedDOFs);};
static void setReleasedDOFs(int _bodyId, Vector3r _releasedDOFs){Omega::instance().
    getScene()->bodies[_bodyId]->setReleasedDOFs(_releasedDOFs);};
static void setBlockedMDOFs(int _bodyId, Vector3r _blockedMDOFs){Omega::instance().
    getScene()->bodies[_bodyId]->setBlockedMDOFs(_blockedMDOFs);};
static void setReleasedMDOFs(int _bodyId, Vector3r _releasedMDOFs){Omega::instance().
    getScene()->bodies[_bodyId]->setReleasedMDOFs(_releasedMDOFs);};

static double getPos(int _bodyId, string _coord){return Omega::instance().getScene().
    ->bodies[_bodyId]->getPos(_coord);};
static double getRefPos(int _bodyId, string _coord){return Omega::instance().getScene().
    ->bodies[_bodyId]->getRefPos(_coord);};
static double getDispl(int _bodyId, string _coord){return Omega::instance().getScene().
    ->bodies[_bodyId]->getDispl(_coord);};
static double getPrincipalStress(int _bodyId, string _coord){return Omega::instance().
    getScene()->bodies[_bodyId]->getPrincipalStress(_coord);};
static double getNormalStrain(int _bodyId, string _coord){return Omega::instance().
    getScene()->bodies[_bodyId]->getNormalStrain(_coord);};
static double getNormalStress(int _bodyId, string _coord){return Omega::instance().
    getScene()->bodies[_bodyId]->getNormalStress(_coord);};
static double getVelocity(int _bodyId, string _coord){return Omega::instance().
    getScene()->bodies[_bodyId]->getVelocity(_coord);};
static double getVolume(int _bodyId){return Omega::instance().getScene()->bodies[
    _bodyId]->getVolume();};

static void moveBody(int _bodyId, Vector3r _externalMoveIncrement){Omega::instance().
    getScene()->bodies[_bodyId]->moveBody(_externalMoveIncrement);};
static void forceBody(int _bodyId, Vector3r _externalPermForceIncrement){Omega::
    instance().getScene()->bodies[_bodyId]->forceBody(_externalPermForceIncrement);};

//

```

```

static void setPreDefBodyBlockedDOFs(int _bodyId, Vector3r _blockedDOFs){Omega::
    instance().getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->setBlockedDOFs(_blockedDOFs);};
static void setPreDefBodyReleasedDOFs(int _bodyId, Vector3r _releasedDOFs){Omega::
    instance().getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->setReleasedDOFs(_releasedDOFs)
    };};
static void setPreDefBodyBlockedMDOFs(int _bodyId, Vector3r _blockedMDOFs){Omega::
    instance().getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->setBlockedMDOFs(_blockedMDOFs)
    };};
static void setPreDefBodyReleasedMDOFs(int _bodyId, Vector3r _releasedMDOFs){Omega::
    instance().getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->setReleasedMDOFs(_releasedMDOFs)
    );};

static double getPreDefBodyPos(int _bodyId, string _coord){return Omega::instance().
    getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->getPos(_coord);};
static double getPreDefBodyRefPos(int _bodyId, string _coord){return Omega::instance
    ().getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->getRefPos(_coord);};
static double getPreDefBodyDispl(int _bodyId, string _coord){return Omega::instance()
    .getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->getDispl(_coord);};
static double getPreDefBodyPrincipalStress(int _bodyId, string _coord){return Omega::
    instance().getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->getPrincipalStress(_coord);};
static double getPreDefBodyVelocity(int _bodyId, string _coord){return Omega::
    instance().getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->getVelocity(_coord);};
static double getPreDefBodyNormalStress(int _bodyId, string _coord){return Omega::
    instance().getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->getNormalStress(_coord);};

static void forcePreDefBody(int _bodyId, Vector3r _externalForceIncrement){Omega::
    instance().getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->forceBody(
    _externalForceIncrement);};
static void movePreDefBody(int _bodyId, Vector3r _externalMoveIncrement){Omega::
    instance().getScene()->predefinedBodies[_bodyId]->moveBody(_externalMoveIncrement
    );};
};

```

BoundaryShop.hpp

```
class BoundaryShop{
public:
    static void setBoundaryLaw(Vector6r _lawFlag, int _lawFlagNonCubicBorderNode);
    static void setBoundaryPressure(std::string _coord, double _pressure);

    static void moveBoundary(std::string _coord, Vector3r _externalMoveIncrement);
    static void stressBoundary(std::string _coord, Vector3r _externalStressIncrement);

    static double getBoundaryNormalDispl(std::string _coord);
    static double getBoundaryNormalForce(std::string _coord);

    //non-cubid boundary conditions
    static void setBoundaryLawForNonCubicBorder(std::string _axis, double _value, int
        _lawFlagNonCubicBorderNode);
    static void stressNonCubicBoundary(string _axis, double _value, Vector3r
        _externalStressIncrement); //TODO still confusing, should be improved
    static void normalStressNonCubicBoundary(double _normalStress);
    static void moveNonCubicBoundary(string _axis, double _value, Vector3r
        _externalMoveIncrement);

    static double getBoundaryNormalDisplForNonCubicBorder(std::string _axis, double
        _value);
    static double getBoundaryNormalForceForNonCubicBorder(std::string _axis, double
        _value);
};
```

DFNShop.hpp

```
class DFNShop{
public:
    static void addFractureSet(){Omega::instance().getScene()->dfn.addFractureSet();};
    static void rotateAndDisplaceDFN(Vector3r _displacementVec, Vector3r _unitVec,
        Vector3r _vUnitVec, Vector3r _wUnitVec){Omega::instance().getScene()->dfn.
        rotateAndDisplaceDFN(_displacementVec, _unitVec, _vUnitVec, _wUnitVec);};
    static void defineFracSetCubicRegion(int _fracSetId, Vector3r _minCorner, Vector3r
        _maxCorner){Omega::instance().getScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].
        defineFracSetCubicRegion(_minCorner, _maxCorner);};
    static void importFracSetRegionForCutting(int _fracSetId, string _fileName){Omega::
        instance().getLEMScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].
        importFracSetRegionForCutting(_fileName);};

    static void generateRandomSet(int _fracSetId, int _GeometryToCheckID, string
        _PFracSystem, double _fractureIntensity, double _meanDipDirection, double
        _meanDipAngle, double _meanFractureSize, double _sigmaFractureSize, double
        _fisherConstant, double _terminationProbability){Omega::instance().getScene()->
        dfn.fractureSets[_fracSetId].generateRandomSet(_GeometryToCheckID, _PFracSystem,
        _fractureIntensity, _meanDipDirection, _meanDipAngle, _meanFractureSize,
        _sigmaFractureSize, _fisherConstant, _terminationProbability);};
    static void addTriangularFracture(int _fracSetId, Vector3r _pointD, Vector3r _pointE,
        Vector3r _pointF){Omega::instance().getScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].
        addTriangularFracture(_pointD, _pointE, _pointF);};
    static void addQuadrilateralFracture(int _fracSetId, Vector3r _pointD, Vector3r
        _pointE, Vector3r _pointF, Vector3r _pointG){Omega::instance().getScene()->dfn.
        fractureSets[_fracSetId].addQuadrilateralFracture(_pointD, _pointE, _pointF,
        _pointG);};
    static void addCircularFracture(int _fracSetId, Vector3r _center, double
        _dipDirection, double _dipAngle, double _radius){Omega::instance().getScene()->
        dfn.fractureSets[_fracSetId].addCircularFracture(_center, _dipDirection,
        _dipAngle, _radius);};
    static void importFracturesMsh(int _fracSetId, string _fileName){Omega::instance().
        getScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].importFracturesMsh(_fileName);};
    static void importFracSimDFN(int _fracSetId, string _fileName){Omega::instance().
        getScene()->dfn.importFracSimDFN(_fracSetId, _fileName);};

    static double getP32(int _fracSetId){return Omega::instance().getScene()->dfn.
        fractureSets[_fracSetId].getP32();};
    static double getP30(int _fracSetId){return Omega::instance().getScene()->dfn.
        fractureSets[_fracSetId].getP30();};
```

```

static double getP21(int _fracSetId, int _surfaceId) {return Omega::instance().
    getScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].getP21(_surfaceId);};
static double getP20(int _fracSetId, int _surfaceId) {return Omega::instance().
    getScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].getP20(_surfaceId);};
static double getP10(int _fracSetId, int _lineId) {return Omega::instance().getScene
    ()->dfn.fractureSets[_fracSetId].getP10(_lineId);};
static double getAverageTraceLength(int _fracSetId, int _surfaceId) {return Omega::
    instance().getScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].getAverageTraceLength(
    _surfaceId);};

static void addLineToCheck(int _fracSetId, Vector3r _pointA, Vector3r _pointB){Omega
    ::instance().getScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].addLineToCheck(_pointA,
    _pointB);};
static void addSurfaceToCheck(int _fracSetId, string _fileName){Omega::instance().
    getScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].addSurfaceToCheck(_fileName);};
static void addQuadrilateralSurfaceToCheck(int _fracSetId, Vector3r _pointD, Vector3r
    _pointE, Vector3r _pointF, Vector3r _pointG){Omega::instance().getScene()->dfn.
    fractureSets[_fracSetId].addQuadrilateralSurfaceToCheck(_pointD, _pointE, _pointF
    , _pointG);};

static void exportFracSetVtkRegion(int _fracSetId, string _fileName){Omega::instance
    ().getScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].exportFracSetVtkRegion(_fileName);};
static void exportFracSetVtkDFN(int _fracSetId, string _fileName){Omega::instance().
    getScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].exportFracSetVtkDFN(_fileName);};
static void exportFracSetVtkAsPoints(int _fracSetId, string _fileName){Omega::instance
    ().getScene()->dfn.fractureSets[_fracSetId].exportFracSetVtkAsPoints(_fileName)
    };};
static void exportVtkDFN(string _fileName){Omega::instance().getScene()->dfn.
    exportVtkDFN(_fileName);};
static void exportAutocadDFN(string _fileName){Omega::instance().getScene()->dfn.
    exportAutocadDFN(_fileName);};
static void exportDFNData(string _fileName){Omega::instance().getScene()->dfn.
    exportDFNData(_fileName);};
};

```

HistoryShop.hpp

```

class HistoryShop{
public:
    static void addCrossSection(Vector3r _center, Vector3r _unitVector, Vector3r
        _vUnitVector, Vector3r _wUnitVector){Omega::instance().getScene()->
        addCrossSection(_center, _unitVector, _vUnitVector, _wUnitVector);};
    static double getCrossSectionStress(int _id, int _component){return Omega::instance()
        .getScene()->crossSections[_id].sectionStress[_component];};
    static double getCrossSectionForce(int _id, int _component){return Omega::instance().
        getScene()->crossSections[_id].totalSectionForce[_component];};

    static double getModelSpace(int _component){return Omega::instance().getScene()->
        modelMaxCorner[_component];};
    static double getSimulationTime(){return Omega::instance().getScene()->time;};
    static double getMaxDisplacement(){return Omega::instance().getScene()->stepMaxDisp
        };};
    static double getMaxPrincipalStress(){return Omega::instance().getScene()->
        stepMaxPrincipalStress;};
    static double getMinPrincipalStress(){return Omega::instance().getScene()->
        stepMinPrincipalStress;};
    static double getCrackVolumetricStrain(){return Omega::instance().getScene()->
        getCrackVolumetricStrain();}; //WARNING This function is only applicable when the
        model is entirely defined by the cubic model region with a volume equal to scene
        ->modelVolume
    static double getTotalKineticEnergy(){return Omega::instance().getScene()->
        totalKineticEnergy;};
    static double getCurrentFoS(){return Omega::instance().getScene()->FoS_current;};

    static double getModelTotalPresFluidVol(){return Omega::instance().getScene()->
        modelTotalPresFluidVol;};

    static int getNumberOfMicroCracks(){return Omega::instance().getScene()->nMicroCracks
        };};
    static int getNumberOfMicroShears(){return Omega::instance().getScene()->nMicroShears
        };};

```

```
};
```

InteractionShop.hpp

```
class InteractionShop{
public:
    static int getNumberOfInteractions(){return (int)Omega::instance().getScene()->
        interactions.size();};

    static int getArea(int _intId){return Omega::instance().getScene()->interactions[
        _intId]->geom->area;};
    static int getFaceSpring(int _intId, int _springId){return Omega::instance().getScene
        ()->interactions[_intId]->phys->faceSpring[_springId];};
    static int getFaceForce(int _intId, int _springId){return Omega::instance().getScene
        ()->interactions[_intId]->phys->faceForce[_springId];};

    static bool isBorderInteraction(int _intId){return (int)Omega::instance().getScene()
        ->interactions[_intId]->isBorderInteraction();};
    static bool isIntactInteraction(int _intId){return (int)Omega::instance().getScene()
        ->interactions[_intId]->isIntactInteraction();};
    static bool isFractureInteraction(int _intId){return (int)Omega::instance().getScene
        ()->interactions[_intId]->isFractureInteraction();};
};
```

MaterialShop.hpp

```
class MaterialShop{
public:
    static void addMatElasticRock(double _density, double _Ec, double _poisson,
        Vector2r _poissonParameters, double _CoV);
    static void addMatAnisotropicRock(double _density, Vector3r _unitVecFoliation, double
        _Et, double _Ep, double _vp, double _vpt, double _Gt);
    static void addMatTienKuoRock(double _density, double _Et, double _Ep, double _vp,
        double _vpt, double _Gt, Vector3r _msT0, Vector3r _msT90, Vector2r _cphiw1,
        Vector2r _cphiw2, double _nParameter, Vector2r _residualFricAngsFoliationMatrix,
        Vector3r _unitVecFoliation, double _CoVYoung);
    static void addMatDruckerPragerRock(double _density, double _Ec, double _poisson,
        Vector2r _poissonParameters, double _tensileStrength, Vector2r
        _peakStrengthParameters, double _residualFrictionAngle, double _CoV);
    static void addMatHoekBrownRock(double _density, double _Ec, double _poisson,
        Vector2r _poissonParameters, double _mb, double _sValue, double _aValue, double
        _UCS, double _capTensileResistance, double _residualFrictionAngle);
    static void addMatBrittleRock(double _density, double _Ec, double _poisson, Vector2r
        _poissonParameters, double _tensileStrength, Vector2r _peakStrengthParameters,
        double _residualFrictionAngle, double _CoV);
    static void addMatCohesiveRock(double _density, double _Ec, double _poisson, Vector2r
        _poissonParameters, double _GIc, double _GIc, double _tensileStrength, Vector2r
        _peakShearStrengthParameters, double _resFrictionAngle, double _covElast, double
        _covRes);
    static void addMatCrackBandRock(double _density, double _Ec, double _poisson,
        Vector2r _poissonParameters, double _Gf, double _beta, double _neta, double
        _tensileResistance, double _residualFrictionAngle);

    static void addMatElasticFrac(double _nStiffness, double _sStiffness);
    static void addMatFrictionFrac(double _nStiffness, double _sStiffness, double
        _frictionAngle);
    static void addMatCohesiveFrictionFrac(double _nStiffness, double _sStiffness, double
        _frictionAngle, double _cohesion, double _tensileStrength);
    static void addMatCoulombSlipFrac(double _nStiffness, double _sStiffness, double
        _criticalDispl, double _dilationAngle, double _frictionAngle);
    static void addMatBartonBandisFrac(double _JCS0, double _JRC0, double _Ln, double _Lo
        , double _phir, double _sigmac, bool _negDilation);

    static void setBodiesMaterial(int _materialId);
    static void setFracturesMaterial(int _materialId);
    static void setFractureSetsMaterial(int _fracSetId, int _materialId);

    static void runDispatchers(){Omega::instance().getScene()->runDispatchers();};
```

```
};
```

MeshShop.hpp

```
class MeshShop{
public:
    static void generateRandomPoints(int _nNodes, int _nAttempts, double _limitDistance,
        double _borderDistance);
    static void generateRandomPointsConvexModel(int _nNodes, int _nAttempts, double
        _limitDistance, double _borderDistance, double _ExtRegWallDistToMirror);

    static void generateRandomPointsConvexHoles(int _nNodes, int _nAttempts, double
        _limitDistance, double _borderDistance, double _ExtRegLimitDistance, double
        _ExtRegWallDistToMirror);
    static void generateRandomPointsPeriodic(int _nNodes, int _nAttempts, double
        _limitDistance, double _borderDistance, Vector3r _maxPeriodicCorner); //ATTENTION
        _maxPeriodicCorner must give a box which fits the entire model volume perfectly
        when repeted
    static void generateRandomPointsCircularTunnel(int _nNodes, int _nAttempts, double
        _limitDistance, double _borderDistance, Vector2r _tunnelCenter, double
        _tunnelRadius); //for 2D models
    static void generatePointsFromPredefinedNodes();

    static void addPredefinedNode(Vector3r _node){Omega::instance().getScene()->
        predefinedNodes.push_back(_node);};
    static void usePreviousMesh(bool _condition){Omega::instance().getScene()->
        usePreviousMesh = _condition;};
    static void setMeshScaleFactor(double _numb){Omega::instance().getScene()->
        meshScaleFactor = _numb;};
    static void setCoordNumberCriteriaForDeletion(int _coordN){Omega::instance().getScene
        ()->coordNumberCriteriaForDeletion = _coordN;};
    static void setBoundaryNodes(Vector6r _boundaryNodes, bool
        _borderNodesForNonCubicModel){Omega::instance().getScene()->boundaryNodes =
        _boundaryNodes; Omega::instance().getScene()->borderNodesForNonCubicModel =
        _borderNodesForNonCubicModel;};
    static void importBoundaryMsh(string _fileName){importMsh(_fileName, false);};
    static void importExtRegionMsh(string _fileName){importMsh(_fileName, true);};
    static void importPredefinedNodes(string _fileName);
    static void exportXYZfile(string _fileName);

    static void generateVoronoiMesh(string _fileName);
    static void runFracturesMeshPreconditioner(int _nAttempts, double _meshSize);
    static void generateSmoothJoints();
    static void generateFlowMesh();

private:
    static void exportVoronoiFiles(string _fileName);
    static void importVoronoiMesh(string _fileName);
    static void importMsh(string _fileName, bool _checkForExtConvex);
    static shared_ptr<Body> createBorderBody(int _cond, Vector3r _pos);
    static void createBody(Vector3r _pos, double _volume);
    static void createInteraction(shared_ptr<Body> _body1, shared_ptr<Body> _body2,
        double _area, Vector3r _unitU, Vector3r _unitX, Vector3r _unitY, Vector3r
        _centroid, Vector3r _inertiaInfo, vector<Vector3r> _verticesCoordinates, bool
        _isDeleted);
};
```

OutputShop.hpp

```
class OutputShop{
public:
    static void writeVtkModelBoundary();
    static void writeVtkFracRes();
    static void writeVtkVoronoiGeometry();
    static void writeVtkBodyRes();
    static void writeVtkBlockRes();
    static void writeVtkFlowMesh();
    static void writeVtkVoronoiGeometry2D();
    static void writeVtkVoronoiLines2D();
};
```



```

static void printTerminalOutPut();

static void writeVtkRockMassBlocksAndSizeDist();

static void writeTerminalOutPut();
static void writePreDefOutPut();
static void writeVoronoiDiameters();

static void writePrincipalStressAtAllNodes2D(string _component);
};

```

SceneShop.hpp

```

class SceneShop{
public:
static void folder(string _text){Omega::instance().getScene()->folder = _text;};
static void outPutFileName(string _text){Omega::instance().getScene()->outPutFileName
= _text;};
static void resetScene(){Omega::instance().resetScene();}; //WARNING SUFFERS MEMORY
LEAK

static void is2DAnalysis(bool _cond){Omega::instance().getScene()->is2DAnalysis =
_cond;};
static void isFlowModelActivated(bool _cond){Omega::instance().getScene()->
isFlowModelActivated = _cond;};
static void doGeralChecks(bool _cond){Omega::instance().getScene()->doGeralChecks =
_cond;};
static void runFEM(bool _cond1){Omega::instance().getScene()->runFEM = _cond1;};
static void runModal(bool _cond){Omega::instance().getScene()->runModal = _cond;};
static void outputVoronoiGeometry(bool _cond){Omega::instance().getScene()->
outputVoronoiGeometry = _cond;};
static void outputBorderNodes(bool _cond){Omega::instance().getScene()->
outputBorderNodes = _cond;};
static void useMassScaling(bool _cond){Omega::instance().getScene()->useMassScaling =
_cond;};
static void deleteFracturesIntersections(bool _cond){Omega::instance().getScene()->
deleteFracturesIntersections = _cond;};
static void timeStepFS(double _numb){Omega::instance().getScene()->timeStepFS = _numb
;};

static void forcedDeletionVel(double _numb){Omega::instance().getScene()->
forcedDeletionVel = _numb;};
static void forcedDeletionDispl(double _numb){Omega::instance().getScene()->
forcedDeletionDispl = _numb;};
static void forcedDeletionRotVel(double _numb){Omega::instance().getScene()->
forcedDeletionRotVel = _numb;};
static void forcedDeletionRot(double _numb){Omega::instance().getScene()->
forcedDeletionRot = _numb;};
static void blockDetectionVel(double _numb){Omega::instance().getScene()->
blockDetectionVel = _numb;};
static void blockDetectionDispl(double _numb){Omega::instance().getScene()->
blockDetectionDispl = _numb;};
static void blockDetectionRotVel(double _numb){Omega::instance().getScene()->
blockDetectionRotVel = _numb;};
static void blockDetectionRot(double _numb){Omega::instance().getScene()->
blockDetectionRot = _numb;};

static void localDamping(double _numb){Omega::instance().getScene()->localDamping =
_numb;};
static void setLocalDampingDecay(int _nSteps){Omega::instance().getScene()->
localDampingNstepsDecay = _nSteps;};

static void applyFoS(double _FoS){Omega::instance().getScene()->applyFoS(_FoS);};
static void checkAndIncrementFoS(double _FoSincrement){Omega::instance().getScene()->
checkAndIncrementFoS(_FoSincrement);};

static void prepareAnalysis(){Omega::instance().getScene()->prepareAnalysis();};
static void moveToNextTimeStep(){Omega::instance().getScene()->moveToNextTimeStep()
;};
};

```

```

static void setModelSpace(Vector3r _maxCorner){Omega::instance().getScene()->
    setModelSpace(_maxCorner);};
static void setGravity(Vector3r _gravity){Omega::instance().getScene()->gravity =
    _gravity;};
static void checkForBlocks(){Omega::instance().getScene()->checkForBlocks();};
static void checkForForcedDeletions(){Omega::instance().getScene()->
    checkForForcedDeletions();};
static void setRandomSeed(int _seed){Omega::instance().getScene()->setRandomSeed(
    _seed);};

static void generateInitialDefects(double _fractureIntensity, double _aperture,
    double _CoVAperture){Omega::instance().getScene()->generateInitialDefects(
    _fractureIntensity, _aperture, _CoVAperture);}; //WARNING This function is only
    applicable when the model is enterely defined by the cubic model region with a
    volume equal to scene->modelVolume
};

```
