

Capítulo 2 - SISMOLOGIA

Uma das mais devastadoras catástrofes naturais, pelo número de vítimas e pelos danos materiais que origina, é a causada pelos sismos que periodicamente atingem a Terra. Alguns sismos têm chegado a causar um número de mortos que ultrapassa as centenas de milhar e os seus efeitos destruidores têm-se sentido em áreas muito amplas, abrangendo centenas de milhar de quilómetros quadrados.

Segundo Bolt [1999] "*O tremor de terra que durante longo tempo ocupou o lugar entre os maiores dos tempos modernos foi o sismo de Lisboa de 1755*". O sismo ocorreu cerca das 9h 30 min, em Lisboa, causando fortes danos ao longo das costas da Península Ibérica e de Marrocos, destruindo Lisboa e afectando uma área de três milhões de quilómetros quadrados. As dimensões catastróficas deste fenómeno tiveram um tremendo impacto na cidade de Lisboa e nalgumas povoações da costa do Algarve. A Intensidade Macrosísmica (ver capítulo posterior) estimada para a cidade de Lisboa é de X-XI e de cerca de X (escala de Mercalli) no sudoeste Algarvio (Pereira de Sousa, 1919). Este sismo gerou ainda um tsunami cujas ondas destrutivas foram observadas em Lisboa, na zona do Cabo de S. Vicente, no Golfo de Cadiz e no noroeste de Marrocos.

Outros exemplos conhecidos são os do sismo de Assam, na Índia, a 12 de Junho de 1897 que afectou uma área de 350,000 km², ou o de Kwanto, no Japão, a 1 de Setembro de 1923, em que as cidades de Tokio e Yokohama foram atingidas pelo fogo, causando um número de mortos superior a 100,000. A China é, também, uma região sujeita a grandes sismos catastróficos, como o de 1920 que afectou uma área de cerca de 1 milhão de km², nas províncias de Kansu e Schansi, e causou 80,000 mortos.

O sismo de São Francisco, que destruiu esta cidade da Califórnia a 18 de Abril de 1906, abriu uma grande fractura com mais de 300 km de comprimento. Um dos sismos recentes que causou mais vítimas, aconteceu também na China, na província de Tangshan, a 27 de Julho de 1976, causando aproximadamente 650,000 mortos e 780,000 feridos.

Quando ocorre um sismo, a energia libertada é propagada em todas as direcções sob a forma de ondas elásticas que, neste caso, se denominam **ondas sísmicas**. Estas ondas são em parte semelhantes às provocadas na água quando deixamos cair uma pedra, ou às ondas sonoras que se propagam no ar quando falamos.

2.1 Teoria da Elasticidade

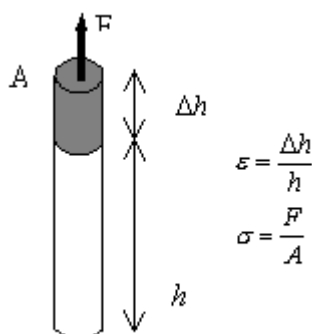
2.1.1 Comportamento elástico, anelástico e plástico dos materiais.

Quando uma força é aplicada a um material o resultado é que se ele deforma : as suas partículas são deslocadas das suas posições originais. Em muitas situações, os deslocamentos são reversíveis : quando a força é removida as partículas voltam às suas posições iniciais e, por isso, não resulta nenhuma deformação permanente do material.

Chama-se a isto um comportamento elástico.

O exemplo seguinte ilustra bem a lei do comportamento elástico. Considere-se um cilindro de altura h e área A sujeito a uma força F que actua de modo a esticar o cilindro de uma quantidade Δh (figura 4.1). A experiência mostra que, para uma deformação elástica, Δh é directamente proporcional à força aplicada e à dimensão “não deformada” do corpo, mas que é inversamente proporcional à secção do cilindro. Ou seja que $\Delta h \propto Fh / A$ ou

$$\frac{F}{A} = E \frac{\Delta h}{h} \quad (2.1)$$



Quando a área A se torna infinitesimalmente pequena o valor limite da força por unidade área (F/A) é designado por tensão σ . A unidade da tensão é a mesma da pressão, ou seja o Pascal. Quando h se torna infinitesimal a variação fraccional da dimensão ($\Delta h/h$), que é uma grandeza adimensional, é designada por deformação ϵ . A equação (1.1) diz que, para um comportamento elástico, a deformação de um corpo é proporcional à tensão a ele aplicada. Esta relação linear é conhecida por lei de Hooke, que é a base da teoria da elasticidade. A constante de proporcionalidade E designa-se por Módulo de Young.

fig 2.1 Para além de um certo limite da tensão, a lei de Hooke deixa de se verificar

(fig 2.2). Ainda que o material se comporte de modo elástico, a relação tensão-deformação já não é linear. Se o sólido for deformado para além de um certo limite, conhecido por limite elástico, ele já não recuperará a forma original quando a tensão for removida. Neste intervalo um pequeno aumento da tensão aplicada provoca um elevado aumento da deformação. Esta diz-se então que é plástica e quando a tensão for removida a deformação não regressa a zero; o material foi deformado de modo permanente. Se eventualmente a tensão ultrapassar o limite de resistência do material este “cede”. Em algumas rochas a cedência pode acontecer abruptamente, ainda dentro do limite elástico; a isto chama-se comportamento frágil.

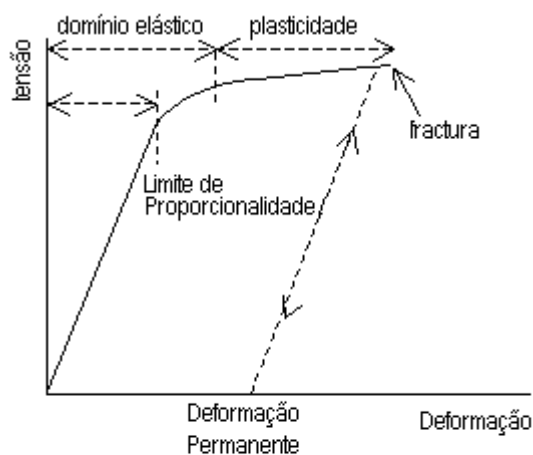


Figura 2.2 - Relação tensão-deformação para um sólido hipotético

O comportamento não-frágil, ou dúctil, dos materiais sob tensão depende da escala de tempo da deformação. Um material elástico deforma-se imediatamente quando a ele se aplica uma tensão e mantém a deformação constante

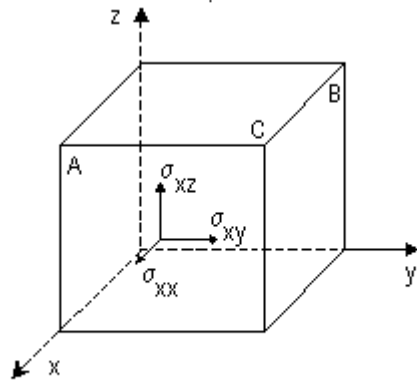
até que a tensão seja removida, após o que a deformação regressa ao estado inicial.

2.1.2 A matriz das tensões

Considere-se a força F que actua num cubo cujas arestas estão orientadas de acordo com os eixos x , y e z de sistema referência Cartesiano ortogonal (figura 2.3). A componente de F que actua na direcção x designa-se F_x e mesmo para as outras duas componentes. A dimensão de um pequeno elemento de superfície é caracterizado pela área A e a sua orientação é descrita pela direcção normal a essa superfície. Por exemplo A_x representa a área A cuja normal está orientada ao longo dos eixo dos xx (ou seja, que a área que assenta no plano yz). A componente da força F_x que actua (perpendicularmente) sobre a área A_x produz uma *tensão normal* σ_{xx} . Das componentes da força ao longo dos eixos y e z resultam as *tensões de corte* σ_{yx} e σ_{zx} dadas por:

$$\sigma_{xx} = \lim_{A_x \rightarrow 0} \left(\frac{F_x}{A_x} \right), \sigma_{yx} = \lim_{A_x \rightarrow 0} \left(\frac{F_y}{A_x} \right), \sigma_{zx} = \lim_{A_x \rightarrow 0} \left(\frac{F_z}{A_x} \right) \quad (2.2)$$

De um modo semelhante, mas usando desta vez as áreas A_y e A_z , se definem as outras tensões normais, σ_{yy} e σ_{zz} , bem como as restantes tensões de corte σ_{xy} , σ_{zy} , σ_{xz} e σ_{yz} . As nove componentes da tensão definem completamente o estado de tensão a que o corpo está sujeito e podem ser convenientemente descritas pela matriz das tensões



As nove componentes da tensão definem completamente o estado de tensão a que o corpo está sujeito e podem ser convenientemente descritas pela matriz das tensões

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

Figura 2.3 - Componentes da força F que actuam num elemento de volume.

Se as forças que actuam no corpo estiverem compensadas de modo a não provocarem rotações, esta matriz de 3×3 é simétrica (i.e. $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$; $\sigma_{yz} = \sigma_{zy}$; $\sigma_{zx} = \sigma_{xz}$) e só contém seis elementos independentes (Porquê?).

2.1.3 A matriz de deformação

2.1.3.1 Deformação Longitudinal

As deformações produzidas no corpo também podem ser representadas por uma matriz 3×3 . Consideremos primeiro o caso unidimensional representado na figura 4.4 centrando a nossa atenção nos pontos x e $(x + \Delta x)$. Se o ponto x for deslocado uma quantidade infinitesimal u na direcção do eixo dos xx , o ponto $(x + \Delta x)$ será deslocado de $(u + \Delta u)$, onde Δu , em aproximação de primeira ordem, é igual a $(\partial u / \partial x) \Delta x$. A deformação longitudinal, ou apenas extensão, na direcção x é a variação fraccional do comprimento do elemento ao longo do eixo dos xx . A separação original dos dois pontos era Δx , mas um ponto foi deslocado de u e o outro de $(u + \Delta u)$, por isso a nova separação será dada por $(\Delta x + \Delta u)$. A componente da deformação paralela ao eixo dos xx , ϵ_{xx} , é então dada por

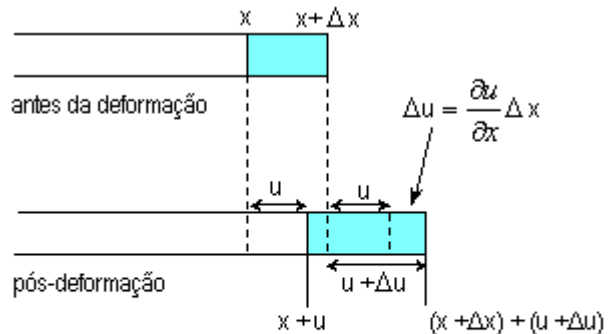


Figura 2.4 Deslocamentos infinitesimais u e $(u + \Delta u)$ de dois pontos de um corpo que estão localizados em x e $(x + \Delta x)$, respectivamente.

$$\epsilon_{xx} = \frac{\text{variação da separação}}{\text{separação original}} = \frac{\left(\Delta x + \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x \right) - \Delta x}{\Delta x} \quad (2.3)$$

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}$$

Podemos estender esta descrição da extensão ao caso mais real das três dimensões. Se um ponto (x, y, z) for

deslocado de uma quantidade infinitesimal para a posição $(x + u, y + v, z + w)$, as outras duas deformações longitudinais ϵ_{yy} e ϵ_{zz} são definidas por

$$\epsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} \text{ e } \epsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.4)$$

Num corpo com comportamento elástico as deformações ϵ_{yy} e ϵ_{zz} não são independentes de ϵ_{xx} . Considere-se a variação de forma da barra representada na figura 1.5. O alongamento na direcção paralela a x é acompanhado por uma contração nas direcções paralelas aos eixos dos yy e zz (esta última não está obviamente representada na figura, pois ela apenas representa o que se passa no plano $x-y$). As deformações ϵ_{yy} e ϵ_{zz} têm um sinal oposto, mas são proporcionais à extensão ϵ_{xx} , sendo dadas por

$$\epsilon_{yy} = -\nu \epsilon_{xx} \text{ e } \epsilon_{zz} = -\nu \epsilon_{xx}$$

A constante de proporcionalidade ν é chamada Razão de Poisson. Os valores das constantes elásticas dos materiais

restringem a gama de variação de ν entre 0 (não existe contracção lateral) e um máximo de 0.25 (não existe variação de volume) para fluidos incompressíveis. Em rochas muito rígidas como é, por exemplo, o caso dos granitos ν vale cerca de 0.05, enquanto que para sedimentos pouco consolidados o seu valor já se encontra no intervalo 0.24-0.27. Um corpo para o qual o valor de ν seja de 0.25 é designado por corpo de Poisson ideal.

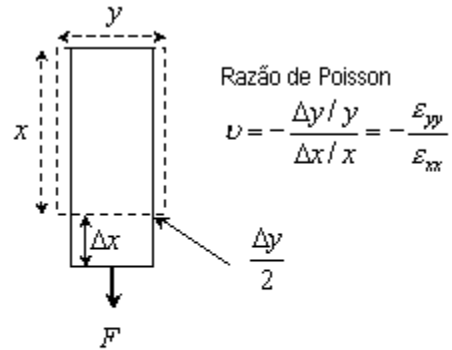


Figura 2.5 Variação de forma de uma barra rectangular sujeita a extensão na direcção xx .

2.1.3.1 Dilatação

A dilatação é definida como sendo a variação fraccional de volume de um elemento no limite em que a sua área tende para zero. Considere-se um elemento de volume não deformado que tem de lados $\Delta x, \Delta y$ e Δz , e volume $V = \Delta x \Delta y \Delta z$. Em resultado de deslocamentos infinitesimais $\Delta u, \Delta v$ e Δw as arestas aumentam, respectivamente, para $\Delta x + \Delta u$, $\Delta y + \Delta v$ e $\Delta z + \Delta w$. A variação fraccional de volume é então dada por

$$\begin{aligned} \frac{\Delta V}{V} &= \frac{(\Delta x + \Delta u)(\Delta y + \Delta v)(\Delta z + \Delta w) - \Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta x \Delta y \Delta z} \\ &= \frac{\Delta x \Delta y \Delta z + \Delta u \Delta y \Delta z + \Delta v \Delta z \Delta x + \Delta w \Delta x \Delta y - \Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta x \Delta y \Delta z} \\ &= \frac{\Delta u}{\Delta x} + \frac{\Delta v}{\Delta y} + \frac{\Delta w}{\Delta z} \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde as quantidades muito pequenas (de segunda ordem) como $\Delta u \Delta v$, $\Delta v \Delta w$, $\Delta w \Delta u$ e $\Delta u \Delta v \Delta w$ foram desprezadas. No limite, quando $\Delta x, \Delta y$ e Δz tendem para zero, obtemos a dilatação

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \\ \theta &= \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz} \end{aligned} \quad (2.5)$$

2.1.3.2 Deformação de corte

Geralmente durante a deformação um corpo experimenta não só a deformação longitudinal descrita anteriormente,

mas também uma deformação de corte produzida pelas componentes da tensão de corte (σ_{xy} , σ_{yz} , σ_{zx}), que se manifesta por uma variação das relações angulares entre as diferentes partes do corpo. É mais fácil ilustrar este fenómeno no caso bi-dimensional. Considere-se o rectângulo de lados Δx e Δy deformado devido à aplicação de uma tensão de corte actuando no plano $x-y$ (fig 2.6). Tal como no exemplo prévio da deformação longitudinal, o ponto A é deslocado paralelamente ao eixo dos xx de uma quantidade u . Contudo, devido à deformação de corte, os pontos entre A e D experimentam deslocamentos tanto maiores quanto mais afastados estiverem de A. O ponto D, que dista de Δy na vertical de A é deslocado de uma quantidade de $(\partial u / \partial y) \Delta y$ na direcção do eixo dos xx . Isto provoca uma pequena rotação ϕ_1 no sentido horário do lado AD dada por

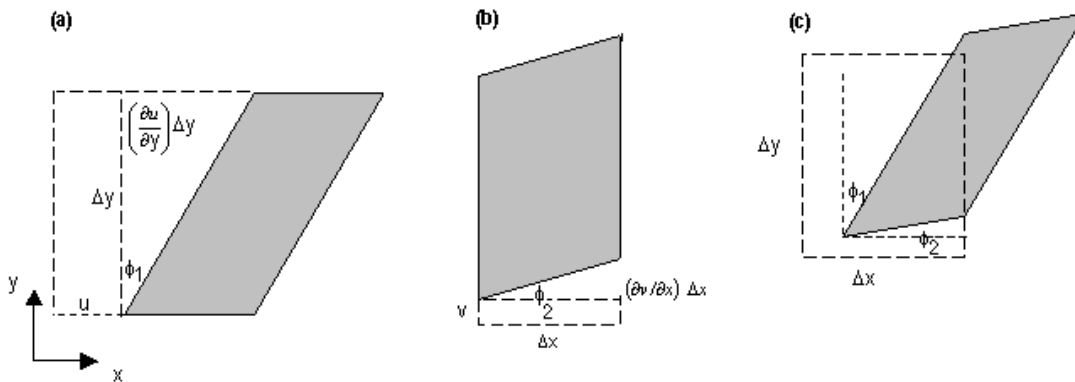


figura 2.6 - Deformação de Corte

$$\tan \phi_1 = \frac{(\partial u / \partial y) \Delta y}{\Delta y} = \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.6)$$

De um modo semelhante, o ponto A é deslocado paralelamente ao eixo dos yy de uma quantidade v , enquanto que o ponto B que está a uma distância horizontal Δx de A é deslocado de $(\partial v / \partial x) \Delta x$ na direcção do eixo dos yy . Em consequência disto, o lado AB é sofre uma pequena rotação ϕ_2 no sentido anti-horário dada por

$$\tan \phi_2 = \frac{(\partial v / \partial x) \Delta x}{\Delta x} = \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2.7)$$

As deformações elásticas processam-se através de deslocações e deformações infinitésimas, por isso os ângulos são normalmente pequenos, o que nos permite fazer a aproximação de que $\tan \phi_1 = \phi_1$ e $\tan \phi_2 = \phi_2$. A deformação de corte no plano $x-y$ (ϵ_{xy}) define-se como sendo metade da deformação angular total (ou a média das duas deformações)

$$\epsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2.8)$$

Transpondo x e y e os deslocamentos correspondentes u e v obtemos a componente ϵ_{yx}

$$\epsilon_{yx} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

que é idêntica ϵ_{xy} . A distorção angular total no plano $x-y$ é $(\epsilon_{xy} + \epsilon_{yx})$. Mais uma vez, de modo análogo as componentes da deformação ϵ_{yz} ($= \epsilon_{zy}$) e ϵ_{xz} ($= \epsilon_{zx}$) são definidas, respectivamente, nos planos $y-z$ e $z-x$ por

$$\begin{aligned}\varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{xz} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)\end{aligned}\tag{2.9}$$

Finalmente, as deformações longitudinais e de corte definem uma matriz 3×3 simétrica, chamada a matriz das deformações

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}\tag{2.10}$$

2.1.4 As constantes elásticas.

No intervalo de deformação elástica a lei de Hooke diz-nos que existe uma relação linear entre a tensão e a deformação, sendo que o quociente entre estas duas grandezas define uma constante elástica. Como por sua vez as deformações já são dadas por quocientes entre comprimentos (por isso são adimensionais) as constantes elásticas têm as mesmas dimensões que a tensão (Nm^{-2}). Os módulos elásticos (outro nome dado às constantes elásticas), definidos para diferentes tipos de deformações, são o módulo de Young, o coeficiente de rigidez e o módulo de volume (“bulk modulus”).

O módulo de Young (E) define-se a partir da deformação extensional. Cada deformação longitudinal é proporcional à componente da tensão correspondente, ou seja

$$\sigma_{xx} = E\varepsilon_{xx}, \sigma_{yy} = E\varepsilon_{yy}, \sigma_{zz} = E\varepsilon_{zz}\tag{2.11}$$

O módulo de rigidez (μ) define-se a partir da deformação de corte. Tal como na deformação longitudinal cada tensão de corte é proporcional à componente da tensão de corte correspondente, ou seja

$$\sigma_{xy} = \mu\varepsilon_{xy}, \sigma_{yz} = \mu\varepsilon_{yz}, \sigma_{zx} = \mu\varepsilon_{zx}\tag{2.12}$$

O módulo de volume, ou incompressibilidade, (K) define-se a partir da dilatação sofrida por um corpo quando sob o efeito de uma pressão hidrostática. Em condições hidrostáticas as componentes da tensão de corte são nulas ($\sigma_{xy} = \sigma_{yz} = \sigma_{zx} = 0$) e a pressão é igual em todas as direcções ($\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -p$). Isto acontece porque, em condições hidrostáticas, a pressão p resulta apenas do peso por unidade de área da coluna de fluido que encontra acima de um determinado nível. O módulo de volume é dado pela razão entre a pressão hidrostática e a dilatação, ou

$$p = -K\theta\tag{2.13}$$

Ao inverso do módulo de volume chama-se compressibilidade.

2.1.4.1 Relação entre os módulos K e μ , o módulo de Young e a razão de Poisson

Considere-se um elemento de volume rectangular sujeito às tensões normais σ_{xx} , σ_{yy} e σ_{zz} das quais resultam as deformações ε_{xx} , ε_{yy} e ε_{zz} . Contudo, cada componente da deformação não depende apenas da correspondente componente da tensão. Senão vejamos: aplicando a lei de Hooke, a tensão σ_{xx} produz uma extensão de σ_{xx}/E na direcção x , mas a tensão σ_{yy} , ao provocar uma extensão de σ_{yy}/E na direcção y , induz também uma contracção $-\nu(\sigma_{yy}/E)$ na direcção x . Do mesmo modo. A componente da tensão σ_{zz} contribui com $-\nu(\sigma_{zz}/E)$ para a contracção na direcção x . Assim

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{E} - \nu \frac{\sigma_{yy}}{E} - \nu \frac{\sigma_{zz}}{E} \quad (2.14)$$

relações semelhantes existem para descrever a deformação longitudinal total para as outras duas componentes ε_{yy} e ε_{zz} . Podemos então reescrevê-las como

$$\begin{aligned} E\varepsilon_{xx} &= \sigma_{xx} - \nu\sigma_{yy} - \nu\sigma_{zz} \\ E\varepsilon_{yy} &= \sigma_{yy} - \nu\sigma_{zz} - \nu\sigma_{xx} \\ E\varepsilon_{zz} &= \sigma_{zz} - \nu\sigma_{xx} - \nu\sigma_{yy} \end{aligned} \quad (2.15)$$

adicionando-as, obtemos

$$E(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) = (1 - 2\nu)(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \quad (2.16)$$

Consideremos agora o efeito de uma pressão hidrostática, p , onde $-p = \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz}$. Usando a definição da dilatação θ dada pela equação (2.5), obtemos

$$\begin{aligned} E\theta &= (1 - 2\nu)(-3p) \\ E &= (1 - 2\nu) \left(-3 \frac{p}{\theta} \right) \end{aligned} \quad (2.17)$$

que, usando a definição da dilatação em função de p ($p = -K\theta$), permite escrever para K

$$K = \frac{E}{3(1 - 2\nu)} \quad (2.18)$$

Um pouco mais complicada, e não será feita aqui, é a demonstração da relação que existe entre o módulo de rigidez e o módulo de Young e a razão de Poisson. Estas três grandezas estão relacionadas através da seguinte expressão

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (0.3)$$

As constantes de Lamé

Para se tratar convenientemente com a teoria da elasticidade é conveniente utilizar a notação tensorial. Nesta notação, as componentes da tensão e da deformação são escritas na forma σ_{ij} e ε_{ij} , onde os índices i e j podem tomar os valores de x , y ou z . Podemos então escrever a lei de Hooke para um sólido elástico e isotrópico na forma

$$\sigma_{ij} = \lambda\theta\delta_{ij} + 2\mu\varepsilon_{ij} \quad (2.19)$$

Nesta expressão θ continua a representar a dilatação e δ_{ij} é chamado de símbolo de Krönecker. Este símbolo tem como característica o valer zero se i for diferente de j e valer 1 caso i seja igual a j , ou seja, $\delta_{ij} = 0$ se $i \neq j$ e $\delta_{ij} = 1$ se $i = j$. As constantes λ e μ , denominadas de constantes de Lamé, estão relacionadas com as constantes elásticas definidas anteriormente. μ é equivalente ao módulo de rigidez e K e E podem-se exprimir em termos de λ e μ .

2.1.4.2 Relação entre K e as constantes de Lamé

Como vimos atrás, o módulo de volume descreve-nos a variação volumétrica de um corpo quando sujeito à acção das tensões normais σ_{xx} , σ_{yy} e σ_{zz} . Expandindo a equação tensorial da lei de Hooke para estas componentes da tensão obtém-se

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{xx} \\ \sigma_{yy} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{yy} \\ \sigma_{zz} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{zz}\end{aligned}\tag{2.20}$$

que adicionadas e assumindo condições hidrostáticas ($\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -p$) dá

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz} &= 3\lambda\theta + 2\mu(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \\ -3p &= 3\lambda\theta + 2\mu\theta\end{aligned}\tag{2.21}$$

e usando a definição de $K = -p/\theta$, vem

$$K = \lambda + \frac{2}{3}\mu\tag{2.22}$$

2.1.4.3 Módulo de Young, Razão de Poisson e as constantes de Lamé

O módulo de Young descreve a deformação longitudinal quando uma tensão normal é aplicada ao material. Se apenas for aplicada a tensão σ_{xx} (i.e. $\sigma_{yy} = \sigma_{zz} = 0$), a lei de Hooke toma a forma

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{xx} \\ 0 &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{yy} \\ 0 &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{zz}\end{aligned}\tag{2.23}$$

expandindo estas equações, e recordando que $\theta = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$, vem

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{xx} + \lambda\varepsilon_{yy} + \lambda\varepsilon_{zz} \\ 0 &= \lambda\varepsilon_{xx} + (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{yy} + \lambda\varepsilon_{zz} \\ 0 &= \lambda\varepsilon_{xx} + \lambda\varepsilon_{yy} + (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{zz}\end{aligned}\tag{2.24}$$

ora agora podemos resolver este sistema de equações em ordem a ε_{xx} , ε_{yy} e ε_{zz} , não esquecendo que $E = \sigma_{xx}/\varepsilon_{xx}$ e que $\nu = -\varepsilon_{yy}/\varepsilon_{xx} = -\varepsilon_{zz}/\varepsilon_{xx}$, o que permite obter

$$\begin{aligned}E &= \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{(\lambda + \mu)} \\ \nu &= \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}\end{aligned}\tag{2.25}$$

Como os valores de λ e μ são muito parecidos em alguns materiais, podemos assumir que $\lambda = \mu$ de onde resulta que $\nu = 0.25$. Esta aproximação é conhecida por relação de Poisson e pode-se aplicar a muitas dos materiais terrestres.

2.1.4.4 Anisotropia

A discussão precedente apresentou-nos as parâmetros elásticos como sendo constantes. Contudo, na natureza isto não é estritamente verdadeiro, pois eles dependem de condições tais como a pressão e a temperatura e só poderão ser considerados constantes em circunstâncias específicas. Dada esta dependência com a pressão e a temperatura os parâmetros elásticos têm que variar com a profundidade. Para além disso, na exposição apresentada admitiu-se também que a relação entre a tensão e a deformação era igual para todas as direcções, uma propriedade que se chama de isotropia. O contrário disto, a anisotropia, significa que se bem que a relação entre a tensão e a

deformação continue a ser linear, as constantes de proporcionalidade variam consoante a direcção em que estamos a “olhar”. Na verdade, é isto que acontece em muitos minerais, especialmente se eles tiverem simetria uniaxial.

Considerando o caso mais real de uma substância anisotrópica, as relações entre as componentes das tensões e deformações são bastante mais complexas e são neste caso necessários 21 parâmetros para descrever o comportamento elástico anisotrópico (contrariamente aos dois, μ e λ , que bastam para o caso isotrópico). A velocidade das ondas sísmicas, que depende só dos parâmetros elásticos, depende assim da direcção em que a onda se propaga quando o meio é anisotrópico.

2.2 As ondas sísmicas

A descrição da propagação de ondas sísmicas através de meios heterogéneos é extremamente complexa por isso, para se obterem equações que descrevam essa propagação adequadamente, é necessário admitir condições simplificadoras. Uma delas consiste em assumir que o meio heterogéneo pode ser convenientemente modelado por uma sucessão de camadas paralelas, no interior das quais se podem assumir condições de homogeneidade. Uma escolha conveniente da espessura, densidade e propriedades elásticas de cada camada permite fazer uma aproximação realista das condições naturais. Contudo, a mais importante consiste em admitir que a perturbação sísmica se propaga através de um deslocamento elástico do meio. Apesar de isto não ser verdadeiro nas imediações da fonte sísmica (onde as partículas são deslocadas permanentemente em relação à posição das suas vizinhas – senão não haveria ruptura), para além de uma certa distância desta é muito razoável admitir que a amplitude da perturbação diminui a um nível para o qual o meio apenas se deforma elasticamente, permitindo a passagem a onda sísmica.

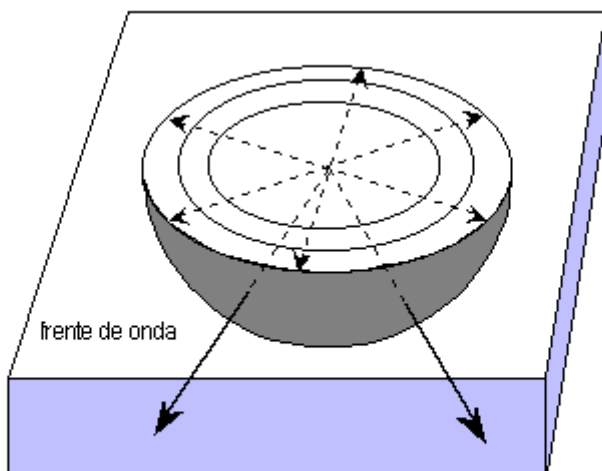


Figura 2.7 Propagação de uma onda sísmica a partir de uma fonte pontual num meio homogéneo. A onda propaga-se como uma onda volumétrica através do meio e como uma onda superficial ao longo da superfície livre

Vejam agora o que sucede quando a energia sísmica é libertada a partir de um ponto P pertencente a um meio homogéneo, mas localizado perto da sua superfície (fig 2.7). Nestas circunstâncias, parte da energia propaga-se através do meio sob a forma de ondas que se designam por ondas volumétricas, e a parte restante da energia desloca-se ao longo da superfície sob a forma de ondas que se designam por ondas superficiais. Uma analogia

apropriada para descrever este último tipo de ondas é o das ondículas que se geram e propagam na superfície livre da água em repouso quando a ela se atira, por exemplo, uma pedra.

2.2.1 Ondas volumétricas.

Tal como qualquer outro tipo de ondas que se propague através de um espaço tri-dimensional e cuja fonte possa ser considerada como uma fonte pontual, a amplitude das ondas sísmicas decresce com inverso da distância r à fonte. Para além disso, a superfície definida como aquela em que todos os pontos se encontram no mesmo estado de vibração (*i.e.* estão em fase) designa-se por frente de onda. Para pequenas distâncias à fonte, a frente de onda tem

uma forma esférica. Contudo, com o aumento da distância r a frente de onda torna-se progressivamente mais plana, de tal modo que, para grandes distâncias, se pode fazer a aproximação de que a dita frente de onda é uma onda plana. Por analogia ao caso da óptica, a direcção perpendicular à frente de onda designa-se por *raio sísmico*. A aproximação da onda plana permite a utilização de um sistema de coordenadas Cartesiano e ortogonal para descrever o movimento harmónico no plano da frente de onda, o que constitui uma simplificação bastante conveniente. No entanto, mesmo com esta aproximação, a descrição matemática dos movimentos tri-dimensionais do meio elástico é bastante complexa. Não iremos fazer aqui esse tratamento completo, mas apenas uma descrição mais simples e menos rigorosa, que permite ainda assim compreender muito sobre a propagação das ondas volúmicas.

2.2.1.1. Ondas longitudinais, ou compressivas

Tratemos primeiro o caso de uma onda unidimensional. Para isso, vamos considerar um sistema de eixos cartesianos em que o eixo x aponta na direcção de propagação da onda e os eixos y e z assentam no plano da frente de onda. Na direcção x o movimento das partículas é o que se poderá chamar de “para a frente e para trás”, resultando daqui que o meio é sucessivamente comprimido e distendido (figura 2.9a). É a propagação deste movimento vibratório, ao longo de uma dada direcção (a do nosso eixo dos xx , neste caso), que constitui a onda longitudinal. Uma onda a propagar-se ao longo de uma mola constitui uma excelente analogia para este tipo de ondas sísmicas.

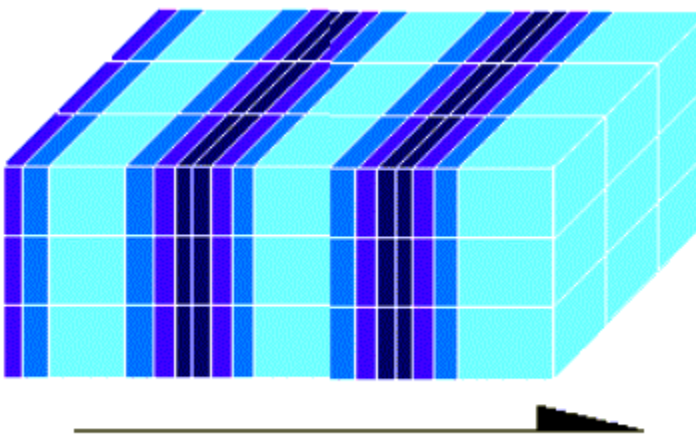


Figura 2.9. Movimento das partículas provocado pela passagem de uma onda - P

Na figura 2.9b A_x representa a área da frente de onda perpendicular à direcção de propagação. Numa posição qualquer x (fig 2.9c), a passagem da onda produz um deslocamento u e uma força F_x na direcção x . Na posição $x + dx$ é de $u + du$ e a força $F_x + dF_x$. Aqui, dx representa o comprimento infinitesimal de um pequeno elemento de volume cuja massa é $\rho dx A_x$. A força resultante que actua neste elemento de volume é dada por

$$(F_x + dF_x) - F_x = dF_x = \frac{\partial F_x}{\partial x} dx$$

Esta força F_x é causada pela componente da tensão σ_{xx} que actua na área A_x e que é igual a $\sigma_{xx} A_x$. Podemos agora escrever a equação do movimento unidimensional, usando para isso a 2ª lei de Newton

$$(\rho dx A_x) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = dx A_x \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} \quad (2.26)$$

A definição do módulo de Young, E , e da deformação normal ϵ_{xx} permite escrever

$$\sigma_{xx} = E \epsilon_{xx} = E \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.27)$$

substituindo nas equações anteriores em obtemos a equação da onda unidimensional

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = V^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.28)$$

onde V representa a velocidade da onda, dada por

$$V = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (2.29)$$

Este caso agora apresentado da onda unidimensional é na verdade bastante restritivo, pois não considerou o que se passa nas direcções y e z . Recorde-se que num sólido elástico, as deformações numa direcção qualquer estão sempre acopladas às deformações transversais via razão de Poisson do meio. Quer isto dizer, por exemplo neste caso, que a área A_x não poderia ter sido considerada constante. Para se ser rigoroso, o que se deve fazer é olhar para o que acontece simultaneamente ao longo

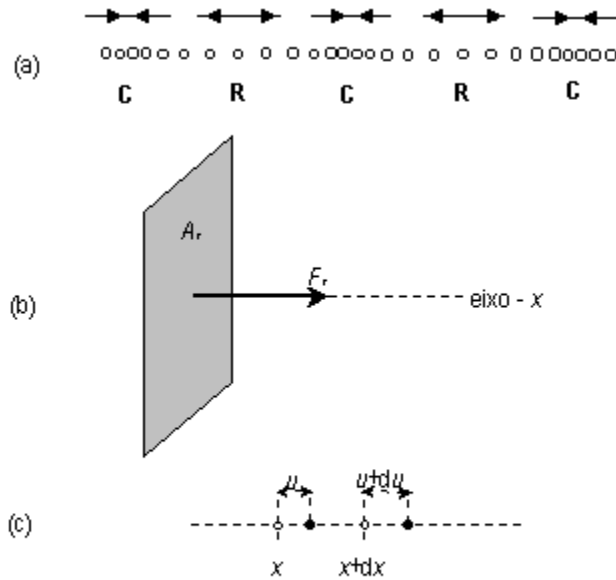


Figura 2.9 O movimento de uma partícula numa onda- P unidimensional é transmitido como uma série de rareficações (R) e contrações (C) paralelas ao eixo dos xx .

de cada uma das três direcções do espaço. Isto pode ser feito se se analizarem as variações de volume de um elemento do meio quando este é “atravessado” pela onda. Fazendo isso, a equação da onda compressiva na direcção x é

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = \alpha^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \quad (2.30)$$

onde α representa a velocidade de propagação da onda que, usando a equação (2.23) $K = \lambda + 2/3 \mu$, é dada por

$$\alpha = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{K + 4/3 \mu}{\rho}} \quad (2.31)$$

As ondas longitudinais são as mais rápidas de todas as ondas sísmicas e, como tal, quando ocorre um sismo estas são as primeiras a chegar a um dado local, sendo por isso chamadas de ondas primárias, ou ondas- P . A equação (2.31) mostra também que as ondas P se deslocam tanto através de sólidos, como de líquidos e gases (neste último caso, constituem as nossas conhecidas ondas sonoras), pois todos eles são compressíveis ($K \neq 0$). No entanto, os líquidos e os gases não suportam tensões de corte e por isso $\mu = 0$ (equivalente a dizer que eles não têm rigidez). Logo, a velocidade destas ondas nos fluidos é dada apenas por

$$\alpha = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (2.32)$$

2.2.1.2. Ondas transversais, ou de corte

Nas ondas transversais o movimento de vibração dá-se no plano definido pela frente de onda e, como tal, perpendicularmente à direcção de propagação (figs 2.10 e 2.11). Vamos começar por estudar apenas o que se passa no plano vertical definido pelos eixos x e z .

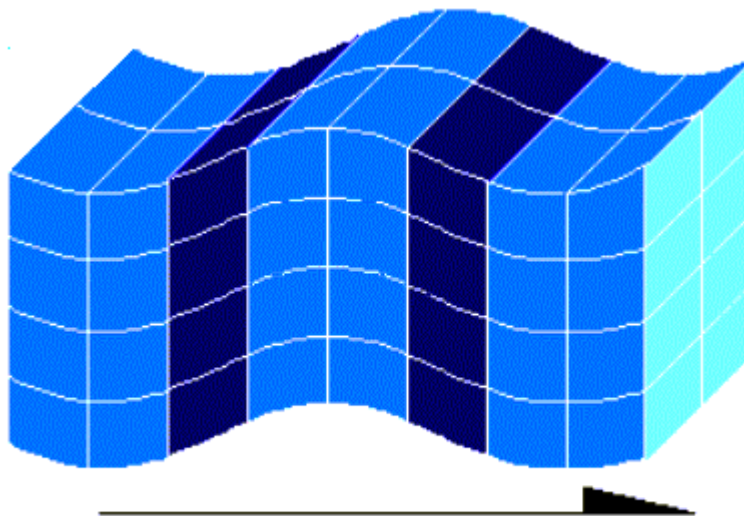


Figura 2.10 Movimento das partículas provocado pela passagem de uma onda - S

Também como boa analogia a este tipo de ondas se pode citar o exemplo da corda da roupa bem esticada, que é posta a vibrar com uma perturbação exercida na vertical. A passagem da onda transversal obriga a que

os planos verticais do meio se movam “para cima e para baixo” e que por isso os elementos adjacentes do meio sofram variações de forma, alternando esta entre a de um rectângulo e um losângulo (fig 2.11a).

Centremo-nos apenas sobre o que sucede a um elemento de volume (fig 2.11b) cujos planos verticais estão separados de dx . A passagem da onda ao longo da direcção x produz um deslocamento w e uma força F_z na direcção do eixo dos z . Na posição $x + dx$ o deslocamento é de $w + dw$ e a força $F_z + dF_z$. A massa do pequeno elemento de volume ladeado por planos de área A_x é $\rho dx A_x$ e a força resultante que nele actua, segundo a direcção z

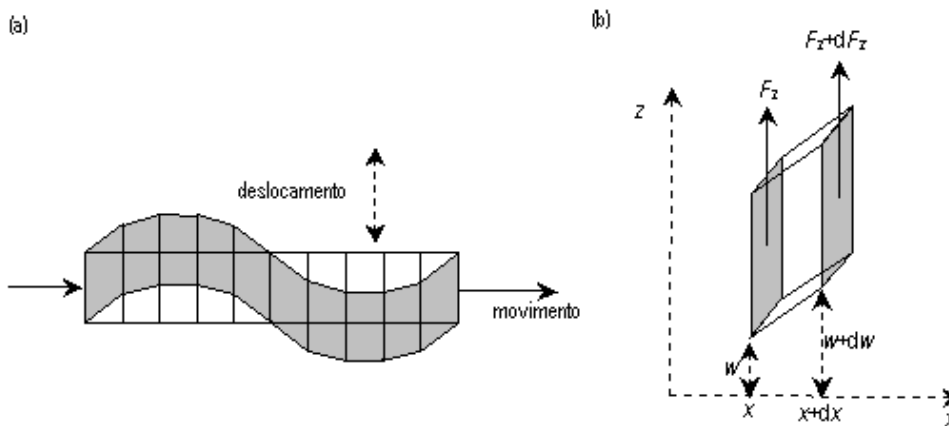


Figura 2.11 (a) Deformação de corte provocada pela passagem de uma onda-S. (b) deslocamentos e forças segundo a direcção z nas posições x e $x+dx$.

$$(F_z + dF_z) - F_z = dF_z = \frac{\partial F_z}{\partial x} dx \quad (2.33)$$

a força F_z resulta da aplicação da tensão de corte σ_{xz} na área A_x e é igual a $\sigma_{xz} A_x$. A equação do movimento

vem então dada por

$$(\rho dx A_x) \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = dx A_x \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} \quad (2.34)$$

Dado que neste caso a área dos paralelogramos entre os dois planos verticais adjacentes é igual, não existe variação de volume. Assim sendo, a dilatação θ é zero e a lei de Hooke (eq. 2.19) para a componente σ_{xz} dá

$$\sigma_{xz} = 2\mu \varepsilon_{xz} \quad (2.35)$$

Da definição das tensões de corte (eq. 2.12) temos

$$\varepsilon_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)$$

Para uma onda transversal uni-dimensional não há variação da distância horizontal dx entre os planos verticais; du e $\partial u / \partial z$ são zero e ε_{xz} é igual a $(\partial w / \partial x) / 2$. Substituindo em (2.35) vem

$$\sigma_{xz} = \mu \frac{\partial w}{\partial x} \quad (2.36)$$

e com um pequeno rearranjo dá

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \beta^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \quad (2.37)$$

onde β é a velocidade da onda transversal, dada por

$$\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (2.38)$$

O que se vê é que a única propriedade elástica que condiciona a velocidade das ondas transversais é a rigidez, μ . Como nos líquidos e gases μ é zero, neste tipo de meios não é possível propagarem-se ondas transversais. Se agora compararmos a velocidade das ondas longitudinais e transversais nos sólidos (eqs (2.31) e (2.38)) vemos que

$$\alpha^2 - \frac{4}{3} \beta^2 = \frac{K}{\rho} \quad (2.39)$$

o que significa que α é sempre maior que β , ou seja, as ondas transversais deslocam-se mais lentamente que as ondas- P e são por isso registadas nos sismogramas como ondas mais tardias. Por esta razão as ondas transversais são conhecidas por ondas secundárias, ou ondas- S .

Esta descrição de ondas- S foi feita para o caso unidimensional de uma onda que se desloca ao longo da direcção x , mas na qual o movimento das partículas se processa ao longo da direcção z . Por esta razão se costuma chamar a este tipo de ondas- S ondas polarizadas no plano vertical, ou ondas- SV . Uma equação em tudo semelhante descreve a onda transversal que se desloque também na direcção x , mas com movimento das partículas segundo a direcção y . Na sequência da mesma lógica, diz-se que estas ondas estão polarizadas no plano horizontal e o seu nome será obviamente ondas- SH .

Porém, tal como no caso das ondas- P , este tratamento da transmissão das ondas- S foi simplificado. A passagem de uma onda transversal envolve uma rotação dos elementos de volume no plano da frente de onda, sem contudo alterar o volume desses elementos. Por esta razão, as ondas transversais são algumas vezes designadas por ondas rotacionais. A rotação é dada por um vector Ψ cujas componentes são

$$\Psi_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}; \Psi_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}; \Psi_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.40)$$

O conjunto mais completo de equações para ondas transversais que se deslocam na direcção x é

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \beta^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \quad (2.41)$$

onde β continua a representar a velocidade das ondas- S tal como esta é dada pela eq. (4.42)

2.2.2 Ondas superficiais

Uma perturbação exercida na superfície livre de um meio propaga-se, a partir da fonte, sob a forma de ondas sísmicas superficiais. Tal como as ondas volúmicas podem ser classificadas em ondas- P e ondas- S , também existem duas categorias de ondas superficiais: as ondas de Rayleigh (L_R) as ondas de Love (L_O), que se distinguem entre si pelo tipo de movimento que as partículas descrevem na frente de onda.

2.2.2.1 Ondas de Rayleigh

O movimento das partículas na frente de onda de uma onda de Rayleigh está polarizado no plano vertical e pode ser visualizado como uma combinação de vibrações do tipo P e SV . Se a sentido de propagação se der para a direita do observador (fig 4.12), o movimento das partículas individuais descreve uma elipse retrograda alinhada no plano vertical. O eixo maior desta elipse está alinhado segundo a vertical e o eixo menor na direcção de propagação da onda. Se a relação de Poisson se aplicar (*i.e.* $\nu = 0.25$), a teoria das ondas de Rayleigh prevê uma velocidade (V_{LR}) para estas ondas igual a 0.9194 da velocidade (β) das ondas- S . É isto que se verifica aproximadamente na Terra.

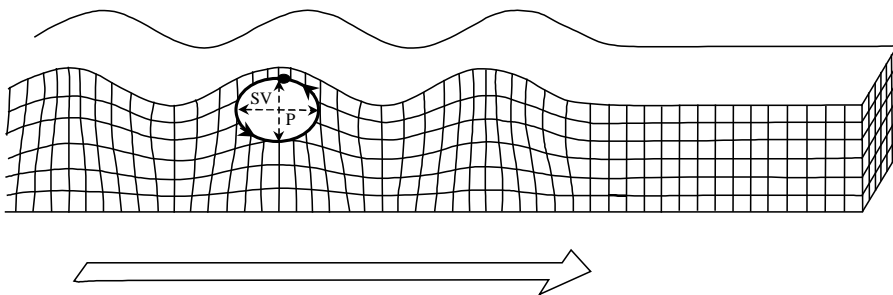


Figura 2.12 Movimento das partículas provocado pela passagem de uma onda de Rayleigh.

Tal como nas ondas do mar, o deslocamento das partículas não está confinado apenas à superfície livre do meio. Abaixo deste, as partículas são também afectadas pela passagem da onda. Num semi-espaco homogéneo, a amplitude do movimento das partículas decresce exponencialmente com o aumento da profundidade. Para a profundidade de penetração deste tipo de ondas é usual tomar o valor para o qual a amplitude é atenuada para um valor de e^{-1} do seu valor à superfície. Ondas com comprimento de onda λ têm uma profundidade de penetração característica de 0.4λ .

2.2.2.2 Ondas de Love

As condições fronteira que governam as componentes da tensão na superfície livre de um espaço elástico semi-infinito não permitem a propagação de ondas- SH ao longo dessa superfície. Contudo, A. Love demonstrou (em

1911) que se existir uma camada horizontal entre a superfície livre e o hemi-espço semi-infinito, então as ondas-SH que são reflectidas pelo topo e base dessa camada com um ângulo superior ao ângulo crítico (veremos melhor mais tarde o que isto significa) podem interferir constructivamente para produzir uma onda superficial com movimento de partículas na horizontal (fig 4.13). A velocidade (β_1) das ondas-S na camada junto à superfície tem que ser menor que a do hemi-espço subjacente (β_2), e a velocidade das ondas de Love (V_{LQ}) está compreendida entre os dois valores extremos: $\beta_1 < V_{LQ} < \beta_2$.

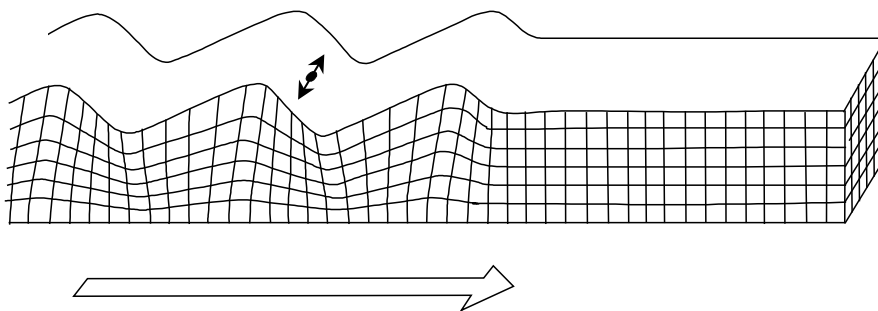


Figura 2.13 Movimento das partículas provocado pela passagem de uma onda de Love. Note-se que embora não se possa ter essa impressão à primeira vista, o movimento das partículas processa-se apenas no plano horizontal.

2.3. O sismómetro

Pode-se dizer que a ciência da sismologia nasce com a invenção do aparelho que permite converter os movimentos de vibração do solo, mesmo aqueles que são demasiado fracos para os sentirmos, para um registo visível. Esse instrumento, chamado *sismógrafo*, consiste num sensor que detecta e amplifica os movimentos do solo que por sua vez se chama *sismómetro*, e num registador que produz um registo visível do movimento, chamado *sismograma*.

2.3.1 Princípio de funcionamento do sismómetro

Os sismómetros são desenhados para reagir ao movimento do solo numa dada direcção. Dependendo do desenho assim eles podem responder a movimentos verticais ou horizontais. A maioria das concepções assenta em variações da aplicação de pêndulos simples.

2.3.1.1. Sismómetro de movimento vertical

O esquema típico utilizado nos sismómetros mecânicos de movimento vertical está representado na figura 4.14a. Os sismómetros electromagnéticos (fig 2.14b) respondem ao movimento relativo entre um íman, que está solidário com o solo, e uma bobine de fio conductor enrolada em torno de uma massa inercial suspensa por uma pequena mola. Qualquer movimento da bobine no interior do campo magnético induz uma voltagem na bobine proporcional à taxa de variação do fluxo magnético. Durante a passagem da onda sísmica, a vibração do solo relativamente à bobine é transformada num sinal eléctrico que posteriormente é amplificado e registado.

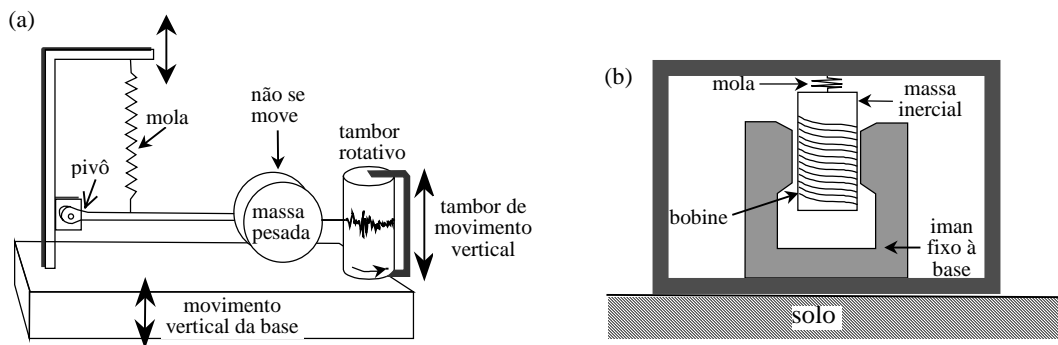


Figura 2.14 Diagramas esquemáticos que mostram o princípio do funcionamento do sismómetro de componente vertical. (a) modelo mecânico. (b) modelo electromagnético.

2.3.1.2. Sismómetro de movimento horizontal

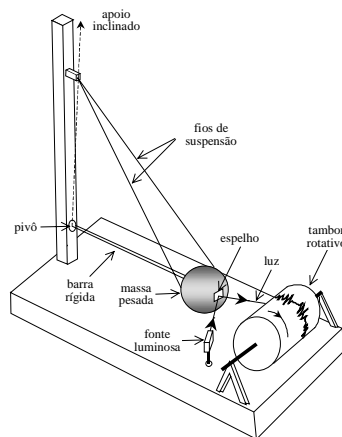


Figura 2.15 Diagrama esquemático do sismómetro de componente horizontal.

O princípio de funcionamento do sismómetro mecânico de movimento horizontal é idêntico ao do movimento vertical. Tal como nesse caso, a massa inercial é montada numa barra horizontal, mas o seu fulcro está quase na vertical, de tal modo que a massa está confinada a mover-se apenas num plano quase horizontal (fig 2.15). O comportamento deste sistema é semelhante ao de uma porta cujas dobradiças estejam ligeiramente desalinhas da vertical, a “inclinarem-se para a frente”. A posição de equilíbrio para uma porta nestas condições encontra-se onde o centro de massa estiver no ponto mais baixo. Para qualquer movimento da porta, a força gravitacional tenta fazê-la voltar à posição de equilíbrio. O mesmo sucede com a massa inercial destes sismómetros.

2.3.2.0 sismograma

O sismograma representa a conversão do sinal do sismómetro para um registo temporal do evento sísmico. Nos primeiros tempos da sismologia moderna, o modo mais comum de obter directamente um registo visível usava um tambor que rodava a velocidade constante de molde a providenciar uma escala temporal no registo. A invenção dos sismómetros electromagnéticos permitiu a conversão do sinal sísmico em sinal eléctrico que é então registado. Durante muitos anos usaram-se galvanómetros para converter o sinal eléctrico de volta a uma forma mecânica que era posteriormente visualizada. Os sismómetros modernos porém, convertem o sinal eléctrico para uma forma digital, através de circuitos electrónicos de conversão analógico-digital, que são depois registados em suporte magnético. Para além dos registos digitais terem maior fidelidade que os analógicos, eles apresentam como principal vantagem o facto de já estarem “prontos” para o processamento numérico por computador.

2.3.2.1 Fases num sismograma

O sismograma de um sismo distante contém chegadas de numerosas ondas sísmicas que viajaram por vários percursos diferentes através da Terra desde a fonte até ao receptor. Devido a este facto o aspecto do sismograma costuma ser bastante complexo e a sua interpretação requer uma considerável experiência. A análise das ondas que sofreram reflexões e refrações múltiplas será tratada mais adiante. Cada evento que é registado no sismograma é designado pelo termo de *fase*.

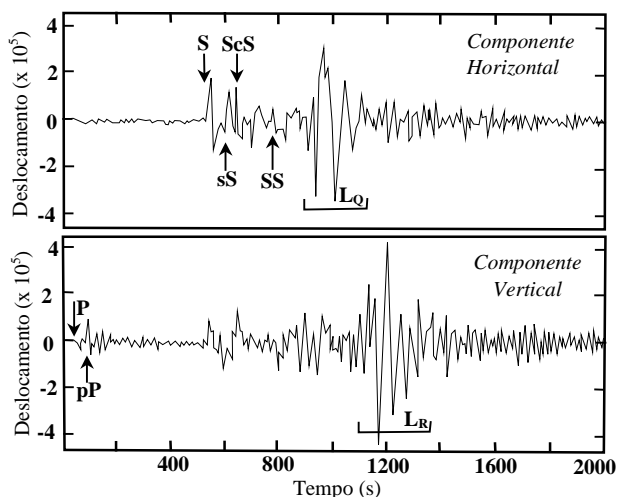


Figura 2.16 Sismograma de banda larga de um sismo no Perú (*in* Lowrie, 1997).

Como já vimos, as ondas-*P* são aquelas que se deslocam mais rapidamente e por isso são as primeiras a chegar. Assim, a primeira fase de um sismograma corresponde à chegada deste tipo de ondas. Em seguida chegam as ondas-*S*, que habitualmente têm uma amplitude superior à das ondas-*P*. De seguida chegam as perturbações associadas com as ondas superficiais (ondas com comprimento de onda muito superior), que se caracterizam também por possuírem uma amplitude mais elevada que a das ondas volúmicas. De entre as ondas longas, as ondas de Love deslocam-se com quase a mesma velocidade das ondas-*S* à superfície ($V_{LQ} \approx \beta$) e por isso chegam mais rapidamente que as ondas de Rayleigh ($V_{LR} \approx 0.92\beta$).

As fases detectadas nos sismogramas dependem do tipo de sensor utilizado e da orientação relativa deste com respeito à direcção de chegada das ondas sísmicas. Por exemplo, um sismómetro de componente vertical pode detectar ondas *P*, *SV* e Rayleigh mas não as ondas *SH* e de Love, enquanto que num sismómetro de componente horizontal se podem detectar as fases *P*, *SH* Rayleigh e Love. Os dois sismogramas representados na figura 4.16 ilustram bem o que acabámos de referir. Note-se que no sismograma da componente horizontal é praticamente impossível distinguir a chegada das ondas-*P*. Tal facto deve-se a que a estação estava orientada quase paralelamente à direcção de propagação do raio sísmico.

2.4. Sismologia

2.4.1 A teoria do ressalto elástico

Quando o material terrestre é sujeito a um nível de tensão tal que nultrapasse o seu limite elástico este cede. A cedência pode ocorrer de um modo dúctil ou por fractura frágil. A segunda destas situações produz um sismo. Para provocar um sismo temos então de encontrar reunidas duas condições: 1) tem que existir algum tipo de movimento diferencial no material de modo a que a tensão se possa acumular e ultrapassar o limite elástico do material e; 2) o material tem de ceder por fractura frágil. A única região da Terra onde verificam estas condições é na litosfera e por isso só nela ocorrem os temores de terra, particularmente onde as tensões estão concentradas junto das fronteiras das placas. O modelo do ressalto elástico sustem que uma rocha pode ser sujeita a uma tensão, obedecendo à lei de Hooke, até atingir o limite elástico. A situação está ilustrada na figura pelas deformações sofridas pelas cinco linhas, inicialmente paralelas e desenhadas perpendicularmente ao traço da falha.

A deformação, devida ao movimento diferencial dos dois blocos, acumula-se durante anos. Quando o limite de resistência é atingido (neste exemplo no ponto C) dá-se a fractura, ocorre um deslocamento violento no plano da falha (um ressalto) e a energia de deformação que estava armazenada nas rochas é libertada sob a forma de ondas sísmicas. Os segmentos BC e C'D sofrem uma compressão, enquanto que CD e BC' sofrem dilatação. Neste exemplo, os pontos A e E não se movem, por isso a energia de deformação nesses locais não é libertada e continua latente para uma futura repetição do processo. Não houve aqui deslocamento ao longo do comprimento total do plano de falha, apenas na região para a qual o limite de resistência foi ultrapassado. Quanto mais longa for a parte do plano de falha que é posta em movimento, mais forte é o sismo.

No modelo do ressalto elástico parte-se de uma situação em que, à partida, as rochas submetidas à deformação ainda não estavam fracturadas, ou seja em rigor a falha só passa a existir após ser atingido o limite elástico numa dada região do meio. Contudo, quando a tensão se voltar a acumular, o limite que é necessário atingir para provocar um novo ressalto (outro sismo) já será mais reduzido. Este limite é dado pelo atrito nos dois lábios da falha.

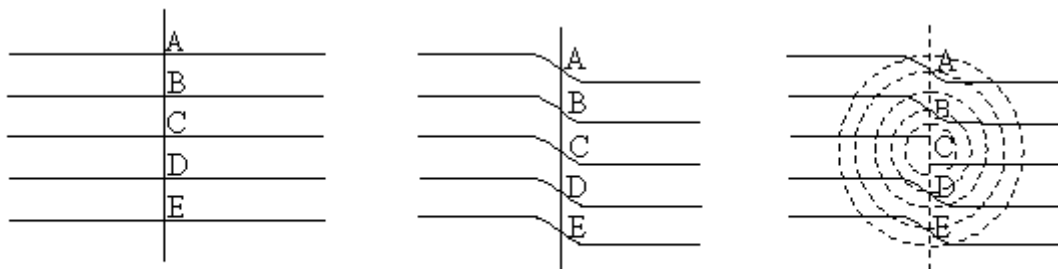


Figura 2.17 Modelo do ressalto elástico para a origem dos sismos.

Em situações reais, as falhas não são obviamente linhas rectas como neste exemplo. Elas têm uma largura finita e apresentam uma certa curvatura. Para além disso, não devemos falar de falhas mas sim de zonas de fractura, onde à falha principal estão associadas falhas secundárias que cruzam a principal com orientações variáveis. Estas famílias de falhas laterais são muito importantes na redistribuição da deformação pós-sísmica. Embora a maior parte da energia seja libertada durante o choque principal, durante muitas semanas ou meses após um sismo forte, continuam a registar-se numerosos sismos de menor magnitude conhecidos por réplicas. Também acontece às vezes que durante a fase de acumulação da tensão parte desta é libertada sob a forma de pequenos sismos que, quando *a posteriori* podem ser relacionados com um evento significativo, são designados de premonitores. Em zonas cuja sismicidade é melhor conhecida, tenta-se usar estes sismos como indicadores de que a energia de deformação se está a acumular e que um sismo forte esteja eminente, daí a razão de ser do seu nome. Note-se, porém, que a palavra “eminente” significa aqui *alguns anos*.

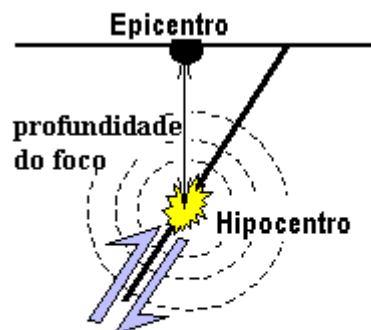
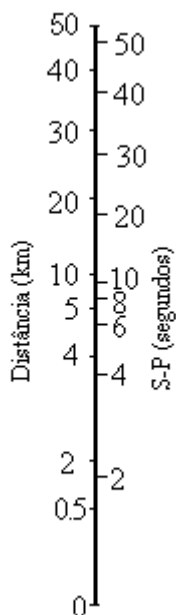


Figura 2.18 Secção vertical perpendicular ao plano de uma falha normal.

Ainda que a geração de um sismo envolva o movimento numa superfície de muitos quilómetros quadrados de área (o plano da falha), quando observado a centenas ou milhares de quilómetros de distância, o sismo parece ter sido provocado por uma fonte pontual. O ponto de onde emanam as ondas sísmicas chama-se *hipocentro* ou *foco* e a sua projecção à superfície da Terra designa-se por *epicentro*. A distância entre o epicentro e o foco é a *distância focal*.

2.4.2 Localização dos sismos



A distância epicentral é a distância entre uma estação sísmica e o epicentro do sismo e pode ser expressa tanto em quilómetros Δ_{km} ao longo da superfície da Terra ou pelo ângulo subtendido no centro da Terra. Os tempos de percurso das ondas S e P desde o local do sismo até uma estação dependem da distância epicentral.

Existem nomogramas médios para conversão das diferenças S-P em distâncias epicentrais, se bem que os meios de cálculo actualmente disponíveis permitem a utilização de modelos de velocidade adaptados a cada região. Um nomograma deste tipo está representado na figura a baixo. Um exemplo poderia ser o seguinte:

<i>Estação Sismográfica</i>	<i>Tempo de chegada P</i>	<i>Tempo de chegada S</i>	Δt^{S-P}
Lisboa	06:32:20.0	06:32:41.9	21.9
Manteigas	06:32:44.7	06:33:25.0	40.3
Faro	06:32:03.0	06:32:11.5	8.5

A conversão daria origem aos resultados seguintes:

Estação	Δt^{S-P}	distância
Lisboa	21.9 s	190 km
Manteigas	40.3 s	380 km
Faro	8.5 s	75 km

Basta, então, traçar com o auxílio de um compasso três arcos de circunferência e a sua intersecção indicará de imediato o foco do sismo.

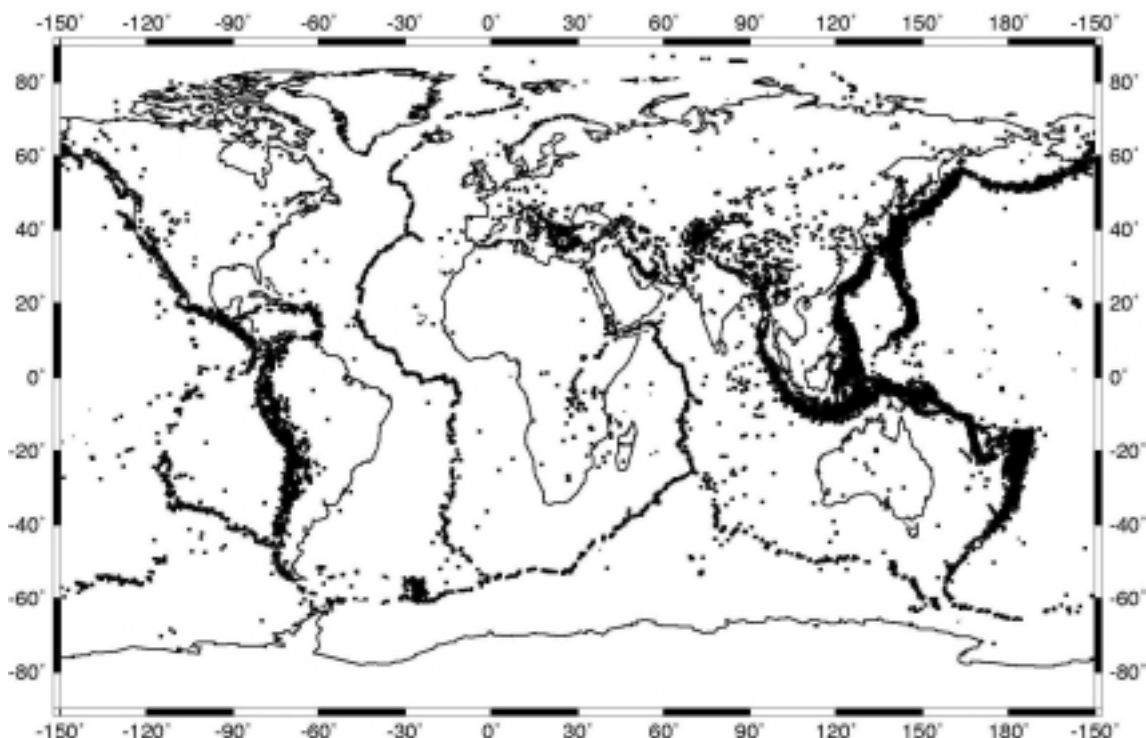
Geralmente os círculos não se intersectam exactamente num ponto. Isto resulta em parte de erros observacionais, mas também porque o conhecimento teórico das curvas dos tempos de percurso das ondas S e P é imperfeito. No entanto, a razão principal resulta do facto de as ondas sísmicas provirem do foco (hipocentro) e não do epicentro. A distância focal do sismo, d , que pode valer até algumas centenas de quilómetros tem que ser levada em consideração.

2.4.3 Sismicidade global

Os epicentros de cerca de 30.000 sismos são divulgados anualmente por agências internacionais e algumas universidades. A distribuição geográfica da sismicidade global (fig 4.19) ilustra de um modo inequívoco onde se encontram as regiões tectonicamente activas da Terra. Os mapas da sismicidade constituem uma evidência extremamente importante no suporte à teoria tectónica das placas.

Os epicentros dos sismos não se distribuem uniformemente sobre a superfície da Terra, mas aglomeram-se de um modo predominante ao longo de zonas estreitas de actividade sísmica *interplacas*. O chamado arco circum-Pacífico, que é responsável pela libertação de cerca de 75–80 % da energia sísmica anual, forma uma cintura que abarca as cadeias de montanhas da costa Oeste das Américas e os arcos insulares ao longo das costas da Ásia e da Austrália.

A zona *mediterrânica-transasiática* é responsável pela libertação de cerca de 15–20 % da energia sísmica anual. Esta zona começa na junção tripla dos Açores, continua pela zona de fractura Açores–Gibraltar (fig 4.20), pelo norte



de África, encurva através da península itálica, passa pelos Alpes, Grécia, Turquia, Irão, Himalaias e termina finalmente nos arcos insulares do sudoeste da Ásia. O sistema das cristas oceânicas forma a terceira zona de maior sismicidade, com 3–7 % da energia sísmica anual. Para além da sismicidade, cada uma destas zonas é também caracterizada pela existência de vulcanismo activo.

Figura 2.19 Distribuição geográfica da sismicidade com magnitude superior a 5 para o período 1980-1999 que ilustram quais são as zonas tectonicamente activas.

A parte restante da Terra é considerada como sendo *asísmica*. Contudo, nenhuma região se pode considerar completamente livre da possibilidade da ocorrência de sismos. Cerca de 1 % da sismicidade global é devida a sismicidade *intraplacas*, a qual ocorre em regiões remotas das principais zonas activas, mas não se pense que estes sismos são necessariamente insignificantes; sismos muito grandes e devastadores ocorreram no interior dos Estados Unidos e da China.

Os sismos podem também ser classificados de acordo com a sua profundidade focal. Tremores com profundidades focais inferiores a 70 km ocorrem em todas as zonas sismicamente activas, mas no sistema de cristas oceânicas os focos têm profundidades inferiores a 10–15 km. A maior parte da energia anual, cerca de 85 %, é libertada pelos sismos pouco profundos. A parte restante é libertada por sismos de profundidade focal intermédia de 70–300 km (cerca de 12 %) e por sismos com hipocentros superiores a 300 km (cerca de 3 %). Estes acontecem só no arco circum-Pacífico e na zona mediterrânica–transasiática e acompanham o processo de subducção.

2.4.4. “Tamanho” dos tremores de terra

Existem dois métodos para decrever a dimensão de um tremor de terra: a *intensidade* é um parâmetro qualitativo cuja estimativa é baseada na análise dos efeitos do movimento do solo numa dada localização; a *magnitude* é uma

grandeza quantitativa instrumental que está relacionada com a quantidade de energia que é libertada pelo sismo. Sem grande razão de ser, é normalmente a magnitude que é referida nas coberturas noticiosas dos grandes sismos, enquanto que a intensidade, por ser um parâmetro mais apropriado para descrever os efeitos nas construções humanas, não é normalmente referida. Ou então pior, é usado o termo intensidade quando na verdade se está a fazer referência à magnitude.

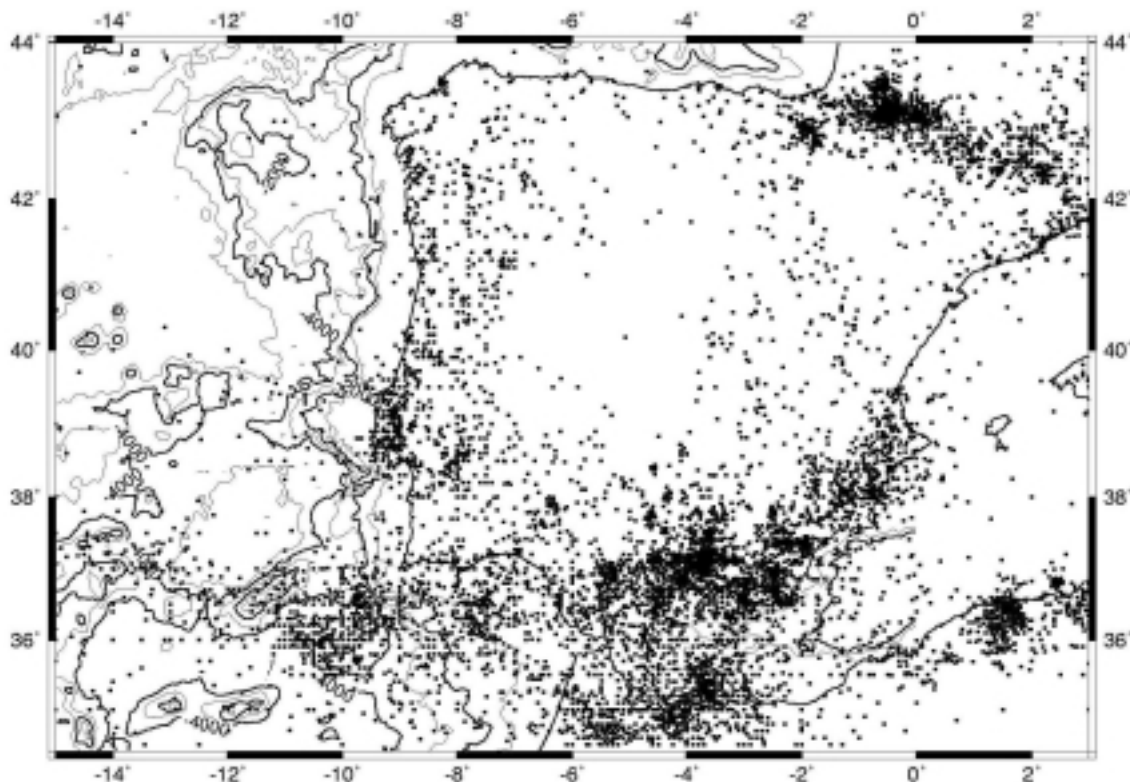


Figura 2.20 Sismicidade na zona da Península Ibérica até 1992. Note-se, porém, que a representação não está feita proporcionalmente à magnitude de cada sismo, o que pode induzir uma ideia sobrestimada da sismicidade.

2.4.4.1 Intensidade

A intensidade de um sismo é baseada nos efeitos que ele provoca na superfície da Terra tal como eles são testemunhados pelas pessoas. É por isso um parâmetro algo subjectivo que depende da precisão da observação, ou mais concretamente da do observador. Para uma dada localização, a intensidade é referida em numeração romana de acordo com uma escala de intensidades. Na Tabela 2-1 estão descritos os critérios mais relevantes da escala de Mercalli modificada.

Existem três factores que contribuem para aumentar a intensidade de um dado local. São eles: a magnitude do sismo, a proximidade do foco e o grau de agregação do solo. A influência dos dois primeiros factores é evidente, mas a do terceiro é igualmente importante. Por exemplo, solos arenosos pouco consolidados tendem a amplificar os movimentos do solo, aumentando assim o grau de destruição. A situação pode ainda ser mais séria se os sedimentos tiverem um elevado conteúdo em água, caso em que pode ocorrer a liquefacção do solo.

Logo após a ocorrência de um sismo (claro que só para aqueles que “vale a pena”) são distribuídos inquéritos às populações afectadas onde são pedidas informações que são depois utilizadas para determinar a intensidade em cada local. Estas intensidades são depois representadas sob a forma de mapas onde são desenhadas isolinhas de intensidade (chamadas *isossistas*) da mesma forma que as linhas de nível são usadas para fazer mapas

topográficos.

I	Imperceptível: Não sentido. Efeitos marginais e de longo período no caso de grandes sismos.
II	Muito Fraco: Sentido pelas pessoas em repouso nos andares elevados dos edifícios, ou favoravelmente colocadas.
III	Fraco: Sentido dentro de casa. Os objectos pendentes baloçam. A vibração é semelhante à provocada pela passagem de veículos pesados. É possível estimar a duração mas não pode ser reconhecido com um sismo.
IV	Moderado: Os objectos suspensos baloçam. A vibração é semelhante à provocada pela passagem de veículos pesados ou à sensação de pancada numa bola pesada nas paredes. Carros estacionados balançam. Janelas, portas e loiças tremem. Os vidros e loiças chocam ou tilintam. Na parte superior deste grau as paredes e as estruturas de madeira rangem.
V	Forte: Sentido fora de casa; pode ser avaliada a direcção do movimento; as pessoas são acordadas; os líquidos oscilam e alguns extravasam; pequenos objectos em equilíbrio instável deslocam-se ou são derrubados. As portas oscilam, fecham-se ou abrem-se. Os estores e os quadros movem-se. Os pêndulos dos relógios páram ou iniciam ou alteram os seu estado de oscilação.
VI	Bastante forte: Sentido por todos. Muitos assustam-se e correm para a rua. As pessoas sentem a falta de segurança. Os pratos, as louças, os vidros das janelas, os copos, partem-se. Objectos ornamentais, livros, etc., caem das prateleiras. Os quadros caem das paredes. As mobílias movem-se ou tombam. Os estuques fracos e alvenarias do tipo D fendem. Pequenos sinos tocam (igrejas e escolas). As árvores e arbustos são visivelmente agitadas ou ouve-se o respectivo ruído.
VII	Muito forte: É difícil permanecer de pé. É notado pelos condutores de automóveis. Os objectos pendurados tremem. As mobílias partem. Verificam-se danos nas alvenarias tipo D, incluindo fracturas. As chaminés fracas partem ao nível das coberturas. Queda de reboco, tijolos soltos, pedras, telhas, cornijas, parapeitos soltos e ornamentos arquitectónicos. Algumas fracturas nas alvenarias C. Ondas nos tanques. Água turva com lodo. Pequenos desmoronamentos e abatimentos ao longo das margens de areia e de cascalho. Os grandes sinos tocam. Os diques de betão armado para irrigação são danificados.
VIII	Ruinoso: Afecta a condução dos automóveis. Danos nas alvenarias C com colapso parcial. Alguns danos nas alvenarias C com colapso parcial. Alguns danos na alvenaria B e nenhuns na A. Quedas de estuque e de algumas paredes de alvenaria. Torção e queda de chaminés, monumentos, torres e reservatórios elevados. As estruturas movem-se sobre as fundações, se não estão ligadas inferiormente. Os painéis soltos no enchimento das paredes são projectados. As estacarias enfraquecidas partem. Mudanças nos fluxos ou nas temperaturas das fontes e dos poços. Fracturas no chão húmido e nas vertentes escarpadas.
IX	Desastroso: Pânico geral. Alvenaria D destruída; alvenaria C grandemente danificada, às vezes com completo colapso; as alvenarias B seriamente danificadas. Danos gerais nas fundações. As estruturas, quando não ligadas, deslocam-se das fundações. As estruturas são fortemente abanadas. Fracturas importantes no solo. Nos terrenos de aluvião dão-se ejeções de areia e lama; formam-se nascentes e crateras arenosas.
X	Destruidor: A maioria das alvenarias e das estruturas são destruídas com as suas fundações. Algumas estruturas de madeira bem construídas e pontes são destruídas. Danos sérios em barragens, diques e aterros. Grandes desmoronamentos de terrenos. As águas são arremessadas contra as muralhas que marginam os canais, rios, lagos, etc.; lodos são dispostos horizontalmente ao longo de praias e margens pouco inclinadas. Vias férreas levemente deformadas.
XI	Catastrófico: Vias férreas grandemente deformadas. Canalizações subterrâneas completamente avariadas.
XII	Danos quase totais: Grandes massas rochosas deslocadas. Conformação topográfica distorcida. Objectos atirados ao ar.

Tabela 2-1 Graus de Intensidade Sísmica de acordo com a escala de Mercalli Modificada.

2.4.4.2 Magnitude

A magnitude é baseada em medições precisas da amplitude das ondas sísmicas nos sismogramas, para distâncias conhecidas entre o epicentro e a estação sísmica. Ela é expressa numa escala logarítmica, o que significa que o

aumento de uma unidade da magnitude corresponde a um aumento de 10 da amplitude das ondas sísmicas que estiveram na base da sua determinação.

Existem várias maneiras de calcular a magnitude de um sismo, dependendo se se utilizam ondas volúmicas ou superficiais para a sua determinação. Uma expressão muito utilizada para calcular a magnitude de ondas superficiais (M_s) de sismos pouco profundos, registados para distâncias epicentrais superiores a 20° , é a seguinte

$$M_s = \log_{10} \left(\frac{A_s}{T} \right) + 1.66 \log_{10} \Delta^\circ + 3.3 \quad (2.42)$$

onde A_s é amplitude máxima da componente horizontal em micrometros, T é o período da onda (tipicamente à volta de 20 s, que é o período característico das ondas de Rayleigh usadas nesta determinação) e Δ° é a distância epicentral em graus. Existem ainda termos correctivos para compensar os efeitos da profundidade do foco e do facto de as estações se poderem encontrar a distâncias inferiores a 20° .

A profundidade a que ocorre o sismo, mesmo para sismos que libertem a mesma quantidade de energia, condiciona fortemente o conteúdo espectral do sismograma. Um sismo profundo gera apenas um pequeno trem de ondas superficiais, enquanto que os sismos superficiais geram ondas superficiais muito fortes. Por outro lado, a amplitude das ondas volúmicas não é muito sensível à profundidade do foco. Por isso, desenvolveram-se também escalas de magnitude que usam as ondas volúmicas. A escala de Richter, muito popular nos meios de comunicação, é baseada na amplitude das ondas- P . Se A_p representar a amplitude máxima do movimento do solo associado às ondas- P , cujo período é de 1-5 s, então a magnitude das ondas volúmicas (m_b) é

$$m_b = \log_{10} \left(\frac{A_b}{T} \right) + 0.01 \Delta^\circ + 5.9 \quad (2.43)$$

Nos sismos para os quais é possível calcular m_b e M_s verifica-se que, apesar de variável de umas regiões para outras, existe uma relação aproximada entre estas duas magnitudes

$$m_b = 0.56 M_s + 2.9 \quad (2.44)$$

Para sismos muito fortes as magnitudes m_b e M_s saturam, ou seja, as amplitudes deixam de aumentar na mesma proporção com o aumento da energia libertada. É então mais conveniente usar a magnitude do momento sísmico. Como vimos no modelo do ressalto elástico, um sismo resulta de um deslocamento súbito de um segmento de falha. A área A do segmento ao longo do qual se deu a fractura e o desligamento s podem ser estimados. Estes parâmetros, conjuntamente com o módulo de rigidez μ das rochas adjacentes à falha, permitem definir o *momento sísmico* M_0 do abalo $M_0 = \mu A s$. Este novo parâmetro permite definir uma magnitude do momento sísmico

$$M_w = \frac{2}{3} \log_{10} M_0 - 10.7 \quad (2.45)$$

As escalas de magnitude (mas não as de intensidade), em princípio, não têm limites nem superior nem inferior. É perfeitamente lícito falarmos em magnitudes negativas (porque a escala é baseada numa escala logarítmica), mas o limite de sensibilidade dos sismómetros impõem uma fasquia por volta dos -2 . A magnitude máxima é limitada pela resistência da crosta e manto superior e desde o início da sismologia instrumental nunca se observaram sismos com $M_s = 9$.

Nos casos em que a falha sismogénica provocou ruptura à superfície, é possível relacionar o comprimento L dessa ruptura (L em km) com a magnitude através da seguinte relação empírica

$$M_s = 6.1 + 0.7 \log_{10} L \quad (2.46)$$

Ainda dentro das relações empíricas, existe uma outra que relaciona a intensidade máxima I_{\max} sentida e a magnitude. Para distâncias focais $h < 50$ km verifica-se aproximadamente que

$$I_{m\acute{a}x} = 1.5M_s - 1.8\log_{10} h + 1.7 \quad (2.47)$$

2.4.4.3 Frequência dos sismos

Todos os anos ocorrem muitos sismos pequenos e apenas um reduzido número de sismos fortes. Costuma-se verificar normalmente que a relação entre a magnitude M_s e o logaritmo de N , onde N representa o número de sismos com magnitude $M_s \pm \delta M_s / 2$ que ocorrem num dada área por unidade de tempo, é do tipo linear

$$\log N = a - bM_s \quad (2.48)$$

O valor de a varia entre cerca de 8 e 9 de uma região para outra, enquanto que b é uma medida da abundância relativa de sismos fortes e fracos, sendo o seu valor perto de 1. Valores superiores a 1 indicam que os sismos fracos acontecem mais frequentemente, valores inferiores a 1 indicam que os sismos fracos são menos frequentes e que os sismos fortes são mais prováveis de ocorrer. A frequência média anual de ocorrência de sismos está tabelada na Tabela 4-2. O número anual de sismos com magnitude $M_s \geq 7$, entre os anos de 1900-1989, tem variado entre extremos de 10 e 40, mas a longo termo o seu valor médio é de cerca de 20 por ano.

Magnitude M_s	Número por ano	Energia anual (10^{15} joule/ano)
≥ 8.0	0 – 1	0 – 600
7 – 7.9	18	200
6 – 6.9	120	43
5 – 5.9	800	12
4 – 4.9	6 200	3
3 – 3.9	49 000	1
2 – 2.9	≈ 350000	0.2
1 – 1.9	≈ 3000000	0.1

Tabela 2-2 Frequência de sismos desde 1900 (dados da USGS) e estimativa da energia média anual libertada obtida com a fórmula de Båth.

2.4.4.4 Energia libertada por um sismo

A definição da magnitude relaciona-a com o logaritmo da amplitude de certas ondas sísmicas. Dado que a energia de uma onda é proporcional ao quadrado da sua amplitude é de esperar que a magnitude esteja também relacionada com o logaritmo da energia. Gutenberg e Richter propuseram uma fórmula empírica que relaciona a energia libertada E , em Joule, com a magnitude M_s

$$\log_{10} E = 4.4 + 1.5M_s \quad (2.49)$$

Uma versão alternativa, para magnitudes $M_s > 5$, foi proposta por Båth em 1966

$$\log_{10} E = 5.24 + 1.44M_s \quad (2.50)$$

A fórmula de Båth dá energias duas a seis vezes superiores à de Gutenberg-Richter e, provavelmente, ambas sobre-estimam significativamente a quantidade de energia libertada. A natureza logarítmica destas fórmulas implica que a energia libertada aumenta muito rapidamente com o aumento da magnitude. Por exemplo, a uma diferença de 1 na magnitude corresponde uma diferença de energia de um factor de 28 ($10^{1.44}$), de acordo com a fórmula de Båth, ou de 32 ($10^{1.5}$) segundo a de Gutenberg-Richter. Assim, um sismo de magnitude 7 liberta cerca de 760 ($10^{2.88}$) a 1000 (10^3) vezes mais energia que um outro de magnitude 5. Um outro modo de ler esta observação é o de que são necessários de 760 a 1000 sismos de magnitude 5 para libertar a mesma energia que um único sismo de magnitude 7. Multiplicando o número médio de sismos anuais pela estimativa da sua energia, dá-nos uma ideia

da importância dos sismos muito fortes. Os números da tabela 4.2 mostram que os sismos de magnitude $M_s \geq 7$ são responsáveis pela maioria da energia sísmica libertada anualmente. Num ano em que ocorra um sismo de $M_s \geq 8$, a maioria da energia sísmica anual é libertada nesse único evento.

Para termos de comparação, a bomba atómica de 11 ktoneladas equivalente de TNT lançada em Hiroshima foi aproximadamente equivalente, em termos de libertação de energia, a um sismo de magnitude 5. Uma bomba de 1 megatonelada corresponderá a um sismo de magnitude 7.2. No outro extremo, um sismo de magnitude 1, tão fraco que só pode ser detectado por via instrumental (por isso se chamam microsismos), corresponde apenas à energia cinética de um automóvel médio de 1 500 kg a deslocar-se à velocidade de 130 km/h.

2.4.5 Previsão de sismos

Não se prevêem. Esta afirmação precisa obviamente de ser melhor explicada. Digamos, por agora, que se pode por vezes ter uma ideia razoável do **onde**, mas **não o quando**.

2.4.6 Análise dos mecanismos focais

Através da análise do que se costuma designar por “primeiros movimentos” registados nos sismogramas é possível interpretar o tipo de movimento que ocorreu na falha sísmogénica. Considere-se um plano vertical perpendicular ao plano de falha onde ocorreu um sismo cujo hipocentro está localizado no ponto H (fig 2.21).

Quando a região acima da falha se move para cima, produz uma região de compressão à frente e uma região de dilatação a trás. Conjuntamente com o movimento compensatório do bloco inferior que se desloca para baixo (estes “para cima” e “para baixo” referem-se a movimentos ao longo do plano de falha), o sismo produz duas regiões de compressão e duas de dilatação em torno do hipocentro. Estas quatro regiões estão separadas entre si pelo plano de falha e por um plano auxiliar que passa pelo foco e é normal ao plano principal, ou plano de falha.

Quando a primeira onda- P , que provém da região de compressão, atinge um observador (ou uma estação sísmica) em C , o seu efeito é o de elevar o solo. Diz-se que o primeiro movimento é para cima. Quando essa primeira onda atinge um observador em D , ela provém de um sector de dilatação e o seu efeito é o de puxar o solo para baixo. Diz-se então que o primeiro movimento é para baixo. Como já vimos anteriormente, as ondas- P são as primeiras a chegar a uma estação, por isso analisando os primeiros movimentos para ver se correspondem a dilatações ou compressões (se são para cima ou para baixo) numa série de estações distribuídas, tanto quanto possível, de modo a garantirem uma boa cobertura azimutal do epicentro, podemos determinar o tipo de sismo e a geometria do plano de falha. Vejamos como.

A amplitude das ondas sísmicas decresce com a distância à fonte devido ao amortecimento das vibrações e ao facto

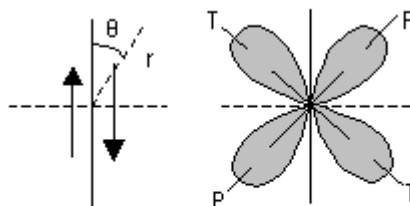


Figura 2.22 Padrão azimutal de variação da amplitude das ondas- P

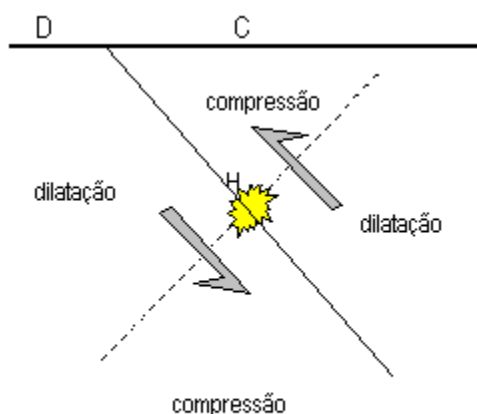


Figura 2.21 Regiões de compressão e dilatação em torno do foco de um sismo. A linha contínua representa o plano de falha e a linha a tracejado o plano auxiliar

de a mesma energia se dispersar por um volume progressivamente maior. Contudo, a amplitude detectada numa dada estação depende também do ângulo com que o raio sísmico partiu da fonte. Este factor geométrico pode ser calculado a partir de um modelo para o mecanismo da fonte. No caso das ondas-*P*, a representação da sua amplitude em função do ângulo θ entre o raio sísmico r e o plano da falha produz o padrão de radiação representado na figura 4.22. Note-se que a amplitude máxima das ondas-*P* acontece a 45° do plano de falha. As direcções de amplitude máxima dos campos de compressão e dilatação definem, respectivamente, os eixos de tensão, *T*, e de compressão, *P*. Geometricamente *P* e *T* são as bissetrizes dos ângulos entre o plano de falha e o plano auxiliar. As orientações destes eixos e, por consequência, a do plano de falha e auxiliar podem ser obtidos mesmo para sismos muito distantes via análise dos primeiros movimentos. Esta análise é designada por solução do mecanismo focal.

Agora acontece que a Terra é esférica, por isso temos que trabalhar em coordenadas esféricas, o que complica um pouco a geometria, mas não o resultado. Imaginemos uma pequena esfera fictícia centrada no foco de um sismo (fig. 2.23). Esta esfera é conhecida por esfera focal. O raio sísmico que que viaja do foco até ao receptor tem uma trajectória curva (porque a velocidade de propagação aumenta com a profundidade) e intercepta o hemisfério inferior da esfera focal com um ângulo i e azimuth A . O primeiro passo na solução do mecanismo focal consiste em recalcular a trajectória do raio sísmico de volta até ao foco. Para determinar o ângulo i , inclinação medida positiva abaixo do plano equatorial da esfera focal, usam-se tabelas sismológicas standard. O azimuth calcula-se facilmente conhecendo a localização da estação e a do epicentro. O azimuth e a inclinação são depois representados como pontos numa projecção estereográfica do hemisfério inferior da esfera focal. A direcção do raio é representada por um círculo a cheio se o primeiro movimento for para cima, o que significa que a estação está localizada na zona da compressão, e por um círculo aberto se o primeiro movimento for para baixo, o que ocorre se a estação estiver localizada na zona de dilatação. A representação dos pontos no estereograma provenientes de dados de várias estações, que devem estar alinhadas segundo direcções diferentes em relação ao foco, mostra normalmente uma

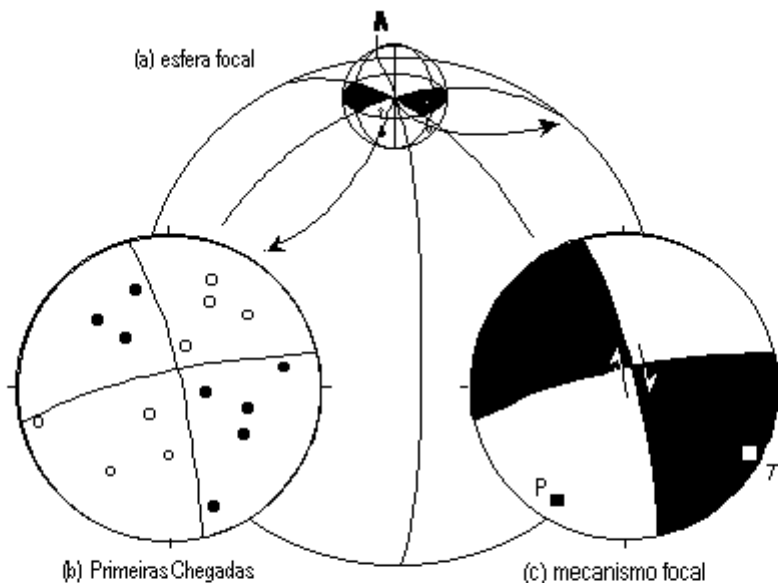


Figura 2.23 Método para determinar o mecanismo focal de um sismo. (a) Esfera focal que engloba o foco com dois raios S_1 e S_2 que interceptam a esfera em P_1 e P_2 respectivamente. (b) Os pontos P_1 e P_2 são representados no estereograma do hemisfério inferior como compressões (símbolos a cheio) ou dilatações (símbolos abertos). (c) Os grandes círculos que melhor se ajustam aos pontos definem as regiões de compressão (sombreadas) e de tração (a branco). Os eixos **T** e **P** estão localizados de tal modo que bissectam os ângulos entre o plano principal e o plano auxiliar.

agregação em zonas, ou campos, de compressão e de dilatação. Seguidamente, quer usando critérios numéricos de minimização do erro, quer mesmo a olho, desenham-se dois planos mutuamente ortogonais que delimitam esses campos. Estes dois planos correspondem, um ao plano de falha e o outro ao plano auxiliar. Contudo, não é possível

dicionar, a partir apenas da análise dos primeiros movimentos das ondas-P, qual é qual. As regiões do estereograma que correspondem a primeiros movimentos compressivos costumam-se representar a sobreado (ou preto). Os eixos P e T correspondem às linhas bissectrizes dos ângulos entre o plano de falha e o plano auxiliar e estão localizadas, respectivamente, no campo da dilatação e da compressão.

A localização dos eixos T e P, respectivamente nos sectores compressivo e dilatacional, pode parecer contraditória à primeira vista. No entanto, deve recordar-se que a orientação dos eixos principais de tensão correspondem ao estado de tensão *antes* da ruptura, enquanto que a solução do mecanismo focal se refere ao movimento no plano de falha *depois* (ou durante) a ocorrência do sismo.

Existem três tipos básicos de falhas tectónicas: falhas de desligamento; falhas normais; e falhas inversas ou de cavalgamento (fig 2.24). Quando o movimento dos dois blocos, cada um do seu lado da falha, se processa na horizontal e paralelamente ao traço da falha o movimento é dito de *desligamento*. É neste caso necessário precisar sobre o sentido relativo do movimento entre os dois blocos. Se esse movimento for tal que um observador baseado num dos lados da falha tem a percepção de que o outro se moveu para a sua direita, a falha é do tipo *desligamento direito*. Se a percepção for de que o movimento foi para a esquerda, a falha é do tipo *desligamento esquerdo*, ou,

derivado da palavra em latim para esquerdo, falha *sinistra*. Note-se que nesta definição não importa de que lado da falha se encontra o observador para fazer a descrição do movimento.

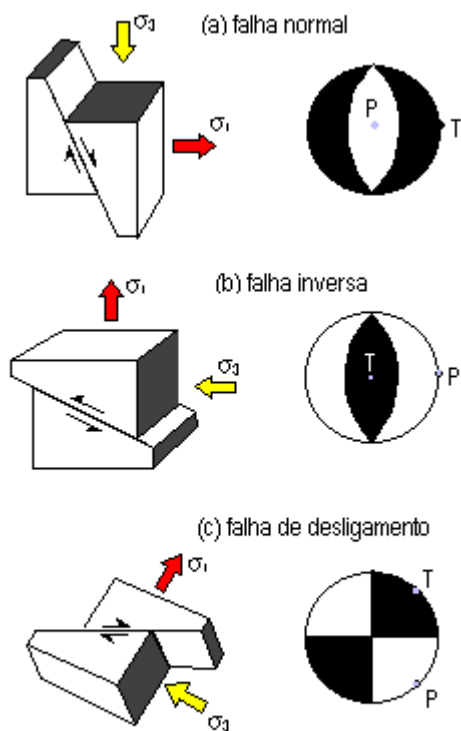


Figura 2.24 Os três tipos principais de falhas e os mecanismos focais que lhes estão associados.

Nas falhas normais e inversas também há deslizamento ao longo do plano de falha, mas a direcção do movimento tem agora uma componente vertical. Quando o movimento se dá de modo a que o bloco superior desliza ao longo do declive no sentido descendente, em relação ao bloco inferior, diz-se que temos uma falha normal. Quando a situação se inverte, ou seja, quando o bloco superior sobe ao longo do declive, “cavalgando” o bloco inferior, diz-se que temos uma falha inversa ou de cavalgamento.

Os mecanismos focais correspondentes a cada uma dos três tipos de falhas mencionadas estão representados na figura 2.24

2.4.6.1 Mecanismos focais nas margens activas

Alguns dos exemplos mais impressionantes de soluções focais são obtidos nas zonas de margens activas, onde os resultados confirmam plenamente o que se esperaria a partir da teoria tectónica das placas. Relembremos que,

de acordo com esta teoria, as fronteiras de placas podem ser do tipo divergente (ou constructivo), transformante (ou conservativo) e convergente (ou destructivo). As dorsais oceânicas contêm os tipos divergente e transformante e a sismicidade a elas associada distribui-se ao longo de uma faixa estreita que acompanha (e define) as dorsais. Esta sismicidade é caracterizada por hipocentros pouco profundos, normalmente inferiores a 10 km em relação ao fundo do mar.

A natureza extensional da tectónica das dorsais é documentada por soluções focais indicadoras de falhas normais ao longo dos segmentos de dorsal e de falhas em desligamento nos troços (falhas transformantes) que ligam os segmentos contíguos. Esquemáticamente o tipo de soluções focais esperados estão representados na figura 2.25.

Na figura 2.26 estão representados vários mecanismos focais ao longo da dorsal médio-atlântica. Em cada caso o plano de falha tem uma orientação paralela ao azimute local da dorsal. Num segmento de crista cuja orientação seja praticamente normal à transformante mais próxima o mecanismo focal é simétrico, com os quadrantes compressivos

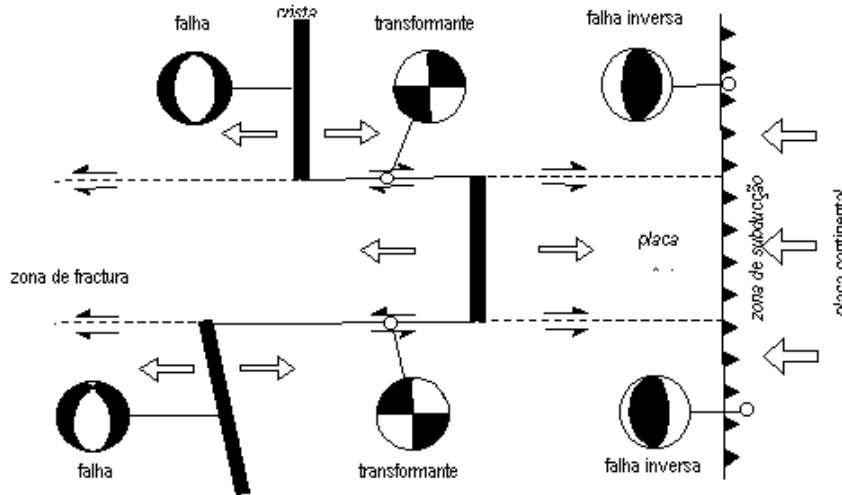


Figura 2.25 Soluções focais de sismos hipotéticos que tenham ocorrido num sistema de cristas oceânicas separadas por transformantes.

nas margens do estereograma. Repare-se que quando o segmento é oblíquo à transformante o mecanismo focal não

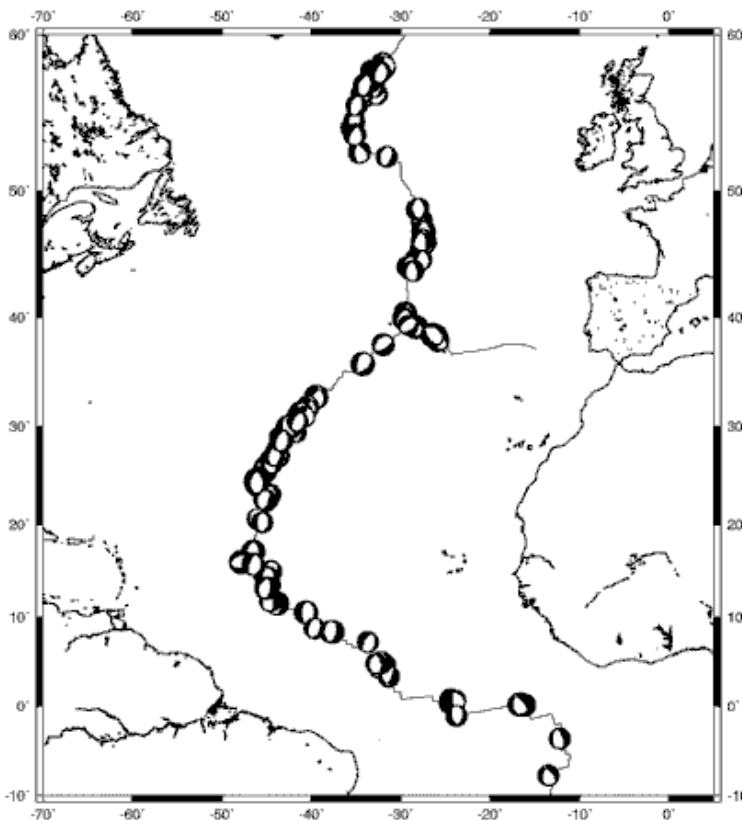
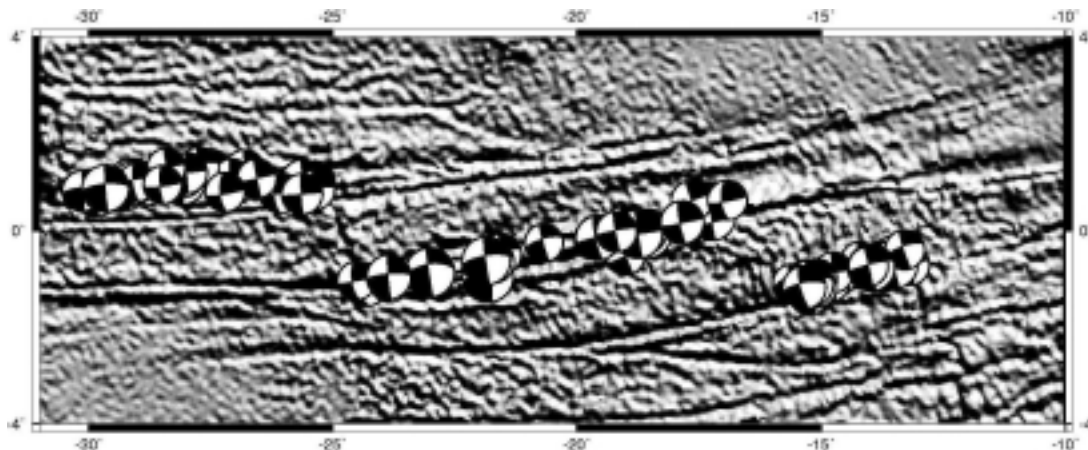


Figura 2.26 Mecanismos focais de sismos ao longo da dorsal Médio-Atlântica. Os mecanismos são típicos de uma tectónica extensiva e com a formação de falhas normais.

é simétrico. Isto significa que as placas não estão a ser “puxadas” numa direcção perpendicular à da crista. Neste caso, a orientação do plano do falha é ainda paralela à direcção da crista, mas o vector de deslizamento é oblíquo. Ou seja, o movimento da placa tem uma componente perpendicular e outra paralela à crista.

Ao longo das fronteiras transformantes o movimento relativo das placas adjacentes é horizontal e a solução do mecanismo focal correspondente é o típico de uma falha de desligamento. Note-se, contudo, que o sentido do desligamento (se é esquerdo ou direito) do mecanismo focal é o contrário daquele que à primeira vista se

poderia pensar atendendo ao sentido do rejeito dos dois segmentos de crista. Esta situação está bem expressa na figura 2.25 onde o rejeito entre os dois segmentos é no sentido esquerdo, mas o movimento relativo entre as duas placas dá-se no sentido direito, o que por sua vez vem expresso no tipo de mecanismo focal (em desligamento direito). Na figura 2.27 estão representados vários mecanismos focais de sismos ocorridos em falhas transformantes da região equatorial da crista médio-atlântica. Estes mecanismos reflectem o facto de que a placa africana se está a



deslocar para leste e a americana para oeste.

O conhecimento da orientação das falhas transformantes é muito importante porque elas constroem a direcção do movimento das placas que têm de se deslocar paralelamente as estas falhas. Quando um segmento de crista não é perpendicular a uma falha transformante o movimento da placa terá uma componente que é paralela ao segmento de crista e o mecanismo focal revela isso pela sua pequena componente de obliquidade.

As margens convergentes, ou destructivas, são caracterizadas pela existência de zonas de subducção (a não ser que sejam do tipo colisão continente-continente) onde a litosfera oceânica mergulha e é destruída sob a litosfera de uma outra placa que pode ser continental ou também oceânica. Dado que nestas fronteiras ocorre convergência, as soluções focais dos sismos que elas geram são típicos de regimes compressivos (figura 2.25). A região de primeiras chegadas compressivas (o sector sombreado) está localizada no centro do esterograma, indicando que corresponde a um mecanismo de falha inversa. O eixo P da compressão máxima é perpendicular ao azimute do traço à superfície da zona de subducção.

2.5 Propagação de ondas sísmicas

Na interface entre duas camadas rochosas existe normalmente uma variação da velocidade de propagação das ondas sísmicas resultante da diferença das propriedades físicas do material que compõem essas duas camadas. Nessa interface a energia da onda sísmica incidente é dividida numa fracção transmitida e noutra reflectida. As amplitudes relativas das partes reflectida e transmitida são descritas pela equação de Zoeppritz (Telford, 1976), em termos das velocidades e densidades das duas camadas.

2.5.1 Reflexão e Transmissão de raios sísmicos com ângulo de incidência normal

Considere-se um raio sísmico de uma onda compressiva de amplitude A_0 que incide perpendicularmente a uma interface entre dois meios com densidades e velocidade de propagação distintos entre si (fig 4.28). O raio incidente separa-se em duas componentes: uma propaga-se através da interface com uma amplitude A_2 (é a componente transmitida); a outra regressa pelo trajecto do raio incidente com amplitude A_1 (é a componente reflectida). É claro que a energia total das componentes transmitida e reflectida tem que ser igual à energia do raio incidente. As proporções relativas da energia transmitida e reflectida são condicionadas pelo contraste da *impedância sísmica* Z

através da interface. Esta grandeza é definida como sendo o producto da densidade da rocha pela velocidade de propagação da onda compressiva, $Z = \rho\alpha$. Não é fácil relacionar a impedância sísmica com nenhuma propriedade física das rochas mas, geralmente, quando mais “duras” elas forem maior é a sua impedância. Quanto menor for o contraste da impedância através da interface maior é a proporção da energia transmitida através dela.

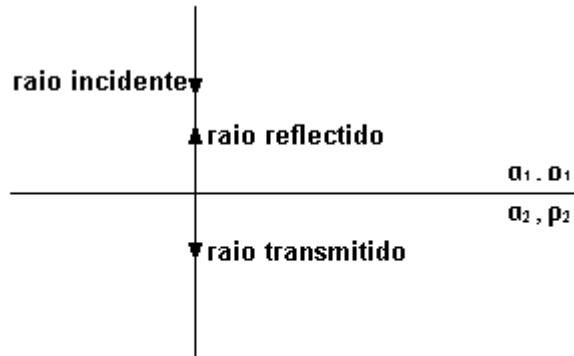


Figura 2.28 Raios reflectidos e transmitidos resultantes da incidência normal de um raio numa interface separando dois meios com impedâncias acústicas diferentes.

Define-se o coeficiente de reflexão R como a razão entre a amplitude do raio reflectido (A_1) e a amplitude do raio incidente (A_0), $R = A_1 / A_0$. Para um raio de incidência normal, a solução da equação de Zoeppritz dá

$$R = \frac{\rho_2\alpha_2 - \rho_1\alpha_1}{\rho_2\alpha_2 + \rho_1\alpha_1} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (2.51)$$

onde ρ , α e Z representam a densidade, a velocidade das ondas- P e impedância acústica de cada uma das camadas. Desta equação resulta que R está limitado entre $-1 \leq R \leq +1$. Quando R é positivo ($Z_2 > Z_1$) isto significa que a onda reflectida está em fase com a onda incidente. A situação contrária (R negativo) implica que a onda reflectida está desfazada de π em relação à onda incidente.

Define-se também um coeficiente de transmissão T que é dado pela razão entre a amplitude do raio transmitido (A_2) e a amplitude do raio incidente (A_0). No caso de uma incidência normal

$$T = \frac{A_2}{A_0} = \frac{2Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{2\rho_1\alpha_1}{\rho_2\alpha_2 + \rho_1\alpha_1} \quad (2.52)$$

Os coeficientes de reflexão e transmissão são expressos, por vezes, em termos de energia em vez de amplitudes. Se I_0 , I_1 e I_2 representarem as intensidades da energia dos raios incidente, reflectido e transmitido, respectivamente, então

$$E_R = \frac{I_1}{I_0} = \left[\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right]^2 \quad \text{e} \quad E_T = \frac{I_2}{I_0} = \frac{4Z_1Z_2}{(Z_2 + Z_1)^2} \quad (2.53)$$

onde E_R e E_T representam os coeficientes de reflexão e transmissão expressos em termos de energia. Se R ou E_R forem zero, toda a energia incidente é transmitida. É o caso quando não existe contraste da impedância sísmica através da interface (*i.e.* $Z_1 = Z_2$), mesmo se a densidade e a velocidade forem diferentes entre as duas camadas. Se $R = \pm 1$ (E_R será sempre = 1) toda a energia incidente é reflectida. Uma boa aproximação desta situação acontece na superfície livre de uma camada de água. Os raios sísmicos que se deslocam para cima a partir de uma fonte no interior dessa camada de água são praticamente reflectidas na totalidade pela superfície da água, mas com uma mudança de fase de π .

Os valores dos coeficientes de reflexão para interfaces de diferentes tipos de rochas raramente excedem ± 0.5 e normalmente são inferiores a ± 0.2 . Assim, na maioria dos casos, a maioria da energia incidente numa interface rochosa é transmitida e apenas uma pequena parte é reflectida. E ainda bem que assim é, senão não era possível

fazer sondagens para profundidades elevadas pois toda a energia sísmica teria sido reenviada de volta à superfície pela reflexão nas interfaces superficiais.

2.5.2 Reflexão de de raios sísmicos com incidência oblíqua

2.5.2.1 Lei da reflexão

Considere-se a reflexão de um raio sísmico de uma onda compressiva num meio com uma velocidade α_1 na fronteira com um outro meio (fig 2.29) que, por uma questão de simplicidade, vamos considerar que é horizontal. Atendendo às grandezas representadas na figura 2.29 podemos escrever para o tempo de percurso t entre A e B (passando por O) que

$$t = \frac{AO}{\alpha_1} + \frac{OB}{\alpha_1} = \frac{1}{\alpha_1} \left[\sqrt{h^2 + x^2} + \sqrt{h^2 + (d-x)^2} \right]$$

este tempo, de acordo com o princípio formulado por Pierre Fermat para o caso de raios ópticos mas igualmente aplicável para os raios sísmicos, deve ser aquele para o qual o percurso entre A e B é mínimo. A única variável na expressão anterior é x , por isso para obter o t mínimo basta diferenciar t em ordem a x e igualar o resultado a zero

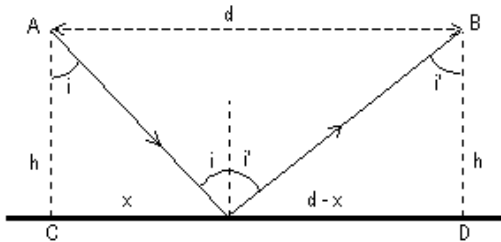


Figura 2.29 Geometria dos raios incidente e reflectido para a dedução da lei da reflexão.

$$\frac{\partial t}{\partial x} = \frac{1}{\alpha_1} \left[\frac{x}{\sqrt{h^2 + x^2}} - \frac{(d-x)}{\sqrt{h^2 + (d-x)^2}} \right] = 0$$

Analisando a figura 2.29 e a equação acima podemos ver que o primeiro termo entre a chaveta corresponde a $\sin i$ e o segundo a $\sin i'$, onde i e i' representam os ângulos de incidência e de reflexão. A condição para o tempo de percurso mínimo é que $i = i'$, ou seja, que o ângulo de incidência seja igual ao ângulo de reflexão.

2.5.2.2. Lei da refração

Podemos fazer uma aproximação semelhante para determinar a lei da refração entre dois meios com velocidades de propagação α_1 e α_2 , onde $\alpha_1 < \alpha_2$ (fig 4.30). O tempo de percurso t que temos de minimizar é dado por

$$t = \frac{AO}{\alpha_1} + \frac{OB}{\alpha_2} = \frac{\sqrt{h^2 + x^2}}{\alpha_1} + \frac{\sqrt{h^2 + (d-x)^2}}{\alpha_2}$$

diferenciando esta equação em ordem a x e igualando o resultado a zero obtemos a condição para que t seja um mínimo

$$\frac{x}{\alpha_1 \sqrt{h^2 + x^2}} - \frac{d-x}{\alpha_2 \sqrt{h^2 + (d-x)^2}} = 0$$

atendendo à figura 2.30 podemos escrever esta expressão em termos dos ângulos de incidência i e de refração r . Ou seja

$$\frac{\sin i}{\alpha_1} = \frac{\sin r}{\alpha_2} \tag{0.4}$$

Neste exemplo admitimos que $\alpha_1 < \alpha_2$ e por isso o raio sísmico afasta-se da normal quando passa de um meio onde a velocidade de propagação é menor para outro onde ela é maior, ou seja o ângulo de refração r é maior que o ângulo de incidência i . Na situação contrária, quando $\alpha_1 > \alpha_2$, o raio refractado aproxima-se da normal e o ângulo de refração é menor que o ângulo de incidência, $r < i$.

A equação (2.7) é conhecida por lei de Snell.

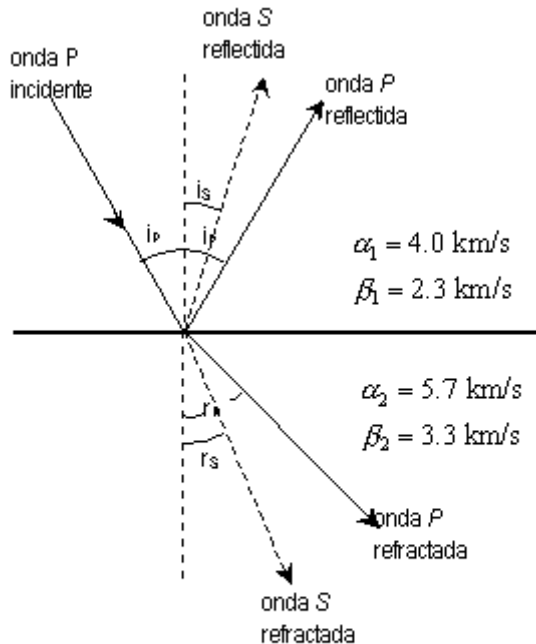


Figura 2.31 Geração de ondas P e S reflectidas e refractadas a partir de uma onda P incidente numa interface plana.

2.5.2.3 Partição das ondas volúmicas em interfaces

Numa interface entre meios com características elásticas distintas há que garantir que um certo número de condições se verificam. São as chamadas condições fronteira. Nomeadamente as componentes normais e tangenciais da tensão e da deformação têm que ser contínuas através da interface. Como consequência destas condições, uma onda-P incidente numa interface induz o movimento das partículas em ambos os lados da fronteira, a partir do ponto de incidência. O resultado é que a energia da onda-P incidente é repartida entre ondas P e S que são reflectidas pela interface e outras ondas P e S que são transmitidas pela camada subjacente (fig. 2.31). A razão pela qual isto ocorre pode ser compreendida analisando o movimento das partículas que é induzido na

interface.

O movimento das partículas provocado por uma onda-P incidente é paralelo à direcção de propagação. Na interface, a vibração das partículas da camada inferior pode ser decomposta numa componente perpendicular à interface e noutra paralela a ela. Na segunda camada, cada um destes movimentos pode, por sua vez, ser decomposto numa componente paralela à direcção de propagação (a onda-P refractada) e uma componente perpendicular a ela, no plano vertical, é a onda-S refractada (na verdade uma onda-SV). Devido às condições de continuidade na interface, são induzidas vibrações semelhantes na camada superior que correspondem, respectivamente, às ondas P e SV reflectidas.

Sejam i_p e i_s os ângulos entre a normal à interface e os raios sísmicos das ondas P e S no meio 1 e r_p e r_s os correspondentes no meio 2 (fig. 2.31). Aplicando a lei de Snell às ondas P e S reflectidas e refractadas, obtemos

$$\frac{\sin i_p}{\alpha_1} = \frac{\sin i_s}{\beta_1} = \frac{\sin r_p}{\alpha_2} = \frac{\sin r_s}{\beta_2}$$

Por um raciocínio semelhante pode-se concluir que uma onda SV incidente também gera vibrações que têm componentes normais e paralelas à interface e, por isso, vão aparecer ondas P e SV reflectidas e refractadas. A situação é diferente no caso de a onda incidente ser do tipo SH, a qual não tem componente do movimento na direcção normal à interface. Neste caso, só são criadas ondas reflectidas e refractadas do tipo SH.

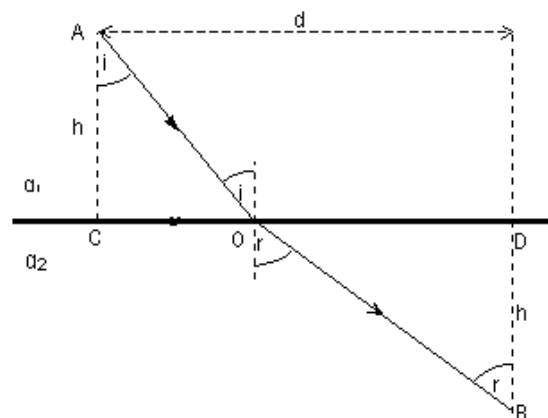


Figura 2.30 Geometria dos raios incidente e reflectido para a dedução da lei da refração

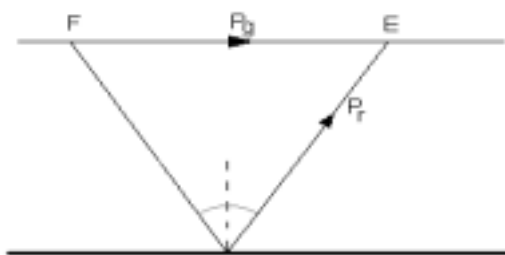
2.5.2.4 Refracção crítica

Consideremos o que se passa com os raios sísmicos que partem de um ponto O situado perto da superfície de uma camada horizontal, espessa e homogénea, cuja velocidade das ondas P é α_1 e que está assente sobre uma outra camada onde a velocidade das mesmas ondas é α_2 (fig. 4.32). Estes raios atingem a interface com uma grande variedade de ângulos de incidência. O mais simples de entre eles é o raio que viaja na vertical e atinge a fronteira no ponto N com um ângulo de incidência de zero. Este raio de incidência normal é parcialmente reflectido de volta pelo trajecto que percorreu e parcialmente transmitido pelo segundo meio e sem mudança de direcção. Com o aumento do ângulo de incidência, o ponto onde os raios incidem desloca-se progressivamente de N para C. Os raios transmitidos, de acordo com a lei de Snell, sofrem progressivamente uma mudança de direcção. Do raio que incide em C não resulta nenhuma transmissão através do meio inferior e por isso este raio designa-se por raio crítico. Ele atinge a interface com o ângulo de incidência crítico. O correspondente raio refractado tem um ângulo de refração de 90° com a normal à fronteira. Em resultado disto ele desloca-se ao longo da interface dos dois meios, mas com a velocidade α_2 da camada inferior. O seno do ângulo de refração do raio crítico é igual a 1 e, aplicando a lei de Snell, podemos calcular o ângulo crítico de incidência.

$$\sin i_c = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \quad (2.55)$$

O raio crítico é acompanhado por uma reflexão crítica que atinge a superfície à distância crítica x_c a partir de O. As reflexões que chegam dentro da distância crítica são também chamadas de reflexões sub-críticas. Os raios que têm uma incidência mais oblíqua que o ângulo crítico são quase completamente reflectidos. Estas reflexões são designadas por super-críticas ou de grande ângulo (*wide-angle*). Elas são capazes de viajar por longas distâncias a partir da fonte porque perdem muito pouca energia para a refração e são por isso registadas com fortes amplitudes em sismograms distantes.

2.5.3 Sismologia de Reflexão



directamente desde o ponto de tiro até aos receptores (chamados geofones) e aqueles que são reflectidos pelas interfaces subsuperficiais.

Os dados de reflexão sísmica são normalmente adquiridos ao longo de perfis. Os tempos de percurso e as amplitudes dos sinais registados pelos geofones distribuídos ao longo do perfil são representados na forma de uma secção bidimensional conhecida pelo nome de secção sísmica.

A sismologia de reflexão é usada para determinar as profundidades a que se encontram as superfícies reflectoras, bem como as velocidades sísmicas das rochas que compõem as várias camadas. O princípio é simples. Produz-se um sinal sísmico (por exemplo uma pequena explosão) numa localização e num instante conhecidos e registam-se os ecos reflectidos pelas várias interfaces entre as camadas rochosas. No interior da distância crítica os únicos sinais recebidos são aqueles que viajam

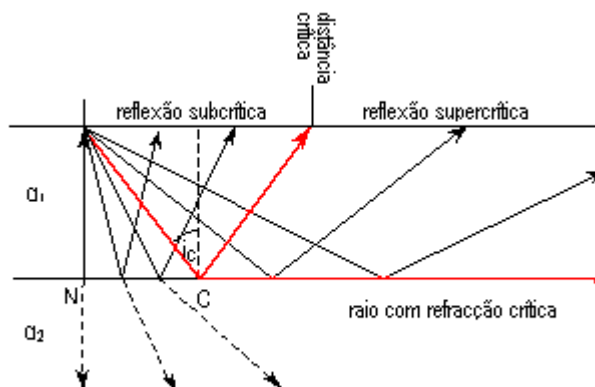


Figura 2.32 Reflexão crítica, sub-crítica e sobre-crítica.

Para um sismo próximo, como os de distâncias inferiores a 1000 km, as ondas que vão do foco sísmico (F na figura ao lado) a uma estação (E na mesma figura) podem ser de vários tipos, de acordo com os acidentes de propagação que têm lugar. Em primeiro lugar temos as ondas directas, chamadas P_g . Em segundo lugar temos as ondas reflectidas nas sucessivas interfaces:

Se escrevermos o tempo que demoram a chegar estas ondas do foco, F, à estação, E, temos para a onda directa:

$$t_g = \frac{FE}{V_c} = \frac{x}{V_c} \quad (2.56)$$

e para a onda reflectida

$$t_{Pr} = \frac{FD}{V_c} + \frac{DE}{V_c} = \frac{1}{V_c} \sqrt{\left(\frac{x}{2}\right)^2 + H^2} \quad (2.57)$$

em que V_c é a velocidade das ondas sísmicas P , x é a distância entre o foco e a estação e H a profundidade da interface.

2.5.4 Sismologia de Refracção

A sismologia de refração é aplicada a uma grande variedade de problemas científicos e técnicos que variam desde investigações geotécnicas até experiências de larga escala desenhadas para estudar a estrutura interna da Terra. Aqui iremos apenas tratar um único aspecto desta técnica que se prende com a refração de ondas sísmicas através de um meio com variação contínua de velocidade.

Na figura à direita apresentamos uma situação particularmente simples de duas camadas horizontais com velocidades diferentes, sendo a camada inferior mais "rápida" que a superior. As ondas directa, reflectida e refractada que são observadas ao longo de uma linha sísmica. A forma que assumem os tempos de percurso das ondas directa e reflectida é a das equações (2.56) e (2.57). O tempo de percurso da onda refractada crítica pode ser obtido somando a contribuição dos ramos ascendente e descendente (percorridos com a velocidade v_1 , com o ramo percorrido sobre a interface com a velocidade v_2).

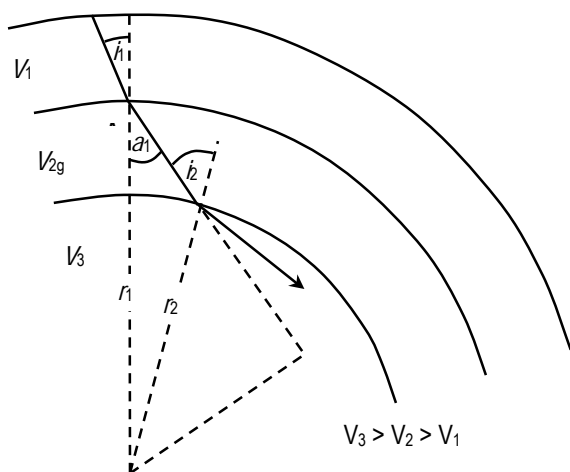
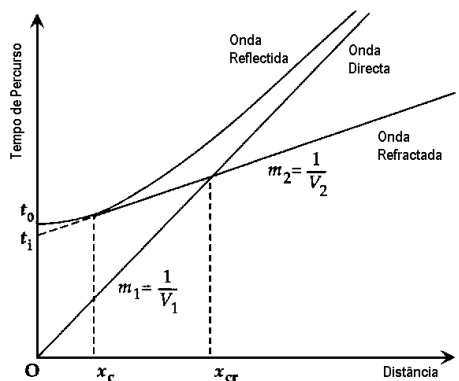


Figura 2.34 Refracção de um raio sísmico através das camadas concêntricas da Terra.

O tempo de percurso da onda refractada crítica pode ser obtido somando a contribuição dos ramos ascendente e descendente (percorridos com a velocidade v_1 , com o ramo percorrido sobre a interface com a velocidade v_2).

$$t = \frac{2d}{v_1 \cos i_c} + \frac{x - 2d \tan i_c}{v_2}$$

onde, introduzindo a lei de Snell, podemos obter:

$$t = \frac{x}{v_2} + \frac{2d}{v_1} \cos i_c$$

Esta equação representa uma recta cujo declive é a "lentidão" da camada subjacente e cuja ordenada na origem permite calcular directamente a profundidade da interface.

Imaginemos agora a Terra composta por uma sequência de numerosas camadas horizontais, cada uma caracterizada por uma velocidade sísmica constante que aumenta progressivamente com a profundidade (fig. 2.33). Um raio sísmico que parte da superfície com um ângulo i_1 vai ser refractado em cada interface até finalmente atingir o ângulo crítico e depois acaba por emergir à superfície com o mesmo ângulo i_1 . A lei de Snell aplica-se a cada refração sucessiva

$$\frac{\sin i_1}{V_1} = \frac{\sin i_2}{V_2} = \dots = \frac{\sin i_n}{V_n} = \text{constante} = p \quad (2.58)$$

A constante p é conhecida por parâmetro do raio. Se V_m for a velocidade da camada mais profunda, ao longo da qual o raio eventualmente sofre a refração crítica ($\sin i_m = 1$), então o valor de p tem que ser igual a $1/V_m$.

Com o aumento do número de camadas e diminuição da espessura de cada uma delas, tende-se para uma situação em que a velocidade aumenta continuamente com a profundidade e cada raio descreve um percurso com uma curvatura suave. Se o aumento de velocidade for linear com a profundidade, as trajectórias dos raios são arcos de círculo.

A passagem de ondas volúmicas através da Terra, considerando-a como sendo constituída por uma série de camadas esféricas, pode ser trada, em primeira aproximação, como se as interfaces entre as diversas camadas fossem horizontais. Podemos representar a estrutura radial da velocidade subdividindo a Terra numa série de calotes concêntricas, onde a velocidade das ondas sísmicas aumenta em direcção ao centro (fig. 4.34). A lei de Snell aplica-se nas interfaces entre cada par de calotes. Por exemplo, no ponto A podemos escrever

$$\frac{\sin i_1}{V_1} = \frac{\sin a_1}{V_2} \quad (2.58)$$

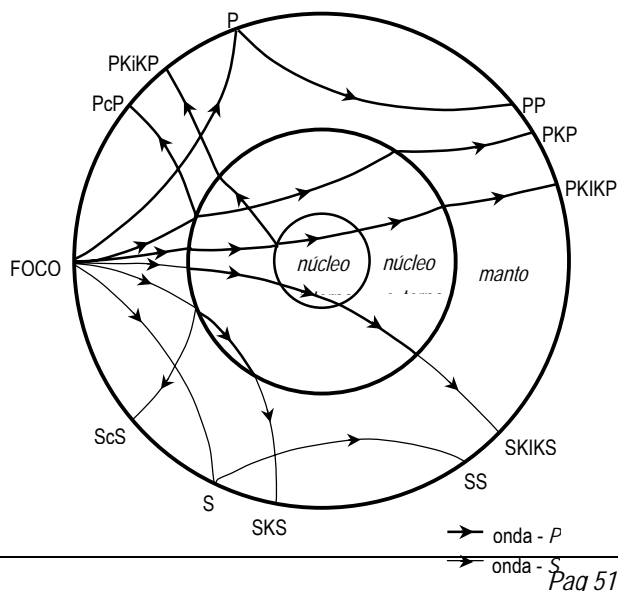
multiplicando ambos os termos por r_1 dá

$$\frac{r_1 \sin i_1}{V_1} = \frac{r_1 \sin a_1}{V_2} \quad (2.59)$$

Nos triângulos ACD e BCD temos que $d = r_1 \sin a_1 = r_2 \sin i_2$. Combinando esta expressão com as anteriores obtém-se

$$\frac{r_1 \sin i_1}{V_1} = \frac{r_2 \sin i_2}{V_2} = \dots = \frac{r_n \sin i_n}{V_n} = \text{constante} = p \quad (2.60)$$

A constante p é de novo designada por parâmetro do raio, apesar de ter uma dimensão diferente da da equação (2.54) para camadas horizontais planas. Aqui o raio sísmico é uma linha recta em cada camada esférica com velocidade constante. Se a velocidade aumentar continuamente com a profundidade, o raio sísmico é refractado de um modo contínuo e a sua forma é curva com a concavidade virada para cima. Ele atinge o ponto mais profundo quando $\sin i = 1$, o raio é r_0 e onde a velocidade é V_0 ; estes parâmetros estão relacionados por



$$\frac{r \sin i}{V} = \frac{r_0}{V_0} = p \quad (2.61)$$

A determinação do parâmetro de raio é fundamental para obter a variação da velocidade sísmica no interior da Terra. O acesso ao interior da Terra é fornecido pela análise dos tempos de percurso das ondas sísmicas que atravessaram as várias regiões internas e voltaram a emergir à superfície, onde foram registadas. O tempo de percurso do raio sísmico até uma distância epicentral conhecida Δ pode ser invertido matematicamente de modo a obter-se a velocidade V_0 do ponto mais profundo do percurso. A teoria aplica-se tanto às ondas S como às P , devendo a velocidade genérica V ser substituída pela velocidade apropriada α ou β , respectivamente.

Figura 2.35 Trajectos de raios sísmicos das fases mais importantes das ondas P e S reflectidas e refractadas a partir de um foco à superfície da Terra.

2.6 Estrutura interna da Terra

A estrutura interna da Terra pode, grosso modo, ser descrita como uma série de camadas concêntricas correspondentes ao núcleo interno, núcleo externo, manto e crosta (*c.f.* Capítulo 3). Um passo importante para a compreensão desta estrutura por camadas foi o desenvolvimento de curvas de tempo de percurso dos raios sísmicos que passam através dessas diversas camadas. Para facilitar a identificação das chegadas desses raios nos sismogramas criou-se uma notação específica (fig. 2.35). Uma onda P ou S que viaje desde o foco do sismo directamente até ao sismómetro é identificada com a letra correspondente. Uma onda que atinja o sismómetro depois de ser reflectida uma vez pela crosta é identificada pela designação de PP (ou SS).

A energia das ondas P ou S incidentes numa interface é repartida em ondas P e S reflectidas e refractadas. Uma onda P que incide na fronteira entre o manto e núcleo externo (líquido) é refractada aproximando-se da normal à interface, já que a velocidade das ondas P decresce de cerca de 13 km/s para cerca de 8 km/s quando passa de um meio para o outro. Após uma segunda refração ela emerge para lá de uma zona de sombra e é designada por onda PKP (a letra K deriva da palavra alemã *Kernel* que significa núcleo). Uma onda S que incida no mesmo ponto desloca-se com uma velocidade inferior no manto de cerca de 7 km/s. Parte da energia incidente é convertida numa onda P que atravessa o núcleo externo com a velocidade de 8 km/s. A refração faz-se de modo a que a onda se afasta da normal (a velocidade no segundo meio aumentou). Após uma outra refração a onda emerge à superfície como uma fase SKS. Uma onda P que viaje através do manto, do núcleo externo e do núcleo interno é designada por PKIKP. Para indicar fases que são reflectidas pelo núcleo externo usa-se a letra c, obtendo-se, por exemplo, fases PcP e ScS (fig. 2.35). Reflexões no núcleo interno são designadas pela letra i, como é o caso da fase PKiKP.

Se a onda sísmica tiver energia suficiente ela pode ser refractada ou reflectida – ou convertida de P para S , ou vice-versa – muitas vezes quando atravessa as várias discontinuidades no interior da Terra e na sua superfície livre. Em resultado destes acidentes múltiplos o sismograma de um sismo grande contém um número elevado de sinais sobrepostos, fazendo com que a identificação das fases individuais seja difícil.

No período de 1932–1939 H. Jeffreys e K. Bullen analisaram um grande número de sismogramas de boa qualidade registados em vários locais do globo e em 1940 publicaram uma série de tabelas dos tempos de percurso das ondas P e S através do interior da Terra. Uma série de tabelas ligeiramente diferente foi publicada por Gutenberg e Richter. A boa concordância entre estas duas análises independentes acentuou a confiança nestes resultados.

2.6.1 Crosta, Manto, Descontinuidade de Mohorovicic e Núcleo da Terra

Uma das interfaces detectadas em 1909 por Andrija Mohorovicic (1857-1836), geofísico Jugoslavo, encontra-se a cerca de 30-40 km nas zonas continentais e a cerca de 5-7 km nas zonas oceânicas, e é caracterizada por um aumento brusco na velocidade das ondas sísmicas. Essa descontinuidade recebeu o nome de descontinuidade de

Mohorovicic ou Moho, e separa a crosta do manto.

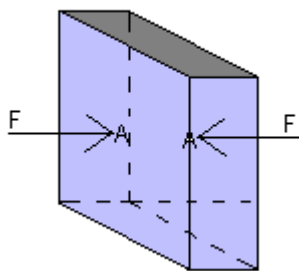
Aplicando aos tempos de chegada das ondas sísmicas, uma expressão semelhante àquela vista no ponto da sismologia de reflexão, podemos calcular os valores das velocidades da crosta e do manto, e a espessura da crosta nas diferentes regiões da Terra. Valores típicos para a crosta continental são: espessura $H = 30$ km, velocidade da crosta $V_C = 6,3$ km/s, velocidade do manto $V_M = 8,2$ km/s. Estudos da crosta oceânica revelaram valores distintos: $H = 10$ km, $V_C = 6,8$ km/s e $V_M = 7,9$ km/s. Isto indica que a crosta terrestre varia muito em espessura e composição de um lugar para outro; variando especialmente entre continentes e oceanos.

A velocidade das ondas P, que no topo do manto superior é de 8,2 km/s, atinge na base do manto 13,5 km/s. Nos 2860 km de manto a velocidade aumentou 5,3 km/s.

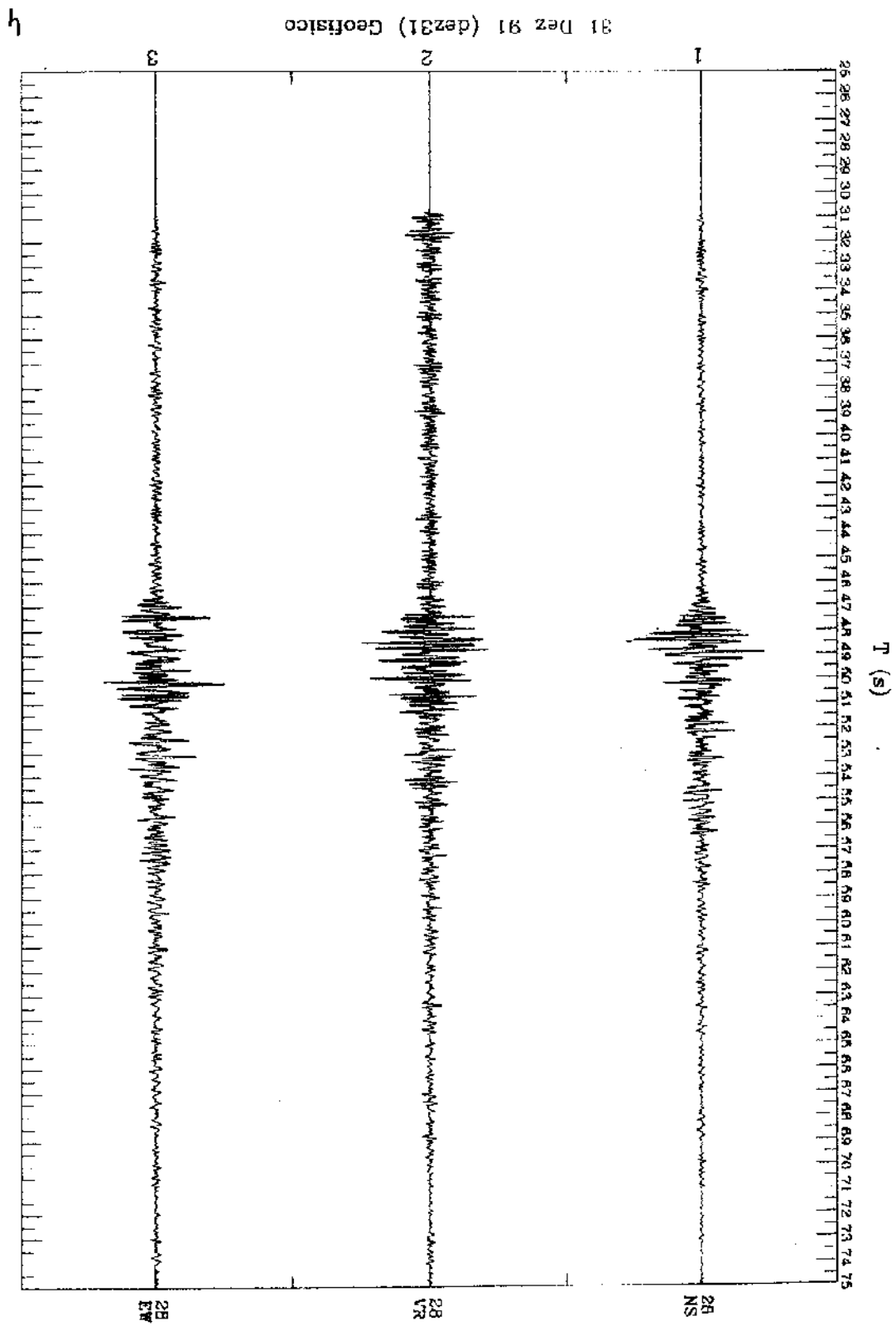
Do ponto de vista da Sismologia, tanto a crosta como o manto comportam-se como sólidos, com coeficiente de rigidez não nulo, e nele propagam-se as ondas P e S. Em 1906, o geofísico alemão J. E. Wiechert (1861-1928) e o inglês Richard D. Oldham (1858-1936) descobriram que as ondas S não se registam para distâncias superiores a 105° , enquanto as ondas P voltam a registar-se a partir dos 113° . Este facto levou à conclusão da existência de uma terceira região do interior da Terra, cujo estado físico não permite a propagação de ondas S. A profundidade do núcleo foi determinada por Gutenberg, em 1912, tendo obtido o valor de 2900 km. As medições mais modernas não modificaram muito este resultado.

As ondas P que chegam a distâncias superiores a 113° passam através do núcleo e, como vimos atrás, chamam-se ondas PKP. Também podem chegar além dos 105° ondas que se reflectem na superfície (fases PP). Um estudo detalhado das ondas sísmicas que penetram no núcleo levou a sismóloga dinamarquesa I. Lehman, em 1935, a descobrir que o núcleo é formado por duas regiões: o núcleo interno e o externo. Enquanto o externo é líquido, o interno é sólido.

2.7 Problemas



1. As faces laterais do bloco de aço representado na figura têm a área de $0,09 \text{ m}^2$ e a sua espessura é de 6 mm. Sabendo que o seu módulo de Young é de 40 MPa determine a força necessária para o encurtar 0,2 mm.
2. Considere uma camada geológica formada por rocha calcária de massa volúmica $2 \times 10^3 \text{ SI}$, de módulo de Young $E = 10^{10} \text{ Pa}$ e de coeficiente de Poisson $\sigma = 0,25$. Sabendo que a pressão aumenta com a profundidade, a rocha vai-se deformar. Qual a deformação da rocha, em termos de variação de volume, em função da profundidade?
3. Determine os coeficientes de Lamé, λ e μ , o módulo de Young, E , e o coeficiente de Poisson, σ , para um calcário onde se conhecem as velocidades de propagação das ondas transversais e das ondas longitudinais: $V_T = 2,0 \text{ km/s}$; $V_L = 3,4 \text{ km/s}$. A massa volúmica do calcário é igual a $2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$.
4. Observe os sismogramas apresentados. Identifique as diferentes fases e os respectivos tempos de chegada.



5. Considere a ocorrência de um sismo no Norte de África. Sismómetros localizados em diferentes pontos do globo registaram as chegadas das ondas P, de acordo com a seguinte tabela:

Local	Dist. Epic. (km)	Δt para onda P
Cairo	340	00: 00: 38
Madrid	4850	00: 08: 05
Pequim	9600	00: 12: 37

Calcule a velocidade aparente das ondas P. Interprete os resultados em termos da estrutura da Terra.

6. Um determinado sismo foi registado em 4 estações sísmicas do território continental. Em cada estação leu-se o tempo de chegada das ondas P e das ondas S, obtendo-se os seguintes valores:

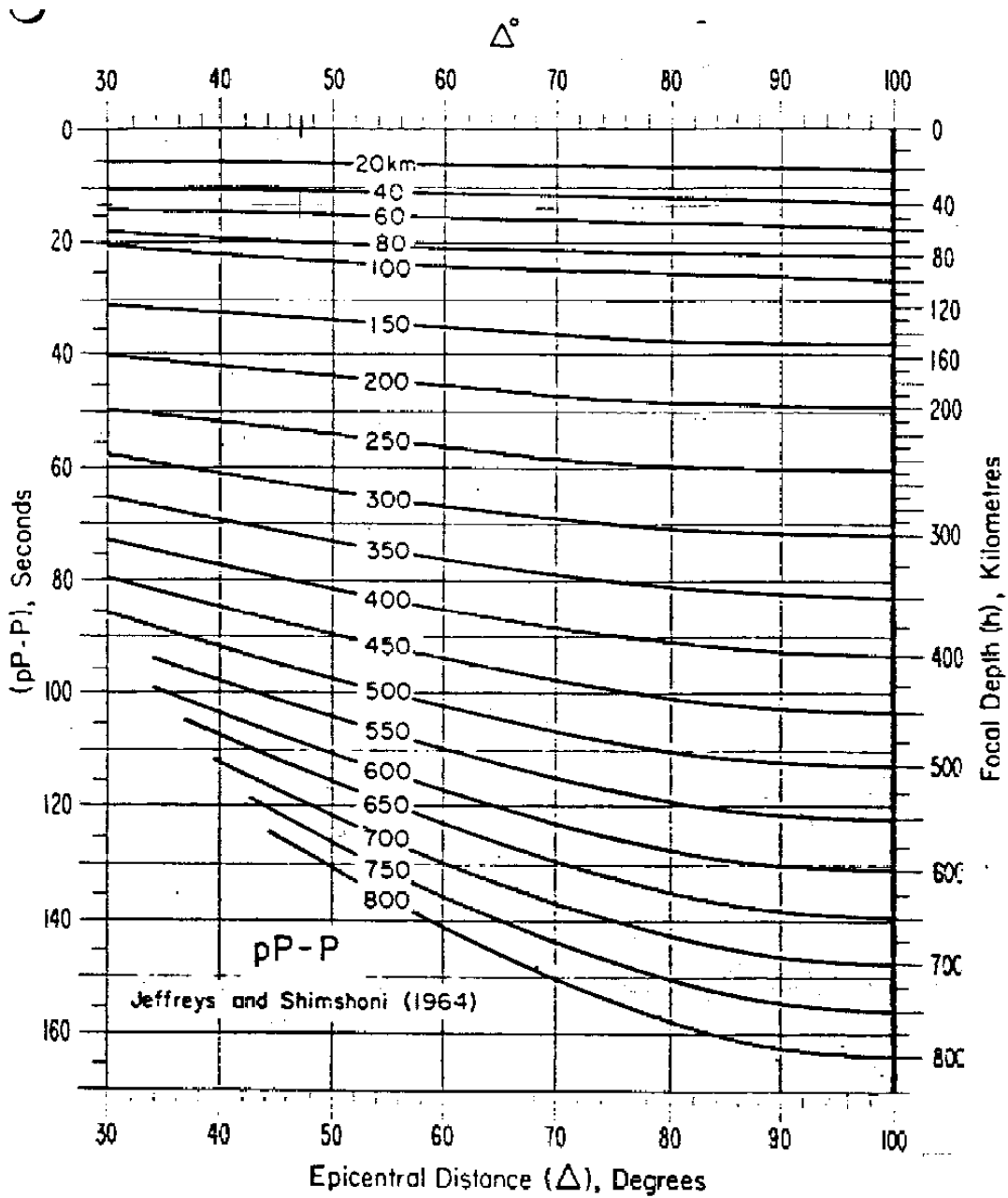
Estação	Onda P	Onda S
LIS	06: 32: 20.0	06: 32: 41.9
MTH	06: 32: 22.3	06: 32: 47.0
FAR	06: 32: 03.3	06: 32: 11.5
MTE	06: 32: 44.7	06: 33: 25.0

- a) Calcule o instante de ocorrência do sismo.
 b) Calcule a razão V_P/V_S .
 c) Supondo $V_P = 8$ km/s exemplifique, esquematicamente, como procederia para determinar a localização do epicentro.

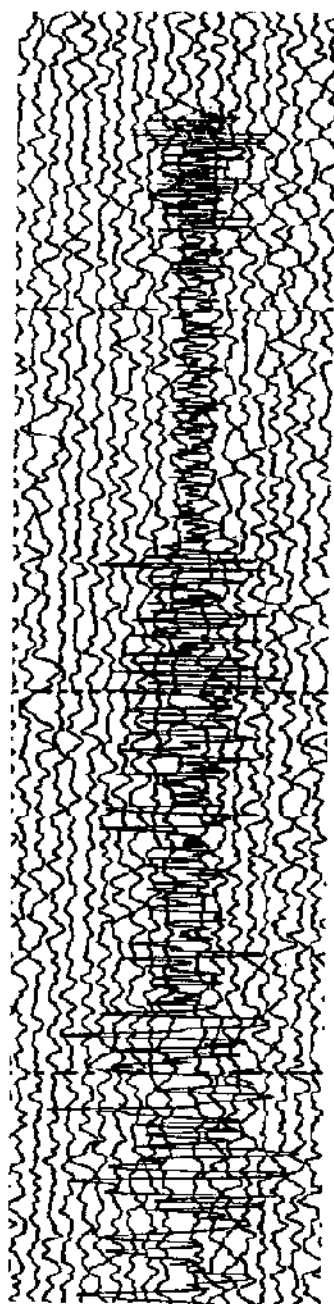
6. Na estação sísmica do Instituto Geofísico do Infante D. Luis, foi registado um sismo longínquo, onde se identificaram as fases descritas na tabela seguinte.

Fases sísmicas	Tempo de chegada
P	13: 30: 11.5
pP	13: 30: 26.4
PP	13: 33: 31.6
PPP	13: 35: 28.9
S	13: 40: 30.0
PS	13: 41: 20.0
LR	13: 56: 46.0

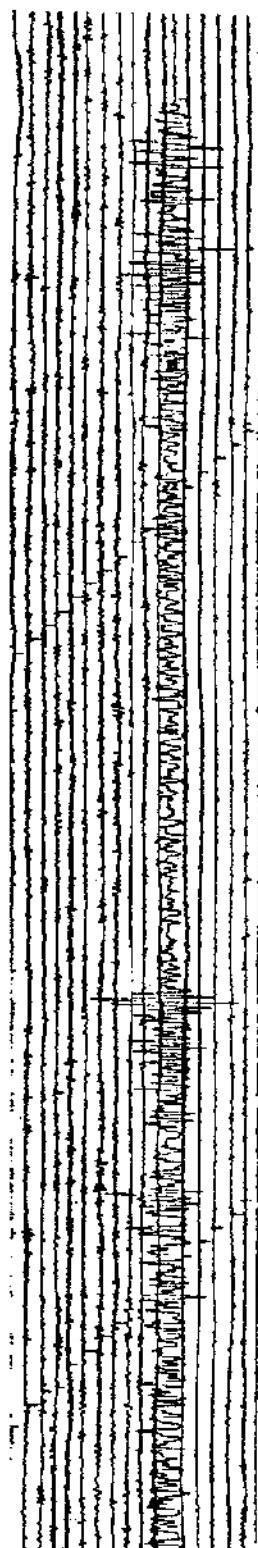
- a) Calcule, aproximadamente, a distância epicentral recorrendo às curvas tempo-distância apresentadas na figura seguinte.
 b) Determine a profundidade aproximada do foco, com o auxílio do ábaco apresentado.



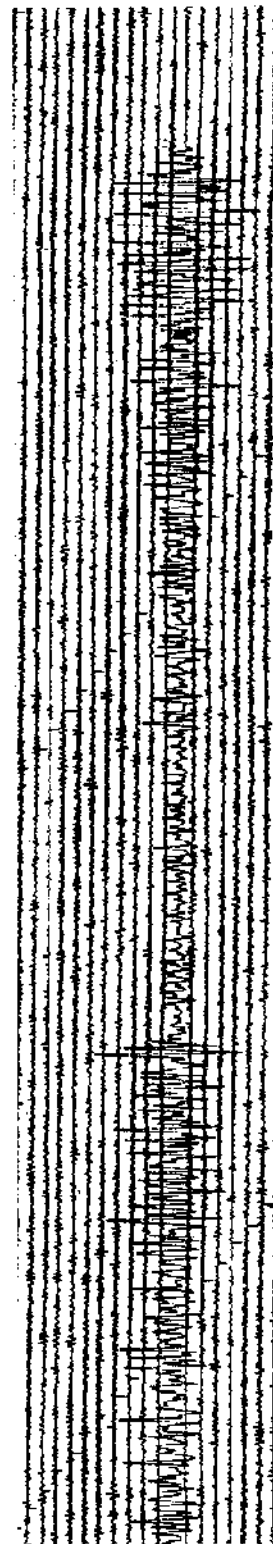
7. Considere os registos sísmicos apresentados na figura seguinte. Leia as amplitudes máximas e respectivos períodos, e a diferença entre os tempos de chegada das ondas P e das ondas S. A partir destes elementos e com o auxílio do *ábaco* apresentado e da *curva de amplificação*, determine a magnitude do sismo.



N-S



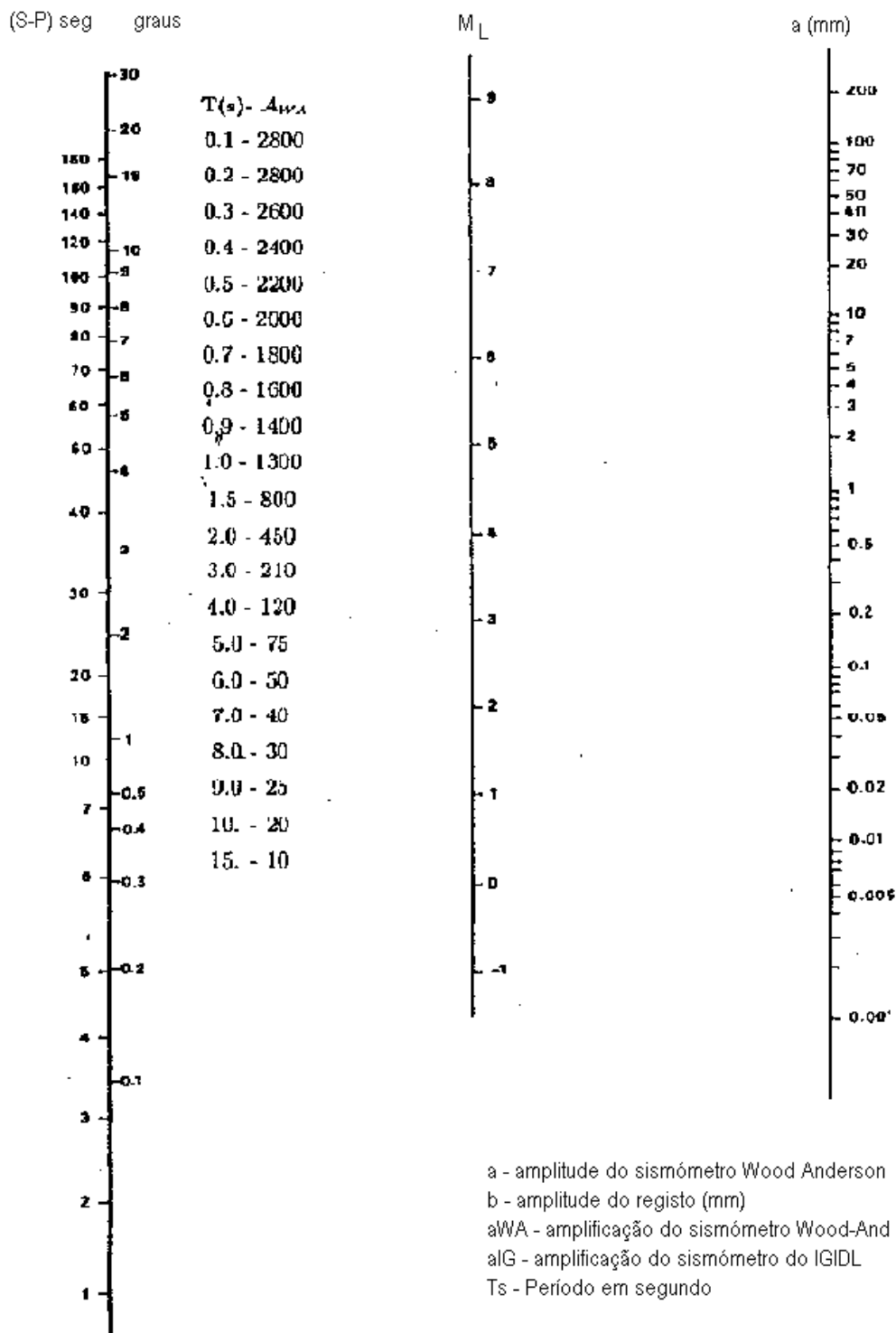
N-S

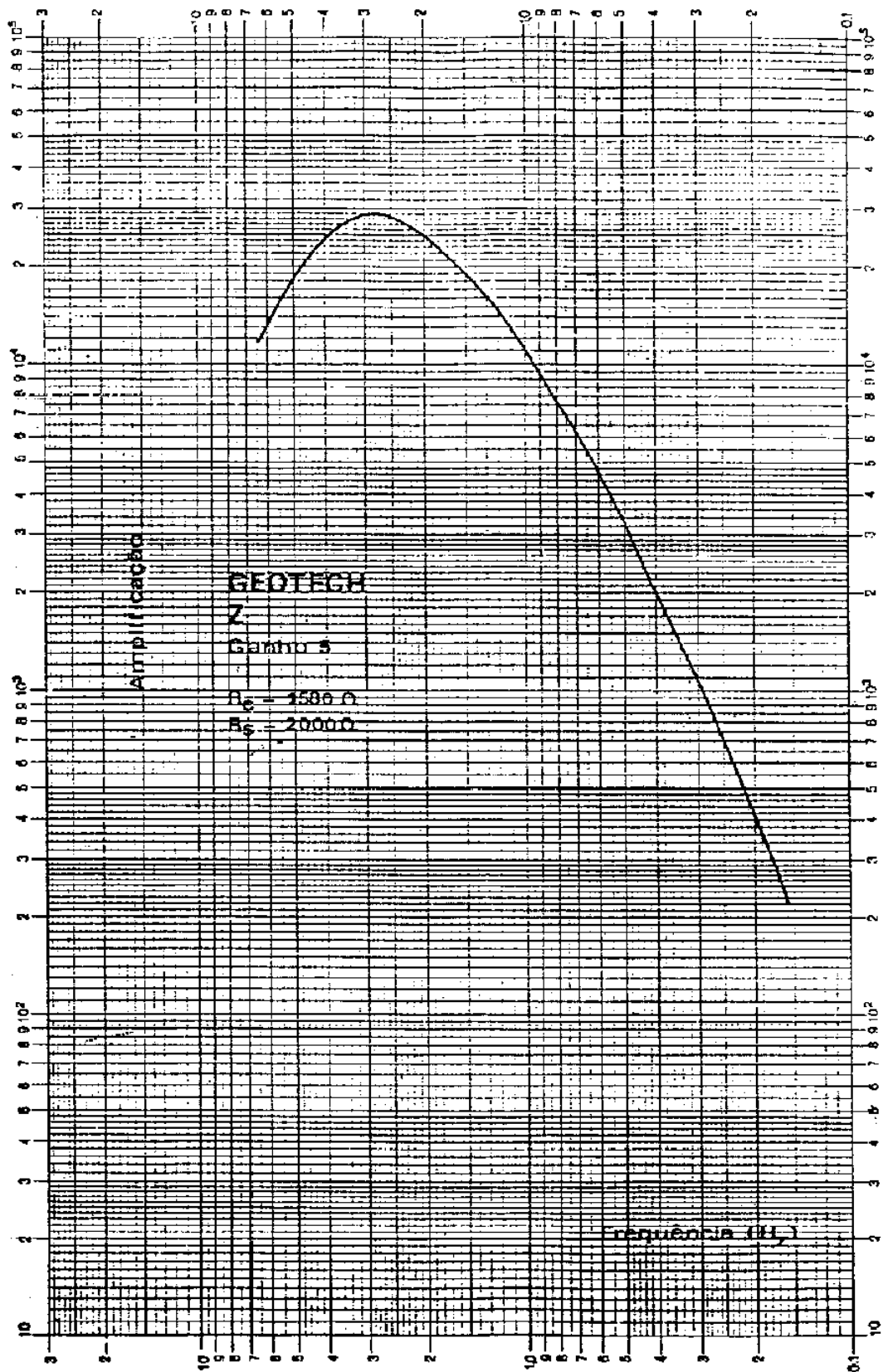


E-W

Determinação da MAGNITUDE LOCAL (Richter) para o IGIDL

$$a = b \frac{A_{WA}}{A_{IG}}$$





8. Determine a estrutura do terreno, correspondente aos seguintes dados experimentais, obtidos por meio de sísmica de refração:

x (m)	50	100	200	300	400	500	600
t(ms)	13.9	28.0	56.0	83.0	111.5	135.0	154.0
x (m)	700	800	900	1000	1100	1200	
t (ms)	174.0	192.7	212.0	234.0	250.5	269.6	

9. A figura mostra, esquematicamente, a localização de dois sismos registados na Crista Média Atlântica. Nesta figura estão também representadas as projecções dos primeiros movimentos correspondentes aos dois sismos.

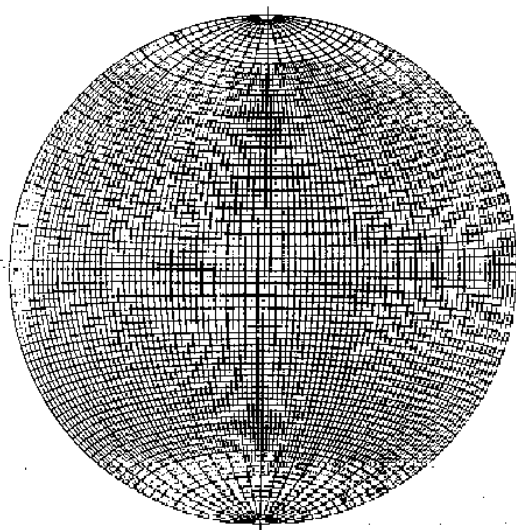
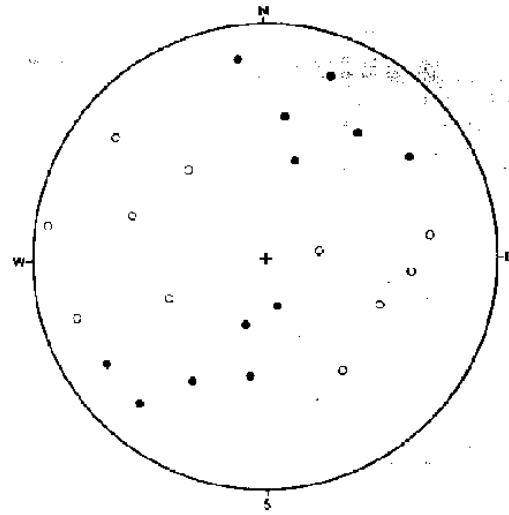
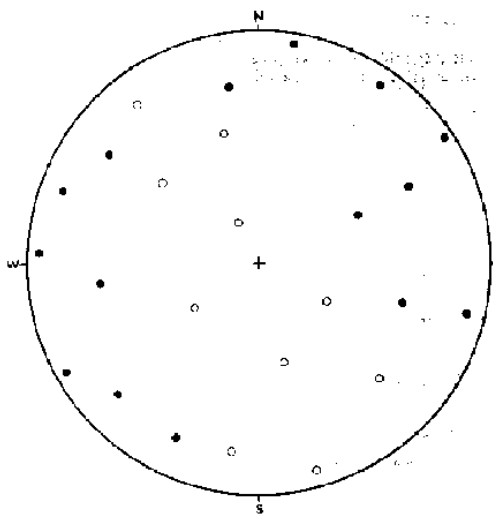
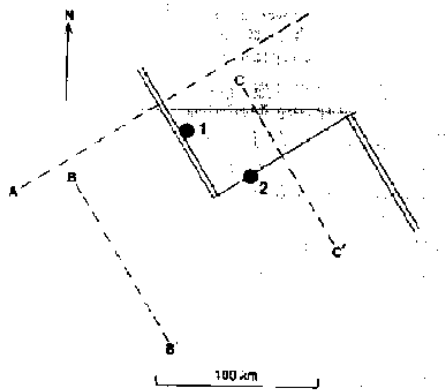
- Com o auxílio da rede de Schmidt apresentada na figura 8, determine o mecanismo focal de cada um dos sismos (trace os planos nodais).
- Indique os tipos de falha onde se geraram os sismos 1 e 2. Tendo em conta o enquadramento tectónico de cada sismo, escolha o plano de falha mais provável para cada um deles; determine a sua orientação e inclinação. Determine a direcção do vector movimento ("slip vector"), para cada um dos sismos.
- Esquematize os perfis batimétricos ao longo das secções AA', BB' e CC'.
- Neste enquadramento tectónico estime a gama de profundidades onde deverão ocorrer os sismos.

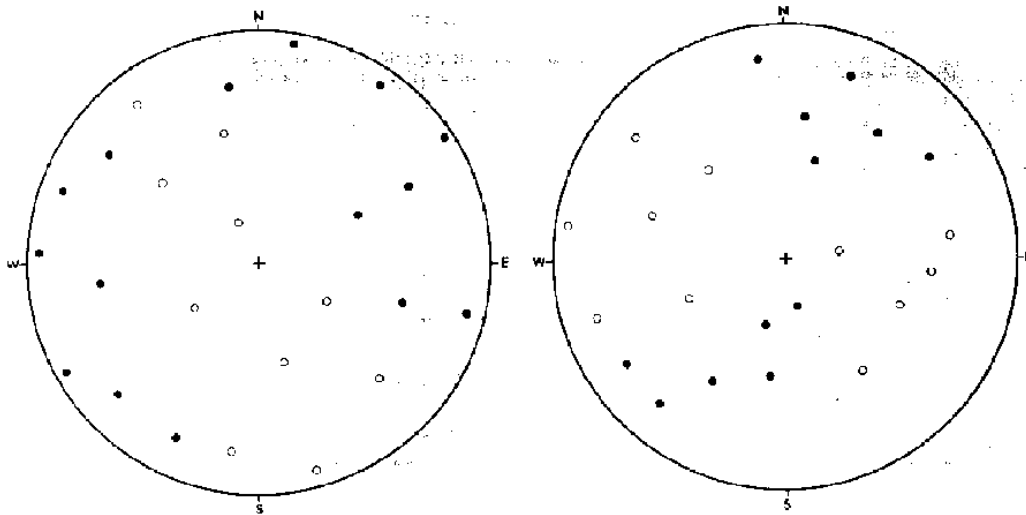
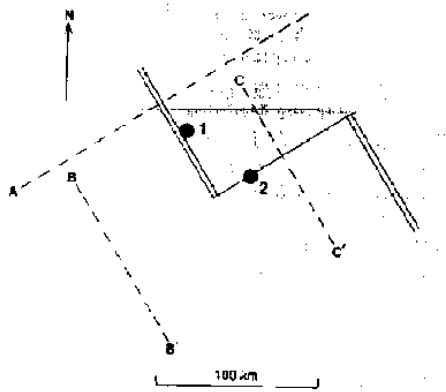
10. A magnitude de um sismo, determinada a partir das ondas superficiais, está relacionada com a energia libertada no foco pela seguinte relação empírica:

$$\log E = 11.8 + 1.5 M_s$$

- Calcule a energia libertada por um sismo de magnitude 9.
- Calcule a energia térmica libertada por ano, em toda a Terra, sabendo que o seu valor é $1.4 \mu\text{cal}/\text{cm}^2/\text{s}$. (Raio da Terra = 6370 Km). Compare as duas energias.
- Determine o momento sísmico associado a este sismo.
- O consumo diário de energia eléctrica nos Estados Unidos foi, em média, durante o ano de 1985, 7×10^9 kW hora. Se esta energia fosse libertada por um sismo, qual seria a sua magnitude?

11. Uma onda P atravessa a interface entre duas formações rochosas diferentes, e caracterizadas por valores de velocidade das ondas P $V_P=4.70$ e $V_P=3.00$ km/s respectivamente. Sabendo que o ângulo de incidência é de 60° determine o ângulo de refração.





2.8 Bibliografia

Fowler, C. M. R., *"The Solid Earth"*, Cambridge University Press, 199?, pp 354.

Frank D Stacey, *"Physics of the Earth"*, Brookfield Press, Brisbane, Australia, 1992, pp 513.

Telford, W. M., L. P. Geldart, R. E Sheriff e D. A. Keys, *"Applied Geophysics"*. Cambridge University Press, 1976, pp 860.

Robert J. Lillie. *"Whole Earth Geophysics"*. Prentice Hall, New Jersey. 1999, pp 361.

William Lowrie. *"Fundamentals of Geophysics"*. Cambridge University Press, 1997, pp 354.