

UNIVERSIDADE DE LISBOA  
FACULDADE DE CIÊNCIAS  
DEPARTAMENTO DE GEOLOGIA



## **Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico**

João Bruno Valério Dias Barbosa

**Mestrado em Geologia**  
Especialização em Geoquímica, Mineralogia e Petrologia

Dissertação orientada por:  
Professor Doutor Fernando Manuel Ornelas Guerreiro Marques

2018







UNIVERSIDADE DE LISBOA  
FACULDADE DE CIÊNCIAS  
DEPARTAMENTO DE GEOLOGIA



## **Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico**

João Bruno Valério Dias Barbosa

**Mestrado em Geologia**  
Especialização em Geoquímica, Mineralogia e Petrologia

Dissertação orientada por:  
Professor Doutor Fernando Manuel Ornelas Guerreiro Marques



## Resumo

Os orógenos Paleozóicos (e.g. Varisco e Caledónico) são caracterizados por dobramentos tardios de grande comprimento de onda e amplitude. E se este dobramento originalmente tivesse sido diferente, i.e., com menor comprimento de onda e amplitude, e só posteriormente tivesse adquirido a configuração actual? Neste estudo e por modelação experimental, é investigada a formação de bacias sedimentares intra-continentais, em dobramentos litosféricos de larga-escala, formadas num regime de relaxamento pós-orogénico. A resposta litosférica é modelada a partir da reologia viscoelástica de Maxwell, tendo como objectivo perceber a resposta da superfície frágil ao relaxamento da tensão elástica, imposta via matriz viscosa. O modelo é caracterizado por dois estádios: um primeiro de encurtamento paralelo à estratificação em cisalhamento puro, e um segundo de relaxamento do modelo com os limites fixos (velocidade do pistão = 0). Para o primeiro estádio, e devido à configuração do modelo, foi verificado que as bacias sedimentares formadas por dobramento activo apenas se desenvolvem se a fracção elástica da litosfera dobrar em profundidade. Apesar do modelo apresentar um leito elástico de comprimento finito (extremidades longe das paredes confinantes do modelo), a correlação entre os resultados experimentais e a solução analítica de *Biot* para o dobramento activo de um leito elástico numa matriz viscosa é bastante boa. Durante o estádio de relaxamento pós-dobrimento, o leito elástico tende a voltar à forma original, relaxando desta forma a energia elástica acumulada durante o primeiro estádio do dobramento, e produzindo estiramento no leito frágil suprajacente. Consequentemente, as bacias sedimentares por relaxamento elástico imediatamente se formam como resposta à energia acumulada no leito elástico. Este relaxamento diminui o número de bacias sedimentares geradas por dobramento, devendo-se à rápida coalescência das charneiras dos antiformas de menor amplitude (formados pelo encurtamento), desenvolvendo progressivamente sinformas de maior amplitude no domínio interno e central do leito elástico. No domínio interno e nos primeiros minutos de relaxamento, o desdobramento é seguido pelo colapso gravítico das charneiras dos antiformas, aí formando grabens que se tornam mais pronunciados à medida que o leito elástico retorna à sua forma original. Contudo, é na parte central do leito elástico onde se verificam os dobramentos de maior amplitude e comprimento de onda que, após atingida a amplitude de pico do dobramento, se dá o colapso gravítico das charneiras dos antiformas. A partir deste momento, os sinformas tornam-se gradualmente mais fechados e de menor amplitude, enquanto as bacias tectonicamente condicionadas por grabens a topo dos antiformas, cada vez mais profundas e de maior amplitude, mostrando que é no domínio central que se desenvolvem as bacias sedimentares com maior expressão. Por fim, através deste processo de formação de bacias sedimentares extensionais pós-orogénicas, é proposto um provável processo para a formação das bacias do Varisco Ibérico, bem como a semelhança com as bacias sedimentares Caledónicas no Oeste da Noruega, como previsto por Marques & Mandal (2016).

*Palavras-chave:* dobramento activo (*buckling*); relaxamento elástico; formação de bacias sedimentares intracontinentais pós-orogénicas; colapso gravítico.

## Abstract

Past orogens like Variscan and Caledonian are characterized by late, large-scale folds with great amplitude and wavelength. What if this folding had originally been different, for instance, with lower wavelength and amplitude and only later on had acquired its current configuration? In this study and by physical modeling, the formation of intracontinental sedimentary basins, on lithospheric large-scale folds, formed in a post-orogenic relaxation. The lithospheric answer is modulated from the Maxwell viscoelastic rheology, having as goal the understanding the behavior of the brittle surface response to the relaxation of elastic stress imposed by the viscous matrix. The model is characterized by two stages: the first, of layer-parallel shortening in pure shear, and the second in post-buckling relaxation with fixed limits (piston velocity = 0). For the first stage, and due to the configuration of the model, it was verified that the sedimentary basins formed by buckling only develop if the elastic fraction of the lithosphere buckle in depth. In spite of the model displaying an elastic layer of finite length (ends far from the bounding walls of the model), the correlation between the experimental results and the Biot analytic solution for the buckling of an elastic layer in a viscous matrix is quite good. During the post-buckling relaxation, the elastic layers tends to revert to its original form, in this spreading in the overlying. As consequence, the sedimentary basin by elastic relaxation immediately form as consequence of the accumulated energy in the elastic layer. This relaxation shortens the number of sedimentary basins generated by buckling, due to the rapid developing synforms with higher amplitude, due to the rapid coalescence of the lower amplitude hinges (formed due to the shortening), progressively developing higher amplitude synforms in the internal and in the center of the elastic layer. In the internal domain, and in the first minutes of the relaxation, the unfolding is followed by the gravitational collapse of the antiforms hinges, therefore forming grabens that become more emphasized the more the elastic layer returns to its original form. However, it's in the central domain of the elastic layer that its verified the biggest and lengthiest amplitude wave folding that, after reaching the folding amplitude peak, the gravitational collapse of the antiforms hinges occurs. From this moment, the synforms become gradually tighter with lower amplitude, while the sedimentary basins that are tectonically constrained by grabens on top of the antiforms, of increasingly bigger amplitude and width, showing that it's in the central domain where the sedimentary basins biggest emphasis are expressed. At last, during this forming process of extensional post-orogenic basins, its proposed a probable process to the formation of the Iberian Variscan basins, as well as a similarity with the Caledonian sedimentary basins in West of Norway, as foreseen by Marques & Mandal, 2016.

*Keywords:* buckling; elastic relaxation; formation of intracontinental sedimentary basins; gravitational collapse.

## Índice

Resumo	i
Abstract	ii
Índice	iii
Índice de Figuras e Tabelas	iv
1. Introdução geral	1
1.1. Problemática	4
1.2. Metodologia	6
2. Fundamentos teóricos	7
2.1. Elasticidade	8
2.2. Viscosidade	9
2.3. Perfis de resistência	14
2.4. Taxa de distorção ( <i>strain rate</i> )	18
2.5. Dimensionamento	19
3. Dobramento activo ( <i>buckling</i> )	22
3.2. Dobramento de leito elástico em meio viscoso	24
3.3. Dobramento e relaxamento de leito elástico em meio viscoso	28
4. Formação de bacias sedimentares	29
5. Resultados experimentais	32
6. Discussão	41
7. Relevância geológica	42
8. Conclusão	44
9. Referências Bibliográficas	45

## Índice de Figuras e Tabelas

<b>Figura 1.1</b> – Reologia da litosfera considerando a sua região elástica, viscosa e frágil. a) Representação esquemática da tensão acumulada ao longo da camada elástica, onde zonas acima e abaixo cedem por deformação frágil e dúctil, respectivamente. Com o acumular da tensão, as regiões dúctil e frágil coalescem ( <i>vanishing point</i> ) (adaptado de Park, 1988). b) Esquema do regime frágil, dúctil e elástico da litosfera – <i>Whole Lithosphere Failure</i> com a representação da região em estudo (adaptado de Marques & Podladchikov, 2009).	2
<b>Figura 1.2</b> – Analogia do modelo experimental com a natureza. Impressionante similaridade dada pela linha tracejada laranja. Corte transversal entre Sogn e Nordfjord (Oeste da Noruega; Osmudsen & Andersen, 2001). De baixo para cima: a branco – gnaisses da região gnáissica do Oeste (WGR); linhas pretas acima do WGR – eclogitos correspondentes à zona de descolamento de Nordfjord-Sogn (NSDZ); a cinza – o Alóctone Caledónico; as circunferências a preto – o preenchimento Devónico das bacias (extraído de Marques & Mandal, 2016).	4
<b>Figura 1.3</b> – Modelo mecânico de Maxwell (Adaptado de Gosh, 1993).	5
<b>Figura 1.4</b> – Modelo mecânico de Maxwell do relaxamento da tensão (Adaptado de Gosh, 1993).	5
<b>Figura 1.5</b> – Razão da deformação com o tempo para um fluido de Maxwell.	5
<b>Figura 1.6</b> – Esquema representativo do modelo, bem como a posição inicial das camadas intervenientes.	6
<b>Figura 2.1</b> – Esquema ilustrativo da deformação elástica.	8
<b>Figura 2.2</b> – Deformação sob tensão uniaxial. Contração na direcção da tensão compressiva $\sigma_1$ , compensada pela extensão nas duas direcções ortogonais (adaptado de Turcotte & Schubert (2002)).	9
<b>Figura 2.3</b> – Esquema ilustrativo de um fluido viscoso quando aplicada uma tensão cisalhante.	10
<b>Figura 2.4</b> – Classificação reológica dos fluidos.	11
<b>Figura 2.5</b> – Escoamento de um fluido newtoniano, viscosidade <i>versus</i> taxa de cisalhamento.	12
<b>Figura 2.6</b> – Variação da viscosidade de fluidos reopéxicos e tixotrópicos em função do tempo.	12
<b>Figura 2.7</b> – Representação do comportamento reológico do fluido de Bingham. Gráfico de elasticidade <i>versus</i> tensão cisalhante.	13
<b>Figura 2.8</b> – Comportamento do fluido dilatante tendo em conta a viscosidade e a tensão cisalhante.	13
<b>Figura 2.9</b> – Comportamento da viscosidade do fluido pseudoplástico quando sujeito a tensão cisalhante.	13
<b>Figura 2.10</b> – Comportamento dos fluidos em função da tensão de cisalhamento ( $\tau$ ) e da taxa de cisalhamento ( $\dot{\gamma}$ ).	14
<b>Figura 2.11</b> – a) tensão aplicada num intervalo de tempo; b) deformação sofrida devido à tensão aplicada num material viscoelástico num período de tempo.	14
<b>Figura 2.12</b> – Perfil de resistência à cedência – modelo sanduíche de geleia, sob um <i>strain rate</i> de $10^{-14} \text{ s}^{-1}$ caracterizado por uma faixa menos competente entre a crosta superior e o manto litosférico (modificado de Burgmann & Dresen, 2008).	15
<b>Figura 2.13</b> – Modelo leite creme queimado para um <i>strain rate</i> $10^{-14} \text{ s}^{-1}$ (modificado de Burgmann & Dresen, 2008).	16
<b>Figura 2.14</b> – Modelo <i>banana split</i> para um <i>strain rate</i> $10^{-14} \text{ s}^{-1}$ (modificado de Burgmann & Dresen, 2008).	16
<b>Figura 2.15</b> – Reologia da litosfera considerando a sua região elástica, viscosa e frágil. a) Representação esquemática da tensão acumulada ao longo da camada elástica, onde zonas acima e abaixo cedem por deformação frágil e dúctil, respectivamente. Com o acumular da tensão, a região dúctil e frágil coalescem ( <i>vanishing point</i> ) (adaptado de Park, 1988) b) Esquema do regime frágil, dúctil e elástico da litosfera – <i>Whole Lithosphere Failure</i> com a representação do região em estudo (adaptado de Marques & Podladchikov, 2009).	17
<b>Figura 2.16</b> – a) Razão tensão ( $\sigma$ ) – deformação ( $\epsilon$ ) para um sólido perfeitamente elástico; b) Relação entre a tensão cisalhante ( $\tau$ ) e a velocidade de deformação cisalhante ( $\dot{\gamma}$ ) para um líquido viscoso newtoniano; c) Comportamento de uma substância perfeitamente plástica.	19
<b>Figura 3.1</b> – Mecanismos de dobramento: a) dobramento activo ( <i>buckling</i> ); b) dobramento por flexão; c) dobramento passivo.	22
<b>Figura 3.2</b> – Dobramento de um leito singular. $\eta_M$ e $\eta_L$ são as viscosidades da matriz e do leito, respectivamente. $L_0$ é o comprimento inicial tornando-se $L_1$ após encurtamento (a,b). $E_1$ é a espessura original do leito a), aumentando a espessura $E_2$	

durante o achatamento homogêneo b), o que implica viscosidades idênticas no leito e na matriz.  $L_2$  é o comprimento de onda, e  $L_1$  é o comprimento do arco (adaptado de Hudleston, 1986). 23

**Figura 3.3** – Leito singular de espessura  $h$ , com módulo de Young  $E_c$ , módulo de cisalhamento  $\mu_c$  (ou coeficiente de Poisson  $\nu = \frac{E}{2\mu} - 1$ ) e viscosidade  $\eta_c$ , embebido numa matriz com o módulo de Young  $E_M$ , módulo de cisalhamento  $\mu_M$  e viscosidade  $\eta_M$ . O encurtamento do modelo é feito segundo  $x$ , por uma tensão imposta  $\sigma$  ou por um *strain-rate* imposto paralelamente ao leito. As questões que se levantam são: qual a geometria das dobras que são formadas no leito? Como é que a geometria é influenciada pelo comportamento reológico dos materiais em causa? Qual o efeito do *strain rate*? (adaptado de Hobbs *et al.*, 2000). 24

**Figura 3.4** – Dobras de diferentes espessuras e tamanhos na mesma rocha. Sendo a razão  $\lambda/h$  aproximadamente a mesma. 27

**Figura 3.5** – Comportamento de leitões elástico linear e elástico não linear para uma relação tensão-deformação constante. 28

**Figura 4.1** – Esquemas de dobramento litosféricos ( $h_1$  e  $h_2$  são as espessuras da crosta e do manto competentes, respectivamente). Dobramento sujeito a tensão compressiva  $F$ . Litosfera recente ( $< 150$  Ma; a) e muito antiga ( $> 1000$  Ma; b) desenvolvem apenas dobramentos monoharmónicos. No caso da crosta inferior ser incompetente, a crosta superior apresenta comprimentos de onda independentes ( $\lambda_1$ ) do manto litosférico ( $\lambda_2$ ). Adaptado de Cloetingh (1999). 30

**Figura 4.2** – Ilustração do modelo típico de dobramento litosférico para o modelo *jelly sandwich* (a preto), adoptando a reologia do quartzo e da olivina como referência. O modelo tem como base o exemplo biharmónico dissociado (figura 4.1; b). 31

**Figura 5.1** – Vista em planta da resposta superficial ao encurtamento ( $t=0$ ) do leito elástico. À esquerda a topografia gerada para uma taxa de distorção mais baixa e à direita por uma taxa de distorção mais alta.  $A_1$ , interpretação topográfica axial para um *strain rate* de  $10^{-3} s^{-1}$  e  $B_1$  para um *strain rate* de  $10^{-2} s^{-1}$ . Note-se que o número de bacias sedimentares formadas aumenta com o aumento da velocidade de encurtamento (i.e., velocidade do pistão). 32

**Figura 5.2** – Vista de topo da resposta superficial usando diferentes materiais elásticos para uma velocidade do pistão de  $10^{-2}$  m/s e uma espessura de areia de 10 mm. À esquerda temos a resposta usando o celofane, à direita a tela elástica (A e B, respectivamente) e as suas interpretações topográficas ( $A_1$  e  $B_1$ ). Usando a mesma taxa de distorção, o celofane apresenta um menor número de dobras como é espectável pela solução analítica de *Biot* para a elasticidade. Pelo contrário, sendo o leito elástico mais espesso o resultado deveria ser o inverso (ver texto). 33

**Figura 5.3** – Vista das imagens da formação de bacias sedimentares por relaxamento de dobramento do leito elástico em minutos, para uma taxa de distorção de  $10^{-2} s^{-1}$ , uma espessura frágil de 5 mm e  $\approx 25\%$  de encurtamento. O minuto zero marca o início do processo de relaxamento de dobramento elástico após o encurtamento. Note-se que as bacias sedimentares com dobramentos de maior amplitude e comprimento de onda, estão na parte central da área compreendida pelo leito elástico; as extremidades mais próximas e distantes do pistão, apresentam um desenvolvimento diferente ao relaxamento de dobramento elástico, distinto do domínio central; o relaxamento de dobramento elástico não começa no início da área compreendida pelo leito, representada pela linha pontuada na imagem B; as dobras que primeiro desaparecem são aquelas que se encontram mais distantes do pistão e o leito elástico move-se progressivamente em direcção à parede oposta à actuação da tensão. 37

**Figura 5.4** – Vista de topo do relaxamento de dobramento elástico em função da espessura frágil para um *strain rate* de  $10^{-2} s^{-1}$  e um encurtamento de aproximadamente 25%. Saliente-se que, o relaxamento elástico é menor com o aumento da espessura, e que a partir de 20 mm de espessura frágil as bacias sedimentares por relaxamento de dobramento elástico não se formam. 40

**Figura 7.1** – Analogia do domínio central A-B do modelo experimental de espessura frágil 5 mm, *SR*:  $10^{-2} s^{-1}$ , e um tempo de relaxamento de 240 mn (e.g. 456 Ma na natureza) com o corte transversal entre Sogn e Nordjford (Oeste da Noruega; adaptado de Osmudsen & Andersen, 2001). De baixo para cima: a branco – gnaisses da região gnáissica do Oeste (WGR); linhas pretas acima do WGR – eclogitos correspondentes à zona de descolamento de Nordjford-Sogn (NSDZ); a cinza – o Alóctone Caledónico; as circunferências a preto – o preenchimento sedimentar Devónico das bacias. 43

**Tabela 1** – Valores da tensão crítica e do gradiente geotérmico necessário para deformação permanente (*Whole Lithosphere Failure*) da crosta continental sob acção de tensão normal num Ma. (adaptado de Brown & Musset, 1993). 18

**Tabela 2** – Parâmetros do dimensionamento para um modelo de 70 mm de espessura e *strain rate*  $10^{-2} s^{-1}$ . 22



### 1. Introdução geral

As bacias sedimentares são locais onde a subsidência e o soerguimento da litosfera permitem a acumulação de sedimentos sobre um substrato ígneo ou metamórfico, cobrindo a maior parte da superfície do planeta. As bacias apresentam várias formas e tamanhos em resposta à grande variedade de processos que influenciam a elevação da topografia terrestre, e perceber a sua evolução, as razões para a sua presença em locais particulares e em escalas de tempo específicas, podem trazer perspectivas fundamentais sobre um vasto conjunto de processos actuantes na Terra.

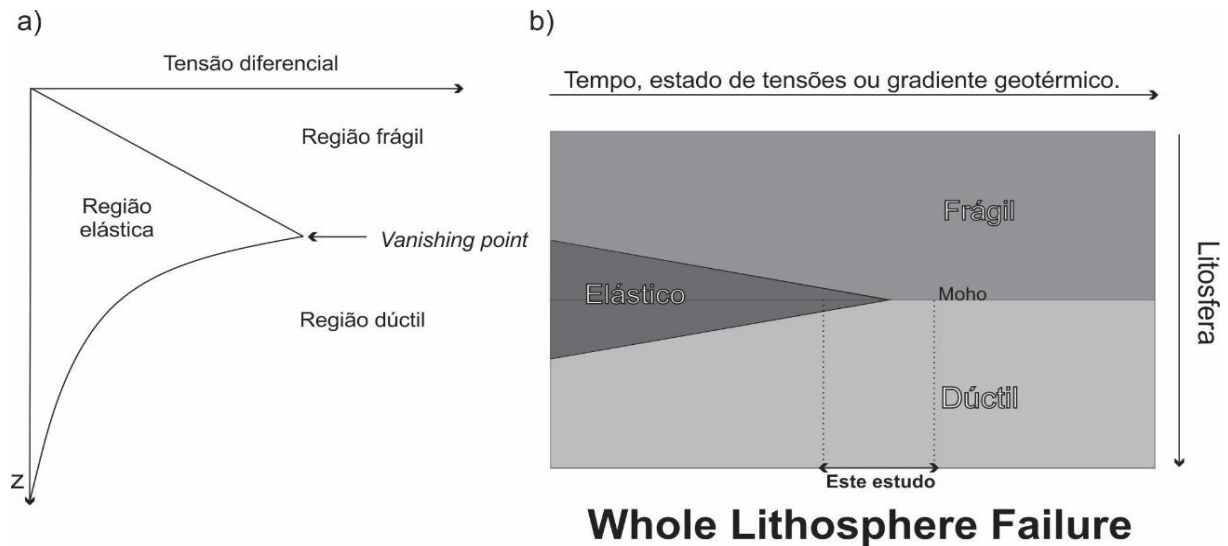
Uma modificação significativa da superfície da Terra, ocorre nos limites de placa onde lentos movimentos convergentes deformam as margens das placas tectónicas. Sob certas condições, e após o completo consumo da litosfera oceânica, duas margens continentais entram em colisão. As orogénias colisionais são responsáveis pela formação de grandes cadeias montanhosas paralelas ao limite de placa, como são exemplos os Alpes, os Himalaias e muitas outras mais antigas, por exemplo: as cadeias Varisca e Caledónica onde ainda se observam vestígios da colisão continental.

Em geral, quando duas placas continentais entram em colisão, a litosfera sofre encurtamento em três formas principais: achatamento volumétrico homogéneo, ou espessamento localizado da litosfera devido ao encurtamento; dobramento gerado por instabilidades periódicas envolvendo inflexões negativas e positivas da litosfera; falhamento onde a tensão compressiva devida ao encurtamento atinge o limite de cedência frágil das rochas.

Os aspectos da evolução superficial durante tais orogénese podem ser deduzidos pela directa observação da superfície, por métodos geofísicos indirectos (e.g. sísmica, electro-magnetismo, gravidade) espelhando a geologia em profundidade e interpretação de modelos geodinâmicos. Contudo, torna-se mais difícil determinar o comportamento deformacional das porções mais profundas da litosfera (e.g. dinâmica da interface crosta-manto e da litosfera subcrustal). Assim, a reologia da crosta superior depende essencialmente da pressão em profundidade, parecendo estar bem descrita por relações elásticas lineares entre a tensão e a deformação (sólido de Hooke) para tensões mais baixas do que as necessárias para induzir a deformação frágil nos materiais. No entanto, o conhecimento da reologia do interior da litosfera é menos bem conhecido, embora fundamental para perceber a sua evolução e a dinâmica ao longo do tempo.

A reologia e a resistência das rochas da litosfera em profundidade tem sido tópico de debate desde o início do século XX. Goetze & Evans (1979) foram os primeiros a combinar os dados experimentais de mecânica das rochas e extrapolá-los para escalas geológicas espaciais e temporais. Eles introduziram o conceito de Perfil de Resistência à Cedência (*YSE - Yield Strength Envelope*). O PRC pressupõe que o comportamento mecânico da litosfera está dependente de vários parâmetros, como a temperatura, a pressão, o tempo e o estado de tensões, estando estes por sua vez relacionados com o contexto geodinâmico. Para a construção deste modelo, a principal lei experimental utilizada para o domínio frágil é a lei de Byerlee (Byerlee, 1978). A lei de Byerlee mostra que as rochas mais comuns exibem uma relação similar entre a tensão de cedência e a tensão normal (i.e., tensão diferencial) e que a relação é semelhante à plasticidade de Mohr-Coulomb. Ambos mostram que a cedência frágil depende quase exclusivamente da pressão. Os perfis de resistência à cedência, são derivados para a litosfera continental a partir do comportamento reológico do quartzo (crosta frágil) e da olivina (manto litosférico). Com o aumento da profundidade, e conseqüente aumento de pressão e temperatura, é imposta a fluência (*creep*) nos materiais e entramos no regime dúctil (viscoso), estabelecendo assim o paralelismo entre o comportamento mecânico das rochas em profundidade. Saliente-se ainda, que a observação da flexão das placas abaixo de orógenos mostra que muitas placas continentais sujeitas a encurtamento têm grandes núcleos elásticos (Watts, 2001).

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico



### Whole Lithosphere Failure

**Figura 1.1** – Reologia da litosfera considerando a sua região elástica, viscosa e frágil. a) Representação esquemática da tensão acumulada ao longo da camada elástica, onde zonas acima e abaixo cedem por deformação dúctil e frágil. Com o aumento da tensão diferencial, as regiões dúcteis e frágeis coalescem (*vanishing point*) (adaptado de Park, 1988). b) Esquema do regime frágil, dúctil e elástico da litosfera – *Whole Lithosphere Failure* com a representação da região em estudo (adaptado de Marques & Podladchikov, 2009).

Se agora imaginarmos toda uma litosfera comprimida horizontalmente (encurtamento) e sujeita à mesma quantidade de deformação, a existência de um núcleo elástico parece ser inconsistente em deformações litosféricas de larga escala, só podendo existir quando a fracção elástica desaparece (e.g. Marques & Podladchikov, 2009; Marques & Mandal, 2016). Kuznir & Park (1982) consideraram um número de cenários geodinâmicos responsáveis pelo desaparecimento do núcleo elástico da litosfera, relacionando vários parâmetros (figura 1.1). Aquando do encurtamento, a fracção frágil e dúctil cedem enquanto a tensão na faixa elástica é dissipada por dobramento activo (*buckling*). Com a actuação continuada da tensão compressiva, a região elástica torna-se incapaz de sustentar tanta tensão desaparecendo (*vanishing point*) e “toda a litosfera cede” (*whole lithosphere failure*; Park, 1988).

Vários progressos têm sido feitos na compreensão da resposta litosférica de estruturas estratificadas sujeitas a encurtamento horizontal. Comumente é observado na natureza a pequenas escalas, o dobramento activo (*buckling*) como típica resposta ao encurtamento. Certos estudos sugerem que o dobramento litosférico em regime compressivo é um processo de deformação muito mais propagado à escala litosférica do que até então se pensava (e.g. Ziegler *et al.*, 1995; Cloetingh & Burov, 1996; Cloetingh *et al.*, 1999; Marques & Podladchikov, 2009; Cloetingh & Burov 2011; Marques & Mandal, 2016). Desde que o mecanismo de dobramento seja em grande parte independente da escala, é razoável considerar que o dobramento activo pode representar dobramentos à escala litosférica (e.g. Biot, 1957, 1961; Ramberg, 1961, 1964, 1967; Ramberg & Stephansson, 1964).

Biot (1961) analisou matematicamente o dobramento activo de um leito elástico numa matriz viscosa, e derivou a equação que prevê o comprimento de onda dominante:

$$\lambda = \pi h \sqrt{\frac{E}{(1 - \nu^2)\sigma}}$$

onde,

$\lambda$  = comprimento de onda dominante;

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

$h$  = espessura do leito elástico;

$E$  = módulo de Young;

$\nu$  = coeficiente de Poisson;

$\sigma$  = tensão axial aplicada.

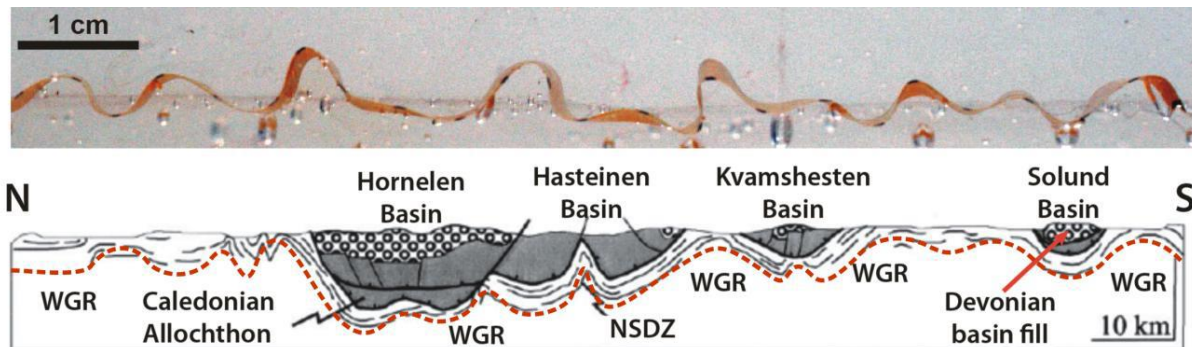
No modelo em estudo, o leito elástico encontra-se, ao contrário do analisado por Biot, disposto com as extremidades afastadas do pistão e da parede oposta. A tensão compressiva  $\sigma$  não foi directamente aplicada pelo pistão no leito elástico, mas por via da matriz viscosa. Marques & Mandal (2016) concluíram que, sendo a tensão linearmente associada à taxa de distorção (*strain rate*) na equação da viscosidade de Newton, o comprimento de onda preferencial  $\lambda$  depende da velocidade do pistão. Logo, apesar do *strain rate* não se encontrar discriminado na equação de Biot, a tensão compressiva corresponde à taxa de distorção induzida na matriz viscosa. Isto significa que, quanto maior é a tensão transmitida ao leito elástico via matriz, menor será o comprimento de onda e maior será o número de dobras formadas. Biot *et al.* (1961) apresentaram também uma série de modelos experimentais com o objectivo de providenciar uma verificação experimental de resultados analíticos para o dobramento de modelos estratificados. Os autores, na sua teoria clássica de um leito elástico embebido numa matriz newtoniana, prevêem que dadas pequenas perturbações sinusoidais de diferentes comprimentos de onda, uma delas irá amplificar mais do que as outras. Portanto a teoria de Biot refere-se a uma camada elástica de comprimento infinito e pressupõe uma taxa de amplificação em função do número de dobras com um comprimento de onda dominante, correspondendo à máxima taxa de amplificação. Num modelo análogo, uma camada com um comprimento infinito é inacessível e na natureza dobras com igual comprimento de onda (ou amplitude) não é realista.

Após esta nota introdutória, é de reter que a litosfera se comporta como um sólido elástico rígido para tempos curtos, e quando sujeita a encurtamento em escalas de tempo geológicas, a litosfera é viscoelástica podendo, portanto, ser modelada pela reologia viscoelástica de Maxwell. Deste modo, a litosfera pode ser dividida de acordo com três regimes principais: a litosfera inferior quente, exibindo uma elevada deformação onde o relaxamento da tensão é feito rapidamente (centenas de anos), comportando-se como um fluido viscoso (representada no modelo por uma pasta de silicone); uma litosfera intermédia elástica, armazenando grandes quantidades de tensão elástica durante grandes escalas de tempo (centenas de Ma) e comportando-se como um leito elástico (representada no modelo por uma tela elástica); uma litosfera superficial frágil, comportando-se de forma perfeitamente plástica até um certo ponto de encurtamento (representada no modelo por areia).

A resposta da superfície terrestre ao relaxamento da tensão elástica no leito intermédio permanece inexplorada, sendo o estudo analítico da resposta ao relaxamento do leito bastante complexo em comparação com o dobramento activo, reduzindo a quantidade de bibliografia e soluções disponíveis na literatura. Sridhar *et al.* (2002) desenvolveram uma solução analítica, incluindo a cinética do pós-dobramento de uma tela elástica comprimida sobre um substrato viscoso. Mais recentemente, Marques & Mandal (2016) fizeram análises para investigar o comportamento do dobramento activo e do relaxamento elástico de um leito singular embebido numa matriz viscosa. As experiências análogas a este estudo basearam-se em dois estágios: o dobramento por encurtamento paralelo à estratificação a diferentes taxas de distorção, e uma segunda fase de relaxamento com os limites do modelo inalterados. Nas conclusões para o primeiro estágio, os resultados experimentais mostraram desvios relativamente aos resultados analíticos de Biot (1961), bem como na fase de relaxamento do modelo, também desvios relativamente ao estudo analítico de Sridhar *et al.* (2002). Mostraram ainda a relevância geológica, comparando os resultados obtidos com um corte transversal do dobramento Caledónico tardio entre

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

Sogn e Nordfjord (Osmudsen & Andersen, 2001) com dobras de comprimento de onda e amplitudes na ordem de vários quilômetros. Os sinformas desses dobramentos desenvolvem bacias sedimentares de área útil bastante expressiva, ainda preenchidos por sedimentos Devônicos (figura 1.2). A semelhança entre os resultados obtidos pelos autores e o protótipo natural é notável:



**Figura 1.2** – Analogia do modelo experimental com a natureza. Impressionante similaridade dada pela linha tracejada laranja. Corte transversal entre Sogn e Nordfjord (Oeste da Noruega; Osmudsen & Andersen, 2001). De baixo para cima: a branco – gnaisses da região gnáissica do Oeste (WGR); linhas pretas acima do WGR – eclogitos correspondentes à zona de descolamento de Nordfjord-Sogn (NSDZ); a cinza – o Alóctone Caledônico; as circunferências a preto – o preenchimento Devônico das bacias (extraído de Marques & Mandal, 2016).

### 1.1. Problemática

As rochas do manto litosférico e crustais estão sujeitas a diferentes temperaturas, pressões, conteúdo em voláteis e taxas de distorção, que produzem comportamentos deformacionais diferentes. Por exemplo: na crosta descontinuidades e falhas são evidências em como as rochas se comportam como materiais frágeis, ou seja, comportam-se elasticamente até ser atingido o limite de ruptura ou de elasticidade dos materiais. Em alternativa, a comum ocorrência de dobramentos sugere que as rochas também se comportam de forma dúctil. A deformação dúctil nas rochas superficiais ocorre devido a fluência por dissolução (*pressure-solution creep*), onde a dissolução dos minerais em zonas de alta pressão e a sua precipitação nas áreas de menor pressão, provoca fluência em zonas sujeitas a menor temperatura e pressão. No manto, contudo, pensa-se que a convecção acontece por fluência térmica que depende exponencialmente da temperatura e da pressão. A fluência também ocorre no manto litosférico onde pode relaxar a tensão elástica. Neste caso, a reologia da litosfera é a combinação do comportamento elástico e viscoso – a reologia viscoelástica.

Para representar a reologia viscoelástica, diversos modelos físicos são encontrados na literatura e geralmente constituídos por diferentes arranjos geométricos de molas (representando a componente elástica) e amortecedores (representando a componente viscosa). A mola linear representa a elasticidade instantânea do material na aplicação e na cessação de uma tensão. O amortecedor viscoso linear, representa a dependência no tempo da deformação do material. Os principais modelos são conhecidos como o modelo de Maxwell (em série) e o modelo de Kelvin-Voigt (em paralelo). O modelo mecânico que mais se adequa à representação do nosso estudo é o modelo de Maxwell, uma vez que a tensão imposta pelo pistão é fornecida ao leito elástico via matriz viscosa.

O modelo de Maxwell possui dois componentes básicos: uma mola e um amortecedor colocados em série (figura 1.3). Portanto, a deformação total pode ser calculada apenas somando-se as deformações dos dois componentes do sistema. Este modelo foi proposto por James Clerk Maxwell, em analogia aos modelos elétricos.

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

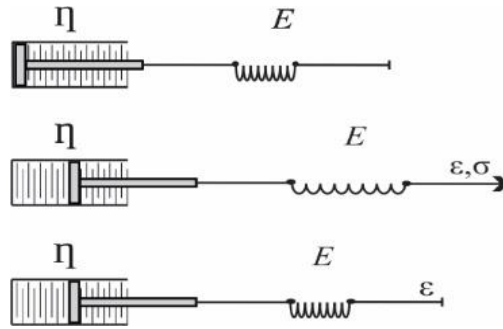


Figura 1.3 – Modelo mecânico de Maxwell (Adaptado de Gosh, 1993).

Neste modelo, ao aplicar uma tensão constante durante um intervalo de tempo, obtém-se uma deformação que é dependente das características da mola e do amortecedor. A resposta à deformação imposta com o tempo é igual à soma do comportamento individual de cada um dos componentes. A mola responde instantaneamente e o amortecedor de forma linear com o tempo. Se a tensão for removida, a deformação elástica é reposta e a deformação viscosa continua até ao total relaxamento da mola.

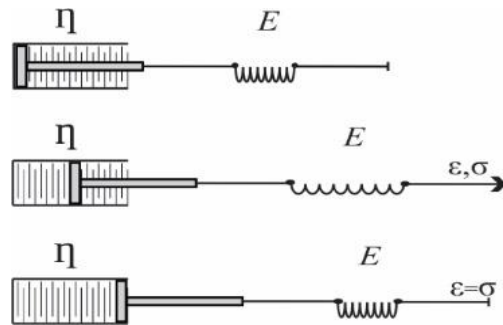


Figura 1.4 – Modelo mecânico de Maxwell do relaxamento da tensão (Adaptado de Gosh, 1993).

Se por outro lado, a deformação total for mantida constante, a tensão acumulada reduz-se gradualmente. A isto, chama-se relaxamento da tensão (*stress relaxation*; Gosh 1993). A deformação elástica também desaparece gradualmente. Em termos de modelo, a extremidade dianteira da mola permanece inalterada, enquanto que a margem da retaguarda move-se lentamente para a frente puxando o pistão até a mola adquirir o seu comprimento original (figura 1.4). Note-se que, o modelo de Maxwell prevê que há um aumento infinito da deformação. Isto é uma característica de muitos fluidos, e por isso os materiais que podem ser modelados por este modelo mecânico são conhecidos como fluidos de Maxwell.

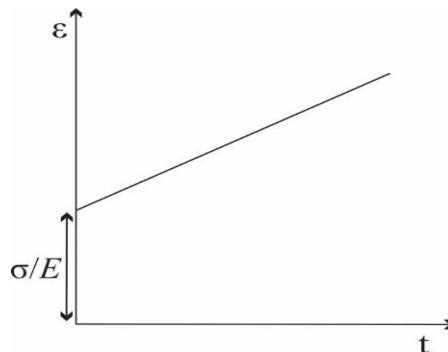


Figura 1.5 – Relação da deformação com o tempo para um fluido de Maxwell.

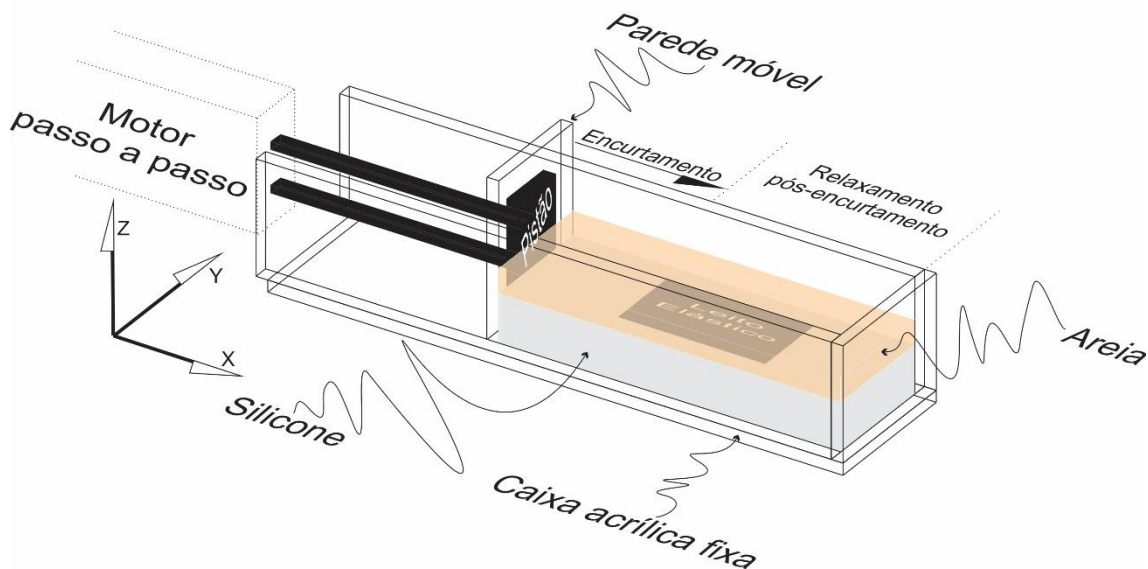
## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

Como vimos, a litosfera fria responde à tensão como um sólido elástico para escalas de tempo geológicas e a distribuição da tensão no interior da litosfera desvia-se significativamente de um fluido viscoso linear (figura 1.5). O grau da contribuição elástica no modelo viscoelástico pode ser expresso pelo número de Deborah  $De$ . Para  $De = 0$  a reologia é viscosa, para o número de Deborah  $> 0$ , a contribuição elástica aumenta com o aumento de  $De$ . Assim, para as tensões no interior da litosfera serem previstas com exactidão, a elasticidade na litosfera terá que ser tomada em conta (Beuchert & Podladchikov, 2010).

Tendo por base estas premissas e sendo as bacias sedimentares representações físicas da deformação, surge a pergunta: “Como é que as bacias sedimentares iniciadas por encurtamento litosférico se desenvolvem a partir do relaxamento elástico ao longo do tempo?”.

### 1.2. Metodologia

Para os ensaios, foi usado um modelo mecânico relativamente simples para mostrar a influência do relaxamento elástico através da interacção de vários parâmetros inerentes a um sistema geológico natural. O estudo foi realizado numa caixa acrílica paralelepipedica com uma parede móvel acoplada. Parede móvel essa que, através de um pistão, foi empurrada comprimindo o modelo através de um motor de velocidade constante e controlada. O modelo tem na base uma camada de silicone, sobre esta um leito elástico e a topo, uma camada de areia (figura 1.6). De realçar que o leito elástico se encontra afastado de todas as paredes, em particular do pistão e da parede oposta. Na montagem destas camadas tentou-se ao máximo reduzir as perturbações inerentes às características mecânicas dos materiais como: bolhas de ar (caso da silicone PDMS), máxima aderência na interface silicone/tela elástica, e a instalação da camada de areia de forma homogénea sobre a superfície de ambas as camadas subjacentes.



**Figura 1.6** – Esquema representativo do modelo, bem como a posição inicial das camadas intervenientes.

Este modelo pretende representar o comportamento geológico de estruturas litosféricas mais complexas (Marques & Mandal, 2016), onde uma camada frágil e fraca se sobrepõe a uma matriz viscosa intercalada por uma camada elástica resistente.

Os ensaios foram realizados em duas etapas: uma primeira de encurtamento activo paralelo à estratificação das camadas (*buckling*), e uma segunda fase de relaxamento onde a parede móvel se manteve estática (velocidade = 0). O modelo sofreu um encurtamento de 100 mm na primeira fase em

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

todos os ensaios, visto que o número de dobras é determinado pela taxa de deformação no primeiro incremento de encurtamento (Biot, 1961, Marques & Mandal, 2016). Isto é, quanto maior for a tensão compressiva, maior é o número de dobras e menor o comprimento de onda das mesmas.

O modelo manteve a sua superfície útil de 383 mm por 120 mm com uma tela elástica de área  $190 \times 80$  mm para todos os ensaios efectuados. Na parede móvel actuou um pistão empurrado por um motor de controlo de velocidade preciso, encurtando as camadas paralelamente à sua maior dimensão, em que toda a área da parede delimitadora (faces do paralelepípedo acrílico) em contacto com o silicone foi lubrificada com sabão líquido para garantir um grau de atrito mínimo e um escoamento de cisalhamento puro ideal. Note-se que em nenhum dos ensaios o leito elástico se encontra em contacto com as paredes da caixa, sendo posicionado o mais centralmente possível tendo em conta as suas dimensões e da área da caixa sob o silicone.

Os materiais utilizados como análogos ao perfil de resistência à cedência (*YSE – yield strength envelope*; Goetze and Evans, 1979) da litosfera foram: areia quártzica seca (tamanho do grão  $\approx 300 \mu\text{m}$ ), com uma coesão negligenciável e um ângulo de atrito interno de aproximadamente  $30^\circ$ , para simular a crosta superior frágil (Hubbert, 1951, Marques & Podladchikov, 2009); silicone transparente (PDMS – Polidimetilsiloxano) com uma densidade de  $0.965 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ , apresentando um comportamento newtoniano para os *strain rates* utilizados, e com uma viscosidade  $\approx 10^2 \text{ Pa s}$  simulando o comportamento deformacional do manto litosférico dúctil; para simular a camada elástica, foram utilizados dois materiais elásticos: uma tela elástica comercial com 0.5 mm de espessura, uma densidade de  $6.6 \times 10^4 \text{ kg m}^{-3}$ , e módulo de *Young*  $E \approx 4 \times 10^2 \text{ Pa}$ , e um celofane elástico menos espesso de 35  $\mu\text{m}$  de espessura,  $\rho = 714 \text{ kg m}^{-3}$  e  $E = 1.62 \times 10^8 \text{ Pa}$ .

Para os ensaios, as velocidades constantes de encurtamento do pistão usadas foram de  $1 \times 10^{-2}$  e  $1 \times 10^{-3} \text{ m/s}$  comprimindo todo o modelo. O modelo foi comprimido da esquerda para a direita, com uma camada de silicone de espessura média de 60 mm, e uma camada de areia que, para análise do relaxamento elástico teve espessuras de 5 mm, 10 mm e 15 mm, com uma superfície superior horizontal antes do início da actuação do pistão.

## 2. Fundamentos teóricos

Para compreendermos a utilização dos materiais no modelo experimental da litosfera, necessitamos de perceber as suas respostas deformacionais à tensão e assim estabelecer o paralelismo com os dados (geo)físicos da Terra.

A etimologia da palavra reologia foi inicialmente definida por Bingham (1929) como o estudo da deformação e do escoamento de matéria, derivando do grego *rheo* que significa deformação e *logos* estudo ou ciência. Portanto, a reologia é a ciência ou estudo que se debruça sobre a deformação da matéria quando sujeita a uma tensão externa. O campo da reologia estuda a mecânica dos fluidos e a elasticidade de Hooke.

A mecânica dos materiais naturais caracteriza-se pela resposta dos mesmos quando submetidos à tensão. Isaac Newton, reflectiu sobre a mecânica dos fluidos, e estabeleceu que a deformação é proporcional tanto à tensão aplicada quanto ao tempo durante a qual actua ficando conhecida como a lei de Newton da viscosidade. Para Newton, a deformação do fluido viscoso é irreversível na ausência de forças externas, sendo a energia de deformação dissipada em forma de calor não podendo ser recuperada quando retirada a tensão.

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

No caso do sólido elástico, a deformação sofrida é proporcional à tensão aplicada, retornando à sua forma inicial depois de cessada a tensão ou força imposta. Esta relação é conhecida como primeira lei de *Hooke* (1676) (Malkin & Isayev, 2017).

### 2.1. Elasticidade

A elasticidade é o fenômeno reversível de deformação que determinado material sujeito a forças externas tem, quando lhe é removida a tensão aplicada. Esta deformação reversível caracteriza o que é conhecido como regime elástico. O comportamento elástico verifica-se a temperaturas e pressões relativamente baixas, com taxas de deformação altas. A elasticidade advém das forças interatômicas de atracção e repulsão que, mantêm cada átomo na sua posição original da rede.

A litosfera é capaz de transmitir tensões ao longo de grandes distâncias e uma das formas de determiná-las é precisamente através do seu comportamento elástico.

Em vários materiais sólidos verifica-se que a deformação produzida é proporcional à tensão aplicada. Os materiais em que se verifica esta proporcionalidade, possuem comportamento elástico linear, pois obedecem à lei de Hooke da elasticidade (1676).

Matematicamente, a primeira lei de Hooke expressa-se da seguinte forma:

$$F = -k \Delta x$$

em que,

$F$  = força aplicada;

$k$  = constante elástica;

$\Delta x$  = variação da dimensão linear.

O exemplo mais utilizado para descrever simplificadaamente esta equação é o exemplo de uma mola. Quando se exerce uma força paralelamente ao alongamento da mola, ela sofre uma deformação linear ( $\Delta x$ ) proporcional à força ( $F$ ) aplicada. A partir do momento em que a força deixa de ser exercida sobre a mola ela volta “imediatamente” à condição inicial (figura 2.1). A constante de elasticidade ( $k$ ) corresponde às características intrínsecas da mola (composição do material da mola, comprimento, diâmetro das espiras, etc.), e o sinal negativo da expressão é a resistência (em sentido inverso à força aplicada) da mola à deformação.

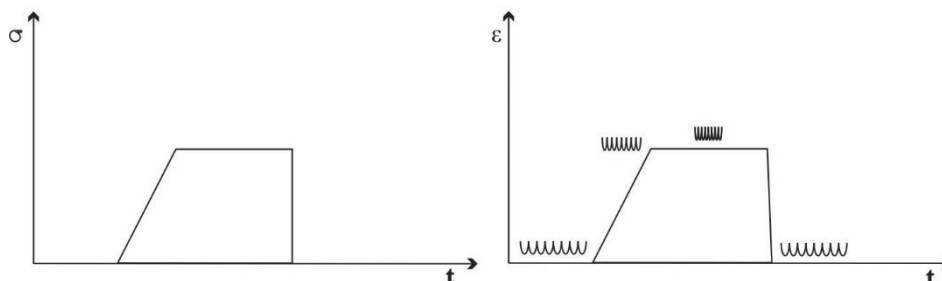


Figura 2.1 – Esquema ilustrativo da deformação elástica.

Do mesmo modo, num sólido elástico linear e isotrópico as tensões são linearmente proporcionais à deformação, e as propriedades mecânicas não têm uma orientação preferencial. A relação entre a deformação principal e os componentes de tensão principal podem ser representados por:

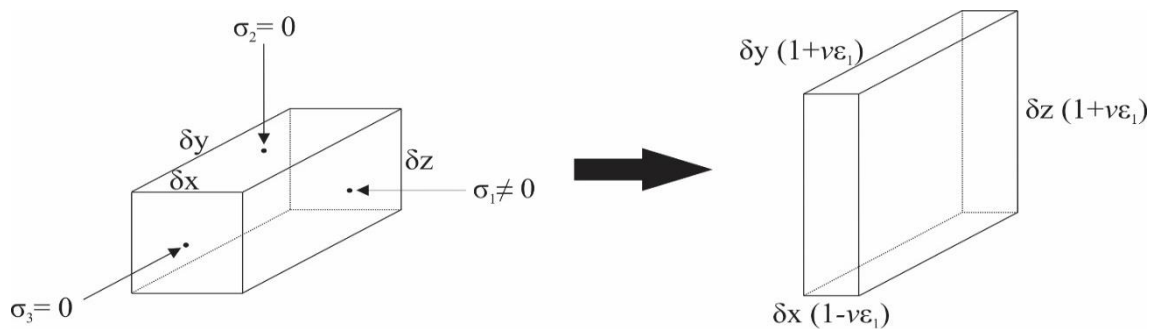
## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= \frac{\sigma_1}{E} - \frac{\nu\sigma_2}{E} - \frac{\nu\sigma_3}{E}; \\ \varepsilon_2 &= -\frac{\nu\sigma_1}{E} + \frac{\sigma_2}{E} - \frac{\nu\sigma_3}{E}; \\ \varepsilon_3 &= -\frac{\nu\sigma_1}{E} - \frac{\nu\sigma_2}{E} + \frac{\sigma_3}{E}.\end{aligned}$$

A deformação resultante é fortemente influenciada por  $E$  e  $\nu$ , que são as propriedades materiais conhecidas como módulo de *Young* (ou de elasticidade) e o coeficiente de *Poisson*, respectivamente. Em termos gerais, a tensão principal segundo o eixo principal produz uma deformação  $\sigma/E$  e os componentes de deformação  $-\nu\sigma/E$  dizem respeito à deformação ao longo dos outros dois eixos ortogonais. Se apenas uma das tensões principais não for 0 (tensão uniaxial), um encurtamento aplicado na direcção da tensão compressiva é acompanhado por uma extensão nas duas direcções ortogonais. Sob estas condições onde,  $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$  e  $\sigma_1 \neq 0$ , existe uma simples relação ao longo do eixo de tensão uniaxial:

$$\sigma_1 = E\varepsilon_1$$

Esta relação é conhecida como a lei de *Hooke* (figura 2.2).



$$\text{Lei de Hooke: } \sigma_1 = E\varepsilon_1$$

**Figura 2.2** – Deformação sob tensão uniaxial. Contração na direcção da tensão compressiva  $\sigma_1$ , compensada pela extensão nas duas direcções ortogonais (adaptado de Turcotte & Schubert (2002)).

Nestas circunstâncias, há uma mudança de volume fraccionada devido à tensão uniaxial em que a contração na direcção da tensão uniaxial é compensada pela expansão em metade nos outros dois eixos ortogonais.

Por curiosidade, num estado isotrópico de tensão, todas as tensões principais e todas as deformações principais são iguais. A pressão sob estas condições é conhecida como dilatação (*dilatancy*),  $K$ , *bulk modulus*, ou o seu recíproco,  $\beta$ , a compressibilidade (*compressibility*). Estes parâmetros dão-nos a alteração de volume durante a compressão isotrópica correspondente a uma determinada pressão. Se existir uma variação de volume, e para que a matéria seja conservada, verifica-se que à medida que  $\nu$  se aproxima de  $1/2$ , o módulo volúmico (*the bulk modulus*) tende para infinito. Isto é, o material torna-se incompressível.

## 2.2. Viscosidade

A propriedade mais determinante na mecânica dos fluidos é a viscosidade. Em termos físicos, a viscosidade é definida como a resistência oferecida por um fluido ao escoamento, podendo ser

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

compreendida como atrito interno do sistema. Isaac Newton criou o modelo que permitiu correlacionar a taxa de distorção de um fluido com a tensão aplicada.

O escoamento das rochas depende fundamentalmente das condições de temperatura e pressão do sistema, podendo ocorrer por difusão (*diffusion creep*), deslocação (*dislocation creep*) ou dissolução (*pressure solution*). Se a tensão aplicada for pequena, a temperatura elevada e o tamanho do grão pequeno, tende a produzir-se *creep* por difusão dos átomos no interior dos cristais através dos vazios atômicos (*Nabarro-Herring creep*). A difusão também pode ocorrer ao longo das fronteiras dos limites dos grãos (*Coble creep*). A difusão caracteriza-se por uma relação linear entre  $\tau$  (tensão cisalhante) e  $\dot{\epsilon}$  (*strain rate*), tendo como constante de proporcionalidade o coeficiente de viscosidade  $\eta$ . Nestas condições as rochas comportam-se como fluidos newtonianos. Se a tensão aplicada for maior, o escoamento por deslocação tende a predominar. O movimento das deslocações na estrutura cristalina produz um comportamento não linear ou não newtoniano, vindo a tensão afectada de um expoente  $n$ . Por último, o *creep* por dissolução verifica-se em temperaturas e pressões relativamente baixas, implicando uma película intergranular procedente da dissolução dos limites de grão em zonas de maior pressão, produzindo a precipitação mineral em zonas de menor pressão.

A designação de taxa de distorção é mais apropriada quando se trata de viscosidade uma vez que, ao contrário dos sólidos quando submetidos a uma tensão externa, os fluidos deformam-se continuamente até se confrontarem com alguma barreira física que interrompa o escoamento. Assim, a caracterização reológica dos fluidos envolve a determinação de uma “taxa” de distorção do material com o tempo (*strain rate*).

Considerando um fluido viscoso entre duas placas paralelas de área  $\Delta_x \times \Delta_y$  separadas por uma distância  $Z$ , e estando a placa inferior imóvel e a placa superior em movimento, devido à aplicação de uma tensão cisalhante ( $\tau$ ) a uma velocidade constante ( $u$ ), temos:

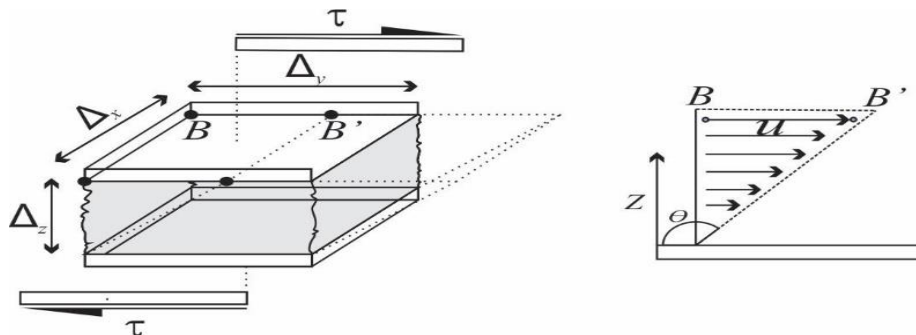


Figura 2.3 – Esquema ilustrativo de um fluido viscoso quando aplicada uma tensão cisalhante.

Em caso de regime laminar, o movimento da placa superior origina cisalhamento devido à coesão do fluido com as paredes da placa. É de salientar que, se não existir arraste entre o fluido e as paredes da placa, a velocidade na placa superior será  $u$  e no fluido será zero (Munson *et al.*, 2016).

Deste modo, conclui-se que a taxa de cisalhamento é o deslocamento relativo das partículas do fluido. Isto é, a taxa de cisalhamento também pode ser denominada taxa de distorção ou gradiente de velocidade.

A lei de Newton para a viscosidade indica que a relação entre a tensão de cisalhamento e o gradiente de velocidade é definida através de uma relação linear, sendo a constante de proporcionalidade a viscosidade. Assim, todos os fluidos que seguem este comportamento são designados como newtonianos conforme a equação:

$$\tau = \eta \frac{du}{d\Delta_z} = \eta \dot{\gamma}$$

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

$\tau$  = tensão cisalhante;

$\eta$  = viscosidade;

$u$  = velocidade da partícula do fluido;

$\Delta_z$  = distância entre as camadas do fluido;

$\dot{\gamma}$  = taxa de cisalhamento (*shear strain rate*).

A viscosidade para uma tensão normal é representada pela equação:

$$\sigma = \eta \dot{\epsilon}$$

em que,

$\sigma$  = tensão normal;

$\dot{\epsilon}$  = *strain rate*.

A deformação viscosa para um fluido ideal é descrita então, pela proporcionalidade entre a tensão normal e a taxa de distorção. A constante de proporcionalidade  $\eta$  é denominada de viscosidade dinâmica (*dynamic viscosity*) dada em Pa s. Por curiosidade, a viscosidade do ar é aproximadamente  $10^{-5}$  Pa s, a viscosidade da água  $10^{-3}$  Pa s e a do granito  $10^{20}$  Pa s. Desta forma, se  $\eta$  é constante em relação à taxa de distorção, a equação anterior é linear, e quanto maior for a tensão aplicada mais rápida será a deformação nas rochas.

Considerando uma escala litosférica e tempo geológico, é necessário assumir que parte das rochas se comporta como fluidos viscosos e se deformam de acordo com as leis da viscosidade. Para os fluidos newtonianos, visto que são incompressíveis, a viscosidade depende essencialmente da temperatura com a profundidade. Esta dependência é descrita pela equação de Arrhenius:

$$\eta = A_0 e^{Q/RT}$$

Nesta relação as constantes  $A_0$  e  $Q$ , são constantes específicas do material denominadas de constante pré-exponencial e energia de ativação (*activation energy*) (em  $\text{J m}^{-1}$ ), respectivamente.  $R$  é a constante dos gases ideais, e  $T$  é a temperatura absoluta. Através da equação verificamos, que a viscosidade de qualquer material tende para o infinito quando a temperatura tende para o zero absoluto, e irá diminuir exponencialmente para temperaturas elevadas aproximando-se assintoticamente da constante  $A_0$ . O termo de Arrhenius pode ser ainda mais complexo, incluindo efeitos da dimensão do grão, do volume de ativação, e da pressão na viscosidade das rochas. Numa equação constitutiva a viscosidade é representada pelo termo de Arrhenius.

De uma forma geral os fluidos podem ser classificados reologicamente como fluidos newtonianos e não newtonianos (Darby & Chhabra, 2017) (figura 2.4).

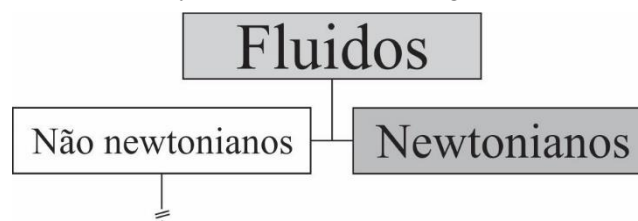
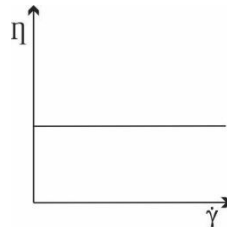


Figura 2.4 – Classificação reológica dos fluidos.

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

### Fluido Newtoniano

Os fluidos newtonianos caracterizam-se por obedecer à lei da viscosidade de Newton dependendo da temperatura, pressão e composição. A tensão de cisalhamento ( $\tau$ ) é directamente proporcional à taxa de cisalhamento ( $\dot{\gamma}$ ), sendo a constante de proporcionalidade dada por uma constante dependente da natureza do fluido. Essa constante é o coeficiente de viscosidade ( $\eta$ ). Note-se que o coeficiente de viscosidade é independente da taxa de cisalhamento (figura 2.5).



**Figura 2.5** – escoamento de um fluido newtoniano, viscosidade *versus* velocidade de deformação cisalhante.

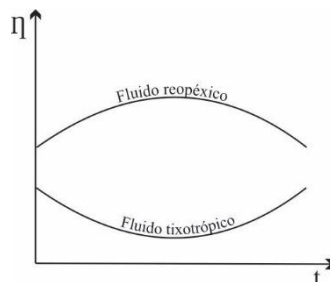
Nos fluidos newtonianos a viscosidade é igual à viscosidade aparente. A determinação de um ponto no gráfico da tensão de cisalhamento *versus* taxa de cisalhamento é suficiente para estabelecer o comportamento reológico de um fluido (Chhabra & Richardson, 2008) (figura 2.10).

### Fluido não newtoniano

Ao contrário dos fluidos newtonianos nos fluidos não newtonianos a viscosidade não é constante. A viscosidade para estes fluidos é dependente do tempo de actuação da tensão e da forma como o cisalhamento é aplicado. Fisicamente, os sistemas não newtonianos apresentam três tipos de comportamentos mecânicos: o comportamento dependente do tempo (de actuação da tensão), os independentes do tempo e os viscoelásticos. Saliente-se que a viscosidade para os fluidos não newtonianos é aparente e reologicamente estes fluidos são inteiramente dependentes da temperatura e da pressão do sistema.

Os fluidos dependentes do tempo, são classificados como tixotrópicos e reopéxicos ou reopécticos (figura 2.6). Este comportamento é dependente da taxa de cisalhamento e do tempo de aplicação da tensão.

Os fluidos tixotrópicos são materiais em que a viscosidade decresce quando sujeitos a uma tensão de cisalhamento constante. Nestes materiais após a cessação da tensão cisalhante e após um tempo de repouso, a viscosidade aumenta gradualmente adquirindo a viscosidade inicial. No caso dos fluidos reopéxicos ou reopécticos o comportamento é inverso quando submetidos a uma tensão cisalhante constante: quanto maior o maior o tempo de actuação da tensão menor a viscosidade, o que se pensa ser o caso da maior parte das rochas.

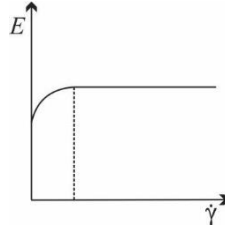


**Figura 2.6** – Variação da viscosidade de fluidos reopéxicos e tixotrópicos em função do tempo.

Os fluidos com comportamento mecânico não dependentes do tempo dividem-se em três grupos: plástico de Bingham, dilatante e pseudoplástico dependendo apenas da taxa de cisalhamento.

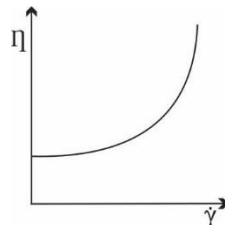
## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

Os plásticos (fluidos) de Bingham apresentam resistência inicial ao escoamento, necessitando apenas de uma tensão inicial de cisalhamento para que ocorra escoamento. A partir do momento em que essa resistência inicial é ultrapassada o fluido comporta-se como um fluido newtoniano (figura 2.7). Portanto, se essa resistência à tensão cisalhante não for atingida, o comportamento será igual à de um sólido elástico submetido à tensão aplicada.



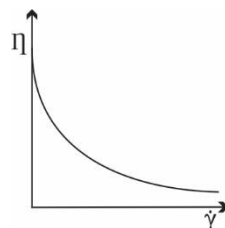
**Figura 2.7** – Representação do comportamento reológico do fluido de Bingham. Gráfico de elasticidade *versus* velocidade de deformação cisalhante .

No caso dos fluidos dilatantes, verifica-se uma proporcionalidade não-linear entre a viscosidade e a tensão aplicada (figura 2.8). Simplificando: o fluido será tão mais resistente quanto maior for a intensidade da tensão, e por ordem inversa, será tão menos viscoso quanto menor for a tensão cisalhante aplicada ao material.



**Figura 2.8** – Comportamento do fluido dilatante tendo em conta a viscosidade e a velocidade de deformação cisalhante .

Ao invés dos fluidos dilatantes, nos pseudoplásticos a viscosidade diminui com o aumento da tensão cisalhante e imediatamente após a cessação da tensão o fluido volta a ter a viscosidade inicial (figura 2.9). Alguns autores consideram os fluidos dilatantes e pseudoplásticos, casos especiais dos comportamentos reopéxicos e tixotrópicos (fluidos dependentes do tempo), respectivamente, pois a recuperação necessária para adquirir o estado inicial implica tempo. Contudo, para toda a intensidade e duração da tensão os fluidos reopéxicos e tixotrópicos necessitam de um elevado tempo de repouso para retornarem à sua viscosidade inicial. Enquanto que os fluidos dilatantes e pseudoplásticos adquirem a viscosidade inicial imediatamente após retirada a tensão.



**Figura 2.9** – Comportamento da viscosidade do fluido pseudoplástico quando sujeito a velocidade de deformação cisalhante crescente.

Todas estas diferenças a nível de comportamento reológico têm a ver com a composição do material, disposição das ligações atômicas e iônicas dos átomos, das moléculas, etc..

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

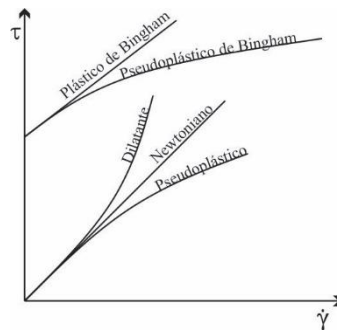


Figura 2.10 – Comportamento dos fluidos em função da tensão de cisalhamento ( $\tau$ ) e da taxa de cisalhamento ( $\dot{\gamma}$ ).

Os fluidos viscoelásticos são fluidos com capacidade de armazenar e dissipar energia mecânica, apresentando propriedades viscosas e elásticas. Deste modo, um fluido viscoelástico sujeito a uma tensão relativamente elevada apresenta comportamento elástico, seguido de um aumento lento e contínuo da deformação decrescendo gradualmente com o tempo.

O parâmetro adimensional que caracteriza os materiais viscoelásticos é o número de Deborah ( $De$ ). Por curiosidade, foi inicialmente proposto por Markus Reiner (1964) denominando-o como Deborah em honra da profetiza que um dia cantou: “As montanhas fluíram perante Deus”. Este pode ser interpretado como a relação entre as forças elásticas e viscosas, sendo definido como a razão entre o tempo de relaxação característico do material ( $\lambda$ ) e o tempo de aplicação da tensão ( $t_{apl}$ ):

$$De = \frac{\lambda}{t_{apl}}$$

No caso de  $De > 1$ , o material não tem tempo para relaxar as tensões aplicadas durante a escala de tempo definida, comportando-se como um sólido elástico. Quando  $De < 1$ , o fluido é considerado viscoso, e neste caso as mudanças internas da configuração das partículas permitem um escoamento relativamente rápido.  $De \approx 1$  corresponde ao comportamento viscoelástico (Barnes *et al.*, 1989) (figura 2.11).

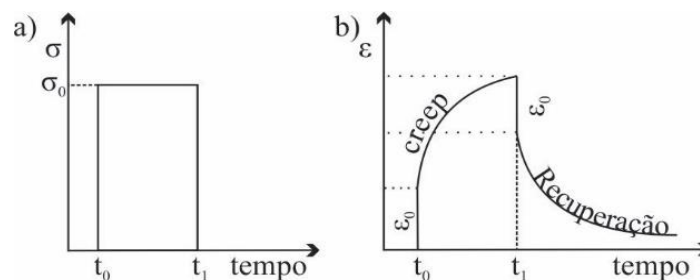


Figura 2.11 – a) tensão aplicada num intervalo de tempo; b) deformação sofrida devido à tensão aplicada num material viscoelástico num período de tempo.

A maioria dos estudos sobre o dobramento activo utilizam materiais elásticos lineares, ou materiais viscosos newtonianos, ou associações desses materiais embebidos um no outro. O resultado prevê a aplicação da teoria de estabilidade linear; processo de amplificação exponencial de um comprimento de onda dominante, independente da geometria das irregularidades iniciais do leito, sendo a geometria resultante sempre periódica.

### 2.3. Perfis de resistência

A resistência da litosfera é controlada pela sua reologia, esta dependente da temperatura, pressão, composição das rochas litosféricas e a quantidade de voláteis. A espessura da litosfera e o

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

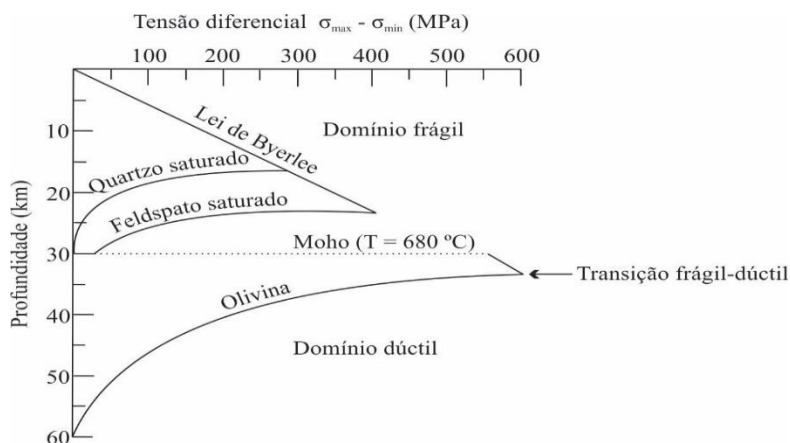
gradiente geotérmico interagem para produzir perfis de resistência distintos e devido às características composicionais os perfis da resistência litosférica oceânica e continental são diferentes.

De grosso modo, as rochas litosféricas deformam-se de duas formas: frágil na litosfera superior, e dúctil (viscosa) na litosfera inferior. É de salientar, que a resistência das rochas litosféricas não está limitada por tensões tectônicas, mas sim por tensões diferenciais que as rochas conseguem suportar. A resistência das rochas em regime frágil aumenta com a pressão confinante e não com a temperatura, enquanto rochas em regime dúctil, é a temperatura que promove ou não a deformação.

A reologia da litosfera da Terra tem sido tópico de debate desde o início do século XX, quando Joseph Barrell (1914) introduziu o conceito de camada externa sólida (litosfera) sob uma camada fluida (astenosfera). Deste então, o perfil de resistência da litosfera não é de todo consensual.

Goetze & Evans (1979), foram os primeiros a combinar dados experimentais de mecânica das rochas e extrapolá-los para as escalas espaciais e geológicas terrestres. Eles introduziram o perfil de resistência à cedência (*YSE – Yield Strength Envelope*) para a litosfera oceânica, que é um perfil vertical que prevê o comportamento das rochas face à tensão diferencial em função da profundidade. Este perfil, tem funcionado relativamente bem para a litosfera oceânica para a caracterização em profundidade da resposta reológica à cedência, devido à sua menor heterogeneidade composicional. Pelo contrário, nos perfis de resistência da litosfera continental, o mesmo conceito depara-se com um maior número de variantes, sendo a principal a grande variedade a espessura e a composição (Burov & Diament, 1995; Jackson 2002; Handy & Brun, 2004; Afonso & Ranalli 2004; Burov & Watts, 2006; Burov 2010).

A visão mais clássica da litosfera continental envolve uma crosta superior, e o manto litosférico mais competente, onde se intercala (ensanduícha) a crosta inferior menos competente. Este primeiro modelo é muitas vezes mencionado como *jelly sandwich* (sanduíche de geleia) (figura 2.12). Neste modelo, assume-se que a crosta superior esteja em estado de equilíbrio friccional (ou rúptil) com as falhas activas que limitam a sua resistência conforme é descrito pela lei de Byerlee (Byerlee, 1978). O aumento da resistência da crosta é contínuo com a profundidade devido ao aumento da pressão até atingir a transição frágil-dúctil onde os processos de fluência são activados termicamente (Goetze & Evans, 1979; Brace & Kohlsted, 1980). O manto litosférico é composto por rochas ultramáficas, sendo em geral mais viscosas devido às temperaturas de fusão serem mais elevadas. De acordo com este modelo, o manto litosférico determina a resistência das placas litosféricas em longos períodos de tempo.

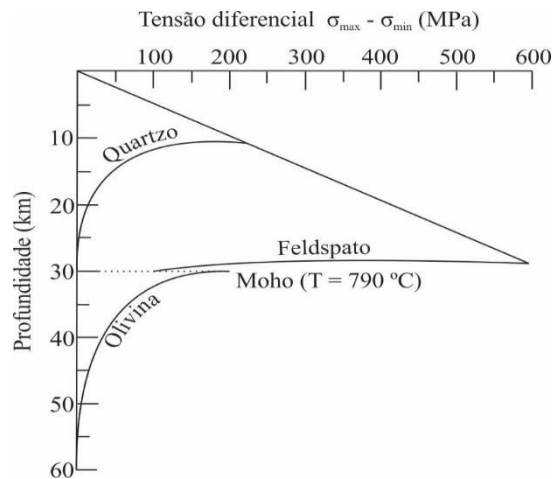


**Figura 2.12** – Perfil de resistência à cedência – modelo sanduíche de geleia, sob um *strain rate* de  $10^{-14} \text{ s}^{-1}$  caracterizado por uma faixa menos competente entre a crosta superior e o manto litosférico (modificado de Burgmann & Dresen, 2008).

Jackson (2002), pôs em causa este modelo, e propôs que a crosta superior fosse controlada pela resistência das placas tectônicas porque o manto litosférico era constituído por uma camada

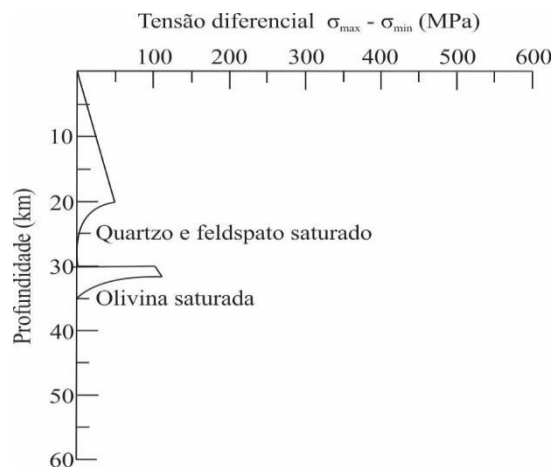
## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

incompetente devido à grande quantidade de água e devido às elevadas temperaturas a que a deformação ocorria (Drury *et al.*, 1991; Burgmann & Dresen, 2008). O modelo de Jackson (2002), foi chamado de leite creme queimado (crème brûlée) por Burov & Watts (2006) (figura 2.13). Burov & Watts (2006) mostraram, no entanto, que este modelo não conseguiria explicar a presença de escudos orogénicos e de zonas de subducção devido ao tempo necessário para a sua instalação. O modelo de leite creme queimado, apenas pode ser aplicado numa quantidade limitada de configurações tectónicas (e.g. riftes em estágio juvenil).



**Figura 3.13** – Modelo leite creme queimado para um *strain rate*  $10^{-14}\text{ s}^{-1}$  (modificado de Burgmann & Dresen, 2008).

Um terceiro modelo considera toda a litosfera como fraca, e é chamado de *banana split* (Burgmann & Dresen, 2008) (figura 2.14). Foi proposto que este modelo se possa aplicar à litosfera ao longo dos limites de placa, onde vários processos de enfraquecimento reduziram a resistência ao longo de toda a espessura litosférica. Esses processos podem ser devidos a anomalias térmicas, efeitos de deformação e à percolação de fluidos (Burgmann & Dresen, 2008). Por curiosidade, a falha transformante de Santo André (*San Andreas fault*, USA) foi dada como exemplo para o modelo *banana split* da resistência da litosfera (Burgmann & Dresen, 2008).



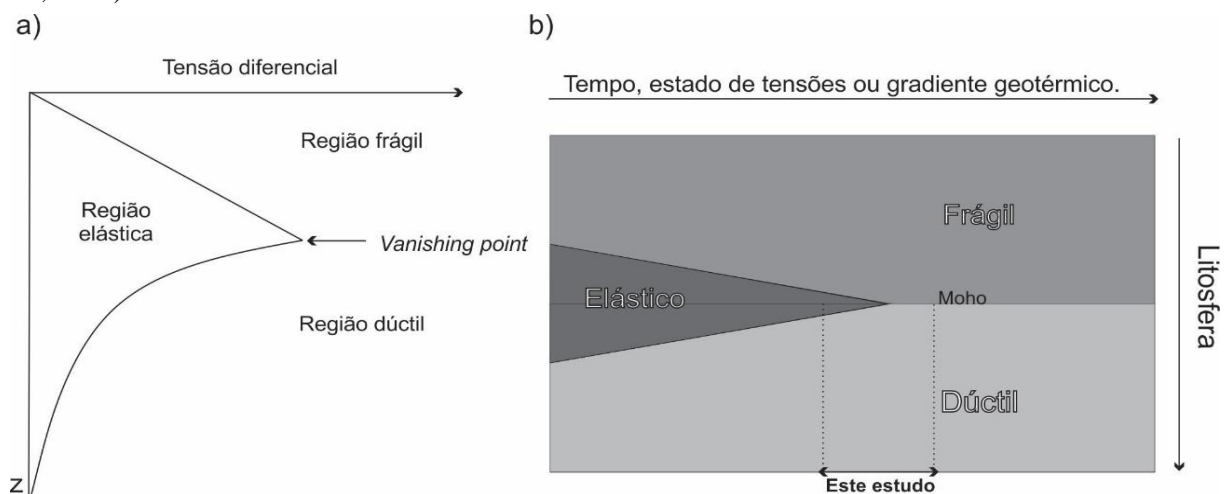
**Figura 2.14** – Modelo *banana split* para um *strain rate*  $10^{-14}\text{ s}^{-1}$  (modificado de Burgmann & Dresen, 2008).

Estes modelos, inferem que a litosfera está dependente de vários parâmetros como a temperatura, o estado de tensões e a duração das tensões, estando por sua vez, relacionados com o contexto geodinâmico. No interior da litosfera continental, normalmente a tensão diferencial não é elevada, aumentando progressivamente quando nos deslocamos para os limites de placa. A diminuição da temperatura com a diminuição da profundidade, faz com que à superfície o material seja frágil e

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

dissipe energia por via de falhas, por exemplo. Com o aumento da profundidade, e consequente aumento de pressão e temperatura, é imposta a fluência (*creep*) nos materiais e entramos no regime dúctil (viscoso). Se agora imaginarmos toda uma litosfera comprimida horizontalmente, e sujeita à mesma quantidade de deformação, as partes frágil e dúctil cedem, enquanto que na faixa elástica é acomodada por *buckling* (figura 2.15). Com o continuar da actuação da tensão a região elástica torna-se incapaz de sustentar tão elevada tensão, desaparecendo (*vanishing point*) e “toda a litosfera cede” (*whole lithosphere failure*; Park, 1988).

Saliente-se que, sob gradiente geotérmico baixo, a região frágil do perfil predomina sobre a porção dúctil, aumentando a espessura elástica; enquanto que sob gradiente geotérmico alto, a região de transição dúctil-frágil diminui. Já a altas taxas de deformação litosférica (*high strain rate*), causam efeito contrário, aumento da tensão de cedência (Bodine *et al.*, 1981), deste modo, quanto mais antiga for a litosfera, mais fria e espessa ela tende a ser, e consequentemente, maior será a porção elástica (Watts *et al.*, 1982).



### Whole Lithosphere Failure

**Figura 2.15** – Reologia da litosfera considerando a sua região elástica, viscosa e frágil. a) Representação esquemática da tensão acumulada ao longo da camada elástica, onde zonas acima e abaixo cedem por deformação dúctil e frágil. Com o acumular da tensão, as regiões dúcteis e frágeis coalescem (*vanishing point*) (adaptado de Park, 1988) b) Esquema do regime frágil, dúctil e elástico da litosfera – *Whole Lithosphere Failure* com a representação da região em estudo (adaptado de Marques & Podladchikov, 2009).

Um conceito importante para esta interpretação é a tensão crítica, que é o valor médio da tensão litosférica necessária para produzir “toda a cedência da litosfera” (*Whole Lithosphere Failure*). A tensão crítica é inversamente proporcional à temperatura, isto é, quanto mais alta for a temperatura, menor será a tensão crítica necessária e vice-versa.

A maioria das forças na litosfera são dirigidas horizontalmente e são o motor do movimento das placas tectónicas. Estas forças produzem uma deformação na forma de movimentos de placa, e são dissipadas nos limites de placa. O valor máximo da tensão efectiva no centro das placas litosféricas ronda os 25 MPa, em contraste, a magnitude da tensão no limite de placas pode exceder os 80 MPa ( $\approx 816 \text{ kg cm}^{-2}$ ). Portanto, quando duas placas continentais, movendo-se em direcção oposta, convergem sem subductarem, deformação permanente ocorrerá na litosfera de gradiente geotérmico abaixo da média. O resultado é a geração e soerguimento de montanhas dobradas (Brown & Musset, 1993).

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

Por curiosidade,

<i>Gradiente Geotérmico</i> (mW m <sup>-2</sup> )	<i>Tensão crítica</i> (Mpa)	<i>Tipo de litosfera</i>
100	25	Tectonismo activo
75	40	<250 Ma (média)
60	100	Média continental (e.g. crusta Paleozoica)
40	> 200	Cratões Pré-Câmbricos

**Tabela 1** – Valores da tensão crítica e do gradiente geotérmico necessário para deformação permanente (*Whole Lithosphere Failure*) da crusta continental sob acção de tensão normal num Ma. (adaptado de Brown & Musset, 1993).

### 2.4. Taxa de distorção (*strain rate*)

A taxa de distorção ( $\dot{\epsilon} = \textit{strain rate}$ ). é definida como a alteração proporcional em comprimento de um elemento linear num intervalo de tempo infinitesimal. Por exemplo, se um elemento linear se encurta uma décima parte ( $10^{-1}$ ) do seu comprimento original para um incremento de distorção de 1s, a taxa de distorção é definida como (Pfiffner & Ramsay, 1982):

$$\dot{\epsilon} = 10^{-1} \text{ s}^{-1}$$

ou, mais formalmente,

$$\dot{\epsilon} = \frac{d\epsilon}{dt}$$

$\epsilon$ , é a distorção do elemento linear.

Para descrever mecanicamente a deformação das rochas, precisamos invocar regras matemáticas que relacionam a tensão (*stress*) com a distorção (*strain*) ou com a taxa de distorção (*strain rate*). Tal relação é chamada de lei de escoamento (*flow law*), lei da deformação (*deformation law*) ou relação constitutiva (*constitutive relationship*) (Stüwe, 2002). Contudo, em escalas de tempo geológicas, e em escalas espaciais litosféricas os mecanismos de deformação podem ser sumarizados em dois grupos fundamentais:

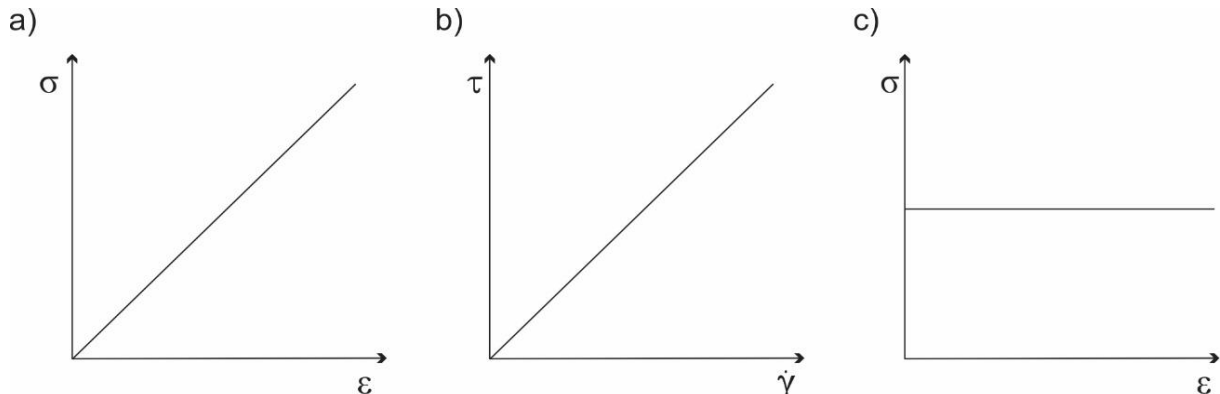
- deformação elástica;
- deformação viscosa (dúctil).

Estes dois mecanismos de deformação diferenciam-se num aspecto principal: na deformação elástica a distorção ( $\epsilon$ ) é proporcional à tensão aplicada ( $\sigma$ ), tendo como constante de proporcionalidade o módulo de Young ( $E$ ) (Lei de Hooke,  $\sigma = E\epsilon$  – figura 2.16a), e na deformação viscosa a tensão cisalhante ( $\tau$ ) é proporcional à taxa de distorção, tendo como constante de proporcionalidade a viscosidade ( $\eta$ ) (Lei de Newton,  $\tau = \eta\dot{\epsilon}$  – Figura 2.16b).

A deformação viscosa, também é frequentemente utilizada para designar a deformação dúctil. Contudo, o termo dúctil é também usado para descrever outros tipos de deformação que não produzem fractura, como é o caso da deformação plástica de alguns metais. Uma substância idealizada, em que a tensão não aumenta acima da tensão de cedência, e em que a deformação aumenta indefinidamente para a tensão de cedência é conhecida como uma substância perfeitamente plástica (Gosh, 1993) (figura

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

2.16c). Na modelação análoga, bem como na estruturação deste modelo, a areia considera-se uma substância perfeitamente plástica (até um certo ponto de encurtamento), o PDMS como viscoso newtoniano, e o leito como elástico.



**Figura 2.16** – a) Razão tensão ( $\sigma$ ) – deformação ( $\epsilon$ ) para um sólido perfeitamente elástico; b) Relação entre a tensão cisalhante ( $\tau$ ) e a deformação de cisalhante ( $\dot{\gamma}$ ) para um líquido viscoso newtoniano; c) Comportamento de uma substância perfeitamente plástica.

Logo, os cálculos do *strain rate* tornam-se bastante simples devido às características mecânicas dos materiais utilizados (fluido newtoniano, sólido perfeitamente elástico, substância perfeitamente plástica). Nas experiências realizadas neste trabalho, a taxa de distorção é aproximada pela velocidade de encurtamento, i.e., velocidade aplicada ao pistão.

Nos ensaios, optou-se pela actuação do pistão durante 100 mm a uma velocidade constante de  $1 \times 10^{-2}$  e  $1 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ . Representando *strain rates* de  $1 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  e  $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  para os ensaios realizados.

Pfiffner & Ramsay (1982), analisaram e determinaram as taxas de distorção geológicas que deveriam variar entre  $10^{-13}$  a  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$ . Novos dados de GPS de zonas tectonicamente activas revelam variações em áreas convergentes de taxas entre  $10^{-12}$  a  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  (Campbell-Stone, 2002).

## 2.5. Dimensionamento

Uma boa parte dos processos geológicos ocorre a escalas espaciais e temporais tais que não permitem o seu estudo directo nas dimensões espaciais e temporais de um laboratório. Portanto, a modelação análoga tem por objectivo simular, esses processos e mecanismos deformacionais em escalas reduzidas comparáveis utilizando tempos e materiais análogos adequados. Para um modelo ser uma analogia representativa de uma estrutura natural o modelo deve ser dimensionado correctamente. Hubbert (1937) e Ramberg (1981) estabeleceram os princípios básicos para o dimensionamento do modelo definindo três condições a serem cumpridas: similaridades geométrica, cinemática e dinâmica entre o modelo e o protótipo.

– Similaridade geométrica: o modelo e o protótipo são geometricamente similares se todas as distâncias ( $L$ ) forem proporcionais, e todos os ângulos correspondentes forem iguais. Esta definição implica que a razão das distâncias  $L_r$  entre dois pontos correspondentes no modelo e no protótipo têm de ser constantes.

$$\frac{L_m}{L_p} = L_r$$

onde os valores subscritos  $m$  e  $p$  representam valores para o modelo e para o protótipo, respectivamente.

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

– O modelo e o protótipo são cinematicamente similares se o modelo permanecer geometricamente semelhante ao protótipo durante a evolução do processo, desde que os estágios evolutivos se equivalham em termos da duração.

$$\frac{t_m}{t_p} = t_r$$

em que  $t_p$  é o tempo previsto para uma dada transformação no protótipo, e  $t_m$  o tempo necessário para ocorrer no modelo uma modificação correspondente.

– A similaridade dinâmica é satisfeita se para cada tensão  $\sigma_p$ , que actua sobre a massa  $m_p$  do protótipo, ocorrer uma tensão correspondente  $\sigma_m$  no modelo actuando numa massa  $m_m$ . Essa tensão deve ter a mesma orientação que  $\sigma_p$  e a razão das magnitudes deve ser igual à razão das tensões actuantes no modelo.

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_p} = \sigma_r$$

Estas razões deverão ser iguais para todos os tipos de tensões mecânicas actuantes no modelo e no protótipo (e.g. gravidade, inércia, viscosidade, elasticidade e atrito; Ramberg, 1981).

$$\sigma_r = \frac{\sigma_{m.g}}{\sigma_{p.g}} = \frac{\sigma_{m.i}}{\sigma_{p.i}} = \frac{\sigma_{m.\eta}}{\sigma_{p.\eta}} = \frac{\sigma_{m.E}}{\sigma_{p.E}} = \frac{\sigma_{m.a}}{\sigma_{p.a}}$$

Para se obter a similaridade dinâmica, o tempo terá de ser considerado no dimensionamento da camada viscosa (PDMS), pois a tensão no modelo depende da taxa de distorção (*strain rate*) aplicada. Segundo Weijermars & Schmeling (1986), a modelação do escoamento viscoso requer, para a similaridade dinâmica, que a condição de reologia seja mantida entre o protótipo e o modelo. No caso do escoamento newtoniano, demonstraram que a similaridade geométrica, e a semelhança das condições de fronteira são suficientes para obter a similaridade dinâmica, desde que a inércia seja negligenciada no escoamento da rocha. Nestas condições, as equações que permitem dimensionar a velocidade ( $v$ ) e a viscosidade do modelo são dadas por:

$$\dot{\epsilon}_r = v_r / L_r$$

onde,

$$\dot{\epsilon}_r = \dot{\epsilon}_m / \dot{\epsilon}_p;$$

$$v_r = v_m / v_p.$$

$$\dot{\epsilon}_r = \sigma_r / \eta_r$$

em que,

$$\eta_r = \eta_m / \eta_p;$$

$$\sigma_r = \sigma_m / \sigma_p.$$

A razão do tempo pode então ser directamente obtida resolvendo as equações anteriores, considerando:

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

$$\dot{\epsilon}_r = \frac{1}{t_r}$$

É preciso ter em conta que para o dimensionamento da viscosidade, é necessário obter a razão da tensão. Seguindo os trabalhos de Hubbert (1937) e Ramberg (1981)  $\sigma_r$ , pode ser calculado pelo produto das razões da densidade, do comprimento e da gravidade.

$$\sigma_r = \rho_r L_r g_r$$

Na similaridade geométrica foi usada uma razão  $L_m/L_p = 5.83 \times 10^{-7}$  para a dimensão vertical, implicando que 10 mm no modelo simulam 17 km na natureza. Considerando uma espessura média da litosfera de 120 km (Torne *et al.*, 2015), ficamos com uma redução para o modelo de 70 mm. O modelo manteve a sua superfície útil de 383 mm por 120 mm em todos os ensaios do trabalho, representando 657 km  $\times$  206 km  $\times$  120 km. É de salientar que, para efeitos de cálculo, apenas se considerou a altura da camada frágil com 10 mm de espessura. Nos ensaios existiu a alteração do volume de areia com 5 mm, 10 mm e 15 mm de altura, para análise posterior.

Para o cálculo da razão de velocidade, foi considerada uma velocidade média de 8 cm/ano na natureza ( $2.54 \times 10^{-9}$  m/s; Marques & Mandal, 2016). Foi escolhida uma razão de *strain rate* aproximadamente de  $10^{12}$ , ficando com uma redução para o modelo de  $1 \times 10^{-2}$  m/s. Note-se que, para o dimensionamento, a taxa de distorção de  $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  foi descartada, sendo usada à posteriori para analisar o comportamento superficial do dobramento.

De uma forma inversa, e calculada a razão da taxa de distorção para o *strain rate*,  $\dot{\epsilon}_{r(1 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1})} \approx 10^{12}$ , obtemos uma razão do tempo,  $t_{r(1 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1})} = 10^{-12}$ , indicando que cada hora ( $3.6 \times 10^3$  s) decorrente no ensaio representa 114 Ma na natureza.

Para o cálculo da razão da viscosidade, e admitindo uma viscosidade aproximada de  $10^{22}$  Pa s para a litosfera (Marques & Podladchikov, 2009), uma densidade da litosfera continental de  $2.8 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$  (Marques & Mandal, 2016), uma densidade do PDMS de  $0.965 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ , e uma razão da tensão ( $\sigma_r$ ) de  $2 \times 10^{-7}$  Pa ( $0.965 \times 10^3 / 2.8 \times 10^3 \times 5.83 \times 10^{-7} \times 1$ ); temos  $\eta_r = 2 \times 10^{-19}$ . Após redução ficamos com  $\eta_m = 2 \times 10^2$  Pa s.

Quando as condições para o dimensionamento são respeitadas, a razão do módulo de *Young* é igual ao produto das razões (entre o modelo e o protótipo) da gravidade, da densidade e das distâncias (Marques & Podladchikov, 2009; Marques & Mandal, 2016). Deste modo,  $E_r = 1 \times 0.34 \times 5.83 \times 10^{-7} = 1.98 \times 10^{-7}$ . Por conseguinte, a amplificação para a espessura, dada pelo leito elástico e pelo celofane são:  $2 \times 10^9$  e  $8 \times 10^{14}$  m, respectivamente. Note-se que, tendo em conta a camada litosférica reologicamente elástica, ambas as elasticidades não são realistas (para a olivina  $E = 1.2 \times 10^{11}$  Pa, Maxisch & Ceder, 2006, Marques & Podladchikov, 2009) bem como, a espessura da camada elástica que deveria ter vários quilómetros de espessura (tabela 2).

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

Variável	Escalar	Razão adimensional	Modelo (m)	Factor de dimensionamento	Natureza ( $\rho$ ) (unidade SI)
Profundidade (m)	l	$z/L$	$7 \times 10^{-2}$	$L_r = L_m / L_p = 5.83 \times 10^{-7}$	$1.2 \times 10^5$
Espessura da camada (m)	z				
Velocidade (m/s)	$tv/L$	$tv/L$	$1 \times 10^{-2}$	$v_r = v_m / v_p = 2.54 \times 10^{-11}$	$2.54 \times 10^{-9}$
Densidade (kg/m <sup>3</sup> )	$\rho$	$\varepsilon L/v$	$0.965 \times 10^3$	$\rho_r = \rho_m / \rho_p = 0.34$	Gnaiss = $2.8 \times 10^3$
Tempo (t)(s)	$L/v$	$tv/L$	$3.6 \times 10^3$	$t_r = 1 / \varepsilon_r = 10^{-12}$	$3.6 \times 10^{15}$ (114 Ma)
Taxa de distorção ( $\varepsilon$ )(s <sup>-1</sup> )	$v/L$	$\varepsilon L/v$	$1 \times 10^{-2}$	$\varepsilon_r = v_r / L_r = 10^{12}$	$1 \times 10^{-14}$
Viscosidade ( $\eta$ )(Pa s)	$\rho g L^2 / v$	$\eta v / \rho g L^2$	$2 \times 10^2$	$\eta_r = \sigma_r / \varepsilon_r = 2 \times 10^{-19}$	$1 \times 10^{22}$
Elasticidade (E) Tela Elástica (Pa)	$\rho g L$	$E / \rho g h$	$4 \times 10^2$	$E_r = \rho_r \times L_r = 1.98 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^9$
Elasticidade (E) Celofane (Pa)	$\rho g L$	$E / \rho g h$	$1.62 \times 10^8$	$E_r = \rho_r \times L_r = 1.98 \times 10^{-7}$	$8 \times 10^{14}$
Espessura da Tela Elástica (m)	L	$l/L$	$5 \times 10^{-4}$	$L_r = L_m / L_p = 5.83 \times 10^{-7}$	$8.58 \times 10^2$
Espessura do Celofane (m)	L	$l/L$	$3.5 \times 10^{-5}$	$L_r = L_m / L_p = 5.83 \times 10^{-7}$	60

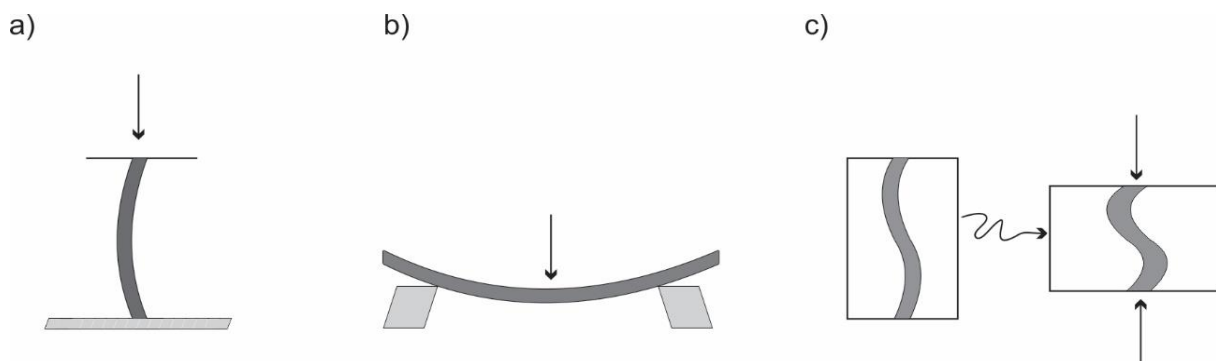
**Tabela 2** – Parâmetros do dimensionamento para um modelo de 70 mm de espessura e strain rate  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

### 3. Dobramento activo (*buckling*)

Um dos maiores desafios para o geólogo é compreender a formação e evolução das dobras, pois só em situações excepcionais é possível observar a formação e evolução das mesmas em ambiente natural. A maioria das dobras encontra-se a alguns quilómetros abaixo da superfície terrestre, e, com raras excepções, levam tanto tempo a formar-se que tornam quase impossível a observação directa. Devido a estas vicissitudes, a modelação com materiais análogos torna-se necessária para perceber os mecanismos de formação das dobras.

As dobras são atributos comuns de rochas deformadas, e geralmente desenvolvem-se como resultado da instabilidade e consequente dobramento por acção de forças tectónicas. As dobras ocorrem a todas as escalas, desde a microscópica até à regional, afectando rochas com comportamento reológico diverso. Como resultado, elas exibem uma imensa variedade de formas e dimensões.

Dependendo do mecanismo de dobramento, as dobras naturais podem ser classificadas em três categorias gerais: dobras activas (*buckle folds* – encurtamento paralelo aos leitos com diferente comportamento mecânico), dobras por flexão e dobras passivas (sem contraste mecânico entre os leitos) (Ramberg 1963, Hudleston 1986) (figura 3.1).



**Figura 3.1** – Mecanismos de dobramento: a) dobramento activo (*buckling*); b) dobramento por flexão; c) dobramento passivo.

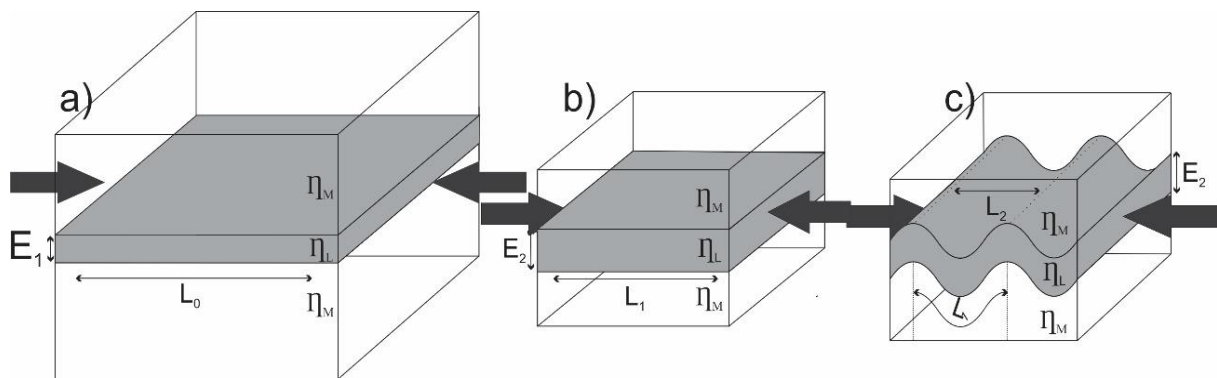
## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

Os três mecanismos podem ser distinguidos realizando três simples operações (Gosh, 1993): a) colocando uma régua verticalmente a uma superfície rígida e gradualmente empurrando-a para baixo (tensão compressiva paralela à régua – figura 3.1a). Enquanto a força aplicada for pouca, a régua manter-se-á recta. Com o aumento gradual da tensão compressiva, haverá um momento em que, a régua rapidamente se dobra. Esta abrupta mudança de forma como reacção a uma tensão compressiva é devida ao desenvolvimento de uma instabilidade elástica; b) o segundo tipo de dobramento pode ser reproduzido utilizando uma régua assente entre dois pontos de apoio elevados. A colocação de uma carga relativamente grande sobre o centro da régua (tensão compressiva perpendicular à régua – figura 3.1b), levará ao seu dobramento; c) para ilustrar o princípio do dobramento passivo, como mostra a figura 3.1c, desenha-se duas linhas paralelas nas faces verticais dum paralelepípedo de argila. Com o actuar de uma tensão compressiva vertical (paralela às linhas – figura 3.1c) as linhas seguirão passivamente a deformação da argila, sem a afectar portanto, e a curvatura das linhas aumentará com a deformação progressivamente imposta. É de salientar que o dobramento verificado nas linhas dá-se sem qualquer contraste mecânico no modelo, e portanto o dobramento ocorre de forma totalmente passiva.

A discussão que se segue irá ser exclusivamente sobre o dobramento activo (*buckling*), visto que, é a problemática essencial deste estudo.

Comummente, em afloramentos rochosos, pode-se observar dobramentos de estratos viscosos (e.g. grauvaques) no seio de estratos menos viscosos onde se verifica ausência de dobras (e.g. argilitos), embora ambos os estratos tenham sofrido o mesmo encurtamento. O fenómeno pode ser explicado em termos de contraste de viscosidade entre os estratos.

Quando um estrato singular mais viscoso é embebido numa matriz menos viscosa e ambos encurtados paralelamente à estratificação, o leito mais viscoso dobra e o menos viscoso achata homogeneamente (apenas aumentando a sua espessura) (figura 3.2c). Se as viscosidades do leito e da matriz forem idênticas, ambos sofrem apenas achatamento homogéneo, não havendo, portanto, formação de dobras. Na eventualidade das irregularidades ao longo do leito amplificarem, o dobramento inicia-se e as dobras activas (*buckle folds*) formam-se (Hudleston, 1986). Bayle (1971), denominou a este fenómeno de *buckling* (dobramento activo). Esta definição mecânica não envolve nenhuma especificação cinemática.



**Figura 3.2** – Dobramento de um leito singular.  $\eta_M$  e  $\eta_L$  são as viscosidades da matriz e do leito, respectivamente.  $L_0$  é o comprimento inicial tornando-se  $L_1$  após encurtamento (a,b).  $E_1$  é a espessura original do leito a), aumentando a espessura  $E_2$  durante o achatamento homogéneo b), o que implica viscosidades idênticas no leito e na matriz.  $L_2$  é o comprimento de onda, e  $L_1$  é o comprimento do arco (adaptado de Hudleston, 1986).

A temperatura, a pressão e o tempo durante o processo de dobramento controlam o comportamento reológico entre o leito dobrado e a matriz. Os comportamentos elástico, viscoelástico e viscoso são as reologias mais estudadas no processo de dobramento activo. Como visto anteriormente, a matriz e o leito dobrado normalmente exibem comportamento viscoso a grandes profundidades, onde a temperatura e a pressão são elevadas. Em contraste, a camada apresenta comportamento elástico

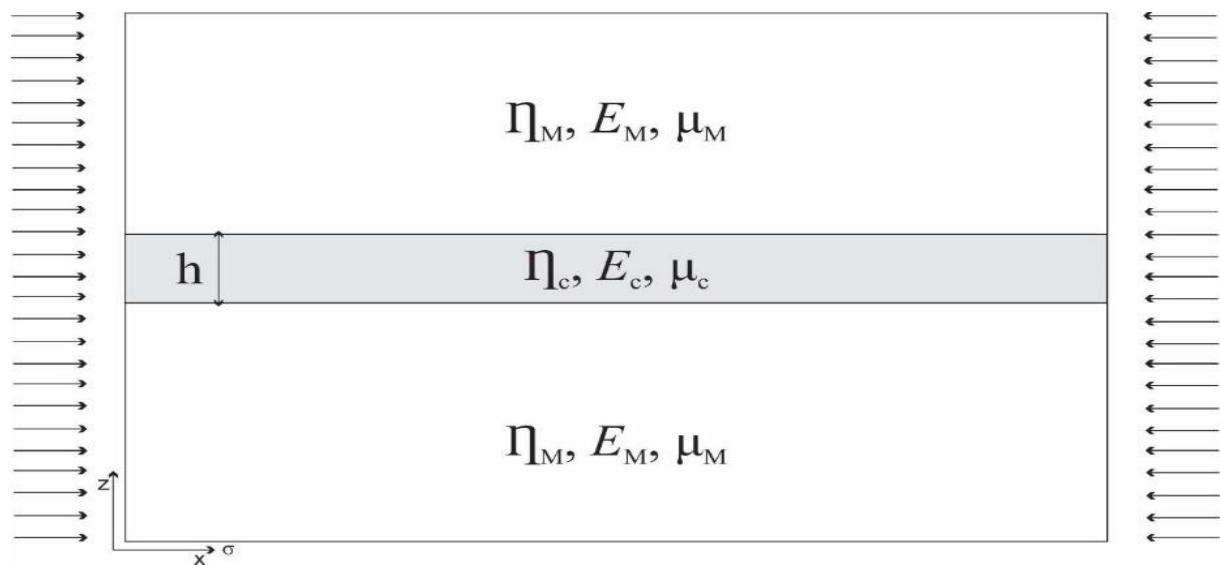
## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

quando a profundidade, pressão e temperatura diminuem. Portanto, a certa profundidade a leito dobrado pode apresentar carácter elástico, enquanto que a matriz pode exibir um comportamento viscoso (Jeng & Huang, 2008; Marques & Podladchikov, 2009).

### 3.2. Dobramento de leito elástico em meio viscoso

Existe extensa bibliografia acerca do dobramento activo. O problema tem sido explorado e continuamente melhorado usando modelos teóricos e experimentais. A problemática (figura 3.3) acerca deste estudo, apesar de aparentemente intuitiva é bastante complexa e a explicação da teoria do dobramento elástico em meio viscoso que se segue será efectuada de um modo bastante elementar, e não de uma forma teórica e exaustiva.

Uma clara exposição desta teoria é dada nos artigos de Biot (1957, 1961, 1964, 1965b, c) e Biot *et al.* (1961) sintetizando os aspectos relevantes do seu estudo sobre o dobramento activo. Para além do trabalho de Biot, os estudos de Ramberg (1961, 1964) sobre o dobramento activo em materiais viscosos criaram uma base teórica robusta para a compreensão mecânica do dobramento em rochas naturais. Os estudos de Biot e Ramberg têm sido explorados para a elaboração de vários trabalhos com vista ao aperfeiçoamento da problemática do dobramento activo (e.g. Ramberg & Stephansson, 1964; Gosh, 1966; Hudleston, 1973; Cobbold, 1975; Marques & Podladchikov, 2009; Marques & Mandal, 2016).



**Figura 3.3** – Leito singular de espessura  $h$ , com módulo de Young  $E_c$ , módulo de cisalhamento  $\mu_c$  (ou coeficiente de Poisson -  $\nu = \frac{E}{2\mu} - 1$ ) e viscosidade  $\eta_c$ , embebida numa matriz com o módulo de Young  $E_M$ , módulo de cisalhamento  $\mu_M$  e viscosidade  $\eta_M$ . O encurtamento do modelo é feito segundo  $x$ , por uma tensão imposta  $\sigma$  ou por um *strain-rate* imposto paralelamente ao leito. As questões que se levantam são: qual a geometria das dobras que são formadas no leito? Como é que a geometria é influenciada pelo comportamento reológico dos materiais em causa? Qual o efeito do *strain rate*? (adaptado de Hobbs *et al.*, 2000).

A problemática do dobramento de um leito singular embebido numa matriz foi teórica e experimentalmente abordada por Biot e Ramberg. Uma solução para este problema foi obtida por estes autores a partir da equação diferencial da deflexão da superfície central do leito curvada cilíndricamente (*differential equation of deflection of the cylindrically curved middle surface*) (Gosh, 1993).

Considera-se um leito rectangular elástico de espessura  $h$ , embebido numa matriz com menor magnitude da elasticidade, com eixos coordenados  $x$  e  $y$  ao longo da superfície média, e com o eixo  $z$  normal a eles, sujeito a uma força paralela ao leito conjuntamente com uma força de cisalhamento ou tangencial  $q$  actuando ao longo do eixo  $z$ . Assume-se que  $P_x$  se mantém paralelo à superfície média, até

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

mesmo quando o leito é deformado, adquirindo assim um aspecto cilíndrico. Após o dobramento, a actuação da tensão  $P_x$  deixa de ser perpendicular ao eixo  $z$ . Consequentemente, as suas projecções ao longo do eixo  $z$  não desaparecerão.

Em condições de equilíbrio, o somatório de todas as forças ao longo do eixo  $z$  será igual a 0. A equação que representa esta deflexão é dada por:

$$D \frac{\delta^4 w}{\delta x^4} + \sigma_x h \frac{\delta^2 w}{\delta x^2} - q = 0$$

onde,

$w$  = deflexão da superfície central do leito na componente  $z$ ;

$D$  = rigidez flexural do leito.

Para um material incompressível,

$$D = \frac{1}{3} \mu h^3$$

em que,

$\mu$  = módulo de cisalhamento do leito.

O dobramento activo de um leito elástico pode se dar sem nenhuma tensão tangencial,  $q$ . No caso de um leito elástico com as extremidades articuladas e simetricamente dobrado, a superfície média pode ser aproximada a uma curva sinusoidal, tornando

$$w = w_0 \sin lx$$

onde,

$w_0$  = amplitude;

$l = 2\pi/L$ , sendo  $L$  o comprimento de onda.

Quando um leito elástico é embebido num outro meio elástico, a deflexão do leito é afectado pela matriz. Essa reacção tende a contrariar a deflexão  $w$ . Biot (1957) mostrou que esta força lateral de resistência  $q$  é proporcional à deflexão e pode ser aproximada pela expressão

$$q = -4\mu_2 lw$$

em que,

$\mu_2$  = módulo de cisalhamento da matriz;

As abordagens descritas referem-se apenas a materiais elásticos. Contudo, as rochas naturais são submetidas a deformação permanente durante o dobramento. Embora a reologia das rochas naturais seja bastante complexa, como primeira aproximação podem ser consideradas como líquidos viscosos. A viscosidade das rochas naturais é muito elevada, consequentemente as taxas de distorção (*strain rate*) são muito lentas. Como consequência, a aceleração nas equações da viscosidade pode ser negligenciada. Além disso, se restringirmos a nossa atenção a estruturas mesoscópicas, as forças mássicas (ou volúmicas) são negligenciáveis em comparação com as forças viscosas (tensões de compressão, tracção ou cisalhamento). Sob tais condições de dobramento, as equações para materiais viscosos incompressíveis podem ser derivadas através das do sistema elástico, substituindo as tensões pela taxa

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

de distorção, e o módulo de cisalhamento pelo coeficiente de viscosidade (Gosh, 1993). Substituindo então na equação geral,

$$\frac{1}{3} \eta_1 h^3 \frac{d}{dt} \left( \frac{\delta^4 w}{\delta x^4} \right) + \sigma_x h \frac{\delta^2 w}{\delta x^2} - q = 0$$

sendo,

$$q = -4\eta_2 l \frac{dw}{dt}$$

e,

$$w = w_0 \sin lx$$

onde,

$\eta_1$  = viscosidade do leito.

$\eta_2$  = viscosidade da matriz.

A partir destas equações, Biot (1961) infere sobre o comportamento de um fino leito elástico embebido numa matriz viscosa incompressível (newtoniana). Mostra que, a actuação da tensão compressiva nas instabilidades do leito provoca o dobramento com vários comprimentos de onda. Verificou, também, que o desenvolvimento das dobras não era homogéneo, e que haveria dobras que adquiriam maior amplitude que outras. Ele demonstrou que, dada uma tensão axial  $\sigma$  aplicada num leito de espessura  $h$ , módulo de Young  $E$  e coeficiente de Poisson  $\nu$ , o comprimento de onda dominante (Biot, 1957; ou comprimento de onda característico, Ramberg (1964)) das dobras é dado por:

$$\lambda = \pi h \sqrt{\frac{E}{(1 - \nu^2)\sigma}}$$

Esta equação mostra que o comprimento de onda das dobras do leito elástico é independente das propriedades mecânicas da matriz, e que é inversamente proporcional à tensão (ou taxa de distorção) aplicada.

Uma outra abordagem proposta sobre a teoria do dobramento activo linear (Biot, 1961, 1965; Ramberg, 1961, 1963), prevê a existência de um comprimento de onda dominante que apenas depende da viscosidade entre leitos.

O dobramento activo num leito singular forma-se quando um leito mais resistente embebido numa matriz menos resistente é sujeito a encurtamento paralelo ao leito. Os modelos de Biot *et al.* (1961) e Ramberg (1961) prevêem que num leito mais resistente sujeito a pequenas perturbações sinusoidais com diferentes comprimentos de onda, uma dessas perturbações crescerá mais rapidamente que as outras. O comprimento de onda dominante ou característico pode ser então calculado através da equação:

$$\lambda = 2\pi h \left( \frac{\eta_1}{6\eta_2} \right)^{1/3}$$

Esta equação mostra que o comprimento de onda é directamente proporcional à espessura do leito e tem uma relação potência com o contraste de viscosidade entre o leito e a matriz (figura 3.4).

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

Note-se que o modelo do dobramento de leitos elásticos singulares em matriz viscosa, como apresentado acima, foi verificado experimentalmente por *Biot et al.* (1961).

É de referir também o trabalho de Ramberg e Stephansson (1964) sobre o dobramento crustal (como um todo) em larga escala. A experimentação análoga consistiu no estudo do dobramento activo (*buckling*) num leito elástico (borracha) sobre uma camada de mercúrio, ou numa solução líquida de iodeto de potássio (ambos com comportamento newtoniano). As análises destes autores mostram, que a razão entre o comprimento de onda e a espessura do leito é dada pela seguinte expressão:

$$\frac{\lambda}{2h} = \pi \sqrt{\frac{\Delta\sigma}{h\rho g}}$$

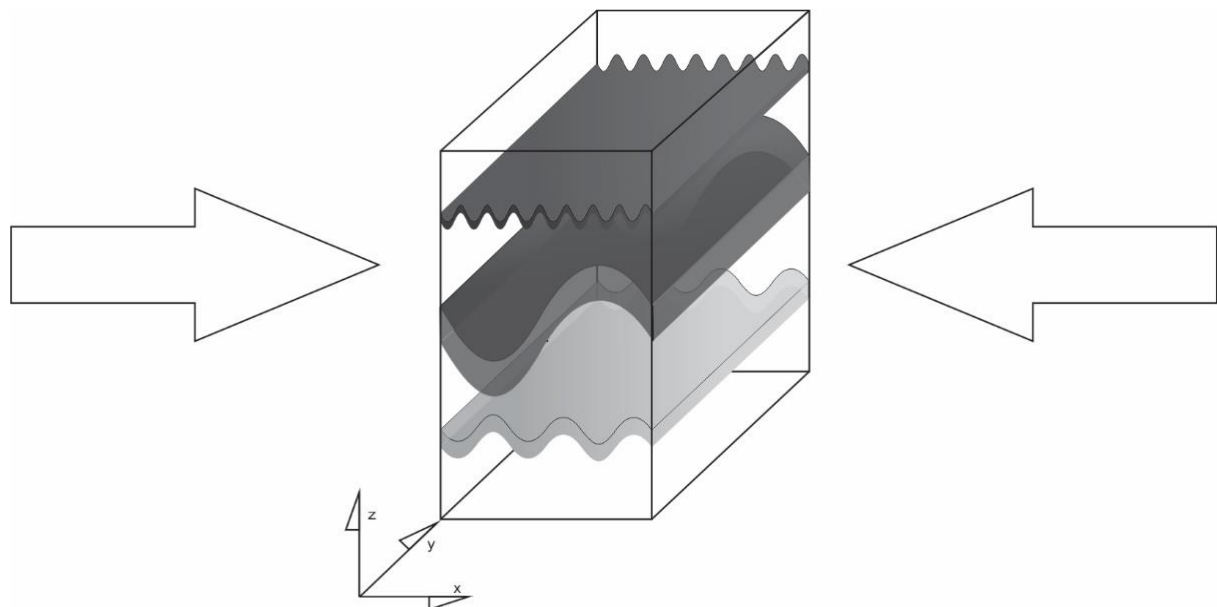
Esta equação mostra uma proporcionalidade directa entre a tensão e o comprimento de onda. Como a tensão diferencial não pode exceder a resistência das rochas (para o dobramento) a equação dá-nos um limite máximo para o comprimento de onda ou tamanho das dobras. Para efeitos de extrapolação, os autores utilizaram a resistência máxima à cedência dos granitos  $4 \times 10^9 \text{ dyn. cm}^{-2}$  (400 MPa), de uma crosta com  $3 \text{ g cm}^{-3}$  de densidade e uma espessura de 30 km. Resultando:

$$\lambda = \pi \sqrt{\frac{4 \times 10^9}{3 \times 981 \times 15 \times 10^5}} \text{ km} \approx 90 \text{ km}$$

(Ramberg & Stephansson, 1964)

Estes autores inferem, que dobras com comprimento de onda superior a 90 km não se podem formar por compressão da crosta (Ramberg & Stephansson, 1964; Ramberg, 1967).

Por curiosidade, no campo os únicos dados que podemos observar directamente são o comprimento de onda e a amplitude das dobras, e a espessura do leito. Os geólogos normalmente expressam a geometria das dobras usando a razão  $\lambda/h$  (chamado *slenderness ratio* ou apenas, *slenderness*), podendo ser calculada pelas equações anteriores. Desta forma, o *slenderness ratio*, depende somente da viscosidade do leito e da matriz, e é independente da tensão aplicada.

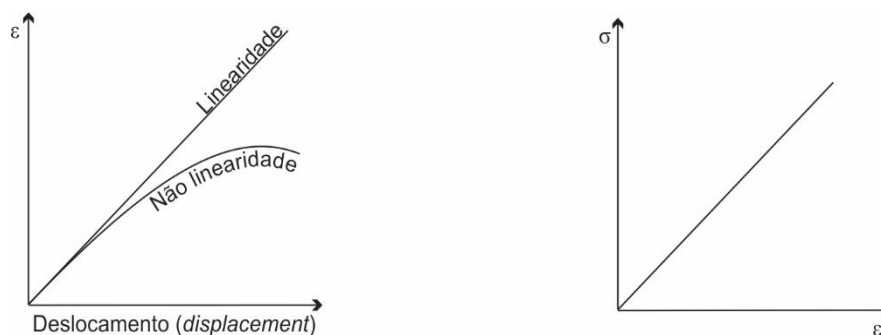


**Figura 3.4** – Dobras de diferentes espessuras e tamanhos na mesma rocha. Sendo a razão  $\lambda/h$  aproximadamente a mesma.

### 3.3. Dobramento e relaxamento de leito elástico em meio viscoso

O aumento da complexidade do comportamento do relaxamento do leito elástico em meio viscoso, em comparação com o do dobramento activo, reduz a quantidade de bibliografia e soluções disponíveis na literatura (e.g Sridhar *et al.*, 2002, Marques & Mandal, 2016). A maioria dos estudos que visam explicar analiticamente o comportamento do relaxamento elástico utilizam a teoria da não linearidade elástica.

O comportamento de um leito elástico é dito não linear sob condições estacionárias, se a deflexão de qualquer ponto da tela elástica não for proporcional à magnitude da tensão aplicada. Uma das razões para essa não linearidade elástica é a geometria. A geometria diz-se não linear quando a razão deformação-deslocamento existente não for linear, tendo como relação linear a tensão-deformação (figura 3.5). Koiter (1970) salientou, que nunca poderia ser conhecida a distribuição da tensão, excepto se as extremidades do leito elástico não se encontrassem em contacto com as paredes confinantes.



**Figura 3.5** – Comportamento de leitos elástico linear e elástico não linear para uma relação tensão-deformação constante.

Sridhar *et al.* (2002), após a verificação matemática da cinética do dobramento activo de um leito elástico sobre um substrato viscoso (estabilidade linear; Sridhar *et al.*, 2001), desenvolveram uma solução analítica para incluir a cinética do pós-dobramento de uma tela elástica inicialmente comprimida num substrato viscoso. O estudo mostrou que a evolução da amplitude das dobras dada pelas análises de perturbação do leito, são válidas para tempos curtos, e assim que, as irregularidades se tornam expressivas (comparadas com a espessura da tela) as análises de estabilidade linear não mais fornecem uma descrição precisa do perfil de evolução da película. Em contradição com a previsão das análises de estabilidade, a energia elástica armazenada durante o encurtamento decresce e a amplitude das dobras aumenta. Salientam também que a longo prazo, para um número de ondas fixo, haverá um equilíbrio termodinâmico, uma proporcionalidade da amplitude correspondente ao balanceamento entre o fim da tensão compressiva na película e a energia da flexão do leito no perfil de dobramento. No mínimo absoluto da energia elástica contida no sistema, correspondente ao mínimo número de dobras instáveis (i.e., o comprimento de onda mais elevado), o comprimento de onda dominante do dobramento da tela pode crescer com o tempo. Neste caso, o comprimento de onda máximo verificado, deverá ser apenas limitado pelo tamanho da amostra. Este total relaxamento envolve necessariamente grandes escalas de tempo.

Deste modo, as principais conclusões de Sridhar *et al.* (2002), referentes ao estudo do relaxamento elástico pós-encurtamento relevantes para este estudo são:

- Para tempos curtos, a teoria do dobramento activo linear é consistente.
- Para tempos intermédios, a amplitude das dobras praticamente satura.

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

- Para tempos longos, o comprimento de onda das dobras aumenta. Note-se que, foi inferido pelos autores que o tempo de decaimento (ou relaxamento) para dobras de alta frequência (menor comprimento de onda) de um leito elástico é menor do que para dobras de maior comprimento de onda. Dado um tempo de relaxamento infinito para o sistema, a tela elástica relaxa completamente tornando-se perfeitamente plana.

Saliente-se que Marques & Mandal (2016), compararam as soluções analíticas referentes ao estudo de Sridhar *et al.* (2002) e mostraram como principal contradição, que as dobras com maior comprimento de onda (ou menor frequência) são as primeiras a decair, seguidas pelas dobras de grande frequência para longos períodos de tempo. Uma diferença essencial entre os modelos de Sridhar *et al.* (2002) e Marques & Mandal (2016) é o facto da tela elástica no primeiro tocar as paredes confinantes, e no último estar distantes das paredes confinantes, o que pode trazer grandes diferenças na forma como o leito elástico relaxa.

Os modelos apresentados trouxeram uma importante ferramenta para delinear a estratégia deste estudo.

### 4. Formação de bacias sedimentares

A comunidade geocientífica tem feito muitos progressos na compreensão dos mecanismos de formação de bacias sedimentares. Vários modelos têm sido aprimorados no que respeita à formação de bacias sedimentares em regime distensivo (Mckenzie, 1978; Van Wees *et al.*, 2009). Os mecanismos de formação de bacias sedimentares, em regime compressivo, têm tido menos atenção por parte das ciências da Terra, excepto em alguns casos claros dessa formação, em particular na Ásia Central (Burov & Molnar, 1998, Thomas *et al.*, 1999 a,b).

As litosferas continental e oceânica são conhecidas por terem a capacidade de deformar por instabilidades periódicas, dobrando quando submetidas a tensão compressiva horizontal (Kuznir & Bott, 1977; Burg *et al.*, 1994; Stephenson & Cloetingh, 1991; Marques & Podladchikov, 2009). O dobramento litosférico tem sido reconhecido como um importante modelo para a formação de bacias sedimentares em regime compressivo. Recentemente, Cloetingh & Burov (2011), introduziram o conceito de Bacias em Litosfera Dobrada (FLB – *Folded Lithosphere Basins*) para bacias que evoluem a partir do dobramento da litosfera. O dobramento da litosfera, envolve deflecções positivas e negativas, aparentando ter mais impacto em deformações de larga escala em domínios intraplaca (Cloetingh *et al.*, 1999). Na litosfera continental é expectável o dobramento com vários comprimentos de onda, provocado pela compressão litosférica, como resultado da presença de leitos com comportamento reológico distinto, gerando soerguimentos e subsidências de grande escala.

Segundo Cloetingh & Burov (2011), as bacias em litosfera dobrada desenvolvem-se como resultado do dobramento periódico com elevado grau de simetria, com comprimentos de onda que podem variar entre os 30 e os 600-800 km de comprimento, dependendo da idade/espessura da litosfera e da taxa de encurtamento. Estas bacias podem acumular sequências sedimentares com espessura na ordem dos 20 km. As escalas de tempo associadas a estes processos de formação de bacias sedimentares são bastante pequenas, tipicamente poucos milhões de anos. A subsidência é tão rápida que a erosão e a sedimentação para um dado estágio de formação das bacias são tipicamente pequenas, levando ao desenvolvimento de bacias desprovidas de carga sedimentar, seguidas de sequências soerguidas rasas após relaxamento da tensão. O aspecto mais marcante, é o desenvolvimento de uma topografia significativa, com os flancos dos sinclinais a distarem vários km entre si, criando uma área útil

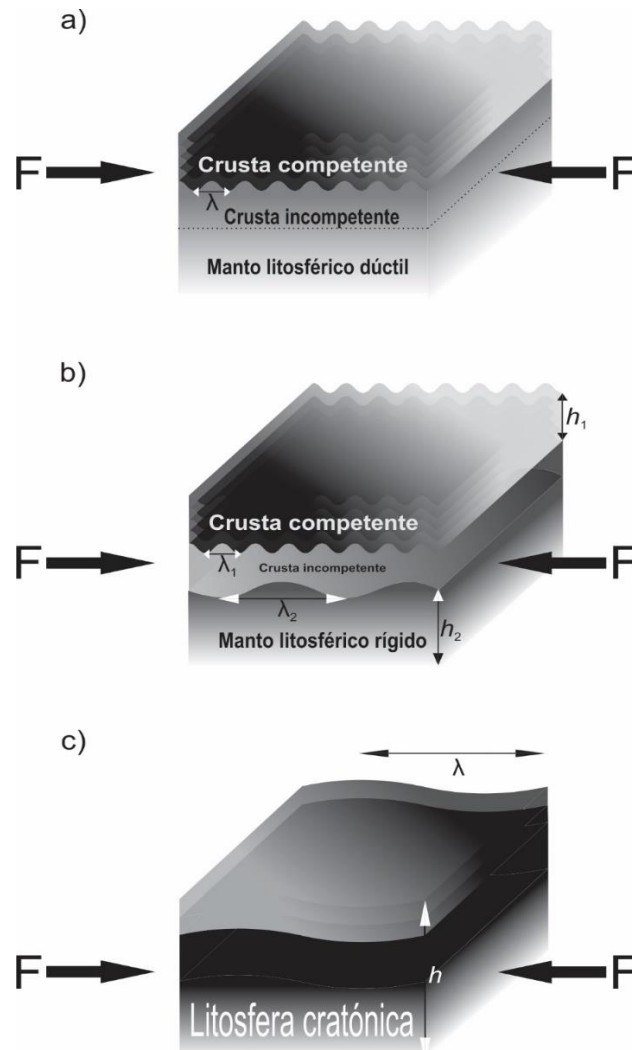
## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

expressiva da bacia. Nenhum aumento da temperatura é pressuposto no seu estágio inicial, aumentando gradualmente ao longo do tempo após a formação da bacia.

As bacias em litosfera dobrada têm grande tendência a funcionar como sistemas fechados durante a maior parte da sua evolução, com a gradual diminuição da sua área útil de deposição. A perturbação térmica ao nível dessas estruturas não é relevante, a menos que o dobramento ocorra em interação com plumas mantélicas. Na ausência de perturbações térmicas à escala litosférica, a sua evolução térmica será controlada principalmente pelas características dos sedimentos gradualmente acumulados na área subsidente, como resultado da sedimentação aquando do dobramento (Cloetingh & Burov, 2011).

Como visto anteriormente, o dobramento litosférico é controlado pela reologia litosférica em profundidade, onde a espessura e a temperatura da litosfera são muito importantes no campo de tensão compressiva (Cloetingh & Burov, 1996). Consequentemente, diferentes respostas às forças compressivas são expectáveis ao longo das placas litosféricas, em que a litosfera mais recente, mais quente e menos espessa apresenta perfis de resistência completamente diferentes dos cratões.

Cloetingh *et al.* (1999) reconheceram diferentes tipos de comprimentos de onda em dobramentos litosféricos:



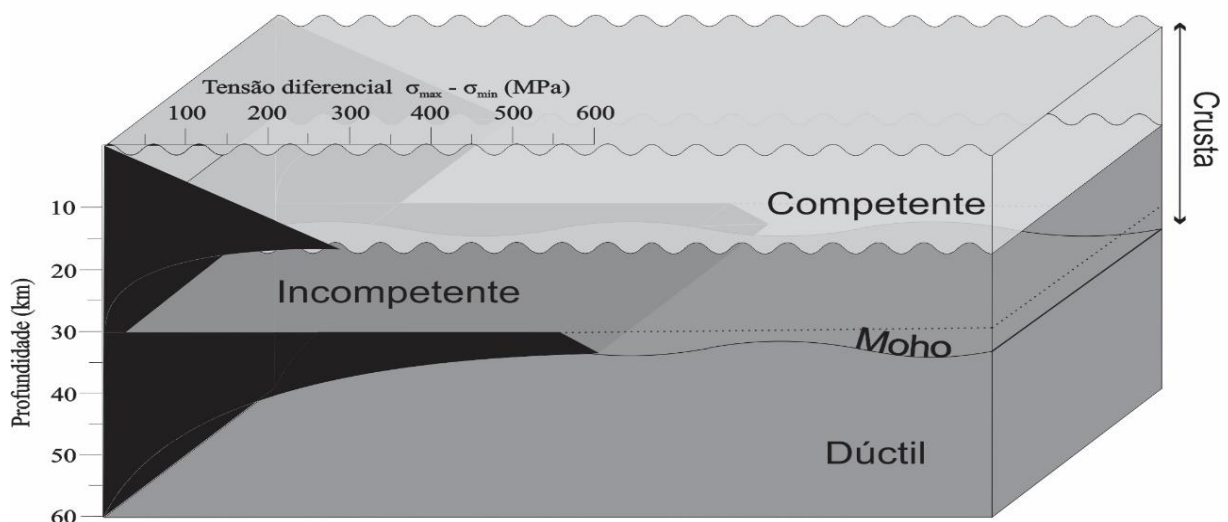
**Figura 4.1** – Esquemas de dobramentos litosféricos ( $h_1$  e  $h_2$  são as espessuras da crosta e do manto competentes, respectivamente). Dobramento sujeito a tensão compressiva  $F$ . Litosfera recente ( $< 150$  Ma; a) e muito antiga ( $> 1000$  Ma; b) desenvolvem apenas dobramentos monoharmônicos. No caso da crosta inferior ser incompetente, a crosta superior apresenta comprimentos de onda independentes ( $\lambda_1$ ) do manto litosférico ( $\lambda_2$ ). Adaptado de Cloetingh *et al.* (1999).

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

- *Dobramento regular ou periódico.* Foram verificadas ondulações contínuas em profundidade, inferidas através da análise de anomalias gravíticas de Bouguer, e de refração e reflexão sísmica. A maioria destes dobramentos regulares ocorre numa litosfera jovem e dúctil, fortemente afectada por cargas horizontais, onde grandes comprimentos de onda são ocasionalmente observados à superfície. A modelação numérica sugere um comportamento diferente do dobramento baseado na estrutura reológica inicial. No caso de uma crosta superior rígida sobre uma crosta inferior branda, e manto litosférico dúctil, caso de uma litosfera recente (figura 4.1a), desenvolvem-se dobramentos ao longo do limite superior e inferior da crosta superior mono-harmonicamente. Se o manto litosférico for competente, as dobras na crosta superior desenvolvem-se independentemente das dobras que ocorrem no manto superior, gerando um padrão biarmónico dissociado (figura 4.1b). São verificados comprimentos de onda curtos nos dobramentos crustais (30-60 km), enquanto que nas dobras mantélicas os comprimentos de onda produzem dobras de grande comprimento de onda (200-350 km). No caso de uma litosfera antiga, o manto litosférico, e a crosta inferior apresentam uma mudança reológica muito gradual em profundidade, resultando em dobras onde o comprimento de onda é muito superior ao das dobras numa litosfera mais jovem (> 500 km; figura 4.1c).

- *Dobramento aperiódico ou irregular* ocorre geralmente numa litosfera muito jovem e dúctil, onde a deformação é fortemente afectada por factores como a erosão, acarreio sedimentar, inomogeneidades crustais (como bacias sedimentares pré-existent) e um comportamento reológico não linear. Ambos os comprimentos de onda e amplitudes podem variar de forma não sistemática ao longo da placa litosférica afectada, podendo também variar com o encurtamento progressivo.

O estudo de Cloetingh *et al.* (1999), e todos os seus precedentes que visam explicar o dobramento litosférico referem trabalhos de neotectónica ou estudos dos dobramentos em núcleos cratónicos (e.g. Unternehr & Driessche, 2004; Ziegler *et al.*, 2002; Dèzes *et al.*, 2004; Cloetingh & Burov, 2011; Bonnet *et al.*, 2000; Burov *et al.*, 1993; Nikishin *et al.*, 1993). No entanto, a partir da descrição dos diferentes tipos de dobramento litosférico, podemos extrapolar através dos perfis de resistência mencionados acima:



**Figura 4.2** – Ilustração do modelo típico de dobramento litosférico para o modelo *jelly sandwich* (a preto), adoptando a reologia do quartzo e da olivina como referência. O modelo tem como base o exemplo mono-harmónico (figura 4.1; a).

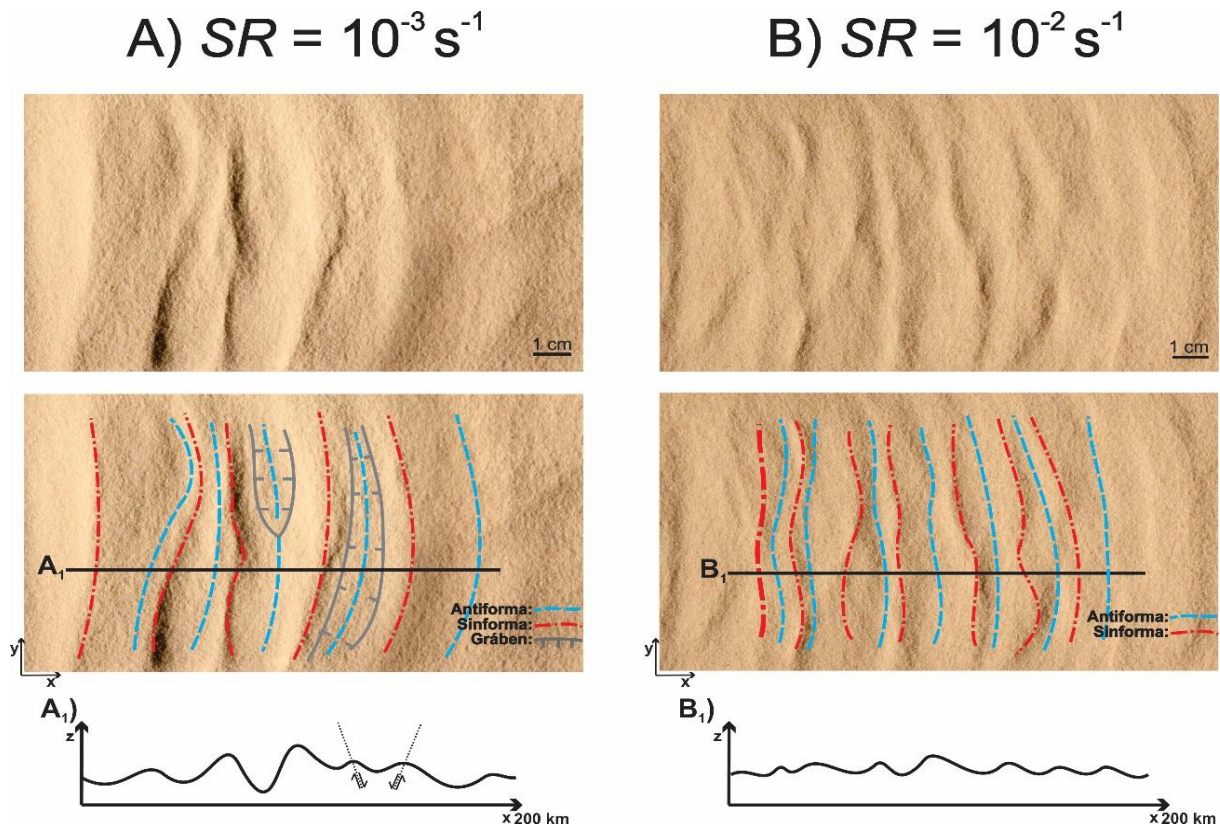
O dobramento litosférico, envolvendo deflexões positivas e negativas, parece desempenhar um papel mais importante em deformações neotectónicas de larga escala no domínio intraplaca. O dobramento litosférico é um mecanismo muito efectivo na deformação tectónica em limites de placa, sendo estendido até aos domínios intraplaca (e.g. Burov *et al.*, 1993).

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

Para uma escala de micro-continente afectado por uma sucessão de eventos colisionais, a Ibéria fornece um “laboratório” natural bem documentado do dobramento litosférico. Em neotectónica, um factor importante a favor do dobramento litosférico para a Ibéria é a compatibilidade entre a idade termo-tectónica e o comprimento de onda nas deformações observadas (Cloetingh *et al.*, 2002; Fernández-Lozano *et al.*, 2008). Existem também trabalhos referentes ao dobramento litosférico em zonas cratónicas, como são exemplos os dobramentos em Gobi Ocidental na Ásia central, envolvendo uma litosfera com uma idade de 400 Ma. Nesta área, o manto e a crosta têm comprimentos de onda de 360 km e 50 km, respectivamente, com uma taxa de encurtamento de  $\approx 10$  mm/ano e um total de encurtamento de 200-250 km durante 10-15 Ma (Burov *et al.*, 1993; Burov & Molnar, 1998).

### 5. Resultados experimentais

Em todos os ensaios os parâmetros rigorosamente medidos foram: o *strain rate* (dado pela velocidade do pistão  $10^{-2}$  e  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ), espessura da camada frágil (aumento ou diminuição do volume de areia), elasticidade do leito elástico (utilizando a tela elástica e o celofane), tempo de relaxamento do modelo e a quantidade de encurtamento (i.e., tempo de actuação do motor passo-a-passo). Numa fase anterior, o tempo de actuação do motor ou a velocidade de avanço da parede móvel foi previamente programada. De seguida, um sensor instalado no motor permitiu controlar previamente a distância de avanço da parede móvel (encurtamento), consoante a distância estipulada não havendo qualquer tipo de avanço ou recuo a partir desse momento. Após essa paragem, o modelo permaneceu a relaxar durante um tempo controlado e estipulado.



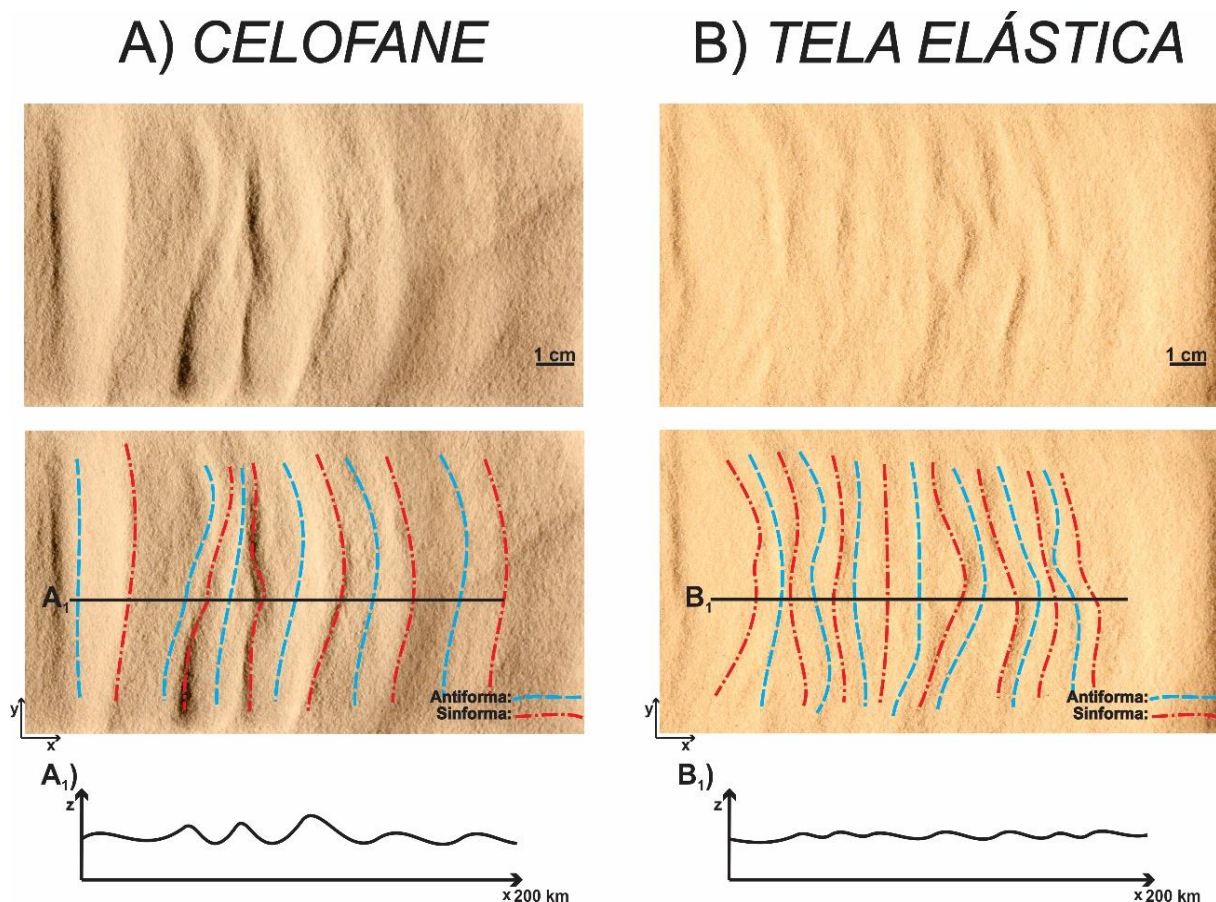
**Figura 5.1** – Vista em planta da resposta superficial ao encurtamento ( $t = 0$ ) do leito elástico. À esquerda a topografia gerada para uma taxa de distorção mais baixa e à direita por uma taxa de distorção mais alta.  $A_1$ , interpretação topográfica axial para um *strain rate* de  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  e  $B_1$  para um *strain rate* de  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Note-se que o número de bacias sedimentares formadas aumenta com o aumento da velocidade de encurtamento (i.e., velocidade do pistão).

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

Todo o modelo, bem como todas as transformações mecânicas nos ensaios, foram monitorizadas durante os primeiros 15 minutos após encurtamento, com fotografias em planta de 5 em 5 segundos. Após esses 15 minutos as imagens foram intervaladas de 30 em 30 segundos durante 45 minutos e a partir da primeira hora de relaxamento, as mesmas tiveram um intervalo de 5 em 5 minutos até ao fim da experiência. Estipularam-se 600 minutos (10 horas) como o máximo de tempo de relaxamento de todo o modelo, tendo início imediatamente após a paragem de avanço da parede móvel. O encurtamento dado pelo avanço da parede móvel, é feito segundo  $x$  acompanhado pela extensão vertical (segundo o eixo  $z$ ) visto que a superfície a topo da caixa acrílica se encontra livre. É de salientar, que toda a área das paredes acrílicas em contacto com o PDMS foram previamente lubrificadas para redução do atrito a um mínimo.

Os efeitos 3D podem ser apreendidos a partir das imagens devido à colocação da fonte de luz, rasante e paralela à actuação do pistão, tornando a interpretação algo discutível. No entanto, a amplitude e o comprimento de onda do dobramento, bem como o rejeito do falhamento, são facilmente identificados a partir das fotografias analisadas. O encurtamento utilizado para todos os ensaios foi de 10 cm onde se mantiveram todas as medidas iniciais do modelo.

Por curiosidade, o leito elástico foi disposto longe dos limites da caixa acrílica onde, e após encurtamento, se verificou que as bacias formadas por dobramento, apenas se formam na área ocupada pelo leito elástico. Portanto, para se formarem as bacias em litosfera dobrada (Clothing & Burov, 2011) os três diferentes comportamentos reológicos (viscoso, elástico e frágil) são necessários.



**Figura 5.2** – Vista de topo da resposta superficial usando diferentes materiais elásticos para uma velocidade do pistão de  $10^{-2}$  m/s e uma espessura de areia de 10 mm. À esquerda temos a resposta usando o celofane, à direita a tela elástica (A e B, respectivamente) e as suas interpretações topográficas ( $A_1$  e  $B_1$ ). Usando a mesma taxa de distorção, o celofane apresenta um menor número de dobras como é espectável pela solução analítica de *Biot* para a elasticidade. Pelo contrário, sendo o leito elástico mais espesso o resultado deveria ser o inverso (ver texto).

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

Para o encurtamento e fazendo variar a velocidade do pistão (i.e., taxa de distorção) de  $10^{-3}$  m/s para uma velocidade mais alta de  $10^{-2}$  m/s, a superfície frágil mostrou um padrão expressivo do volume e da área útil das bacias formadas imediatamente após o encurtamento ( $t = 0$ ). Os resultados experimentais apresentados na figura 5.1 são um bom exemplo do comportamento superficial do modelo, mostrando a variação da amplitude e do comprimento de onda do dobramento em função da taxa de distorção. A alteração deste parâmetro mostrou que o aumento da velocidade de encurtamento, forma um maior número de bacias (ou dobras), e, portanto, a área útil das bacias diminui. Assim, quanto menor a velocidade do pistão, menor é o número de dobras formadas e maior é o comprimento de onda e amplitude das mesmas. Ou seja, a resposta superficial do modelo ao dobramento está de acordo com a solução analítica de *Biot*.

O comportamento elástico do celofane e da tela elástica (módulo do *Young* =  $1.68 \times 10^8$  e  $4 \times 10^2$  Pa, respectivamente) foi observado para compreensão da resposta superficial à elasticidade e espessura dos diferentes materiais. Para além disso, deu informações do material mais indicado, tendo em conta as dimensões do modelo para a apresentação dos resultados do relaxamento elástico. Como observado na figura 5.2 as bacias geradas imediatamente após encurtamento formam-se por dobramento como mecanismo deformacional dominante (e.g. Marques & Podladchikov, 2009). No caso do celofane desenvolvem-se dobramentos de grande comprimento de onda, formando sinformas de grandes dimensões. Pelo contrário, a resposta superficial dada pela utilização do leito elástico, gera um grande número de dobras de pequeno comprimento de onda e de baixa amplitude. Deste modo, quanto maior o módulo da elasticidade menor o número de dobras e maior o comprimento de onda dominante como mostra a solução analítica de *Biot*. Para a espessura do celofane e do leito elástico ( $3.5 \times 10^{-5}$  e  $5 \times 10^{-4}$  m, respectivamente), o resultado experimental não pode ser directamente relacionado com a solução analítica visto que, a diferença do módulo de *Young* é manifestamente superior à diferença de espessura dos materiais (5 ordens de grandeza). Assim, podemos considerar que a solução de *Biot* não está em desacordo com os resultados experimentais.

Para a apresentação do processo de formação de bacias sedimentares por relaxamento de dobramento elástico, optou-se por imagens intercaladas temporalmente, mostrando o modo diferencial do relaxamento do pós-dobramento activo (figura 5.3).

Os efeitos do relaxamento elástico pós-encurtamento na superfície são rapidamente visíveis, e imediatamente se configuram as primeiras bacias sedimentares, formadas por relaxamento elástico, i.e., pela extensão do leito elástico na sua tendência de retorno à forma original plana. As dobras que inicialmente e de imediato, após encurtamento, eram dificilmente interpretadas devido à sua baixa amplitude e comprimento de onda, coalescem desdobrando e formando dobras de maior comprimento de onda e amplitude. Assim, os antifomas e sinformas vão decrescendo em número, apresentando uma maior extensão e amplitude como resposta à energia acumulada no leito elástico. O desenvolvimento das bacias sedimentares formadas por relaxamento elástico formam-se na primeira hora de ensaio, o que corresponde a 114 Ma na natureza. Estas rápidas modificações topográficas são a resposta do leito frágil (areia) à extensão gradual segundo  $x$ , da área ocupada pelo leito elástico. A extensão dá-se apenas em direcção à parede oposta à actuação do pistão. Isto deve-se ao espessamento localizado da fracção frágil aquando do encurtamento na área mais próxima ao pistão, servindo como tampão a qualquer tipo de relaxamento elástico em direcção contrária à tensão imposta inicialmente durante as 10 horas de ensaio.

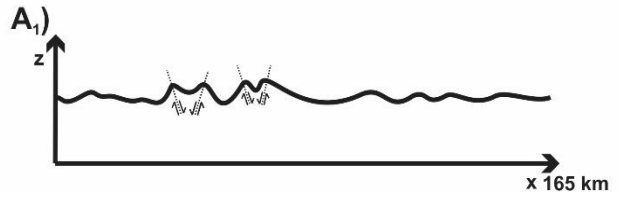
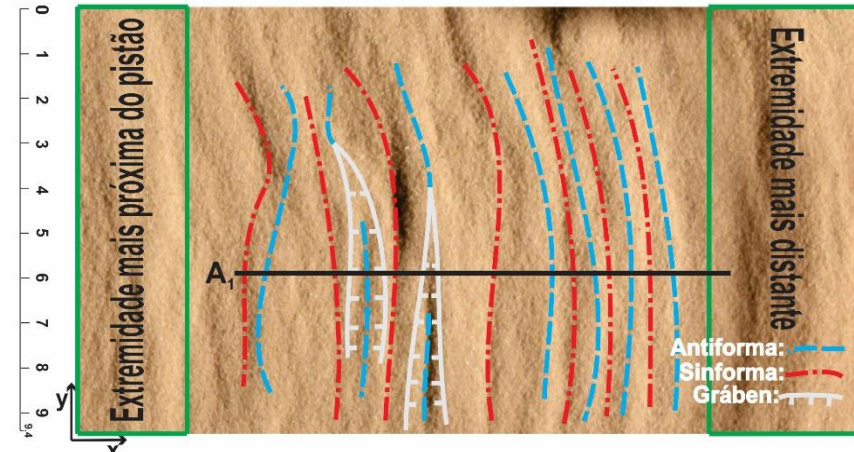
As extremidades da área compreendida pelo leito apresentam comportamentos diferentes. Na extremidade oposta à actuação do pistão, as dobras geradas são caracterizadas pelo aumento do comprimento de onda e por uma diminuição constante e ténue de amplitude durante todo o ensaio, devendo-se à extensão progressiva da tela elástica.

**Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico**

**A) 0 mn**



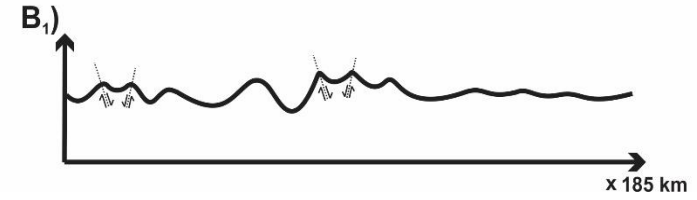
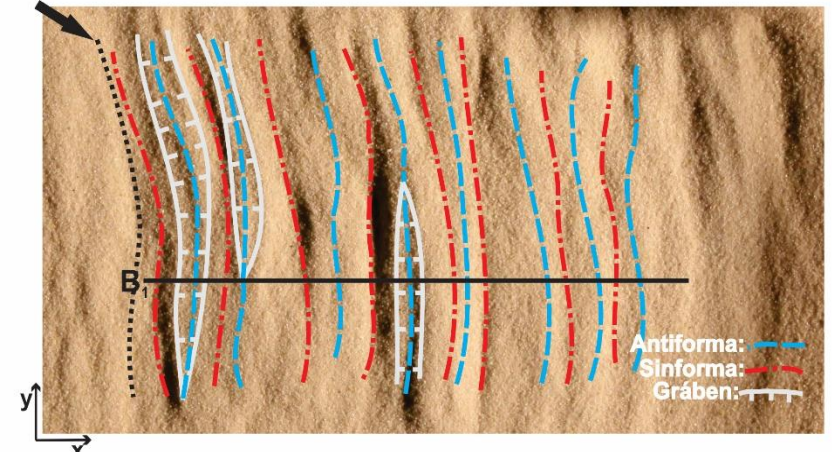
Protótipo (km): 17 35 52 70 87 104 122 139 157 174 191 209 226 245  
 Modelo (cm): 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 14.9



**B) 5 mn**



17 35 52 70 87 104 122 139 157 174 191 209 226 244 261  
 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 15.1

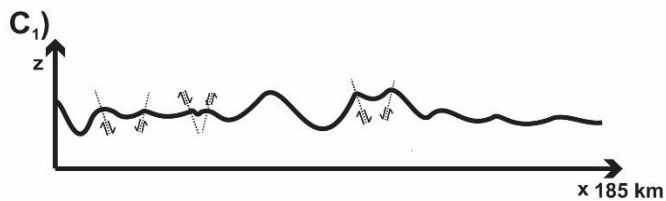
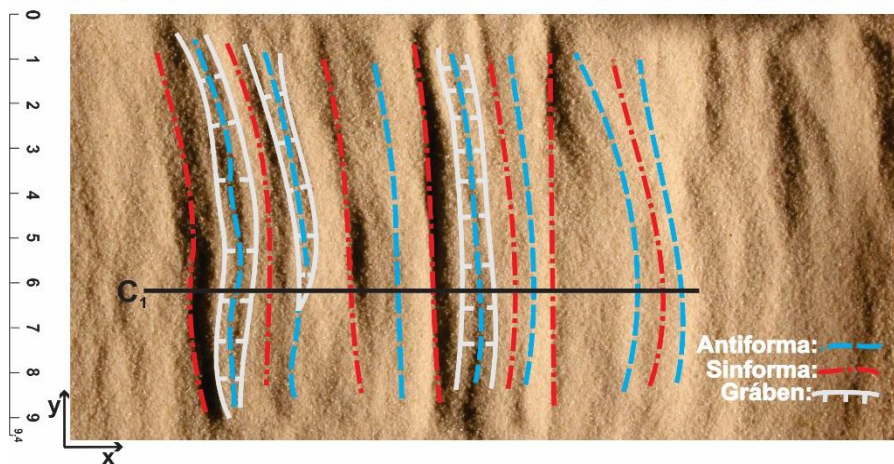


# Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

**C) 15 mn**



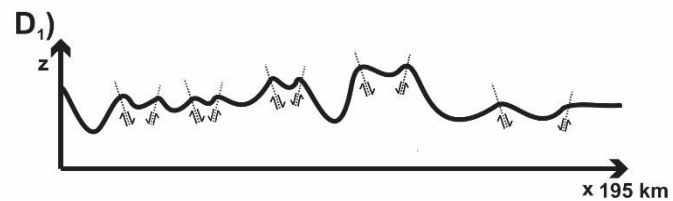
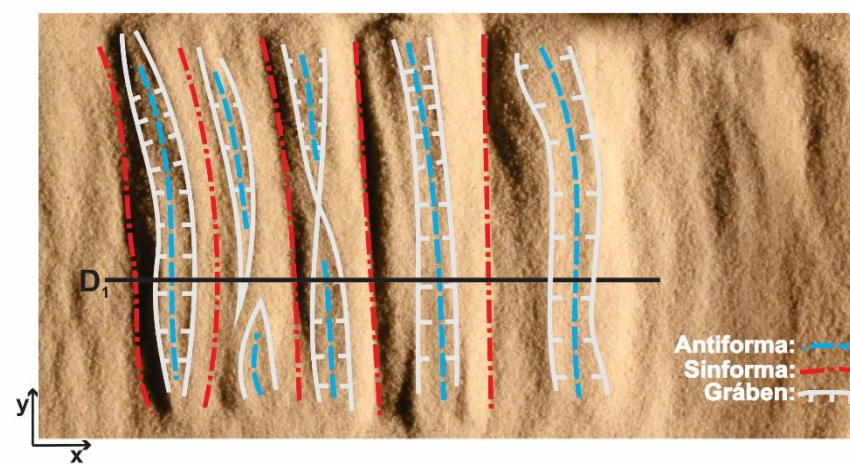
17 35 52 70 87 104 122 139 157 174 191 209 226 244 261  
 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 15.5



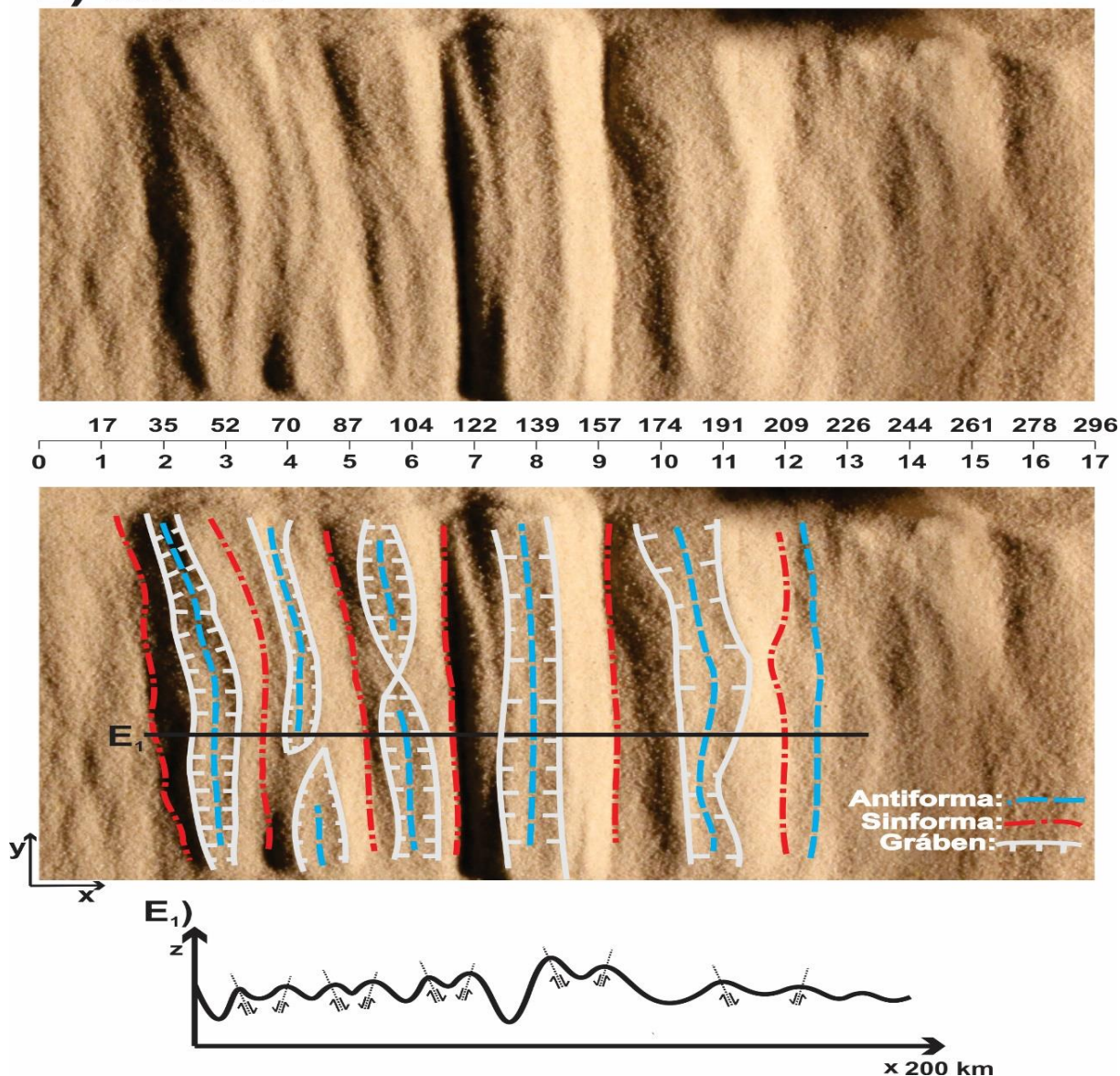
**D) 60 mn**



17 35 52 70 87 104 122 139 157 174 191 209 226 244 261 278  
 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 16.5



E) 600 mn



**Figura 5.3** – Vista das imagens da formação de bacias sedimentares por relaxamento de dobramento do leito elástico em minutos, para uma taxa de distorção de  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ , uma espessura frágil de 5 mm e  $\approx 25\%$  de encurtamento. O minuto zero marca o início do processo de relaxamento de dobramento elástico após o encurtamento. Note-se que as bacias sedimentares com dobramentos de maior amplitude e comprimento de onda, estão na parte central da área compreendida pelo leito elástico; as extremidades mais próximas e distantes do pistão, apresentam um desenvolvimento diferente ao relaxamento de dobramento elástico, distinto do domínio central; o relaxamento de dobramento elástico não começa no início da área compreendida pelo leito, representada pela linha pontuada na imagem B; as dobras que primeiro desaparecem são aquelas que se encontram mais distantes do pistão e o leito elástico move-se progressivamente em direcção à parede oposta à actuação da tensão.

Os sinformas de maior amplitude são observados na parte central da superfície ocupada pelo leito elástico, apresentando os domínios mais próximos do pistão diferentes comportamentos em relação aos mais distantes. Nos domínios mais externos os sinformas são de menor número, mais abertos com dobramentos de maior comprimento de onda e menor amplitude. Em contraste, nos domínios mais internos (i.e. mais próximos do pistão) são mais fechados e de maior amplitude terminando com um sinforma bastante fechado de grande amplitude. Note-se que o desdobramento das dobras de menor comprimento de onda e amplitude, para dobras de maior comprimento de onda e amplitude, é acompanhado pelo colapso gravítico das charneiras dos antiformas, desenvolvendo grabens a topo, formando bacias sedimentares de grande expressão. Podemos assim depreender que o dobramento do leito elástico em profundidade diminui a frequência de dobramento ao longo do comprimento com o

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

passar do tempo, diminuindo gradualmente o comprimento de onda, e diminuindo a sua influência na formação de bacias sedimentares por relaxamento ao longo de todos os ensaios.

As charneiras dos antifformas mais próximos do pistão, colapsam nos primeiros minutos formando grabens a topo, correspondentes à maior acumulação de tensão elástica nesta zona; enquanto que nos mais distantes, o relaxamento elástico dá-se mais lentamente, essencialmente pelo desdobramento das dobras de menor comprimento de onda e amplitude, para dobras de maior amplitude e comprimento de onda. Só numa fase mais tardia é que se geram bacias sedimentares pelo desenvolvimento de grabens.

No centro da área ocupada pelo leito elástico as bacias sedimentares formadas pelo encurtamento aumentam em amplitude e em comprimento de onda, desenvolvendo, no entanto, um maior número de bacias sedimentares. Visto que o aumento do comprimento de onda e amplitude das dobras (desdobramento), é acompanhado pelo colapso gradual das charneiras dos antifformas, as bacias sedimentares tornam-se progressivamente maiores em todas as suas dimensões. A partir da primeira hora de relaxamento a alteração topográfica decai fortemente. No entanto com o decorrer do relaxamento, verifica-se a diminuição da amplitude do dobramento, acompanhado pelo aumento da subsidência dos grabens, mostrando que o dobramento atingiu o seu pico. A partir deste momento, os sinformas tornam-se cada vez mais fechados e de menor amplitude e as bacias geradas pelos grabens cada vez maiores.

Este exemplo é apenas elucidativo da formação de bacias sedimentares para estes parâmetros. Visto que a dinâmica do relaxamento de dobramento elástico é bastante complexa. A simetria e a periodicidade do dobramento à superfície após encurtamento, bem como as suas configurações ao longo do relaxamento elástico, têm modificação instantânea com a alteração de qualquer parâmetro.

Em relação às conclusões analíticas de Sridhar *et al.* (2002) acerca do decaimento do dobramento verificado no leito elástico sobre meio viscoso, a partir da resposta superficial da areia, existem algumas contradições com os resultados experimentais obtidos. Para as soluções analíticas do relaxamento elástico é verificável que as dobras de menor comprimento de onda, são as últimas a decair em consonância com os resultados experimentais de Marques & Mandal (2016).

Após estas constatações, a espessura da fracção frágil é um parâmetro fundamental a ter em conta na formação de bacias sedimentares por relaxamento elástico. A observação da figura 5.4 indica que a energia elástica acumulada no leito, aquando do encurtamento, não é transmitida à superfície se a espessura frágil for elevada. Os resultados mostram que a espessura de areia não pode exceder os 20 mm (antes do encurtamento) para que exista uma apreciável alteração da topografia durante o relaxamento elástico. Deste modo, não há a formação de bacias sedimentares por relaxamento de dobramento elástico, e as bacias sedimentares observadas devem-se apenas ao dobramento activo (*buckling*). Ou seja, quanto menor a espessura frágil, maior é a variação topográfica no decorrer do relaxamento, e maiores serão as bacias sedimentares formadas.

### A) *Espessura 5 mm*



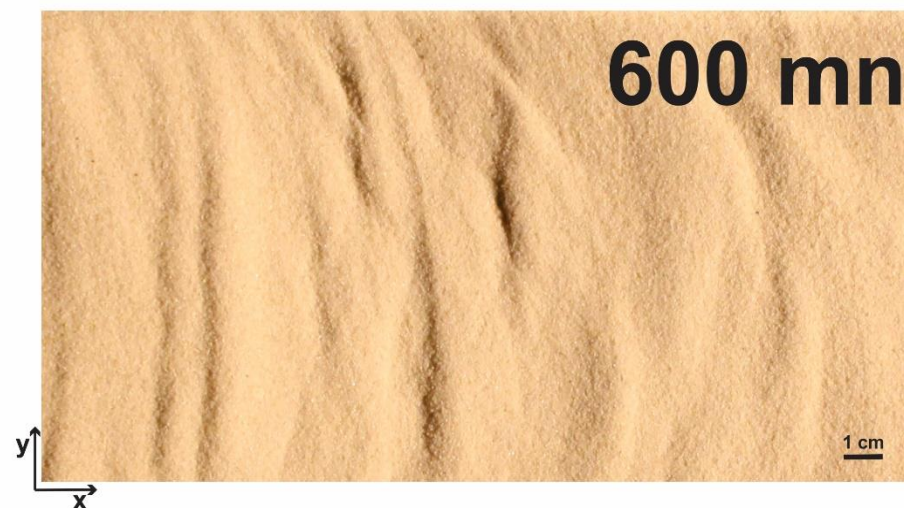
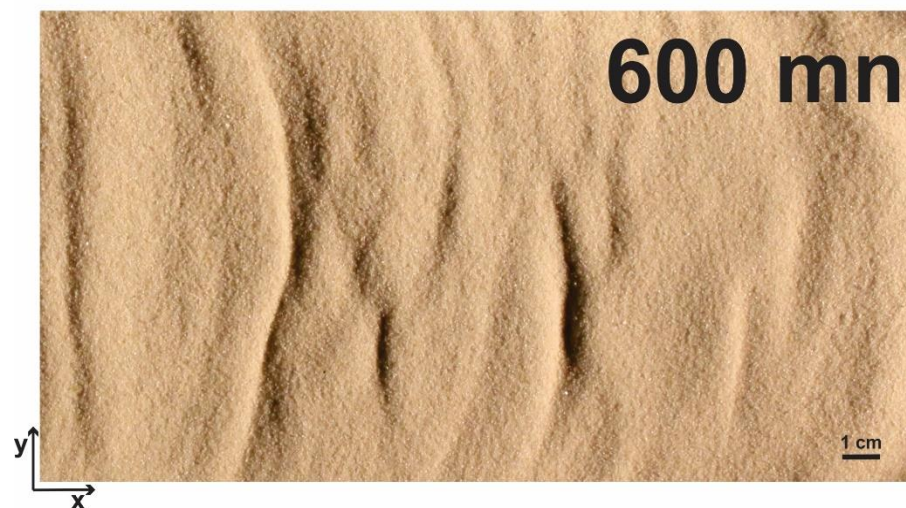
### B) *Espessura 10 mm*



C) *Espessura 15 mm*



D) *Espessura 20 mm*



**Figura 5.4** – Vista de topo do relaxamento de dobramento elástico em função da espessura frágil para um *strain rate* de  $10^{-2} s^{-1}$  e um encurtamento de aproximadamente 25%. Saliente-se que, o relaxamento elástico é menor com o aumento da espessura, e que a partir de 20 mm de espessura frágil as bacias sedimentares por relaxamento de dobramento elástico não se formam.

### 6. Discussão

Torna-se necessário referir que o dobramento e consequente pós-dobramento (relaxamento) de camadas rochosas para formação de bacias sedimentares, conforme o estudo, não é possível através da observação directa na natureza, dadas as condições de todo o processo mecânico (duração, pressão, escalas espaciais e temperatura). Devido a estas condicionantes, o desenvolvimento de tal processo apenas pode ser estudado por analogia. Utilizando as correctas leis de dimensionamento e materiais reologicamente similares, torna-se um processo cada vez mais quantitativo na explicação destas estruturas. No entanto, a modelação experimental implica imperfeições na analogia dos materiais utilizados e nos procedimentos da sua montagem.

O estudo do dobramento activo imediatamente após encurtamento, foi efectuado com o leito elástico longe da parede acrílica e do pistão, onde foi observado que o dobramento como processo deformacional dominante só se verifica na área ocupada pelo leito. Assim, as bacias em litosfera dobrada formam-se, se existir a interacção da fracção elástica e se a mesma dobrar em profundidade. Logo, o dobramento litosférico é controlado pela reologia litosférica em profundidade (e.g. Cloetingh & Burov, 1996).

Para o estudo do dobramento activo, imediatamente após encurtamento, foram usados os contrastes adequados entre o leito elástico e a matriz viscosa para testar a variação da taxa de distorção no padrão do dobramento à superfície. Os estudos clássicos de Biot (1957) e Ramberg (1963), apesar de lidarem com dobramentos de pequena amplitude, dobramentos bi-dimensionais e teorias lineares, prevêem a existência de um comprimento de onda dominante que apenas depende da viscosidade entre os leitos. Esta constatação implica a formação de dobras estritamente periódicas, independentes das irregularidades entre os leitos. Contudo, os resultados experimentais deste estudo prevêem a dependência do *strain rate*, dado pela velocidade do pistão no comprimento de onda dominante e a impossibilidade de formação de dobras estritamente periódicas à escala crustal. É observado que quanto maior for a taxa de distorção, menor será o comprimento de onda e amplitude das dobras. Assim, maior será o número de bacias desenvolvidas por dobramento activo e menor a sua expressão útil para acumulação sedimentar. Resultado este que está de acordo com a solução analítica de Biot (1961).

Os parâmetros da elasticidade e espessura do leito elástico, nos resultados experimentais, estão em conformidade com a solução analítica de Biot. Os ensaios efectuados com o celofane e a tela elástica, mostram que o comprimento de onda é directamente proporcional ao módulo da elasticidade. Logo, quanto maior o módulo da elasticidade do leito maior é o comprimento de onda dominante. Contudo, o resultado observado para a espessura é o inverso. Este resultado deve-se apenas às características intrínsecas dos materiais análogos utilizados. A relação entre a razão da elasticidade e espessura é bastante elevada, o que mascara a influência da espessura do leito na expressão analítica. Ou seja, apesar da formulação de Biot se basear numa camada de comprimento infinito, ao contrário deste estudo, não foi revelada nenhuma contradição a partir dos parâmetros alterados.

Após o início do processo de relaxamento (i.e., cessação da actuação do pistão), o modelo permanece inalterado, e imediatamente é constatado que a libertação da energia acumulada no leito elástico à superfície não se dá pela diminuição da amplitude e pelo aumento do comprimento de onda do dobramento como seria expectável. As bacias sedimentares inicialmente formadas, mostram um padrão dinâmico bastante complexo. No início do relaxamento ( $t = 0$ ) torna-se difícil discernir topograficamente as bacias sedimentares, devido à baixa amplitude e frequência do dobramento. Contudo, nos primeiros minutos estas diminuem em número pela coalescência das

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

charneiras dos antiformalas, mais verificável na parte central da área ocupada pelo leito elástico, onde se observam as dobras de maior amplitude. Nesta zona, os antiformalas de menor amplitude abrem em “concha” formando progressivamente antiformalas com charneiras mais suaves e flancos gradualmente mais inclinados, gerando sinformas bastante profundos. Este desdobramento dá-se sem qualquer extensão em direcção à parede oposta, e o aumento do comprimento de onda das dobras, faz-se apenas pela soma do comprimento dos arcos dos dobramentos menores. É de reter também, que no domínio mais interno (i.e. mais próximo da actuação do pistão), as bacias formadas, apresentam configurações diferentes das mais externas, já que a extensão do leito se faz apenas em direcção à parede oposta. Tornando, no domínio mais externo, bacias mais abertas e de menor amplitude, sendo estas as primeiras a desaparecer.

A formação de bacias sedimentares devido à geração de grabens nas charneiras dos antiformalas, deve-se ao colapso gravítico, maioritariamente verificável no domínio interno e central. Sendo o colapso gravítico das dobras na parte central o marcador da amplitude de pico do dobramento, mostrando a tendência de retorno de todo o modelo à forma original. Estas bacias tornam-se progressivamente mais amplas e mais profundas, ao contrário dos sinformas que se tornam cada vez mais fechados.

Para além das constatações dadas pela alteração da espessura, também foi verificado através dos resultados experimentais que as bacias sedimentares não se desenvolvem a partir de um dobramento periódico, com elevado grau de simetria, mas sim através de dobramentos de baixa simetria, aumentando progressivamente ao longo do processo de relaxamento elástico.

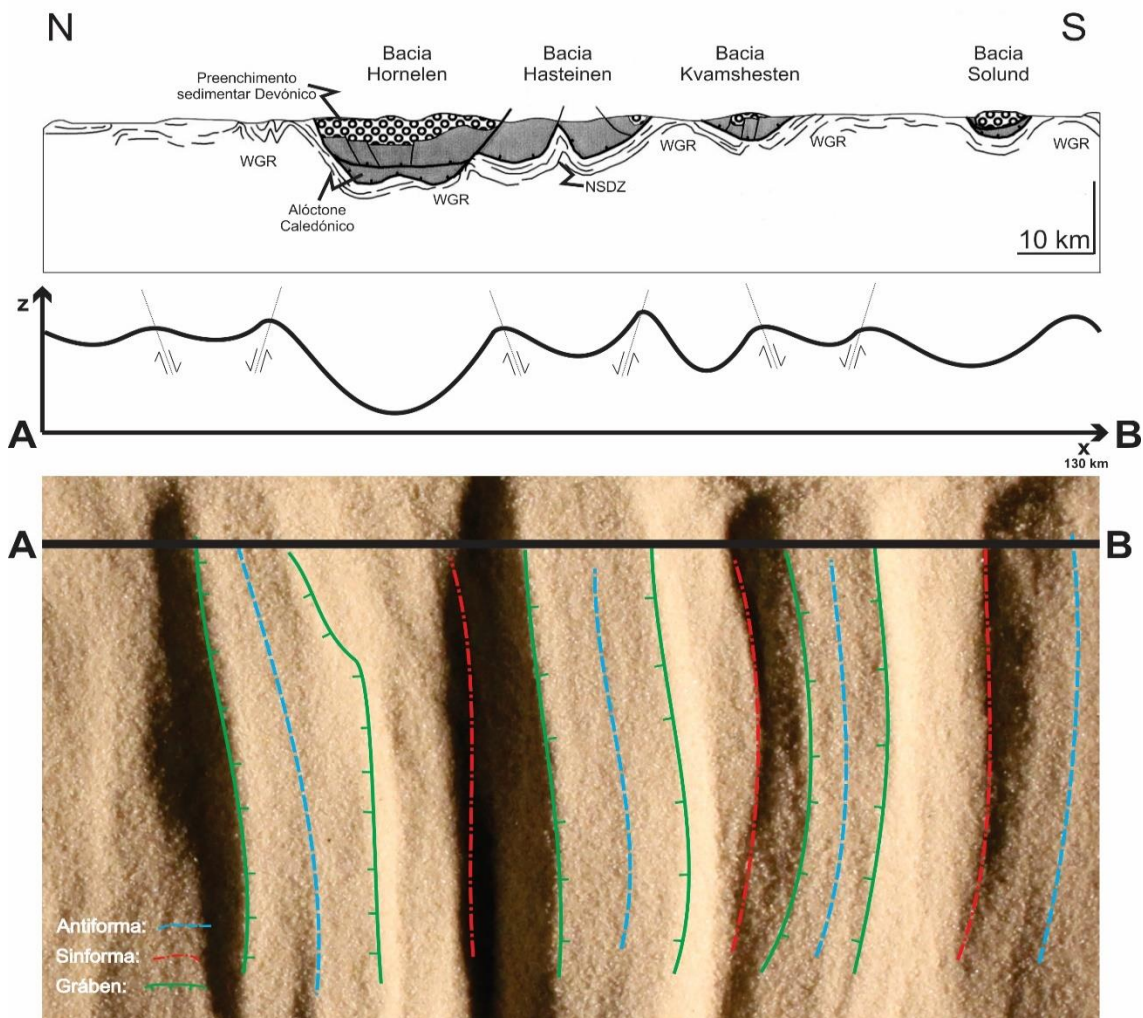
## 7. Relevância geológica

Este estudo sugere uma nova visão sobre a formação de bacias sedimentares, num regime pós-orogénico intra-continental, como resultado de dobramentos de larga escala, conhecido em grande parte dos orógenos passados como “dobramento aberto tardi-orogénico de larga escala” (e.g. Ribeiro, 1974; Marques *et al.*, 1996, 2002; Marques & Mandal, 2016), característico de orogénese antigas como a Varisca. Ménard & Molnar (1988) mostram que o orógeno Varisco na Europa sofreu um colapso pós-orogénico (extensão), com formação de bacias ao estilo do Basin and Range (e.g. Basin and Range Province, EUA ocidental). Andersen (1998) e Osmundsen & Andersen (2001) chegaram a conclusões semelhantes para o Caledónico da Noruega ocidental. Outros eventos pós-orogénicos ao longo da história da Terra poderiam ser utilizados para comprovar a relevância deste estudo, mas à medida que se recua no registo geológico torna-se mais incompleto e mais difícil interpretar. A sucinta explicação que se segue apenas tem como objectivo elucidar sobre um provável processo para a formação de bacias sedimentares no Varisco Ibérico.

A interpretação de uma deformação extensional da litosfera após a colisão de placas continentais mantém-se alvo de debate científico. Vários estudos mecânicos e teóricos têm mostrado, que uma orogénese envolve tipicamente um estágio de espessamento crustal, seguido de um estágio de colapso gravítico não associado a processos de *rift* contemporâneo. Este é o caso dos orógenos Caledónico e Varisco, o que levou ao modelo experimental utilizado neste estudo; relaxamento pós-encurtamento sem extensão aplicada ao modelo.

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

Após a colisão Permo-Carbônica, o período pós-varisco é marcado por uma reorganização e reequilíbrio da litosfera, com a formação de várias bacias sedimentares na Europa central e ocidental, todas elas caracterizadas pela componente transformante (McCann *et. al.*, 2006). Uma das grandes dificuldades que os geólogos enfrentam para solucionar esta problemática é a localização destas bacias na natureza. A grande denudação resultante do resalto isostático pós-orogénico removeu os testemunhos das bacias pós-orogénicas, em particular os extensos e volumosos sedimentos do tipo molaço que caracterizam os orógenos recentes e bem preservados como o Alpino. Note-se que o Maciço Ibérico se encontra praticamente desprovido de cobertura sedimentar pós-Paleozóica, devido à tendência generalizada do levantamento regional e erosão desde o Pérmico, com a exceção de algumas bacias sedimentares condicionadas tectonicamente (Ribeiro *et al.*, 1979). Logo, uma tão extensa unidade geológica tem, para além da estrutura, uma evolução geodinâmica bastante complexa. Resta referir a mudança de tensão compressiva máxima Varisca NE-SW para Alpina NNW-SSE na Ibéria, como resultado da colisão entre as placas Africana e Euroasiática, tendo que ser levada em conta antes de qualquer conclusão sobre a cinemática e dinâmica do dobramento e falhamento Varisco.



**Figura 7.1** – Analogia do domínio central do modelo experimental (A-B) de espessura frágil 5 mm,  $SR: 10^{-2}s^{-1}$ , e com o corte transversal entre Sogn e Nordjford (Oeste da Noruega; adaptado de Osmudsen & Andersen, 2001). De baixo para cima: a branco – gnaisses da região gnáissica do Oeste (WGR); linhas pretas acima do WGR – eclogitos correspondentes à zona de descolamento de Nordjford-Sogn (NSDZ); a cinza – o Alóctone Caledónico; as circunferências a preto – o preenchimento sedimentar Devónico das bacias.

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

O estudo recente de Gaspar (2015) sobre a Bacia de Coimbra (Oeste Ibérico), sugere que a formação sedimentar triásica (formação da Conraria), caracterizada por sedimentos aluvionares, se depositou em grabens assimétricos gerados, pelo movimento de falhas resultantes do colapso gravítico pós-orogénico, anterior ao processo de *rifting* gerador da Bacia Lusitânica. Gaspar (2015) infere também que esta bacia teria cerca de 70 a 80 km de comprimento e 10 a 20 km de largura, alongada segundo a direcção NNW-SSE, validando os resultados obtidos neste estudo. A execução de um corte exemplificador da semelhança entre a bacia de Coimbra e os resultados obtidos neste estudo é irrealizável, devido à reactivação Alpina. No entanto, este processo é bastante viável para explicar o colapso gravítico (ou isostático), verificado nesta bacia pós-orogénica. Assim, a formação de bacias sedimentares por relaxamento de dobramento elástico, dá uma nova perspectiva a ter em conta na interpretação da formação de bacias sedimentares pós-orogénicas (figura 7.1).

### 8. Conclusão

Através dos resultados experimentais, para uma primeira fase, foi verificado que a resposta superficial imediatamente após o encurtamento e conseqüente dobramento activo, mostra uma boa correlação com a teoria linear de Biot para as taxas de distorção e materiais análogos utilizados. Foi inferido também, devido às características do modelo que as bacias em litosfera dobrada são formadas se existir a interacção da fracção elástica e se a mesma dobrar em profundidade.

Após o início do processo de relaxamento de dobramento elástico, imediatamente se desenvolvem as primeiras bacias sedimentares. Estas diminuem em número pela coalescência das charneiras dos antifformas, desenvolvendo sinformas bastante profundos e apertados no domínio mais interno e central da tela elástica. Este processo de formação de bacias, dá-se na primeira hora de relaxamento, na qual são formadas as estruturas com capacidade para acarreio sedimentar.

A extensão do leito elástico apenas se verifica em direcção à parede oposta ao pistão, onde são desenvolvidos progressivamente dobramentos de maior comprimento de onda e menor amplitude no domínio mais externo do leito, sendo estes os primeiros a desaparecer. Pelo contrário, nos domínios mais internos, os dobramentos gerados inicialmente por encurtamento de pequeno comprimento de onda e amplitude, formam rapidamente sinformas bastante apertados e de grande amplitude, sendo acompanhados pelo colapso gravítico das charneiras dos antifformas, indicando que existe uma resposta ao relaxamento de dobramento elástico, distinta entre os domínios externos e o central do leito elástico.

Na parte central é onde se verificam as bacias sedimentares de maior expressão, devido à rápida coalescência das charneiras dos antifformas, gerando dobramentos de grande comprimento de onda e amplitude. É o colapso gravítico destes antifformas que marca a amplitude de pico do dobramento. A partir deste momento, as bacias sedimentares pela formação de grabens desenvolvem-se cada vez mais profundas e amplas, enquanto que os sinformas contíguos se tornam cada vez mais fechados e de menor amplitude. Esta observação mostra a tendência de retorno do leito elástico à sua forma original plana. Note-se que este estudo, concretiza as previsões de Marques & Mandal (2016) tendo como diferenças a impossibilidade do relaxamento da tela elástica em sentido contrário à direcção do pistão e a diminuição do número de bacias durante todo o processo de relaxamento de dobramento elástico. As diferenças devem-se à construção do modelo, sendo a fracção frágil a responsável por estas conclusões distintas. Quanto

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

à espessura da fracção frágil, é necessário referir que, para que exista uma apreciável alteração topográfica durante o relaxamento elástico, a espessura frágil não pode ser elevada (i.e. > 20 mm).

Este processo de formação de bacias sedimentares extensionais, pós-dobramento activo, sem extensão aplicada ao modelo, é um modelo novo e válido para a explicação de bacias sedimentares condicionadas tectonicamente (grabens) e formadas num regime pós-orogénico intra-continental.

### 9. Referências Bibliográficas

- Afonso, J.C., Ranalli, G., 2004. Crustal and mantle strengths in continental lithosphere: is the jelly sandwich model obsolete? *Tectonophysics*, 394, 221-232.
- Andersen, T.B., 1998. Extensional tectonics in the Caledonides of southern Norway, an overview. *Tectonophysics* 285, 331-351.
- Barnes, H.A., Hutton, J.F., Walters, K., 1989. *An introduction to Rheology*. Elsevier Science Publishers, Amsterdam.
- Bayly, M.B., 1971. Similar folds, buckling and growth patterns. *J. Geol.*, 79: 110-118.
- Beuchert, M.J., Podladchikov, Y.Y., 2010. Viscoelastic mantle convection and lithospheric stresses. *Geophysical Journal International* 183 (1), 35-63.
- Biot, M.A., 1957. General theorems on the equivalence of group velocity and energy transport. *Phys. Rev.* 105, 1129-1137.
- Biot, M.A., 1961. Theory of folding of stratified viscoelastic media and its implications in tectonics and orogenesis. *GSA Bull.* 72, 1595-1620.
- Biot, M.A., Odé, H., Roever, W.L., 1961. Experimental verification of the theory of folding of stratified viscoelastic media. *GSA Bull.* 72, 1621-1631.
- Biot, M.A., 1964. Theory of internal buckling of a confined multilayered structure. *Geol Soc Am Bull* 75:563-568.
- Biot, M.A., 1965a. Theory of similar folding of the first and second kind. *Bull. geol. Soc. Am.* 76,251-258.
- Biot, M A., 1965b. Internal instability of anisotropic viscous and viscoelastic media under initial stress. *J. Franklin Inst.* 279, 65-82.
- Biot, M A. 1965c. Further development of the theory of internal buckling of multilayers. *Bull. geol. Soc. Am.* 76. 833-84.
- Bodine, J H., Steckler, M.S., Watts, A.B., 1981. Observations of flexure and the rheology of the oceanic lithosphere. *J. geophys. Res.*, 3695-3707.
- Bonnet, S., Guillocheau, F., Brun, J.-P., Van den Driessche, J., 2000. Large-scale relief development related to Quaternary tectonic uplift of a Proterozoic-Paleozoic basement: the Armorican Massif, NW France. *Journal of Geophysical Research* 105, 19273-19288.

## Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico

- Brace, W.F., Kohlstedt, D.L. 1980. Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research*, 85, 6248-6252.
- Brown, G.C., Musset, A.E., 1993. *The inaccessible earth*, 2<sup>nd</sup> ed. London: Chapman and Hall.
- Burg, J.P., Van Den Driessche, J., Brun, J.P., 1994. Syn- to post-thickening extension in the Variscan Belt of Western Europe: modes and structural consequences. *Geologic de la France*, 3, 33-51.
- Burgmann, E., Dresen, G. 2008. Rheology of the lower crust and upper mantle: Evidence from rock mechanics, geodesy, and field observations. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 36, 531.
- Burov, E. B., Diament, N., 1992. Flexure of the continental lithosphere with multilayered rheology. *Geophysical Journal International*, 109, 449-468.
- Burov, E.B., Nikishin, A.M., Cloetingh, S., Lobkovsky, L.I., 1993. Continental lithosphere folding in central Asia (Part II): constraints from gravity and tectonic modelling. *Tectonophysics*, 226, 73 –87.
- Burov, E.B., Diament, M. 1995. The effective elastic thickness ( $T_e$ ) of continental lithosphere: What does it really mean? *Journal of Geophysical Research*, 100, 3905-3927.
- Burov, E.B., Molnar, P., 1998. Gravity Anomalies over the Ferghana Valley (central Asia) and intracontinental Deformation, *Journal of Geophysical Research*, 103, 18 137– 18 152.
- Burov, E.B., Watts, A.B. 2006. The long-term strength of continental lithosphere: jelly sandwich or crème Brûlée? *GSA Today*, 16, 4-10.
- Burov, E.B., 2010. The equivalent elastic thickness ( $T_e$ ), seismicity and the long-term rheology of continental lithosphere: Time to burn-out “crème Brûlée”? (insights from large-scale geodynamic modeling.) *Tectonophysics*, 484, 4-26.
- Byerlee, J.D., 1978. Friction of rocks. *Pure and Applied Geophysics*, 116, 615-626.
- Campbell-Stone, E.A., 2002. Realistic geologic strain rates: 2002 GSA Annual Meeting, Denver, Abstracts with Programs, p. 374.
- Chhabra, R.P., Richardson, J. F., 2008. *Non-newtonian flow and applied rheology: engineering applications*. Elsevier, 2<sup>nd</sup> edition, Butterworth-Heinemann, 518.
- Cloetingh, S., Burov, E.B., 1996. Thermomechanical structure of European continental lithosphere: Constraints from rheological profiles and EET estimates. *Geophysical Journal International* 124: 695–723.
- Cloetingh, S., Burov, E.B., Poliakov, A., 1999. Lithosphere folding: primary response to compression? (from central Asia to Paris Basin). *Tectonics* 18, 1064 – 1083.
- Cloetingh, S., Burov, E., Beekman, F., Andeweg, B., Andriessen, P.A.M., Garcia-Castellanos, D., de Vicente, G., Vegas, R., 2002. Lithospheric folding in Iberia: *Tectonics*, v. 21, 1041.
- Cloetingh, S., Burov, E., 2011. Lithospheric folding and sedimentary basin evolution: a review and analysis of formation mechanisms. *Basin Research* 23, 257–290.

## **Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico**

- Cobbold, P.R., 1975. Fold propagation in single embedded layers. *Tectonophysics* 27, 333-351.
- Darby, R., Chhabra, R.P., 2017. *Chemical Engineering Fluid Mechanics*. CPC Press, 3<sup>rd</sup> edition, 555.
- Dèzes, P., Schmid, S.M., Ziegler, P.A., 2004. Evolution of the European cenozoic rift system: interaction of the Alpine and Pyrenean orogens with their foreland lithosphere. *Tectonophysics* 389, 1–33.
- Drury, M. R., Vissers, R. L., Van der Wal, D., Strating, E.H.H., 1991. Shear localization in upper mantle peridotites. *Pure and Applied Geophysics*, 137, 439-460.
- Gaspar, D. F. A., 2015. A bacia de Coimbra (Portugal): Anatomia de uma bacia pós-variscana a partir de dados de campo e modelagem física. Phd Thesis, UERJ, 210.
- Goetze, C, Evans B., 1979. Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 59:463– 78.
- Ghosh, S. K., 1966. Experimental test of buckling folds in relation to strain ellipsoid in simple shear deformations. *Tectonophysics* 3, 169-185.
- Ghosh, S.K., 1993. *Structural Geology: Fundamentals and Modern Development*. Pergamon Press, 598.
- Handy, M. R., Brun, J. P., 2004. Seismicity, structure and strength of the continental lithosphere. *Earth and Planetary Science Letters*, 223, 427-441.
- Hobbs, B. E., Mühlhaus, H. B., Ord, A., Zhang, Y., Moresi, L., 2000. Fold Geometry and Constitutive Behaviour. In: *Stress, Strain and Structure, A volume in honour of W D Means*. Eds: M.W. Jessell and J.L.Urai. Volume 2, *Journal of the Virtual Explorer*.
- Hubbert, M.K., 1937. Theory of scale models as applied to the study of geological structures. *GSA Bull.* 48, 1459-1520.
- Hudleston, P.J., 1973. An analysis of “single-layer” folds developed experimentally in viscous media. *Tectonophysics* 16, 189-214.
- Hudleston, P.J., 1986. Extracting information from folds in rocks. *Journal of Geological Education* 34, 237-245.
- Jackson, J., 2002. Strength of the continental lithosphere: time to abandon the jelly sandwich? *GSA Today*, 12, 4-10.
- Jeng, F.S., Huang, K.P., 2008. Buckling folds of a single layer embedded in matrix e theoretical solutions and characteristics. *Journal of Structural Geology* 30, 633-648.
- Kusznir, N.J., Bott, M.H.P., 1977. Stress concentration in the upper lithosphere caused by underlying visco-elastic creep. *Tectonophysics* 43, 247–256.
- Kusznir, N.J., Park, R.G., 1982. Intraplate lithosphere strength and heat flow. *Nature* 299, 540–542.

## **Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico**

- Kusznir, N.J., Park, R.G., 1984. Intraplate lithosphere deformation and the strength of the lithosphere. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 79, 513–538.
- McKenzie, D.P., 1978. Some remarks on the development of sedimentary basins. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 40. 25-32.
- Malkin A.Y., Isayev, A.I., 2017. Rheology: conceptions, methods, applications. ChemTec Publishing 3<sup>rd</sup> ed., Toronto. 558.
- Marques, F.O., Ribeiro, A., Munhá, J.M., 1996. Geodynamic evolution of the Continental Allochthonous Terrane (CAT) of the Bragança Nappe Complex, NE Portugal. *Tectonics* 15, 747-762.
- Marques, F.O., Mateus, A., Tassinari, C., 2002. The Late-Variscan fault network in centralnorthern Portugal (NW Iberia): a re-evaluation. *Tectonophysics* 359, 255-270.
- Marques, F.O., Podladchikov, Y.Y., 2009. A thin elastic core can control large-scale patterns of lithosphere shortening. *Earth Planet. Sci. Lett.* 277, 80-85.
- Marques, F.O., Mandal, N., 2016. Post-buckling relaxation of an elastic layer and its geological relevance: Insights from analogue experiments in pure shear. *Tectonophysics* 668-669.
- Maxisch, T., Ceder, G., 2006. Elastic properties of olivine  $\text{Li}_x\text{FePO}_4$  from first principles. *Phys. Rev. B* 73, 174112.
- McCann, T., Pascal, C., Timmerman, M.J., Krzywiec, P., Lopez-Gomez, J., Wetzel, L., Krawczyk, C.M., Rieke, H., Lamarche, J., 2006. Post-Variscan (end Carboniferous-Early Permian) basin evolution in Western and Central Europe. Geological Society, London, *Memoirs* 32, 355–388).
- Ménard, G., Molnar, P., 1988, Collapse of Hercynian Tibetan Plateau into a late Paleozoic European basin and range province: *Nature*, v. 334, 235–237.
- Nikishin, A.M., Cloetingh, S., Lobkovsky, L., Burov, E.B., 1993. Continental lithosphere folding in Central Asia (Part I): constraints from geological observations. *Tectonophysics* 226, 59–72.
- Osmundsen, P.T., Andersen, T.B., 2001. The middle Devonian basins of western Norway: sedimentary response to large-scale transtensional tectonics? *Tectonophysics* 332, 51-68.
- Park, G.G., 1988 *Geological Structures and Moving Plates*, Blackie, Glasgow.
- Pfiffner, O.A., and Ramsay, J.G., 1982, Constraints on geological strain rates: Arguments from finite strain states of naturally deformed rocks: *Journal of Geophysical Research*, v. 87, 311–321.
- Ramberg, H., 1963. Fluid dynamics of viscous buckling applicable to folding of layered rocks. *Bulletin of the American Association of Petroleum Geologists* 47, 484-505.
- Ramberg, H., 1961. Contact strain and folding instability of a multilayered body under compression. *Geologie Rundschau* 51:405–439.

## **Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico**

- Ramberg, H., 1963. Experimental study of gravity tectonics by means of centrifuged models. *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala* 42, 1-96.
- Ramberg, H., 1964. Selective buckling of composite layers with contrasted rheological properties, a theory for simultaneous formation of several orders of folds. *Tectonophysics* 1, 307-341.
- Ramberg, H., Stephansson, O., 1964. Compression of floating elastic and viscous plates affected by gravity, a basis for discussing crustal buckling. *Tectonophysics* 1, 101-120.
- Ramberg, H., 1967. Gravity, deformation and the Earth's crust as studied by centrifuged models. Academic Press, New York 241.
- Ramberg, H., 1981. Gravity, Deformation and the Earth's Crust. Academic Press, London.
- Ranalli, G., 1994. Nonlinear flexure and equivalent mechanical thickness of the lithosphere. *Tectonophysics*, 240, 107-114.
- Reiner, M., 1964. The Deborah Number. *Physics Today*. 17, 62.
- Ribeiro, A., Antunes, M., Ferreira, R., Rocha, R., Soares, A., Zbyszewski, G., Almeida, F., Carvalho, D., Monteiro, J., 1979. Introduction a la Géologie Générale du Portugal. *Serviços Geológicos*. Portugal, Lisboa, 114.
- Sridhar N, Srolovitz D.J., Suo Z., 2001. Kinetics of buckling of a compressed film on a viscous substrate. *Appl. Phys. Lett.* 78, 2482-2484.
- Sridhar, N., Srolovitz, D.J., Cox, B.N., 2002. Buckling and post-buckling kinetics of compressed thin films on viscous substrates. *Acta Materialia* 50, 2547–2557.
- Stephenson, R.A., Cloetingh, S., 1991. Some examples and mechanical aspects of continental lithospheric folding, *Tectonophysics*, 188, 27– 37.
- Stüwe, K., 2002. *Geodynamics of the Lithosphere. An Introduction*. Springer, Berlin, 450.
- Stüwe, K., 2007. *Geodynamics of the lithosphere*. 2<sup>nd</sup> ed. Springer, Berlin, 493.
- Thomas, J.C., Grasso, J.R., Bossu, R., Martinod, J., Nurtaev, B., 1999b. Recent deformation in the Turan and South Kazakh platforms, western central Asia, and its relation to Arabia-Asia and India-Asia collisions. *Tectonics*, 18, 201–214.
- Thomas, J.C., Cobbold, P.R., Shein, V.S., Le Douaran, S., 1999a. Sedimentary record of late Paleozoic to Recent tectonism in central Asia – analysis of subsurface data from the Turan and south Kazakh domains. *Tectonophysics*, 313, 243–263.
- Torne, M., Fernandez, M., Vergés, J., Ayala, C., Salas, M.C., Jimenez-Munt, I., Buffett, G.G., Díaz, 2015. Crustal and mantle lithospheric structure of the Iberian Peninsula deduced from potential field modelling and thermal analysis. *Tectonophysics*. 663, 419-433.
- Turcotte, D. L. & Schubert, G., 2002. *Geodynamics - Applications of continuum physics to geological problems*. John Wiley & Sons, New York, 450.

## **Formação de Bacias Sedimentares por Relaxamento de Dobramento Elástico**

- Unternehr, P., Van Den Driessche, J., 2004. Lithospheric folding in the southern North Sea: combined effects of Alpine compression and North Atlantic Ocean opening. *Geodin. Acta* 17, 401–405.
- Van Wees, J.D., van Bergen, F., David, P., Nepveu, M., Beekman, F., Cloetingh, S., and Bonté, D., 2009. Probabilistic tectonic heat flow modeling for basin maturation: Assessment method and applications: *Marine and Petroleum Geology*, v. 26, 536–551.
- Watts, A. B., Karner, G. D., Steckler, M. S., 1982. Lithospheric flexure and the evolution of sedimentary basins. In: *The Evolution of Sedimentary Basins. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, ser. A*, v. 305, 338.
- Watts, A.B., 2001. *Isostasy and Flexure of the Lithosphere*. Cambridge Univ. Press. 458.
- Watts, A. B., Burov, E. B., 2003. Lithospheric strength its relationship to the elastic and seismogenic layer thickness. *Earth and Planetary Science Letters*, 213, 113-131.
- Weijermars, R., 1986. Flow behavior and physical chemistry of bouncing putties and related polymers in view of tectonic laboratory applications. *Tectonophysics* 124, 325-358.
- Ziegler, P.A., Cloetingh, S., Van Wees, J. D., 1995. Dynamics of intraplate compressional deformation: the Alpine foreland and other examples. *Tectonophysics* 252, 7–59.
- Ziegler, P.A., Bertotti, G., Cloetingh, S., 2002. Dynamic processes controlling foreland development: the role of mechanical (de)coupling of orogenic wedges and forelands. In: Bertotti, G., Schulmann, K., Cloetingh, S. (Eds.), *Continental Collision and the Tectono-Sedimentary Evolution of Forelands*, Europ. Geophys. Soc. Stephan Mueller Spec. Publ., vol. 1, pp. 29 – 91.