

# 1. INTRODUÇÃO

## 1.1 Definição do Problema

A predição da ocorrência e intensidade de um futuro terremoto é um desafio para o homem e, portanto, constitui o papel principal no campo da avaliação de riscos sísmicos e engenharia sísmica. O movimento sísmico causado por terremotos é ainda um campo não bem definido, cujo entendimento implica o conhecimento de todos os aspectos físicos que intervêm durante a ocorrência e transmissão de um evento sísmico, os quais podem ser divididos em três grandes etapas:

- Mecanismo focal (considera as características da fonte sísmica);
- Transmissão das ondas sísmicas (considera os efeitos da trajetória das ondas desde a fonte ao sítio) e,
- Influência do subsolo (caracteriza o sítio de interesse).

A simulação de um movimento sísmico através de um modelo que possa incorporar com detalhes as três etapas estaria descrevendo o processo sísmico na sua totalidade. Mas devido ao alto custo computacional que implicaria simular um evento considerando estes três aspectos e as incertezas que existem no processo, engenheiros e sismólogos desenvolveram modelos sísmicos que caracterizam a excitação sísmica através de modelos empíricos e/ou teóricos incorporando simplificadamente algum ou os três aspectos acima mencionados.

Os sismólogos, com propósitos de alcançar uma melhor compreensão da física dos terremotos, desenvolveram modelos cinemáticos e dinâmicos que consideram o mecanismo focal e a transmissão das ondas sísmicas no meio. Aki e Richard (1980) apresentam as bases teóricas destes modelos. Estes modelos partem do princípio que os terremotos são causados pelo deslizamento de uma das superfícies adjacentes a uma falha pré-existentes em relação à outra. Devido a limitações de custo computacional na análise numérica, os modelos cinemáticos e dinâmicos predizem movimentos sísmicos com predomínio de frequências baixas (máximo 1.0 ou 2 Hz).

O engenheiro estrutural, com propósitos de projetar estruturas que resistam a movimentos sísmicos, e o sismólogo com o interesse de obter um melhor entendimento do processo da fonte, consideram a necessidade de predizer movimentos com conteúdo de frequências altas (maior que 1.0Hz). Devido a quantidade de incertezas que existem no processo, sismólogos e engenheiros reconhecem a natureza estocástica dos movimentos sísmicos em altas frequências. Por este motivo,

a simulação sísmica é desenvolvida através de modelos estocásticos e/ou empíricos que possam representar as altas frequências.

**Modelos cinemáticos.-** Estes modelos admitem que o movimento na fonte é conhecido através de funções de deslocamento ou velocidade ao longo da falha. Fisicamente, estes modelos estão limitados pela necessidade de especificar a fonte como uma função do tempo e espaço ignorando as forças que causam o movimento. Haskell (1969) estabelece o primeiro modelo cinemático conhecido como “modelo de Haskell”, onde é introduzido um deslizamento uniforme ao longo de uma falha retangular. Trifunac e Udawadia (1974) introduzem o conceito de deslizamento não uniforme ao longo da falha subdividindo a falha em várias partes e designando diferentes formas de deslizamentos para cada parte. Subseqüentemente, são apresentadas outras contribuições como por exemplo de Anderson (1974), Anderson e Richard (1975), Levy e Mal (1976), Madariaga (1978), Bouchon (1979), baseadas nos modelos mencionados. Uma discussão detalhada das contribuições sobre estes modelos até os anos 80 pode-se encontrar em Aki (1982). Através destes estudos, as técnicas de simulação tem alcançado um nível bastante avançado. Nos anos oitenta iniciam-se estudos de inversão cinemática dos registros de movimentos fortes para deduzir a distribuição de deslizamentos ao longo da falha. As inversão cinemática fornece importante informação da física da fonte, obtendo-se desta forma simulações de movimento sísmicos mais realistas. Os primeiros estudos que utilizaram inversão cinemática dos registros de movimentos fortes para estimar a distribuição de deslizamentos ao longo da falha são de Hartzell e Helmberger (1982), Olson e Apsel (1982) e Hartzell e Heaton (1983). Subseqüentemente, através destes modelos, vários terremotos são estudados como o de Imperial Valley, California, em 1979 (Hartzell e Heaton, 1983); Morgan Hill, California em 1984 (Beroza e Spudich, 1988); Michoacan, Mexico em 1985 (Mendoza e Hartzell, 1989); Loma Prieta em 1989 (Wald et al, 1991); Landers, California em 1992 (Wald e Heaton, 1994; Cohee e Beroza, 1994; Cotton e Campillo, 1995); Kobe, Japan em 1995 (Yoshida et al 1996 e Sekiguguchi et al 1996a,b).

**Modelos dinâmicos.-** Estes modelos simulam o processo mecânico da falha levando em conta as condições iniciais do campo de tensões, forças de atrito e/ou forças coesivas ao longo da falha. A propagação da ruptura da falha é governada por uma lei constitutiva previamente admitida. Estas condições permitem determinar como a ruptura na falha se inicia, propaga, para e como os deslizamentos dinâmicos ao longo da falha são desenvolvidos sob certas condições de tensão. Desta forma, se consegue um melhor entendimento do processo dinâmico da fonte e o movimento sísmico perto da falha. Neste contexto, a chave dos modelos dinâmicos é a lei constitutiva que governa o

mecanismo da falha, isto é, a propagação da ruptura da falha é controlada pelas leis de atrito entre as duas superfícies da falha (ver p. ex. Scholz, 1990). Os estudos experimentais de fricção em rochas (p. ex. Dieterich, 1978, 1979a; Okubo e Dieterich, 1984; Ohnaka et al., 1987; Ohnaka e Kuwahara, 1990; Kato et al., 1992; Ohnaka e Shen 1999) e as simulações numéricas que reproduzem detalhadamente as principais características dos experimentos em laboratório (p. ex. Dieterich, 1979b; Ruina, 1983; Rice e Ruina, 1983; Gu et al., 1984; Rice e Tse, 1986; Tullis e Weeks, 1986; Okubo, 1989; Yamashita e Ohnaka, 1991; Matsu'ura et al., 1992; Dieterich, 1992; Kato e Hirasawa, 1997; Shibazaki e Matsu'ura, 1998) indicam que as forças de fricção dependem do deslizamento e da velocidade do deslizamento. Destes experimentos em rocha e os estudos do processo da fonte de terremoto propõem-se os modelos de fricção dependentes do deslizamento e da velocidade de deslizamento “*rate- and state-dependent friction model*” originalmente proposto por Dieterich (1979) e Ruina (1983). Estes modelos controlam o início, propagação da ruptura e a cicatrização da falha. Por simplicidade e dependendo do objetivo do estudo, consideram-se modelos de atrito como: o modelo clássico de Coulomb ou fricção seca (Brace e Byerlee, 1966), modelos de fricção dependentes somente do deslizamento “*slip weakening friction model*” originalmente proposto por Ida (1972) e Palmer e Rice (1973) e modelos de fricção dependentes da velocidade do deslizamento “*slip velocity weakening friction model*”. Os modelos dinâmicos são desenvolvidos admitindo qualquer um dos critérios acima mencionados. O trabalho pioneiro nesta área de modelos dinâmicos é o de Kostrov (1966) que estuda a propagação espontânea da falha por corte longitudinal (in-plane) em um meio infinito. Subseqüentemente, o problema dinâmico é resolvido analítica e numericamente utilizando modelos simples em uma dimensão, Burridge e Knopoff (1967) modelam numericamente e experimentalmente uma cadeia de blocos ligados entre eles sobre uma superfície áspera (modelo massa-mola), idéia utilizada por muitos autores, entre eles Dieterich (1972), Cao e Aki (1984), Knopoff et al. (1973), Ohnaka (1973), Carlson e Langer (1989), Schmittbuhl et al. (1996). Em modelos em duas dimensões o contínuo é considerado em estado plano de deformações e a falha rompe por corte longitudinal (in-plane) ou por corte transversal (anti-plane) sob diferentes critérios de fratura. Entre outros tem-se os trabalhos de Burridge e Halliday (1971), Burridge (1973), Hanson et al (1971), Ida e Aki (1972), Ida (1973), Takeuchi e Kikuchi (1973), Fossum e Freund (1975), Hussein et al. (1975), Andrews (1975, 1976), Madariaga (1976), Das e Aki (1977a,b) Harris et al. (1991), Harris e Day (1993); Shibazaki e Matsu'ura (1995), Ben-Zion e Andrews (1998). Estes modelos normalmente são desenvolvidos através de Métodos Numéricos (Diferenças Finitas). Recentemente, métodos alternativos como o Método dos Elementos Distintos (Rimal 1992, Mora e Place 1994), Método dos Elementos Discretos (Doz e Riera 1995, Dalguer et al. 1999, Shi et al. 1998) e o Método das Equações

Integrais de Contorno “Boundary Integral Equation Method – BIEM” (Andrews 1985, Cochard e Madariaga 1996) também são utilizados para estudar o mecanismo na fonte de terremotos. Pela necessidade de simular de forma mais realística os terremotos, são utilizados modelos em três dimensões. As primeiras contribuições de simulações em 3D surgem na década de 70, juntamente com a disponibilidade de computadores de maior porte. Podem ser citados os trabalhos de Richard (1976), Yamashita (1976), Madariaga (1977, 1979), Mikumo e Miyatake (1978), Miyatake (1980), Archuleta e Day (1980), Das (1981), Virieux e Madariaga (1982); Day (1982a,b), Rice (1993), Ben-Zion e Rice (1993), Rice e Ben-Zion (1996), Ben-Zion e Rice (1997). Recentemente os modelos sísmicos tem alcançado, do ponto de vista computacional, um nível bastante avançado, possibilitando a modelagem de processos de ruptura mais complexos e a reprodução das principais características de terremotos reais. Os métodos numéricos mais utilizados em problemas mais complexos em três dimensões são o Método das Equações Integrais de Contorno (p. ex. Das e Kostrov, 1987; Cochard e Madariaga, 1994; Fukuyama e Madariaga, 1995, 1998; Bouchon e Streiff, 1997) e o método de Diferenças Finitas (p. ex. Mikumo e Miyatake, 1995; Olsen et al., 1995, 1997; Beroza e Mikumo, 1996; Madariaga et al., 1998; Inoue e Miyatake, 1998; Harris e Day, 1999; Magistrale e Day, 1999; Nielsen et al., 2000).

### **Modelos estocásticos**

Na Engenharia Sísmica, com propósitos exclusivos de análise e/ou verificação de projetos, originalmente simulam-se acelerogramas artificiais em altas frequências (maior que 1.0 Hz) desprezando-se os parâmetros específicos da fonte, efeitos da trajetória e características do sítio; concentram-se especificamente na modelagem da realização do processo e incorpora-se somente uma das duas características essenciais observadas em acelerogramas reais: conteúdo de frequência e não-estacionariedade. O primeiro modelo utilizando teoria de processos estocásticos foi desenvolvido por Housner (1947); a aceleração é idealizada como uma série de pulsos de uma certa magnitude localizados aleatoriamente no tempo. Posteriormente, Goodman et al (1955), Rosenblueth (1956), Bycroft (1960), Rosenblueth e Bustamante (1962), entre outros, simulam acelerogramas sísmicos como processos tipo ruído branco. Modelos estacionários são desenvolvidos posteriormente para gerar processos aleatórios com um conteúdo de frequências semelhante ao observado em registros reais ( Kanai 1957, Tajimi 1960, Barstein 1960, Housner e Jannings 1964). Com o incremento da quantidade dos registros de acelerogramas disponíveis, entre os anos 50 e 60, incorpora-se nos processos de aceleração a não estacionariedade como uma característica inerente dos processos sísmicos, entre os quais podem ser mencionados as propostas de Bogdanoff e Goldberg (1959), Bogdanoff et al (1961), Lin (1963), Amin e Ang (1968),

Shinozuka e Sato (1967), Saragoni e Hart (1974). Alternativamente, Riera (1977), Riera e Maestrini (1978), Gasparini (1979) e Gasparini e DebChaudhung (1980), em seus estudos de definição do processo de análise de sistemas sob ação sísmica, utilizam os chamados filtros de segunda ordem para poder gerar processos sísmicos com conteúdo de frequência mais realista. Fisicamente, estes filtros consistem em um oscilador linear com amortecimento viscoso. Com o objetivo de definir melhor a aplicação dos filtros a problemas de excitação sísmica, Riera et al (1981) fornecem informação e uma avaliação adicional do seu desempenho. Com a incorporação da não estacionariedade dos sismos e a utilização de filtros, os sismos são analisados no domínio da frequência simulando espectros mudando com o tempo (Trifunac 1971, Shinozuka e Jan 1972, Kameda 1975, Scherer et al 1982). Nos anos 70, surge um importante tipo de modelo discreto denominado ARMA (“Auto-Regressive Moving-Average”). Liu (1970) aparece como o primeiro em examinar o potencial do ARMA para modelar terremotos. Desde então contribuições importantes são publicadas, entre elas Chang (1979), Kozin (1977, 1988), Polhemus e Cakmak (1981), Chang et al (1982), Conte et al (1992) e Ólafsson e Sigbjörnsson (1995).

**Modelos estocásticos, empíricos e semi-empíricos considerando características da fonte, trajetória das ondas e de sítio.-** Estes modelos simulam movimentos em altas frequências (maiores que 1.0 Hz) e em bandas de frequência ampla com propósitos de engenharia. As baixas frequências (menores que 1.0 Hz) são modeladas teoricamente e as altas frequências através de modelos estocásticos e ou empíricos. O primeiro modelo admitindo características da fonte, foi proposto por Boore (1983) quem utiliza modelos estocásticos idealizando a fonte como um ponto “*stochastic point source models*” e descreve a formulação conhecida como método de ruído branco de banda limitada “*bandlimited white-noise method*”, cujo espectro é o chamado modelo de  $\omega^2$  “ *$\omega^2$  square model*”. O modelo de  $\omega^2$ , formalmente proposto por Brune (1970), é uma aproximação do espectro de aceleração dado sob considerações físicas. Seguidamente esta técnica é utilizada por outros autores tais como Boore e Atkinson (1987), Toro e McGuire (1987), Ou e Herrmann (1990), Atkinson e Boore (1995). Em simulações perto da fonte é necessário considerar os efeitos de propagação da ruptura, direcionalidade e distância da fonte ao sítio. A forma comum de simular, considerando estes parâmetros, é subdividindo a falha em subfalhas, sendo cada subfalha como fonte pontual. Esta idéia de subdividir a falha em partes foi originalmente proposto por Hartzell (1978) quem soma registros empíricos de réplicas e precursoros (chamados funções de Green empíricas) para aproximar o registro do terremoto principal. Este método é utilizado por vários autores como Kanamori (1979), Irikura (1983), Heaton e Hartzell (1989), entre outros. Mas estes

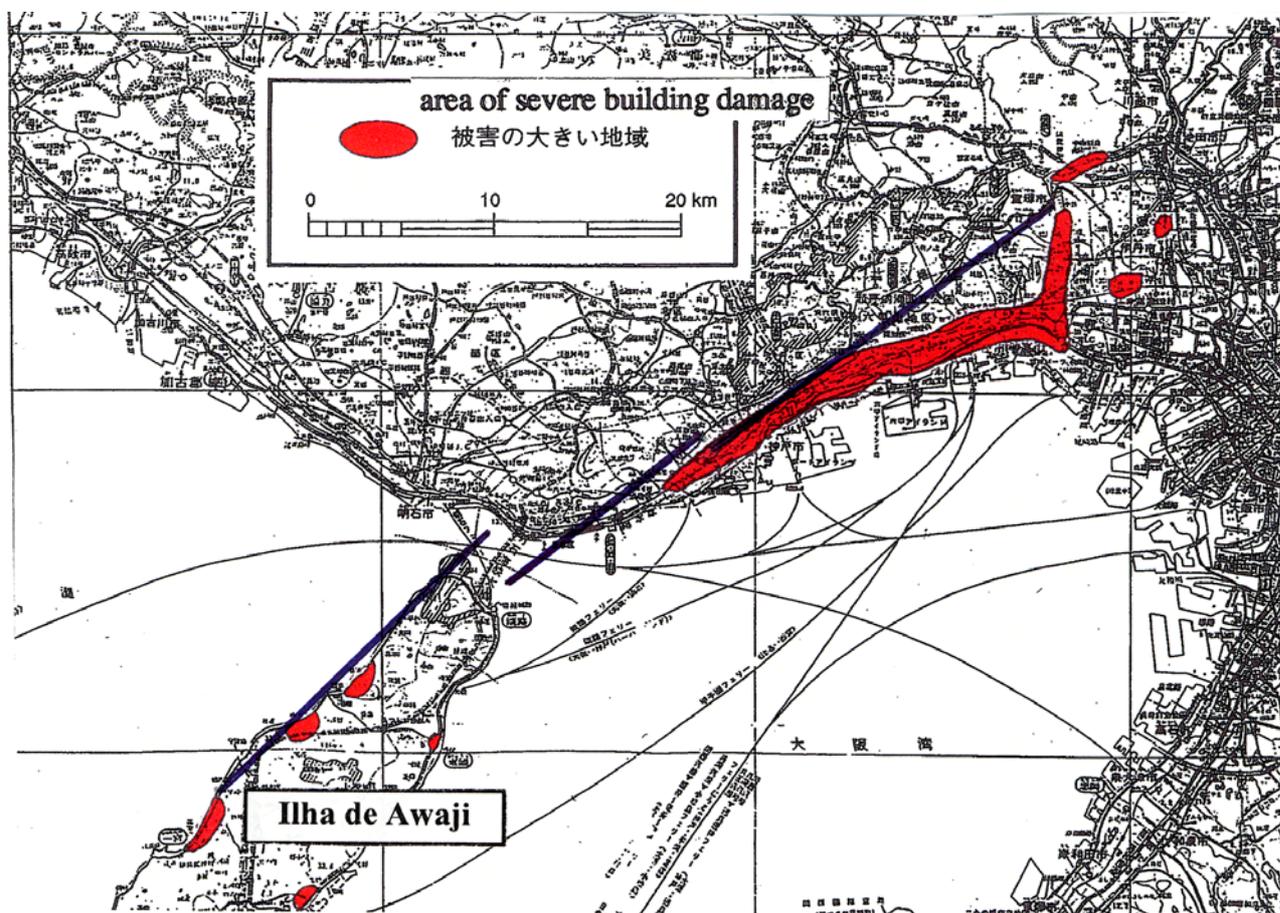
métodos empíricos estão limitados quando não existem conveniente quantidade de registros. Com o objetivo de superar esta limitação, surgem os modelos semi-empíricos e aproximações teóricas onde o modelo teórico da fonte substitui os registros empíricos. Hartzell e Heaton (1983), Hartzell e Langer (1993), Haddon (1992, 1995), utilizam funções teóricas da fonte no domínio do tempo; por outro lado, Chin e Aki (1991), Zeng et al. (1994), Yu et al. (1995), Beresnenev e Atkinson (1997) optam pelo modelo estocástico do modelo  $\omega^2$  “*omega square model*”. A simulação de movimentos sísmicos em bandas de frequência ampla, também tem sido desenvolvido por muitos autores, entre outros tem-se por exemplo os trabalhos de Irikura(1986), Joyner e Boore (1988), Dan et al. (1990) e Frankel (1995) que utilizam o modelo  $\omega^2$  considerando frequências entre 0.05Hz e 10Hz. Recentemente, Kamae et al. (1998) apresentam uma técnica para simular movimentos fortes utilizando funções de Green híbridas. Posteriormente Kamae e Irikura (1998), utilizando esta técnica, reformulam o método de Irikura (1986) e aplicam o método ao terremoto de Kobe, Japão de 1995. Este último modelo utiliza pequenos eventos, como funções de Green sintéticas, calculando as baixas frequências deterministicamente e as altas frequências estocasticamente, utilizando a técnica de Kamae et al. (1998); na qual o evento principal resulta do somatório dos pequenos eventos. Dan e Sato (1999) reformulam o método de Dan et al. (1990) utilizando aproximações semi-empíricas baseadas nos modelos de ruptura obtidos através de inversões cinemáticas da fonte. Hartzell et al. (1999) também calcula bandas de frequência ampla para simular o terremoto de Northridge de 1994 combinando as baixas frequências, geradas pelos modelos cinemáticos, e as altas frequências, geradas pelos modelos estocásticos.

## **1.2 A importância do desenvolvimento de modelos para a simulação (física) da excitação sísmica**

Para a avaliação dos movimentos sísmicos com propósitos de engenharia (desenho sismo resistente de estruturas, análise de risco sísmico, etc.) continua-se utilizando modelos empíricos usualmente chamados “relações de atenuação”. Estes modelos caracterizam os movimentos sísmicos como uma função das variáveis: tipo de falha e/ou mecanismo, magnitude, distância, condições locais do sítio e, em alguns casos, a queda de tensões introduzida como uma medida do deslizamento da falha. Para fins de projeto, os parâmetros que caracterizam o sismo são usualmente os picos de aceleração horizontal e vertical (PGA – “*Peak Ground Acceleration*”) , os picos de velocidade (PGV - “*Peak*

*Ground Velocity*”), os espectros de aceleração (SA - “*Spectral Acceleration*”) e, dependendo do tipo de análise, os acelerogramas.

Os últimos grandes terremotos de Hyogo-ken Nanbu (Kobe, Japão) de 1995, de Kacaeli (Turquia) de 1999 e o terremoto de Chi-Chi (Taiwan) de 1999, causaram grandes danos em centros urbanos mostrando uma distribuição característica dependente das condições do processo de ruptura da fonte sísmica (mecanismo focal). Por exemplo o terremoto de Kobe (Fig. 1.1) causou danos maiores na área de Kobe e menores na área de Awaji; isto foi explicado pela existência de grandes picos de movimentos de velocidade na área de Kobe gerados pelos efeitos de propagação de ruptura em direção ao sitio. Na área de Awaji o dano foi menor, embora a ruptura da falha tenha chegado à superfície livre. A razão de danos em estruturas parece ser devido ao pico de velocidade e não do pico de aceleração.



**Figura 1. 1.** Distribuição de danos em edificações causados pelo terremoto de Hyongo-ken Nanbu (Kobe, Japão) de 1995 (Architectural Institute of Japan ,1995). A área vermelha representa a zona de danos severos em prédios. A inha azul representa os segmentos da falha causativa do terremoto (Sekiguchi et al. (1996)



### **1.3 Objetivo da tese**

Pelo exposto nos itens anteriores, onde é mostrado que o estudo do mecanismo da falha é fundamental para atingir uma melhor compreensão do processo envolvido em terremotos, e desta maneira caracterizar futuros terremotos com propósitos de engenharia, o objetivo da presente tese é desenvolver um modelo dinâmico que possa simular o processo de ruptura de uma falha (mecanismo focal) e o movimento sísmico perto da fonte. Embora existem muitos modelos dinâmicos na literatura científica, a originalidade da presente tese está em utilizar o Método dos Elementos Discretos (MED) como ferramenta para a simulação de terremotos reais e, desta forma, introduzir o MED na comunidade científica da sismologia e engenharia de terremotos. Com o objetivo de validar o modelo, os terremotos de Hyogo-ken Nanbu (Kobe, Japão) de 1995 e o terremoto de Chi-Chi (Taiwan) de 1999 são simulados.

### **1.4 Organização da tese**

A tese está subdividida em oito capítulos. No capítulo 1, define-se o problema da simulação do mecanismo de um terremoto e do movimento sísmico, descrevem-se brevemente os diferentes métodos de simulação de terremotos, incluindo-se também uma breve revisão bibliográfica das técnicas de simulação utilizadas nos últimos anos. Além disso, mostra-se a importância do desenvolvimento de modelos físicos para a simulação de movimentos sísmicos e descrevem-se os objetivos da presente tese.

No capítulo 2, descreve-se a formulação do Método dos Elementos Discretos utilizado na presente tese e apresenta-se uma breve revisão bibliográfica do uso de elementos discretos na análise dinâmica do processo de ruptura da falha de terremotos.

No capítulo 3, definem-se as condições iniciais e as condições de contorno para a simulação dinâmica do processo de ruptura da falha causativa de terremotos. Descrevem-se resumidamente os métodos utilizados para representar os contornos artificiais que modelam o meio infinito. Define-se a formulação do método de condição de contorno utilizada no presente trabalho e testa-se a eficiência do método através de um exemplo teórico. Também neste capítulo formulam-se as condições de contorno ao longo da falha pré-existente.

No capítulo 4, descreve-se brevemente os diferentes modelos de fricção que governam o processo de ruptura de uma falha normalmente utilizados em modelos de simulação dinâmica de terremotos e define-se o modelo utilizado na presente tese.

No capítulo 5, valida-se o modelo utilizado para simular o processo de ruptura dinâmica de uma falha comparando a solução numérica com a solução analítica. E com o objetivo de mostrar detalhes do Método dos Elementos Discretos na simulação de terremotos, apresentam-se as aplicações preliminares do método. Simula-se o mecanismo de aderência-deslizamento para descrever seqüências de terremotos e o processo de nucleação representada através dos precursoros de um terremoto. Ajusta-se o modelo para simular seqüências de terremotos, em escala real, e avalia-se a geração dos movimentos sísmicos mostrando os efeitos da direcionalidade da propagação da ruptura. Com o objetivo de simular um único terremoto, apresenta-se também a simulação de um terremoto idealizado utilizando o modelo de fricção dependente do deslizamento e compara-se com modelos apresentados na literatura especializada.

No capítulo 6, aplica-se o modelo para simular o terremoto de Kobe-Japão de 1995. Mostra-se a comparação dos resultados da simulação com as observações no domínio do tempo e da freqüências, assim como também compara-se o processo de atenuação dos picos de velocidade e de aceleração simulados com modelos empíricos de atenuação.

No capítulo 7, aplica-se o modelo para simular o movimento sísmico e o processo de ruptura da falha causativa do terremoto de Chi-Chi (Taiwan) de 1999. Analisa-se e estuda-se com maiores detalhes o mecanismo da fonte do terremoto mostrando a importância dos efeitos dinâmicos da fonte na geração de movimentos sísmicos. Avalia-se a distribuição de danos causados pelo terremoto baseados nos efeitos do mecanismo de ruptura da falha.

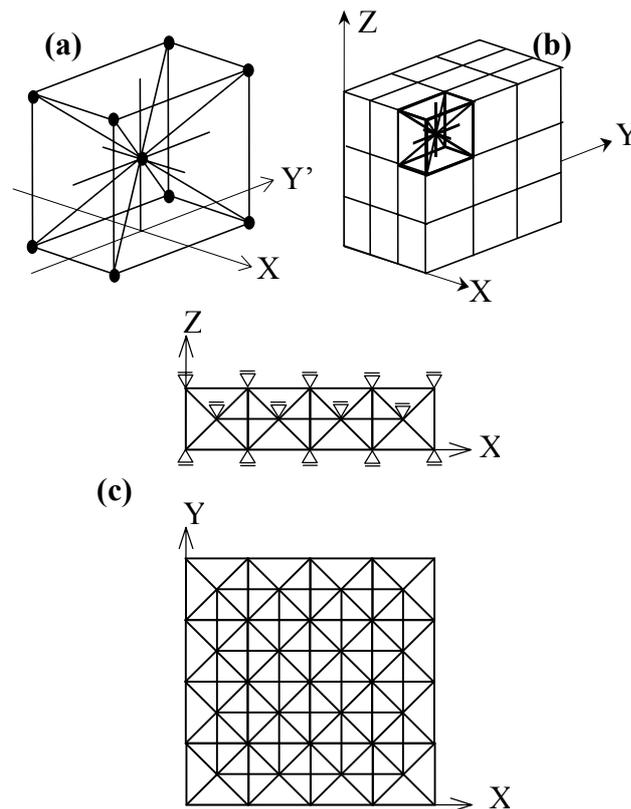
No capítulo 8 simulam-se movimentos sísmicos em altas freqüências com propósitos de engenharia; a simulação é feita combinando o modelo dinâmico e um modelo estocástico e mostram-se comparações dos resultados simulados com os registros observados.

Finalmente no capítulo 9, apresenta-se as conclusões finais da presente tese e sugerem-se algumas recomendações para trabalhos futuros.

## 2. MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS

### 2.1 Formulação do Método dos Elementos Discretos (MED)

O MED pode ser utilizado para a modelagem de qualquer sólido elástico ortotrópico. Está construído por módulos cúbicos de treliça periodicamente ligados em um espaço de três dimensões, como mostrado na Figura 2.1. Este modelo foi utilizado originalmente na engenharia aeronáutica, onde com propósitos de análise estrutural era necessário estabelecer a equivalência entre sistemas de estruturas de treliça e o meio contínuo. Desta forma, os painéis formados por módulos de treliças empregados na indústria aeronáutica eram representados através de um meio contínuo equivalente.



**Figura 2.1.** Método dos Elementos Discretos construído por módulos cúbicos. (a) módulos cúbico básico, (b) representação de um sólido em 3 dimensões (c) representação de um corpo em estado plano de deformações (o deslocamento em  $z$  igual a zero).

Nayfeh e Hefzi (1978) estabelecem as equivalências entre os módulos cúbicos e um meio elástico contínuo ortotrópico. Hayashi (1982) desenvolve um trabalho inverso, a partir de um sólido elástico isotrópico com constantes conhecidas, determina as propriedades das barras de treliça de cada módulo cúbico mostrados na Figura 2.1. Para as barras normais, delimitadas com os eixos de referência, a rigidez equivalente é dada pela expressão:

$$AE_n = \alpha EL^2 \quad (\text{comprimento da barra} = L) \quad (2.1)$$

enquanto para as barras diagonais:

$$AE_d = 2\delta\alpha EL^2 \frac{1}{\sqrt{3}} \quad (\text{comprimento da barra} = \frac{\sqrt{3}}{2}L) \quad (2.2)$$

Onde:  $\alpha = (9+8\delta)/(18+24\delta)$ ,  $\delta = 9\nu/(4-8\nu)$ ,  $\nu$  é o coeficiente de Poisson e  $E$  o módulo de elasticidade longitudinal ou módulo de Young do meio contínuo. No modelo dinâmico discreto as massas estão concentradas nos pontos nodais de cada módulo cúbico. Como mostrado na Figura 2.1, o sólido é representado por um arranjo de barras normais e diagonais ligadas entre elas com massas nodais concentradas. A análise dinâmica é desenvolvida no domínio do tempo utilizando um método de integração numérica explícita. Em cada passo de integração são resolvidas  $3N$  equações de equilíbrio nodal de um grau de liberdade através do esquema de diferenças finitas centrais. A equação de equilíbrio nodal correspondente ao nó  $n$  ( $n=1\dots N$ , onde  $N$  = número total de nós no sistema) está dada pela expressão:

$$m\ddot{u}_i + c\dot{u}_i = f_i \quad (2.3)$$

onde  $m$  é a massa nodal,  $c$  a constante de amortecimento,  $u_i$  a componente do vetor de coordenadas nodais e  $f_i$  é a componente de força nodal resultante de todas as forças que atuam sobre o nó  $n$  na direção  $i$  do movimento. A força  $f_i$  está constituída por todas as forças elásticas de todas as barras que concorrem no nó  $n$  mais qualquer outro tipo de forças externas, como forças de atrito, etc., cuja expressão é dada por:

$$f_i = \sum_{b=1}^k f_i^b + f_i^{ext} \quad (2.4)$$

onde  $k$  é o número de barras que concorrem no nó  $n$ ,  $f_i^b$  é a força elástica em cada barra  $b$ ,  $f_i^{ext}$  é o resultante de todas as forças externas que atuam sobre o nó  $n$  na direção  $i$ . A força interna  $f_i^b$  de cada barra  $b$  é obtida a partir da equação elástica de uma barra submetida a carga uniaxial dada por:

$$f_i^b = \varepsilon_b EA_b \alpha_{b,i} \quad (2.5)$$

onde  $\varepsilon_b$  é a deformação axial da barra  $b$ ,  $EA_b$  é a rigidez equivalente da barra  $b$  dada pela Equação 2.1 ou 2.2,  $\alpha_{b,i}$  é o cosseno diretor que permite obter a componente na direção  $i$  da força uniaxial da barra  $b$ .

O amortecimento pode ser introduzido como sendo proporcional a massa e/ou proporcional a rigidez. O amortecimento proporcional a massa é introduzido no lado esquerdo da Equação 2.3 através da constante  $c$

$$c = mD_f \quad (2.6)$$

onde  $D_f$  é uma constante proporcional ao amortecimento crítico  $\xi_n$  na frequência  $f_n$ .

$$D_f = \xi_n 2\pi f_n \quad (2.7)$$

$f_n$  representa a frequência natural de vibração do modo  $n$  expresso em Hz.,  $f_n$  pode ser considerada como sendo a frequência fundamental de vibração da estrutura.

O amortecimento proporcional a rigidez do sistema pode ser considerado introduzindo este na equação constitutiva uniaxial da barra  $b$  (Eq. 2.5) como segue:

$$f_i^b = (\varepsilon_b + \dot{\varepsilon}_b \eta) EA_b \alpha_{b,i} \quad (2.8)$$

onde  $\dot{\varepsilon}_b$  é a velocidade de deformação da barra  $b$ ,  $\eta$  é um coeficiente determinado mediante experimentação numérica.

Os coeficientes  $D_f$  (Eq. 2.7) e  $\eta$  (Eq. 2.8) devem ser determinados cuidadosamente com o objetivo de: a) amortecer rapidamente os ruídos numéricos que possam se produzir por causa de excitações súbitas e b) poder representar de melhor forma o amortecimento intrínseco do material.

A estabilidade da integração numérica da equação de movimento (Eq. 2.3) depende fundamentalmente do intervalo de integração  $\Delta t$  que deve ser menor que um valor crítico  $\Delta t_{crit}$ , a partir do qual o processo resulta instável; Flanagan e Belytschko (1984) apresentam um estudo detalhado sobre o tema. O  $\Delta t_{crit}$  depende da maior frequência de vibração do modelo  $f_{max}$  e do amortecimento. Por sua vez,  $f_{max}$  depende principalmente do comprimento do menor elemento utilizado na discretização,  $\Delta L$ , e da velocidade de propagação da onda de compressão.

No presente estudo, o MED é utilizado para discretizar o meio contínuo. Neste sentido, utilizam-se critérios simples para determinar  $\Delta t_{crit}$  e  $\Delta L$  em função da velocidade das ondas  $P$  e  $S$  que se propagam no contínuo. A determinação do  $\Delta t_{crit}$  está dado pela expressão (Rocha, 1989)

$$\Delta t_{crit} \leq 0.6 \frac{\Delta L}{V_p} \quad (2.9)$$

onde  $V_p$  é a velocidade de propagação da onda  $P$ .

A definição do tamanho dos elementos de um módulo cúbico depende da máxima frequência de vibração  $f_{max}$  confiável que o modelo possa representar. Por tanto, o critério utilizado para determinar o comprimento do lado de um elemento cúbico esta dado por:

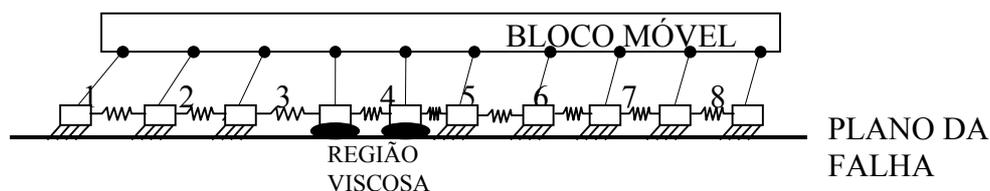
$$\Delta L \leq 0.2 \frac{V_{min}}{f_{max}} \quad (2.10)$$

onde  $V_{min}$  é a velocidade mínima de propagação de onda no contínuo, que neste caso seria a velocidade das ondas  $S$ .

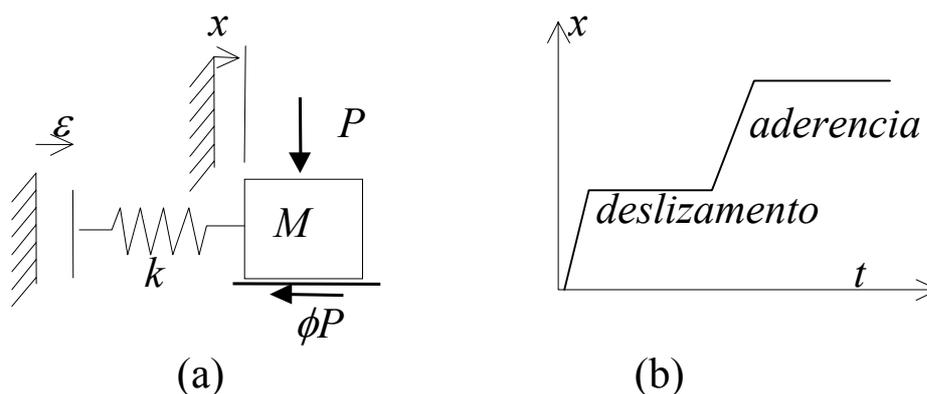
## 2.2 Uso de modelos de elementos discretos na análise dinâmica da fonte sísmica

O uso dos elementos discretos, nos estudos da fonte sísmica, foi inicialmente apresentado por Burridge e Knopoff (1967). O problema dinâmico é resolvido analítica e numericamente utilizando modelos simples em uma dimensão; eles modelam numericamente e experimentalmente uma cadeia de

blocos ligados entre eles sobre uma superfície áspera (modelo massa-mola) como mostrado na Figura 2.2. O modelo está conduzido por um bloco móvel. A cadeia de massas  $M_1, M_2, \dots$  estão conectadas em séries por molas de rigidez  $k_1, k_2, \dots$  e sujeitas a cargas normais  $P_1, P_2, \dots$ . Cada elemento da série massa-mola comporta-se obedecendo a teoria elementar do movimento aderência-deslizamento “*stick-slip motion*” baseado no modelo simples de fricção descrito na Figura 2.3 (Jaeger e Cook 1976). O movimento das massas mostradas na Figura 2.2 é variado, alguns elementos deslizam-se mais frequentemente que outros, correspondendo a vários pequenos deslizamentos e eventualmente grandes deslizamentos, resultando em movimentos similares aos observados em seqüência de terremotos. Esta idéia é utilizada por muitos autores, entre eles Dieterich (1972), Cao e Aki (1984), Knopoff et al. (1973), Ohnaka (1973), Carlson e Langer (1989), Schmittbuhl et al. (1996).

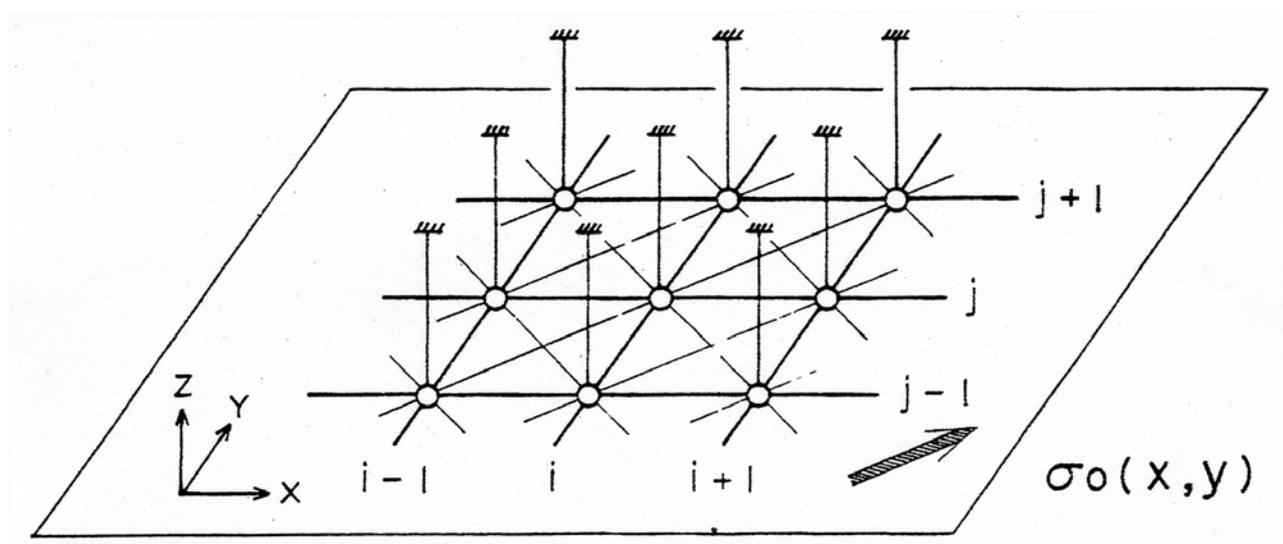


**Figura 2.2.** Esquema do modelo numérico utilizado por Burridge e Knopoff (1967) para estudar o processo dinâmico da fonte de terremotos.



**Figura 2.3.** Representação do modelo simples de aderência-deslizamento que acontece quando a força da mola  $k\varepsilon$  aplicada na massa  $M$  supera a força de fricção  $\phi P$  ( $\phi$  é o coeficiente de fricção). a) modelo simples de massa-mola; b) movimento de aderência-deslizamento “*stick-slip motion*” representado pela curva deslocamento-tempo (Jaeger e Cook, 1976).

O problema dinâmico de ruptura da fonte sísmica também é estudado modelando a falha em duas dimensões, como mostrado na Figura 2.4 (entre outros ver por exemplo Yamashita 1976, Mikumo e Miyatake 1978); simula-se o processo de ruptura considerando uma distribuição não uniforme do coeficiente de fricção ao longo da falha, sob uma carga de corte previamente aplicada. Os elementos discretos de cada massa pontual, mostrada na Figura 2.4, também estão governados pela teoria de aderência-deslizamento e o modelo simples de fricção da Figura 2.3.



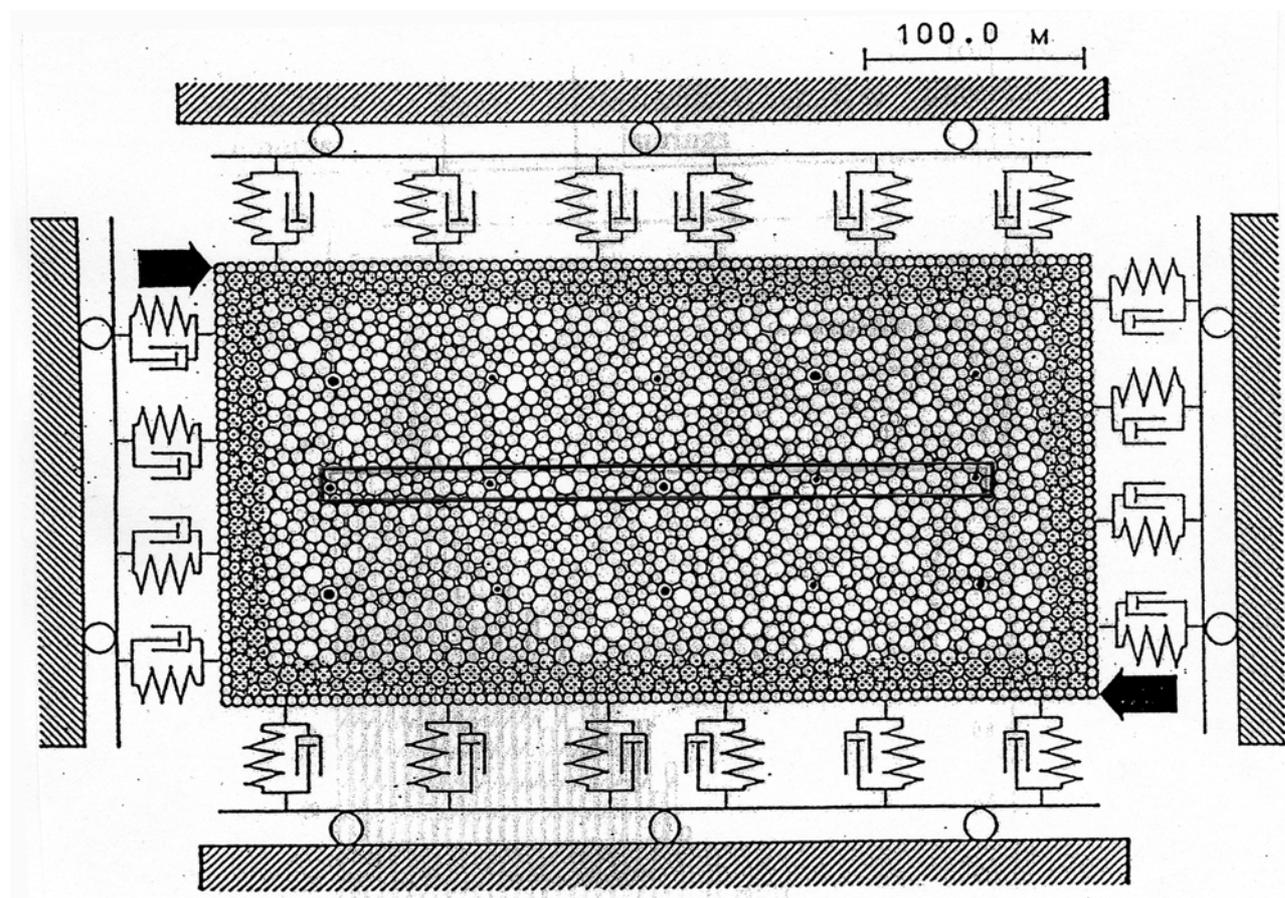
**Figura 2.4.** Esquema do modelo da falha em duas dimensões utilizando elementos discretos (Mikumo e Miyatake 1978).

Os modelos acima mencionados modelam unicamente o plano da falha; as ondas radiadas por causa da ruptura da falha são truncadas, não permitindo a propagação das mesmas. Recentemente, modelos mais sofisticados simulam a ruptura da falha juntamente com a radiação das ondas no meio resolvendo a equação elastodinâmica do contínuo através da interação dos elementos discretos. O movimento de cada elemento discreto é representado pela simples equação de movimento de Newton. Estes modelos são: a) o Método dos Elementos Distintos constituído por um arranjo de partículas granulares que interagem entre elas como mostrado na Figura 2.5, (Rimal 1992, Mora e Place 1994, Morgan 1999, Morgan e Boettcher 1999); b) o Método dos Elementos Discretos utilizando elementos de treliça triangulares (Shi et al. 1998), eles analisam o comportamento de uma falha reversa através de um bloco triangular (*Hanging wall*) sobre um bloco retangular (*footwall*) como mostrado na Figura 2.6 ; e c) o Método dos Elementos Discretos utilizando elementos de treliça cúbicos que foi descrito no item 2.1 e que é utilizado na presente tese. Este último modelo foi utilizado por Doz (1995) e Doz e Riera (1995), que simularam

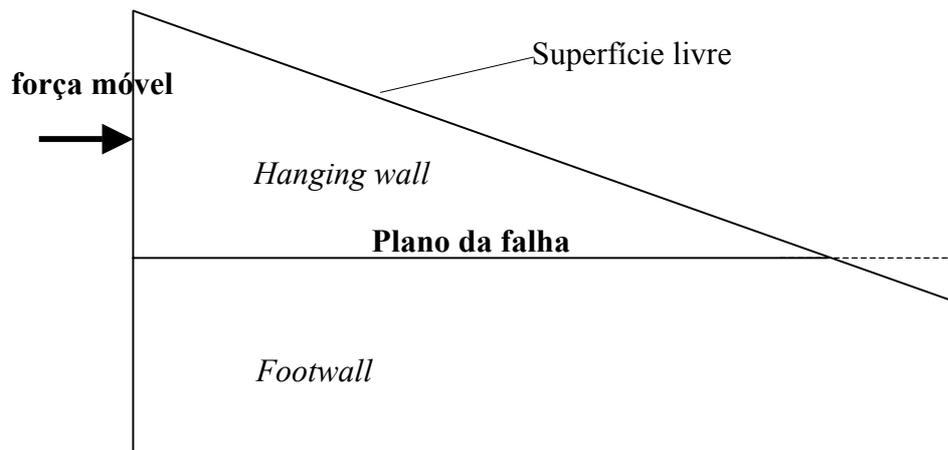
satisfatoriamente o movimento aderência-deslizamento de um bloco deslizando-se sobre uma superfície rígida (Fig. 2.7).

Todos estes modelos simulam satisfatoriamente: 1) o processo de ruptura da falha mostrando o fenômeno do movimento aderência-deslizamento, 2) a propagação das ondas causadas pelos deslizamentos espontâneos da falha, e 3) as réplicas, seqüências e periodicidade de terremotos.

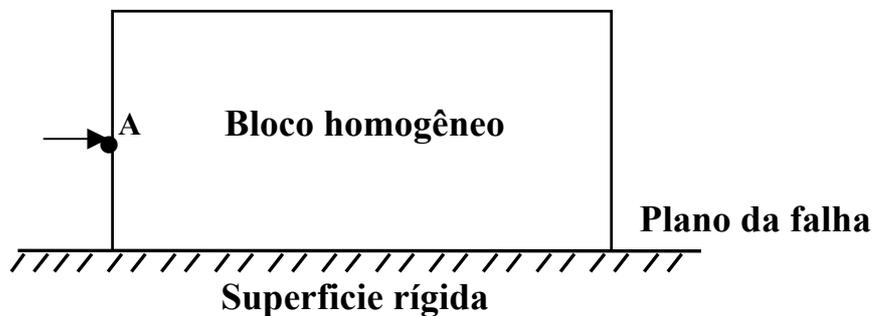
No presente trabalho, estende-se o Método dos Elementos Discretos utilizado por Doz e Riera (1995) enfrentando o problema da simulação do mecanismo focal e o movimento sísmico de um terremoto de uma forma mais realista. Este modelo é utilizado, na presente tese, pela primeira vez para a simulação de terremotos reais tais como o terremoto de Kobe de 1995 e o de Chi-Chi (Taiwan) de 1999.



**Figura 2.5.** Modelo utilizado para a simulação do mecanismo focal utilizando o Método dos Elementos Distintos. O Modelo está sob um deslocamento controlado na parte superior e inferior do bloco, a falha pré-existente está localizada no meio do modelo. Uma vez superada as forças que interagem entre as partículas que se encontram ao longo da falha, elas perdem contato e o deslizamento da falha acontece (Rimal, 1992)



**Figura 2.6.** Modelo utilizado por Shi et al. 1998 para estudar o mecanismo de uma falha reversa utilizando elementos de treliça triangulares. O bloco de acima (*Hanging wall*) está submetido a uma força móvel que o faz deslizar sobre o bloco de baixo (*footwall*) uma vez que as forças de corte superem as forças de fricção.



**Figure 2.7.** Modelo utilizado por Doz e Riera (1995) para simular o mecanismo de aderência-deslizamento utilizando elementos de treliça cúbicos. O bloco está sobre uma superfície rígida e submetido a um deslocamento controlado no lado esquerdo do bloco (ponto A). O deslizamento do bloco acontece quando as forças de fricção são superadas pelas forças de corte.

### 3. DEFINIÇÃO DAS CONDIÇÕES INICIAIS E CONDIÇÕES DE BORDO

#### 3.1 Critérios e métodos numéricos utilizados nos contornos artificiais do meio contínuo

Um dos problemas que é inevitável enfrentar na simulação numérica de propagação de ondas no meio semi-infinito, é a modelagem dos contornos artificiais. As condições de contorno tem que ser definidas com o objetivo de minimizar os reflexos artificiais das ondas nos bordos do domínio computacional, isto é, simular a extensão infinita do meio contínuo permitindo que as ondas se propaguem somente da parte interior para a região exterior. Estes contornos artificiais são freqüentemente denominados como contornos absorventes “*absorving boundaries*”.

Os contornos artificiais podem ser subdivididos em dois tipos: contornos absorventes locais e não locais. As condições de contornos absorventes locais são formuladas utilizando operadores diferenciais com respeito ao espaço e tempo e é resolvida no domínio do tempo. Por outro lado, as condições de contornos absorventes não locais estão descritas através de operadores integrais e diferenciais com respeito ao espaço ou tempo. Geralmente, as condições de contornos absorventes não locais são utilizadas em análises no domínio da frequência. Kausel (1988) refere-se a este tipo de modelos como contornos consistentes não-locais.

**3.1.1 Contornos absorventes locais no domínio do tempo:** No presente trabalho, a análise é desenvolvida no domínio do tempo utilizando contornos absorventes locais. A grande vantagem deste tipo de condições de contornos é que elas são locais no espaço e tempo, sendo desta maneira numericamente mais eficientes que as condições de contorno não locais. Os contornos absorventes locais fornecem soluções razoavelmente satisfatórias para muitos problemas com pouco esforço numérico. A seguir, apresenta-se uma breve revisão das contribuições mais importantes neste campo de pesquisa. Este tipo de solução foi primeiramente proposto para resolver problemas de interação solo-estrutura em engenharia civil. Lysmer e Kuhlemeyer (1969) desenvolveram o famoso contorno de amortecimento viscoso “*viscous damping boundary*”. Este método atenua consideravelmente as ondas de compressão, mas não diminui suficientemente o reflexo das ondas cortantes. No entanto, hoje em dia, o método de contorno viscoso continua sendo o contorno absorvente mais utilizado nos problemas numéricos de engenharia estrutural; sendo utilizado em programas de elementos finitos com variados propósitos, tais como Abaqus, Adina, Ansys, etc. A

popularidade deste método é devida a sua simples interpretação física na forma de um amortecedor. Posteriormente este método de contorno viscoso foi generalizado por White et al. (1977).

Condições de contorno baseadas em operadores pseudo-diferenciais para um tipo geral de equações diferenciais é proposto por Engquist e Majda (1977, 1979), que desenvolvem este método para sua aplicação na propagação de ondas elásticas e acústicas utilizando aproximações rotacionais descritas em um sistema de coordenadas cilíndricas e retangulares. Clayton e Engquist (1977), utilizando também operadores pseudo-diferenciais, apresentam condições de contorno absorventes baseados em aproximações paraxiais; este método caracteriza-se pelo fato de que consegue-se separar as ondas que se propagam em direção à parte externa do domínio computacional das ondas que se propagam em direção interna. Este método atualmente é amplamente utilizado nos problemas de propagação de ondas, em Sismologia, modeladas através do Método de Diferenças Finitas.

Utilizando uma equivalência entre condições de contorno absorventes e a equação de onda unidireccional, Trefethen e Halpern (1986) apresentam várias condições de contorno absorventes para problemas da equação de ondas acústicas. Higdon (1986) desenvolve um método para sua aplicação em ondas acústicas utilizando produtos de onda unidirecionais não dispersas. Seguidamente este método é utilizado pelo mesmo autor (Higdon, 1991) para equações de onda elásticas e por Higdon (1992) para propagação de ondas elásticas em um meio estratificado.

Muitas formulações foram apresentadas em sistemas de coordenadas polares. A primeira foi formulada por Engquist e Majda (1977, 1979) utilizando a técnica de aproximação rotacional de operadores pseudo-diferenciais. A mais referenciada é a formulação de Bayliss e Turkel (1980), que obtém a formulação utilizando expansão assintótica de uma solução exata em distâncias grandes; através desta formulação, eles demonstram que uma melhor precisão pode ser obtida incrementando a ordem da aproximação.

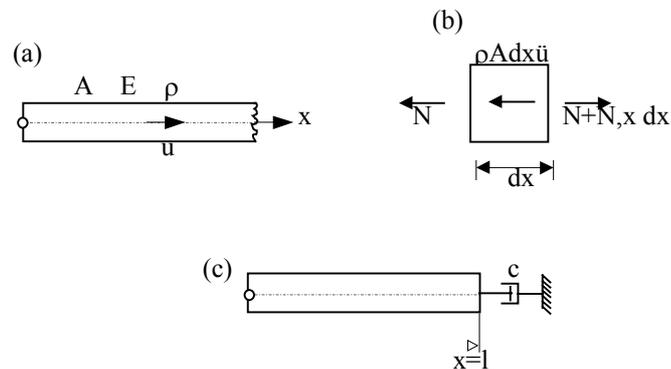
Todos estes métodos tem sido aplicado conjuntamente com técnicas dos métodos de diferenças finitas. Mas na aplicação do métodos de elementos finitos o interesse é muito menor. A primeira formulação implementada em elementos finitos, e aplicada a problemas de dinâmica de ondas, foi apresentada por Cohen e Jennings (1983). Os experimentos numéricos mostraram que os resultados tinham quase a mesma precisão que o método simples de condições de contorno viscoso de Lysmer e Kuhlemeyer (1969).

Barry et al. (1988) desenvolvem condições de contorno absorventes para ondas de tensão em uma barra não homogênea e aplicam para a propagação de ondas acústicas em um domínio de duas dimensões. Posteriormente, este método é modificado por Kallivokas e Bielak (1993) utilizando graus de liberdade auxiliares nos contornos.

### 3.1.2 Contornos absorventes locais no domínio do tempo utilizado no presente trabalho

O Método dos Elementos Discretos, descrito no item 2.1, tem sua característica de representar o meio através da ligação de módulos cúbicos conformados por barras unidimensionais (Fig. 2.1). Esta simplicidade do modelo facilita a introdução de simples amortecedores viscosos nos contornos artificiais. Por este motivo, a solução da equação de uma onda unidimensional que se propaga através de uma barra prismática semi-infinita é utilizada. Wolf (1988) apresenta o caso mais simples deste problema que é considerado a seguir:

A propagação de uma onda unidimensional, que por definição é local no espaço, pode ser utilizada para desenvolver as bases de contornos absorventes independentes da frequência, sendo desta maneira local no tempo. O caso mais simples é de uma barra prismática semi-infinita onde os efeitos de radiação não são considerados.



**Figura 3.1.** a) Barra prismática semi-infinita; b) Equilíbrio de um elemento infinitesimal, c) barra truncada modelada com amortecedor viscoso.

Figura 3.1 mostra uma barra prismática de área  $A$ , módulo de elasticidade  $E$  e uma densidade de massa  $\rho$  que se estende para o infinito.  $N$  representa a força axial e  $u$  o deslocamento axial. O equilíbrio do elemento infinitesimal mostrado na Figura 3.1b é dado por:

$$\frac{\partial N}{\partial x} dx - \rho A dx \ddot{u} = 0 \quad (3.1)$$

a relação força axial  $N$  e deslocamento  $u$  é

$$N = EA \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.2)$$

substituindo o valor da força axial  $N$  da Eq. 3.2 na Eq. 3.1 obtém-se

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\ddot{u}}{c_l^2} = 0 \quad (3.3)$$

onde  $c_l$  é a velocidade de propagação da onda na barra

$$c_l = \left( \frac{E}{\rho} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

Resolvendo a Equação 3.3 e considerando a propriedade de contorno transmissor ao ponto localizado no contorno artificial  $x=l$  (Fig. 3.1c), a onda encontra o contorno artificial; esta onda atravessa o contorno artificial sem nenhuma modificação propagando-se na direção de  $x=+\infty$ . Considerando este fato, a interpretação física da condição de contorno em  $x=l$  é expressada através da equação

$$EA \frac{\partial u}{\partial x} + EA \frac{\dot{u}}{c_l} = 0 \quad (3.5)$$

ou depois de substituir Eq. 3.2 e 3.4 em 3.5 tem-se:

$$N + c\dot{u} = 0 \quad (3.6)$$

onde  $c = A\rho c_l$

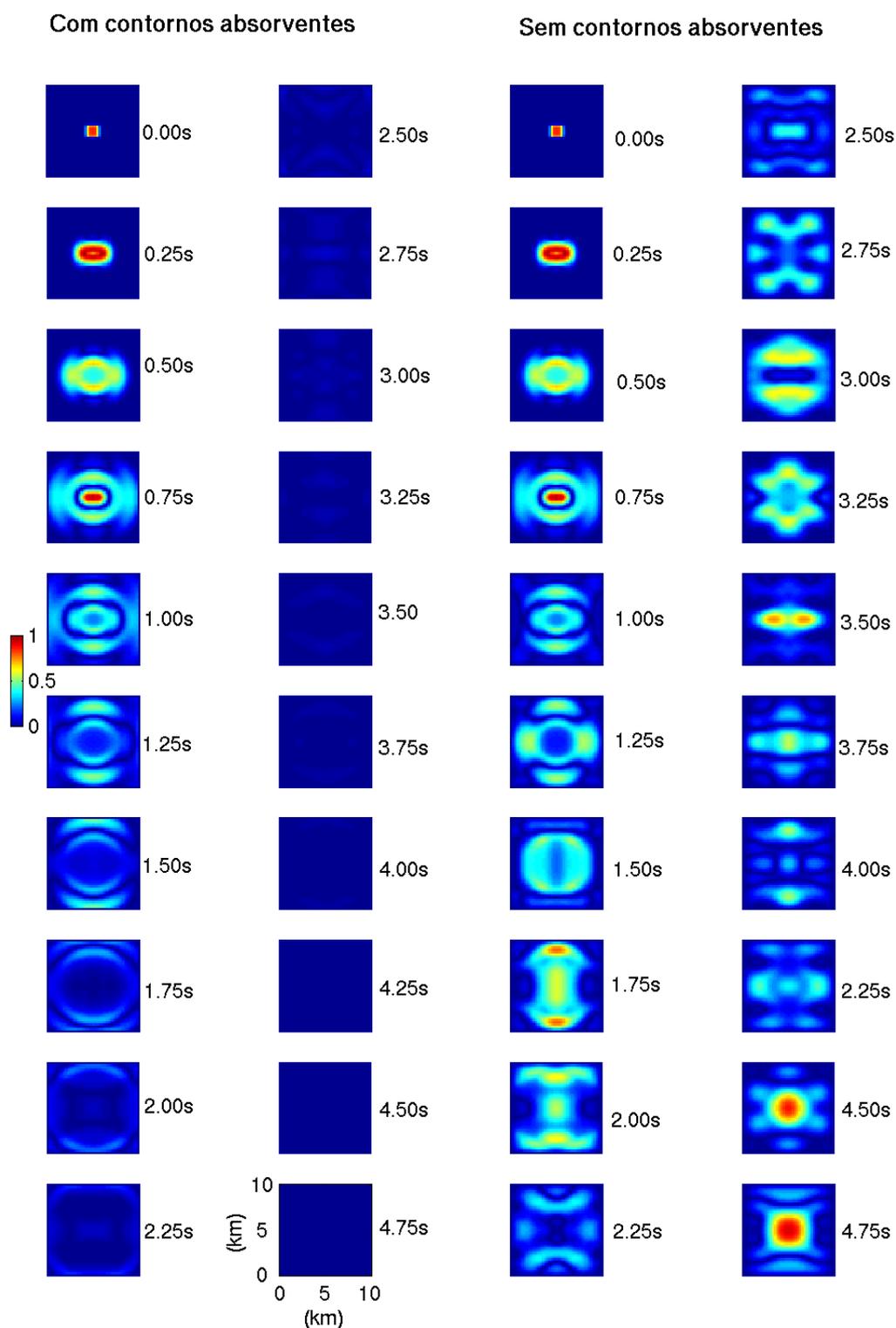
A equação 3.6, que envolve a força normal e a força de amortecimento viscoso com coeficiente  $c$ , expressa o equilíbrio no contorno artificial; esta equação, que substitui a parte da barra que se projeta para o infinito (Fig. 3.1 c), representa o contorno absorvente. O coeficiente  $c$  é

também chamado de impedância. Considerando que  $c$  seja independente da frequência, o contorno absorvente pode ser diretamente utilizado para uma análise no domínio do tempo.

A Equação 3.6 é facilmente introduzida nos contornos artificiais do Método dos Elementos Discretos. Considerando que as ondas  $P$  e  $S$  propagam-se em todas as direções através das barras normais e diagonais do modelo discreto (Fig. 2.1), os contornos absorventes (Eq. 3.6) são introduzidos em todas as barras de cada módulo cúbico que se encontra localizada no contorno do domínio computacional, para isso é considerado que cada barra é semi-infinita. Portanto, em cada passo de integração da análise dinâmica as forças internas de cada barra são calculadas através da Eq. 3.6, como sendo  $N$  a força interna, em vez da Eq. 2.5 onde são calculadas as forças elásticas.

Utilizando esta formulação, foram desenvolvidos experimentos numéricos para verificar a eficácia dos contornos absorventes da Eq. 3.6. Na Figura 3.2 mostra-se a propagação de ondas  $P$  e  $S$  num espaço semi-infinito com condições de contorno absorventes (*absorbing*) e condições de contorno que reflete (*reflecting*). No experimento numérico é aplicada uma carga unitária horizontal retangular durante 0.5 segundos distribuída em uma área de 1km x 1km, esta carga esta localizada na zona central de um espaço de 10km x 10km. A discretização do contínuo é desenvolvida utilizando elementos cúbicos de 0.25km de lado. A integração numérica é realizada com passos de integração  $\Delta t=0.005$  seg. O contínuo é modelado em estado plano de deformações. O meio é homogêneo com uma velocidade de onda  $P$  de 6.1 km/seg., velocidade de onda  $S$  de 3.5 Km/seg., densidade  $2700 \text{ kg/m}^3$ , que corresponde a um módulo de Young  $8.37 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ , módulo de corte  $3.35 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$  e coeficiente de Poisson 0.25. Na Figura 3.2 pode-se observar a eficácia dos contornos absorventes. Aproximadamente no tempo 0.75seg, as ondas  $P$  chegam aos contornos artificiais (lado direito e esquerdo do modelo), no tempo 1.25 seg. estas ondas são absorvidas quase na sua totalidade. As ondas  $S$  chegam aos contornos (lado superior e inferior do modelo) entre 1.25 e 1.50 seg., para logo serem absorvidas eficientemente. Por outro lado, no modelo onde não são considerados contornos absorventes (*reflecting*), pode se observar a reflexão das ondas nos contornos produzindo superposição das ondas no meio modelado. Na Figura 3.2 pode se observar a propagação de duas ondas. A primeira onda começa a se propagar no tempo 0.0seg quando a força é aplicada. A segunda onda começa a se propagar no tempo 0.55seg (na Figura já aparece no tempo 0.75 seg.) quando a força deixa-se de aplicar.

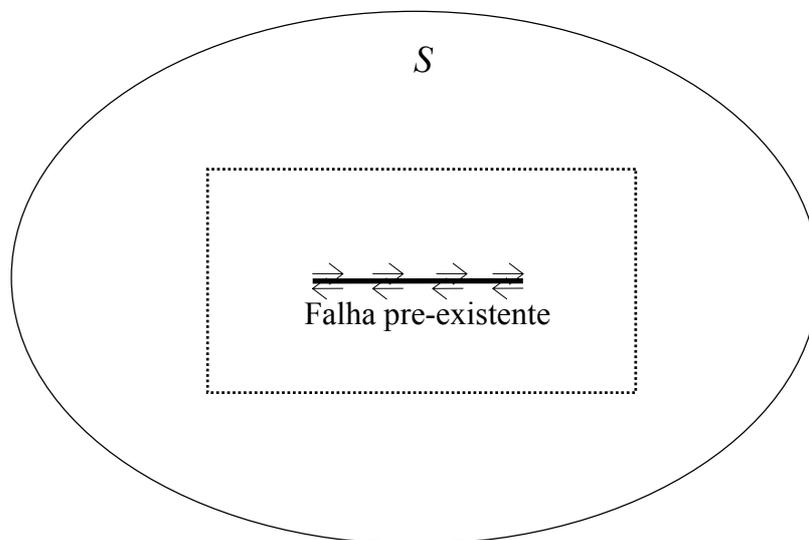
Os contornos absorventes, expressados através da Eq. 3.6 e utilizados nos contornos artificiais do Modelo de Elementos Discretos, conseguem absorver eficientemente as ondas  $P$  assim como as ondas  $S$  que se propagam no contínuo. Para o interesse do presente trabalho esta eficiência é suficiente, o que permite a sua utilização.



**Figura 3.2.** Comparação da propagação de ondas de um modelo com contorno absorventes e sem contornos absorventes em um meio contínuo simulado em estado plano de deformações (2D). Foi aplicada uma carga unitária horizontal retangular durante 0.5 segundos distribuída em uma área de 1km x 1km localizada no meio de um espaço de 10km x 10km.

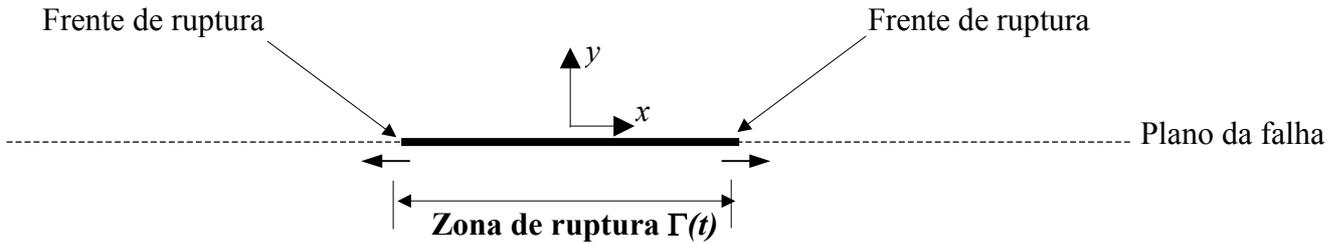
### 3.2 Condições iniciais e de contorno ao longo da falha pré-existente

Como mostrado na Figura 3.3, o meio contínuo com uma falha pré-existente é modelado em estado plano de deformações. O modelo utiliza as condições de contorno absorventes, expressadas através da Eq. 3.6, ao longo dos contornos artificiais (linha pontilhada da Fig. 3.3). A falha pré-existente, dentro da superfície  $S$ , inclui duas superfícies adjacente pressionadas entre elas, estas superfícies são normais ao plano  $S$ . No modelo é permitido que o deslizamento aconteça somente ao longo da falha pré-existente. Na simulação de um terremoto, a propagação das ondas acontecem devido ao repentino deslizamento das superfícies da falha ao longo da falha pré-existente.



**Figura 3.3.** Meio contínuo finito com superfície  $S$  e uma falha pré-existente. A área limitada pelas linhas pontilhadas representa a região a ser modelada. O modelo é assumido em estado plano de deformações. As setas mostram a orientação das tensões tangenciais ao longo da falha pré-existente.

Seja um sistema de eixos coordenados  $x$  e  $y$ . O eixo  $y$  é normal ao plano da falha pré-existente, portanto o deslizamento acontece na direção do eixo  $x$  paralelo ao plano da falha. As componentes do deslocamento que satisfazem a equação de movimento do sistema (Eq. 2.3) na direção paralela aos eixos  $x$  e  $y$  são  $u(x,y,t)$  e  $v(x,y,t)$  respectivamente. A zona de ruptura propaga-se ao longo da falha pré-existente. Considera-se uma zona de ruptura  $\Gamma(t)$  no tempo  $t$  dentro da falha pré-existente (Fig. 3.4).



**Figura 3.4.** Esquema do processo de ruptura da falha no tempo  $t$

Não é permitida a separação das duas superfícies da falha. Neste sentido, as componentes dos deslocamentos  $v(x, 0, t)$  são contínuas dentro e fora da zona de ruptura. Também não é permitida a penetração entre as superfícies da falha. Portanto, para garantir estas condições, os deslocamentos  $v(x, 0, t)$  ao longo da falha pré-existente são

$$v(x, +0, t) = v(x, -0, t) = 0 \quad (3.7)$$

Em qualquer ponto dentro da zona de ruptura  $\Gamma(t)$  ( $y=0$ ) as componentes de deslocamento  $u(x, 0, t)$  são descontínuas

$$D(x, t) = u(x, +0, t) - u(x, -0, t) \quad \text{para } x \in \Gamma(t) \quad (3.8)$$

e fora da zona de ruptura

$$u(x, +0, t) = u(x, -0, t) = 0 \quad \text{para } x \notin \Gamma(t) \quad (3.9)$$

onde  $D(x, t)$  é o deslizamento da falha em  $x$  no tempo  $t$ , isto é, o somatório dos deslocamentos entre o lado positivo ( $y=+0$ ) e negativo ( $y=-0$ ) da falha.

As forças tangenciais  $f_t$  e normal  $f_n$  que atuam sobre as superfícies da falha são contínuas, isto é:

$$f_t = f_t(x, +0, t) = f_t(x, -0, t) \quad (3.10a)$$

$$f_n(x,+0,t) = f_n(x,-0,t) \quad (3.10b)$$

Dentro da zona de ruptura  $\Gamma(t)$  as forças tangenciais  $f_t$ , comportam-se seguindo uma lei constitutiva de fricção

$$f_t = f_u - T(D, \dot{D}) \quad \text{para } x \in \Gamma(t) \quad (3.11)$$

onde  $f_u$  é a força tangencial última antes de acontecer a ruptura da falha e  $T(D, \dot{D})$  é a força de fricção que atua ao longo da falha. Durante o deslizamento, as forças de fricção  $T$  estão governadas por uma lei constitutiva que pode ou não depender do deslizamento  $D$  e/ou da velocidade do deslizamento  $\dot{D}$ . Este tema será tratado no capítulo IV.

Um fator muito importante na simulação de ruptura de uma falha são as condições para iniciar a propagação de ruptura da falha pré-existente. No presente trabalho utilizam-se dois métodos: a) O modelo numérico é submetido a deslocamentos controlados aplicados na parte externa do modelo (linha pontilhada da Figura 3.3), este método é utilizado para simular a periodicidade e seqüência de terremotos através de movimentos de aderência-deslizamento “*stick-slip motion*”; e b) Uma região limitada da falha pré-existente (que pode ser considerada como o hipocentro do terremoto) é submetido a quedas de tensão, este método é utilizado para simular um único terremoto. Ambos os métodos permitem a criação de forças tangenciais iniciais ao longo da falha. Estas forças tangenciais crescem monotonicamente sem nenhum deslizamento ao longo da falha até que, eventualmente, as forças de corte superam a resistência da falha (força tangencial última  $f_u$ ) e o deslizamento acontece, sendo governado por uma lei constitutiva de fricção.

É importante mencionar que de acordo com o especificado nas condições de contorno ao longo da falha não é permitido a separação dos lados da falha. Este fator é um problema que está íntimamente vinculado com o problema de escala, isto é, a hipótese ou condição de não-separação é válida assintoticamente para elementos discretos ou elementos finitos cujas dimensões tendem ao infinito. Na prática, considera-se uma aproximação aceitável quando as dimensões da malha são bastante grandes, como é o caso do presente trabalho.

#### 4. AS EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS DA FALHA

A chave dos modelos dinâmicos é a lei constitutiva que governa o mecanismo da falha, isto é, a propagação de ruptura da falha é controlada pelas propriedades das leis de fricção entre as duas superfícies da falha (ver p. ex. Scholz, 1990). Os estudos experimentais de fricção em rochas e mecanismo na fonte dos terremotos (p. ex. Dieterich, 1978, 1979a; Okubo e Dieterich, 1984; Ohnaka et al., 1987; Ohnaka e Kuwahara, 1990; Kato et al., 1992; Ohnaka e Shen 1999) indicam que as forças de fricção dependem do deslizamento e da velocidade do deslizamento. Destes experimentos em rocha e os estudos do processo da fonte de terremoto propõem-se os modelos de fricção dependentes do deslizamento e da velocidade do deslizamento “*rate- and state-dependent friction model*” originalmente proposto por Dieterich (1979) e Ruina (1983). Estes modelos controlam o início, propagação da ruptura e a cicatrização da falha. Por simplicidade e dependendo do objetivo do estudo, consideram-se modelos de fricção mais simples como: o modelo clássico de Coulomb ou fricção seca (Brace e Byerlee, 1966); modelos de fricção dependentes somente do deslizamento “*slip weakening friction model*” originalmente proposto por Ida (1972) e Palmer e Rice (1973) e modelos de fricção dependentes da velocidade do deslizamento “*slip velocity weakening friction model*”. Todos estes modelos estão baseados na teoria clássica de fricção onde para que aconteça o deslizamento da falha é requerido que a tensão de corte  $\tau$  ao longo da falha supere a tensão de fricção  $T$  que é considerada como sendo proporcional a tensão normal aplicada  $\sigma_n$

$$T = \mu\sigma_n \quad (4.1)$$

onde  $\mu$  é o coeficiente de fricção que depende das propriedades mecânicas da rocha e da natureza das superfícies de contato.

A Equação 4.1, que é conhecida como a segunda lei de Amontons (ver p. ex. Scholz, 1990), dá uma relação macroscópica entre a média da tensão de fricção e a média da tensão normal. Os resultados experimentais (Byerlee, 1978) indicam que o coeficiente de fricção  $\mu$  da Equação 4.1, em condições estacionárias, depende do tipo de rocha e das asperezas da falha quando a falha está submetida a baixas tensões normais, mas a fricção é quase independente do tipo de rocha para altas tensões normais. No presente trabalho é estudado o mecanismo focal de falhas superficiais “*shallow faults*”; estas falhas superficiais estão sob tensões normais relativamente baixas em

relação as falhas profundas. Por este motivo, a relação constitutiva da falha dada pela Equação 4.1 é aplicada no presente trabalho.

#### 4.1 Modelo de fricção de Coulomb ou fricção seca

Coulomb define a variação do coeficiente de fricção de estado estático, que corresponde ao início do deslizamento, para estado dinâmico, durante o deslizamento. Através de experimentos de deslizamento entre superfícies de madeira (Scholz, 1990), Coulomb observa que a fricção inicial incrementa com o tempo quando as superfícies de contato são deixadas em estado estacionário. Ele explica este fenômeno imaginando que as superfícies estão constituídas por uma série de protuberâncias similares as cerdas de uma escova entrelaçadas entre elas, quanto maior o tempo de contato estacionário maior o coeficiente de fricção. Este coeficiente é denominado coeficiente de fricção estático  $\mu_s$ . Uma vez perdida a estacionariedade entre as superfícies de contato, o deslizamento acontece. Neste estado o coeficiente de fricção diminui a um nível dinâmico denominado coeficiente de fricção dinâmico  $\mu_d$ . Coulomb utiliza este mecanismo para explicar em forma geral que o coeficiente de fricção estático  $\mu_s$  é maior do que o coeficiente de fricção dinâmico  $\mu_d$ .

$$\mu_s > \mu_d \quad (4.2)$$

A tensão de fricção estática é definida como a tensão última  $T_u$  ou a resistência da superfície da falha ao deslizamento, expressada como:

$$T_u = \mu_s \sigma_n \quad (4.3)$$

E a tensão de fricção dinâmica  $T_d$  é definida como a resistência da falha durante o processo de deslizamento dinâmico, expressada por

$$T_d = \mu_d \sigma_n \quad (4.4)$$

No modelo clássico de Coulomb é considerado que a tensão de fricção, ao longo da falha, muda bruscamente da tensão de fricção estática  $T_u$  para a tensão de fricção dinâmica  $T_d$  sem

nenhuma dependência de outros parâmetros. Neste contexto, a lei constitutiva de fricção que governa a ruptura da falha está dada por:

$$\begin{aligned} \tau < T_u & \quad \text{para } D = 0 \\ \text{se } \tau \geq T_u & \quad \text{deslizamento acontece} \\ \tau = T_d & \quad \text{para } D > 0 \end{aligned} \quad (4.5)$$

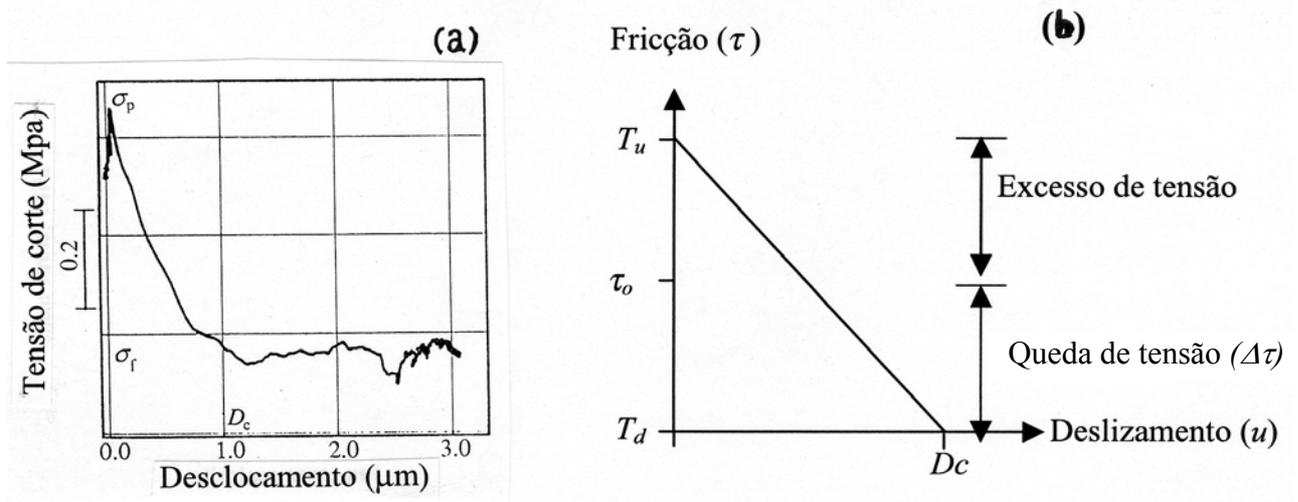
onde  $\tau$  é a tensão de corte ao longo da falha e  $D$  o deslizamento entre as superfícies da falha.

O critério 4.5 representa a simples lei de fricção de Coulomb, também chamada por outros autores como fricção ou atrito secos. Inicialmente as tensões de corte ao longo da falha encontram-se num nível de tensões iniciais ( $\tau = \tau_0$ ); devido as forças externas, estas tensões iniciais incrementam, uma vez que as tensões de corte  $\tau$  ao longo da falha superam a tensão última  $T_u$ , a tensão de corte é governada pela lei constitutiva da Equação 4.5. Durante o deslizamento a tensão de corte experimenta uma queda de tensão passando repentinamente do nível de fricção estática para o nível de fricção dinâmica.

#### 4.2 Modelo de fricção dependente do deslizamento (Slip-weakening model)

No modelo de fricção dependente do deslizamento “*slip weakening model*”, originalmente proposto por Ida (1972) e Palmer e Rice (1973), define-se que durante o deslizamento entre as superfícies da falha, a tensão de corte absoluta  $\tau$  em cada ponto do plano de falha é uma função do deslizamento  $D$  nesse ponto e a resistência da falha decresce com o progresso da ruptura da falha. Okubo e Dieterich (1984), confirmam este comportamento através de experimentos em laboratório. Posteriormente, Ohnaka et al. (1987), em experimentos de aderência-deslizamento em rocha durante a ruptura frágil por corte, esclarecem o comportamento da lei constitutiva e mostram o progresso da ruptura de uma falha; segundo este experimento, a tensão por corte, no início do deslizamento e em um pequeno intervalo de tempo, incrementa rapidamente até alcançar um valor pico, e logo, decresce gradualmente a um nível constante (Fig. 4.1a).

Para fins de análise numérica, Andrews D.J (1976) modela a lei constitutiva da falha em forma simplificada, como é mostrado na Figura 4.1b. Atualmente este modelo é amplamente utilizado na simulação dinâmica do processo de ruptura da falha (ver por ex. Day, 1982a,1982b; Olsen et al. 1997; Fukuyama e Madariaga 1998; Harris e Day 1999).



**Figura 4.1.** a) Relação constitutiva entre as tensões de corte e o deslizamento da falha observado em experimentos de aderência-deslizamento de Ohnaka et al. (1987). Durante o progresso do deslizamento da falha, as tensões de corte incrementam rapidamente a um valor pico  $\sigma_p$ , e logo diminui gradualmente a um nível de fricção constante  $\sigma_f$  em um deslocamento crítico  $D_c$ . b) Modelo simplificado de fricção dependente do deslizamento “*slip weakening model*” proposto por Andrews (1976)

O modelo de fricção dependente do deslizamento mostrado na Figura 4.1b é definido a seguir: Quando a falha não está deslizando-se,

$$D=0 \quad \text{para } \tau < T_u \quad (4.6a)$$

e durante o deslizamento

$$\tau = T_u - (T_u - T_d) \frac{D}{D_c} \quad \text{para } 0 < D < D_c \quad \text{e} \quad \dot{D} > 0 \quad (4.6b)$$

$$\tau = T_d \quad \text{para } D \geq D_c \quad \text{e} \quad \dot{D} > 0$$

A primeira parte da lei de fricção (Eq. 4.6a) é aplicada quando a tensão de corte  $\tau$  encontra-se abaixo da tensão última  $T_u$ . A segunda parte (Eq. 4.6b) é aplicada uma vez que a tensão  $\tau$  alcança o nível crítico  $T_u$ . Além disso não é permitido o deslizamento reverso “*back slip*”, isto é, uma vez que a velocidade de deslizamento  $\dot{D}$  muda de sinal, deixa-se de aplicar a lei constitutiva. Na

Equação 4.6b, é introduzida a tensão residual ou tensão final  $T_d$ , que é o nível de tensão de fricção dinâmica, isto é, a fricção em níveis de velocidade de deslizamento alto. Finalmente  $D_c$  é o deslizamento crítico, isto é, o deslizamento necessário para a tensão de fricção cair a seu valor dinâmico  $T_d$ .

Uma suposição adicional da lei constitutiva, representada pela Equação 4.6, é que as tensões de corte  $\tau$  encontram-se inicialmente em um nível de tensões  $\tau_o$ . É considerado que este nível de tensões encontra-se entre a tensão crítica e o nível de fricção dinâmica

$$T_u > \tau_o > T_d \quad (4.7)$$

Neste sentido, como mostrado na Figura 4.1b, os parâmetros de excesso de tensão “strength excess” ( $S_e$ ), queda de tensão “stress drop” ( $\Delta\tau$ ), e a queda da resistência “breakdown strength drop” ( $\Delta T$ ) estão dados por:

$$S_e = T_u - \tau_o \quad (4.8)$$

$$\Delta\tau = \tau_o - T_d \quad (4.9)$$

$$\Delta T = T_u - T_d \quad (4.10)$$

Ohnaka e Shen (1999) mencionam que o modelo de fricção dependente do deslizamento tem uma dependência das condições de escala da falha. A escala característica da superfície de ruptura é representada através do comprimento  $\lambda_c$  que caracteriza a irregularidade geométrica da falha.  $\lambda_c$  é considerado como o comprimento da onda característico da irregularidade geométrica da superfície da falha. Mostra-se que o deslizamento crítico,  $D_c$ , depende da escala característica  $\lambda_c$ . Esta dependência da escala de  $D_c$  é interpretada a seguir: a fonte de um terremoto é, em geral, considerada como a ruptura por corte de uma falha pré-existente, no entanto, a superfície desta falha pré-existente contém irregularidades geométricas em varias escalas na zona da falha. Considere-se por exemplo que um área local de alta resistência na zona da falha (que pode ser chamado “aspereza”) rompe-se. Se a zona de aspereza é geometricamente grande, valores grandes de  $D_c$  serão necessários para romper esta; enquanto que, pequenos valores de  $D_c$  serão necessários

para romper asperezas menores. Portanto, a escala característica,  $\lambda_c$ , poderia virtualmente ser representado por esta zona da falha de alta resistência. Neste contexto, se a lei de fricção que governa a ruptura da falha por corte é formulada como sendo dependente do deslizamento, uma compreensão unificada do processo de ruptura de uma falha para qualquer escala, desde pequenas escalas em laboratório a grandes escalas in situ, pode ser atingida. Esta idéia é defendida por Ohnaka e Shen (1999) para validar os estudos da fonte de terremotos realizados em laboratório. Se esta idéia é válida, os estudos da física dos terremotos podem muito bem ser representados no laboratório e, portanto, pode-se escalar terremotos reais partindo dos resultados obtidos no laboratório

### 4.3 Modelo de fricção dependente da velocidade (Velocity-weakening model)

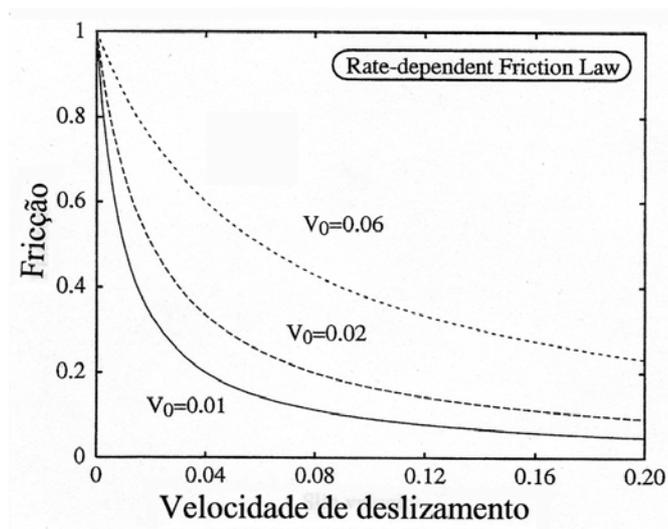
Os modelos de fricção dependentes do deslizamento “*slip weakening model*”, descrito no item anterior, intrinsecamente não fornecem um mecanismo para que a fricção possa recuperar-se e voltar a seu nível inicial, isto é, não é permitida a cicatrização da falha e o eventual mecanismo de aderência-deslizamento observados nos experimentos de laboratório. Um modelo mais realístico, que permita a cicatrização da falha, pode ser alcançado através dos modelos de fricção dependentes da velocidade de deslizamento.

Modelos simples de fricção, dependentes da velocidade do deslizamento, são propostos desde os estudos de aderência-deslizamento de Burridge e Knopoff (1967) que modelam numericamente uma cadeia de blocos ligados entre eles sobre uma superfície áspera (modelo massa-mola). Carlson e Langer (1989), Huang e Turcotte (1990), entre outros autores, seguem a mesma idéia de massa-mola e fricção dependente da velocidade para estudar a sequência e estado caótico dos terremotos.

Em forma simples o modelo de fricção dependente da velocidade “*velocity weakening model*” (Fukuyama e Madariaga, 1998) mostrado na Figura 4.2 é definido como segue:

$$\begin{aligned} \dot{D} &= 0 & \text{para } \tau < T_u \\ \tau &= (T_u - T_d) \frac{V_o}{V_o + \dot{D}} + T_d & \text{para } \dot{D} > 0 \end{aligned} \quad (4.11)$$

A primeira parte da Equação 4.11 é aplicada quando o nível de tensão ao longo da falha encontra-se abaixo da tensão última  $T_u$ . A segunda parte é aplicada uma vez que a tensão  $\tau$  alcança o nível de tensão última. Neste modelo também não é permitido o deslizamento reverso, isto é, para-se de aplicar a segunda parte quando a velocidade de deslizamento  $\dot{D}$  muda de sinal.  $V_0$  é a velocidade de deslizamento característica de onde a tensão de fricção começa a aumentar quando a velocidade decresce, simulando-se desta maneira o processo da cicatrização da falha.



**Figura 4.2.** Modelo simplificado de fricção dependente da velocidade de deslizamento “*velocity weakening model*”. (Reproduzido de Fukuyama e Madariaga, 1998)

#### 4.4 Modelo de fricção dependente do tempo, deslizamento e velocidade (*Rate-state frictional model*)

Os estudos extensivos da fricção em rochas feitos por Dieterich (1992), mostram que os modelos de fricção que dependem do deslizamento e velocidade “*rate-state frictional model*” representam com sucesso as observações em laboratório onde a velocidade, tempo e deslizamento são parâmetros ubíquos da fricção ao longo da falha durante o processo da ruptura (Dieterich, 1979a,b; Ruina, 1983; Weeks e Tullis, 1985; Tullis e Weeks, 1986). Estes modelos simulam o mecanismo da falha gerando o processo de nucleação, deslizamento espontâneo instável, e subseqüentemente a cicatrização da falha “*healing*”, este último passo é a recuperação da resistência perdida da falha durante o tempo de instabilidade. Muitos modelos, essencialmente equivalentes, de fricção

dependente do deslizamento e velocidade foram formulados. Entre outros autores, Dieterich (1987) propõe o seguinte modelo:

$$\mu = \mu_o - A \ln\left(\frac{a}{\dot{\delta}} + 1\right) + B \ln\left(\frac{\theta}{b} + 1\right) \quad (4.12)$$

onde,  $\mu$ , é o coeficiente de fricção definido na Equação 4.1,  $\mu_o$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $a$ , e  $b$ , são parâmetros determinados experimentalmente e  $\delta$ ,  $\dot{\delta}$  e  $\theta$  são o deslizamento, velocidade de deslizamento e uma variável de estado, respectivamente. Efeitos da história do processo de ruptura da falha e consequentemente dos efeitos do deslizamento e do tempo são representados pela variável  $\theta$ . Dieterich (1979a) e Dieterich e Conrad (1984) interpretam  $\theta$  como uma medida do tempo médio de contato entre as superfícies da falha durante o deslizamento e o tempo de contato onde a resistência incrementa com o tempo. Como o contato é destruído e criado durante o deslizamento, é razoável que  $\theta$  dependa da história do deslizamento.

## 5. APLICAÇÕES PRELIMINARES DO MODELO

### 5.1 Validade do modelo

Com o objetivo de validar a aplicação do MED na simulação do processo de ruptura dinâmica de terremotos, compara-se a simulação numérica de um problema de propagação de ruptura de uma falha por corte (*in-plane problem*) com a solução analítica apresentada por Kostrov (1964). Neste problema Kostrov (1964) considera que a ruptura inicia-se no tempo  $t=0$  e propaga-se bilateralmente com uma velocidade de ruptura previamente fixada. Uma vez que a ruptura é iniciada, supõe-se que a caída de tensão é constante ao longo da falha. Estabelece-se que o plano da falha é o plano  $x$ - $y$  e que a ruptura começa a se propagar na origem de coordenadas ao longo do eixo  $x$  e estende-se infinitamente na direção  $y$ . O cálculo computacional é desenvolvido normalizando os seguintes parâmetros:

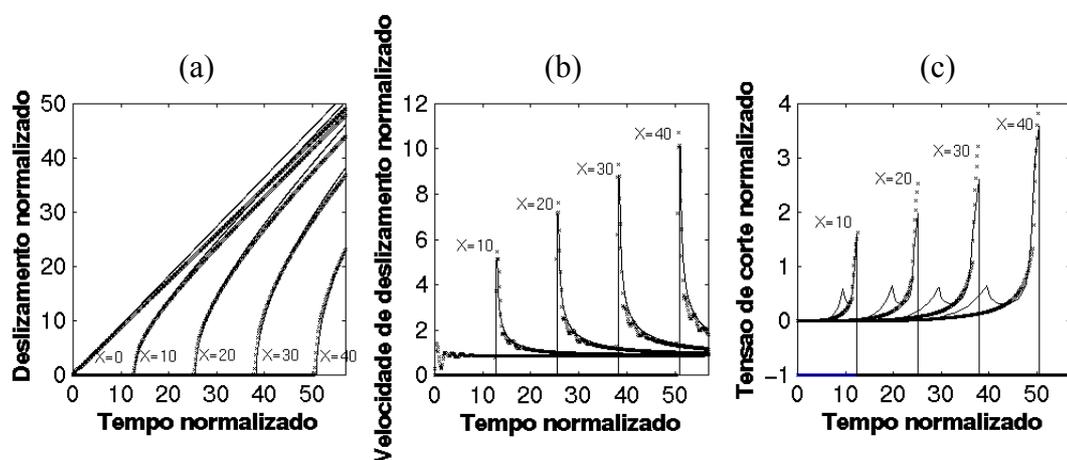
- Tensão de corte ao longo do plano da falha:  $\tau' = \tau / \Delta\sigma$ ,
- Eixo  $x$  paralelo ao plano da falha:  $x' = x / \Delta x$ ,
- Tempo :  $t' = t \beta / \Delta x$ ,
- Deslizamento:  $u' = u \mu / \Delta x \Delta\sigma$ ,
- Velocidade do deslizamento:  $v' = v \mu / \beta \Delta\sigma$ ,

onde  $\Delta x$  é o comprimento do lado de um elemento cúbico,  $\beta$  é a velocidade das ondas S,  $\mu$  é o módulo de corte,  $\Delta\sigma$  é a caída da tensão. Supõe-se que o coeficiente de Poisson é 0.25, portanto  $\alpha / \beta = \sqrt{3}$ , onde  $\alpha$  é a velocidade de ondas P. A especificação dos parâmetros adimensionais são equivalentes a considerar  $\mu=1$ ,  $\Delta x=1$ ,  $\Delta\sigma=1$ ,  $\beta=1$ ,  $\alpha = \sqrt{3}$ , e a densidade  $\rho=1$ . Na solução analítica, a singularidade da velocidade do deslizamento na frente de ruptura é substituída pela expressão da equação 5.1 que calcula o pico da velocidade de deslizamento como sendo a média no período de  $1/f$  (Scholz, 1990)

$$v_{\max} = C \frac{\Delta\sigma}{\rho\beta} \left( \frac{2fr}{v_r} \right)^{1/2} \quad (5.1)$$

onde  $C$  é um parâmetro que depende da velocidade de ruptura  $v_r$  (variando de 1 a  $2/\pi$  quando  $v_r$  incrementa de 0 a  $\beta$ ). Para a comparação com a solução numérica foi considerado un valor de  $f=2$ .

A simulação numérica é desenvolvida para uma velocidade de ruptura  $v_r=0.80\beta$ . Na Figura 5.1 mostra-se a comparação da solução numérica com a solução analítica para várias posições ao longo do eixo  $x$ . O deslizamento assim como a velocidade do deslizamento ajustam-se satisfatoriamente como a solução analítica. Por outro lado, o pico das tensões de corte na frente de ruptura ajusta-se também muito bem com a solução analítica, no entanto, o pico associado com as ondas S não é observado no resultado numérico. Mas para os propositos da presente tese, acredita-se que a comparação entre a solução numérica e analítica é satisfatória.



**Figura 5.1.** Comparação da simulação numérica com a solução analítica de um problema de propagação de ruptura de uma falha por corte (*in-plane problem*) com velocidade de ruptura constante de  $v_r=0.80\beta$ : (a) deslizamento (b) velocidade do deslizamento e (c) tensão por corte. As cruces representam a solução numérica e a linha solida a solução analítica apresentada por Kostrov (1964).

## 5.2 Simulação do movimento aderência-deslizamento: Precursores e seqüência de terremotos

Os movimentos bruscos e as repentinas quedas de tensões, que acontecem no processo de ruptura de uma falha, foram observados por Bridgman (1936) como um possível mecanismo da geração de terremotos. Subseqüentemente, Brace e Byrlee (1966) sugerem que o fenômeno de movimento aderência-deslizamento pode ser o mecanismo causativo dos terremotos. Seguidamente surge o primeiro modelo numérico de aderência-deslizamento, proposto por Burridge e Knopoff (1967),

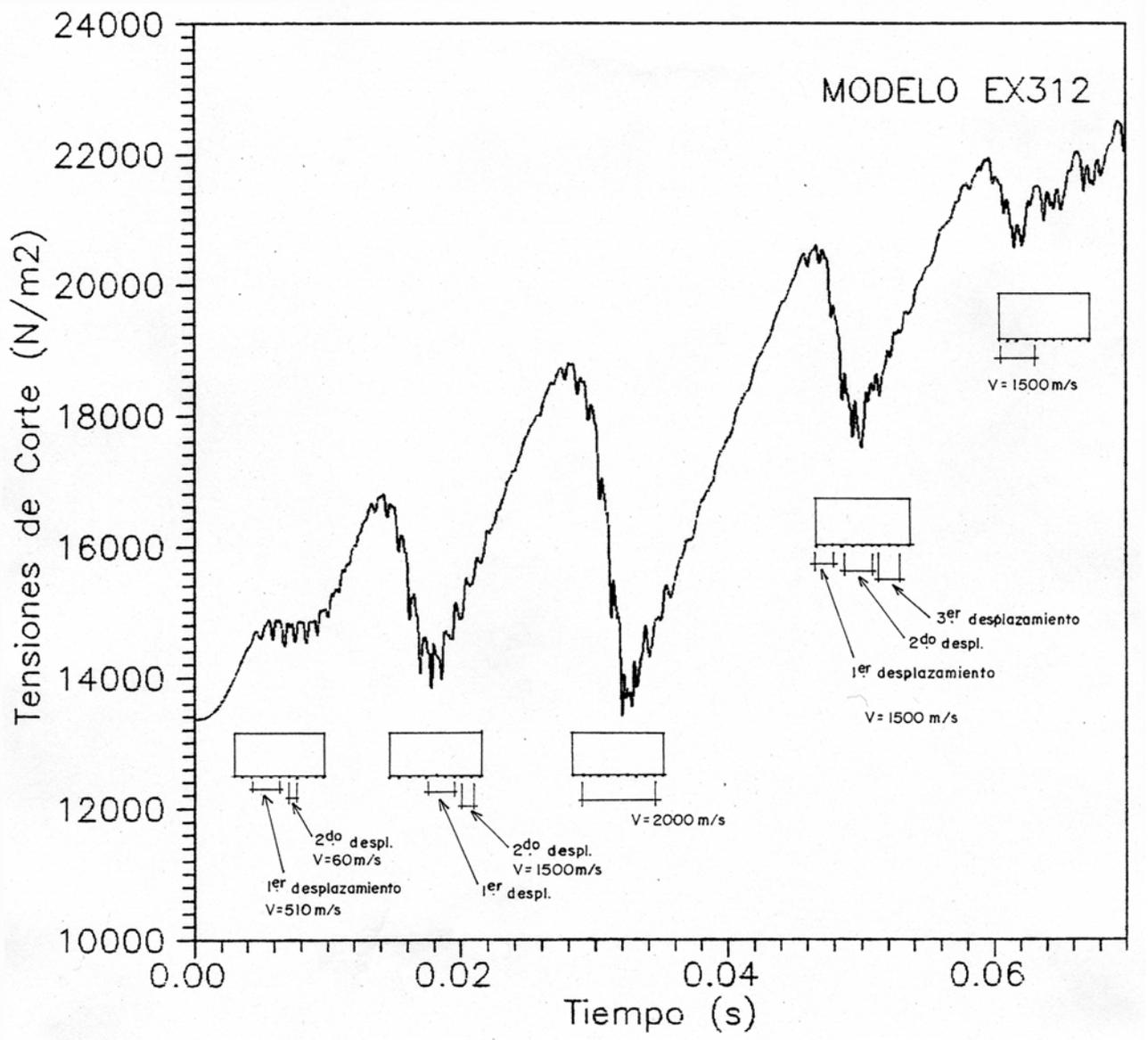
com o objetivo de simular o mecanismo de terremotos. O problema dinâmico é resolvido analítica e numericamente utilizando modelos simples em uma dimensão. Burridge e Knopoff (1967) modelam numérica e experimentalmente uma cadeia de blocos ligados entre eles sobre uma superfície áspera (modelo massa-mola) como mostrado na Figura 2.2. Este modelo mostra a seqüência de pequenos e grandes deslizamentos entre os blocos similares aos observados na seqüência de terremotos.

Os terremotos são causados pela instabilidade mecânica do deslizamento e ruptura da falha. Os experimentos em laboratório ( ver por ex. Dieterich, 1978; Ohnaka et al. 1987) mostram que a propagação dinamicamente instável do deslizamento de uma falha simulada está precedida por um processo de nucleação que vai de um estado quase-estático para quase-dinâmico. Este fato sugere que existe uma prévia preparação do processo antes da ruptura dinâmica do terremoto, definido como o processo de nucleação da fonte de um terremoto.

Os modelos numéricos de Dieterich (1979), Ruina (1983), Okubo e Dieterich (1983), Dieterich (1992), foram capazes de reproduzir os deslizamentos quase-estáticos da nucleação dos terremotos utilizando modelos de fricção dependente do deslizamento, velocidade e tempo.

No presente capítulo tenta-se simular o movimento de aderência-deslizamento utilizando o Método dos Elementos Discretos (MED) descrito no capítulo II. Os resultados mostram características relevantes de seqüência de terremotos e eventos precursoros antes de um evento principal. Estes eventos precursoros podem ser identificados como um processo de nucleação. Também é simulado e analisado o movimento sísmico causado pelos eventos principais.

O modelo para simular o fenômeno de aderência-deslizamento, utilizado neste capítulo, tem seus origens nos estudos desenvolvidos por Doz (1995) e Doz e Riera (1995), autores que reproduziram o fenômeno de aderência-deslizamento num bloco deslizando-se sobre uma superfície rígida (Figura 2.7). O bloco está submetido a um deslocamento controlado no lado esquerdo do mesmo (ponto A). O deslizamento do bloco acontece quando as forças de fricção são superadas pelas forças de corte ao longo da falha. Este modelo simula o processo de ruptura da falha mostrando o fenômeno de movimento aderência-deslizamento. Na Figura 5.2 é apresentado o esquema do processo de propagação da ruptura simulado por Doz (1995). Pode-se observar a seqüência de eventos principais e eventos secundários, estes eventos secundários podem ser considerados como réplicas ou precursoros de um evento principal.



**Figura 5.2.** Esquema do processo de propagação aderência deslizamento (reproduzida de Doz , 1995)

### 5.2.1 Simulação da seqüência de terremotos e precursoros.

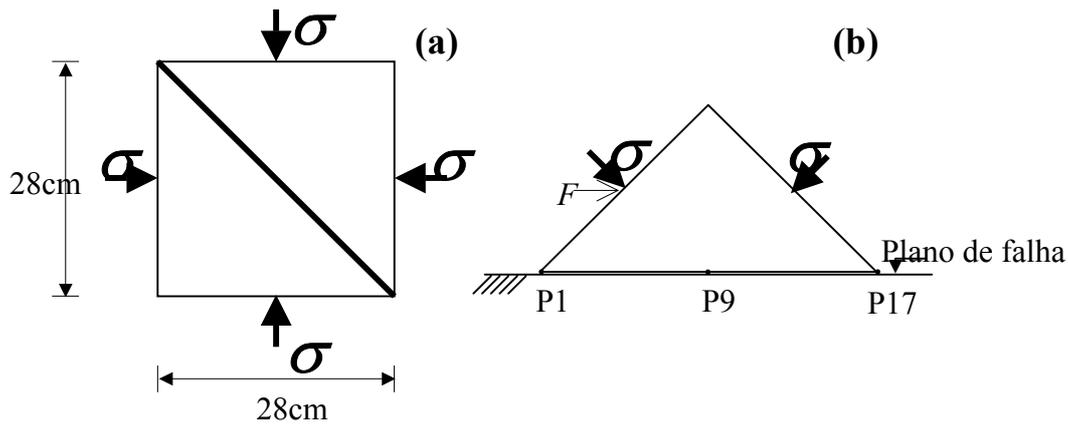
O processo de nucleação definido como um processo quase-estático para quase-dinâmico, observado em experimentos de laboratório ( ver por ex. Dieterich, 1978; Ohanaka et al. 1987) e reproduzidos numericamente por Dieterich (1979), Ruina (1983), Okubo e Dieterich (1983),

Dieterich (1992), não são passíveis de simulação no presente trabalho devido a que a lei de fricção que governa a ruptura da falha é considerada como sendo a simples lei de fricção de Coulomb ou fricção seca. Mas os fenômenos precursores, que também podem ser considerados como parte do processo de nucleação de um terremoto, são simulados e são mostrados como uma série de pequenos eventos produzidos pela instabilidade dinâmica local da propagação de ruptura da falha. Os exemplos numéricos a seguir apresentam características relevantes de fenômenos precursores antes de um evento principal.

O modelo numérico é baseado na suposição de que o material é homogêneo, isotrópico e elástico; o sistema é modelado em condições de estado plano de deformações e a interface de contato da falha pré-existente é considerada como sendo perfeita e essencialmente estável (isto é, não é permitida a penetração nem deformações plásticas entre as superfícies da interface), o coeficiente de fricção é constante e uniforme ao longo da falha.

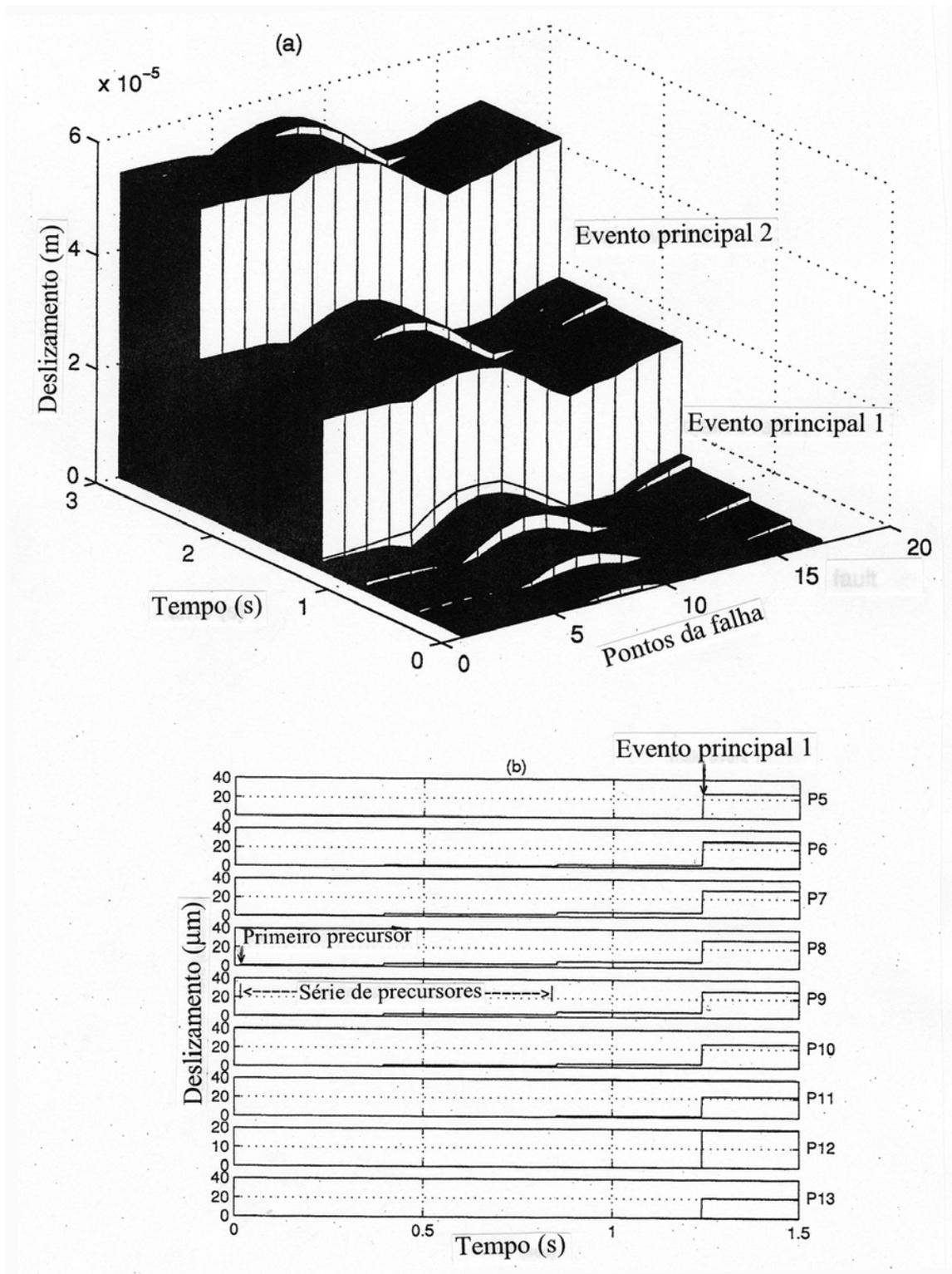
Inicialmente, as duas superfícies da falha pré-existente estão pressionadas entre elas devido a uma distribuição do esforço normal aplicada ao longo da falha. Este passo garante que a resistência de fricção na interface, dada pela Equação 3.11, seja suficientemente alta para impedir qualquer deslizamento prematuro quando as tensões de corte começam a incrementar. Logo o modelo é submetido a uma força externa horizontal para gerar esforços de corte ao longo da falha. Estes esforços de corte incrementam monotonicamente sem nenhum tipo de deslizamento até que, eventualmente, as tensão de corte em qualquer ponto da interface superem a resistência de fricção local produzindo-se deslizamento nesse ponto que pode propagar-se as áreas vizinhas. Desta maneira, o movimento de aderência-deslizamento que descreve o mecanismo de terremotos é simulado.

A representação numérica da série de precursores e a seqüência de terremotos é modelada utilizando um bloco de rocha de 28cm x 28cm x 2.5 cm com uma falha pré-existente ao longo de sua diagonal (Figura 5.3a). Este exemplo é similar ao modelo utilizado por Ohnaka et al. (1987) em estudos experimentais. O material da rocha tem um coeficiente de Poisson  $\nu = 0.25$ , massa específica  $\rho = 2.6 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$  e módulo de corte  $2 \times 10^4 \text{ Mpa}$ . Para simular o bloco da Figura 5.3a é utilizado um bloco triangular apoiado sobre uma superfície rígida (Figura 5.3b). O bloco é submetido a uma carga bi-axial de tal maneira que a distribuição de esforços normais ao longo da falha seja menor no centro da falha e máximo nos extremos da falha. Este foi feito com o objetivo de iniciar o rompimento ao redor do centro da falha e propagar-se aos extremos.

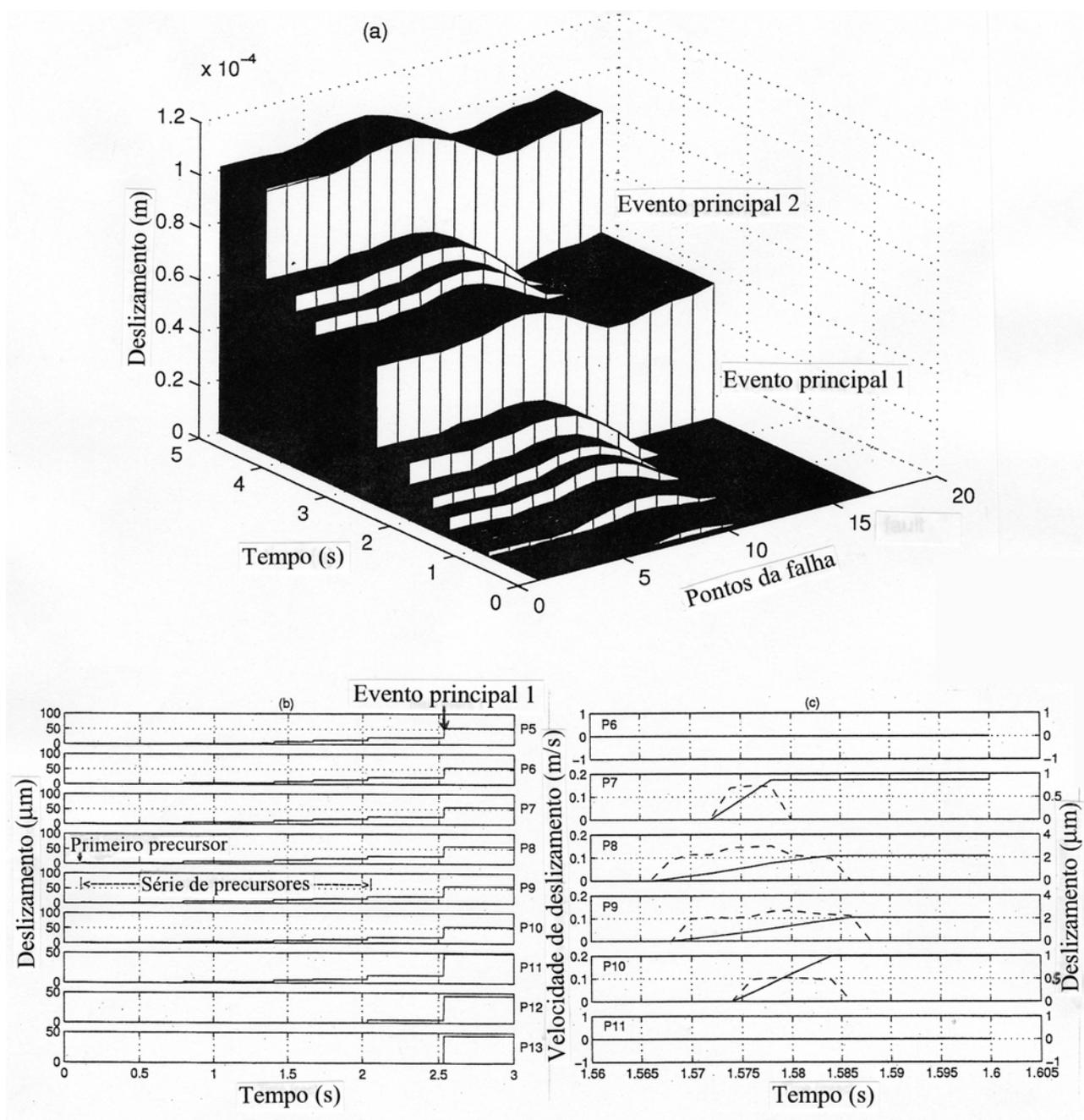


**Figura 5.3.** a) Esquema do bloco de rocha com uma falha simulada. As flechas indicam a direção das cargas. b) Bloco triangular sobre uma superfície rígida utilizada para simular o movimento de aderência-deslizamento. Este representa a metade do bloco mostrada em (a).  $F$  é a força móvel para gerar deslizamento.

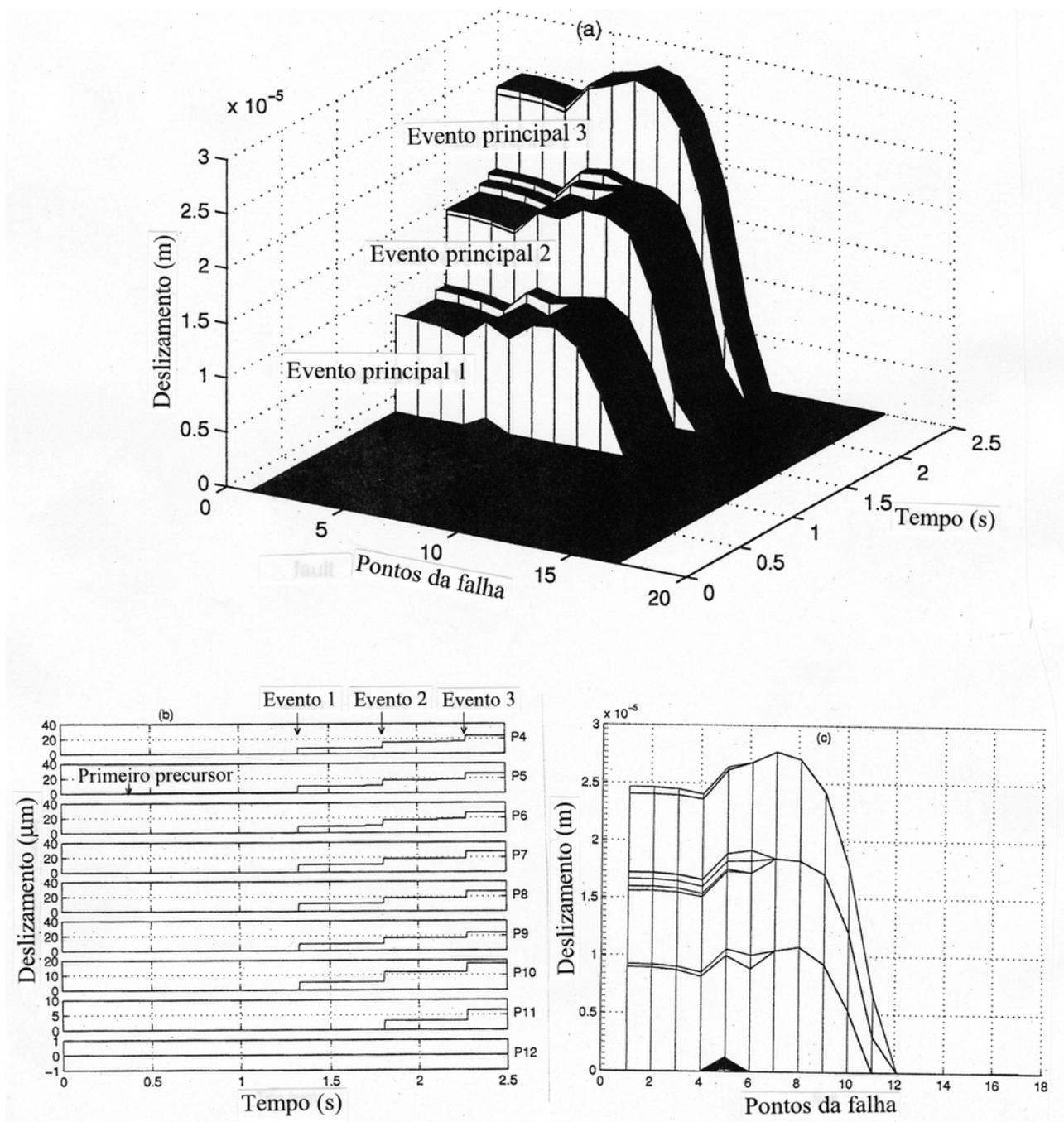
Uma série de experimentos numéricos foram desenvolvidos impondo movimento horizontal com velocidade constante de  $2.5 \times 10^{-5}$  m/seg. (força  $F$  da figura 5.3b) e uma tensão normal média de 3.6 Mpa. Para cada exemplo numérico foram utilizados diferentes coeficientes de fricção. Nas figuras de 5.4 a 5.7 mostram-se a distribuição dos deslizamentos ao longo da falha para valores de coeficiente de fricção de 0.55, 1.0, 3.0 e 5.0 respectivamente. Embora a lei constitutiva ao longo da falha é a simples lei de Coulomb, os resultados mostram detalhes do processo de nucleação da ruptura dinâmica associada com eventos principais de terremoto. O processo de nucleação é uma série de pequenos eventos gerados pela propagação de ruptura dinamicamente instável em pontos locais da falha. Estes pequenos eventos podem ser considerados como precursores. Observa-se que o processo de nucleação, que propaga-se bilateralmente, é compatível com os resultados de experimentos em laboratório (Fig. 5.8a) desenvolvidos por Ohnaka e Kuwahara (1990) e simulações numéricas (Fig. 5.8b) apresentadas por Ben-Zion e Rice (1997). Uma característica muito interessante observada nas Figuras 5.4 a 5.7, é a existência de uma série de eventos principais que acontecem periodicamente, cada evento principal é acompanhado pelos seus respectivos processos de nucleação. Nas Figuras 5.4b e 5.5b, observa-se em detalhe o processo de nucleação do primeiro evento principal representado por uma série de pequenos eventos (precursores); o processo de ruptura inicia-se ao redor do ponto P8. Na Figura 5.5c observa-se em detalhe o primeiro precursor do primeiro evento principal; a ruptura inicia-se no ponto P8 e propaga-se bilateralmente somente até os pontos P7 e P10.



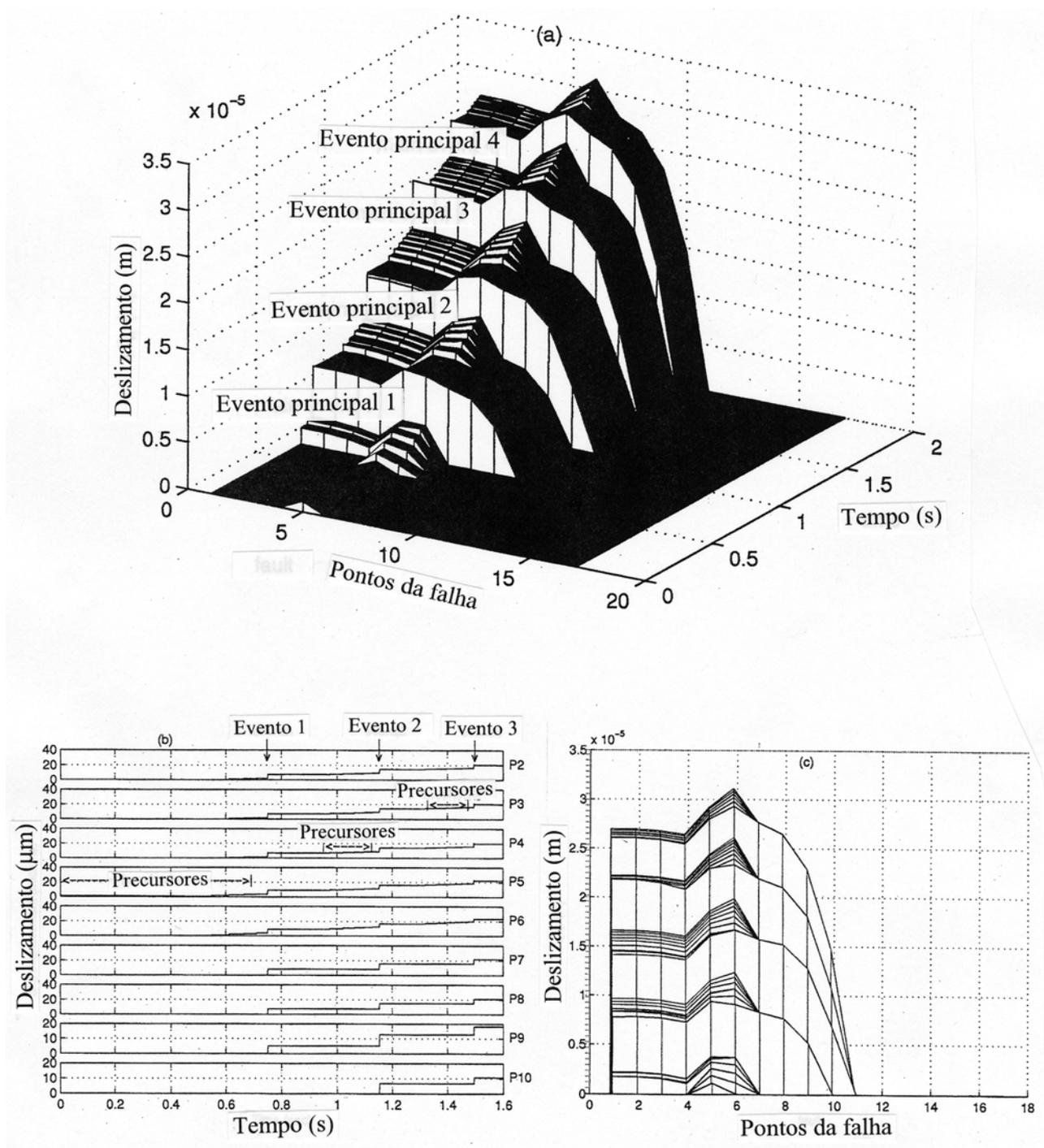
**Figura 5.4.** Distribuição de deslizamento ao longo da falha para um coeficiente de fricção igual a 0.55. A seqüência de eventos principais estão precedidas por pequenos eventos (precursores): a) Vista da distribuição de deslizamento em espaço e tempo dos dois primeiros principais eventos com seus respectivos percursos; b) Registro de deslocamentos do deslizamento dos nós P5 a P13 mostrando uma serie de precursores do primeiro evento principal.



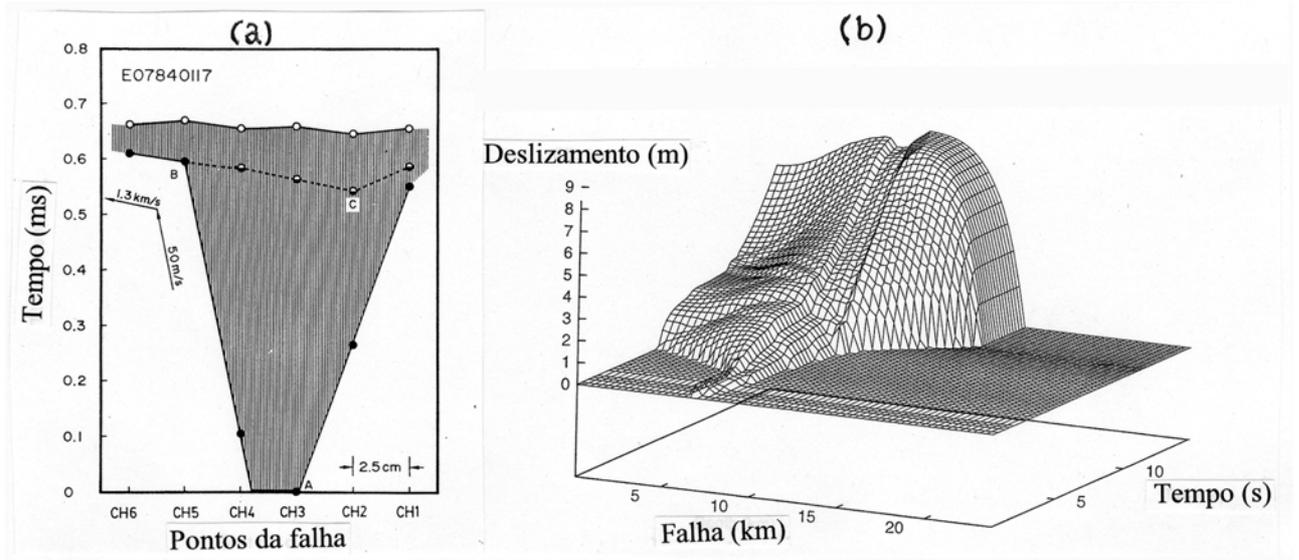
**Figura 5.5.** Distribuição do deslizamento ao longo da falha para um coeficiente de fricção igual a 1.00. A seqüência de eventos principais estão precedidas por pequenos eventos (precursores): a) Vista da distribuição de deslizamento em espaço e tempo dos dois primeiros principais eventos com seus respectivos precursoros; b) Registro do deslocamentos do deslizamento dos nós P5 a P13 mostrando uma serie de precursoros do primeiro evento principal; c) Detalhe do deslocamento do deslizamento (linhas sólidas) e da velocidade do deslizamento (linhas tracejadas) do primeiro precursor do primeiro evento principal



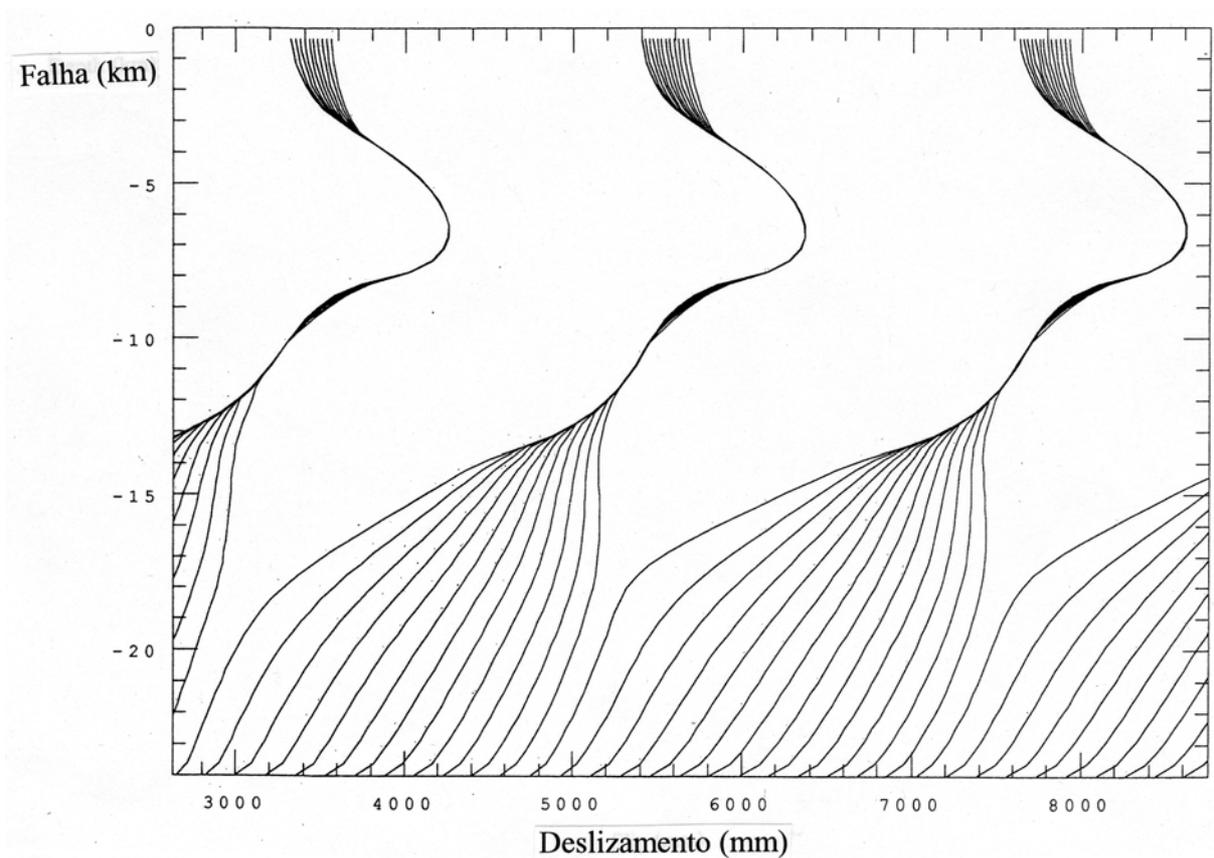
**Figura 5.6.** Distribuição de deslizamento ao longo da falha para um coeficiente de fricção igual a 3.0. A seqüência de eventos principais estão precedidas por pequenos eventos (precursores): a) Vista da distribuição de deslizamento em espaço e tempo de três principais eventos com seus respectivos percursores; b) Registro do deslocamentos do deslizamento dos nós P4 a P12; c) Perfil do deslizamento ao longo da falha mostrando a periodicidade dos principais eventos.



**Figura 5.7.** Distribuição de deslizamento ao longo da falha para um coeficiente de fricção igual a 5.0. A seqüência de eventos principais estão precedidas por pequenos eventos (precursores): a) Vista da distribuição de deslizamento em espaço e tempo de três principais eventos com seus respectivos percursores; b) Registro do deslocamentos do deslizamento dos nós P2 a P10; c) Perfil do deslizamento ao longo da falha mostrando a periodicidade dos principais eventos.



**Figura 5.8.** a) Processo de nucleação observado em experimentos de laboratório desenvolvidos por Ohanka e Kuwahara (1990); b) Processo de nucleação observado em simulações numéricas apresentadas por Ben-Zion e Rice (1997).



**Figura 5.9.** Perfil de ciclos de terremotos desenvolvidos por Ben-Zion e Rice (1995)

Nas Figuras 5.4 e 5.5, para coeficientes de fricção 0.55 e 1.00 respectivamente, observa-se que a propagação da ruptura nos eventos principais acontecem ao longo de toda a falha; enquanto que nas Figuras 5.6 e 5.7, para coeficientes de fricção 3.00 e 5.00 respectivamente, a propagação de ruptura dos eventos principais acontece somente num setor do lado esquerdo da falha. Este fenômeno acontece porque a distribuição de resistência da falha não é uniforme, embora seja utilizado coeficiente de fricção uniforme ao longo da falha. Em virtude do tipo de carregamento, a distribuição dos esforços normais ao longo da falha não é uniforme e varia com o tempo, incrementando-se no lado direito da falha e diminuindo no lado esquerdo. Como a resistência de corte da falha é proporcional as forças normais, a resistência é maior no lado direito e menor no lado esquerdo. Portanto, quanto maior o coeficiente de fricção, o início da ruptura é retardado e a distribuição não uniforme de esforços normais é mais ressaltante, tornando-se mais fraco o lado esquerdo da falha e mais forte o lado direito. Desta maneira, quando a ruptura acontece, a tendência da ruptura é de propagar-se para o lado mais fraco da falha (lado esquerdo) e parar no lado mais forte (lado direito).

Nas Figuras 5.6c e 5.7c, graficam-se os perfis dos deslizamentos ao longo da falha com o objetivo de mostrar os ciclos dos terremotos e seu processo de nucleação (precursores) de cada evento principal. Estas características de seqüência de terremotos são qualitativamente compatíveis com o trabalho mostrado por Ben-Zion e Rice (1995) onde é analisado o processo de deslizamento dinâmico de uma falha (Figura 5.9)

### **5.2.2 Simulação da seqüência de terremotos e movimentos sísmicos.**

Como mostrado no item anterior, o modelo numérico utilizado simula satisfatoriamente o processo de aderência-deslizamento e a seqüência de terremotos. Desta vez, simula-se a seqüência de terremotos e analisa-se os movimentos sísmicos causados pelos terremotos.

Como uma continuação do trabalho desenvolvido por Doz (1995) e Doz e Riera (1995), modela-se o fenômeno de aderência-deslizamento ao longo de uma falha pré-existente em condições reais, isto é, o problema é enfrentado em escala real com o objetivo de simular a seqüência de terremotos e os movimentos sísmicos gerados por eles. O fenômeno é estudado sob as seguintes características:

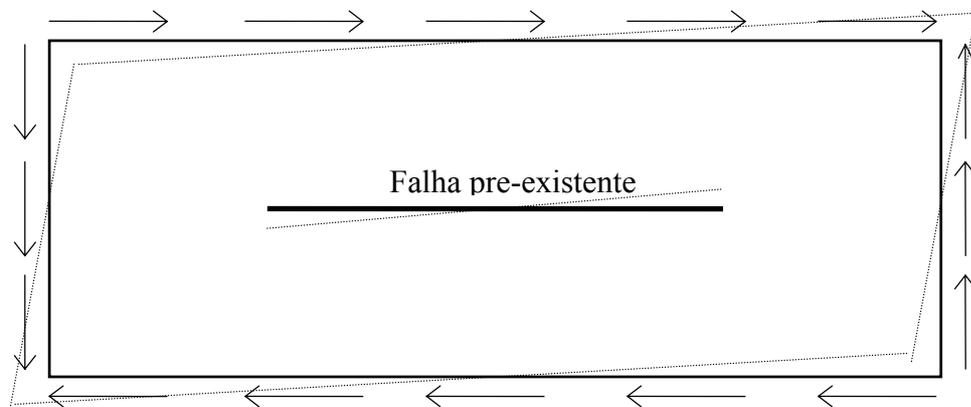
- Considera-se o meio contínuo em estado plano de deformações com uma falha pré-existente (Fig. 3.3). Para facilitar a simulação numérica, define-se uma área limitada de forma retangular (linha pontilhada da Figura 3.3).

-As condições de contorno artificial são modeladas utilizando os contornos absorventes descritos no capítulo 3 e expressos pela Equação 3.6. Com estas condições, a propagação das ondas, originada pelo repentino deslizamento da falha pré-existente, são absorvidas nos contornos artificiais, evitando desta maneira o reflexo das ondas.

- Considera-se que a falha pré-existente dentro da superfície S está constituída por duas superfícies adjacentes e pressionadas entre elas.

- O material é homogêneo, isotrópico e elástico.

- O sólido elástico deforma-se lentamente com o tempo em estado de corte puro, como mostrado na Figura 5.10.



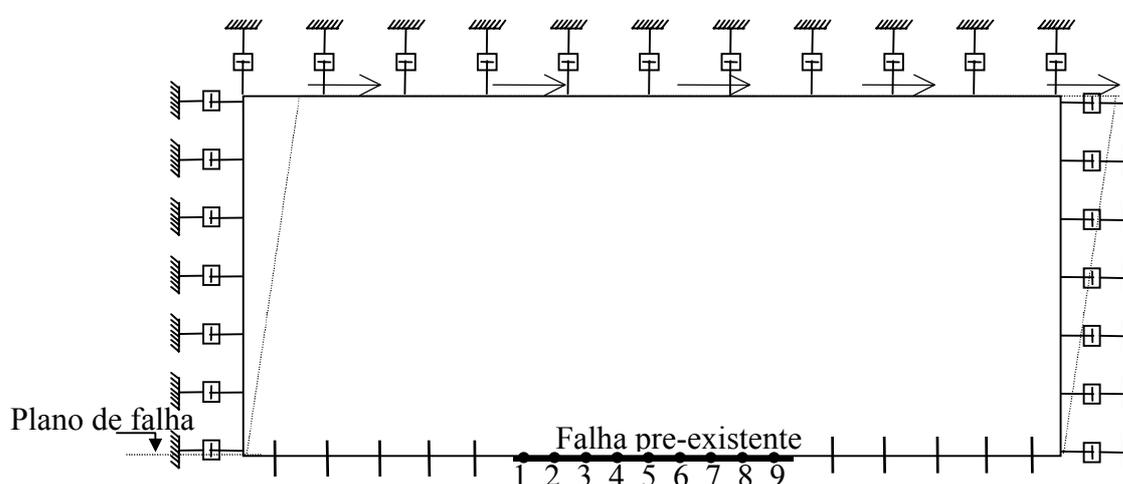
**Figura 5.10.** Representação do modelo deformado em corte puro.

- Inicialmente os dois lados da falha estão pressionados entre eles devido a uma força normal pré-existente. O material da interface entre as superfícies da falha é considerado essencialmente estável, isto é, não é permitida a penetração nem a deformação plástica. Devido a existência da incerteza que existe no deslizamento em rochas, considera-se que o deslizamento da falha pré-existente está governado pela simples lei de Coulomb ou fricção seca descrita no item 4.1.

-O sólido da Figura 5.10 primeiramente é submetido a compressão devido a 10% do seu peso próprio. Este passo gera uma distribuição de tensões normais ao longo da falha que garante que a resistência de fricção na interface, dada pela Equação 4.1, seja suficientemente alta para prever qualquer deslizamento prematuro quando as tensões de corte começam a incrementar. A seguir, o modelo é submetido a movimentos horizontais externos para simular corte puro. Desta maneira, as tensões de corte ao longo da falha incrementam monotonicamente sem nenhum tipo de

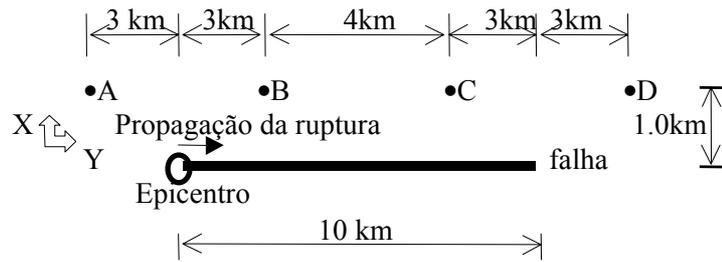
deslizamento até que, eventualmente, a tensão de corte em qualquer ponto da interface supere a resistência de fricção local produzindo-se deslizamento nesse ponto que pode propagar-se as áreas vizinhas, causando repentinas quedas de tensão associadas com importantes deslocamentos. É observado que os deslizamentos são acompanhados por vibrações normais ao longo da falha. Desta forma o mecanismo é simulado junto com a propagação de ondas no meio geradas pelas repentinas quedas de tensão ao longo da falha.

- O modelo da Figura 5.10 é simétrico em relação ao plano de falha. Uma vez que a aplicação da carga é antissimétrica, somente a metade do modelo pode ser considerado na simulação como mostrado na Figura 5.11.



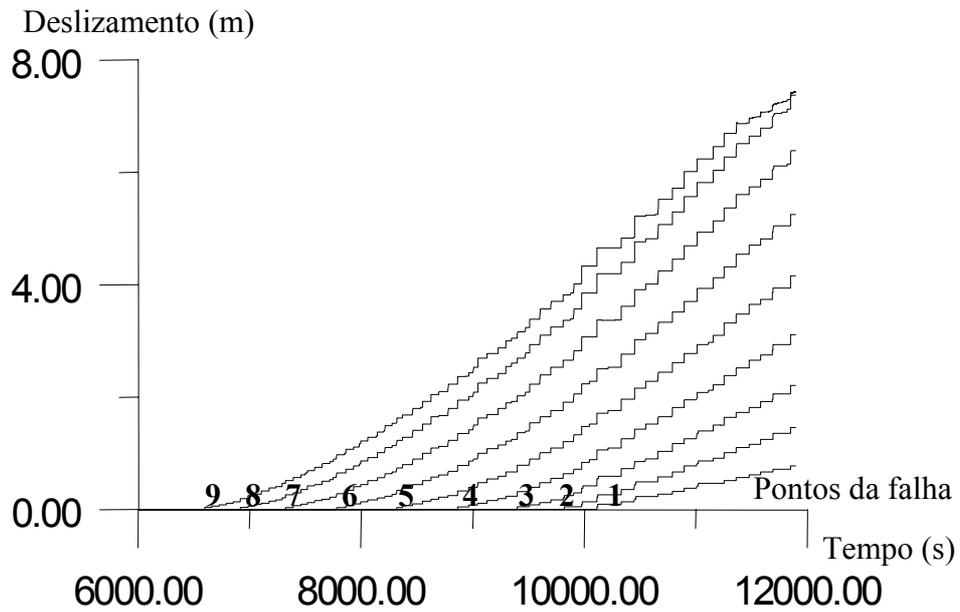
**Figura 5.11.** Modelo utilizado para simular o movimento de aderência-deslizamento ao longo da falha pré-existente. As linhas pontilhadas representam a deformação do modelo em corte puro. As barras verticais nos lados da falha pré-existente simulam a anti-simetria do modelo. Os amortecedores nos contornos artificiais são os contornos absorventes.

Aplica-se o modelo acima mencionado a um exemplo numérico com o objetivo de simular o movimento de aderência-deslizamento e os movimentos sísmicos causados pelo terremoto. O exemplo também é utilizado para visualizar os efeitos da direção de propagação da ruptura no movimento sísmico. Para ilustrar estes efeitos, os pontos A, B, C e D, localizados perto da falha (Figura 5.12), são considerados como estações de registro.

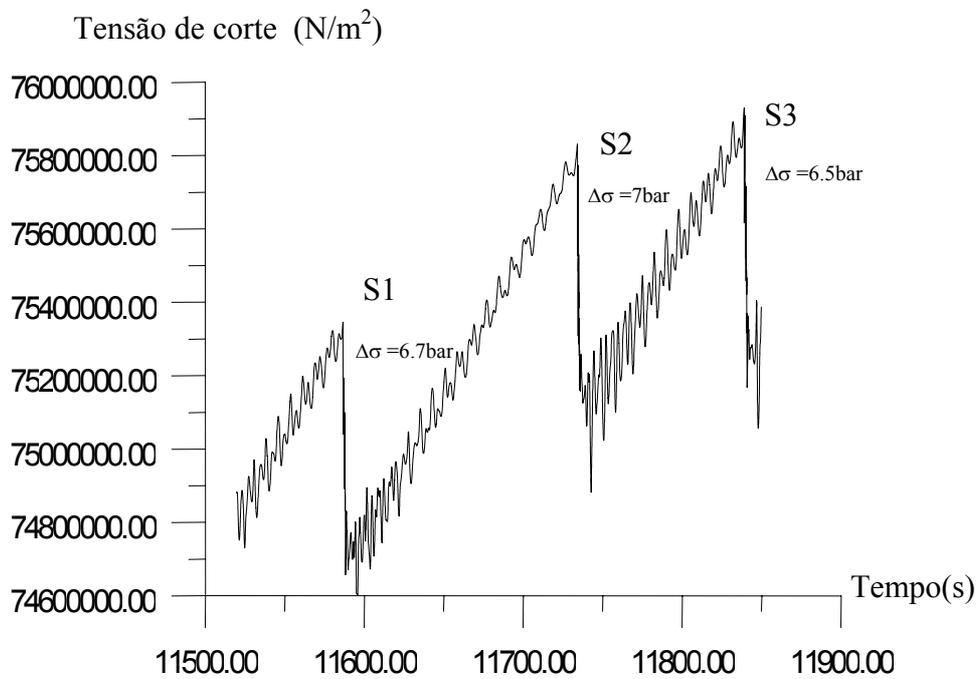


**Figura 5.12.** Esquema que mostra a localização do início da ruptura (hipocentro), direção da propagação da ruptura e a distribuição das estações de registro hipotéticas A, B, C e D.

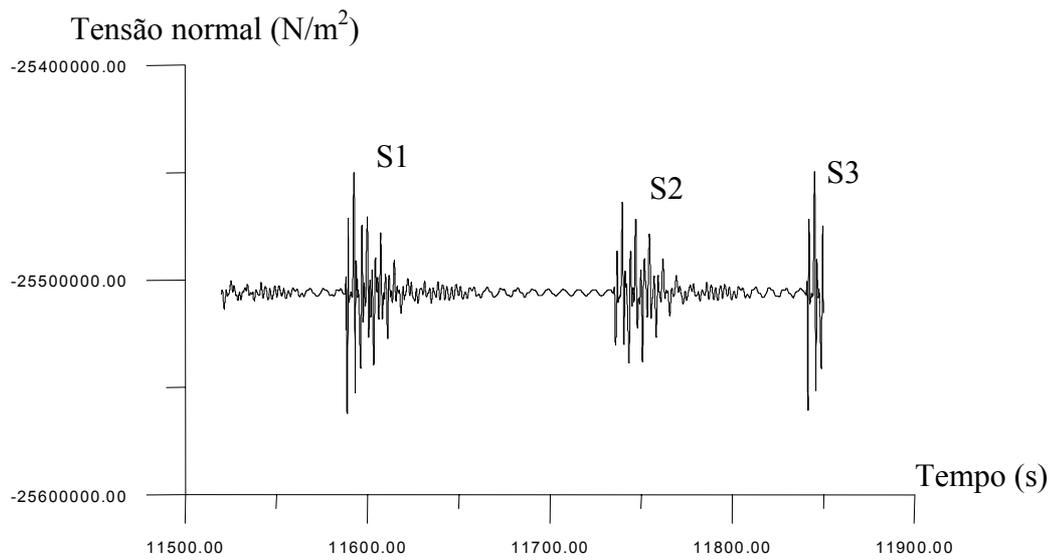
O modelo é um bloco de dimensões 30km x 10km x 1km (Fig. 5.11). Com um comprimento de falha de 10km, módulo de elasticidade longitudinal  $E = 7 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ , coeficiente de Poisson  $\nu = 0.25$  e massa específica  $\rho = 2.6 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ . É imposto um movimento horizontal com velocidade constante de  $4.0 \times 10^{-3} \text{ m/s}$  ao longo da parte superior dos contornos artificiais do modelo com o objetivo de simular corte puro (Figura 5.10). O processo de deslizamento dos nós da falha pré-existente é mostrada na Figura 5.13. O deslizamento inicia-se no nó 9. Desde o início da ruptura até aproximadamente 10100 segundos, o processo de ruptura é lento, mostrando-se pequenos eventos de movimentos aderência-deslizamento durante o processo. Aproximadamente depois de 10100 segundos, quando a ruptura lenta chega ao extremo esquerdo da falha (nó 1), acontecem eventos principais acompanhados com deslizamentos propagando-se em toda a falha. Este processo é repetido caracterizando seqüência de terremotos. Na Figura 5.14 mostra-se a média das tensões de corte ao longo da falha de três principais eventos em seqüência; estes eventos estão acompanhados por importantes vibrações normais ao plano da falha, associados com oscilações das tensões normais (Fig. 5.15). O deslizamento final médio dos três eventos é mostrados na Figura 5.16. Com o objetivo de mostrar a propagação da ruptura de um evento em detalhe, elege-se o evento S1 como representativo. O evento S1 (Fig. 5.17) apresenta características muito interessantes: a ruptura inicia-se ao mesmo tempo nos nós 1 e 2 e propaga-se na direção do nó 9, este fato sugere a interação de dois sub-eventos, desta maneira, a contribuição dos dois sub-eventos gera o evento principal S1. A velocidade de propagação de ruptura é variável, da Figura 5.17 observa-se que entre os nós 1 e 3 a velocidade é subsônica de aproximadamente 3km/seg, para logo alcançar velocidades supersônicas de aproximadamente 5km/seg.



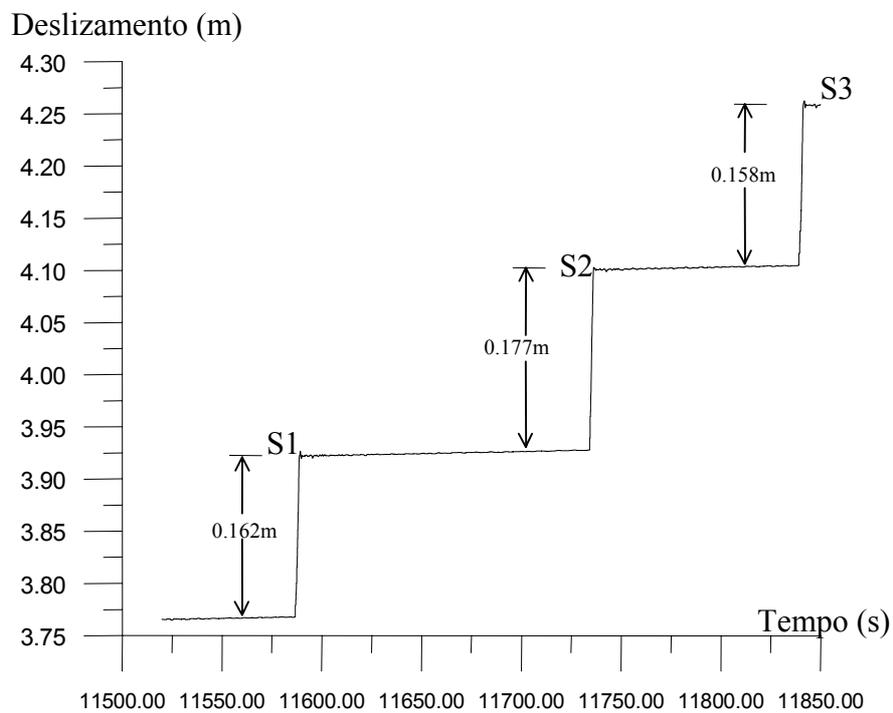
**Figura 5.13.** Evolução do deslizamento dos nós da falha pré-existente.



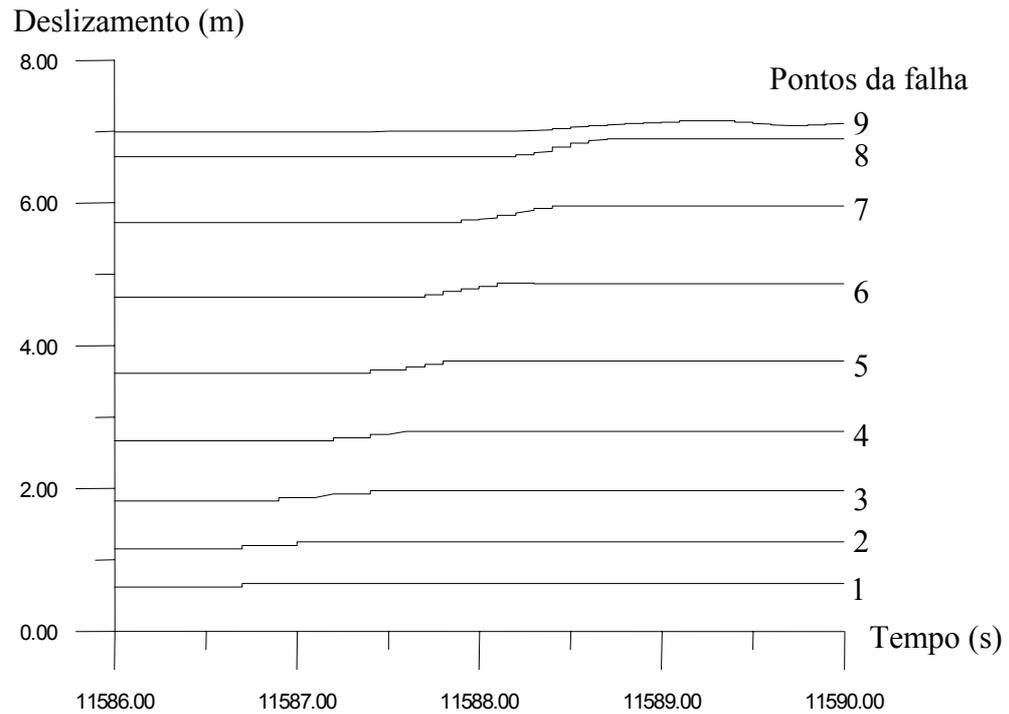
**Figura 5.14.** Evolução da tensão de corte média ao longo da falha pré-existente.



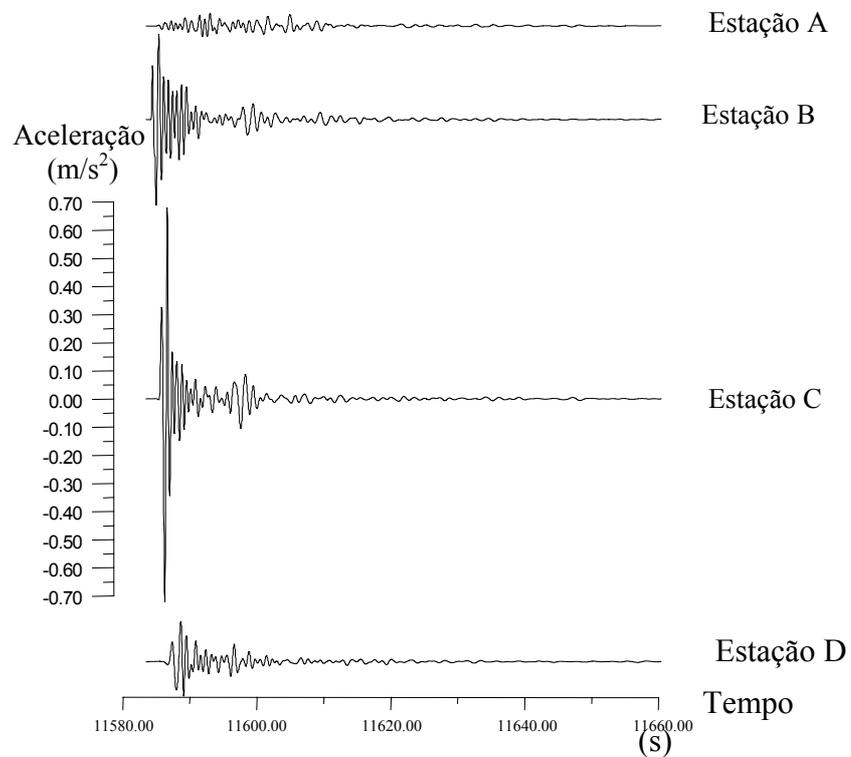
**Figura 5.15.** Evolução da tensão normal média ao longo da falha pré-existente.



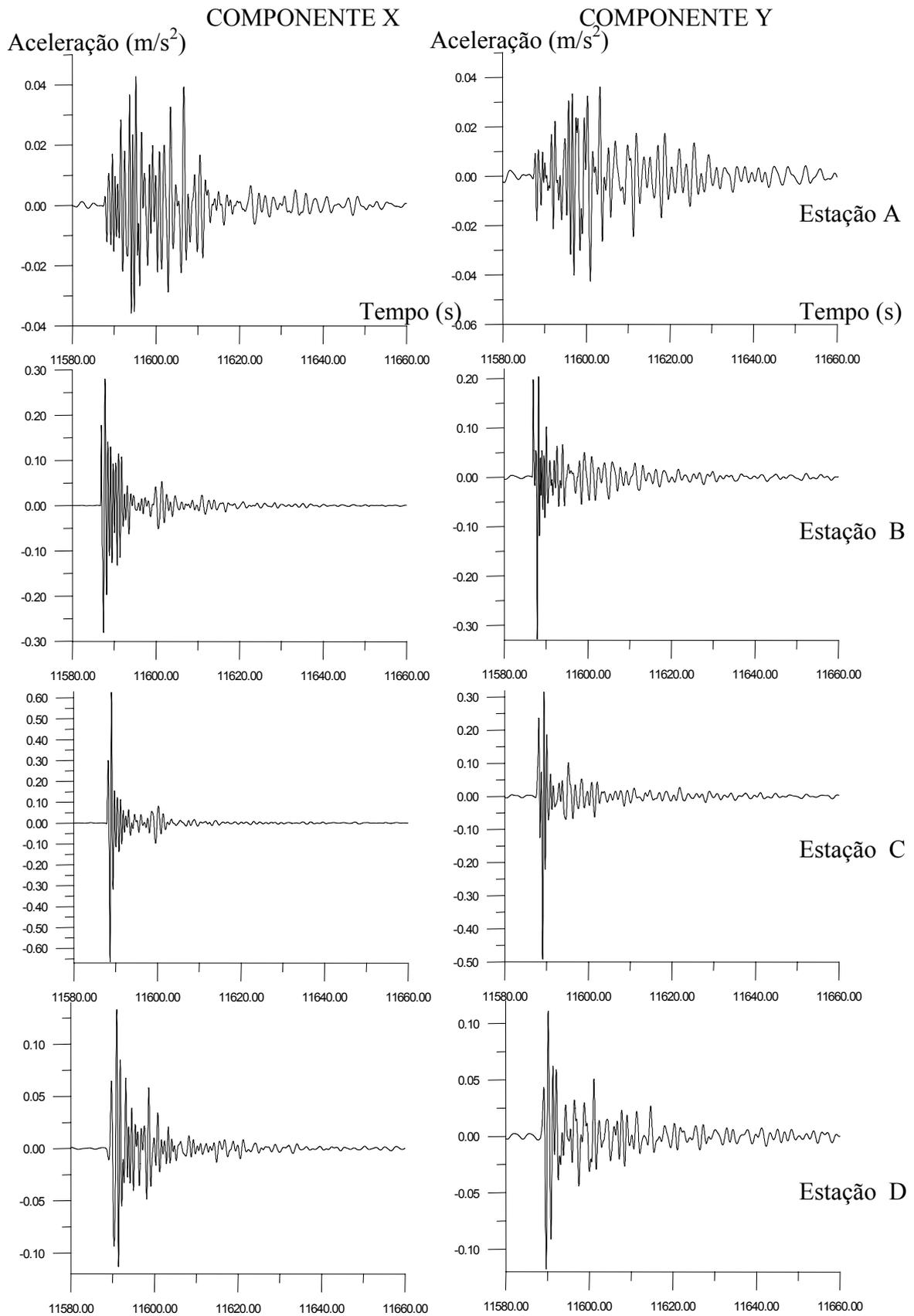
**Figura 5.16.** Deslizamento médio final dos três eventos principais (curva tempo-deslocamento médio).



**Figura 5.17.** Detalhe da propagação de ruptura do evento S1 (curva de tempo-deslocamento de cada nó ao longo da falha).



**Figura 5.18.** Componente vertical (direção X) de aceleração das estações A, B, C e D perto da falha.



**Figura 5.19.** Componente vertical e horizontal dos registros de aceleração das estações A, B, C e D.

Com a intenção de mostrar os efeitos de direcionalidade da propagação de ruptura nos movimentos sísmicos do evento S1, na figura 5.18 é graficada a componente vertical dos registros de aceleração das estações hipotéticas A, B, C e D (na Figura 5.12 mostra-se a localização destas estações). A ruptura inicia-se no lado esquerdo da falha. A estação A, que está localizada na direção oposta a propagação da ruptura, mostra picos de aceleração pequenos e de duração longa. Os picos de aceleração altos e duração curta são observados nas estações B e C que estão localizadas na direção da propagação da ruptura e a 1.00km da falha. A estação D, embora seja a estação mais distante do epicentro, mostra altos picos de aceleração e duração curta em relação à estação A, mas picos baixos em relação as estações B e C. Este fenômeno é devido aos efeitos da direção da propagação da ruptura. As características do registro de aceleração da estação A, são devidas ao fato de que ela se encontra na direção oposta a propagação da ruptura; e as características do registro das outras estações são pelo fato de estarem localizadas na direção de propagação da ruptura. Na Figura 5.19 graficam-se as componentes verticais (direção X) e componentes horizontais (direção Y) das acelerações registradas nas estações A, B, C e D.

Os três eventos mostrados na Figura 5.14, podem ser caracterizados em termos do momento sísmico ( $M_0$ ), queda de tensão ( $\Delta\sigma$ ) e magnitude ( $M$ ) através das seguintes expressões (Aki e Richards, 1980),

$$M_0 = \mu Au \quad (5.2)$$

onde  $\mu = 2.8 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$  é o módulo de corte,  $A = 1 \times 10^7 \text{ m}^2$  área da falha,  $u$  o deslizamento final médio. A deformação média ao longo da falha pode ser dada como  $u/L$  (onde  $L = 1 \times 10^4 \text{ m}$ , é o comprimento da falha). Da lei de Hooke pode-se obter a queda de tensão (Beresnev e Atkinson, 1997)

$$\Delta\sigma = \mu u/L \quad (5.3)$$

substituindo o valor de  $u$  da Equação 5.3 dentro da Equação 5.2 tem-se:

$$M_0 = \Delta\sigma LA \quad (5.4)$$

A magnitude pode ser obtida da expressão (Riera et al, 1987),

$$M = 0.6536(\log Mo - 15.51 - 0.483X) \quad (5.5)$$

onde  $X = 0$  (terremoto interplacas) e  $X = 1$  (terremoto intraplacas)

A queda de tensão mostrada na Figura 5.14 pode ser considerada como a queda de tensão dinâmica ( $\Delta\sigma_d$ ). A queda de tensão definida pela Equação 5.3 é definida como a queda de tensão estática ( $\Delta\sigma_s$ ) (Anderson, 1997). Portanto, obtendo o deslizamento médio  $u$  de cada evento da Figura 5.16 ( $u_1 = 0.162\text{m}$ ,  $u_2 = 0.177\text{m}$ ,  $u_3 = 0.158\text{m}$ ) a queda da tensão estática  $\Delta\sigma_s$  da Eq. (5.3) pode ser calculada:  $\Delta\sigma_{s1} = 4.536 \text{ bar}$ ,  $\Delta\sigma_{s2} = 4.956 \text{ bar}$ ,  $\Delta\sigma_{s3} = 4.424 \text{ bar}$

Os momentos sísmicos  $Mo$  da equação 5.4 são calculados como sendo:  $Mo_1 = 4.536 \times 10^{23}$  Dina-cm,  $Mo_2 = 4.956 \times 10^{23}$  Dina-cm,  $Mo_3 = 4.424 \times 10^{23}$  Dina-cm.

E através da Equação 5.5, as magnitudes  $M$  são:  $M_1 = 5.32$ ,  $M_2 = 5.33$ ,  $M_3 = 5.32$  (para terremoto interplaca) e  $M_1 = 5.01$ ,  $M_2 = 5.03$ ,  $M_3 = 5.00$  (para terremoto intraplaca)

Por outro lado, utilizando a queda de tensão dinâmica  $\Delta\sigma_d$  (Figura 5.14) dos três eventos ( $\Delta\sigma_{d1} = 6.7 \text{ bar}$ ,  $\Delta\sigma_{d2} = 7.0 \text{ bar}$ ,  $\Delta\sigma_{d3} = 6.5 \text{ bar}$ ), os momentos sísmicos (Eq. 5.4) e magnitude (Eq. 5.5) de cada evento podem ser obtidos:

$Mo_1 = 6.7 \times 10^{23}$  Dina-cm,  $Mo_2 = 7.0 \times 10^{23}$  Dina-cm,  $Mo_3 = 6.5 \times 10^{23}$  Dina-cm  
 $M_1 = 5.44$ ,  $M_2 = 5.45$ ,  $M_3 = 5.43$  (para terremoto interplaca) e  $M_1 = 5.12$ ,  $M_2 = 5.13$ ,  $M_3 = 5.11$  (para terremoto intraplaca)

Avaliando os momentos sísmicos ( $Mo$ ) e magnitude ( $M$ ), calculados utilizando as quedas de tensão estática e dinâmica dos três movimento sísmico, estes eventos podem ser caracterizados como terremotos pequenos.

A média da queda de tensão dinâmica  $\Delta\sigma_d$ , observada no processo de ruptura, é maior que a média da queda de tensão estática  $\Delta\sigma_s$ , a diferença é de aproximadamente  $\Delta\sigma_d = 1.5\Delta\sigma_s$ . O valor da queda de tensão estática  $\Delta\sigma_s$ , calculada através da equação 5.3, pode ser ainda menor porque, na realidade, o módulo de corte  $\mu$  durante o deslizamento pode ter valores menores de que quando a rocha está intacta (Beresnev e Atkinson, 1997). Isto sugere que a diferença entre a queda de tensão dinâmica e estática pode ser ainda maior que a obtida. Anderson (1997) considera que  $\Delta\sigma_d$  deve satisfazer a condição  $\Delta\sigma_d > 2\Delta\sigma_s$ .

Os resultados numéricos obtidos mostram que o modelo é capaz de reproduzir o fenômeno de aderência-deslizamento como um mecanismo de geração dos terremotos e da seqüência de

terremotos. Os movimentos sísmicos gerados pelos terremotos mostram características similares a terremotos reais. Os efeitos da direcionalidade de propagação da ruptura de terremotos reais foram analisados por Somerville et al. (1997). Estes efeitos são satisfatoriamente reproduzidos nos resultados numéricos obtidos pelo modelo.

### 5.3 Simulações do mecanismo da fonte da falha de um terremoto.

A aplicação do modelo para simular o movimento de aderência-deslizamento, como o possível mecanismo da seqüência de terremotos, leva a resultados satisfatórios. No entanto, para a simulação de um único sismo real seria necessária a utilização de uma falha suficientemente densa para modelar adequadamente o efeito de aderência-deslocamento, mas devido à impossibilidade do ponto de vista computacional isto é impossível, portanto deve-se recorrer a critérios constitutivos da falha, válidos numa certa macro-escala. Além disso, para a simulação de um terremoto conhecido, é necessário a especificação de parâmetros previamente estabelecidos, estes parâmetros podem ser: comprimento da falha, resistência da falha, quedas de tensão, localização de asperezas, localização do hipocentro, etc. que são parâmetros previamente obtidos das análises dos movimentos sísmicos registrados e das observações no lugar onde aconteceu o terremoto. Neste sentido, o processo de simulação de um terremoto é como segue:

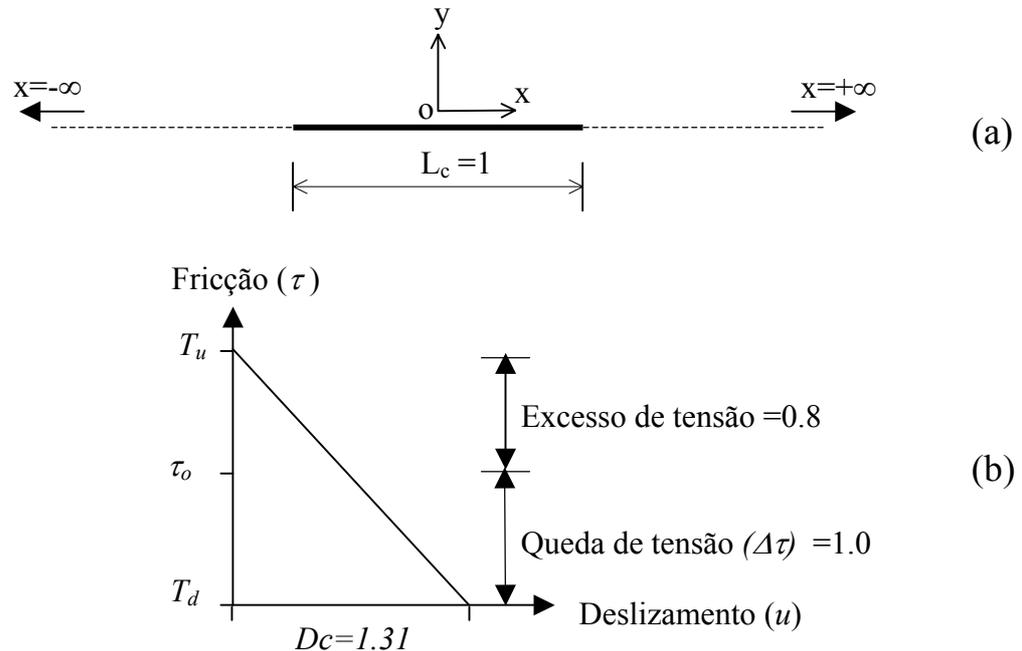
- Modelar-se o meio contínuo com uma falha pré-existente da mesma forma que foi utilizada anteriormente (Figura 3.3), isto é, considera-se estado plano de deformações e utiliza-se contornos absorventes nos contornos artificiais.
- Com o objetivo de representar um terremoto mais realista, utiliza-se o modelo de fricção dependente do deslizamento “*slip-weakening model*” descrito no item 4.2 e representado através da Equação 4.6. Este modelo é atualmente amplamente utilizado na simulação dinâmica do processo de ruptura de uma falha (ver por ex. Day, 1982a,1982b; Olsen et al. 1997; Fukuyama e Madariaga 1998; Harris e Day 1999).
- Define-se como ingresso de dados os parâmetros que envolvem o modelo de fricção dependente do deslizamento descritos na Figura 4.1b, isto é, os níveis de tensões iniciais ( $\tau_o$ ), tensão última ( $T_u$ ), tensão final ou tensão de fricção dinâmica ( $T_d$ ) e o deslizamento crítico ( $D_c$ ). O nível de tensões descritos na Figura 4.1b são absolutos. Considerando-se que os movimentos que geram o movimento sísmico são causados pela queda de tensão ( $\Delta\tau = \tau_o - T_d$ ), o  $\Delta\tau$  é a tensão efetiva que atua ao longo da falha. Neste sentido, considera-se que o nível de tensões iniciais  $\tau_o$  encontra-se no nível

zero; portanto, para a simulação necessita-se especificar unicamente os parâmetros de excesso de tensão  $S_e$  (Eq. 4.8), queda de tensão  $\Delta\tau$  (Eq. 4.9) e o deslizamento crítico  $D_c$  ao longo da falha.

- Um fator muito importante na simulação de ruptura da falha são as condições para iniciar a propagação de ruptura da falha. Para isso, considera-se uma região limitada da falha pré-existente (que pode ser considerado como o hipocentro do terremoto) e submete-se quedas de tensão  $\Delta\tau$ . Este passo permite a criação de tensões tangenciais que crescem monotonicamente sem nenhum deslizamento ao longo da falha até que, eventualmente, superem a resistência da falha (Tensão última  $T_u$ ) e o deslizamento acontece. Uma vez que o deslizamento acontece, as tensões passam a ser governadas pela lei de fricção dependente do deslizamento (Eq. 4.6), isto é, as tensões decaem gradativamente seguindo a inclinação dada pela Figura 4.1b até chegar aos níveis de tensões finais ( $T_d$ ).

- As zonas de aspereza são definidas como as áreas de maior queda de tensão.

**Exemplo.** Com o objetivo de comparar os resultados numéricos com resultados apresentados na literatura especializada, como exemplo numérico simula-se o processo de ruptura de uma falha resolvida numericamente por Andrews (1976), cujas características mostram-se na Figura 5.20.



**Figura 5.20.** a) Falha teórica que se projeta até o infinito. O processo de ruptura inicia-se no meio da falha e propaga-se bilateralmente; b) Modelo de fricção dependente do deslizamento utilizado na simulação dinâmica.

Considera-se que a falha é homogênea com os parâmetros especificados na Figura 5.20b. A ruptura inicia-se no meio da falha e propaga-se bilateralmente ao longo do eixo  $x$ . Uma vez que a ruptura se propaga esta não para. Supõe-se que a propagação da ruptura inicia-se em uma região limitada da falha considerada como zona crítica caracterizada por um comprimento crítico dado pela expressão (Andrews, 1976):

$$L_c = \frac{8\mu(\lambda + \mu)G}{\pi(\lambda + 2\mu)(\tau_o - T_d)^2} \quad (5.6)$$

onde  $\lambda$  e  $\mu$  são as constantes de Lamé,  $L_c$  é o comprimento crítico e  $G$  é a energia superficial de fratura efetiva dada por:

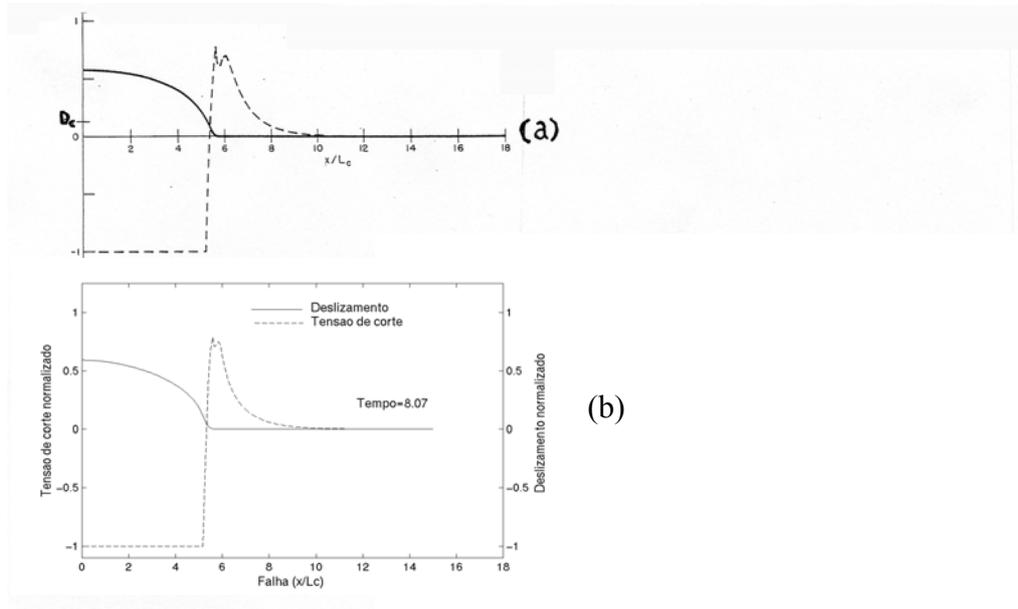
$$G = \frac{1}{4}(T_u - T_d)D_c \quad (5.7)$$

O cálculo computacional é desenvolvido normalizando os seguintes parâmetros (Andrews, 1976):

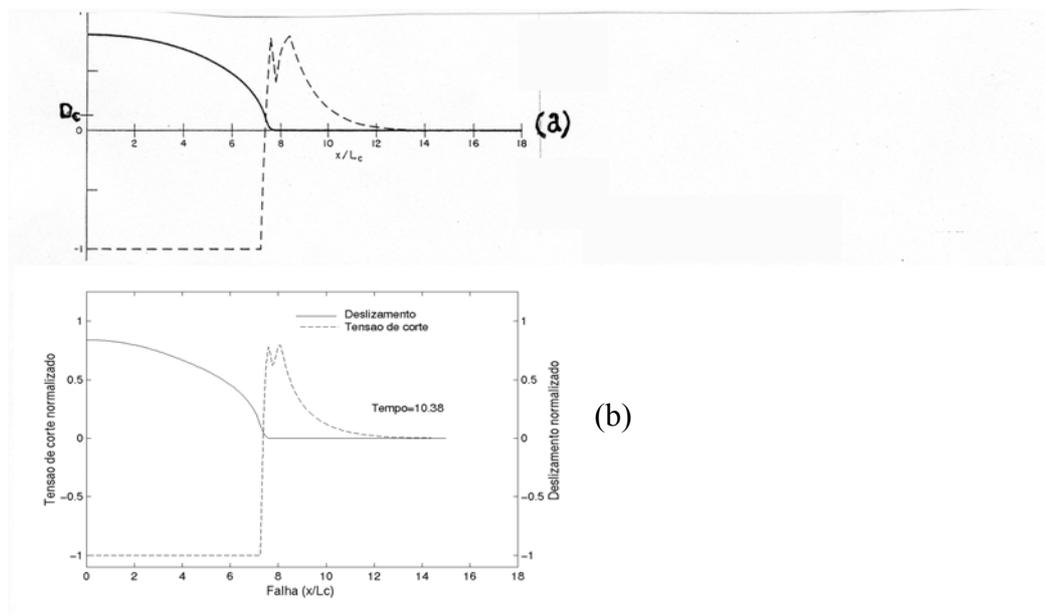
- Tensão de corte ao longo do plano da falha:  $\tau' = \tau / \Delta\sigma$ ,
- Eixo  $x$  paralelo ao plano da falha:  $x' = x / L_c$ ,
- Tempo :  $t' = t\beta / L_c$ ,
- Deslizamento:  $u' = u\mu / L_c\Delta\sigma$ ,
- Velocidade do deslizamento:  $v' = v\mu / \beta\Delta\sigma$ ,

Supõe-se que o coeficiente de Poisson é 0.25, portanto  $\alpha / \beta = \sqrt{3}$ . Considera-se que  $\mu=1$ ,  $\Delta\sigma=1$ ,  $\beta=1$ ,  $\alpha = \sqrt{3}$ ,  $L_c=1$ , densidade  $\rho=1$ ,  $\Delta x=0.1L_c$  (comprimento do lado de um elemento cúbico) e além disso considera-se o caso em que  $(T_u - \tau_o) / \Delta\sigma = 0.8$  que utilizando as equações 5.6 e 5.7 obtém-se um deslizamento crítico normalizado de  $D_c=1.31$ .

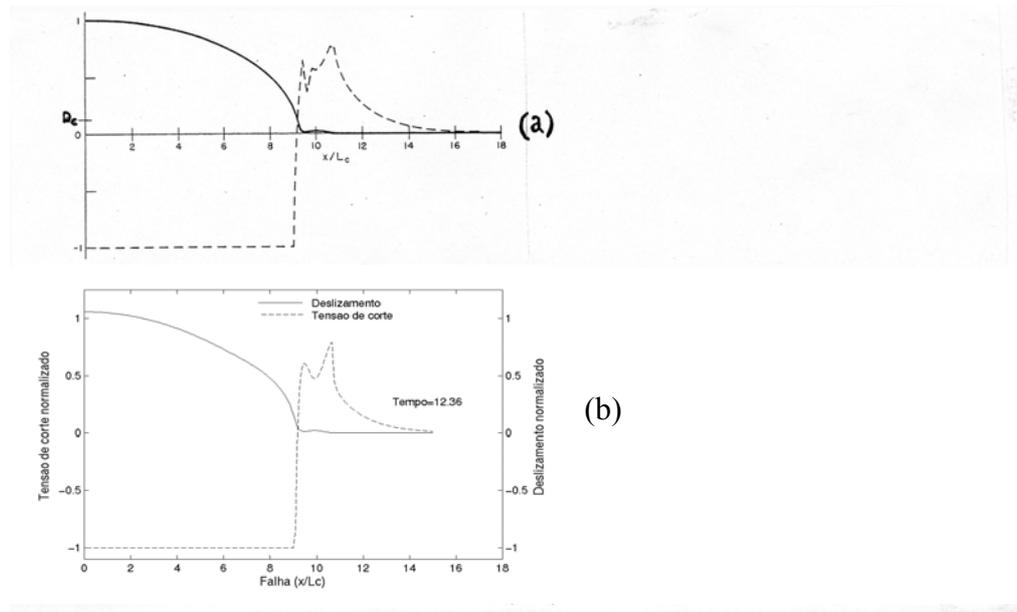
Nas figura 5.21-5.24 mostra-se os resultados de Andrews (1976) e do presente trabalho da distribuição do deslizamento e as tensões de corte ao longo da falha nos instantes de tempo 8.07, 10.38, 12.36 e 14.34 respectivamente. Observa-se que os picos das tensões de corte na frente de ruptura, os picos das tensões de corte associadas com as ondas S, assim como os deslizamentos, ajustam-se satisfatoriamente como a solução apresentada por Andrews (1976).



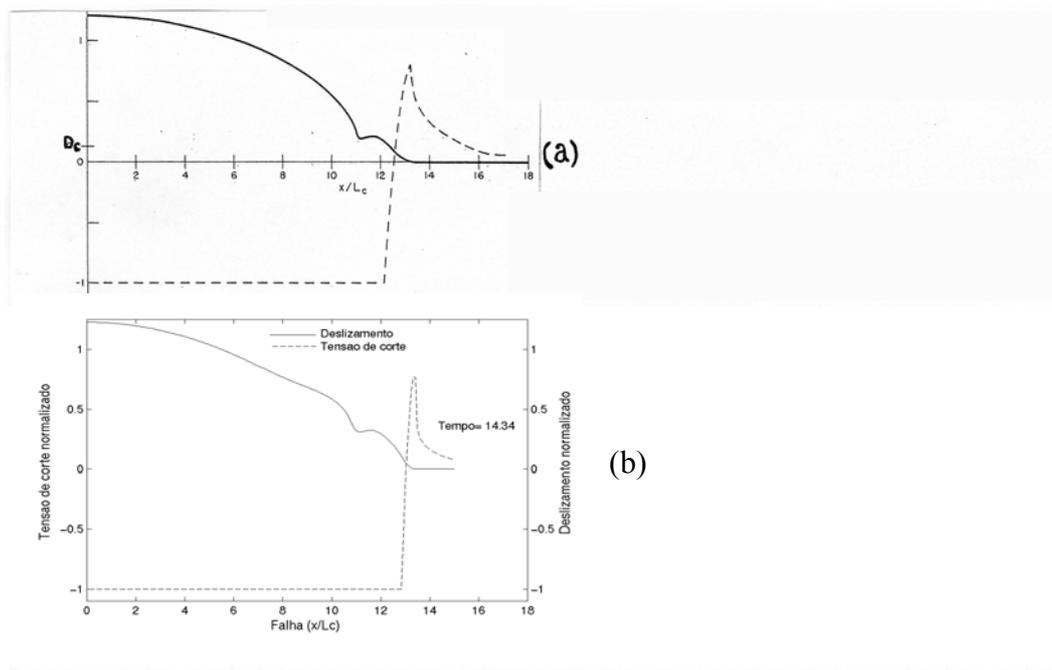
**Figura 5.21.** Solução dinâmica em função da posição ao longo do plano de falha no tempo normalizado  $\beta t/L_c = 8.07$ . Linha sólida representa o deslizamento normalizado dividido por 10,  $\frac{\mu u}{10L_c(\Delta\tau)}$ ; linha entrecortada é a tensão de corte normalizado,  $(\frac{\tau}{\Delta\tau})$ : a) Solução numérica obtida por Andrews(1976) e b) Solução numérica obtida no presente trabalho.



**Figura 5.22.** Solução dinâmica em função da posição ao longo do plano de falha no tempo normalizado  $\beta t/L_c = 10.38$ . (legenda é a mesma da Figura 5.21): a) Solução numérica obtida por Andrews(1976) e b) Solução numérica obtida no presente trabalho.



**Figura 5.23.** Solução dinâmica em função da posição ao longo do plano de falha no tempo normalizado  $\beta t/L_c = 12.36$ . (legenda é a mesma da Figura 5.21): a) Solução numérica obtida por Andrews(1976) e b) Solução numérica obtida no presente trabalho.



**Figura 5.24.** Solução dinâmica em função da posição ao longo do plano de falha no tempo normalizado  $\beta t/L_c = 14.34$ . (legenda é a mesma da Figura 5.21): a) Solução numérica obtida por Andrews(1976) e b) Solução numérica obtida no presente trabalho.

Em geral, acredita-se que o modelo utilizado simula o processo de ruptura de uma falha satisfatoriamente para os interesses da presente tese. Os resultados são claramente compatíveis com trabalhos teóricos desenvolvidos na literatura especializada. Nos dois próximos capítulos, aplica-se o modelo para a simulação dos terremotos de Kobe de 1995 e de Chi-Chi (Taiwan) de 1999 com o objetivo de validar o modelo para a sua aplicação em terremotos reais.

## 6. MODELO DO SISMO DE KOBE DE 1995

### 6.1 Introdução

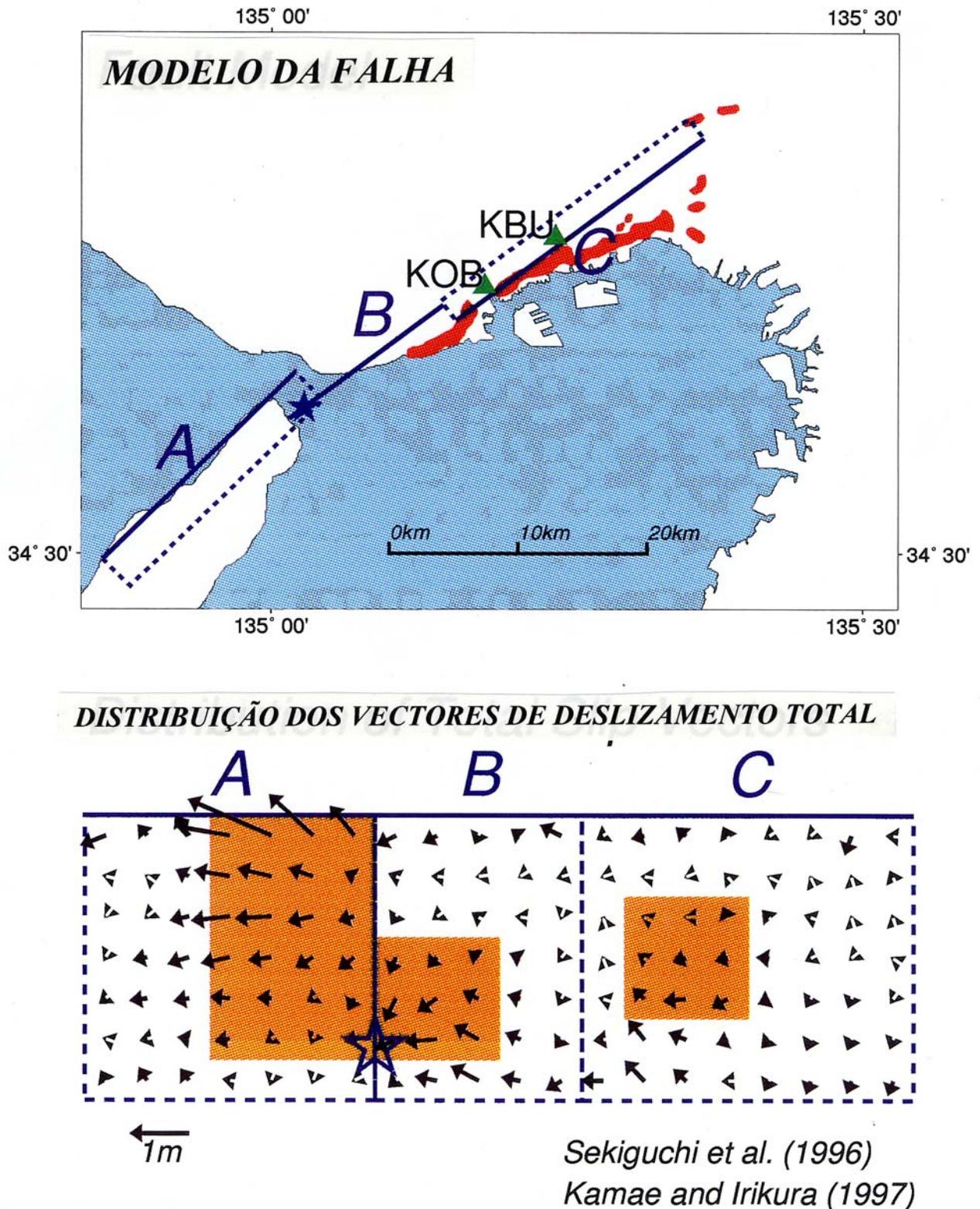
O terremoto de Kobe-Japão aconteceu no dia 17 de Janeiro de 1995, chamado Terremoto de Hyogo-ken Nanbu, é um dos terremotos que causou maior impacto no Japão e na comunidade científica internacional. O número de mortes causadas pelo terremoto supera 6400. Este foi o maior terremoto destrutivo registrado no Japão desde o forte terremoto de Kanto em 1923. A ruptura da falha aconteceu em uma zona superficial entre o nordeste da ilha de Awaji e a região densamente povoada da cidade de Kobe. O terremoto teve uma magnitude  $M=7.2$ . A ruptura da falha alcançou até a superfície livre em um comprimento de aproximadamente 15 km ao longo da falha de Nojima onde não foram observados danos severos. Mas ao longo da área da cidade de Kobe, onde os danos foram severos, a ruptura da falha não chegou a romper a superfície livre (Figura 1.1). O mecanismo da falha foi de deslizamento horizontal “*strike slip*” com um momento sísmico de  $24 \times 10^{25}$  Dinacm.

### 6.2. Modelagem da Falha

A falha é modelada baseado nos estudos desenvolvidos por Sekiguchi et al. (1996a) (Figura 6.1), eles definem a área de ruptura da falha como resultado de inversões cinemáticas do movimento forte. Como mostrado na Figura 6.1, são definidas três asperezas com as seguintes características:

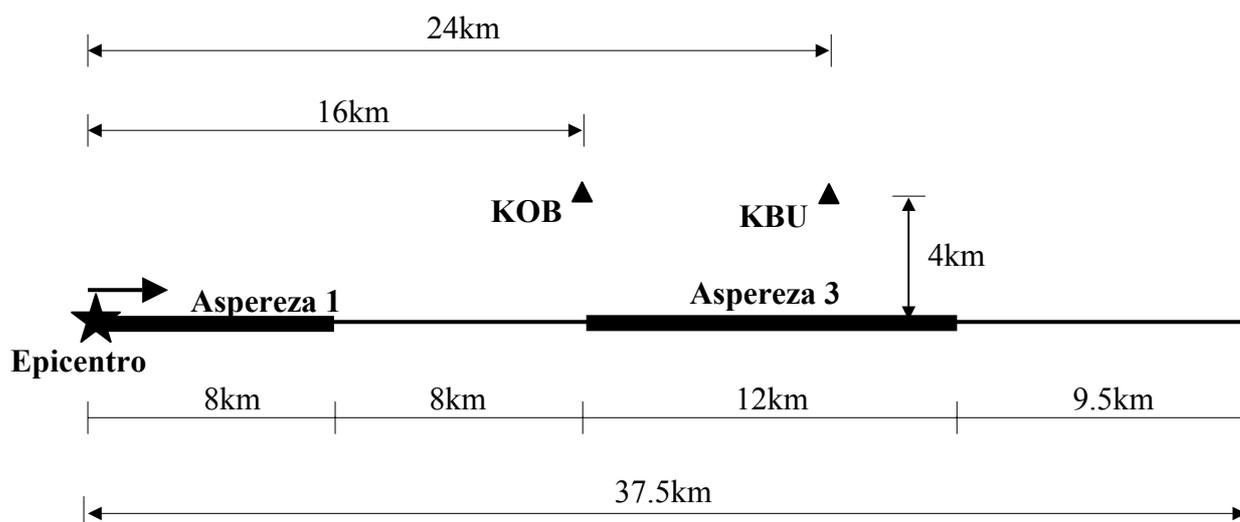
- Aspereza 1: Queda de tensão 16.3Mpa e excesso de tensão 1.0Mpa
- Aspereza 2: Queda de tensão 8.6 Mpa e excesso de tensão 1.0Mpa
- Aspereza 3: Queda de tensão 8.6Mpa e excesso de tensão 1.0Mpa
- Resto da Falha: Queda de tensão 2.0Mpa, excesso de tensão 0.25Mpa

A lei constitutiva que governa o deslizamento da falha é a lei de fricção dependente do deslizamento “*slip weakening model*” descrita no item 4.2. O deslizamento crítico ao longo da falha é considerado  $D_c=0.4m$ , este valor foi obtido por Shibazaki e Matsu’ura (1998) como uma média ao longo da falha.



**Figura 6.1.** Modelo de falha desenvolvido por Sekiguchi et al. (1996a) (resultados de inversões cinemática de registros de movimentos fortes) e localização das estações de registro sísmicos utilizados para a comparação dos resultados.

O modelo da falha, utilizado para a simulação, e a distribuição dos parâmetros são mostrados na Figura 6.2. Modela-se somente a falha que envolve as asperezas 1 e 3 para simular os movimentos sísmicos das estações KOB e KBU localizadas nas Figuras 6.1 e 6.2. O processo de ruptura inicia-se na aspereza 1 e propaga-se na direção da aspereza 3. Considera-se que os efeitos da aspereza 2 não influenciam os resultados dos movimentos sísmicos nas estações KOB e KBU, por estas encontrarem-se na direção oposta a propagação da ruptura da aspereza 2.



**Figura 6.2.** Modelo de falha utilizado para a simulação dinâmica do terremoto de Kobe de 1995.

O modelo numérico é um sólido de 47.5km x 30km, utilizando-se 22800 elementos cúbicos de 0.25 km de lado. O material utilizado é homogêneo com densidade de 2700 kg/m<sup>3</sup>, módulo de Young 8.37 x 10<sup>10</sup> N/m<sup>2</sup>, módulo de corte 3.35 x 10<sup>10</sup> N/m<sup>2</sup> e coeficiente de Poisson de 0.25. A análise dinâmica no domínio do tempo é desenvolvida com passos de integração de 0.5 x 10<sup>-2</sup> seg.

### 6.3 Resultados da simulação

Os resultados da simulação são comparados com os registros da componente normal à falha da velocidade e aceleração observados nas estações KOB e KBU. A comparação é feita no domínio do tempo (Figura 6.3) e no domínio da frequência (Figura 6.4). Também são comparados os picos de velocidade (Figura 6.5) e de aceleração (Figura 6.6) com modelos empíricos de atenuação de

Fukushima e Midorikawa (1995), Fukushima e Tanaka (1992) e Joyner e Boore (1981) desenvolvidos para áreas perto da fonte dos terremotos.

O modelo empírico de atenuação dos picos de velocidade proposto por Fukushima e Midorikawa (1995) é dado pela expressão:

$$\log PV = -0.22M_w^2 + 3.94M_w - 13.88 - \log(R + 0.01 \times 10^{0.43M_w}) - kR \quad (6.1)$$

onde  $PV$  é o pico de velocidade dado em cm/seg.,  $R$  é a distância em km,  $k$  é o coeficiente de atenuação inelástica fixado como 0.002,  $M_w$  é a magnitude do momento ( $6.5 < M_w < 7.8$ )

O modelo empírico de atenuação dos picos de aceleração proposto por Fukushima e Tanaka (1992) é dado pela expressão:

$$\log PA = 0.42M_w - \log(R + 0.025 \times 10^{0.42M_w}) - 0.0033R + 1.22 \quad (6.2)$$

onde  $PA$  é o pico de aceleração dado em  $\text{cm/seg}^2$

Os modelos empíricos das Equações 6.1 e 6.2 são o resultados dos estudos dos últimos terremotos acontecidos no Japão e aplicados para áreas perto da fonte do terremoto.

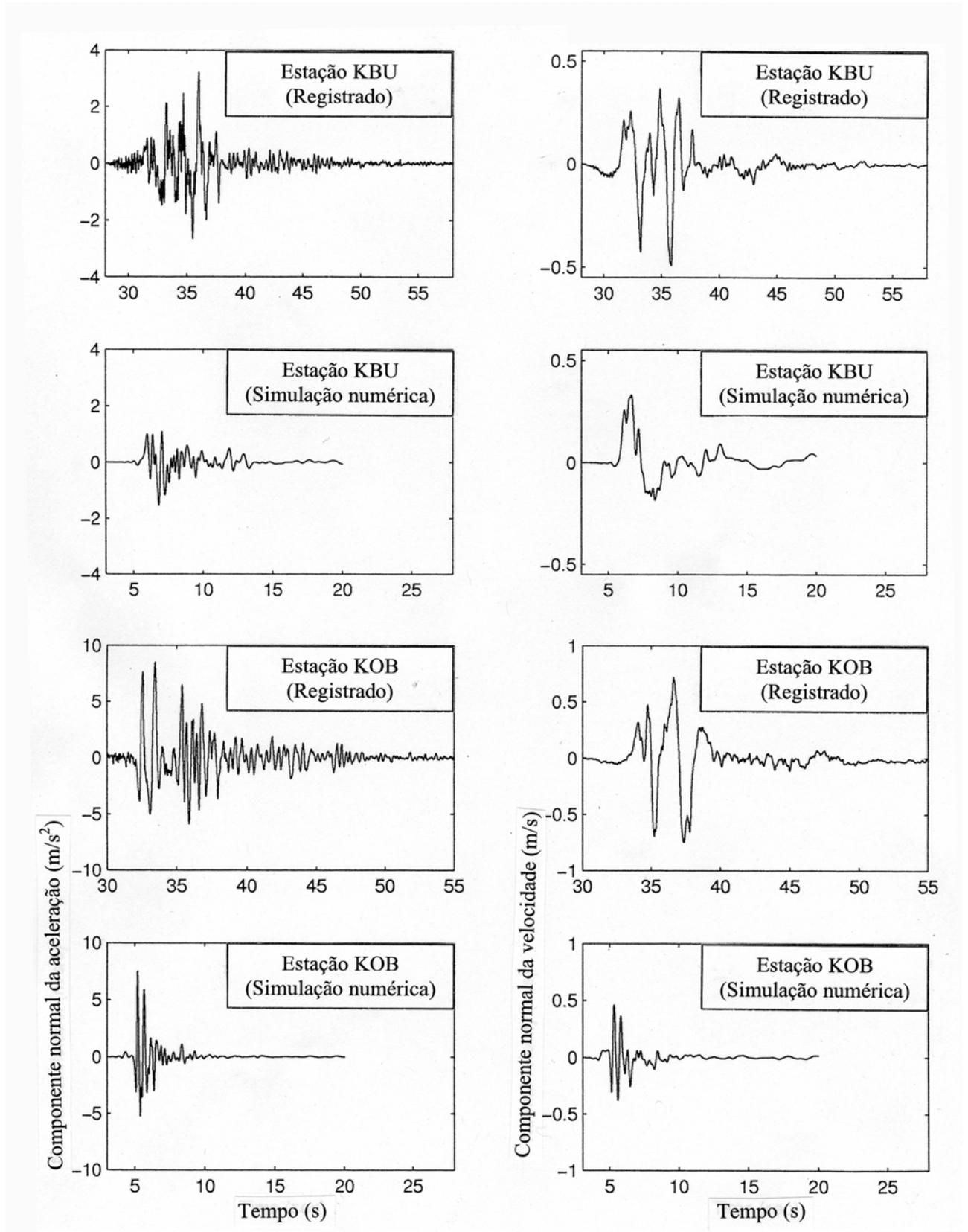
Por outro lado, Joyner e Boore (1981) desenvolvem modelos de atenuação dos picos de velocidade e de aceleração utilizando dados dos terremotos de Califórnia. Estes modelos também são aplicados para predizer movimentos fortes em áreas perto da fonte do terremoto. O modelo para predizer os picos de velocidade é dado por:

$$\begin{aligned} \log PV &= -0.67 + 0.489M_w - \log r - 0.00256r + 0.17S + 0.22P \\ r &= (d^2 + 4.0^2)^{1/2} \quad 5.3 \leq M_w \leq 7.4 \end{aligned} \quad (6.3)$$

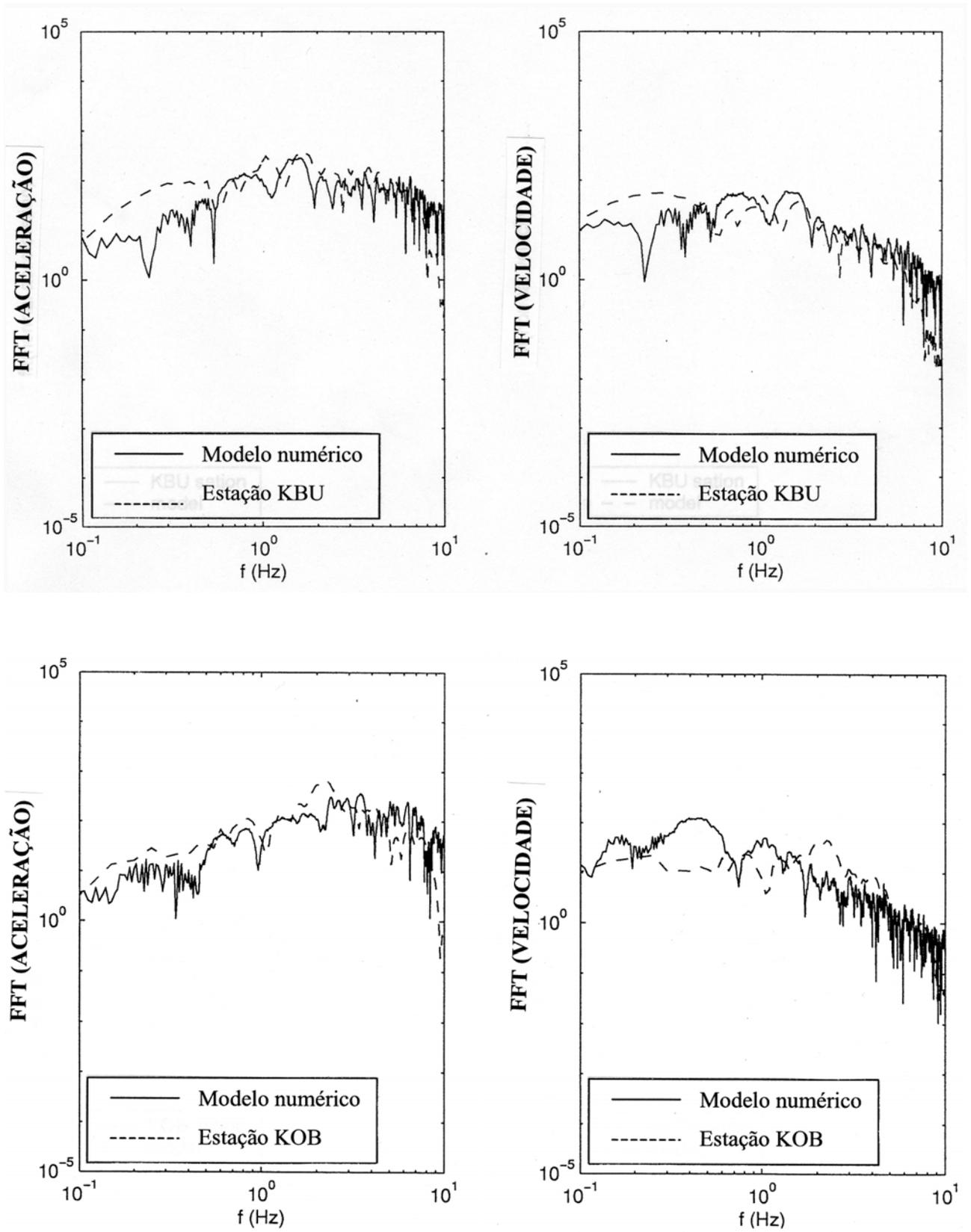
e para os picos de aceleração

$$\begin{aligned} \log PA &= -1.02 + 0.249M_w - \log r - 0.00255r + 0.26P \\ r &= (d^2 + 7.3^2)^{1/2} \quad 5.0 \leq M_w \leq 7.7 \end{aligned} \quad (6.4)$$

onde  $PA$  é o pico de aceleração horizontal em  $g$ ,  $PV$  é o pico de velocidade horizontal em cm/seg.,  $M_w$  é a magnitude de momento,  $d$  é a distância mais próxima da projeção da superfície à ruptura da falha em km,  $S$  tem valores de zero para sítios de rocha e um para sítios de solo, e  $P$  é zero para valores de 50 percentiles e um para valores de 80 percentiles.

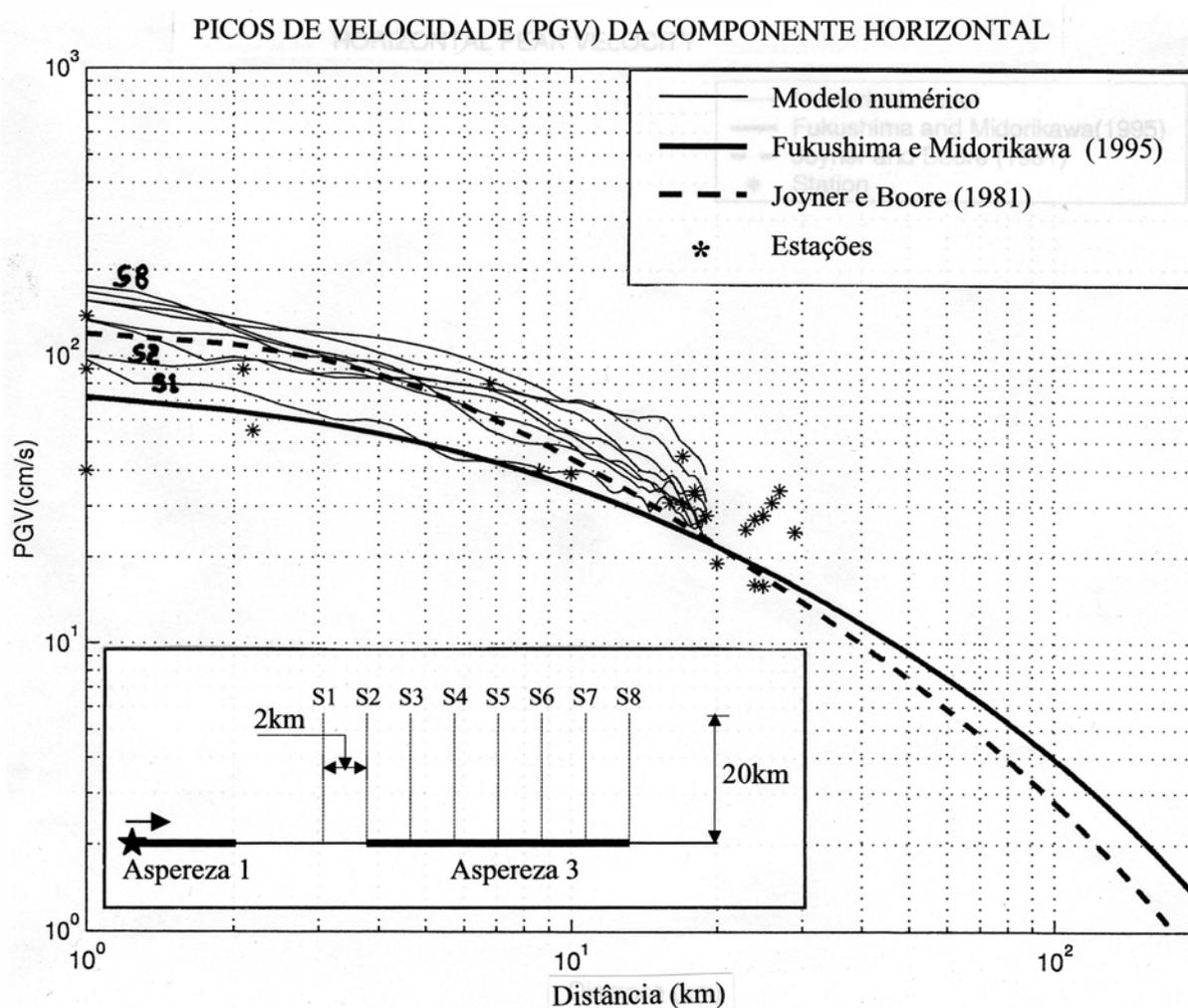


**Figura 6.3.** Comparação dos registros da componente normal a falha das velocidades e acelerações das estações KOB e KBU com os simulados.



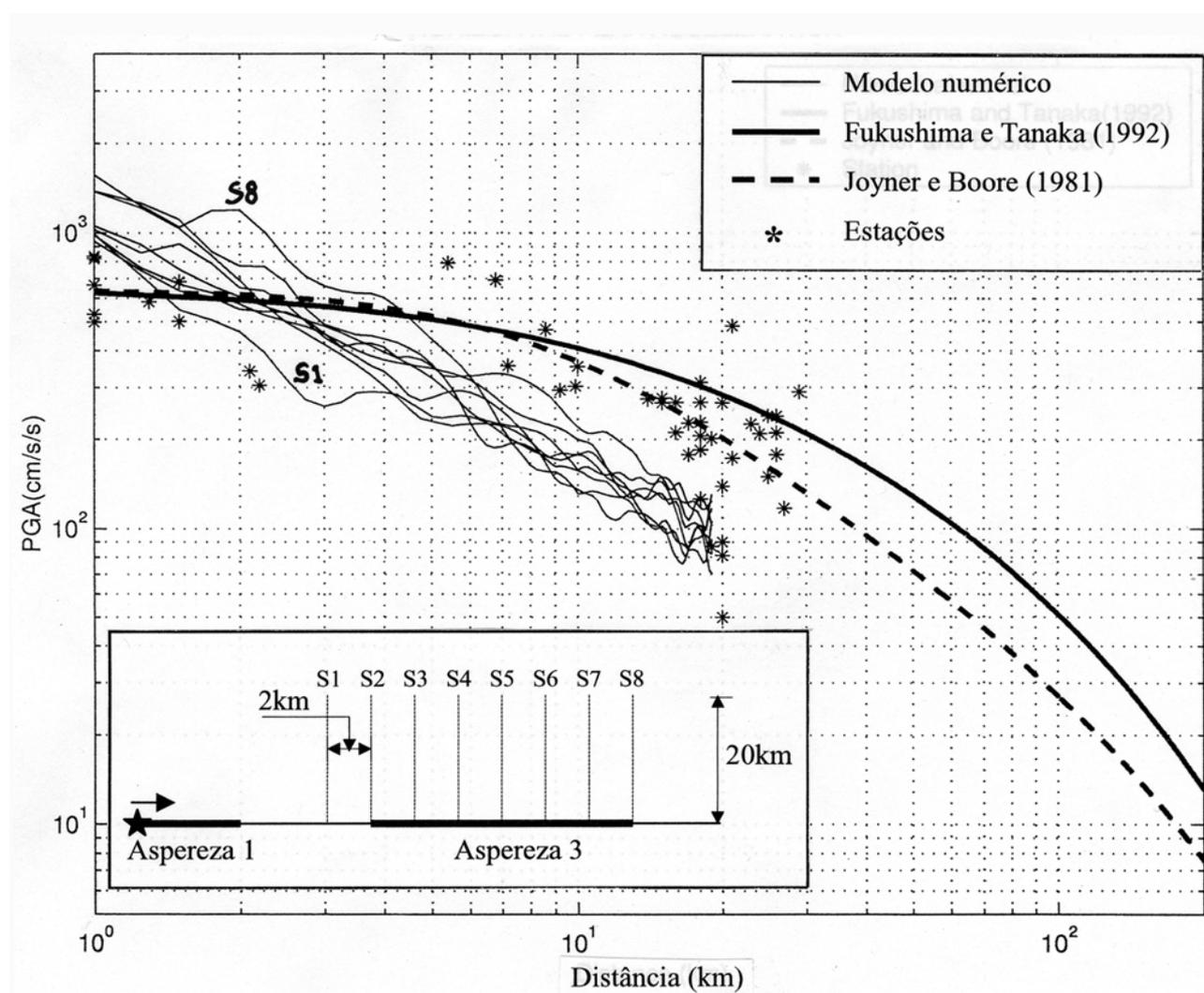
**Figura 6.4.** Comparação da transformada de Fourier dos registros da componente normal a falha das velocidades e acelerações das estações KOB e KBU com os simulados.

A comparação dos resultados modelados com as observações da história de tempo das velocidades e acelerações são graficadas na Figura 6.3. Observa-se que o início e os picos das velocidades e as acelerações são reproduzidos satisfatoriamente, no entanto, a duração do evento simulado é menor que o observado. Mas no domínio da frequência (Figura 6.4), pode-se observar que a comparação é satisfatória, chegando-se a reproduzir as altas e baixas frequências. Embora segundo o critério da Equação 2.10 o modelo estaria simulando frequências até somente 2.00Hz, consegue-se reproduzir as altas frequências já que as estações KOB e KBU encontram-se a somente 4.00Km da falha, isto faz com que as máximas frequências não sejam atenuadas rapidamente.



**Figura 6.5.** Comparação dos picos de velocidade com modelos empíricos de atenuação de Fukushima e Midorikawa (1995) e Joyner e Boore (1981). Na parte superior do gráfico mostra-se um esquema das seções (S1-S8) utilizadas para registrar os picos de velocidade da simulação numérica

Na Figura 6.5 compara-se a atenuação dos picos de velocidade, calculados ao longo de 20 km ao redor da aspereza 3, com modelos empíricos de atenuação de Fukushima e Midorikawa (1995), dado pela Equação 6.1, e de Joyner e Boore (1981), dado pela equação 6.3. Os picos de velocidade tem uma boa comparação como o modelo empírico de Joyner e Boore, no entanto, encontram-se num limite superior em relação ao modelo de Fukushima e Midorikawa. Por outro lado, a comparação dos picos de aceleração mostradas na Figura 6.6, mostram que o modelo atenua-se rapidamente em relação aos modelos empíricos de aceleração de Fukushima e Tanaka (1992) dado pela Equação 6.2 e de Joyner e Boore (1981), dado pela Equação 6.4.



**Figura 6.6.** Comparação dos picos de aceleração com modelos empíricos de atenuação de Fukushima e Tanaka (1992) e Joyner e Boore (1981). Na parte superior do gráfico mostra-se um esquema das seções (S1-S8) utilizadas para registrar os picos de aceleração da simulação numérica.

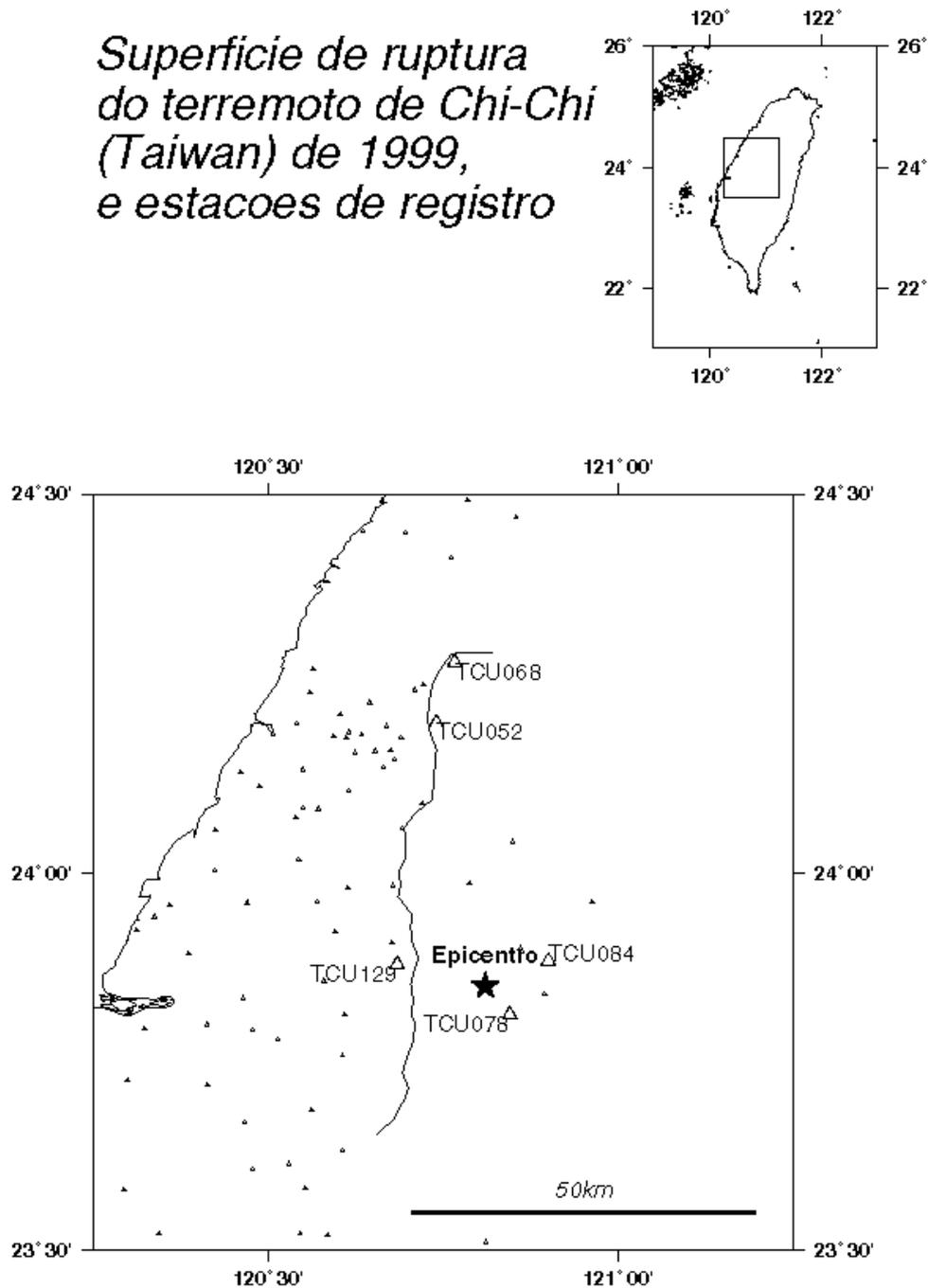
Em geral, a comparação dos resultados simulados com os observados e os modelos empíricos, mostram resultados qualitativamente aceitáveis dada a complexidade do terremoto e a simplicidade do modelo para representar o problema em somente duas dimensões.

## 7. MODELO DO SISMO DE CHI-CHI (TAIWAN) DE 1999

### 7.1 Introdução

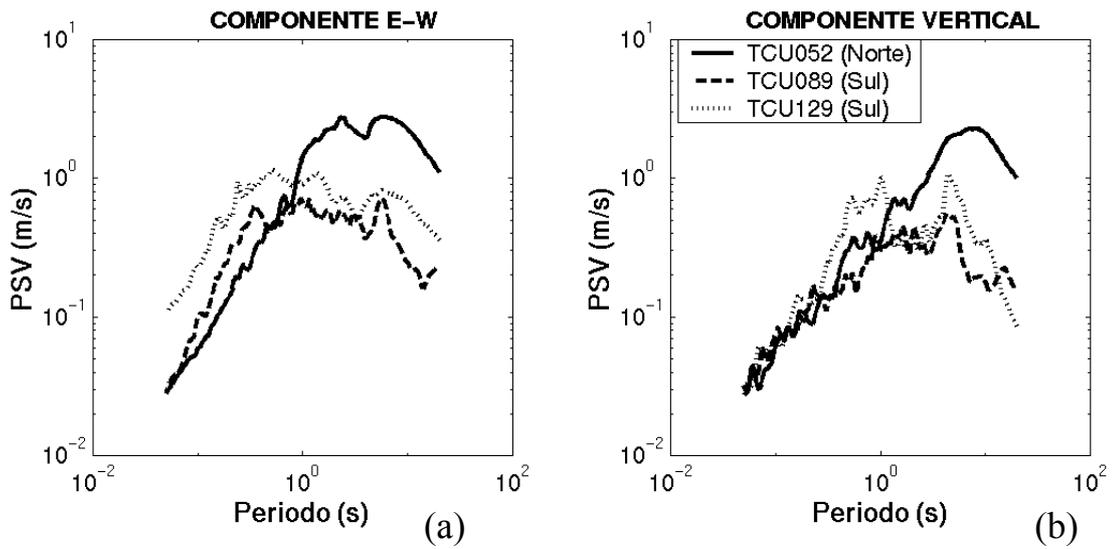
O terremoto de Chi-Chi (Taiwan), acontecido no dia 20 de Setembro de 1999, despertou um grande interesse na comunidade internacional de cientistas e engenheiros dedicados a sismologia e engenharia sísmica, por suas características complexas e incomuns. O terremoto ( $M_w=7.6$ ) foi um dos mais destrutivos e mais fortes registrados no mundo todo. O número de mortos oficialmente registrados foi de 2333, 10002 pessoas foram feridas (Shin et al, 2000). O epicentro foi localizado perto da pequena cidade de Chi-Chi (23.87N, 120.75E), a 150 km ao sul de Taipei. A ruptura foi originada em uma falha reversa. O mecanismo teve deslizamento horizontal “*strike slip*” com um rumo de aproximadamente N5°E e um deslizamento invertido com um ângulo de mergulho entre 25° e 36°. A ruptura da falha chegou a superfície livre em um comprimento de aproximadamente 80km, iniciando-se na parte sul e estendendo-se na direção norte da falha chamada Chelongpu, como mostrado na Figura 7.1. Ao longo da superfície de ruptura foram registrados deslocamentos espetaculares de até 9.00m na direção horizontal e 4.0m na direção vertical. Os maiores deslocamentos foram localizados na parte norte da falha. Estes deslocamentos na superfície são considerados os maiores movimentos observados em terremotos em todo o mundo. Embora os maiores deslocamentos tenham acontecido na parte norte da falha, os danos nas estruturas foram menores quando comparados com as da parte sul. De fato, somente as construções que atravessaram a superfície de ruptura da parte norte sofreram danos severos. Em geral, a maioria dos danos severos em estruturas, causadas pelo terremoto, encontram-se no bloco que esta acima da falha (*Hanging wall*) e maior na parte sul que na parte norte. Esta diferença de danos entre a parte norte e sul pode ser deduzida da Figura 7.2, nesta figura comparam-se os pseudo espectros de velocidade das estações localizadas na parte norte (TCU052) e as correspondentes da parte sul (TCU129 e TCU089). Os picos de velocidade para frequências menores que 1.00Hz, são maiores na parte norte que na parte sul; de modo contrário, para frequências maiores que 1.00Hz, os picos de velocidade são maiores na parte sul que na parte norte. Estes resultados sugerem que a ruptura da parte norte da falha gerou movimentos fortes em baixas frequências, enquanto que na parte sul o movimento forte foi nas altas frequências. Esta diferença de movimento forte reflete-se no mapa de distribuição de danos de edificações mostrada na Figura 7.3a. Nesta figura observa-se que a área da parte sul perto do epicentro tem maior concentração de danos em comparação com a parte norte, embora a distribuição da população na parte norte seja relativamente maior que a da parte sul

(Figura 7.3b). A Figura 7.3a também mostra a concentração de danos em um área pequena no final da parte norte da falha, onde a ruptura parou virando repentinamente para a direita; esta zona não foi analisada no presente trabalho por apresentar um mecanismo bem mais complexo.

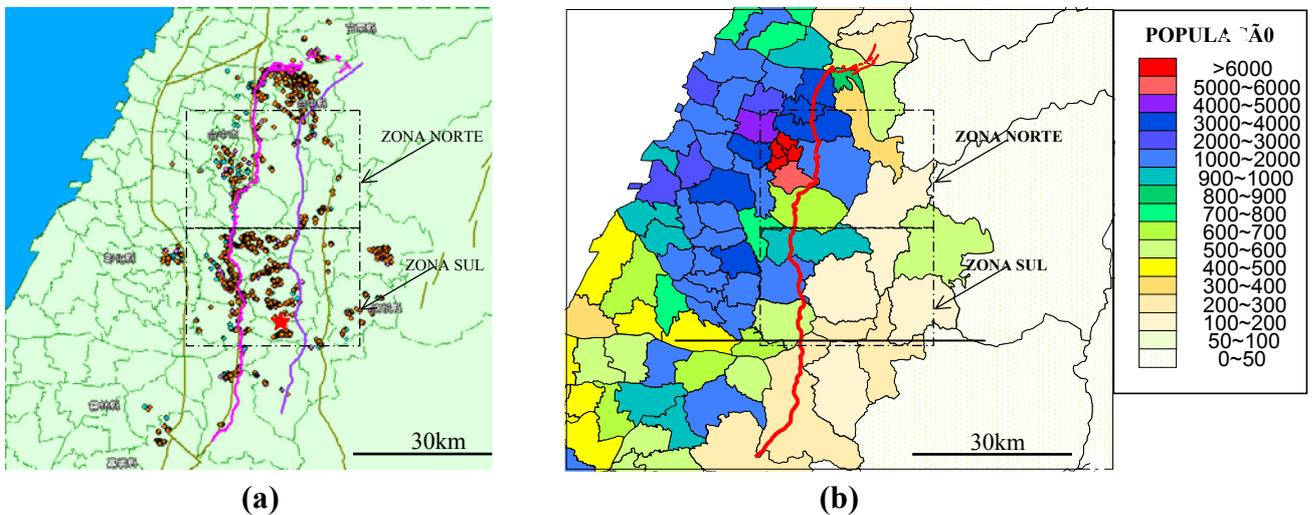


**Figura 7.1.** Localização da superfície de ruptura da falha Chelungpu, epicentro e estações de registro.

PSEUDO ESPECTRO DE VELOCIDADE (PSV), ( $h=0.05$ )



**Figura 7.2.** Comparação dos pseudo espectros de velocidade dos registros das estações localizadas na parte norte (TCU052) e na parte sul (TCU129 e TCU089)



**Figura 7.3.** a) Mapa de distribuição de danos em edificações causado pelo terremoto de Chi-Chi (Taiwan) em 1999; os pontos de cor laranja são zonas com prédios completamente danificados e os pontos verdes severamente danificados (Architecture & Building Research Institute, Ministry of Interior, ROC, Taipei, Taiwan); b) Distribuição da população ao longo da falha causativa do terremoto (Tsai e Huang, 2000). A linha vermelha representa a falha Chelungpu (falha causativa do terremoto), e a linha roxa na figura (a) é a falha Shuangtung (como referência).

O processo do mecanismo de ruptura da parte sul perto do epicentro e da parte norte, assim como uma análise da distribuição de danos, foram reportados pelo autor em trabalhos submetidos à revista *Geophysical Research Letter* (Dalguer et al, 2000a) e à revista internacional BSSA “*Bulletin of Seismological Society of America*” (Dalguer et al, 2000b).

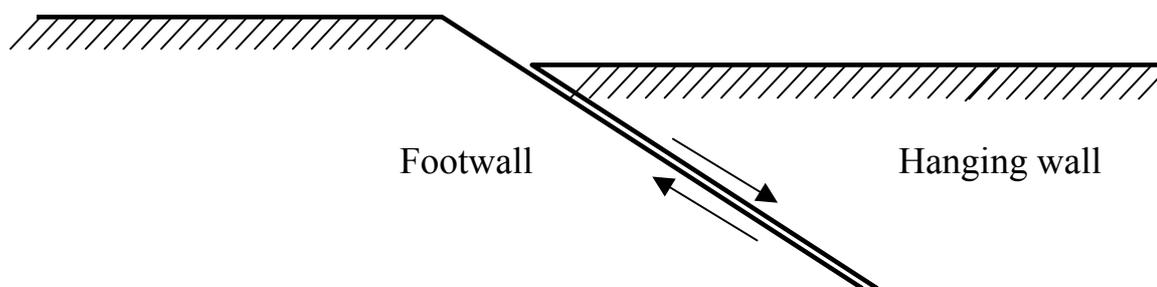
Em virtude da limitação de se utilizar um modelo em 2D, no presente capítulo é simulado com maiores detalhes o mecanismo de deslizamento da falha invertida da parte sul perto do epicentro. Acredita-se que os efeitos da propagação de ruptura em três dimensões, e por conseguinte a propagação de ondas em 3D causadas pela ruptura, não são muitos fortes perto do epicentro. Por outro lado, com o objetivo de obter um melhor entendimento da diferença de distribuição de danos entre a parte sul e norte da falha, modela-se a ruptura da falha de uma seção transversal da parte norte com características similares à da parte sul.

Também é desenvolvida uma aproximação das altas frequências, utilizando modelos estocásticos para simular movimentos sísmicos em bandas amplas de frequência, que é aplicado no modelo da falha da parte sul

## 7.2. Breve descrição de falhas normais e inversas

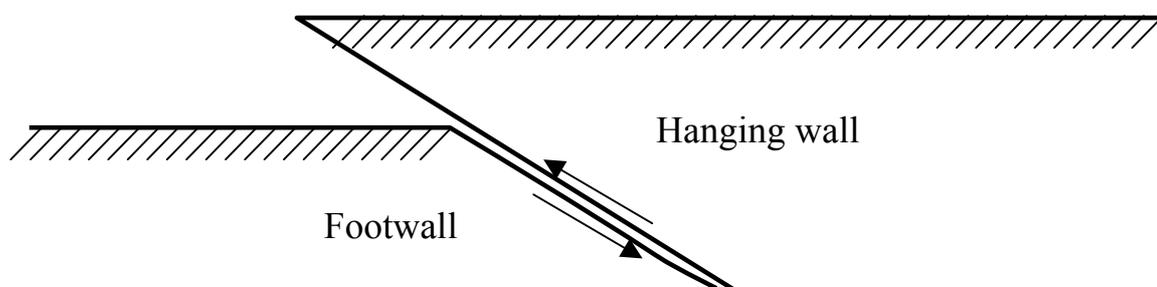
O mecanismo dos terremotos estão definido pelo tipo de deslocamento relativo entre os dois lados da falha. Os terremotos mais comuns são: 1) os produzidos pelo deslizamento horizontal “*strike-slip*” entre os lados da falha paralela ao rumo da falha; 2) os produzidos pelo deslizamentos segundo o mergulho da falha “*dipping fault*”, destes deslizamento existem dois subtipos:

- a) Deslizamento normal: Quando o bloco que está acima de uma falha inclinada ou vertical desliza-se para baixo em relação ao outro bloco (Figura 7.4). Este tipo de falha chama-se falha normal e por conseguinte terremoto normal



**Figura 7.4.** Esquema de uma falha normal

- b) Deslizamento invertido: Quando o bloco que está acima de uma falha inclinada desliza-se para cima em relação ao outro bloco (Figura 7.5). Este tipo de falha chama-se falha inversa e por conseguinte terremoto inverso.



**Figura 7.5.** Esquema de uma falha invertida.

Com o objetivo de facilitar a redação, daqui em diante chama-se “*hanging wall*” o bloco que está acima das falhas inclinadas e “*footwall*” o bloco que está abaixo da falha. Esta denominação em inglês técnico é utilizada no estudo de terremotos.

### 7.3 Simulação do movimento sísmico e a ruptura dinâmica da falha perto do epicentro (modelo parte sul).

Embora os terremotos inversos e normais sejam comuns, o entendimento do mecanismo da fonte é ainda relativamente limitado. Isto é devido a dificuldade de acesso a zona sismogênica e a pouca quantidade de registros de movimento forte perto da fonte. No entanto, o governo de Taiwan, através do “*Central Weather Bureau*” (CWB), recentemente implementou com sucesso um moderno programa de instrumentação sísmica, assim o terremoto de Chi-Chi (Taiwan) de 1999 proporcionou uma grande quantidade de dados digitais modernos para a aplicação em sismologia e engenharia de terremotos. Certamente estes dados estimulam os pesquisadores na obtenção de um melhor entendimento deste tipo de evento.

Os terremotos inversos e normais geram uma distribuição assimétrica de movimentos fortes perto da fonte por motivo da distribuição assimétrica da geometria do “*hanging wall*” e do “*footwall*”. Análises dos dados de registros de movimento de recentes terremotos inversos e normais, como por exemplo o terremoto de Northridge em 1994 (Abrahamson e Somerville, 1996),

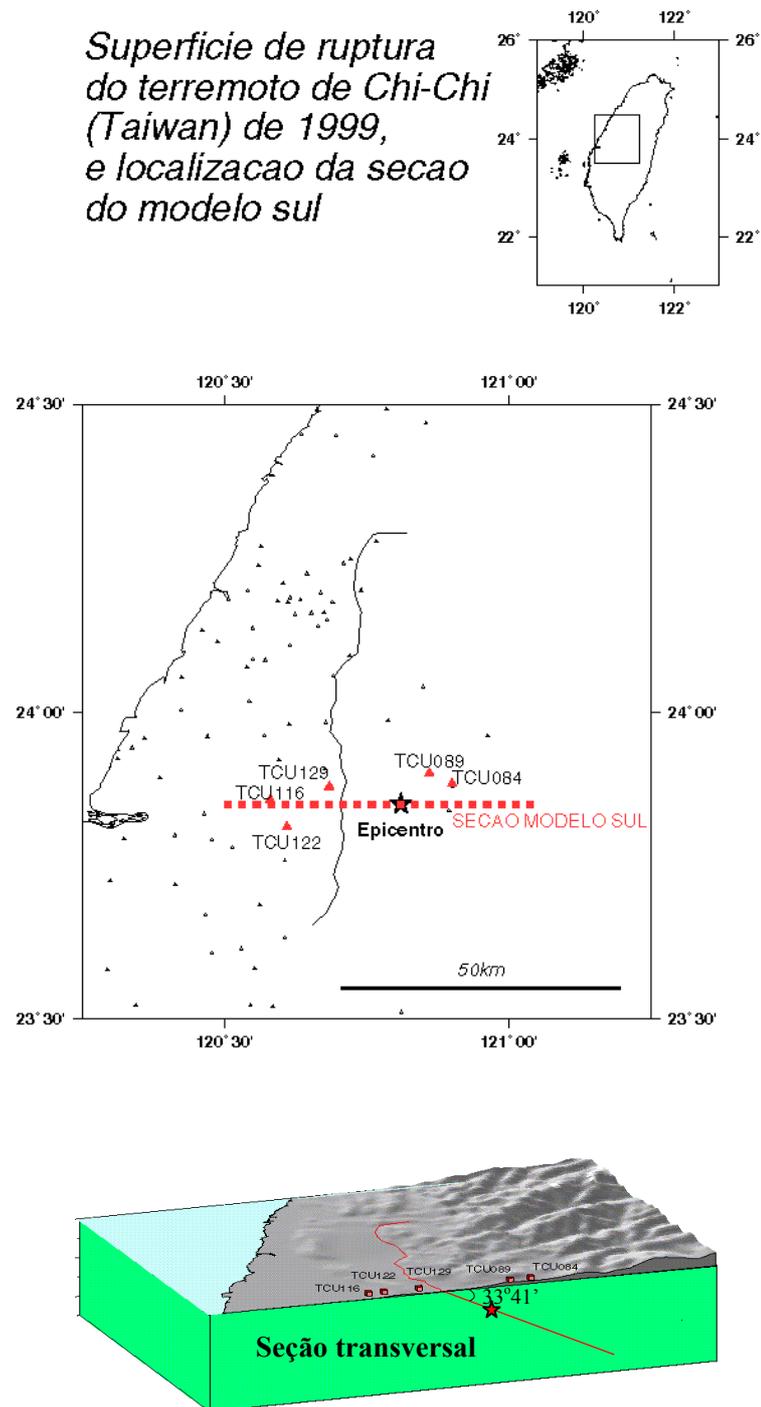
o terremoto de San Fernando em 1971 e o terremoto de Taiwan em 1999, mostram que os movimentos sísmicos no “*hanging wall*” são maiores que os movimentos no “*footwall*”. As investigações do processo de ruptura do terremoto de Kita-Mino em Japão (Mikumo e Miyatake, 1993) e as simulações dinâmicas teóricas de falhas inversas e normais (ver por ex. Shi et al, 1998; Oglesby et al, 1998), assim como os experimentos em laboratório de Brune (1996), também sugerem movimentos maiores no “*hanging wall*”.

A principal diferença entre a simulação apresentada neste capítulo e as simulações teóricas de, por exemplo, Shi et al, 1998 e Oglesby et al, 1998, é que os resultados do modelo apresentado aqui são verificados com os dados dos registros do terremoto de Chi-Chi (Taiwan) de 1999. No modelo dinâmico, que será descrito no próximo item, são simulados simultaneamente o movimento sísmico e o processo de ruptura dinâmica da falha perto da zona epicentral do terremoto. Uma vez que o processo de ruptura da falha perto do epicentro apresenta um mecanismo de falha inversa, acredita-se que a utilização do modelo em 2D é uma boa aproximação.

### 7.3.1 Modelo dinâmico da falha

O objetivo é desenvolver a simulação dinâmica do processo de ruptura da falha inversa e gerar movimentos sísmicos perto da fonte. A localização da superfície de ruptura e a seção transversal, do modelo de falha perto da área epicentral da falha causativa do terremoto, são mostradas na Figura 7.6. O modelo da falha e os parâmetros utilizados para a modelagem são mostrados na Figura 7.7. As principais suposições do modelo dinâmico são as seguintes.

- O meio contínuo está formada por duas camadas. A camada superficial de 4km de altura está caracterizada por ter velocidade de ondas P de 4.3 km/seg., velocidades de ondas S de 2.5 Km/seg., densidade  $2500 \text{ kg/m}^3$ , que corresponde ao módulo de Young de  $3.9 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ , módulo de corte de  $1.56 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$  e coeficiente de Poisson 0.25. A segunda camada considerada como a zona sismogênica é um meio homogêneo com velocidade de ondas P de 6.1 km/seg., velocidades de ondas S de 3.5 Km/seg., densidade  $2700 \text{ kg/m}^3$ , que corresponde ao módulo de Young de  $8.37 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ , módulo de corte de  $3.35 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$  e coeficiente de Poisson 0.25.
- A inclinação vertical (mergulho) da falha é considerada  $33^{\circ}41'$  e o epicentro localizado a uma altura de 8.5km. Em um informe preliminar do terremoto de Taiwan, Shin et al. (2000) sugerem que o hipocentro está entre 7km e 11km de profundidade e a falha tem um ângulo de mergulho entre  $25^{\circ}$  e  $36^{\circ}$ . No modelo é optado por  $33^{\circ}41'$  para poder ter elementos cúbicos inteiros do MED.



**Figura 7.6.** Localização da superfície de ruptura da falha Chelongpu e um esquema da seção transversal do modelo utilizado para a simulação dinâmica da parte sul. A linha grossa tracejada mostra a seção transversal do modelo. Os triângulos pretos são as estações de registro utilizadas para comparar resultados. A estrela representa a localização do hipocentro.



**Figura 7.7.** Modelo da falha e distribuição de parâmetros utilizados para a simulação dinâmica do processo de ruptura da parte sul perto do epicentro.

-A lei constitutiva que governa o deslizamento da falha é a lei de fricção dependente do deslizamento “*slip weakening model*” descrita no item 4.2

-A queda de tensão ao longo do plano de falha correspondente a primeira camada é zero (acredita-se que a liberação de tensões sobre a falha perto da superfície livre é desprezível).

-O deslizamento crítico ( $D_c$ ) ao longo da falha é maior na camada superficial (0.5m) e menor no resto da falha (0.1m).

-No presente modelo, as asperezas são consideradas as zonas com queda de tensão maiores que as áreas adjacentes. Neste sentido, considera-se a existência de três asperezas como mostrado na Figura 7.7:

\*Aspereza 1: Queda de tensão= 3MPa, excesso de tensão =5MPa, comprimento=6km

\*Aspereza 2: Queda de tensão= 1.5 Mpa, excesso de tensão =2.5Mpa, comprimento=10km

\*Aspereza 3: Queda de tensão= 1.5 Mpa, excesso de tensão =2.5Mpa, comprimento=7km

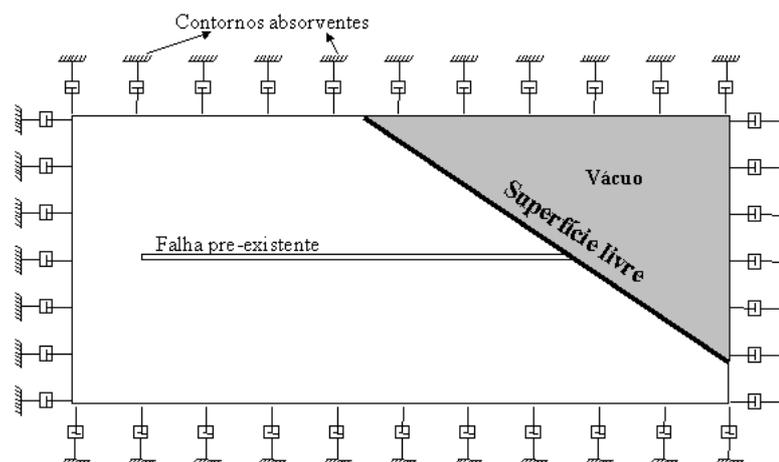
- O excesso de tensão ao longo da falha, correspondente a camada superficial, incrementa linearmente com a profundidade como mostrado na Figura 7.7.

- Com o objetivo de evitar a separação entre as duas superfícies da falha, aplica-se uma tensão normal ao longo da falha equivalente ao excesso de tensão. Depois de vários ensaios numéricos, foi observado que as falhas inversas são bastante sensíveis à abertura da falha; este fato também foi observado em trabalhos teóricos de Shi et al. (1998) e experimentos de laboratório de Brune (1996).

- Por causa da distribuição assimétrica da geometria do “*hanging wall*” e “*footwall*”, o modelo da falha é construído considerando as duas superfícies da falha. Portanto a falha tem uma espessura

equivalente ao tamanho de um elemento cúbico. Uma vez que a falha rompe, a ligação entre as duas superfícies da falha é cortada, para logo, o deslizamento ser governado pela lei de fricção. As tensões de corte entre as duas superfícies da falha são iguais em magnitude mas de direções opostas. O modelo utilizado para a simulação considera uma falha pré-existente de 40km de comprimento. É utilizado um sólido de 66km x 28.25km como mostrado na Figura 7.8. São utilizados 29832 elementos cúbicos de 0.25km de lado. O modelo está delimitado por três contornos artificiais, que simulam o espaço semi-infinito, e uma superfície livre. Os contornos absorventes, descritos no item 3.1 (Eq. 3.6), são introduzidos nos contornos artificiais com o objetivo de absorver as ondas que se propagam no meio e, desta forma, evitar o reflexo das ondas nos contornos artificiais. Como observado na Figura 7.8, o domínio computacional é de forma retangular e está constituído por duas áreas: a área obscura, que não faz parte do modelo, e a área branca que representa o modelo dinâmico. A área escura é separada da área do modelo dinâmico cortando as barras que ligam entre elas. Este é uma vantagem do MED que permite separar corpos de forma muito simples.

- Não é aplicado esforços na superfície livre, isto é, considera-se que estão livres de esforços de corte e normais. Durante o processo de ruptura somente as tensões de inércia, causadas pelo movimento dinâmico, atuam sobre a superfície.
- Para resolver a equação de movimento são utilizados passos de tempo de 0.005seg.



**Figura 7.8.** Sólido utilizado para a simulação dinâmica de um terremoto de falha inversa. A área obscura é separada da área do modelo dinâmico cortando as barras que se conectam entre elas. A linha grossa representa a superfície livre.

A solução numérica é obtida resolvendo o movimento elastodinâmico do contínuo acoplado ao deslizamento friccional de uma falha pré-existente de 40 km de comprimento. Inicialmente, as tensões de corte ao longo da falha são zero. A ruptura é iniciada artificialmente aplicando quedas de tensão em um área limitada de 5km ao redor do hipocentro da falha. Este passo faz com que as tensões iniciais comecem a aumentar monotonicamente sem nenhum deslizamento relativo da falha até que, eventualmente, as tensões de corte excedem a tensão última e o deslizamento acontece, sendo logo governado pela lei de fricção estabelecida.

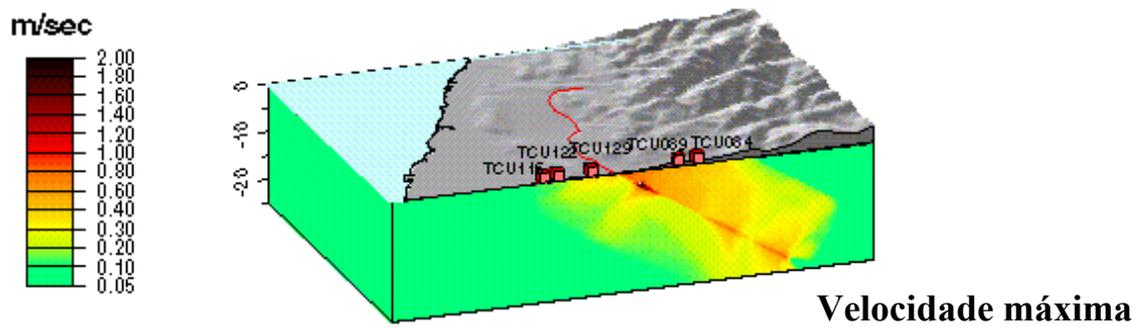
### 7.3.2 Resultados da simulação

Os resultados do processo de ruptura dinâmica ilustram os efeitos dinâmicos de uma falha inversa no movimento sísmico do terremoto de Chi-Chi (Taiwan) de 1999. A distribuição da velocidade de deslizamento, mostrada na Figura 7.9, sugere que a função no tempo da velocidade nas zonas de aspereza tem uma forma similar ao modelo obtido por Kostrov (1966), nos seus estudos teóricos de propagação de ruptura de uma falha. Quando a ruptura aproxima-se da superfície livre, a velocidade de deslizamento é mais suave que a parte profunda. Um outro resultado observado na Figura 7.9, é que, no início da ruptura as velocidades de deslizamento e o deslizamento do “*hanging wall*” e “*footwall*” são iguais em magnitude, mas com o avanço da ruptura perto da superfície livre, os movimentos correspondentes ao “*hanging wall*” são maiores que os do “*footwall*”. O movimento adicional no “*hanging wall*” é devido a assimetria geométrica de espaço entre o “*hanging wall*” e “*footwall*”. Embora a queda de tensão seja zero ao longo da falha correspondente a camada superficial, a propagação da ruptura apresenta consideráveis movimentos no lado do “*hanging wall*”; este fenômeno é observado na Figura 7.10 através das imagens instantâneas a cada segundo durante 12 segundos da componente de velocidade paralela a falha. Nesta figura, pode-se observar que devido as ondas atracadas no “*hanging wall*”, o movimento ao redor do pico do “*hanging wall*” é amplificado consideravelmente. A concentração do movimento no “*hanging wall*” é também ilustrado na Figura 7.11 onde é mostrada a distribuição, no espaço-tempo, da velocidade de deslizamento ao longo da falha correspondente ao “*hanging wall*”. Nas Figuras 7.12 e 7.13, também pode-se observar que os deslocamentos máximos e as velocidades máximas são maiores no “*hanging wall*” que no “*footwall*”.

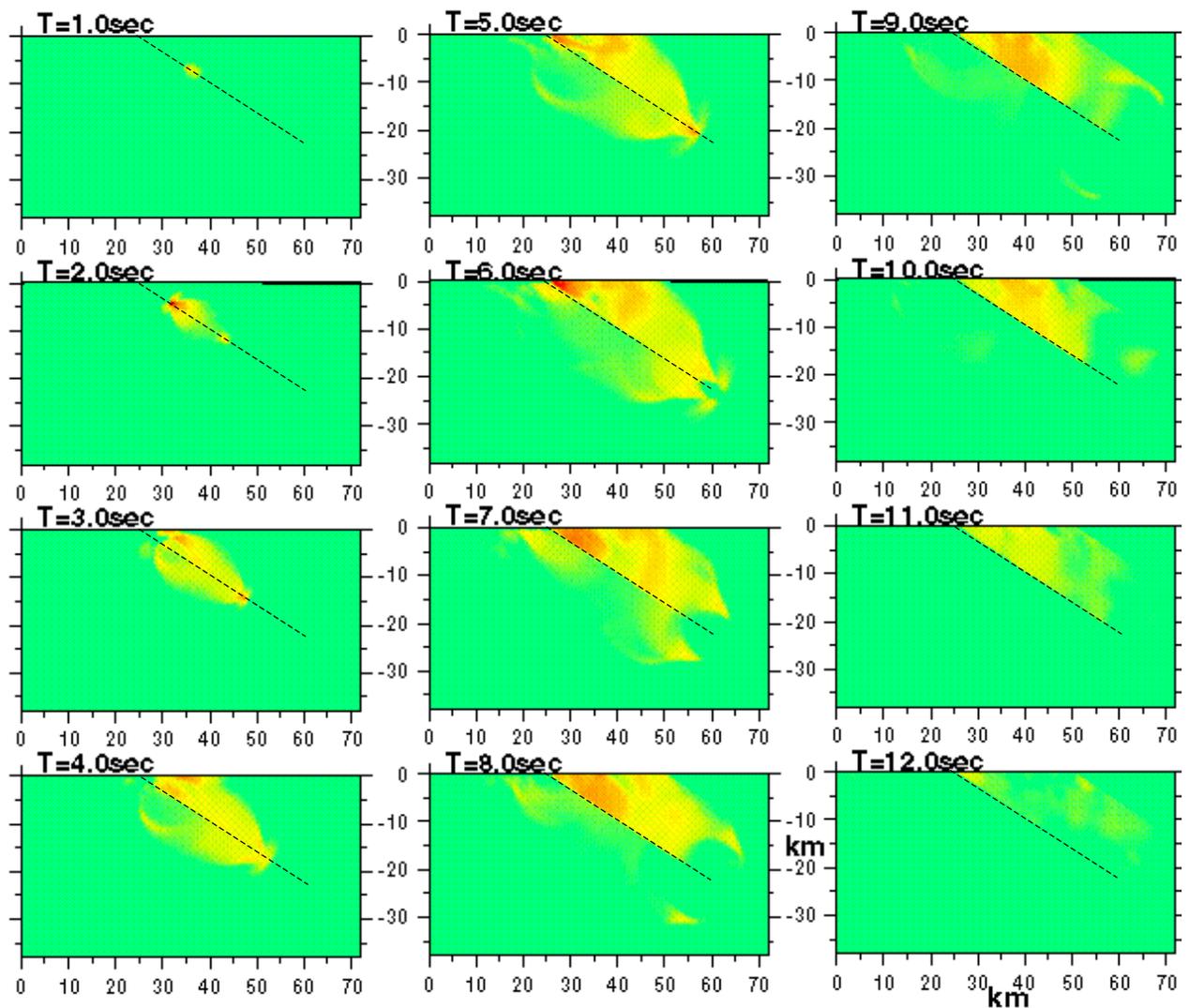
A figura 7.12 mostra a comparação, entre os simulados e os observados, da componente horizontal e vertical dos deslocamentos finais ao longo da superfície. O modelo prediz deslocamento vertical máximo de ao redor de 2.0m e deslocamento horizontal de aproximadamente 3.5m no lado do “*hanging wall*”, estes valores correspondem satisfatoriamente aos valores obtidos pelos dados do GPS.



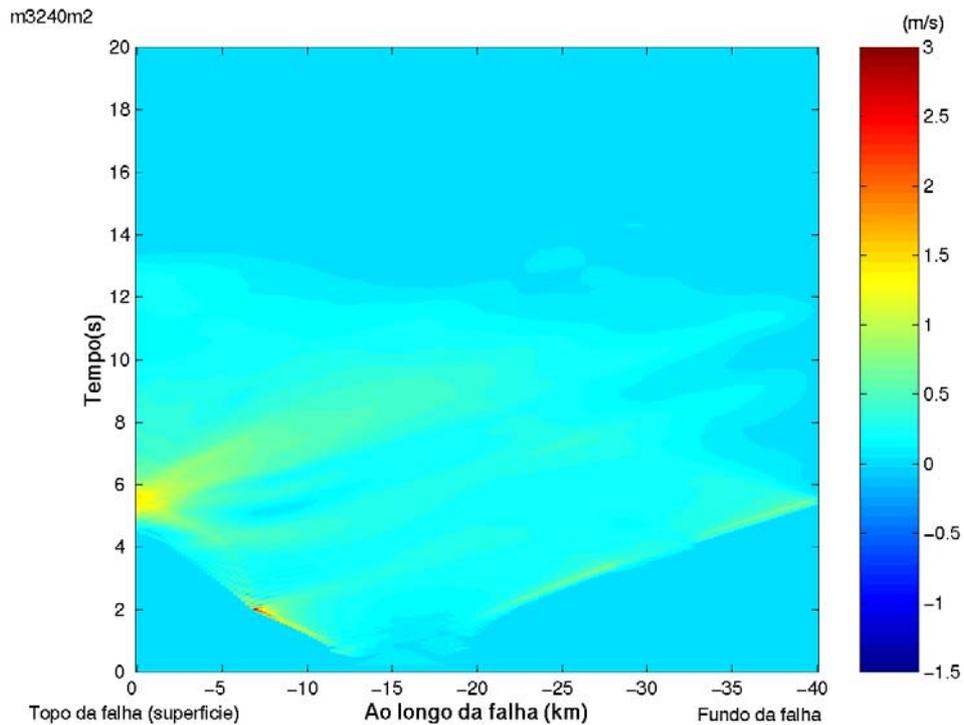
## Componente paralela à falha



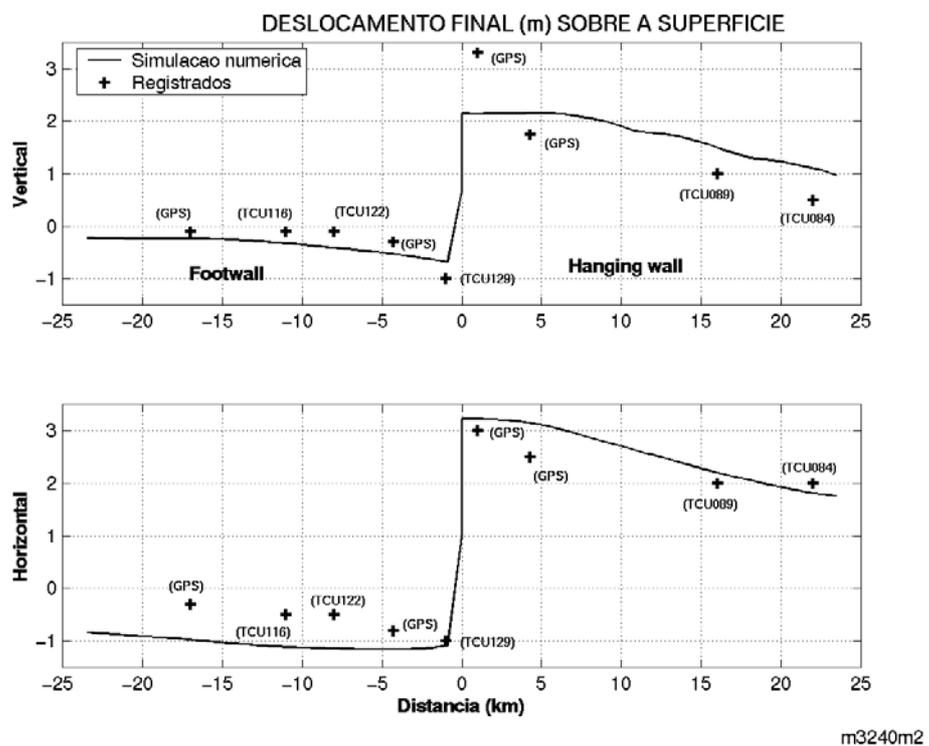
### Imagens instantâneas da velocidade



**Figura 7.10.** Imagens instantâneas cada segundo durante 12 segundos da componente de velocidade paralela a falha. Na parte superior é mostrada a distribuição das máximas velocidades.

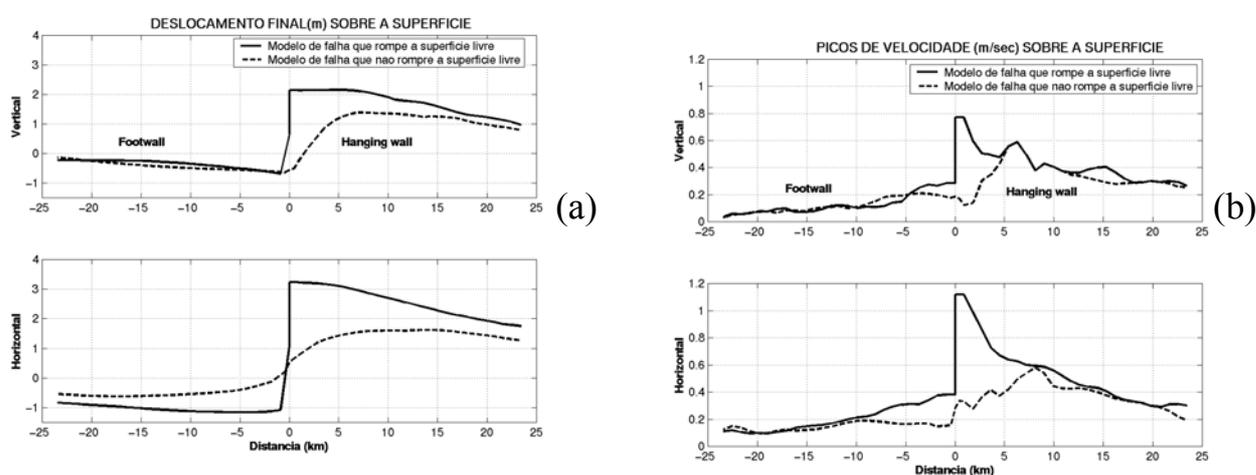


**Figura 7.11.** Distribuição no espaço-tempo da velocidade de deslizamento ao longo da falha correspondente ao “*hanging wall*”. Modelo parte sul.



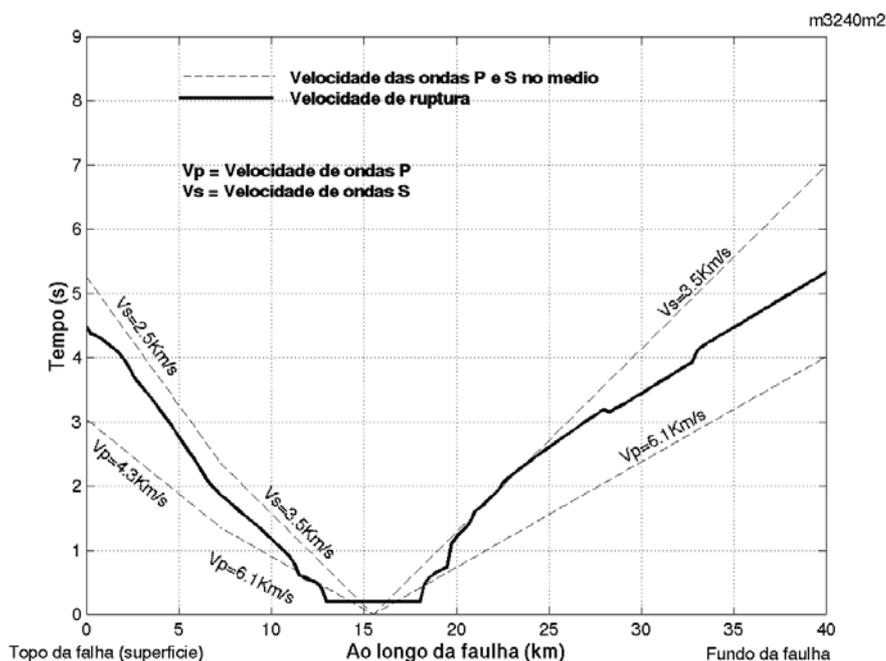
**Figura 7.12.** Comparação da componente horizontal e vertical dos máximos deslocamentos ao longo da superfície entre os simulados e os dados do GPS. Modelo parte sul.

Com o objetivo de mostrar os efeitos da falha que rompe a superfície livre, na figura 7.13 compara-se a componente horizontal e vertical das máximas velocidades ao longo da superfície entre dois modelos dinâmicos. Um dos modelos é o utilizado para simular o terremoto de Taiwan (Figura 7.7), onde a ruptura alcança a superfície livre. O outro modelo tem as mesmas características do modelo anterior com a diferença de que, neste segundo modelo, o processo de ruptura é forçado a parar artificialmente 3km antes de chegar à superfície livre. Pode-se claramente observar que os efeitos da ruptura que alcança a superfície livre sobre o movimento sísmico é maior perto da falha.



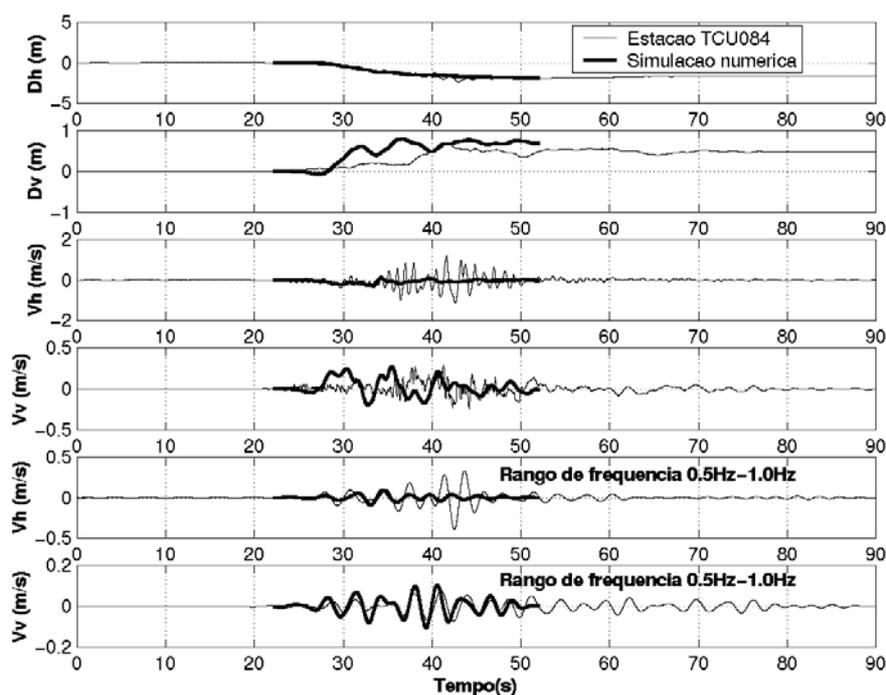
**Figura 7.13.** Comparação da componente horizontal e vertical do deslocamento final e das máximas velocidades ao longo da superfície entre o modelo utilizado para simular o terremoto de Taiwan (linha sólida) e um outro modelo onde a ruptura não alcança a superfície (linha entrecortada). a) Deslocamento final; b) picos de velocidade.

A propagação da ruptura esquematizada na Figura 7.14, mostra que a velocidade de propagação da ruptura é variável; a ruptura na direção da superfície livre alcança velocidades equivalentes às velocidades das ondas S, mas perto da superfície livre, a ruptura é acelerada alcançando velocidades supersônicas. Por outro lado, a ruptura em direção à parte profunda, a ruptura começa com velocidades subsônicas e aumenta monotonicamente alcançando velocidades supersônicas na parte mais profunda.

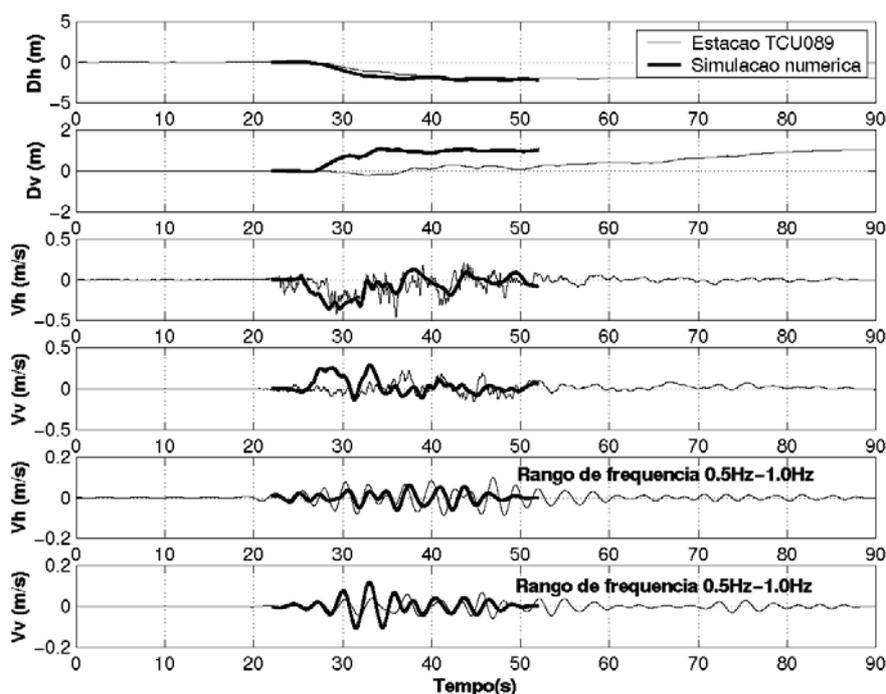


**Figura 7.14.** Esquema da propagação de ruptura no espaço e tempo. Modelo parte sul.

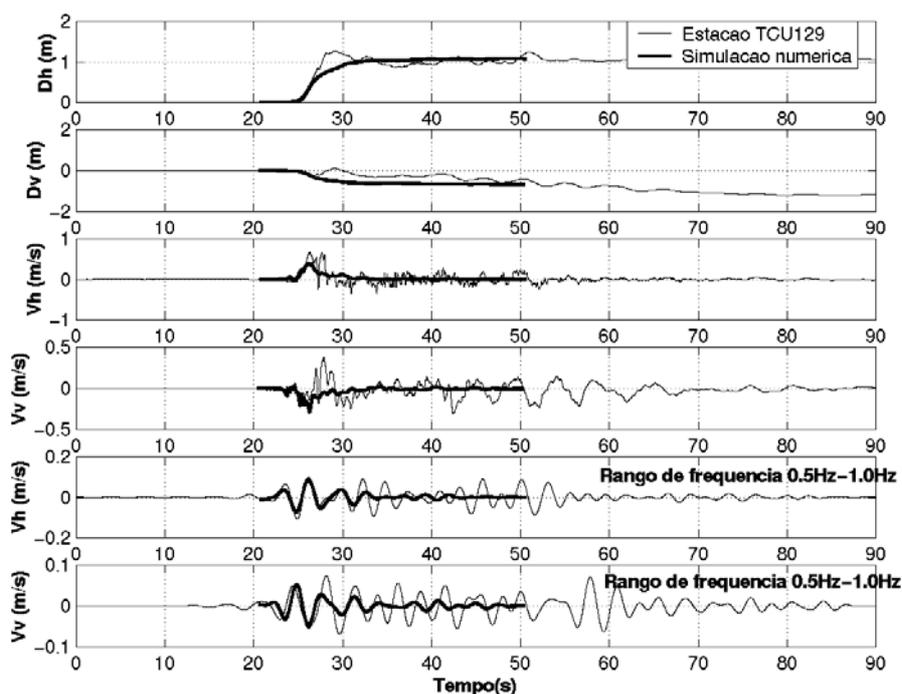
Com o objetivo de validar o modelo dinâmico desenvolvido no presente trabalho, comparam-se os resultados de movimento sísmico gerados pelo modelo com os registros de cinco estações perto da superfície de ruptura. Nas Figuras 7.6 e 7.7 mostra-se a localização das estações TCU084, TCU089 (no “*hanging wall*”) e TCU129, TCU116, TCU122 (no “*footwall*”). As componentes leste-oeste (horizontal) e vertical dos deslocamentos e velocidades dos movimentos sísmicos são comparados com os registros das estações sismológicas, mostradas nas Figuras 7.15-7.19. Nas figuras podem-se observar que as principais características do movimento sísmico são reproduzidos satisfatoriamente. A comparação na faixa de frequências 0.5Hz-1.0Hz, a simulação corresponde muito bem aos observados. A simulação para as estações TCU084 (Fig. 7.15) e TCU089 (Fig. 7.16), localizadas no “*hanging wall*”, combinam muito bem com os observados, exceto a componente horizontal da estação TCU084 onde, segundo Chiu (2000), esta estação foi afetada consideravelmente pelos efeitos de sítio na componente horizontal. Por outro lado, as simulações das estações TCU129 (Fig. 7.17), TCU122 (Fig. 7.18) e TCU116 (Fig. 7.19), localizadas no “*footwall*”, correspondem bem com as observações somente na parte inicial dos registros. Os movimentos no “*footwall*” podem estar afetados pela existência de camadas de rigidez menores que as de “*hanging wall*”, que não foram considerados na simulação. Segundo a topografia da zona do terremoto, o lado de “*hanging wall*” faz parte de montanhas rochosas acidentadas, enquanto que o lado de “*footwall*” é uma zona plana.



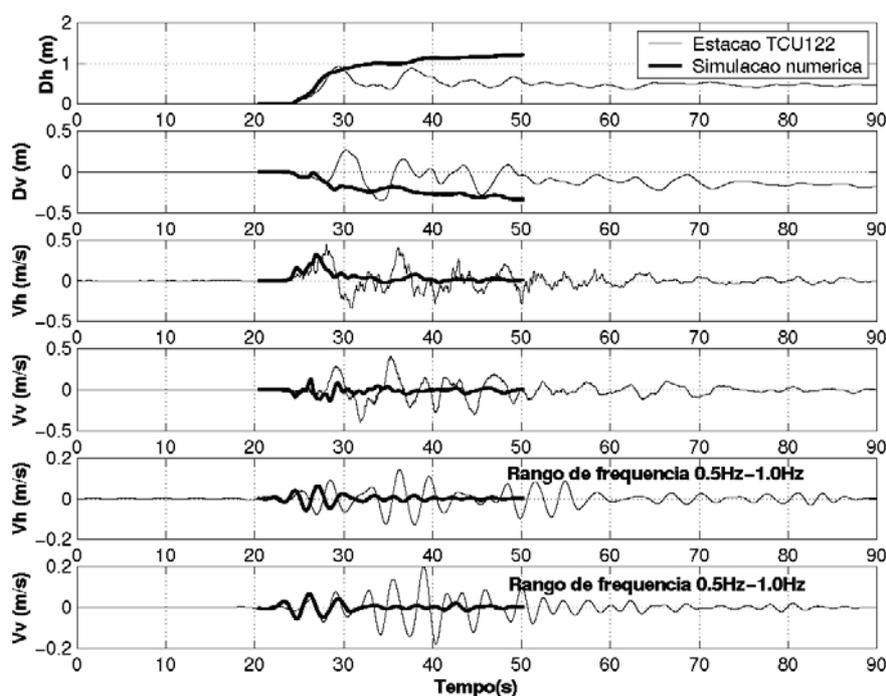
**Figura 7.15.** Comparação entre as simulações e os registros da estação TCU084 das componentes leste-oeste (horizontal) e vertical dos deslocamentos e velocidades dos movimentos sísmicos. Na parte inferior mostra-se a comparação num intervalo de frequência entre 0.50Hz e 1.0Hz.



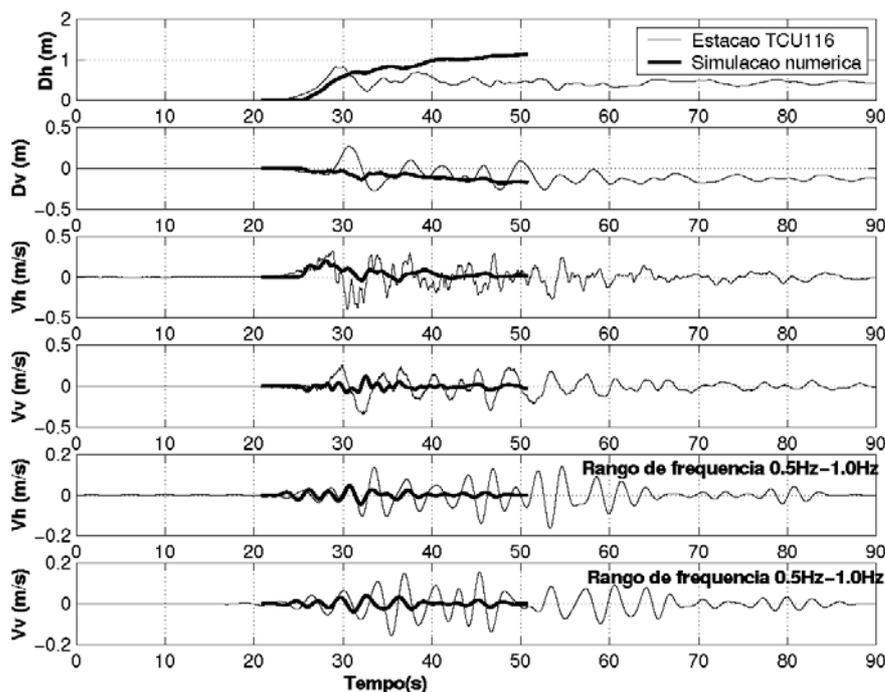
**Figura 7.16.** Comparação entre as simulações e os registros da estação TCU089 das componentes leste-oeste (horizontal) e vertical dos deslocamentos e velocidades dos movimentos sísmicos. Na parte inferior mostra-se a comparação num intervalo de frequência entre 0.50Hz e 1.0Hz.



**Figura 7.17.** Comparação entre as simulações e os registros da estação TCU129 das componentes leste-oeste (horizontal) e vertical dos deslocamentos e velocidades dos movimentos sísmicos. Na parte inferior mostra-se a comparação num intervalo de frequência entre 0.50Hz e 1.0Hz.



**Figura 7.18.** Comparação entre as simulações e os registros da estação TCU122 das componentes leste-oeste (horizontal) e vertical dos deslocamentos e velocidades dos movimentos sísmicos. Na parte inferior mostra-se a comparação num intervalo de frequência entre 0.50Hz e 1.0Hz.

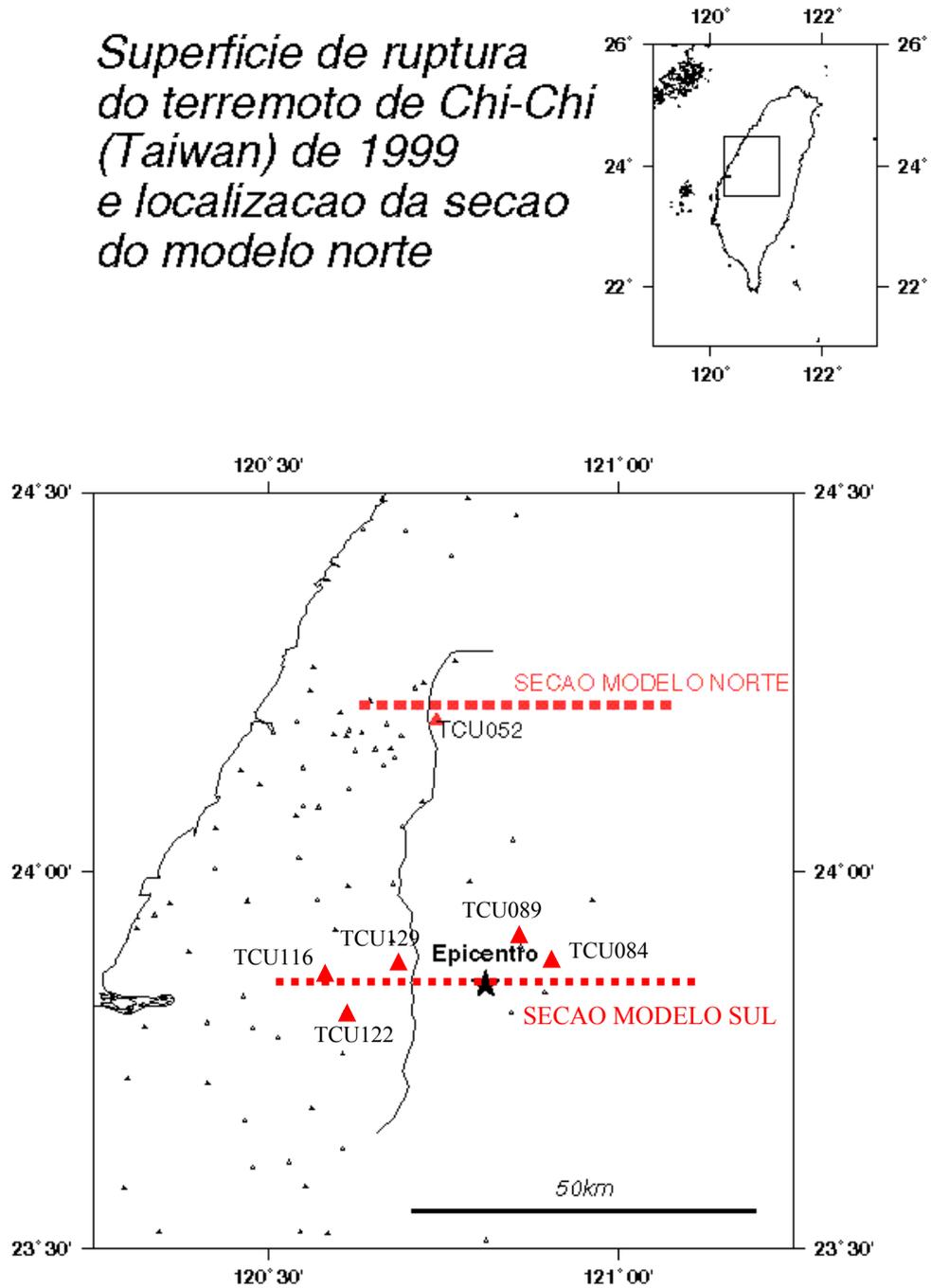


**Figura 7.19.** Comparação entre as simulações e os registros da estação TCU116 das componentes leste-oeste (horizontal) e vertical dos deslocamentos e velocidades dos movimentos sísmicos. Na parte inferior mostra-se a comparação num intervalo de frequência entre 0.50Hz e 1.0Hz.

#### 7.4 Diferenças do processo de ruptura da falha entre a parte norte e parte sul

Como descrito no início deste capítulo, embora os maiores movimentos sísmicos tenham acontecido na parte norte da falha, os danos em estruturas são menores comparados com as da parte sul. Com o objetivo de ter um melhor entendimento da diferença de distribuição de danos entre a parte sul e parte norte da falha, modela-se a ruptura da falha da parte norte com características similares à parte sul. Na Figura 7.20 observa-se a localização da seção transversal do modelo dinâmico utilizado na parte sul e parte norte. Para poder distinguir ambos modelos, chama-se “modelo sul” e “modelo norte” para a parte sul e norte respectivamente.

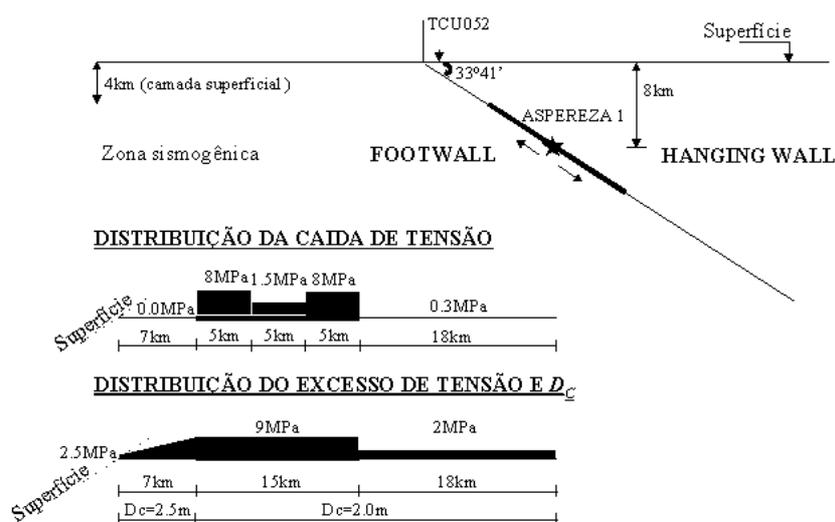
*Superfície de ruptura  
do terremoto de Chi-Chi  
(Taiwan) de 1999  
e localização da seção  
do modelo norte*



**Figura 7.20.** Localização da seção transversal do modelo da parte norte e parte sul. Os triângulos representam as estações utilizadas para comparação.

### 7.4.1 Modelo dinâmico da falha (modelo norte)

O modelo da falha e os parâmetros utilizados para o modelo dinâmico são mostrados na Figura 7.21. As principais suposições do modelo norte são as mesmas que do modelo sul, com a diferença de que no modelo norte é considerado a existência de uma única aspereza de 15km de comprimento com queda de tensão alta (8MPa nos extremos e 1.5MPa no meio). O deslizamento crítico é de 2.5m na parte da falha que corresponde a camada superficial e 2.0m no resto da falha. O excesso de tensão é 9MPa na aspereza.

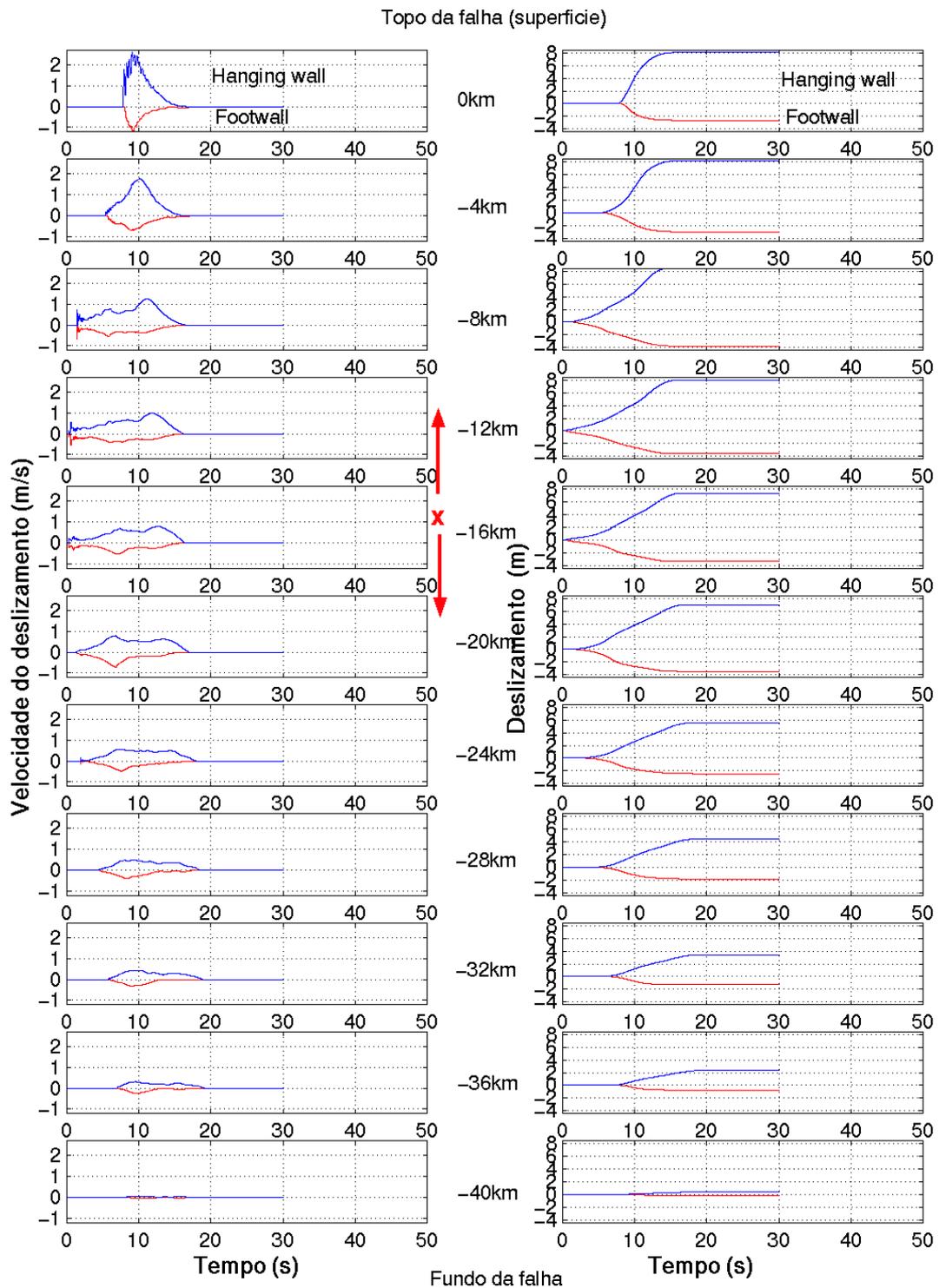


**Figura 7.21.** Modelo da falha e distribuição de parâmetros utilizados para a simulação dinâmica do processo de ruptura da parte norte.

### 7.4.2 Comparação dos resultados do modelo norte e modelo sul

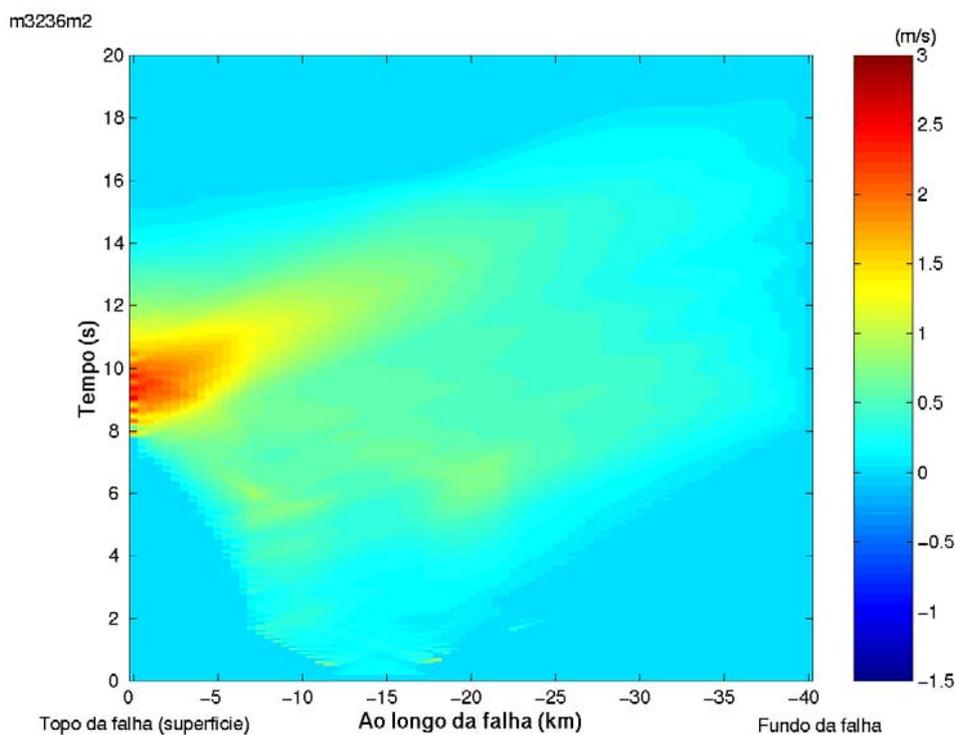
Os dois modelos apresentam características similares em relação aos efeitos dinâmicos de uma falha inversa no movimento. Na Figura 7.22 é mostrada a distribuição do deslizamento e velocidade do deslizamento ao longo da falha do modelo norte. Nesta figura pode-se observar os movimentos maiores no “*hanging wall*” comparado com os do “*footwall*”. Este fato também é observado na Figura 7.23 na distribuição, no espaço-tempo, da velocidade de deslizamento ao longo da falha correspondente ao “*hanging wall*”, o movimento é amplificado quando a ruptura alcança a superfície livre. Todas estas características foram observadas e analisadas nos resultados do modelo sul. As velocidades e deslocamentos do movimento sísmico registrados na estação TCU052, localizada no “*hanging wall*” do modelo norte, são simulados; a localização desta estação é mostrada na Figura 7.20 e 7.21. A comparação do movimento simulado com o registrado na

estação TCU052 é mostrado na Figura 7.24. Pode-se observar que o movimento simulado corresponde muito bem ao observado.

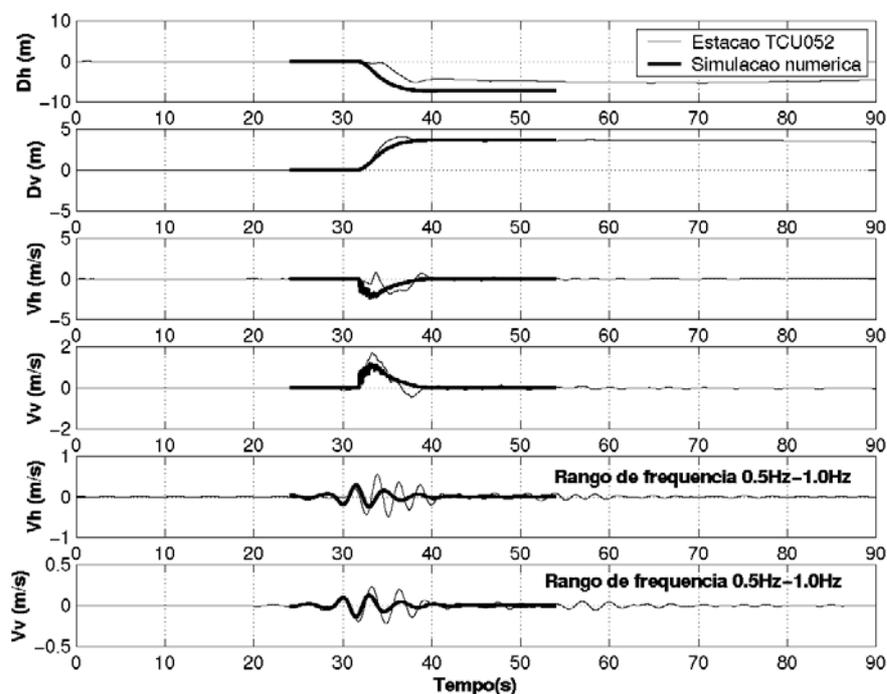


m3236m2

**Figura 7.22.** Velocidade de deslizamento e deslizamento ao longo da falha do modelo da parte norte.



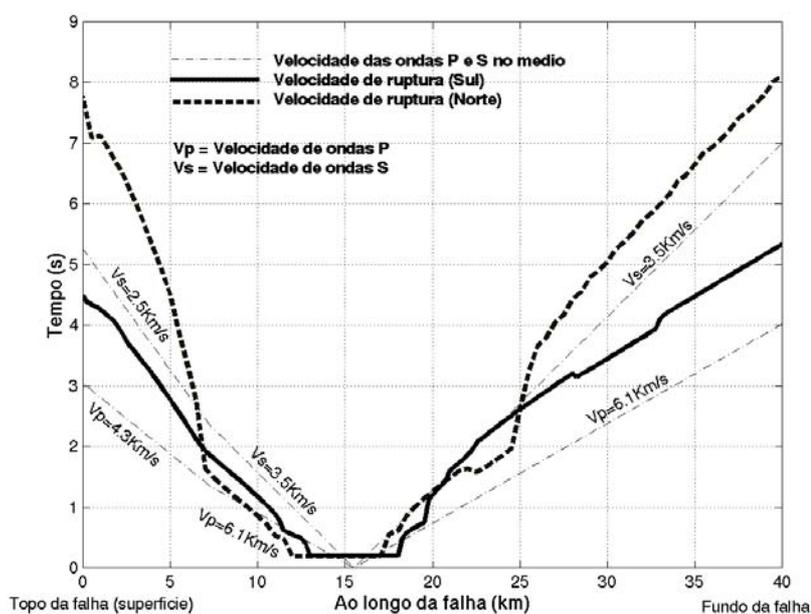
**Figura 7.23.** Distribuição no espaço-tempo da velocidade de deslizamento ao longo da falha correspondente ao “*hanging wall*”. Modelo norte.



**Figura 7.24.** Comparação entre as simulações e os registros da estação TCU052 das componentes leste-oeste (horizontal) e vertical dos deslocamentos e velocidades dos movimentos sísmicos. Na parte inferior mostra-se a comparação num intervalo de frequência entre 0.50Hz e 1.0Hz.

A distribuição do deslizamento e velocidade do deslizamento ao longo da falha, graficada nas Figura 7.9 (modelo sul) e Figura 7.22 (modelo norte), mostram que a duração do movimento e o deslizamento total ao longo da falha é maior no modelo norte que no modelo sul. No entanto, os picos de velocidade na maior parte da falha são maiores no modelo sul que no modelo norte, exceto em alguns setores fora da aspereza do modelo sul e na superfície livre, onde no modelo norte são maiores. Uma característica importante entre estes dois modelos é que os picos de velocidade no modelo sul são alcançados abruptamente no início da ruptura, no entanto, embora o modelo norte também apresente esta característica de subir a velocidade abruptamente no início, o pico é alcançado de forma suave depois de passar por esta etapa abrupta.

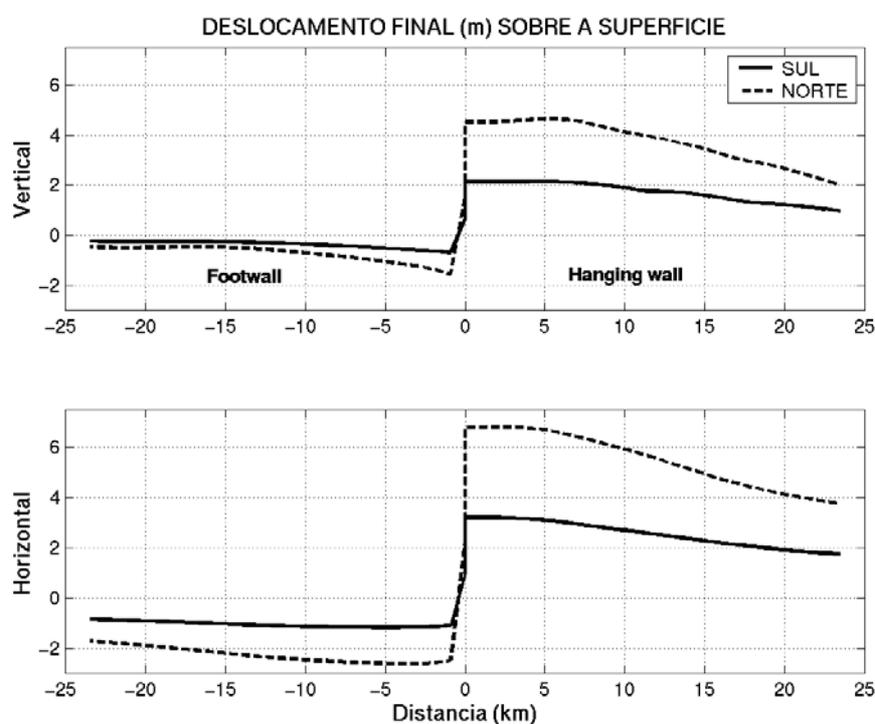
A comparação da propagação de ruptura do modelo norte e sul, graficada na Figura 7.25, mostra que a ruptura do modelo norte atravessa a aspereza com velocidades supersônicas e muda abruptamente a velocidades subsônicas ao sair da aspereza. A velocidade de ruptura na direção da superfície livre alcança valores pequenos variando entre 0.9 km/seg. e 1.8km/seg, sendo os valores menores perto da superfície livre. Por outro lado, a propagação na direção oposta a superfície livre, a ruptura experimenta uma descontinuidade quando sai da zona de aspereza, em um pequeno espaço, a ruptura passa de supersônica para pequenas velocidades subsônicas (ao redor de 0.8 km/seg.), mas logo, recupera-se alcançando velocidades estáveis equivalentes a velocidade de ondas S. A velocidade de ruptura do modelo norte propaga-se suavemente e com velocidades baixas comparada com a do modelo sul.



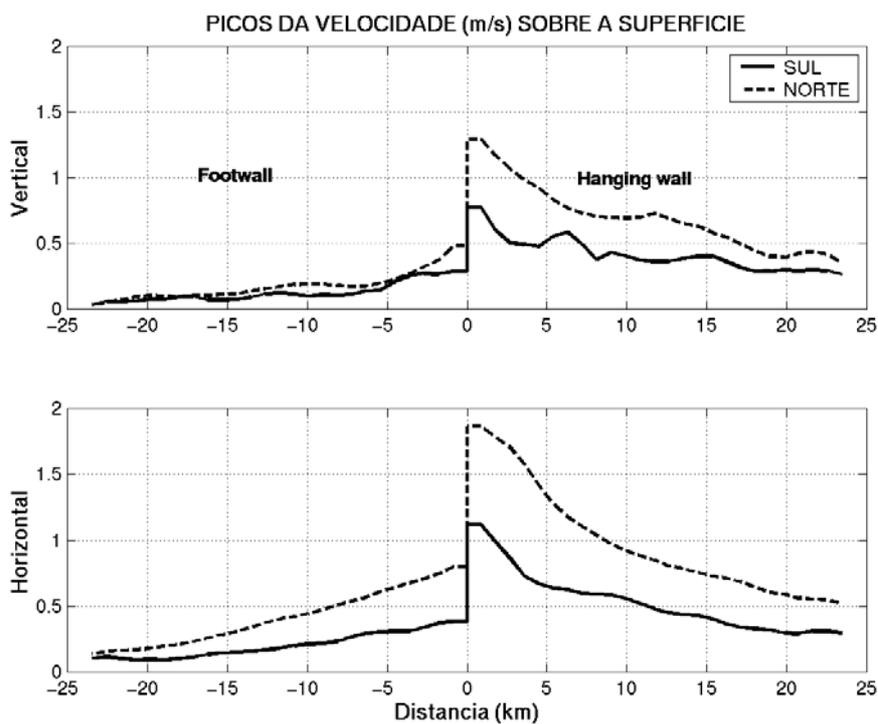
**Figura 7.25.** Comparação do processo da propagação de ruptura entre o modelo sul e modelo norte.

As comparações dos deslocamentos máximos (Figura 7.26) e velocidades máximas (Figura 7.27) ao longo da superfície livre, mostram que os movimentos no modelo norte são maiores que os do modelo sul. Os resultados da simulação mostram que o modelo sul predisse deslocamentos verticais máximos de 2.0m e horizontais de 3.5m no “*hanging wall*”, por outro lado, o modelo norte predisse deslocamentos verticais máximos de 4.0m e horizontais de 6.5m no “*hanging wall*”. No entanto, quando os movimentos são filtrados em uma faixa de frequência de 0.5H-2.0Hz (Figura 7.28), os picos de velocidade são maiores no modelo sul que no modelo norte, especialmente no “*hanging wall*”. Na Figura 7.29 mostra-se a comparação das formas de onda das velocidades em uma faixa de frequência de 0.5H-2.0Hz, observa-se que o movimento no modelo sul mostra ondas com frequências mais altas.

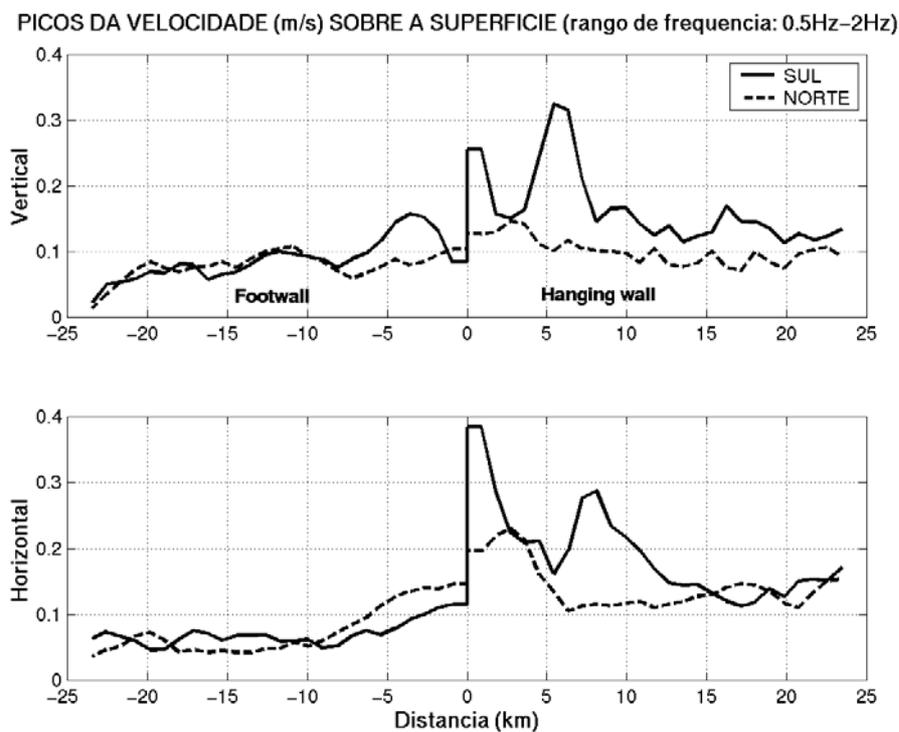
Da análise dos resultados pode-se deduzir que o modelo norte predisse movimentos fortes bem maiores que o modelo sul em baixas frequências. No entanto, em frequências altas entre 0.5Hz to 2.0Hz (faixa de frequência natural de estruturas correntes), o movimento forte é maior no modelo sul que no modelo norte. Estas características dos dois modelos sugerem que, embora o modelo norte apresente maiores movimentos fortes, os maiores danos em estruturas podem acontecer no modelo sul por apresentar maiores possibilidades de excitar severamente a frequência fundamental das estruturas.



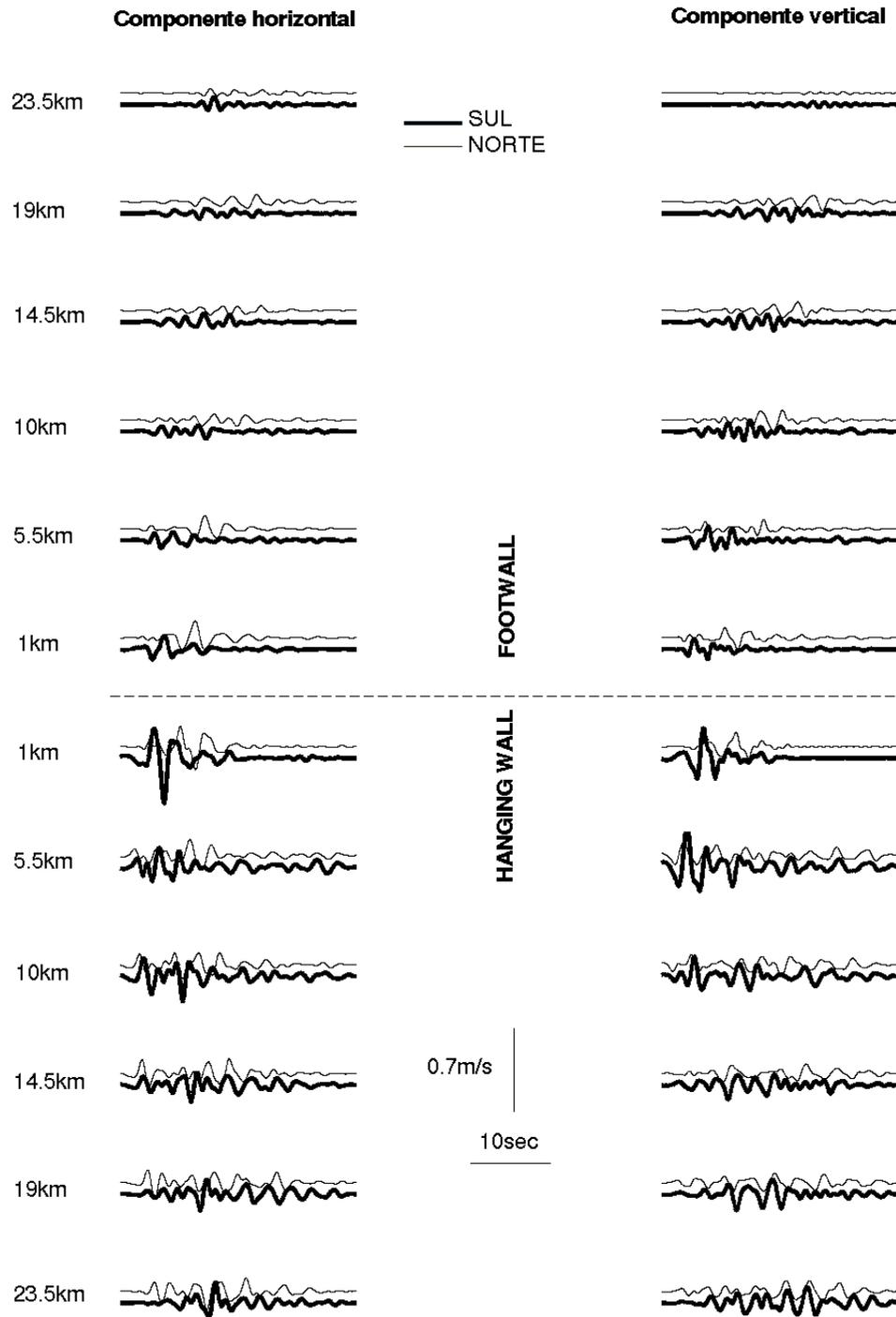
**Figura 7.26.** Comparação do deslocamento final ao longo da superfície livre entre o modelo sul e modelo norte.



**Figura 7.27.** Comparação das máximas velocidade ao longo da superfície livre entre o modelo sul e modelo norte.



**Figura 7.28.** Comparação entre o modelo sul e modelo norte das máximas velocidade no intervalo de frequência 0.5Hz-2.0Hz ao longo da superfície livre.



**Figura 7.29.** Comparação da formas de onda das velocidades (0.5 – 2.0Hz) ao longo da superfície livre entre o modelo norte e modelo sul

Esta diferença de movimento entre o modelo norte e sul é devido aos efeitos do deslizamento crítico e a resistência da falha (excesso de tensão) que são maiores no modelo norte. Estes parâmetros retardam o processo de ruptura da falha provocando velocidades de ruptura lentas, como mostrado na Figura 7.25; nesta figura mostra-se que a ruptura do modelo norte alcança a superfície livre lentamente (ao redor de 1.2km/seg), no entanto, a ruptura do modelo sul alcança a superfície livre com velocidades altas (ao redor de 3.0km/seg). Estes parâmetros também modificam a forma das funções de velocidade de deslizamento ao longo da falha como mostrado na Figura 7.9 (modelo sul) e a Figura 7.22 (modelo norte). O modelo sul apresenta funções de velocidade com picos abruptos, no entanto, no modelo norte são mais suaves. Estas características fazem que o movimento sísmico no modelo sul seja mais violento contendo altas frequências. A diferença destes dois modelos pode ajudar a interpretar o que aconteceu no terremoto de Chi-Chi (Taiwan) de 1999.

## 8. SIMULAÇÃO DE MOVIMENTOS SÍSMICOS EM ALTAS FREQUENCIAS

### 8.1 Introdução

Como mostrado no capítulo anterior, os efeitos do mecanismo da fonte na geração de movimentos sísmicos na superfície, perto da fonte, são muito importantes. No entanto, devido à limitação do tempo computacional, os modelos dinâmicos, assim como também os modelos cinemáticos tem a desvantagem de simular movimentos somente em freqüências baixas (menor a 1Hz ou excepcionalmente 2.0Hz). Os movimentos somente em freqüências baixas não são de grande interesse para os propósitos de engenharia. Embora as baixas freqüências sejam também importantes, é necessário simular movimentos em altas freqüências (até 10.0Hz ou 20.0Hz) para propósitos de projeto das estruturas. Neste sentido, até que não se solucionem as limitações computacionais dos modelos dinâmicos para gerar altas freqüências, no presente item propõe-se uma técnica combinando o modelo dinâmico (que gera as baixas freqüências) e um modelo estocástico (que gera as altas freqüências) para simular movimentos sísmicos em faixas de freqüência ampla (até 20.0Hz). Desta maneira, toma-se em consideração os efeitos do mecanismo da fonte e a aleatoriedade das altas freqüências nos movimentos sísmicos.

O procedimento a seguir está baseado no método proposto por Kamae et al. (1998), que utilizam registros de pequenos eventos, como funções de Green sintéticos, para simular movimentos fortes. Os pequenos eventos são calculados combinando os movimentos em baixas freqüências (calculado deterministicamente) e os movimentos em altas freqüências (calculado estocasticamente). O evento principal é expresso como a superposição dos registros dos pequenos eventos.

A utilização de pequenos eventos para simular eventos principais foi originalmente proposto por Harzell (1978). Kanamori (1979) utiliza o mesmo método para simular movimentos em baixas freqüências e avalia as relações dos momentos sísmicos dos pequenos eventos e do evento principal. Irikura (1983), utilizando a mesma idéia, propõe um método semi-empírico baseado na semelhança dos parâmetros da fonte dos eventos pequenos e do evento principal; ele parte da suposição de que o comprimento e a largura da falha assim como o deslocamento médio, dos eventos pequenos e do evento principal, são proporcionais entre eles. Para simular altas freqüências entre 0.05 Hz e 10.00Hz, Irikura (1986), Joyner e Boore (1988), Dan et al. (1990) Frankel (1995) entre outros, utilizam o modelo omega quadrado ( $\omega^2$ ) “*omega square model*” para estimar as altas

freqüências. Recentemente Kamae e Irikura (1998) reformulam o método de Irikura (1986) e aplicam para simular o terremoto de Kobe (Japão) de 1995. Dan et al. (1990), utilizam um modelo semi-empírico baseado nos modelos de ruptura, obtidos da inversão cinemática da fonte, que mostram a distribuição do deslizamento ao longo da falha. Harztzell et al (1999), calcula movimentos em bandas de freqüência ampla para simular o terremoto de Northridge de 1994, eles combinam as baixas freqüências geradas por modelos cinemáticos e altas freqüências geradas através de ruídos brancos como funções de Green.

## **8.2 Procedimento para simular movimentos sísmicos em bandas de freqüência ampla**

Em geral a técnica proposta tem os seguintes passos:

Primeiro passo: Desenvolve-se um modelo dinâmico e simula-se o processo de ruptura dinâmica da falha. Guarda-se as funções da velocidade de deslizamento ao longo da falha, que é chamado como “modelo da fonte”, e o movimento sísmico gerado em baixas freqüências. Este passo já foi desenvolvido nos capítulo anterior. Utiliza-se o modelo sul descrito no item 7.3 (Figura 7.7) e guarda-se as funções de velocidade de deslizamento da Figura 7.9 e os movimentos sísmicos simulados das Figuras 7.15 a 7.19

Segundo passo: Seguindo o método proposto por Kamae et al. (1998), simula-se as altas freqüências utilizando o modelo estocástico de Boore (1983), onde os eventos tem o espectro de omega quadrado. Os parâmetros da fonte representados pelas funções de velocidade de deslizamento ao longo da falha, calculado no primeiro passo, são utilizados para simular as funções de Green estocásticas. Este passo será explicado em detalhe no próximo item.

Terceiro passo: O movimento sísmico em bandas de freqüência ampla é calculado somando o movimento em baixas freqüências (primeiro passo) e o movimento em altas freqüências (segundo passo).

## **8.3 Simulação do movimento sísmico em altas freqüências**

O movimento em altas freqüências é gerado utilizando a técnica proposta por Boore (1983). Neste método, os eventos tem a densidade espectral de potência como sendo o modelo omega quadrado.

O modelo da fonte (Figura 7.9), calculado através do modelo dinâmico, é utilizado para gerar funções de Green em altas frequências. Estas funções de Green são obtidas através de um gerador de ruído colorido com um espectro de omega quadrado. A técnica proposta por Kamae et al. (1998) é seguida.

A falha é subdividida em várias subfalhas, considera-se que cada subfalha é a superfície de um elemento cúbico do MED sobre a falha. A característica particular do método é que não são utilizados pequenos eventos para cada subfalha como utilizado por Kamae et al. (1998); calcula-se diretamente o evento principal que corresponde a cada subfalha. Considera-se que o evento gerado por cada subfalha faz parte do evento principal, porque este é gerado do modelo dinâmico que já é o modelo da fonte do evento principal.

O movimento em altas frequências em um ponto da superfície (sítio) é expresso como a superposição dos subeventos correspondentes a cada subfalha:

$$U(t) = \sum_{i=1}^N u_i(t - \frac{r_i}{\beta}) \quad (8.1)$$

onde:  $u_i(t)$  é o subevento correspondente a subfalha  $i$ ,  $r_i$  é a distância do sítio à subfalha  $i$ ,  $\beta$  é a velocidade de ondas  $S$  no meio,  $N$  é o número de subfalhas.

O subevento  $u_i(t)$  é gerado utilizando a técnica de modelos estocásticos proposto por Boore (1983). O método considera que o espectro da transformada de Fourier de  $u_i(t)$  no sítio pode ser representado como o produto do espectro  $S(\omega)$ , que é produzido pela fonte sísmica a uma distância  $r$  do sítio, e funções de filtro que representam os efeitos do caminho de atenuação e a resposta do sítio. Consequentemente, a transformada de Fourier de  $u_i(t)$  no sítio pode ser representada por

$$u(\omega) = \frac{F}{4\pi\rho\beta^3 r} S(\omega)P(\omega)G(\omega)e^{-\omega r/2Q\beta} \quad (8.2)$$

onde  $\omega$  é a frequência angular,  $F$  é o caminho de radiação da velocidade de onda  $S$ ,  $G(\omega)$  representa a resposta do efeito do sítio,  $Q$  é o fator de qualidade do meio e  $P(\omega)$  é o espectro observado e cortado acima de uma certa frequência  $\omega_m$  que é causado pela atenuação das altas frequências.  $P(\omega)$  é considerado como um filtro de quarta ordem de Butterworth (Boore, 1983)

$$P(\omega) = \left[ 1 + \left( \frac{\omega}{\omega_m} \right)^8 \right]^{-1/2} \quad (8.3)$$

$S(\omega)$  é calculado multiplicando o modelo omega quadrado  $\omega^{-2}$  pelo espectro de Fourier de um ruído Gaussiano de banda limitada. O modelo omega quadrado  $\omega^{-2}$  para uma falha circular é dado como

$$M_0(\omega) = \frac{M_0}{1 + (\omega / \omega_c)^2} \quad (8.4)$$

onde  $\omega_c$  é a frequência de corte de uma falha circular,  $M_0$  é o momento sísmico dado por

$$M_0 = \mu DA \quad (8.5)$$

$\mu$  é o módulo de corte do meio,  $D$  é o deslizamento final da falha e  $A$  é a área da falha.

Considera-se que a frequência de corte  $\omega_c$  é o limite entre as altas e baixas frequências. Então, o espectro  $S(\omega)$  produzido pela fonte sísmica, somente em frequências altas, está dado por

$$S(\omega) = H(\omega - \omega_c) W(\omega) M_0(\omega) \quad (8.6)$$

onde  $W(\omega)$  é o espectro de Fourier do ruído Gaussiano de banda limitada e  $H(\omega - \omega_c)$  é a função de passo unitário especificado por

$$H(\omega - \omega_c) = \begin{cases} 1, & \text{se } \omega - \omega_c \geq 0 \\ 0, & \text{se } \omega - \omega_c < 0 \end{cases} \quad (8.7)$$

O ruído Gaussiano de banda limitada no domínio do tempo  $W(t)$ , é gerado utilizando como janela as funções da velocidade de deslizamento ao longo da falha previamente calculado pelo modelo dinâmico (Figura 7.9). Note-se que estas funções de velocidade contem intrinsecamente a duração do deslizamento assim como o tempo de início do deslizamento de cada subfalha.

Utilizando o deslizamento total de cada subfalha  $i$ , previamente calculado pelo modelo dinâmico (Figura 7.9), pode-se obter o momento sísmico  $m_0^i$  para subfalha  $i$  através da Equação 8.5. Devido à incoerência da aleatoriedade das altas frequências no somatório total de todos os subeventos, considera-se que o quadrado do espectro do evento principal é igual ao somatório dos quadrados dos espectros de todos os subeventos, isto é,

$$U^2(\omega) = \sum_{i=1}^N u_i^2(\omega) \quad (8.8)$$

Agora, temporalmente considera-se que todos os subeventos são iguais. Então, o espectro total do evento principal  $U(\omega)$  pode ser dado como

$$U(\omega) = \sqrt{N}u_i(\omega) \quad (8.9)$$

O cálculo do momento sísmico total conserva a condição coerente do somatório de todos os subeventos por estar nas baixas frequências. Utilizando o mesmo critério para obter a equação 8.9, tem-se que o momento sísmico total do evento principal esta dado por

$$M_o^T = Nm_o^i \quad (8.10)$$

onde  $M_o^T$  é o momento sísmico total e  $m_o^i$  é o momento sísmico do subevento  $i$ .

Das Equações 8.2 e 8.6, define-se que o espectro do evento total  $U(\omega)$  é proporcional ao momento sísmico total  $M_o^T$ , então, o espectro de  $U(\omega)$  é dado por:

$$U(\omega) = H(\omega - \omega_c) \frac{F}{4\pi\rho\beta^3 r_i} \frac{P(\omega)G(\omega)W_i(\omega)M_o^T}{(1 + \omega / \omega_c)^2} e^{-\omega r_i / 2Q\beta} \quad (8.11)$$

Substituindo os valores das Equações 8.9 e 8.10 na Equação 8.11, obtém-se o espectro de Fourier em altas frequências do subevento correspondente a subfalha  $i$  é dado por

$$u_i(\omega) = H(\omega - \omega_c) \frac{F\sqrt{N}}{4\pi\rho\beta^3 r_i} \frac{P(\omega)G(\omega)W_i(\omega)m_o^i}{(1 + \omega / \omega_c)^2} e^{-\omega r_i / 2Q\beta} \quad (8.12)$$

A frequência de corte de uma falha circular é dada por

$$f_c = K \frac{\beta}{R} \quad (8.13)$$

onde  $f_c = \omega_c / 2\pi$ ,  $R$  é o rádio equivalente da falha circular dado pela expressão  $LW = \pi R^2$ ,  $L$  e  $W$  são o comprimento e largura da falha respectivamente, e  $K$  é um coeficiente de proporcionalidade que pode ter o valor de 0.37 (Brune, 1970).

A Equação 8.12 é o espectro dos deslocamentos de um subevento. Como no presente trabalho são utilizadas as funções de velocidade de deslizamento da fonte sísmica como janelas para gerar o processo aleatório, calculam-se as velocidades em altas freqüências de cada subevento, para isso, é necessário multiplicar a freqüência  $\omega$  pelo espectro de deslocamentos da equação 8.12:

$$u_i(\omega) = H(\omega - \omega_c) \omega \frac{F\sqrt{N}}{4\pi\rho\beta^3 r_i} \frac{P(\omega)G(\omega)W_i(\omega)m_o^i}{(1 + \omega / \omega_c)^2} e^{-\omega r_i / 2Q\beta} \quad (8.14)$$

A Equação 8.14 é o espectro de velocidade do subevento correspondente a subfalha  $i$ . O subevento  $u_i(t)$  da Equação 8.1, correspondente a subfalha  $i$ , é calculado determinando a transformada de Fourier inversa da Equação 8.14.

O procedimento acima descrito é aplicado para gerar os registros de velocidade em altas freqüências do modelo sul (Figura 7.7) e simula-se as estações TCU084, TCU089 (no “*hanging wall*”) e TCU129, TCU116, TCU122 (no “*footwall*”).

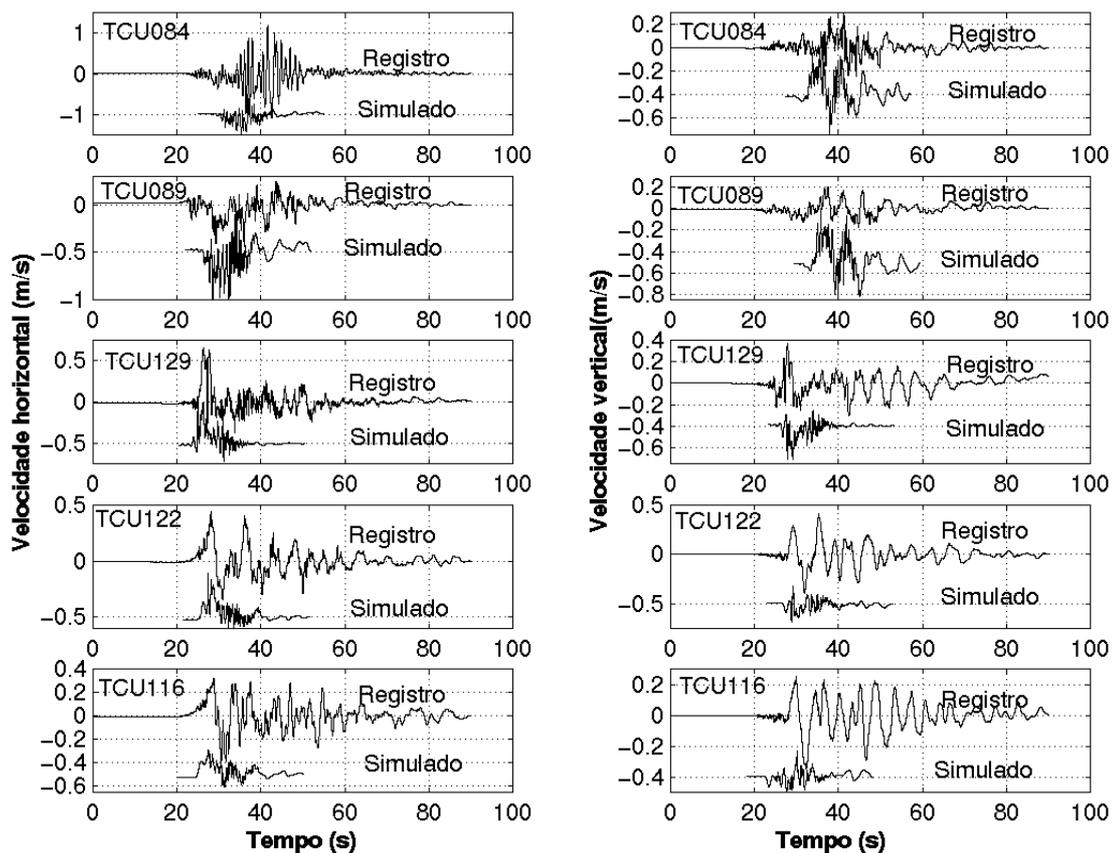
Para a simulação considera-se que a resposta do sítio  $G(\omega)$  é constante e igual a 1.00, o fator de qualidade  $Q=100$ , o caminho de radiação  $F=0.5$ , a freqüência de corte  $f_m=20\text{Hz}$ , comprimento da falha  $L=40\text{km}$ , e largura  $W=0.25\text{km}$ .  $W$  corresponde ao tamanho do lado de um elemento cúbico utilizado para a simulação dinâmica.

Considera-se que as altas freqüências são geradas unicamente pelas asperezas. Neste sentido, utiliza-se somente as subfalhas correspondentes as zonas de aspereza do modelo dinâmico da Figura 7.7.

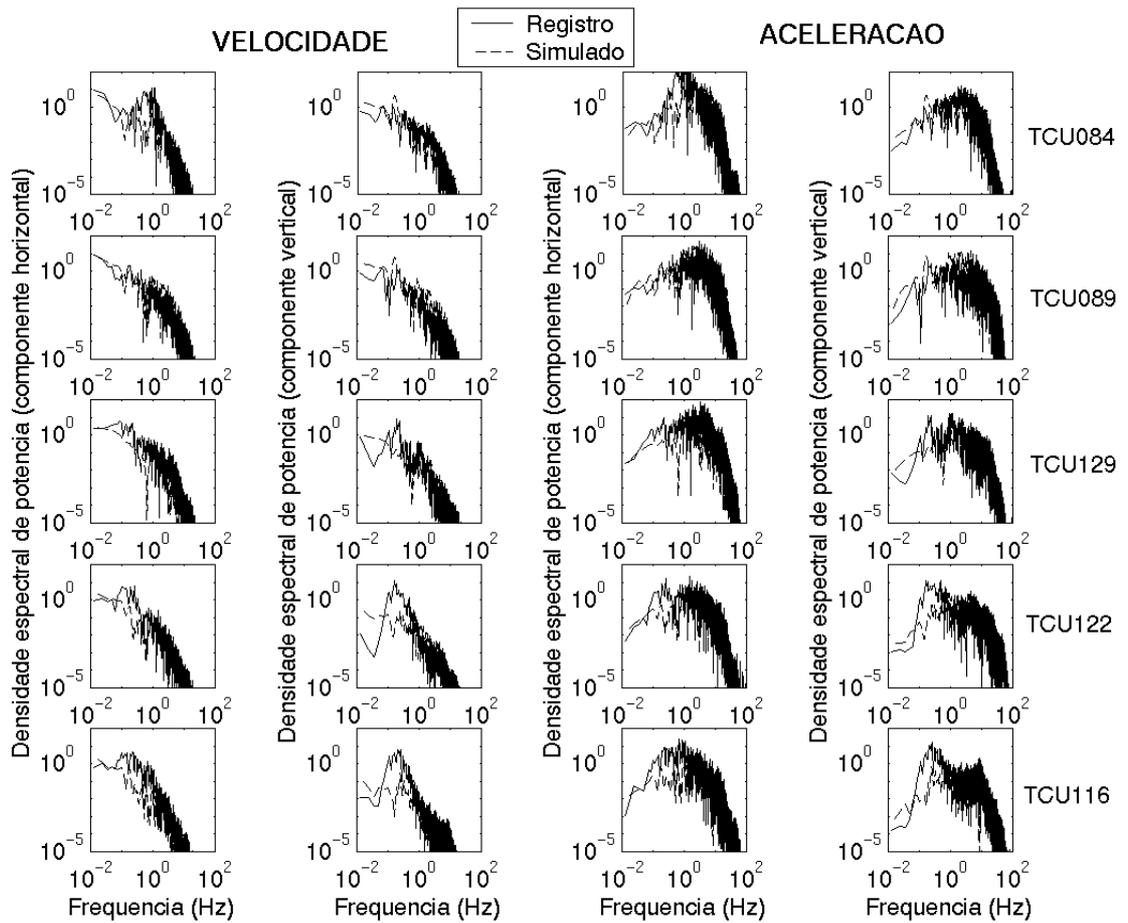
Os resultados das simulações comparados com as observações são graficados na Figura 8.1 e 8.2. A comparação das componentes horizontal e vertical das histórias de velocidade no tempo em um faixa de freqüência de 0.01Hz-20.0Hz são graficadas na Figura 8.1. Enquanto que, a comparação da densidade espectral de potência das componentes horizontal e vertical das velocidade e acelerações são graficadas na Figura 8.2.

As simulações das estações TCU084 e TCU089, localizadas no “*hanging wall*”, correspondem muito bem com às observações no domínio do tempo assim como no domínio da freqüência, exceto com a componente horizontal da estação TCU084, que como mencionado anteriormente, esta estação foi afetada consideravelmente pelos efeitos de sítio na sua componente

horizontal (Chiu, 2000). As simulações das estações TCU129, TCU122 e TCU116, localizadas no “*footwall*”, correspondem muito bem com às observadas no domínio da frequência, especialmente nas altas frequências, no entanto, no domínio do tempo somente o início do evento é simulado. Pode-se observar que as ondas em baixa frequência, dos registros observados, são consideravelmente maiores que os simulados na magnitude e na duração. Como foi explicado no item 7.3, provavelmente os movimentos no “*footwall*” podem estar afetados pela existência de camadas com rigidez menores que as do “*hanging wall*”, que não foram consideradas na simulação.



**Figura 8.1.** Comparação entre as observações e a simulação das componentes horizontal e vertical das histórias de velocidade no tempo em um intervalo de frequência de 0.01Hz-20.0Hz.



**Figura 8.2.** Comparação entre as observações e as simulações da transformada de Fourier, representado pela densidade espectral de potência, das componentes vertical e horizontal das velocidades e acelerações.

## 9. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

### 9.1 Conclusões

O Método dos Elementos Discretos (MED), utilizado na presente tese para a simulação numérica de movimentos sísmicos e do processo de ruptura dinâmica de uma falha, leva a resultados satisfatórios. Embora a utilização simplificada do modelo em 2D, o método é capaz de mostrar características importantes do processo de ruptura da falha de um terremoto. Os trabalhos iniciais de Doz (1995), nos seus estudos de aderência-deslizamento, já tinham mostrado que o MED podia representar muito bem o mecanismo de um terremoto em forma global partindo da suposição de que o fenômeno de aderência-deslizamento é o mecanismo da falha causativa de um terremoto. Na presente tese, também foi verificado no capítulo 5 esta capacidade do MED e simulado o mecanismo global do fenômeno sísmico através do movimento aderência-deslizamento.

Os resultados das simulações do mecanismo de aderência-deslizamento mostram aspectos de nucleação (caracterizado como precursoros) que correspondem muito bem ao modelo conceitual de que o processo de nucleação da ruptura de terremotos propaga-se bilateralmente (Ohnaka e Kuwahara, 1990). Além disso, mostra-se a periodicidade ou ciclo de terremotos principais e pequenos eventos, estes eventos pequenos correspondem aos precursoros e as réplicas dos terremotos principais. Embora a lei de fricção utilizada ao longo da falha seja a simples lei de Coulomb, os resultados conseguem mostrar as características do processo de nucleação e ciclos de terremotos que são qualitativamente compatíveis com experimentos de laboratório e numéricos apresentados na literatura especializada. Mas certamente, é necessária a utilização de modelos de fricção mais realísticos (como o método de fricção dependente do tempo, deslizamento e da velocidade de deslizamento) que possam representar em forma mais completa os aspectos de nucleação observados em experimentos de laboratório; estes aspectos são os processos de nucleação estáveis quase-estático e quase-dinâmico que antecedem um evento principal.

Também o fenômeno de aderência-deslizamento é utilizado para simular a seqüência de terremotos e movimentos sísmicos em escala real. Os resultados mostram que a geração das ondas, causadas pelos repentinos deslizamentos da falha, propagam-se no meio mostrando acelerogramas de características similares a terremotos reais. O modelo consegue mostrar os efeitos da direção de propagação da ruptura. Estes efeitos estão caracterizados pela variação no espaço, amplitude e duração dos movimentos sísmicos perto da falha. A propagação da ruptura na direção do ponto de observação causa movimentos de grande magnitude e curta duração em relação a pontos de observação localizados na direção contrária à propagação da ruptura.

Logo aplica-se o modelo dinâmico para simular os recentes terremotos de Kobe de 1995, e de Chi-Chi (Taiwan) de 1999. A originalidade da presente tese está na aplicação do MED, pela primeira vez, na simulação de terremotos reais.

A simulação do processo de ruptura dinâmica da falha e o movimento sísmico de um terremoto em particular necessita a especificação de parâmetros como: características geométricas da falha, quedas de tensão, resistência da falha à ruptura, distribuição de asperezas e localização do hipocentro. Neste contexto, foi desenvolvido um modelo dinâmico para poder simular o mecanismo da falha e o movimento sísmico de um terremoto. Com o objetivo de mostrar em forma mais realística o processo de ruptura da falha, utiliza-se o modelo de fricção dependente do deslizamento “*slip weakening model*” ao longo da falha. O processo de ruptura é originado artificialmente impondo quedas de tensão ao longo de uma área específica que corresponde ao hipocentro. Este passo faz com que as tensões iniciais ao longo da falha comecem a aumentar monotonicamente sem nenhum deslizamento relativo da falha até que, eventualmente, as tensões de corte excedam a tensão última e o deslizamento acontece, sendo logo governado pela lei de fricção estabelecida.

A simulação do terremoto de Kobe de 1995 não é discutida em detalhes por já ter sido amplamente estudado na comunidade científica. Modela-se de forma simples um setor da falha causativa do terremoto com o objetivo de simular somente os movimentos sísmicos de duas estações (KOB e KBU) perto da falha. Os resultados da simulação, no domínio do tempo assim como no domínio da frequência, mostram compatibilidade com as observações. O modelo também consegue representar o processo de atenuação dos picos de velocidade e de aceleração que correspondem muito bem aos modelos empíricos. Em geral, a comparação dos resultados do modelo simulado com os observados e modelos empíricos mostram resultados qualitativamente aceitáveis dada a complexidade do terremoto e a simplicidade do modelo em representar o problema em somente duas dimensões.

Os resultados da simulação do terremoto de Chi-Chi (Taiwan) de 1999 são analisadas e estudadas com mais detalhes com a intenção de mostrar características particulares do fenômeno. Dada a simplicidade do modelo em 2D e a complexidade do terremoto, o mecanismo da ruptura da falha, de somente a zona epicentral (modelo sul), é simulado com o objetivo de comparar os resultados obtidos com os observados. Os movimentos sísmicos simulados mostram excelente correspondência com os registros observados. Os resultados mostram uma diferença marcante do movimento sísmico entre o lado do “*hanging wall*” e o lado do “*footwall*”. O movimento sísmico do lado do “*hanging wall*” é bem maior que o movimento do lado do “*footwall*”. A análise dos resultados mostram que esta diferença de movimento é devida principalmente à distribuição assimétrica da geometria entre o “*hanging wall*” e o “*footwall*”. No processo de ruptura da falha

observa-se que no início da ruptura, o movimento relativo da falha entre o lado do “*hanging wall*” e o lado do “*footwall*” são iguais em magnitude, mas quando a ruptura alcança a superfície livre, esta igualdade é perdida devido ao reflexo das ondas na superfície livre do “*hanging wall*”. Os resultados mostram que as ondas radiadas no “*hanging wall*” são atrapalhadas, resultando na amplificação do movimento no lado do “*hanging wall*”.

Com o objetivo de explicar a distribuição complexa de danos em edificações causados pelo terremoto de Chi-Chi (Taiwan) de 1999, é desenvolvido um outro modelo na parte norte (modelo norte) onde o movimento é maior mas os danos são menores. A análise da comparação entre o modelo norte e modelo sul mostram que a duração do movimento e o deslizamento total ao longo da falha é maior no modelo norte que no modelo sul. No entanto, as funções da velocidade de deslizamento do modelo norte são mais suaves, e as do modelo sul são mais abruptas. A comparação da propagação de ruptura mostra que a ruptura do modelo norte é propagada com velocidades bem menores que do modelo sul. Estas principais diferenças de mecanismo de ruptura, entre o modelo norte e modelo sul, são a causa do porque o modelo norte apresenta movimentos fortes bem maiores que os do modelo sul em baixas frequências. No entanto, em frequências altas entre 0.5Hz to 2.0Hz (faixa de frequência natural de estruturas correntes) o movimento forte é maior no modelo sul que no modelo norte. Estas características dos dois modelos sugerem que, embora o modelo norte apresente maiores movimentos fortes, os maiores danos em estruturas podem acontecer no modelo sul por apresentar maiores possibilidades de excitar severamente a frequência fundamental das estruturas. No entanto, o modelo norte provocara danos leves nas estruturas por ter movimentos fortes em frequências suficientemente baixas, que não chegam a excitar as frequência fundamental das estruturas correntes.

A diferença de movimento entre o modelo norte e sul é devida aos efeitos do deslizamento crítico e à resistência da falha (excesso de tensão) que são maiores no modelo norte. Estes parâmetros retardam a ruptura da falha provocando velocidades de ruptura lentas como mostrado na Figura 7.25. Nesta figura mostra-se que a ruptura do modelo norte alcança a superfície livre lentamente (ao redor de 1.2km/seg), enquanto que, a ruptura do modelo sul alcança a superfície livre com velocidades altas (ao redor de 3.0km/seg). Estes parâmetros também modificam a forma das funções de velocidade de deslizamento ao longo da falha como mostrado na Figura 7.9 (modelo sul) e a Figura 7.22 (modelo norte). O modelo sul apresenta funções de velocidade com picos abruptos, enquanto que, no modelo norte são mais suaves. Estas características fazem com que o movimento sísmico no modelo sul seja mais violento. A diferença destes dois modelos pode ajudar a explicar o que aconteceu no terremoto de Chi-Chi (Taiwan) de 1999. Os modelos dinâmicos apresentados mostram que os efeitos do mecanismo da fonte na predição de movimentos sísmicos

são de fundamental importância na avaliação de mitigação de desastres sísmicos.

Finalmente, devido à limitação dos modelos dinâmicos à região de baixas frequências, também é proposto um método para simular movimentos sísmicos em altas frequências. Utiliza-se métodos estocásticos partindo de resultados da fonte dos modelos dinâmicos. Este método é aplicado no modelo sul do terremoto de Chi-Chi (Taiwan) para simular movimentos sísmicos em bandas amplas de frequência. Os resultados da simulação mostram excelente correspondência com as observações no domínio do tempo assim como no domínio da frequência. A simulação das componentes de altas frequências, baseadas no processo de ruptura de um modelo dinâmico, mostra a importância dos efeitos do mecanismo focal no movimento sísmico. Os resultados da simulação mostram que o método proposto é efetivo para simular movimentos em altas frequências com propósitos de engenharia.

Os resultados das simulações, apresentadas na presente tese, mostram a efetividade do Método dos Elementos Discretos (MED) para a simulação do mecanismo de ruptura de um terremoto e do movimento sísmico. Embora a utilização simplificada em 2D, consegue-se reproduzir características importantes de um terremoto. Mas dada a complexidade de um terremoto, um modelo simples em 2D não é suficiente. Se quer-se representar um terremoto em forma mais completa e mais realística, a simulação em 3D é necessária.

A existência de diferentes teorias, suposições, e modelos descrevem uma ou algumas partes de todos os aspectos envolvidos no processo de um terremoto. Então, os estudos multidisciplinares que envolvam os estudos de laboratório de fratura, fricção, estudos de campo das falhas naturais, estudos sismológicos da ruptura de terremotos, modelos teóricos, etc. são necessários para construir as bases físicas dos terremotos.

## 9.2 Recomendações

-Estender o modelo para 3D. Este fator é muito importante devido a complexidade de um terremoto. Um modelo em 3D conseguiria mostrar o fenômeno de ruptura da falha e propagação de ondas em forma mais completa.

-A chave dos modelos dinâmicos é a lei constitutiva que governa o mecanismo da falha. O modelo de fricção dependente do deslizamento “*slip weakening model*” utilizada no presente trabalho não é suficiente para poder representar o processo de ruptura de uma falha. Neste contexto, é necessário implementar um modelo de fricção que permita determinar como a ruptura da falha se inicia,

propaga e para. Portanto, para conseguir um melhor entendimento do processo dinâmico da fonte, recomenda-se:

- 1) Implementar um modelo de fricção dependente da velocidade de deslizamento “*velocity weakening model*” para mostrar o processo da cicatrização, “*healing*” de uma falha.
- 2) Segundo estudos de laboratório e simulações numéricas (ver por ex. Dieterich, 1992; Fukuyama e Madariaga, 1998), o início do processo de ruptura dinâmica de uma falha está governado pela fricção dependente do deslizamento “*slip weakening model*”, e o final do processo está governado pelo modelo de fricção dependente da velocidade de deslizamento “*velocity weakening model*”. Então, recomenda-se implementar um modelo de fricção dependente do deslizamento e da velocidade de deslizamento e avaliar-se os efeitos destes dois parâmetros no processo de ruptura de uma falha e nas ondas radiadas.
- 3) Implementar um modelo de fricção dependente do tempo, deslizamento e velocidade do deslizamento “*Rate-state frictional model*”. Segundo estudos de laboratório de Dieterich (1979a), estes modelos de fricção conseguem reproduzir aspectos importantes do processo de nucleação de um terremoto, deslizamento espontâneo instável, e subsequentemente a cicatrização da falha, “*healing*”; este último aspecto mostra a recuperação da resistência perdida durante o tempo de instabilidade.

-A utilização de modelos estocásticos, considerando os efeitos do mecanismo focal na simulação de movimentos sísmicos em bandas amplas de frequência com propósitos de engenharia, mostram a importância de desenvolver modelos físicos para sua aplicação em problemas de engenharia. Neste contexto, recomenda-se continuar com a utilização dos modelos estocásticos no modelo dinâmico em 3D e estudar os efeitos dos parâmetros da Equação 8.2 (efeitos de sítio  $G(\omega)$ , fator de qualidade  $Q$ , caminho de radiação  $F$ ) na geração das altas frequências.

## 10. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Architectural Institute of Japan -AIJ, (1995). Preliminary Reconnaissance Report of the 1995 Hyogoken-Nanbu Earthquake. English Edition, April, 1995
- Abrahamson N.A and Somerville P.G. (1996). Effects of the Hanging Wall and Footwall on Ground Motion Recorded during the Northridge Earthquake. Bull. Seism. Soc. Am., vol. 86, pp 593-599
- Aki K. (1982). Strong motion prediction using mathematical modeling techniques. Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 72, pp. S29-S41.
- Aki K. and Richard P.G. (1980). Quantitative Seismology, Theory and Method. W.H. Freeman and Co. vol.1 vol.2, San Francisco.
- Amin M. And Ang A.A. (1968). Nonstationary model of earthquake motions. Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, vol. 94, pp. 559-583
- Anderson J.G. (1974). A dislocation model for the Parkfield earthquake. Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 64, pp. 671-686.
- Anderson J.G. and Richards P.G. (1975). Comparison of strong ground motion from several dislocation models. Geophys. J. Vol. 43, pp. 347-373.
- Anderson J.G. (1997). Seismic energy and stress-drop parameters for a composite source model. Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 87, N 1, 85-96.
- Andrews D.J (1975). From antimoment to moment : plane-strain models of earthquakes that stop. Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 65, pp. 163-182.
- Andrews D.J (1976). Rupture velocity of plane-strain shear cracks, J. Geophys. Res. vol 81, pp.5679-5687
- Andrews D.J. (1985). Dynamic plane-strain shear rupture with a slip-weakening friction law calculated by a boundary integral method. Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 75, pp. 1-21
- Archuleta R.J. and Day S.M. (1980). Dynamic rupture in a layered medium: the 1966 Parkfield earthquake. Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 70, pp. 671-689
- Atkinson G.M. and Boore D.M. (1995). Ground-motion relations for eastern North America. Bull. Seism. Soc. Am. vol. 85, 17-30.
- Barstein, M.F. (1960). Application of Probability Method for Design the Effect of Seismic Forces on Engineering Structures. Proceeding of the II. WCEE, pp. 1467-1481, Tokyo, Japan.
- Bayliss A. and Turkel E. (1980). Radiation boundary conditions for wave-like equations. Communications on Pure and Applied Mathematics, vol. 33, pp. 707-725.

- Ben-Zion Y. and Rice J.R. (1993). Earthquake failure sequences along a cellular fault zone in a three-dimensional elastic solid containing asperity and nonasperity regions. *J. Geophys. Res.* Vol. 98, pp. 14109-14131.
- Ben-Zion Y. and Rice J.R. (1995). Slip patterns and earthquake populations along different classes of faults in elastic solids. *J. Geophys. Res.* Vol. 100, pp. 12959-12983.
- Ben-Zion Y. and Rice J.R. (1997). Dynamic simulations of slip on a smooth fault in an elastic solid. *J. Geophys. Res.* Vol. 102, pp. 17771-17784.
- Ben-Zion Y. and Andrews D. J. (1998). Properties of implications of dynamic rupture along a material interface. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 88, pp. 1085-1094.
- Beresnev I. A. and Atkinson G. M. (1997). Modeling finite-fault radiation from the  $\omega^n$  spectrum. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 87, pp. 67-84.
- Beroza G. C. and Mikumo T. (1996). Short slip duration in dynamic rupture in the presence of heterogeneous fault properties. *J. Geophys. Res.* Vol. 101, pp. 22449-22460.
- Beroza G.C and Spudich P. (1988). Linearized inversion for fault rupture behaviour: Application for the 1984 Morgan Hill, California, earthquake. *J. Geophys. Res.* Vol. 93, pp. 5275-6296.
- Barry A., Bielak J. and MacCamy R. C. (1988). On absorbing boundary conditions for wave propagation. *Journal of Computational Physics*, vol. 79, pp. 449-468.
- Bognanoff J.L. and Goldberg J.E. (1959). On the transient behavior of a System under a Random Disturbance. Fourth Miswestern Conference on Solid Mechanics, The University of Texas, pp. 488-496.
- Bognanoff J.L., Goldberg J.E. and Bernard M.C. (1961). Response of a Simple Structure to a Random Earthquake-Type Disturbance. *BSSA*, vol. 41, pp.292-310.
- Boore, D.M. (1983). Stochastic Simulation of High-Frequency Ground Motions Based on Seismological Models of the Radiated Spectra. *Bull. Seism. Soc. Am.* vol. 73, 1865-1894.
- Boore D. M. and Atkinson G. (1987). Stochastics predictions of ground motion and spectral response parameters at hard-rocks sites in eastern North America. *Bull. Seism. Soc. Am.* vol. 77, 440-467.
- Bouchon M. (1979). Predictability of ground displacement and velocity near an earthquake fault : and example: the Parkfield earthquake of 1966. *J. Geophys. Res.* Vol 84, pp. 6149-6156.
- Bouchon M. and Streiff D. (1997). Propagation of shear crack on a nonplanar fault: a method of calculation. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 87, pp. 61-66.
- Brace and Byerllee (1966). Stick-slip as a mechanism for earthquake, *Science*, vol. 153, pp. 990-2.
- Bridgman, P.W. (1936). Shearing phenomena at high pressure of possible importance to geology. *J. Geol.*, 44, 653-669.

- Brune J.N (1970). Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *J. Geophys. Res.* vol 75, pp. 4997-5009.
- Brune J.N. (1996). Particle Motion in a Physical Model of Shallow angle Thrust Faulting. *Proc. Indian. Acad. Sci.* 105, pp 197-206.
- Burridge R. (1973). Admissible speeds for plane-strain self-similar cracks with friction but lacking cohesion. *Geophysic. J. R. astr. Soc.*, vol. 35, pp. 439-455.
- Burridge R. and Halliday G. S. (1971). Dynamic shear cracks with friction as models for shallow focus earthquakes. *Geophysic. J. R. astr. Soc.*, vol. 25, pp. 261-283.
- Burridge, R. and Knopoff, L. (1967). Model and theoretical seismicity. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 57, pp. 341-71
- Bycroft G.N. (1960). White noise representation of earthquakes. *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE*, vol. 86, pp. 1-16.
- Byerlee J. (1978). Friction of Rocks. *PAGEOPH.* ,vol. 116, pp. 615-626.
- Cao T. and Aki K. (1984). Seismicity simulation with a mass-spring model and a displacement hardening-softening friction law. *PAGEOPH.* Vol. 22, pp. 10-24.
- Carlson J.M. and Langer J.S. (1989). Mechanical model of an earthquake fault. *Phys. Rev. A.* vol. 40, pp 6470-6484
- Chang M.K. (1979). ARMA models for earthquake ground motion. Earthquake Engineering Research Center. Report No UCB/EERC-79/19. Berkely, University of California.
- Chang M.K., Kwiatkowski J.W., Nav R.F., Oliver R.M. and Pister K.S. (1982). ARMA models for earthquake ground motion. *Earthquake Eng. and Struct. Dyn.*, vol. 10, pp.651-662.
- Chin B.-H. and Aki K. (1991). Simultaneous study of the source, path, and site effects on strong ground motion during the 1989 Loma Prieta earthquake: A preliminary result on pervasive nonlinear site effects. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 81, pp. 1859-1884.
- Chiu, Hung-Chie (2000). Strong ground motion records from the 1999 Chi-Chi earthquake (Trabalho não publicado). Institute of Earth Science, Academia Sinica, Taipei, Taiwan.
- Clayton R. and Engquist B. (1977). Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic wave equations. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 67, pp. 1529-1540.
- Cochard A. and Madariaga R. (1994). Dynamic Faulting Under Rate-Dependent Friction, *Pageoph* vol 142, pp. 419-445
- Cochard A. and Madariaga R. (1996). Complexity of seismicity due to highly rate-dependent friction. *J. Geophys. Res.* Vol. 101, pp. 25321-25336.

- Cohen M. and Jennings P. C. (1984). Silent Boundary Methods for Transient Analysis. In: T. Beytschko and T. J. R. Hughes (ed): Computational Methods for Transient Analysis; Chap. 7, pp. 301-357. Elsevier Science Publishers, Amsterdam.
- Cohee B. and Beroza G. (1993). Slip distribution of the 1992 Landers earthquake and its implications for earthquake source mechanism. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 84, pp. 692-712.
- Conte J.P., Pister K.S. and Mahin S.A. (1992). Nonstationary ARMA modeling of seismic motions. *Soil Dynamic and Earthquake Engineering*, vol. 11, pp. 411-426.
- Cotton F. and Campillo M. (1995). Frequency domain inversion of strong motion: Application to the 1992 Landers earthquake. *J. Geophys. Res.*, vol 100, pp3961-3975.
- Dalguer, L.A.; Riera, J.D. and Irikura, K. (1999a). Simulation of seismic excitation using a stick-slip source mechanism. *Transaction, 15th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT15)*, Seoul, Korea, August 1999, Vol 5.
- Dalguer L.A; Irikura K; Riera J. And Chiu H.C (2000a). Fault Dynamic Rupture Simulation of the Hypocenter area of the Thrust Fault of the 1999 Chi-Chi (Taiwan) Earthquake. Submitted to *Geophysical Research Letters*.
- Dalguer L.A; Irikura K; Riera J. And Chiu H.C (2000b). The Importance of the Dynamic Source Effects on Strong Ground Motion During the 1999 Chi-Chi (Taiwan) Earthquake: Brief Interpretation of the Damage Distribution on Buildings. Submitted to *Bulletin of the Seismological Society of America (BSSA)*.
- Dan K. and Sato T. (1999). A semi-Empirical Method for Simulating Strong Ground Motions Based on Variable-Slip Rupture Models for Large Earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 89, 36-53.
- Dan, K., Watanabe T., Tanaka T., and Sato R. (1990). Stability of Earthquake Ground Motion Synthesized by Using Different Small-Event Records as Empirical Green's Functions. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 80, 1433-1455.
- Das S. (1981). Three-dimensional spontaneous rupture propagation and implications for the earthquake source mechanism, *Geophys. J.* vol. 67, pp. 375-393.
- Das S. and Aki K. (1977a). A numerical study of a two-dimensional spontaneous rupture propagation. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* vol. 50, pp. 643-668.
- Das S. and Aki K. (1977b). Fault plane with barriers: A versatile earthquake model. *J. Geophys. Res.*, vol. 82, pp. 5658-5670.
- Das S. and Kostrov B.V. (1987). On the numerical boundary integral equation method for three-dimensional dynamic shear crack problems. *J. Appl. Mech.* Vol. 54, pp. 99-104.
- Day S.M. (1982a). Three-Dimensional Finite Difference Simulation of Fault Dynamics: Rectangular Fault with Fixed Rupture Velocity. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 72, 705-727.

- Day S.M. (1982b). Three-Dimensional Simulation of spontaneous rupture: the effect of nonuniform prestress. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 72, 1881-1902.
- Dieterich, J.H. (1972). Time-dependent friction as a possible mechanism for aftershocks. *J. Geophys. Res.*, vol. 77. N 20. pp. 3771-3781.
- Dieterich, J.H. (1978). Preseismic fault slip and earthquake prediction. *J. Geophys. Res.*, vol. 83. pp. 3940-3948.
- Dieterich, J.H. (1979a). Modeling of rock friction, 1, Experimental results and constitutive equations. *J. Geophys. Res.*, vol. 84. pp. 2161-2168.
- Dieterich, J.H. (1979b). Modeling of rock friction, 1, Simulation of preseismic slip. *J. Geophys. Res.*, vol. 84. pp. 2169-2175.
- Dieterich, J.H. (1987). Nucleation and triggering of earthquake slip: effect of periodic stresses. *Tectonophysics*, vol.144, pp. 127-139
- Dieterich J.H. (1992). Earthquake nucleation on faults with rate- and state- dependent strength. *Tectonophysics*, vol. 211, pp. 115-134.
- Dieterich, J.H. and Conrad G. (1984). Effect of humidity on time- and velocity-dependent friction in rocks. *J. Geophys. Res.*, vol. 89, pp 4196-4202.
- Doz, G. (1995). Simulacion Numerica de la Excitacion Sismica a Partir del deslizamiento de la Falla de origen. Doctoral dissertation, Universidad Nacional de Tucuman, Argentina.
- Doz G.N and Riera, J.D. (1995) Towards the Numerical Simulation of seismic Excitation Transaction, 13th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT13), Porto Alegre, Brazil, August 1995, Vol 3.
- Engquist B. and Majda A. (1977). Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves. *Mathematics of Computation*, vol. 31, pp. 629-651.
- Engquist B. and Majda A. (1979). Radiation boundary conditions for acoustic and elastic wave calculations. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, vol. 32, pp. 313-357.
- Flanagan and Belytschko (1984). Eigenvalues and state time steps for the uniform strain hexahedron and quadrilateral. *J. Appl. Mech.*, vol. 84, APM-5.
- Fossum A. F. And Freund L. B. (1975). Non-uniformly moving shear crack model of a shallow focus earthquake mechanism. *J. Geophys. Res.*, vol. 80. pp. 3343-3347
- Frankel A. (1995). Simulating Strong Motion of Large Earthquake Using Recordings of small earthquakes: the Loma Prieta mainshock as a test case. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 85, 1144-1160
- Fukuyama E. and Madariaga R. (1995). Integral equation method for plane crack with arbitrary shape in 3D elastic medium. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 85, pp. 614-628

- Fukuyama E. and Madariaga R. (1998). Rupture dynamic of a planar fault in a 3D elastic medium: rate- and slip-weakening friction. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 88, pp. 1-17
- Fukushima Y. and Midorikawa S. (1995). An applicability study on empirical prediction of ground motion intensity in near source region from large events. *J. Struct. Constr. Eng., AIJ*, vol. 475, pp. 27-34 (in Japanese)
- Fukushima Y. and Tanaka T. (1992). Revised attenuation relation of peak horizontal acceleration by using a new data base. *Progr. Abstr. Seismol. Soc. Jpn.*, vol. 2, pp. 116 (in Japanese)
- Gasparini D.A. (1979). Response of MDOF Systems to Nonstationary Random Excitation. *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE*, vol. 105, No. EM1.
- Gasparini D.A. and DebChaudhung A. (1980). Response of MDOF Systems to Filtered Non-Stationary Random Excitation. *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE*, vol. 106, No. EM6.
- Goodman, L.E., Rosenblueth E. and Newmark N.M. (1955). Aseismic Design of Firmly Founded Elastic Structures. *Transactions, ASCE*, vol. 120, pp. 782-802.
- Gu J. C., Rice J. R., Ruina A. L. and Tse S. T. (1984). Slip motion and stability of a single degree of freedom elastic system with rate and state dependent friction. *J. Mech. Phys. Solids*. Vol. 32, pp. 167-196.
- Haddon R. A. W. (1992), Waveform modeling of strong-motion data for the Saguenay earthquake of 25 November 1988. *Bull. Seism. Soc. Am.* vol. 82, pp. 720-754.
- Haddon R. A. W. (1995), Modeling of source rupture characteristics for the Saguenay earthquake of November 1988. *Bull. Seism. Soc. Am.* vol. 85, pp. 525-551.
- Hanson M. E., Sanford A. R. and Shaffer R.J. (1971). A source function for a dynamic bilateral brittle shear fracture. *J. Geophys. Res.* Vol. 76, pp. 3375-3383.
- Harris, R. A., and S. M. Day (1993). Dynamics of fault interaction: Parallel strike-slip faults, *J. Geophys. Res.*, Vol. 98, pp. 4461-4472
- Harris, R. A., and S. M. Day (1999). Dynamic 3D simulations of earthquakes on en echelon faults. *J. Geophys. Res. Letters*, Vol. 26, pp. 2089-2092.
- Harris, R. A., R. J. Archuleta, and S. M. Day (1991). Fault steps and the dynamic rupture process: 2-D numerical simulations of a spontaneously propagating shear fracture, *Geophys. Res. Letters*, Vol. 18, pp. 893-896
- Hartzell, S.H. (1978). Earthquake Aftershocks as Green's functions. *Geophys. Res. Lett.* Vol. 5, 1-4.
- Hartzell S.H. and Heaton T.H. (1983). Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 73, pp. 1553-1583.

- Hartzell S.H. and Helmberger D.V. (1982). Strong motion modeling of the Imperial Valley earthquake of 1979. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 72, pp. 571-596.
- Hartzell S. H. and Langer C. (1993). Importance of model parameterization in finite fault inversions: application to the 1974  $M_w$  8.0 Peru earthquake. *J. Geophys. Res.*, Vol. 98, pp. 22123-22134.
- Hartzell, S., Harmsen S., Frankel A. and Larsen S. (1999). Calculation of Broadband Time Histories of Ground Motion: Comparison of Methods and Validation using Strong-Ground Motion from the 1994 Northridge Earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 89, 1484-1504.
- Haskell N.A. (1969). Elastic displacement in the near-field of a propagating fault. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 59, pp. 865-908.
- Hayashi Y. (1982). Sobre um Modelo de Discretização de Estruturas Tridimensionais Aplicado em Dinâmica não Linear. Tese M. Sc., CCPGEC, Universidade Federal do rio Grande do Sul, Porto Alegre, Dezembro
- Heaton T.H. and Hartzell S.H. (1989). Estimation of strong ground motion from hypothetical earthquakes on the Cascadia subduction zone Pacific Northwest. *Pure. Appl. Geophys.*, vol. 129, pp. 131-201
- Higdon R. L. (1986). Absorbing boundary conditions for difference approximations to the multi-dimensional wave equation. *Mathematics of Computation*, vol. 47, pp. 437-459
- Higdon R. L. (1991). Absorbing boundary conditions for elastic waves. *Geophysics*, vol. 56, pp. 231-241.
- Higdon R. L. (1992). Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic waves in stratified media. *Journal of Computational Physics*, vol. 101, pp. 386-418.
- Housner G.W. (1947). Characteristic of Strong-Motion Earthquake. *BSSA*, vol. 37, pp. 19-31.
- Housner G.W. and Jannings R.C. (1964). Generation of Artificial Earthquake. *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE*, vol. 90, pp. 113-150.
- Husseini M. I., Jovanovich M. J., Randall M. J. and Freund L. B. (1975). The fracture energy of an earthquake. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, vol. 43, pp. 367-385.
- Huang J. and Turcotte D. L. (1990). Evidence for chaotic fault interactions in the seismicity of the San Andreas fault and Nankai trough. *NATURE*, vol. 348, pp. 234-236
- Ida Y. (1972). Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy. *J. Geophys. Res.*, Vol. 77, pp. 3796-3805.
- Ida Y. (1973). Stress concentration and unsteady propagation of longitudinal shear cracks. *J. Geophys. Res.* Vol. 78, pp. 3418-3429.
- Ida Y. and Aki K. (1972). Seismic source time function of propagating longitudinal shear cracks. *J. Geophys. Res.* Vol. 77, pp. 2034-2044.

- Inoue, T. and Miyatake, T. (1998). 3D simulation of near-field strong ground motion based on dynamic modeling, *Bull. Seism. Soc. Am*, Vol. 88, No. 6, 1445-1456.
- Irikura, K. (1983). Semi-Empirical Estimation of Strong Ground Motions During Large Earthquakes. *Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.* Vol. 33, part 2, no. 298, 63-104.
- Irikura, K. (1986). Prediction of Strong Acceleration Motions Using Empirical Green's Function. *Proc. 7<sup>th</sup> Japan Earthquake Eng. Symp.*, 151-156
- Jaerge, J.C. and Cook, N.G.W. (1976). *Fundamentals of Rock Mechanics*. Chapman and Hall Ltda, London, 2d edition.
- Joyner, W.B. and Boore D.M. (1981). Peak horizontal acceleration and velocity from strong-motion records including records from the 1979 Imperial Valley, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 71, 2011-2038.
- Joyner, W.B. and Boore D.M. (1988). Measurement, Characterization, and Prediction of Strong Ground Motion. *Earthquake Eng. Soil Dyn. II, Recent Advance in Ground Motion Evaluation*. ASCE, 43-102.
- Kallivokas L. F. and Bielak J. (1993). Time-domain analysis of transient structural acoustic problems based on finite element and a novel absorbing boundary element. *Journal of the Acoustic Society of America*, vol. 94, pp. 3480-3492.
- Kamae, K. and Irikura K. (1998). Source Model of the 1995 Hyogo-ken Nanbu earthquake and Simulation of Near-Source Ground Motion. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 88, 400-412
- Kamae K., Irikura K., and Pitarka A. (1998). A technique for Simulating Strong Ground Motion Using Hybrid Green's Function. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 88, 357-367
- Kameda H. (1975). Evolutionary Spectra of Seismogram by Multifilter. *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE*, vol. 101, pp.787-801.
- Kanai K. (1957). Semi-Empirical Formulation for Seismic Characteristics of Ground Motion. *Bulletin Earthquake Research Institute*, pp. 309-325, University of Tokyo, Japan.
- Kanamori. H (1979). A semi-empirical approach to prediction of long-period ground motions from great earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 69, 1645-1670.
- Kato N. and Hirasawa T. (1997). A numerical study on seismic coupling along subduction zones using a laboratory-derived friction law. *Phys. Earth. Planet. Inter.*, vol. 102, pp. 51-68.
- Kato N., Yamamoto K., Yamamoto H. and Hirasawa T. (1992). Strain-rate effect on frictional strength and the slip nucleation process. *Tectonophysics*, vol. 211, pp.269-282.
- Kausel E. (1988). Local transmitting boundaries. *J.Eng. Mech. ASCE*, vol. 114, pp. 1011-1027
- Knopoff L., Mouton J. O. and Burridge R. (1973). The dynamic of one-dimensional fault in the presence of friction. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, vol. 35, pp. 169-184.

- Kostrov, B.V. (1964). Self-Similar problem of Propagation of Shear Crack, *Journal of applied Mathematics and Mechanics*, vol. 28, pp.1077-1087
- Kostrov, B.V. (1966). Unsteady propagation of longitudinal shear cracks, *Journal of applied Mathematics and Mechanics*, vol. 30, pp. 1241-1248.
- Kozin F. (1977). Estimation and Modelling of Non-stationary time-series. *Proc. Conf. On Application of Computer Methods in Engineering*, pp. 603-612, USC, Los Angeles,
- Kozin F. (1988). Autoregressive moving average models of earthquakes records. *J. Probab. Eng. Mech.*, vol. 3, pp.58-63.
- Levy N.A. and Mal A.K. (1976). Calculation of ground motion in a three-dimensional model of the 1966 Parkfield earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 66*, pp. 403-423.
- Lin Y.K. (1963). Application of Non-Stationary shot Noise in the Study of System Response to a Class of Non-Stationary Excitation. *Journal of Applied Mechanics, ASME*, vol. 30, pp. 555-558.
- Liu S.C. (1970). Synthesis of Stochastic Representation of ground Motion. *Bull. Systems Technical J. vol. 49*, pp.521-541.
- Lysmer J. and Khulemeyer R.L. (1969). Finite dynamic model for infinite media. *J. Eng. Mech. Div., ASCE*, vol. 95, EM4, pp. 859-877
- Madariaga R. (1976). Dynamics of an expanding circular fault. *Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 66*, pp. 639-666.
- Madariaga R. (1977). Modelling of three-dimensional earthquake faults by finite difference (abstract), *EOS, Trans. Am. Geophys. Union*, vol. 58, 1191
- Madariaga R. (1978). The dynamic field of Haskell's rectangular dislocation fault model. *Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 68*, pp. 869-887.
- Madariaga R. (1979). On the relation between seismic moment and stress drop in the presence of stress and strength heterogeneity. *J. Geophys. Res. Vol. 84*, pp. 2243-2250.
- Madariaga R., Olsen K., and Archuleta R. (1998). Modeling Dynamic Rupture in a 3D Earthquake Fault Model, *Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 88*, 1182-1197
- Magistrale H. and Day S. (1999). 3D simulation of multi-segment thrust fault rupture. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 26, pp. 2093-2096.
- Matsu'ura M., Kataoka H. and Shibazaki B. (1992). Slip-dependent friction law and nucleation process in earthquake rupture. *Tectonophysics*, vol. 211, pp. 135-148.
- Mendoza C. and Hartzell S. (1989). Slip distribution of the 19 September 1985 Michoacan, Mexico, earthquake: near-source and teleseismic constraints. *Bull. Seism. Soc. Am. Vol. 79*, pp. 655-669

- Mikumo T. and Miyatake T. (1978). Dynamical Rupture Process on a Three-Dimensional Fault with Non-Uniform Frictions and Near-Field Seismic Waves, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, vol. 54, pp. 417-438.
- Mikumo T. and Miyatake T. (1993). Dynamic Rupture Processes on Dipping Fault, and Estimates of Stress Drop and Strength Excess from the Results of Waveform Inversion. *Geophys. J. Int.* vol. 112, pp.481-496
- Mikumo T. and Miyatake T. (1995). Heterogeneous distribution of dynamic stress drop and relative fault strength recovered from the results of waveform inversion. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 85, pp. 178-193.
- Miyatake T. (1980). Numerical simulation of earthquake source process by a three-dimensional crack model. Part I. Rupture process. *J. Phys. Earth.* Vol. 28, pp. 565-598.
- Mora P. and Place D. (1994) Simulation of the Frictional stick-Slip Instability *PAGEOPH*, vol. 143, pp. 61-87.
- Morgan J.K. (1999). Numerical simulation of granular shear zones using the distinct element method 2. Effects of particle size distribution and interparticle friction on mechanical behavior. *J. Geophys. Res.* Vol. 104, pp.2721-2732.
- Morgan J.K. and Boettcher M.S. (1999). Numerical simulation of granular shear zones using the distinct element method 1. Shear zone kinematics and the micromechanics of localization. *J. Geophys. Res.* Vol. 104, pp.2703-2719.
- Nayfeh, A.H. and Hefsy, M.S (1978). Continuum Modeling of Three-Dimensional truss-like Space Structures. *AIAA Journal*, vol. 16(8), pp. 779-787.
- Nielsen S. B., Carlson J. M. and Olsen K. B. (2000). Influence of friction and fault geometry on earthquake rupture. *J. Geophys. Res.*, vol. 105, pp. 6069-6088.
- Oglesby D.D.; Archuleta R.J and Nielsen S.B. (1998). Earthquakes on Dipping Faults: The Effects of Broken Symmetry *Science*, vol. 280, pp 1055-1059.
- Ohnaka M. (1973). A physical understanding of the earthquake source mechanism. *J. Phys. Earth.*, vol. 21, pp. 39-53.
- Ohnaka M. and Kuwahara Y. (1990). Characteristic features of local break-down near a crack-tip in the transition zone from nucleation to unstable rupture during stick-slip shear failure. *Tectonophysics*, vol. 175, pp. 197-220.
- Ohnaka M. and Shen L. (1999). Scaling of the shear rupture process from nucleation to dynamic propagation: Implication of geometryc irregularity of the rupturing surface. *J. Geophys. Res.* Vol. 104, pp.817-844.
- Ohnaka M., Kuwahara Y. and Yamamoto K. (1987). Nucleation and propagation processes of stick-slip failure and normal stress dependence of the physical parameters of dynamic slip failure. *Nat. Disaster Sci.* vol. 9, pp. 1-21.

- Okubo P.G. (1989). Dynamic rupture modeling with laboratory-derived constitutive relations. *J. Geophys. Res.* Vol. 94, pp. 12321-12335.
- Okubo P. G. and Dieterich J.H. (1984). Effects of physical fault properties on frictional instabilities produced on simulated faults. *J. Geophys. Res.* vol. 89, pp. 5817-5827.
- Ólafsson S. and Sigbjornsson R. (1995). Application of ARMA to estimate earthquake ground motion and structural response. *Earthquake Eng. and Struct. Dyn.* Vol. 24, pp. 951-966.
- Olsen, K. B., Archuleta R.J. and Matarrese J.R. (1995). Three Dimensional Simulation of a magnitude 7.75 earthquake on the San Andreas fault. *Science.* vol. 270, pp. 1628-1632.
- Olsen, K. B., Madariaga R., and Archuleta R. (1997). Three Dimensional Dynamic Simulation of the 1992 Landers Earthquake. *Science.* vol. 278, pp. 834-838.
- Olson A.H. and Apsel R.J. (1982). Finite fault and inverse theory with application to the 1979 Imperial Valley earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 72, pp. 1969-2001.
- Ou G.-B. and Hermann R.B. (1990). A statistical model for ground motion produced by earthquakes at local and regional distance. *Bull. Seism. Soc. Am.* vol. 80, 1397-1417.
- Palmer A.C. and Rice J.R. (1973). The growth of slip surface in the progressive failure of overconsolidated clay. *Proc. R. Soc. London A* vol.332, pp. 527-548.
- Polhemus N.W. and Cakmak A.S. (1981). Simulation of earthquake ground motion using autoregressive moving average (ARMA) models. *Earthquake Eng. and Struct. Dyn.* Vol. 9, pp.343-354.
- Rice J.R. (1993). Spatio-temporal complexity of slip on a fault, *J. Geophys. Res.* vol. 98, pp. 9885-9907.
- Rice J.R. and Ben-Zion Y. (1996). Slip complexity in earthquake faults models. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, vol. 93, pp.3811-3818.
- Rice J.R. and Ruina A. L. (1983). Stability of steady frictional slipping. *J. Appl. Mech.*, vol. 50, pp.343-349.
- Rice J.R. and Tse S.T (1986). Dynamic motion of a single degree of freedom system following a rate- and state-dependent friction law. *J. Geophys. Res.*, vol. 91, pp. 521-530.
- Richard P. (1976). Dynamic motions near an earthquake fault: a three-dimensional solution. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 66, pp. 1-32.
- Riera J.D. (1977). Aplicação do método das variáveis de estado ao estudo de sistemas dinâmicos sob excitações aleatórias não-estacionárias. In: *Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, 4., Florianópolis, dez. 1977. *Anais. Florianópolis, ABCM*, pp.255-268.
- Reira J.D. and Maestrini, A. (1978). RMS Response of a Weakly Nonlinear Oscillator Subjected to Non-Stationary Base Motion, *Proceeding, Conference on Structural Analysis, Design and Construction in Nuclear Power Plants*, Paper Nro. 43, pp.775-788.

- Riera J.D., Maestrini A., Nanni L. and Scherer R. (1981). On the Definition of Seismic Motion as a Random Process: A progress Report. CT-31, Dezembro de 1981, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Escola de Engenharia, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil.
- Riera, J.D.; Scherer, R.J. and Nanni, L.F. (1987). Seismic response spectra for horizontal motion on rock in terms of geometrical properties of causative faults. Proceedings 9<sup>th</sup> International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMIRT 9), K1, 13-18, Lausanne, Suíça.
- Rimal M.H. (1992) Dynamic Fracture Analyses by the Extended Distinct Element Method. Doctoral Dissertation. Department of Civil Engineering, Univeristy of Tokyo, Japan.
- Rocha, M.M. (1989). Ruptura e Efeito de Escala em Materiais Não-Homogeneos. Tesis M.Sc., Porto Alegre, UFRGS.
- Rosenblueth E. (1956). Some application of probability theory in aseismic design. World Conference on Earthquake Engineering, Berkely, California.
- Rosenblueth E. And Bustamante J.E. (1962). Distribution of structural response to earthquake. Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, vol. 88, pp.75-106.
- Ruina A. L. (1983). Slip instability and state variable friction laws. J. Geophys. Res., vol. 88, pp. 10359-10370.
- Saragoni G.R. and Hart G.C. (1974). Simulation of Artificial earthquake. Earthquake Engineering and Structural Dynamics, vol. 2, pp. 249-267.
- Scherer R.J., Riera J.D. and Schueller G.I. (1982). Estimation of the time-dependent frequency content of earthquake accelerations. Nuclear Engineering and Design, vol. 71, pp. 301-310. North-Holland Publishing Company.
- Schmittbuhl J., Vilotte J.P. and Roux S. (1996). A dissipation-based analysis of an earthquake fault model. J. Geophys. Res., vol. 101, pp. 27741-27764.
- Scholz C. H. (1990). The Mechanics of Earthquakes and Faulting. Cambridge University press. New York
- Sekiguchi H. Irikura K. Iwata T. Takehi Y. and Hoshida M. (1996a). Determination of the location of faulting beneath Kobe during the 1995 Hyogo-ken Nanbu, Japan, earthquake from near-source particle motion. Geophy. Res. Lett., vol. 23, pp. 387-390.
- Sekiguchi H. Irikura K. Iwata T. Takehi Y. and Hoshida M. (1996b). Minute locating of fault planes and source process of the the 1995 Hyogo-ken Nanbu, Japan, earthquake from the waveform inversion of strong ground motion. J. Phys. Earth. Vol. 44, pp. 473-487.
- Shi, B.; Anooshehpour, A.; Brune J.N and Zeng, Y. (1998). Dynamics Thrust Faulting: 2D Lattice Model. BSSA, vol.88, pp. 1484-1494

- Shibazaki B. and Matsu'ura M. (1995). Foreshock and pre-events associated with the nucleation of large earthquakes. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 22, pp. 1305-1308.
- Shibazaki B. and Matsu'ura M. (1998). Transition process from nucleation to high-speed rupture propagation: scaling from stick-slip experiments to natural earthquakes. *Geophys. J. Int.* vol. 132, pp. 14-30.
- Shin T. C., Kuo K. W., Lee W. H. K., Teng T. L. and Tsai Y. B.(2000). A preliminary report of the 1999 Chi-Chi (Taiwan) earthquake. *Seism. Res. Lett.*, vol. 71, pp. 24-30.
- Shinozuka M. and Sato Y. (1967). Simulation of Nonstationary Random Process. *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE*, vol. 93, pp. 11-40.
- Shinozuka M. and Jan C.M. (1972). Digital Simulation of Random Process and its Applications. *Journal of Sound and Vibration*, vol. 25, pp.111-128.
- Somerville, G.P; Smith, N.F. and Graves, R.W. (1997). Modification of empirical strong ground motion attenuation relation to include the amplitude and duration effects of rupture directivity. *Seismological Research Letters*. Vol. 68, N 1, 199-222.
- Tajimi H. (1960). A Statistical Method of Determining the Maximum Response of a Building Structure during an Earthquake. *Proceeding of the II. WCEE*, vol. II, pp. 781-797, Tokyo, Japan.
- Takeuchi H. and Kikuchi M. (1973). A dynamic model of crack propagation. *J. Phys. Earth*. Vol. 21, pp. 27-37.
- Toro G. and McGuire R. (1987). An investigation into earthquake ground motion characteristics in eastern North America. *Bull. Seism. Soc. Am.* vol. 77, 468-489.
- Trefethen L. N. and Halpern L. (1986). Well-posedness of one-way wave equations and absorbing boundary conditions. *Mathematics of Computations*, vol. 47, pp. 421-435.
- Trifunac M.D. (1971). A Method for Synthesizing Realistic Strong Ground Motion. *BSSA*, vol. 61, pp.1739-1753.
- Trifunac M.D. and Udvardia F.E. (1974). Parkfield, California, earthquake of June 27, 1966: a three-dimensional moving dislocation model. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 64, pp. 511-533.
- Tsai, Y.B. and M.W. Huang (2000). Strong ground motion characteristics of the Chi-Chi, Taiwan earthquake of September 21, 1999, *Earthquake Engineering and Engineering Seismology*, vol. 2, pp.1-21.
- Tullis T.E. and weeks J.D. (1986). Constitutive behavior and stability of friction sliding of granite. *Pure Appl. Geophys.* Vol. 124, pp. 383-414.
- Virieux J. and Madariaga R. (1982). Dynamic Faulting Studied by a finite Difference Method. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 72, 345-369.

- Wald D.J and Heaton T.H (1994). Spatial and temporal distribution of slip for the 1992 Landers, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 84, pp. 668-691.
- Wald D.J, Helmberger D.V. and Heaton T.H. (1991). Rupture model of the 1989 Loma Prieta earthquake from the inversion of strong-motion and broadband teleseismic data. *Bull. Seism. Soc. Am.* Vol. 81, pp. 1540-1572.
- Weeks J. D. and Tullis T. E. (1985). Frictional Sliding of dolomite: a variation in constitutive behaviour. *J. Geophys. Res.*, vol. 90, pp. 7821-7826
- White W., Valliapan S. and Lee I.K. (1977). Unified boundary for finite dynamic models. *J. Eng. Mech. Div.*, vol. 103, pp. 949-964.
- Wolf, J.P. (1988). *Soil-Structure Interaction Analysis in Time Domain*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- Yamashita T. (1976). On the dynamic process of fault motion in the presence of friction and inhomogeneous initial stress, Part 1. Rupture propagation. *J. Phys. Earth.* Vol. 24, pp.417-444.
- Yamashita T. and Ohnaka M. (1991). Nucleation process of unstable rupture in the brittle regime: A theoretical approach based on experimentally inferred relations. *J. Geophys. Res.* Vol. 96, pp. 8351-8367.
- Yoshida S.K., Koketsu B. Shibasaki T., Sagiya T. and Yoshida Y. (1996). Joint inversion of near- and far-field waveforms and geodetic data for the rupture process of the 1995 Kobe earthquake. *J. Phys. Earth.* Vol. 44, pp. 437-454.
- Yu G., Khattri K. N., Anderson J. G., Brune J. N. and Zeng Y. (1995). Strong ground motion from the Uttarkashi, Himalaya, India, earthquake: Comparison of observations with synthetics using the composite source model. *Bull. Seism. Soc. Am.* vol. 85, pp. 31-50.
- Zeng Y., Anderson J. G. and Yu G. (1994). A composite source model for computing realistic strong ground motions. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 21., pp. 725-728.