

4

Influència de la geometria de la interfase en el plegament de single-layers.

“A theory has only the alternative of being right or wrong. A model has a third possibility – it may be right but irrelevant”.

Manfred Eigen

4.1 Introducció

Gran part de la recerca de camp i modelització d'estructures de plegament han considerat les capes com a elements planars o amb geometries pròximes a paral·leles. La modelització física i numèrica d'aquests sistemes han permès un increment substancial del coneixement entre les relacions de geometria dels plecs i la reologia dels materials, a l'igual de la seva evolució amb la deformació finita (Chapple 1968; Hudleston and Lan 1993, 1994; Jhonson and Fletcher, 1994; i referències de Williams and Jiang, 2001). Usualment s'assumeix que la geometria dels plecs i la relació de longitud d'ona/espessor és determinada per la reologia relativa de les capes implicades, i en general els models ignoren qualsevol possible efecte d'irregularitats inicials al llarg d'aquestes. Però, la presència d'irregularitats petites i aleatòries dins la capa és implícit en totes les teories del plegament per “*buckling*” (Biot 1957, 1961; Ramberg, 1960; Fletcher 1974, 1991; Smith, 1975, 1977, 1979; Schmalholz and Podladchikov, 2000).

L'existència de pertorbacions no infinitesimals exerceixen una forta influència en la longitud d'ona, l'amplitud i la forma dels plecs que seran desenvolupats (Abassi and Mancktelow, 1990). Aquests efectes han sigut àmpliament investigats tant de forma experimental (Cobbold, 1975; Abassi and Mancktelow, 1990, 1992) com numèrica (Williams et al. 1978; Mancktelow, 1999; Zhang et al. 1996, 2000). Però, tots aquests models assumeixen que les pertorbacions poden ser descrites a partir d'una geometria paral·lela, on les inestabilitats al llarg de la interfase de la capa es reforcen entre elles (amb signes de l'amplitud cap al mateix sentit).

Smith (1975, 1977) a partir de la teoria lineal d'estabilitat va demostrar, que hi han quatre tipus bàsics d'inestabilitats que afecten als sistemes de capa aïllada, depenent de si la capa és més o menys competent que l'encaixant, o si la capa és subjecte a escurçament o allargament. Va definir dos tipus bàsics de geometries de les pertorbacions: simètriques, quan les capes presenten geometries del tipus *pinch-and-swell*, i antisimètriques quan les capes presenten pertorbacions amb forma de plec. Encara que reflecteixen condicions mecàniques diferents, representen també els dos extrems d'una variació progressiva de la geometria de les pertorbacions al llarg de les capes. Això queda explícit, a partir dels resultats dels models experimentals i numèrics del desenvolupament d'estructures del tipus *mullions* (plegament d'una capa

incompetent dins una matriu competent), on es considera la possibilitat de generació d'estructures tant simètriques com antisimètriques (Soukatis, 1987, 1990; Lan and Hudleston, 1991); a partir d'aquests resultats sembla que les més afavorides siguin les antisimètriques (Soukatis, 1990; Fig. 6).

Resultats recents de models experimentals (Williams and Jiang, 2001; Fig. 2 i 7) mostren de forma qualitativa la importància de la geometria relativa de les pertorbacions de les interfases de les capes, sobretot en el moment de bifurcació mecànica entre la continuació de la deformació homogènia inicial (*homogeneous thickening*) i el moment de creixement exponencial del plec (*buckling process*). Aquests autors argumenten que la incapacitat, d'altra forma usual, de no reproduïbilitat dels models experimentals recau en diferències de les pertorbacions al llarg dels models. Molts cops el plegament també es superposa sobre estructures produïdes durant fases prèvies, i per tant, les configuracions dels materials s'allunyen de les condicions de geometries planars (com per exemple el plegament de *boudins* asimètrics). Això fa que molts cops les capes presentin pertorbacions inicials allunyades de la configuració paral·lela.

El present estudi s'emmarca en la investigació de la influència de la geometria de les pertorbacions inicials en el plegament d'una capa competent immersa dins una matriu més dúctil. La base de la modelització numèrica es farà a partir del programa comercial de diferències finites FLAC (Itasca Consulting Group, 1998). Primer de tot es demostrarà la possibilitat geomètrica de transició entre morfologies del tipus simètric (*pinch-and-swell*) i del tipus antisimètric ("*pure*" *fold*). Aquest canvi pot ser descrit a partir de dos paràmetres que mesuren l'asimetria de la geometria de forma longitudinal i transversal. Després d'un primer anàlisi del sistema a partir de la teoria analítica de plegament, s'investigarà sistemàticament l'evolució finita de les estructures que sorgeixen a partir d'aquestes pertorbacions inicials. Finalment les implicacions com a indicadors de la deformació i la cinemàtica del procés de plegament serà breument comentada.

4.2 Geometria de les pertorbacions

Suposem una capa planar, la geometria d'un tren de pertorbacions inicials inscrit al llarg d'aquesta capa pot ser descrita per una funció, com a primer ordre d'aproximació,

$$\zeta_{sup} = H / 2 + A_{sup} \cos\left(\frac{2\pi}{L} x\right) \quad (4.1)$$

on H és l'espessor de la capa, i A i L són, respectivament, l'amplitud i la longitud d'ona de la pertorbació (Fig. 4.1). Fixeu-vos que aquesta equació ens expressa l'alçada relativa de la interfase superior de la capa respecte al pla central de la capa. La interfase inferior de la capa la podem definir de forma anàloga

$$\zeta_{inf} = -H / 2 \pm A_{inf} \cos\left(\frac{2\pi}{L} x\right) \quad (4.2)$$

amb terme positiu per a geometries de plec “pur” mentre signe negatiu per a geometries simètriques. La variació entre una geometria i l'altra tant sols depèn del signe del terme trigonomètric. Si considerem que les longitud d'ona L són fixes tant a la interfase superior com a la inferior, podem variar la relació d'una de les interfases de la capa a partir de desplaçar el tren de pertorbacions de la interfase inferior al llarg de l'eix x o a partir de modificar l'amplitud d'aquestes pertorbacions en direcció y . Això ens permet redefinir l'equació (4.2) com

$$\zeta_{inf} = -H / 2 + (A' A_{sup}) \cos\left(\frac{2\pi}{L} x + phi\right) \quad (4.3)$$

on A' és defineix com la asimetria transversal i és expressada per la relació $A' = A_{inf} / A_{sup}$, i phi és defineix com la asimetria longitudinal. Phi és funció de la distància de desfàs entre els mínims i màxims de les pertorbacions de la interfase inferior i superior (veure Fig. 4.1). Aquest darrer terme pot ser vist com equivalent a l'angle de desfàs de la física de sistemes de corrents elèctrics i per semblança se la definit també com a un angle.

En el present estudi, l'asimetria transversal es definida pel rang de valors $A' \in [1, -1]$, mentre que l'asimetria longitudinal és definida pel rang $phi \in [0, \pi/2]$. Per a valor $A'=1$,

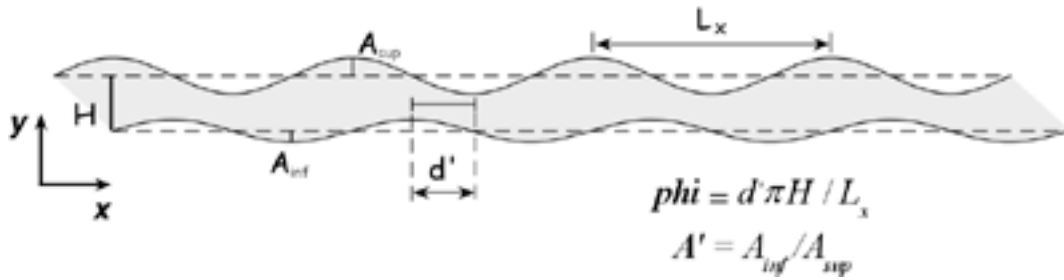


Fig. 4.1 Esquema bàsic de la configuració geomètrica de les pertorbacions al llarg de la capa i definició dels paràmetres ϕ i A' .

la geometria de la pertorbació és antisimètrica mentre per valor $A'=-1$ representa la geometria simètrica. Valors entre aquests, $-1 < A' < 1$, ens defineixen geometries que gradualment ens permet passar entre els dos extrems a través d'una geometria intermitja d'interfase plana ($A'=0$). Valors de $\phi = \pi/2$ representa geometria antisimètrica, mentre que la disminució d'aquest valor ens permet de forma gradual passar a geometries simètriques per a $\phi=0$. Per valors de ϕ pròxims a $\pi/2$, les geometries produïdes són semblants a les dels models experimentals d'Abassi and Mancktelow (1990). No obstant la definició de la geometria de la pertorbació és pels dos casos força diferents.

Mentre que les pertorbacions per asimetries transversals són simètriques respecte l'eix y (tenen una simetria monoclínic), les pertorbacions per asimetries longitudinals tenen una asimetria triclínic respecte els eixos referència. Sinó considerem efectes simultanis, a partir de la variació gradual de cadascun d'aquests paràmetres ens permet representar una transició geomètrica gradual entre geometries simètriques i antisimètriques. Aquesta transició es mostrada gràficament a la Fig. 4.2a i 2b. Al llarg de l'estudi, a la part amb geometria de "pinch" o part més massissa de la capa, l'anomenarem *boudin*, mentre que a la part amb geometria de coll o "swell" la denominarem *interboudin*. Això no implica cap consideració mecànica de la generació d'aquestes pertorbacions sinó que s'utilitzarà com a un terme descriptiu de forma. En aquest estudi, no s'han considerat els processos mecànics causants d'aquestes pertorbacions ni de la viabilitat mecànica d'aquestes geometries, sinó que sempre partirem per al seu anàlisi de geometries prefixades.

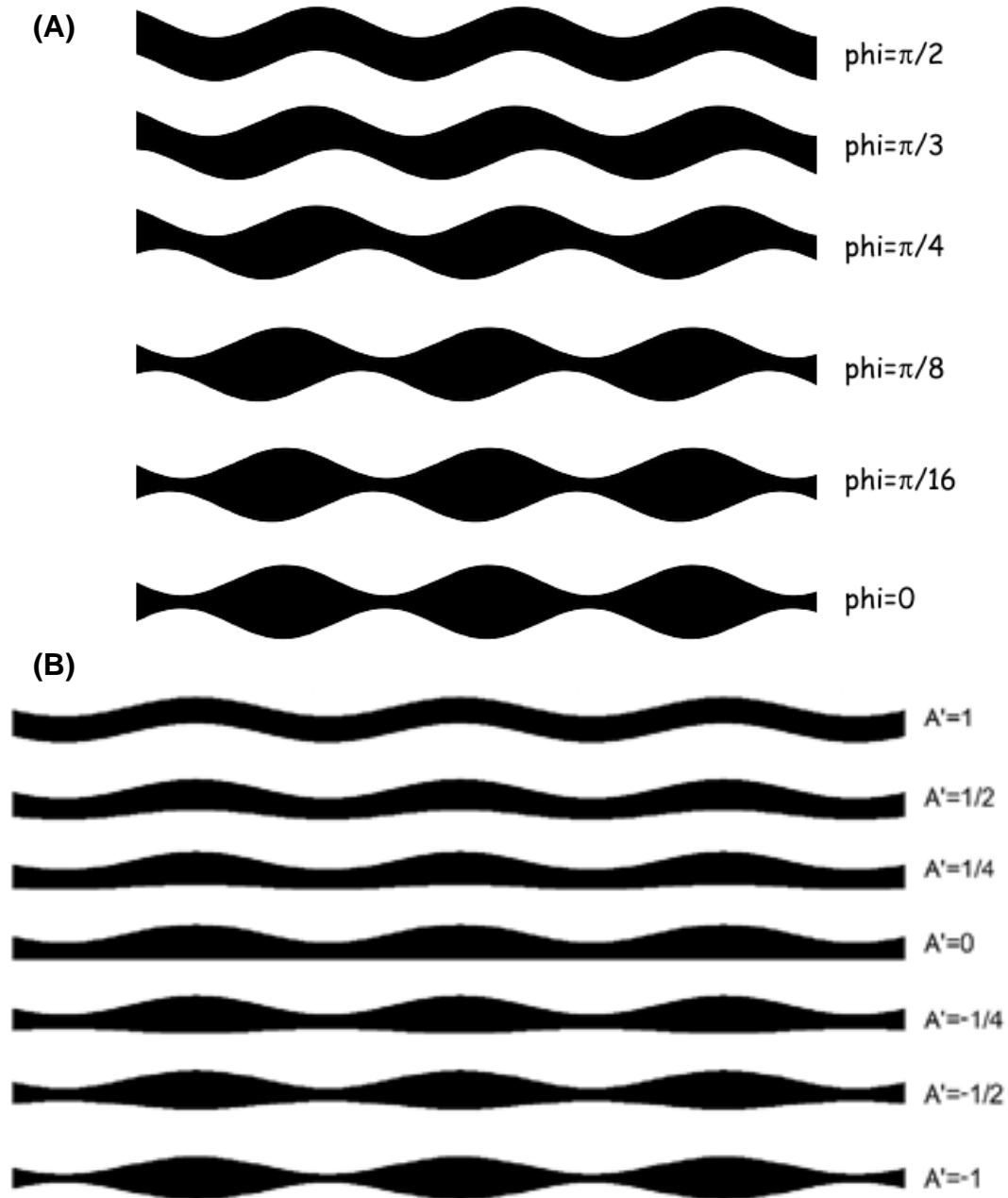


Fig. 4.2. Esquema de la transició geomètrica de les pertorbacions a partir dels paràmetres d'asimetria longitudinal (a) i d'asimetria transversal (b). Ens possibilita el pas entre configuracions dels tipus simètric (pinch-and-swell) a configuracions antisimètriques (plec "pur"). Les amplituds són exagerades respecte les utilitzades als models numèrics.

4.3 Base teòrica de l'anàlisi

La base de la teoria de plegament de materials viscosos es fonamenta en els treballs de Biot (1959; 1961) i Ramberg (1959; 1960), que posteriorment altres autors els modifiquen i els expandeixen per a reologies més complexes (Fletcher, 1974; Smith 1975, 1977) i condicions tridimensionals (Fletcher, 1991, 1995; James and Watkinson 1994). No obstant les restriccions de simplicitat del model i el seu caràcter infinitesimal, ens permet definir els paràmetres essencials que governen la mecànica del sistema i un esquema de referència conceptual per desenvolupar posteriorment els models numèrics. Per a un primer ordre d'aproximació al problema de plegament, la conclusió més important d'aquesta teoria és l'existència d'un espectre d'amplificació en funció de la relació entre longitud d'ona/espessor (L/H) de les pertorbacions. Això ens permet jutjar el caràcter d'estabilitat o d'inestabilitat de les alteracions geomètriques del sistema, i advertir de la presència d'una L/H per la qual l'espectre d'amplificació és màxim (longitud d'ona dominant, Ldd).

Per a un sistema bidimensional viscos lineal i incompressible, l'expressió del canvi d'amplitud de la interfase d'una capa pot ser expressada per

$$\frac{dA}{dt} \frac{1}{A} = -(1+q)\dot{\epsilon}_{xx} \quad (4.4)$$

on A és l'amplitud, $\dot{\epsilon}_{xx}$ és la velocitat de deformació paral·lela a la capa i q és la velocitat de creixement dinàmica de la pertorbació i que pot ser descrita per (Jhonson and Fletcher, 1994)

$$q = \frac{8k(1-m)m}{4k(m^2-1) \pm (m+1)^2 e^{2k} \mp (m-1)^2 e^{-2k}} \quad (4.5)$$

on m és el contrast de viscositat entre la capa i la matriu (η/ η_1), i k és funció de la longitud d'ona ($\pi H/L$). Smith (1975; 1977) va demostrar que l'expressió de q és semblant tant pel cas de pertorbacions simètriques (capes amb geometries de *pinch-and-swell*) com pel cas antisimètric (amb pertorbacions amb forma de plec). L'única

diferència és la inversió dels signes de dos termes del quocient de l'expressió (4.5). Pel cas de pertorbacions simètriques els signes dels termes són els superiors mentre que pel cas de pertorbacions antisimètriques els signes dels termes són els inferiors. A la Fig. 4.3 és mostra la relació de la suma d'amplificacions ($1+q$, la originada per la cinemàtica més la dinàmica) i la relació de longitud d'ona/espessor per a pertorbacions simètriques i antisimètriques. Aquestes corbes s'han calculat per a condicions d'escurçament paral·lel a la capa ($\dot{\epsilon}_{xx} < 0$). Es pot observar que per geometries antisimètriques l'amplificació és més gran que l'amplificació cinemàtica (quan el valor de q és zero). Això implica que es produirà el creixement exponencial de la inestabilitat (Biot, 1961; Ramberg, 1960). En canvi per condicions de pertorbacions simètriques, on q és negatiu, el terme final d'amplificació és menor que l'originat per la cinemàtica. El creixement de les pertorbacions són menors que si fossin el resultat d'amplificació passiva per la deformació uniforme del medi.

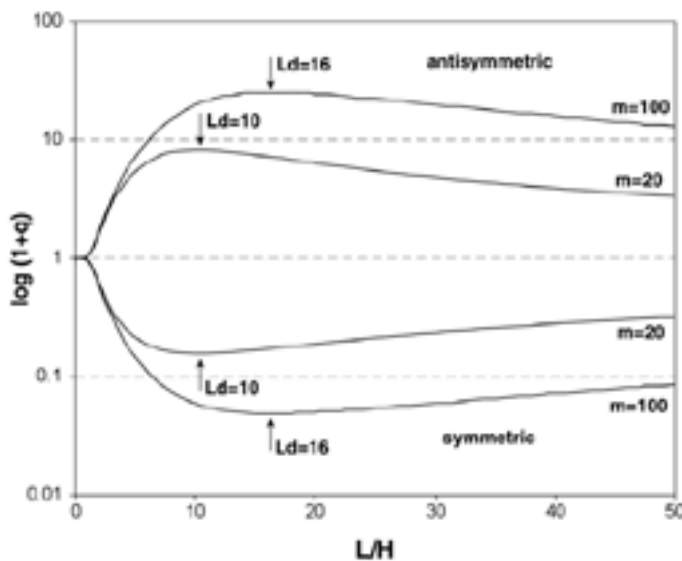


Fig.4.3. Comparació de les corbes d'amplificació per a pertorbacions simètriques i antisimètriques, i per diferents viscositats (m). Les longitud d'ona dominant d'amplificació (L_{dd}) són independents de la geometria de la pertorbació. La velocitat de deformació és en tots els casos d'escurçament.

Tant per la configuració simètrica com l'antisimètrica, el mínim i màxim respecte de l'espectre d'amplificació és dona per a la mateixa relació L/H . Aquesta longitud d'ona dominant (L_{dd}) és, acord amb la teoria exponencial, la longitud d'ona que s'hauria de seleccionar i amplificar de forma més ràpida a partir d'una capa amb irregularitats inicials aleatòries (Biot, 1961; Ramberg, 1960). Una curiositat és la geometria simètrica de les corbes en un gràfic logarímic (Fig. 4.3), on es pot deduir que

$$\log(1 + q_{\text{simètric}}) + \log(1 + q_{\text{antisimètric}}) \approx 0 \quad (4.6)$$

Aquesta expressió és vàlida per qualsevol L/H i augmenta la seva validesa amb l'increment del contrast de viscositat. Per a un contrast de viscositat constant, aquestes corbes ens acoten el camp màxim i mínim de les corbes q plausibles per a les condicions de variacions geomètriques d'estudi (Fig. 4.3). Per tant, a priori haurien d'implicar possibilitats d'amplificació de les pertorbacions. Però, a partir de l'actual teoria de plegament no es plausible abordar el seu estudi, al implicar diferències essencials amb la definició del model analític. La consideració que l'estudi es pot reduir a l'anàlisi d'una de les interfases, com conseqüència de la simetria del problema, no és admissible. Les diferències d'amplitud i desfàs dels màxims, impliquen la necessitat d'abordar la variació no lineal dels esforços al llarg de l'espessor de la capa, amb la complicació de la presència d'esforços de cisalla de a la condició d'asimetries longitudinals. Almenys per deformacions baixes, aquesta darrera consideració pot implicar migració de les xarres. S'ha de redefinir un nou model analític amb un marc de definició compatible amb aquestes observacions. Això és fora dels objectius d'aquest treball, i s'ha optat per continuar la investigació del problema a partir de models numèrics.

4.4 Descripció del mètode i dels models numèrics

4.4.1 Mètode Numèric

Les simulacions numèriques s'han realitzat a partir del programa de diferències finites per a dos dimensions FLAC2D (Cundall and Board, 1998). Les equacions del moviment del medi continu són aproximades de forma discreta i solucionades a partir d'un esquema de relaxació dinàmica. El medi és simulat a partir d'elements polièdrics de quatre nodes on s'aplica un mètode de discretització mixta per un control més eficaç de les restriccions volumètriques. Aquests dos esquemes proporciona al programa una gran eficiència numèrica per a la modelització de la localització. L'aplicació ha estat àmpliament utilitzada per simular el plegament de capes (Zhang et al., 1996; Zhang et al., 2000) i a d'altres estructures tectòniques (veure cites de Passchier and Druguet, 2002). Més detalls del mètode de solució i processament dels models es poden consultar en capítols posteriors de modelització numèrica.

4.4.2 Propietats dels materials

Per a la reologia del model s'ha assumit un model lineal elastoviscós (model de Maxwell), representat per la connexió en sèrie d'un element lineal elàstic compressible amb un element lineal viscós incompressible. La velocitat de deformació total és assumida com la suma de la velocitat de deformació elàstica més la viscosa. S'han definit les components elàstiques a partir del mòdul de cisalla, G , i el mòdul d'incompressibilitat, K , amb un coeficient de *Poisson*, ν , de 0.30 tant per a la capa com per a la matriu. En tot moment, la resposta del model a la compressió és considerará únicament a partir de les propietats elàstiques. Les diferents propietats del model són llistades a la taula 4.1. Aquests valors són dins del rang inferit a partir de l'experimentació de roques naturals (Turcotte and Schubert, 1982). També són dins el rang de valors utilitzats per altres autors en els seus models numèrics de plegament de capes aïllades (Mancktelow, 1999; Zhang et al., 2000). S'ha optat per a una definició independent del contrast elàstic, E , i del contrast de viscositat, m , entre la capa i la matriu, i no per optar per un contrast constant de competència similar al definit a Zhang et al. (1996, 2000). Això és més acord amb les observacions a la natura on el contrast de viscositat efectiva pot variar fins a quatre ordres (per exemple Carter and Tsen, 1996), mentre el contrast d'elasticitat és com a màxim d'un ordre de magnitud (Turcotte and Schubert, 1982). Per les condicions del model s'ha optat per un valor contant $E=2$ i un valor de contrast de viscositat de referència de $m=20$.

Per a models amb reologies d'elastoviscositat, un aspecte molt important és el correcte escalament entre la velocitat d'aplicació de la deformació i el temps de relaxació dels

Components elasticitat	Cinemàtica i Geometria Model
$G_l/G_m = 2e10/1e10$	Length $X = 80$
$K_l/K_m = 4e10/2e10$	Width $Y = 44$
$\nu_l = \nu_m \approx 0.30$	Layer thickness $H = 2$
Components viscositat	$L_B/H = 20$
$\eta_l / \eta_m = 2e20/1e19 = 20$	$A_{sup}/H = 0.4$
	Bulk Stretching rate = $5e-14 \text{ s}^{-1}$

Taula 4.1. Sumari dels paràmetres geomètrics i les propietats materials dels models. G i K són els mòduls elàstics de cisalla i d'incompressibilitat (Pa), ν és el coeficient de Poisson i η és la viscositat (Pa·s). El subíndex l denota capa mentre m indica matriu.

esforços dins el material. Normalment es fa a partir de la relació adimensional del número de *Deborah* o, per condicions de plegament, a partir de la relació de longituds d'ones dominants entre medi viscos i elàstic (Schmalholz and Podladchikov, 1999). Per a les condicions cinemàtiques dels models i els valors dels diferents paràmetres constitutius, els números de *Deborah* per a la capa i la matriu són menors a 10^{-4} , que representen una resposta mecànica dels materials molt pròxima a la viscosa ideal (Poliakov et al. 1993).

4.4.3 Geometria dels models i condicions de contorn

La geometria bàsica del model consisteix en una capa competent central immersa en una matriu menys competent al llarg de la qual s'ha inscrit una sèrie de petites pertorbacions periòdiques o una única pertorbació aïllada, definida aquest últim cas a partir d'una única longitud d'ona. La geometria d'aquestes pertorbacions s'han definit a partir de les relacions (4.1) per la interfase superior i (4.3) per la interfase inferior. L'espessor de la capa és de 2 unitats, la longitud del model és de 80 unitats mentre l'amplada és de 44 unitats. El contacte entre la capa i la matriu s'ha considerat coherent (sense possibilitat de lliscament ni obertura). Entre 2880 i 3520 elements quadràtics han estat utilitzats i la malla ha estat progressivament refinada a cadascun dels costats de la capa. Un total de sis elements s'han utilitzat per representar l'amplada de la capa. Aquesta resolució del model és suficient per a una correcta distribució de l'esforç i de la deformació dins i al voltant de la capa i una correcta estabilitat del model numèric.

Tots els models s'han deformat per a condicions de deformació coaxial plana (cisalla pura) i per a una velocitat longitudinal de deformació de $2.5 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$. L'escurçament progressiu paral·lel a la capa s'ha aplicat a partir d'una condició de contorn per velocitat aplicada al llarg dels extrems del contorn. Les velocitats imposades als límits dels models varien al llarg de la deformació per a mantenir una velocitat de deformació constant. Aquestes velocitats s'han fixat en les direccions normals a les cares del model, mentre les velocitats paral·leles a les cares s'han deixat lliures (condició de lliscament lliure, *free-slipping*, en direccions contingudes en els límits dels models). Així, pels nodes de les cares que convergeixen, les velocitats x són fixades mentre la velocitat y és lliure. En tot moment s'han mantinguts els models amb la perfecta geometria externa de cisalla pura. Les condicions s'han aplicat fins a atènyer un escurçament total d'un 55% (o un valor de deformació natural ε de 0.8).

Dues configuracions bàsiques s'han utilitzat: (1) models amb tren de pertorbacions periòdiques i (2) models amb una inestabilitat aïllada en una capa planar; aquests tipus de configuracions volen ser equivalents a les utilitzades en altres models numèrics de plegament clàssic de pertorbacions (Williams et al. 1978; Zhang et al. 1996, 2002; Mancktelow, 1999). Pels models amb asimetries transversals, les sèries de pertorbacions coincideixen al límit de contorn amb un punt de xarnera i no ha estat necessari afegir condicions de punts fixes addicionals. La condició de contorn és estable ja que coincideix amb el pla axial de l'estructura que es desenvolupa, i aquesta al llarg de l'experiment no gira i és sempre planar. En canvi als models amb asimetries longitudinals, els plans axials de l'estructura no coincideixen amb la condició planar de contorn al estar desfasats en la direcció x al llarg de l'espessor de la capa. És esperable un mode de resposta asimètrica del model. Per minimitzar els efectes de contorn, s'han fixat els punts mitjos de les capes que corresponen als punts de màxima inflexió de les pertorbacions. Això no inhihibeix certs efectes de vora, però la part central del model la geometria de les diferents pertorbacions és similar. Pels models amb inestabilitat aïllada, aquesta s'ha centrat al mig de la capa, deixant per cada costat segments planars de longitud 30 unitats fins a l'extrem del model. Aquesta condició geomètrica inhihibeix la necessitat d'afegir condicions extres de punts amb velocitats fixades, i l'estructura no té restriccions com a conseqüència de les condicions de contorn.

Per a tots els models, la geometria de la pertorbació de la interfase superior és constant, definida a partir d'una longitud d'ona/espessor (L/H) de 20 i una relació d'amplitud inicial respecte l'espessor (A_0/H) de 0.4. Aquesta L/H inicial és major que la teòrica longitud d'ona dominant per a un medi lineal de contrast de viscositat de 20, la qual és 10.3 vegades l'espessor de la capa. La geometria de la pertorbació inferior s'ha definit segons l'objectiu de valors A' i de ϕ que és volien investigar. Per aquestes condicions, una pertorbació amb geometria de plec "pur" presenta una inclinació inicial dels flancs de 2° . Alhora de comparar els resultats d'amplificació sempre es farà en relació a la interfase amb geometria de pertorbació similar (es adir, la superior).

4.5 Resultats

Per una major claredat per a l'exposició dels resultats s'explicaran dividits en tres parts: una primera al voltant de la influència de les asimetries transversals, una segona part en relació a les asimetries longitudinals i una tercera de models resultants a partir de la combinació dels dos factors.

4.5.1 Plegament relacionat amb asimetries transversals (A')

L'efecte del paràmetre A' en la geometria final d'una capa deformada amb un tren periòdic de pertorbacions és mostrada a la Fig. 4.4. La geometria original de les pertorbacions es pot comparar a partir de la Fig. 4.2b. La conseqüència més destacada és la generació d'una asimetria de l'estructura transversalment. Com era d'esperar per a les condicions dels models, s'observa que l'estructura final és llargament controlada per la geometria inicial de les pertorbacions. No s'observa migració aparent de la zona de

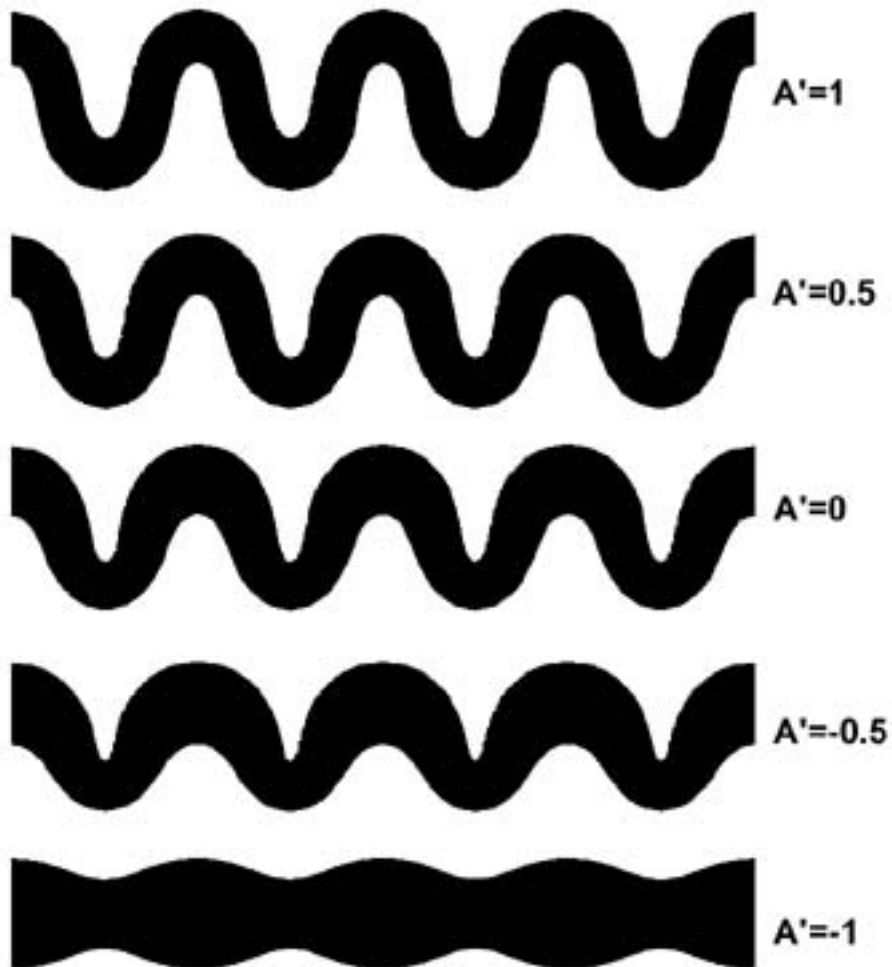


Fig. 4.4. Influència de l'asimetria transversal (A') en la geometria final per a deformació natural de 0.8. Les propietats materials són idèntiques per a tots els models i llistades a la taula 4.1.

xarnera a través de la interfase i aquesta roman fixada al mateix punt material inicial. Per a condicions $A'=-1$, configuració inicial simètrica, l'escurçament paral·lel a la capa s'acomoda a partir d'engruiximent de la capa i lleugera amplificació de la pertorbació inicial. Aquests resultats són acords amb el previst a partir de la teoria. L'estabilitat numèrica d'aquesta estructura és gran i per a valors de més d'un 70% d'escurçament continua essent estable (Fig. 4.5), també pel cas de pertorbació inicial aïllada. L'engruiximent de la capa però no és homogeni, ja que gran part de la deformació s'acomoda preferentment a l'interboudin o al llarg dels segments planars. Així per condicions globals de $\varepsilon=0.8$, la deformació natural en la direcció y als interboudins és $\varepsilon_y=1.4$, mentre que a la part central dels boudins només és de $\varepsilon_y=0.70$. Per a un mateix vector de tracció regions amb menys secció presenten velocitats de deformació més elevades. Aquest fet s'hauria de potenciar encara més pel cas de fluids no lineals.

L'increment del valor de A' origina una major amplificació de les pertorbacions inicials, implicant valors de velocitat de creixement majors i la minimització dels esforços compressius paral·lels a la capa. Així per $\varepsilon=0.8$, per a la condició $A'=-1$ la relació de l'esforç mig compressiu del boudin respecte l'esforç necessari per a flux viscos estable ($\bar{\sigma}_{xx}^I / 4\eta_t \dot{\varepsilon}_{xx}$) és de 0.5, mentre que per $A'=1$ el seu valor és menor de 0.125. Això ens indica que la tendència cap a geometries antisimètriques afavoreix la localització i facilita l'acomodació de la deformació. Pels casos amb $A' \leq 0$ (Fig. 4.4), l'asimetria de l'estructura s'accentua. Per a tots els casos la geometria del plegament és dominat per la interfase superior, fins i tot per casos amb amplituds inicials negatives ($A'=-0.5$). Hi ha una tendència a generar plecs d'espessor de xarnera desigual que a generar estructures



Fig. 4.5. Amplificació d'una pertorbació simètrica aïllada al centre d'una capa planar. L'escurçament paral·lel a la capa és acomodat a partir d'engruiximent d'aquesta. És pot observar l'estabilitat numèrica de l'estructura per taxes de deformació elevades (de més d'un 70% d'escurçament).

que recordin al cas *simètric*. La presència de lleugeres diferències d'amplitud de les cares d'una inclusió és suficient per poder desenvolupar el seu plegament. Així, la presència d'una interfase "dominant", aquella amb pertorbacions dinàmicament més actives i que per als models representa amplituds inicials majors, és capaç en part de controlar el mode de l'estructura final. Això es pot veure en el desenvolupament progressiu amb la deformació a partir d'un model amb $A'=0$ (Fig. 4.6). Aquest valor implica que la interfase inferior és inicialment perfectament planar. Les zones de xarneres, situades a les regions amb espessor menor i més gran, són fixes al mateix punt material. El valor d'engruiximent és semblant per als dos casos. En general, però els punts d'inflexió no són fixos. Si realitzen un gràfic en un sistema de coordenades Langragià (adjuntat als punts materials), relatiu a la posició x inicial dels nodes per a les superfícies superior, inferior i central (Fig. 4.7) ens permet observar els canvis de forma d'aquestes superfícies. Per la interfase superior és produeix una migració continua del punt d'inflexió de la superfície cap a la zona d'arc intern (Fig. 4.7a). La morfologia final de la superfície és pròxima a semiel·lipses amb valors d'amplitud de 2.5 per l'arc

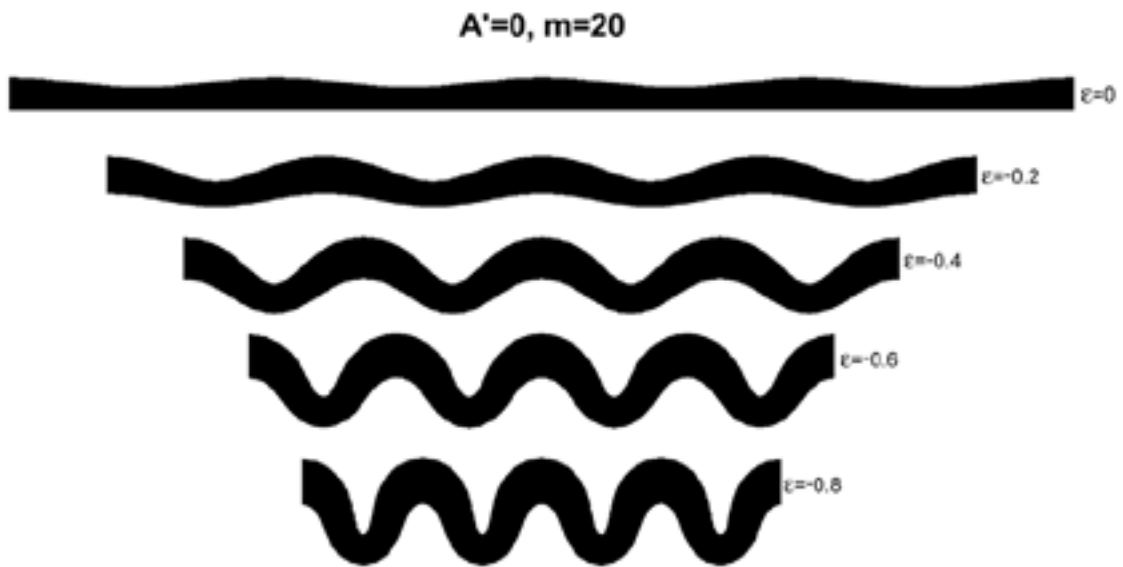


Fig. 4.6. Amplificació d'un tren periòdic de pertorbacions amb asimetria transversal $A'=0$ i contrast de viscositat 20. La distribució final dels plecs és clarament un reflex de la geometria inicial de la superfície superior de la capa. Observar la diferència transversal dels plecs al llarg de mitja longitud d'ona .

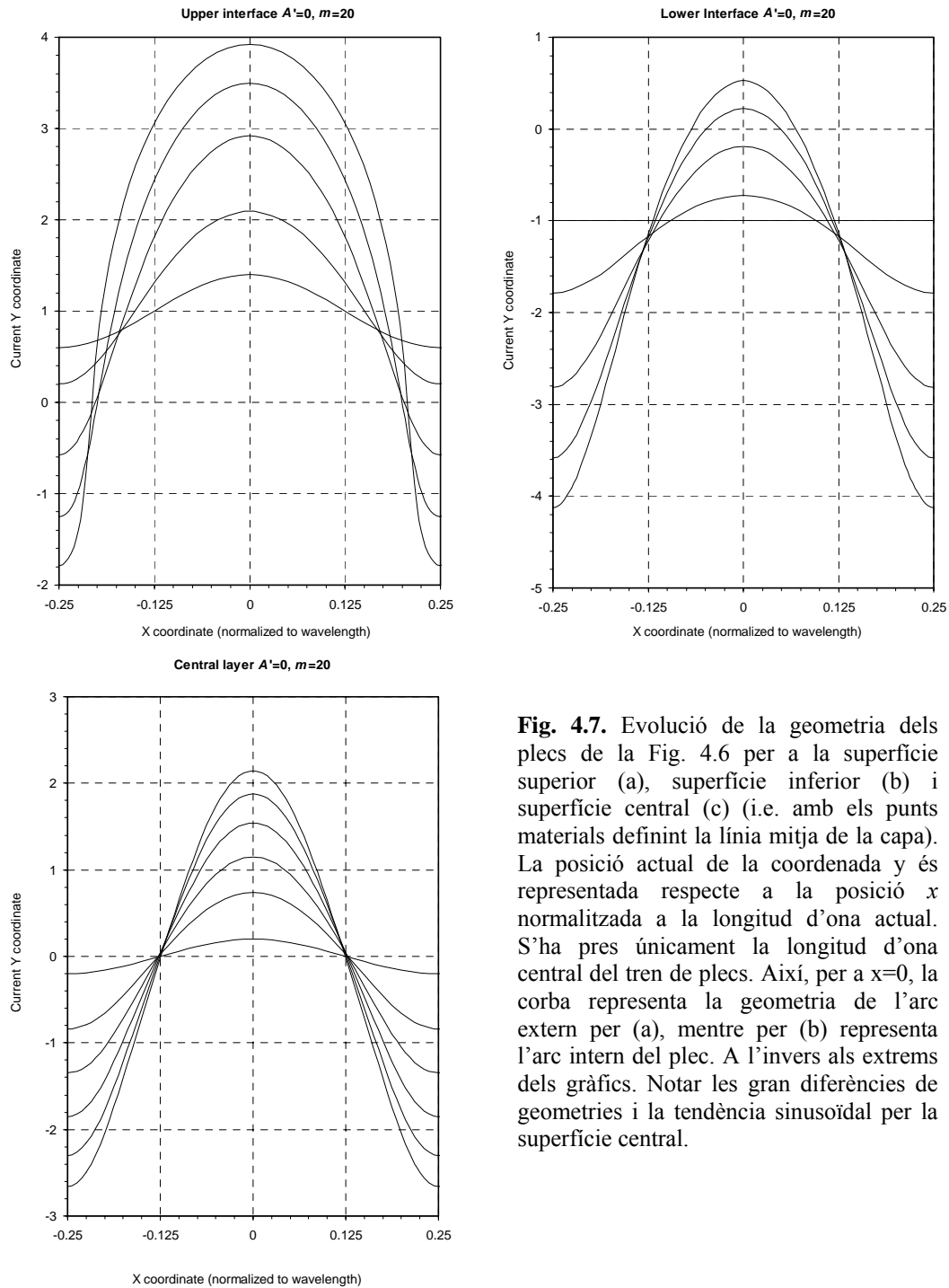


Fig. 4.7. Evolució de la geometria dels plocs de la Fig. 4.6 per a la superfície superior (a), superfície inferior (b) i superfície central (c) (i.e. amb els punts materials definint la línia mitja de la capa). La posició actual de la coordenada y és representada respecte a la posició x normalitzada a la longitud d'ona actual. S'ha pres únicament la longitud d'ona central del tren de plocs. Així, per a $x=0$, la corba representa la geometria de l'arc extern per (a), mentre per (b) representa l'arc intern del plec. A l'invers als extrems dels gràfics. Notar les gran diferències de geometries i la tendència sinusoidal per la superfície central.

extern, i de més de 5 per l'arc intern (paràmetre y_o/x_o de Bastida et al. 1999 ó R de Srivastava and Lisle, 2004). Per la superfície inferior és produeix una selecció del punt d'inflexió que amb geometries cada cop més madures és fixat a prop de l'arc intern. Les geometries de la superfície són entre chevron-sinusoidal ($L \approx 0.2$ de Srivastava and Lisle, 2004, i $R=1.40$) per l'arc extern i hiperbòlica, amb $R \approx 3$, per l'arc intern. Únicament per a la superfície inicialment central, els punts d'inflexió són fixos als punts materials. Els

punt materials de la superfície són desplaçats com si la deformació fos homogènia (Casey and Huggenberger, 1985) conservant la geometria sinusoidal inicial (Fig 7c). Cal fixar-se en la diferència d'amplitud final produïda per una amplificació desigual als plecs amb forma *sinformal* o *antiformal*. Pels models amb un única perturbació aïllada a la capa els resultats són semblants (Fig. 4.8). Per aquests casos la diferència de geometria és més clara, amb la transició des de plec "pur" cap a geometries amb inclusions doblegades (com el cas $A'=0$ i $-1/4$) fins arribar al cas extrem d'acomodació de la deformació per engruiximent ($A'=-1$). S'observa també el desenvolupament de plecs marginals a la zona amb d'espessor de capa més gran. Les diferències entre arc

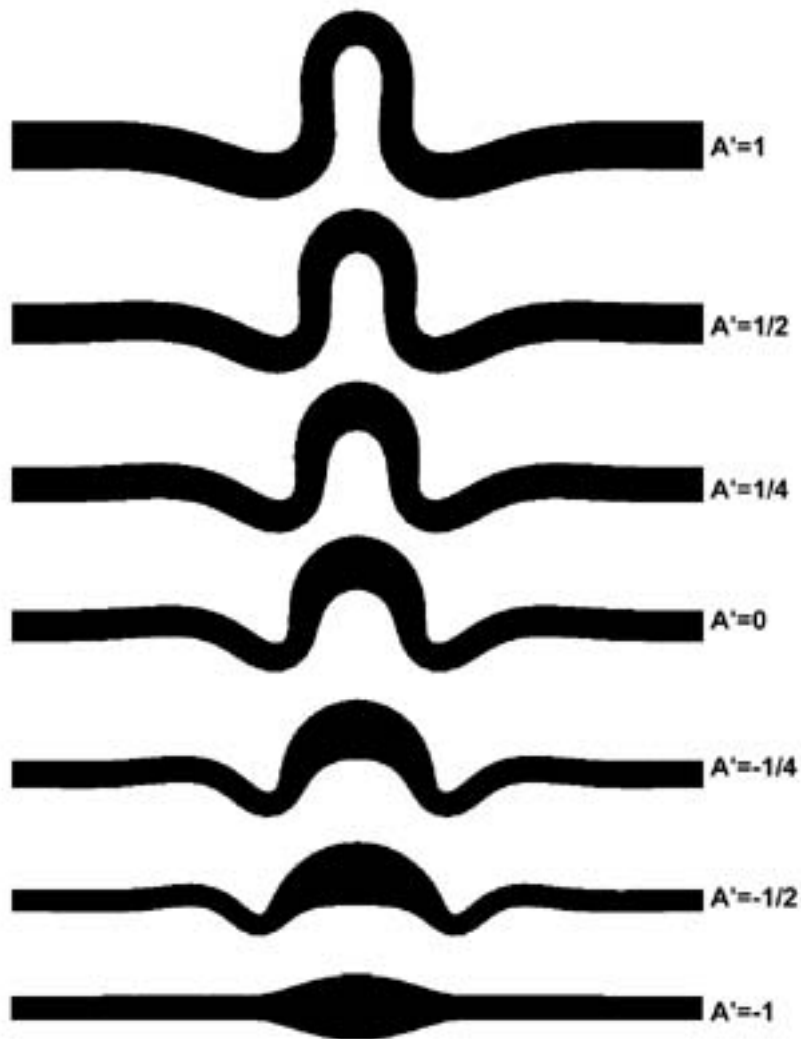


Fig. 4.8. Comparació de la variació d' A' en la geometria final dels models amb una perturbació aïllada en una capa planar per $\epsilon=0.8$ (55% d'escurçament). Les propietats materials són les mateixes de les figures anteriors i llistades a la taula 4.1. No obstant les diferències de formes, la localització és semblant per a tots (exceptuant el cas $A'=-1$). La tendència és a generar un plec "antiformal", situant la part de més grossor com a zona de xarnera. Noteu que l'escala de comparació no és exactament similar per a tots els models.

intern i extern dels plecs s'accentuen, originant també aparents contradiccions d'arc extern amb curvatura major que l'intern ($A'=-1/4$ ó $A'=-1/2$).

4.5.2 Plegament relacionat amb asimetries longitudinals (ϕ)

La influència del paràmetre ϕ ha estat investigada a partir de la geometria final dels models amb sistemes de pertorbacions periòdiques (Fig. 4.9) i aïllades (Fig. 4.10). La presència d'un desfàs entre els màxims de les pertorbacions inicials, inserides inicialment al llarg de les superfícies de la capa,, generen el desenvolupament d'una estructura asimètrica. Això és vàlid fins i tot per valors de ϕ baixos. Així pel cas de $\phi=\pi/32$ observable a la Fig. 4.9, la relació de distància de desfàs respecte l'espessor de la capa era menor a 0.03 unitats. Això és tradueix en que les zones de xarnera no són fixes i es produeix una migració d'aquesta per a deformacions baixes, fins a un valor d'inclinació de flanc d'uns 10-20° a partir del qual roman fixada. Encara

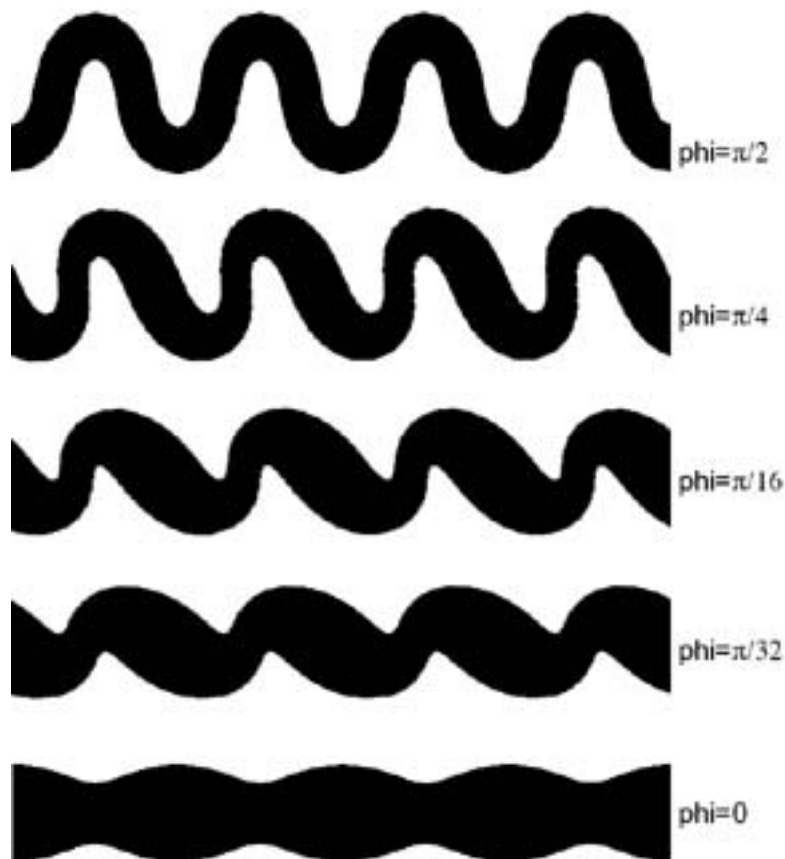


Fig. 4.9. Influència de l'asimetria longitudinal (ϕ) en la geometria final per a una deformació natural de 0.8. Les propietats materials són idèntiques per a tots els models i llistades a la Taula 1. Observar l'asimetria que implica i la diferència de longitud d'ona entre els flancs.

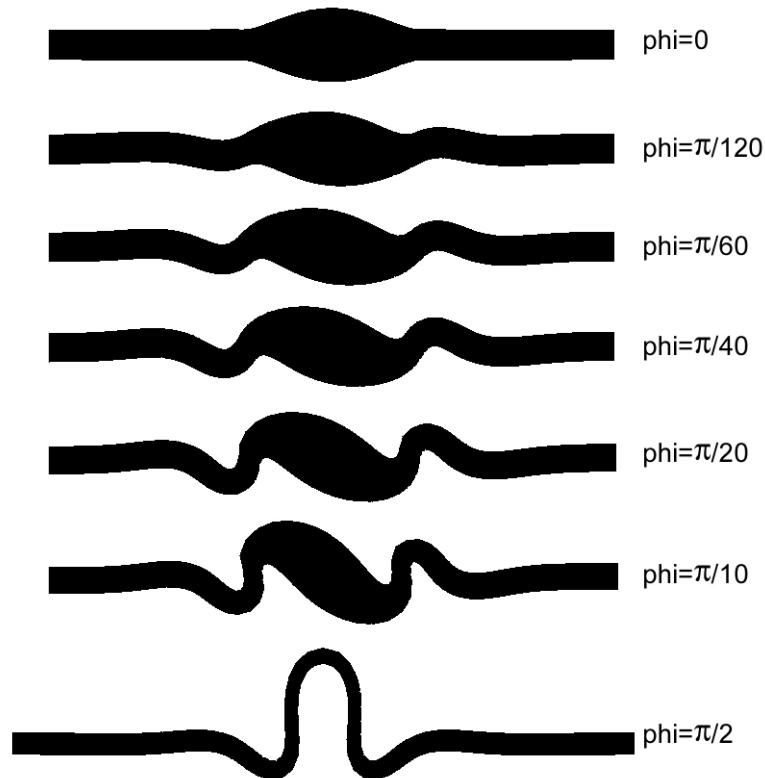


Fig. 4.10. Models mostrant la influència de l'asimetria longitudinal per a configuracions de capa amb pertorbació aïllada. Les propietats són similars als anteriors models. Fins i tot per ϕ molt baixos és suficient per desenvolupar una estructura asimètrica. Per a $\epsilon=0.8$.

que es produeixen certs efectes de vora a l'extrem del model, la consideració de fixar els punt centrals d'inflexió de les pertorbacions sembla encertat, almenys atenent la conservació de la simetria de l'estructura final. Això és corroborat per a inclusions aïllades on el punt d'inflexió central del model és lliure i no varia la seva posició al llarg de la simulació numèrica.

L'increment de ϕ origina un augment de l'amplificació de les inestabilitats i un menor grau d'acomodació de l'escurçament paral·lel per engruiximent de la capa. L'asimetria és visualitzada per diferències tant de les rotacions finites dels flancs com també per diferències d'espessors entre aquests. La presència d'asimetries longitudinals, origina la localització de les zones de xarneres a les regions de desfàs, produint uns plecs amb flancs desiguals. Per un costat, la part inicial del boudin representa el "flanc llarg" mentre que l'interboudin representa el flanc invers o més rotacional del plec. Això, també es tradueix amb la generació de longituds d'ona diferents pels dos flancs del plec.

De la condició de plec simètric per a $\phi=\pi/2$, passem a plects asimètrics per decreixement de la longitud d'ona del flanc invers fins arribar a la condició simètrica on el flanc representa el coll de l'interboudin (Fig. 4.9).

Quan tenim una pertorbació aïllada a la capa, la configuració final del model és una mica diferent (Fig. 4.10) que el cas anterior. Es produeix la formació al voltant de la partícula d'un parell de plects marginals que acomoden la deformació i representen les parts més actives de l'estructura (Fig. 4.11). La part més massissa respon com un tascó més resistent i amb més dificultats per a deformar-se. Davant això, el sistema tendeix a localitzar les estructures d'inestabilitat al seu voltant, i aquestes seran les responsables d'acomodar de forma més activa l'escurçament paral·lel a la capa. Això implica el desenvolupament de més d'una longitud d'ona de plects al llarg de la capa.

L'evolució progressiva d'aquests models s'observa l'increment de l'asimetria dels plects de la capa i el desenvolupament de geometries semblants a porfiroclastes amb forma de delta (Passchier and Trouw, 1991). Però no són semblants atenent que els plects al voltant d'estructures delta responen a plects d'arrossegament (*drag folds*) mentre per aquests models representen plects de *buckling*. L'asimetria longitudinal és suficient per induir la rotació de la inclusió i la seva localització als flancs. Com les condicions del flux global són coaxials, l'asimetria de l'estructura no pot ser interpretada com a indicadora de grau de no coaxialitat de la deformació (Jiang, 1997). Únicament implica diferències de vorticitat, i solament podem utilitzar l'asimetria del boudin com a un

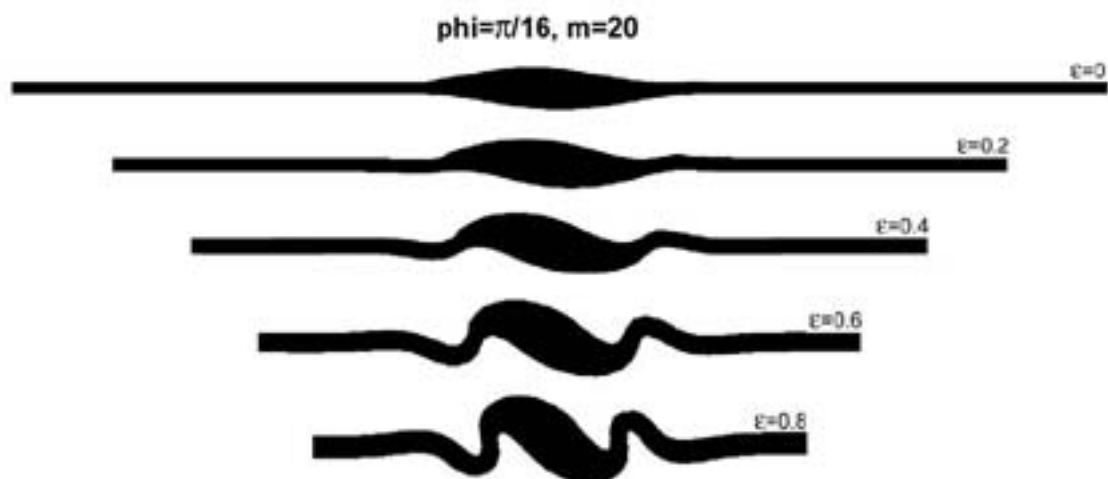


Fig. 4.11. Amplificació progressiva d'una pertorbació sinusoidal aïllada amb $\phi=\pi/16$ i contrast de viscositat de 20. Es pot observa el creixement més actiu d'un parell de plects marginals al voltant del boudin. Això indueix a la localització del boudin en el flanc. Segurament per relacions de forma del boudin i espessors de la capa diferents és produirà diferències importants en la geometria final de la capa.

indicador del sentit de vorticitat. La combinació d'asimetries origina estructures mixtes a on la part més massissa de la capa és situa entre la zona de xarnera i els flancs dels plecs (Fig. 4.12). Les geometries finals presenten asimetries tants longitudinals com transversals. La complexitat de la forma és gran tant per a les superfícies limitants com de tota l'estructura. Destaca la desigual orientació aparent dels plans axials dels plecs a partir de la geometria dels models (Fig. 4.12, configuració $\phi = \pi/10$).

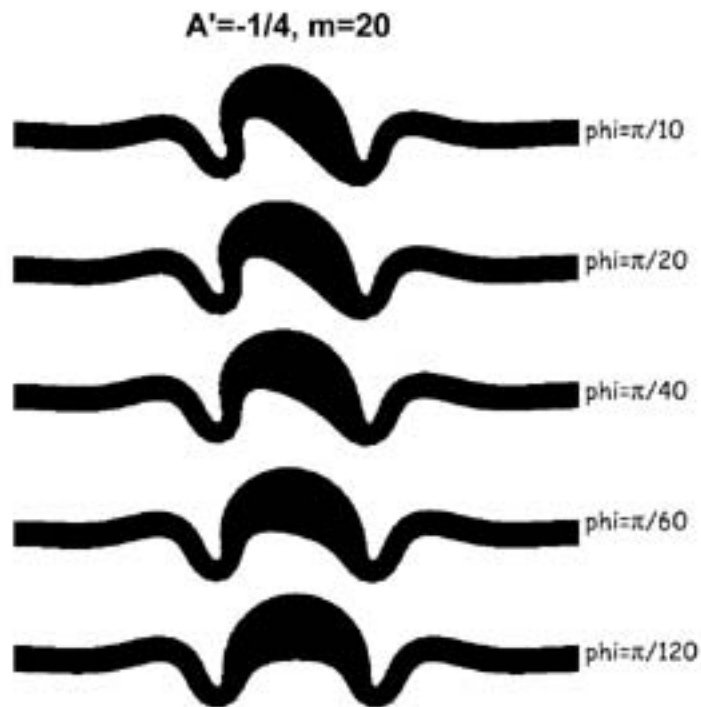


Fig. 4.12. Exemple de geometria final resultant de la combinació dels dos paràmetres d'asimetries. Les estructures en general presenten disharmonies tant a través com al llarg de la capa. Les geometries poden semblar estranyes però han de ser comunes a les observades en zones de deformació polifàssica. Per a deformació natural de 0.8.

4.6 Discussió

Al llarg del temps, hi ha hagut una tendència a descriure els plecs naturals com una estructura periòdica, mostrant exemples naturals on això quedava més o menys reflectit (Ramsay and Hubber, 1983). L'anàlisi de la distribució de longituds d'ona i d'amplituds, s'interpreta com a un reflex del procés de selecció de la longitud d'ona

dominant, tal com es preveu a la teoria de Biot-Ramberg. Però, a partir de la modelització numèrica i experimental, s'ha posat de manifest que el control tant de la geometria com de la distribució dels plecs és conseqüència de la presència d'irregularitats inicials al llarg de la capa (Mancktelow, 1999 i cites incloses). Si s'observa amb atenció els plecs a la natura es pot veure que la tendència general és a presentar distribucions irregulars de longituds d'ona, d'amplituds i de formes (Fletcher and Sherwin, 1978; Abassi and Mancktelow, 1990, fig. 3; Hudleston and Holst, 1984). Els sistemes reals presenten geometries no periòdiques, lluny de l'estructura idealitzada periòdica. Això s'ha interpretat com un reflex de les pertorbacions inicials alhora de seleccionar les inestabilitats amplificades (Abassi and Mancktelow, 1990). Els resultats dels presents models numèrics confirmen aquestes interpretacions, i la geometria final de tots els models són un reflex de la geometria de les inestabilitats inicials. Segurament per a condicions de velocitats de contorn més elevades ($d\varepsilon/dt=1e-10\text{ s}^{-1}$), on el material elastoviscós sigui incapaç de relaxar els esforços compressius i es produeixi un augment important del comportament elàstic és poden desenvolupar estructures independents a la geometria inicial (Zhang et al. 2000, figura 9). Per aquest cas es podran desenvolupar trens de plecs amb longitud d'ona semblants a la predita per la teoria de Biot-Ramberg (Zhang et., 1996). El problema és que els esforços compressius necessaris són de l'ordre de GPa, impossibles d'atènyer per a materials rocosos reals.

A partir dels paràmetres d'asimetries s'han pogut desenvolupar plecs que presenten tant asimetries al llarg de la capa com de forma transversal. En alguns models, el boudin s'ha localitzat al flanc, mentre que per altres casos, el boudin s'ha doblegat originant la xarnera del plec. Pel cas general, s'observa una distribució mixta on la part més massissa es situa com a una zona de xarnera i flanc. Per a un model partícula-cap a on s'aplica un escurçament paral·lel a la capa, la geometria i distribució dels plecs dependrà de la configuració d'aquestes pertorbacions. Per a casos de condicions de fluxos generals, s'haurà de veure si l'asimetria originada pel grau de no coaxialitat és suficient per inhibir la influència de les pertorbacions. Si es produeix, es generarà indicadors amb asimetries consistents amb el sentit de cisalla. Sinó, és plausible el desenvolupament de geometries antitètiques. A priori, per a contrastos de viscositat elevats no és considera factible el control cinemàtic, i l'estructura es desenvoluparà sota el control de la configuració de les pertorbacions inicials.

Per a tots els models la geometria d'una de les pertorbacions és totalment igual, mentre l'altra és variable atenent als paràmetres A' i ϕ . La geometria final de les simulacions

presenten formes diferents atenent a aquests paràmetres, però el mode de localització és semblant. Es a dir, si ens fixem en els casos de la Fig. 4.8, la variació del paràmetre A' origina canvis de la forma del plec, però exceptuant el cas límit simètric, tots presenten una localització de la part massissa a la xarnera i el desenvolupament d'una geometria antiformal. Això fins i tot és vàlid per $A'=-0.5$, on l'amplitud de la pertorbació de la interfase inferior era inicialment convexa i finalitza còncava, amb consonància amb la superior. Al meu parer, aquestes observacions generen dos aspectes interessants:

- Els resultats dels models corroboren que els plecs són una estructura depenent de l'espessor de la capa. La geometria final depèn de totes dues interfases, o segurament més correcte, de la distribució espacial de l'espessor al llarg de la capa. Aquesta observació també hauria de ser vàlida pels altres tres modes d'instabilitats mecàniques de Smith (1975). Si l'anàlisi de camp o modelització d'una estructura mostra independència geomètrica respecte l'espessor, segur que no és un dels quatre modes bàsics. Han d'haver-hi factors addicionals externs que controlen de forma més efectiva el desenvolupament de l'estructura. Així, els “mullions” descrits per Kenis et al. (2003), on l'anàlisi de camp indiquen que són independents a l'espessor de la capa, no poden representar mullions en sentit estricte.
- La presència d'interfases amb pertorbacions desiguals, generen desigualtats en les capacitats dinàmiques d'aquestes. Així una interfase pot transformar-se en dominant i induir la geometria de l'altra. Un exemple és el cas per $A'=0$ de la Fig. 4.4, on la geometria final de la capa és condicionada per la presència de la superfície superior. Per valors de contrast molt baixos (i pertorbacions més angulars) aquesta geometria final pot se confosa amb geometries *lobe-and-cusp* (Talbot, 1999) i induir a una interpretació incorrecte de les propietats relatives dels diferents materials.

En tot moment les asimetries longitudinals i transversals s'interpreten com a irregularitats existents al llarg de les capes. La viabilitat mecànica d'aquestes transicions a la natura és discutible. Un plec que es localitza en una capa planar tendirà a generar geometries antisimètriques i molt difícilment es desviarà d'aquesta geometria. Representa la inestabilitat que maximitza l'amplificació. Per un sistema ideal i perfecte les estructures modelades difícilment es donaran. No obstant la natura és heterogènia,

tant dels paràmetres geomètrics com mecànics, i ha d'originar la plausibilitat del desenvolupament d'aquestes geometries. Els resultats dels models representen una primera aportació per conèixer noves idees dels paràmetres que controlen la distribució de plecs en capes amb espessor no homogeni. El transport de les observacions dels models al camp i la seva integració a la interpretació qualitativa de la geometria de les estructures sembla factible.

La Fig. 4.13 mostra uns exemples de venes de quars plegades de Cap de Creus (Spain) amb geometries heterogènies. Les irregularitats de les capes són productes d'una fase d'extensió subparalela al bandejat composicional que origina el desenvolupament d'estructures de *boudinage* i *pinch-and-swell* (Carreras and Druguet, 1994) Durant una fase posterior es produí el plegament i la crenulació de les estructures prèvies. La geometria que s'observen recorden a les generades en els models, amb domini de geometries asimètriques tant longitudinals com transversals. Així el caràcter asimètric dels plecs, on les parts dels boudins són als flancs dels plecs, poden ser un reflex de la presència d'asimetries longitudinals inicials. Aquestes podrien ser originades per lleuger *boudinage* asimètric. Desfasament de la geometria de les xarxes s'observen al llarg de les venes de quars de la Fig. 4.13a. També la distribució caòtica d'alguns plecs de la Fig. 4.13c (part esquerra superior) poden respondre al control de la variació de l'espessor de les venes de quars.

Els resultats també poden ajudar a un interpretació més correcte de les estructures del tipus *fish-and-hook* descrites per Sorby (1879; en Ramsay and Hubber, 1983; figura 17.11). Aquests autors interpreten la formació d'aquesta estructura a partir de diferències de propietats entre l'encaixant superior i inferior (medi dissimilar amb propietats de la matriu diferent a la part superior i a la inferior). La diferència d'amplificació de les ones amplificades i un caràcter no coaxial origina l'estructura final (Figura 17.18 de Ramsay and Hubber (1983) on es mostra la pertorbació inicial com un tren d'inestabilitat amb asimetries transversals). Segurament es podria explicar més fàcilment a partir que representen el plegament d'una estructura *pinch-and-swell* amb certa asimetria longitudinal com a resposta a *boudinage* asimètric. Notar la similitud de la configuració $\phi = \pi/4$ de la Fig. 4.9 amb la geometria dels *fish-and-hook*. La presència de processos de dissolució associats a l'increment de la deformació ó disharmonies majors de la distribució de l'espessor poden ajudar a un aprimament major dels flancs.

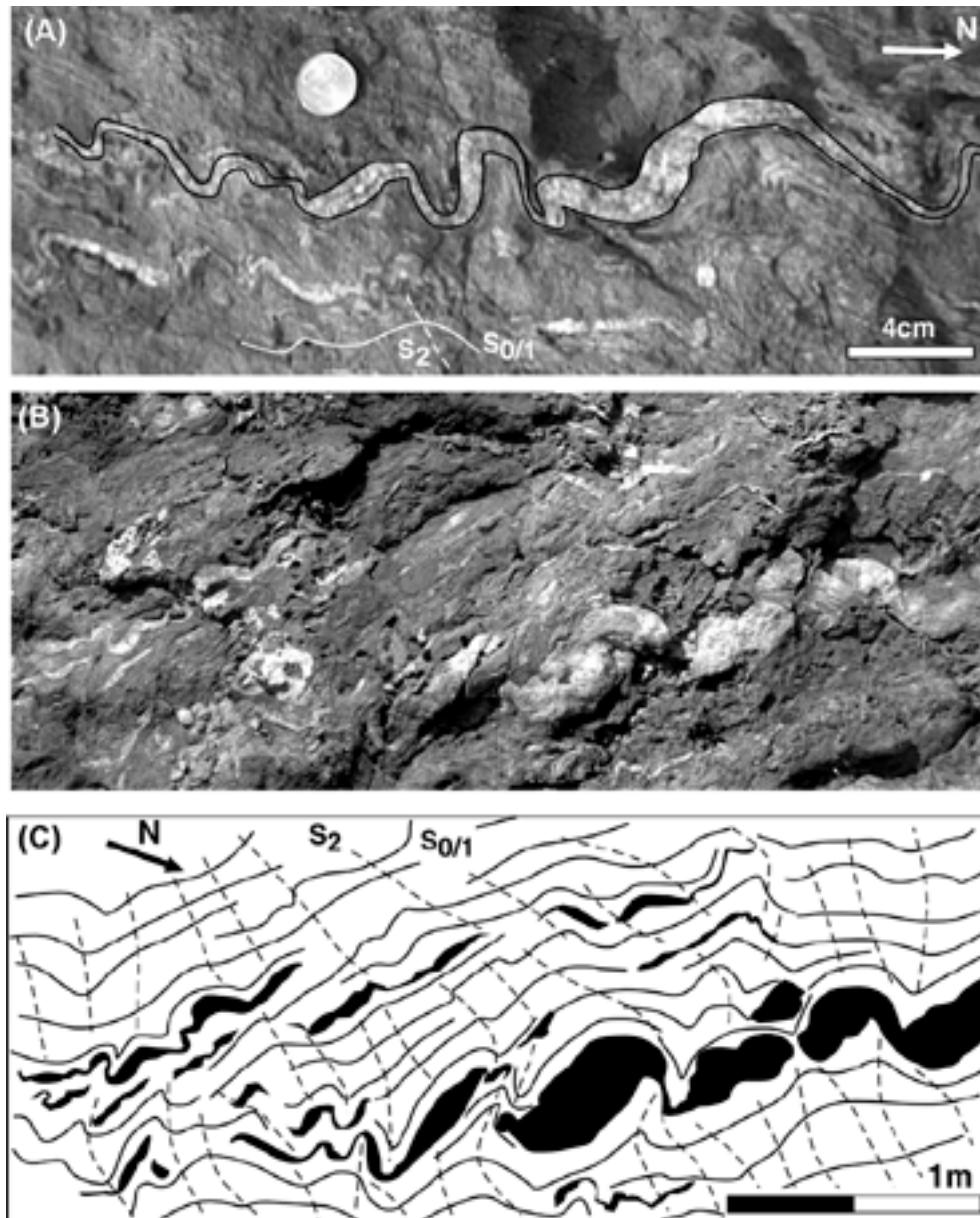


Fig. 4.13. Exemple de plects naturals de la zona de Culip, NE del Cap de Creus (Spain). (a) vena de quars en nivells metapelítics mostrant geometries de plects no periòdics. Observar la presència de disharmonies tant al llarg com a través de l'amplitud dels plects. Aquestes són semblants a les produïdes a partir dels paràmetres asimètries dels models numèrics. (b) i (c) Fotografia i esquema d'un conjunt de venes i boudins de quars plegats amb geometries asimètriques. Per la geometria i disposició podrien indicar un flux senestre però les pertorbacions inicials podrien emmascarar-ho. $S_{0/1}$ i S_2 són respectivament la foliació paral·lela al bandejat composicional i l'associada amb la crenulació. La presència de geometries semblants amb les investigades són concordants amb la interpretació cinemàtica d'aquesta zona (Carreras and Druguet, 1994).

Per finalitzar, fer notar que la presència d'una asimetria longitudinal és suficient pel desenvolupament d'una estructura asimètrica, fins i tot per a les condicions coaxials dels models numèrics. La presència de plects asimètics en nivells irregulars, encara que amb geometries consistents al llarg d'una gran zona, no ha d'implacar *a priori* ni un

elevat grau de no coaxialitat ni el reflex del sentit de cisalla de la deformació. Com utilitzar aquesta estructura per a interpretar e intentar quantificar la cinemàtica de la deformació serà abordada als següents capítols.

4.7 Conclusions

La sèrie de models numèrics han considerat el desenvolupament de plecs actius per *buckling* a partir de capes amb pertorbacions inicials desiguals. Dos factors diferents han estat utilitzats com a generadors de les pertorbacions: asimetries longitudinals, expressades a partir del paràmetre ϕ , i asimetries transversals, expressades a partir del paràmetre A' . Aquests paràmetres ens han permès de descriure la transició de geometries entre pertorbacions simètriques (*pinch-and-swell*) a antisimètriques (plec “pur”). Els resultants de la modelització indiquen la viabilitat geomètrica d'aquestes transicions i el control en la geometria final de les estructures. Així, la variació del paràmetre ϕ origina el desenvolupament d'estructures asimètriques amb disposició de la part del flanc més gruixut (o boudin) amb una orientació sistemàtica semblant. En canvi, la variació del paràmetre A' tendeix a generar xarneres desiguals, doncs aquestes es localitzen al llarg de les zones amb espessor menor i major. La geometria dels plecs resultants són complexes amb desviacions importants entre els arcs interns i externs (tant d'amplitud com geometria).

No obstant les limitacions dels resultats actuals, la possibilitat qualitativa d'aplicar aquests termes al plegament de capes amb espessor no homogenis sembla plausible. Els resultats concorden amb les interpretacions de Williams and Jiang (2001) per als seus models experimentals. També concorden amb el control de les pertorbacions inicials en la geometria finals dels plecs (Abassi and Mancktelow, 1990; Mancktelow, 1999). Els resultats indiquen la necessitat de reelaborar un nou model teòric de plegament, a on la distribució dels esforços normals i de cisalla al llarg de l'espessor de la capa siguin completats. No obstant davant la complexitat geomètrica, la modelització numèrica i experimental juntament amb l'aportació de dades descriptives de camp semblen les metodologies més plausibles per a un millor enteniment dels sistemes de plecs no periòdics.

5

Estudi numèric de la influència
de la transició geomètrica entre
capes homogènies i partícules
aïllades: sistema *single-layer* amb
una única pertorbació.

*“Numerical modelling should not be used as a substitute for thinking,
but as an aid to thought”*

E. Eberhardt, NATO ARW Keynote Adress 2002

5.1 Introducció

Una gran diversitat d'elements estructurals poden ser utilitzats per quantificar o estimar la magnitud de la deformació i la seva cinemàtica (veure Hanmer and Passchier, 1991), però segurament per la seva abundància destaquen els plecs i les estructures resultants de la rotació d'objectes rígids dins d'una matriu dúctil. La forma i la simetria d'aquestes estructures, juntament amb la distribució dels elements estructurals al seu voltant (foliació, lineacions, etc.), són comunament utilitzades com a eines per l'anàlisi cinemàtic i estructural (Ramsay and Lisle, 2000). La viabilitat com a indicadors cinemàtics en zones de cisalles dúctils és complexa, i pot ser consultada a una extensa bibliografia (per exemple Hanmer and Passchier, 1991; Passchier and Trouw, 1996) o per una discussió més concreta entorn als plecs en Harris (2002) o Carreras, et al. (2005).

A partir d'una gran quantitat de treballs de camp, teòrics, experimentals i numèrics (veure Ramsay and Lisle 2000 per un bon recull de cites), ens han permès desenvolupar una base conceptual de la dinàmica d'aquestes estructures i la influència de les propietats mecàniques i del flux en la geometria de l'estructura resultant. Però, tradicionalment sempre s'han plantejat els estudis de forma independent. Exceptuant els estudis de la rotació de partícules per influència de plecs d'ordre major (com Jiang 2001, Stallard and Hickey, 2001; Kraus and Williams, 2001), mai s'ha proposat una possible connexió al mateix ordre de les inestabilitats que originen aquestes estructures. Això ha estat obviat, no obstant les semblances geomètriques o les formes similars d'anàlisi pel seu estudi cinemàtic (mesures d'orientació, avaluacions rotacions, geometries preferents, etc.). Una possible transició geomètrica entre partícules i capes, aquesta última com a geometria inicial a partir de la qual es desenvolupen els plecs, és explícita a partir de la teoria de rotació de partícules (Jeffery, 1922; Bretherton, 1962; Freeman 1985). Les equacions que governen aquest procés són dependents de la relació axial o forma de les inclusions. Per a inclusions axialment simètriques, això es pot expressar a partir del paràmetre B del tensor de forma (Bretherton, 1962),

$$B = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \quad (5.1)$$

on a i b representen els eixos de la partícula. Així, a partir de B podem representar la variació de formes entre un pla material ($B=-1$) a una línia material ($B=1$), passant per una transició d'el·lipsoïds obllats ($-1 < B < 0$) a prolats ($0 < B < 1$), amb una geometria d'inclusió esfèrica per a $B=0$. Però, a partir d'aquestes equacions únicament podem expressar la reorientació dels elements geomètrics davant un flux deformatiu homogeni, sense la possibilitat de generació d'instabilitats mecàniques dins l'element geomètric. Una altra forma d'observar aquesta variació és a partir de les geometries *pinch-and-swell*. D'una forma qualitativa és pot observar que una geometria d'aquest tipus representa un cas intermedi entre una capa d'espessor constant i una partícula aïllada. Si l'espessor de la regió de l'interboudin (T_i) tendeix al mateix que al boudin (T_b), la geometria és d'una capa homogènia, mentre si l'espessor de l'interboudin tendeix a zero, $T_i \rightarrow 0$, la geometria resultant és una partícula aïllada. Això és equivalent a la transició mostrada a la Fig. 51a. per a un partícula cilíndrica i una capa planar. Segurament la condició de partícula aïllada no deu ser estrictament certa, i ha de representar una discontinuïtat analítica, ja que sempre es considera la presència d'una connexió de la partícula amb una capa d'espessor infinitesimal (*quasipartícula aïllada*).

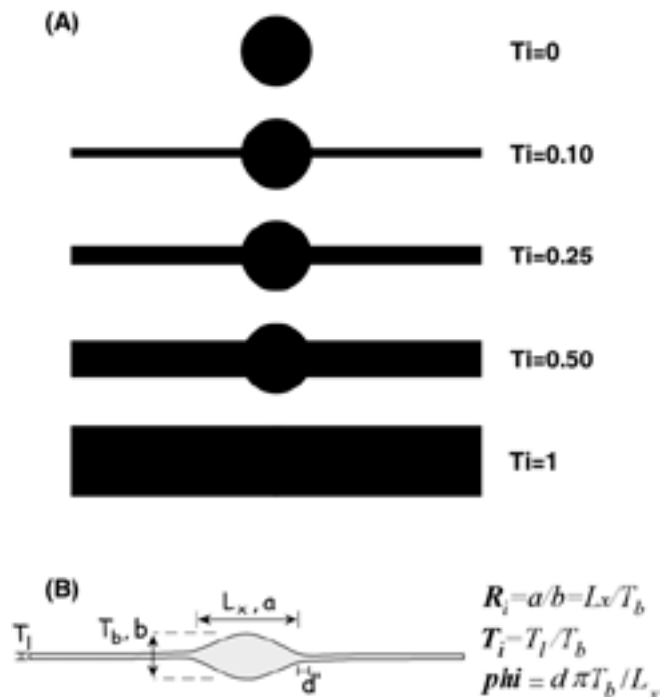


Fig. 5.1 (a) Exemple de la transició geomètrica entre partícula aïllada i capa d'espessor homogeni. La variable a partir de la qual s'ha expressat és l'espessor normalitzat T_i , definit a partir de la relació entre l'espessor del segment capa respecte l'espessor de la inclusió. (b) Esquema amb la representació dels diferents paràmetres utilitzats al llarg de l'estudi. La definició de cadascun d'ells és expressat al marge de l'esquema.

En els dos casos extrems, la dinàmica d'instabilitats en el medi continu vindrà controlada per la mecànica clàssica de la rotació d'inclusions i del plegament de capes.

Com serà el mode de localització o geometria final de l'estructura per casos intermitjos? Dominarà el mode de plegament o l'efecte d'inclusió rígida? Com varia la rotació de la inclusió? La resposta d'aquestes preguntes seran abordades en aquesta part de l'estudi. La investigació es realitzarà a partir de models numèrics en dues dimensions a partir del programa comercial de diferències finites FLAC^{2D} (Itasca Consulting Group, 1998). La configuració bàsica dels models serà el d'una capa competent dins una matriu més dúctil i homogènia. L'anàlisi es centrarà en la influència de la variació de la relació d'espessor de la capa (T_i) i de la relació axial de la partícula (R_i) en la geometria resultant. S'explorarà per flux homogeni i condicions de cisalla general, encara que és centrarà per a les condicions particulars de no rotació de l'envolvent de la capa i d'escurçament paral·lel a aquesta. A part de la reorientació de la partícula i el desenvolupament dels possibles plecs, es posarà èmfasis en la distribució i orientació de la deformació finita al voltant de l'estructura. Finalment s'intentarà delimitar i discutir el domini de cadascun dels dos modes, i establir els paràmetres essencials que controlen aquesta transició.

5.2 Mètode i propietats dels materials

Les simulacions numèriques s'han realitzat a partir del mateix programa que en la secció anterior. FLAC^{2D} no té un programa de preprocessament gràfic i treballa, en principi, només amb malles d'elements quadrangulars estructurats (la malla és definida per files i columnes d'elements). Això fa que la generació de la malla de diferències finites sigui molts cops complicada al haver-se de definir a partir de funcions matemàtiques. Per a una descripció d'això o per a detalls del processament dels models es pot consultar els altres capítols de la modelització numèrica. Inclòs dins d'aquest annex hi ha un exemple de l'arxiu utilitzat pel preprocessament i solució dels models numèrics d'aquesta secció.

A l'igual que en capítols anteriors, s'ha adoptat una reologia elastoviscosa per simular les propietats mecàniques de les roques naturals. Els valors de les diferents components constitutives són semblants a les anteriors i dins del rang de propietats inferides a partir de dades experimentals de roques. La taula 5.1 mostra un resum dels diferents valors

d'aquestes components. En tots els models les propietats de la matriu són constants mentre les de la capa varien atenent les relacions dels contrastos de les propietats elàstiques E i de la viscositat m entre la capa i la matriu. S'ha optat per un valor constant de $E=2$, mentre s'han pres valors de m de 3, 10, 20 i 100. S'han agafat aquests dos últims valors com els de referència alhora de la sistemàtica dels models. El coeficient elàstic de Poisson és tant per la matriu com per la capa de 0.3.

Alguns models s'han fet per observar els efectes del comportament viscos no lineal. Aquest comportament s'ha descrit a partir de l'equació exponencial $\dot{\epsilon} = A\sigma^n$, on n és l'exponent d'esforç, A és la constant preexponencial, i respectivament σ i $\dot{\epsilon}$ són els segon invariants del tensor d'esforços i de velocitat de deformació. Per a valors elevats de n és fa necessari redefinir les unitats de treball per impedir errors numèric com a conseqüència de l'elevada diferència d'ordres dels paràmetres; això es necessari sobretot per culpa de la constant preexponencial A . Tots els models s'han reescalat a unitats d'esforços de MPa i unitats de temps d'anys. L'estabilitat numèrica dels models és gran, fins i tot per $n > 25$. Els valor de les propietats dels models no lineals son mostrats a la Taula2. Fletcher (1974) va demostrar teòricament que la influència del grau de no linealitat de la matriu per a inestabilitat per *buckling* és molt petita (veure Hudlestons and Lan, (1994). Per aquest motiu, en tots aquests models també s'ha utilitzat una matriu viscosa lineal.

m	G_l [Pa]	G_m [Pa]	η_l [Pa·s]	η_m [Pa·s]	\dot{s} [s^{-1}]	De_l	De_m
3	2e10	1e10	3e19	1e19	5e-14	3.75e-05	2.50e-05
10	2e10	1e10	1e20	1e19	5e-14	1.25e-04	2.50e-05
20	2e10	1e10	2e20	1e19	5e-14	2.50e-04	2.50e-05
100	2e10	1e10	1e21	1e19	5e-14	1.25e-03	2.50e-05

Taula 5.1. Sumari de les propietats materials dels models. G és el mòdul de cisalla i η és la viscositat (Pa·s). Tots els model el coeficient de Poisson ν és 0.3. \dot{s} representa la velocitat de deformació volumètrica mentre De és el numero de Deborah. Els subíndex l i m indiquen respectivament capa i matriu.

n	G_l [Pa]	G_m [Pa]	A_l [Pa $^{-n}$ ·s $^{-1}$]	η_m [Pa·s]	\dot{s} [s^{-1}]	De_l	De_m
3	2e10	1e10	3.6e-36	1e19	5e-14	2.50e-04	2.50e-05
10	2e10	1e10	1.6e-86	1e19	5e-14	2.50e-04	2.50e-05

Taula 5.2. Sumari de les propietats materials dels models no lineals. G és el mòdul de cisalla i A és la constant preexponencial (Pa $^{-n}$ ·s $^{-1}$). El número de Deborah s'ha estimat a partir de la viscositat efectiva. Els subíndex l i m indiquen respectivament capa i matriu.

5.3 Configuració geomètrica

La geometria bàsica dels models consisteix en una capa competent immersa en una matriu més dúctil al llarg de la qual s'ha inscrit la geometria d'una inclusió a la part central de la capa. Aquesta forma pot ser descrita a partir d'un segment planar, que denominarem part planar, i un segment d'espessor més gran que representa la partícula o inclusió. Aquesta geometria inicial s'ha definit als models a partir dels següents paràmetres (Fig. 5.1b):

- Relació axial de la partícula **Ri**: definit a partir de la relació entre els eixos.
- Espessor normalitzat de la capa **Ti**: definit a partir de la relació relativa dels espessors del segment planar respecte l'espessor de la partícula (T_l/T_b).
- Angle de desfàs **phi** de la geometria de la inclusió entre la interfase superior e inferior de la capa.

Inicialment l'espessor de la capa és de $H=2$ unitats mentre la longitud del model és de 80 unitats i la seva l'amplada és de 44 unitats. L'eix de coordenades de referència (x,y) s'ha fixat en el centre del model. A partir dels paràmetres de geometria, s'ha generat la forma inicial de la capa utilitzant les funcions següents per a la interfase superior *sup* de la capa,

$$\begin{cases} \zeta_{sup} = \frac{H}{2} + \left(\frac{T_b - 2T_l}{2} \right) \cos\left(\frac{2\pi}{L} x\right) & |x| \leq L \\ \zeta_{sup} = \frac{T_l}{2} & |x| \geq L \end{cases} \quad (5.2)$$

mentre per la interfase inferior *inf*,

$$\begin{cases} \zeta_{inf} = -\frac{H}{2} + \left(\frac{T_b - 2T_l}{2} \right) \cos\left(\frac{2\pi}{L} x + phi\right) & |x| \leq L \\ \zeta_{inf} = -\frac{T_l}{2} & |x| \geq L \end{cases} \quad (5.3)$$

La definició dels diferents paràmetres es pot observar a la Fig. 5.1b. Aquest plantejament del model té l'avantatge de generar totes les geometries a partir de la

mateixa funció però per condicions pròximes a la partícula aïllada la forma d'aquesta no és perfectament el·líptica. Això no hauria de ser problemàtic, doncs resultats experimentals d'altres autors indiquen que és la relació axial el factor principal que controla el comportament rotacional de les partícules i no la forma en detall d'aquestes (Arbaret, et al. 2001). Per aquells models amb $\phi=0$, s'ha afegit addicionalment una petita rotació rígida de la regió de la partícula per a generar una pertorbació amb geometria d'esglaió (Abassi and Mancktelow, 1991). Això origina un angle d'inclinació inicial φ_0 de la partícula respecte la direcció de cisalla o d'escurçament que és de 1.43° . L'orientació inicial de la capa en tots els models es paral·lela a l'eix x de coordenades, direcció paral·lela a la component d'escurçament per cisalla pura i al pla de cisalla, representant una orientació dels flux de no rotació de l'envolvent. El contacte entre la capa i la matriu s'ha considerat coherent, sense possibilitat de lliscament ni obertura.

Per una millor resolució del model, la malla que defineix la matriu s'ha dividit en tres regions: central, mitjana i externa (Fig. 5.2). Aquestes regions presenten densitats d'elements diferents amb una relació dels elements en la direcció x de 1:2:4. Les amplades d'aquestes regions són respectivament $7/22$, $5/22$ i $10/22$ de la l'amplada total del model. Les regions s'han enganxat inhibint possibilitats de lliscament o separació al llarg d'elles. L'efecte en la geometria de la distribució de la deformació, velocitats o esforços és molt reduïda. Aquest mètode permet generar una banda central més una capa amb una elevada definició de malla, i establir un límit de contorn en la direcció y allunyat de la capa, disminuint de forma progressiva la densitat de la malla cap a les parts externes. L'esforç d'aquest mètode és recompensat per una major estabilitat dels elements (no es generen elements amb relacions descompensades), menor requeriments de memòria RAM del model i una execució molt més ràpida. Uns 2880 elements quadràtics han estat utilitzats per definir la malla dels models normals, però aquells amb espessors de capa més fins ($T_i < 0.1$), s'han utilitzat malles més grans de fins a 5760 elements. En tots els casos s'han utilitzat sis elements per a representar l'amplada de la capa mentre la relació longitud/element en la direcció x és 1:1 pels models normals i de 1:2 pels models de malla més fina. Aquestes resolucions són suficients per a una correcta distribució de l'esforç i de la deformació dins i al voltant de la capa i una correcta estabilitat del model numèric.

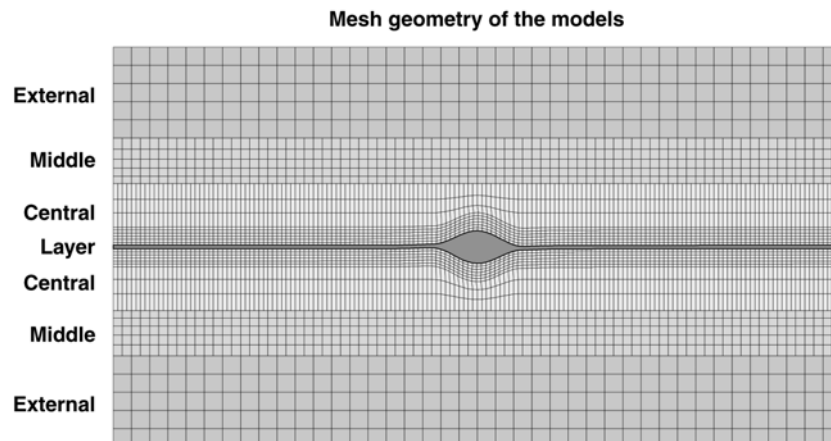


Fig. 5.2. Exemple de la malla de diferències finites utilitzada per a la definició de la matriu amb la separació en tres regions amb densitat d'elements diferents i refinada al voltant de la capa.

5.4 Condicions de contorn

S'han aplicat condicions de contorn per velocitats al llarg dels límits del model. Aquestes velocitats s'han definit a partir del tensor de velocitats \mathbf{L} . Això ens permet mantenir les velocitats de deformació constants i definir la variació de les velocitats del contorn segons les posició (x,y) dels seus elements. Un valor constant de la velocitat de deformació volumètrica de $5e-14 \text{ s}^{-1}$ ha sigut aplicat en tots els models. Aquest paràmetre representa el diàmetre del cercle de Mohr de \mathbf{L} . La variació del grau de no coaxialitat s'ha definit a partir de l'angle entre les apòfisis del flux β (Bobyarchick, 1986). Aquest paràmetre es troba relacionat amb el número de vorticitat cinemàtica Wk (Means et al., 1980) per l'expressió $Wk=\cos(\beta)$. Així el mode deformatiu per cisalla pura és expressat per $\beta=90^\circ$ i $Wk=0$, mentre el mode de cisalla simple representa $\beta=0^\circ$ i $Wk=1$. La transició cinemàtica entre aquest dos extrems representa el cas de cisalla subsimple amb engruiximent de De Paor (1983). En tots els models el sentit de cisalla és dextral.

Per a models no coaxials, el tipus de condició de velocitats i els graus de llibertat dels nodes de la perifèria, son claus tant en la geometria de les estructures que es desenvoluparan com en la geometria de les pertorbacions que s'originaran a la matriu (Bons et al., 1997). En general, l'augment de condicions restrictives del contorn origina una disminució efectiva de les velocitats de les partícules rígides (Biermeier et al. 2001). Primerament, es va intentar establir unes condicions de medi periòdic similars a les utilitzades per altres autors (Tenczer, et al. 2001; Biermeier, et al. 2001). Aquesta

condició consisteix en assumir que els costats dret i esquerra del model es troben junts, representant una condició de contorn en forma d'anell. Però aquestes condicions, pels models amb FLAC generen problemes d'estabilitat i la presència de forts efectes del contorn per a fluxos de cisalla general. Aquests efectes es troben relacionats amb la impossibilitat de definir un medi periòdic real, doncs almenys a partir de FLAC, sempre queda un dels costats en funció de l'altre, inhibint-se la possibilitats de migració de perturbacions a través dels costat subordinat. A part s'ha d'afegir la presència de la capa en contacte amb els límits dels models. Per això, s'ha optat per unes condicions de contorn on la component de velocitat x de la part superior i inferior del model és fixada, mentre la velocitat en la direcció y és lliure. A les cares laterals s'ha aplicat una velocitat únicament funció de la component de cisalla pura en direcció x , mentre en la direcció y s'ha deixat lliure (Fig. 5.3). Per inhibir rotacions rígides de la capa com a conseqüència del gradient de cisalla, s'han fixat les posicions y dels nodes situats al centre dels extrems de la capa i al centre de la partícula. Aquestes condicions de contorn són compatibles amb les condicions de cisalla general i amb el plegament de la capa.

Com el mètode de solució numèrica el temps és explícit, és funció del cicle de solució, és necessari definir aquest temps per a materials de *creep*. S'ha optat per un pas variable del temps de *creep*; inicialment s'ha definit com a 0.1 anys i progressivament ha incrementat fins un valor màxim de 20 anys per cicle de solució. La tolerància de convergència d'aquest procés s'ha establert a partir del valor de la força residual del model, prenent un valor màxim de 2 MPa per aquest paràmetre (semblant al valor per defecte del programa). Per aquests valors, els models necessiten 45400 cicles de solució per atènyer una deformació natural de $\varepsilon=0.8$ (o deformació angular $\gamma=1.6$). En generals les simulacions s'han solucionat fins que s'ha produït el col·lapse del model, sigui per la violació de la tolerància o per les elevades distorsions de la malla.

Les cinemàtiques estudiades per a la transició entre geometria de capa i partícula, les podem dividir en tres condicions essencials:

- Condició de cisalla pura ($\beta=90$): la capa és paral·lela a l'apòfisis d'escurçament, i només hi han components d'escurçaments paral·lela a la capa.
- Condició de cisalla simple ($\beta=0$): condició particular on no hi ha escurçament paral·lel a la capa i el gradient de cisalla normal a la capa és màxim.

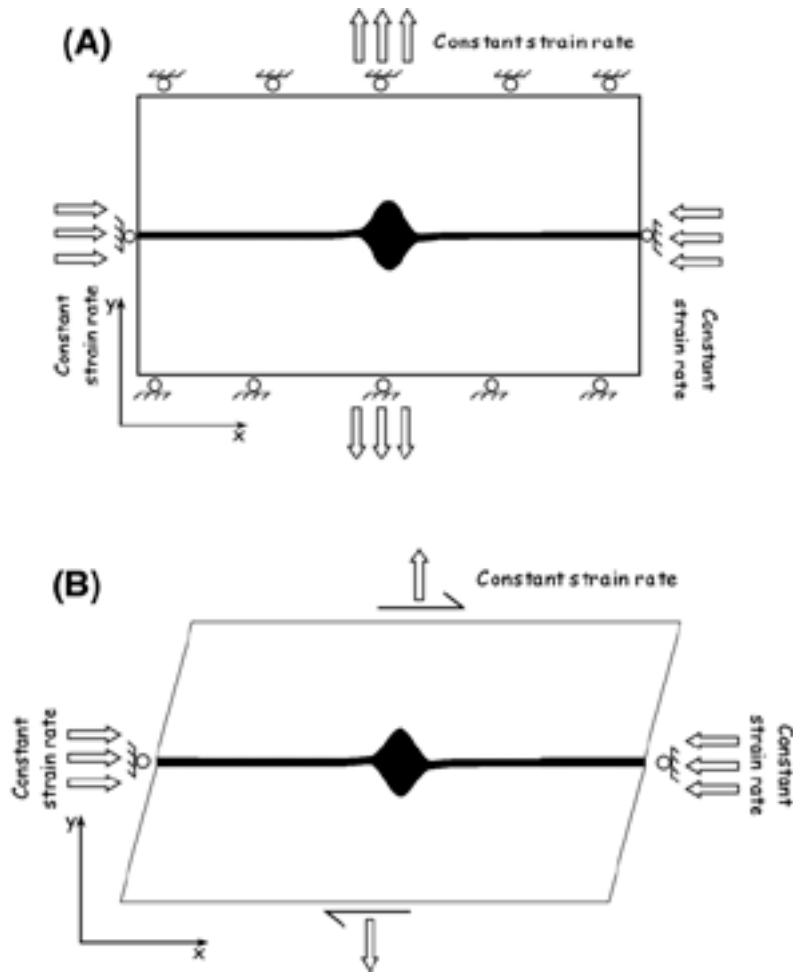


Fig. 5.3. Esquemes de les condicions de contorn dels models. (a) Condicions pels models de cisalla pura. La velocitat normal a les cares del model són fixades mentre les velocitats tangencials són lliures. (b) Condicions per cisalla simple i general. La velocitat longitudinal normal a les cares laterals i la velocitat de cisalla de la part superior e inferior són fixades. Les altres són lliures.

- Condició de cisalla general ($0 \leq \beta \leq 90$): condicions cinemàtiques generals on hi ha al mateix temps escurçament paral·lel a la capa i gradients de cisalla normal a la capa. S'han realitzat per a valors de $\beta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ i 90° . Ens permetrà inferir els canvis d'estructures amb la variació de l'orientació de la capa respecte les apòfisis del flux.

Per aquestes tres condicions s'han investigat de forma sistemàtica la influència de la variació de l'espessor normalitzat Ti (per a uns valors de 0, 0.01, 0.05, 0.1, 0.25, 0.50 i 1.0) i de la relació axial de la partícula Ri (per a uns valors de 1, 2, 3, 5 i 6), en la geometria resultant.

5.5 Resultats

No es farà una descripció sistemàtica de cadascuna de les variables per cada condició, sinó dels resultats que aporten dades qualitatives més interessants alhora d'una més clara interpretació del procés de localització i desenvolupament de plecs en els sistemes estudiats. Es farà l'exposició atenent primer a les diferents condicions cinemàtiques de contorn i després un sumari de la influència d'altres paràmetres com el grau de no linealitat i la presència d'asimetries longitudinals (ϕ) en els models.

5.5.1 Cisalla pura

Els efectes geomètrics de la transició del paràmetre d'espessor normalitzat (T_i) es poden observar a la Fig. 5.4. Per a unes condicions geomètriques i mecàniques constants, la variació d'aquest paràmetre ens permet observar quines són les tendències principals, com de localització, geometria, etc., al llarg del seu espectre. Per a valors de $T_i=0$, el model representa el d'una partícula aïllada dins una matriu dúctil, i la inclusió és comporta de forma similar al predit per a la teoria de rotació (Gay, 1968). Per a condicions de cisalla pura, una partícula equidimensional és estacionària (Fig. 5.5) mentre que per inclusions el·líptiques dependrà de la seva relació axial i orientació respecte la direcció d'escurçament. Per a les condicions d'estudi, paral·leles a l'apòfisis d'escurçament, impliquen baixes velocitats de rotació, tal com es pot observar per a una inclusió de $R_i=4$ a la Fig. 5.6. Si ens centrem a la condició $R_i=1$ i per a un contrast de viscositat elevat ($m=100$), l'increment de T_i implica a nivell de model la presència d'una capa planar amb les mateixes propietats mecàniques que la inclusió, i d'una longitud fins als límits laterals del model. Per a valors molt baixos ($T_i=0.01$), la tendència es a desenvolupar plecs marginals al voltant de la inclusió sense que es produeixi reorientació de la partícula. Els plecs nucleats i amplificats no afecten a la inclusió, sinó es desenvolupen als seus voltants i es propaguen al llarg del segment planar. Això és segurament com a conseqüència del comportament més resistent de la part massissa de la capa per les diferències d'espessors i la facilitat de plegar una capa molt fina.

Però, amb l'augment de R_i ràpidament es passa a geometries on les longituds dels plecs amplificats són funció de la configuració inicial del model i la inclusió representa un dels flancs dels plecs desenvolupats ($T_i=0.05$ i 0.10 de la Fig. 5.5a). Això implica una reorientació de la inclusió amb el progrés de la deformació. També es pot observar que

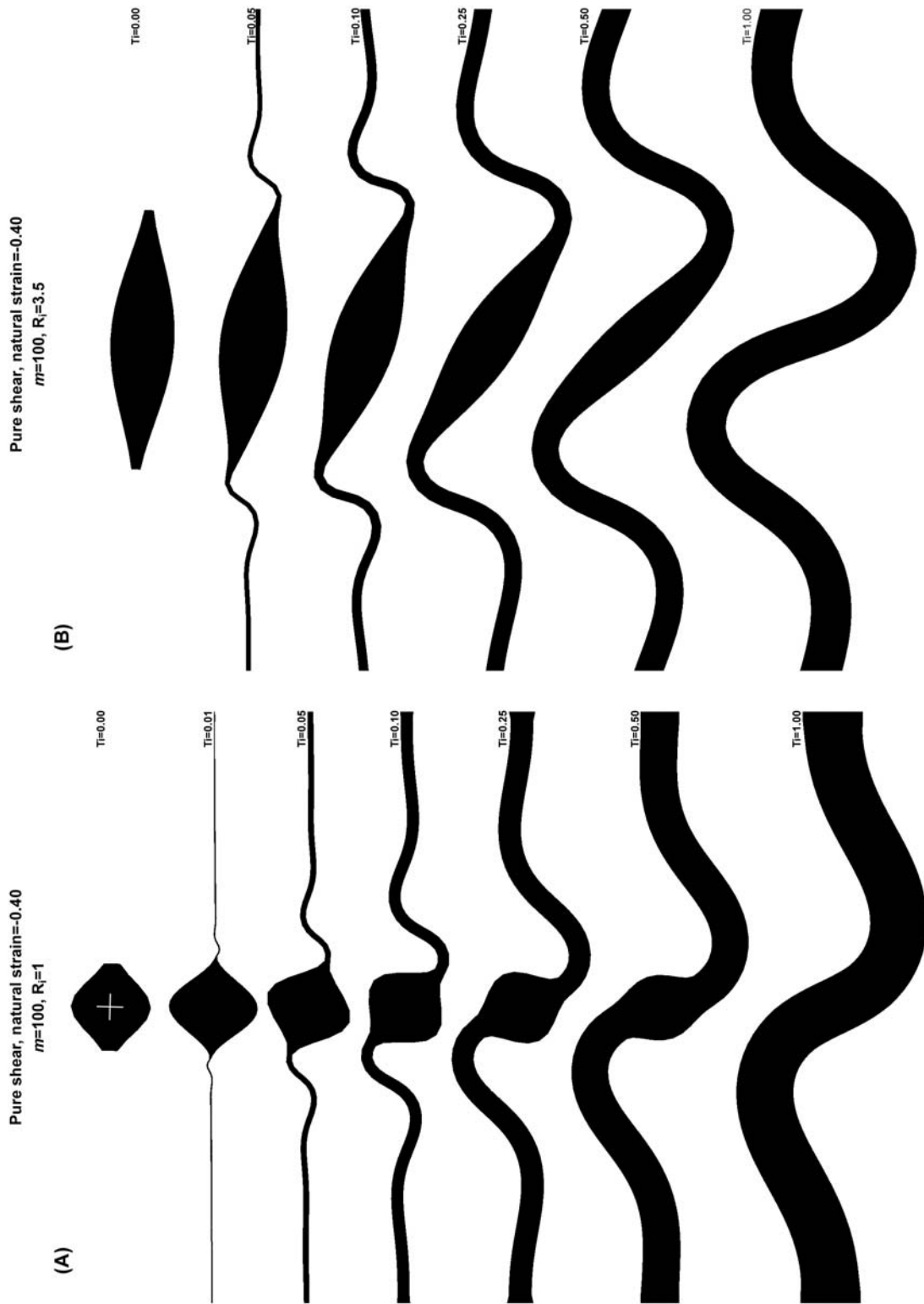


Fig. 5.4. Influència de l'espessor normalitzat en la geometria final de l'estructura per (a) $R_i=1$ i (b) $R_i=3.5$. Les condicions de deformació són cisalla pura i el valor de deformació natural finita és per a tots el casos de 0.4.

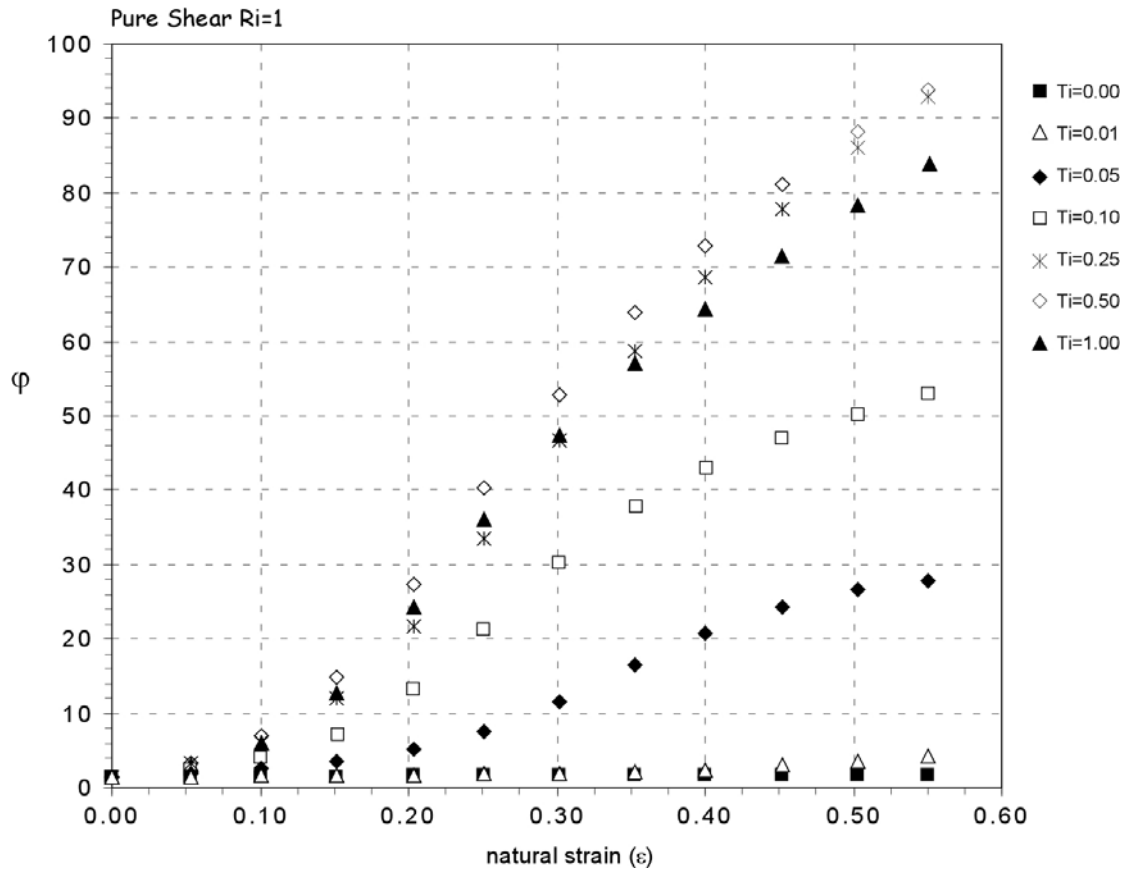


Fig. 5.5. Influència de Ti en la variació de l'orientació del boudin amb el progrés de la deformació. Per a condicions de cisalla pura i per una relació axial de $Ri=1$. L'angle inicial d'inclinació del boudin és de 1.43° . Observar la variació entre els dos extrems de la transició geomètrica és ràpida i asimètrica amb un domini clar del procés de *buckling* (dominant per $Ti > 0.10$). També observar que el canvi d'orientació màxim no es troba relacionat amb la condició de capa perfecte. Això és per la dependència del plegament en la relació longitud d'ona/espessor de la capa en el procés d'amplificació dels plecs. Aquesta diferència és conseqüència de les diferents L/H inicials dels models, essent per les condicions de $Ti=1$, $Ti=0.50$ i $Ti=0.25$ més petites que la teòrica dominant (respectivament 4.8, 7.2 i 9.6 quan la Ldd és de 16). Això fa complicar l'adequada descripció i quantificació objectiva de l'espectre de transició.

L'estructura desenvolupada és asimètrica, amb diferències de rotació finita entre tots dos flancs. Els flancs amb espessors menors presenten rotacions finites més elevades que els de les parts de la capa més massisses. Es a dir, el flanc més rotacional és el segment planar mentre la inclusió representa una zona del plec de baixa capacitat de rotació. La xarxera dels plecs és localitza a l'extrem de la inclusió, afectant només a la capa; aquesta presenta una geometria de corba "suau" i amb diferenciació de forma entre l'arc extern i l'arc intern. L'acomodació de la deformació al llarg de la capa és realitza a partir de l'amplificació d'aquests plecs i la propagació de noves inestabilitats cap als extrems de la capa. Per a valors de $Ti \geq 0.25$, cada cop l'aspecte resultant és més semblant al d'un plec d'espessor homogeni amb una geometria semblant al del cas

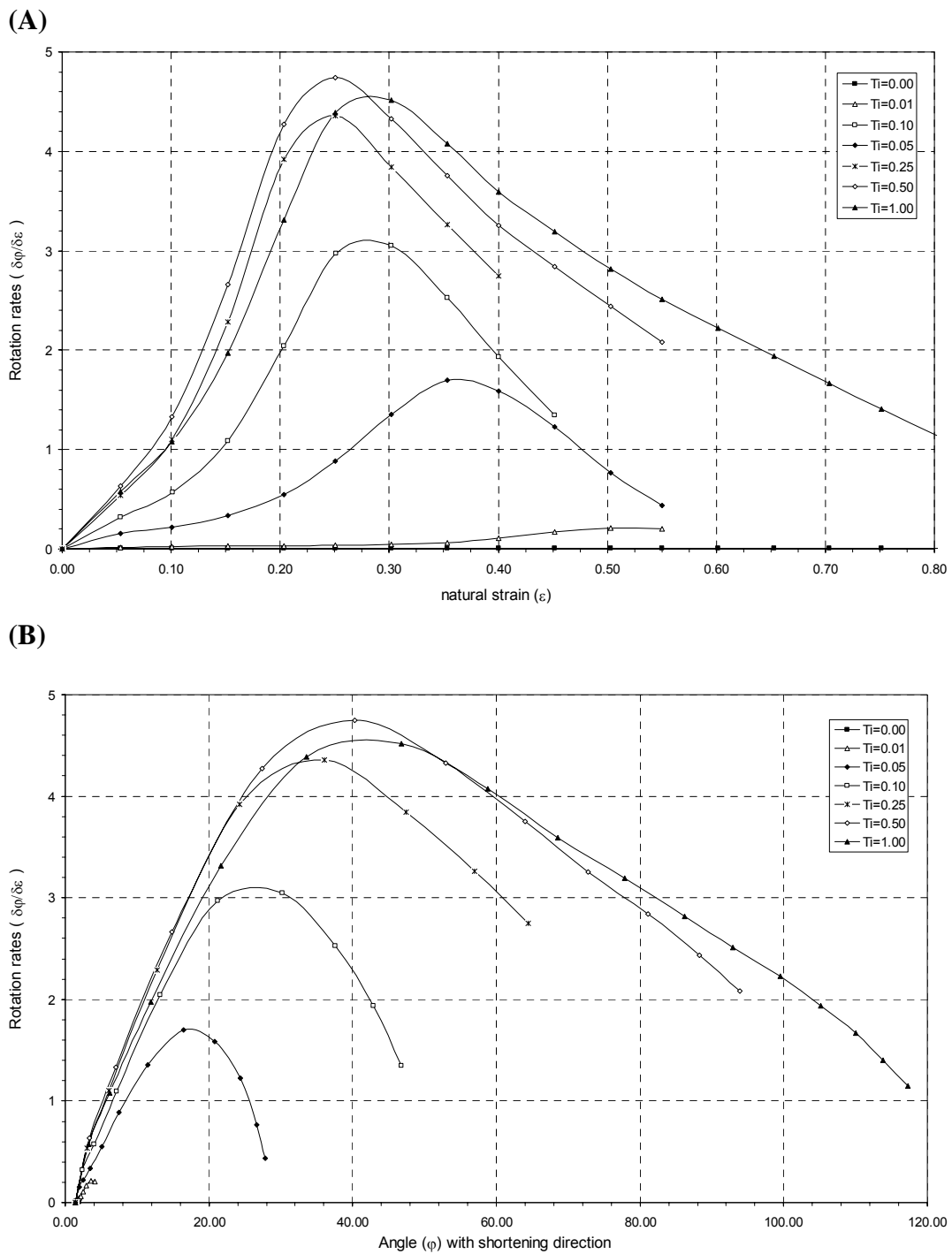


Fig. 5.6. Influència de la relació d'espessor normalitzat (Ti) en la velocitat de rotació d'una "partícula" amb $Ri=1$ per a condicions de cisalla pura (a) respecte la deformació natural i (b) respecte l'angle de l'eix màxim de la partícula. En tots dos gràfics l'angle φ s'ha mesurat respecte l'orientació de la direcció d'escurçament. Observar la variació dels màxims de rotació i la variació d'aquest paràmetre amb la transició de geometries. El contrast de viscositat és de 100.

anterior. Però, si ens fixem en detall podem observa que la localització de la xarnera no és exactament a la perifèria de la inclusió, sinó que es troba desplaçada al llarg de la capa. No hi ha una coincidència exacta entre la longitud d'ona de la inclusió inicial i l'amplificada, encara que és prou evident la seva influència. Per aquestes condicions, la longitud de la inclusió no ens determina la longitud del flanc del plec, sinó que la inclusió es troba ajuntada a la capa, com una protuberància, sense una diferenciació estructural clara entre inclusió i capa. La reorientació de la inclusió no és controlada de forma activa per ella mateixa, sinó que aquesta és funció de la reorientació progressiva del flanc del plec seleccionat, caracteritzat per una longitud d'ona molt més gran que la inclusió. La migració de la xarnera al llarg del segment planar és lligada a la selecció dins el sistema de longituds d'ones més acords amb les teòriques longitud d'ones preferents. Aquestes possibilitats de selecció són fruits de la configuració inicial del model, on teníem definida una inclusió de relació axial 1 dins una capa planar de contrast de viscositat de 100. Per al cas de $Ti=0.25$, la relació L/H és aproximadament de 9, essent H l'espessor de la part planar de la capa i L la longitud de la inclusió, i representa un valor molt més baix que la teòrica ($Ldd=16$). La definició de la pertorbació amb una geometria d'esglaió, amb únicament mitja longitud d'ona de plec, facilita la llibertat de propagació i selecció de la xarnera al llarg de la capa. Aquestes observacions són acords amb resultats experimentals, on la influència de la geometria de les pertorbacions inicials respecte a la geometria d'estructura amplificada és més eficaç per a L/H inicials més grans que les dominants (Abassi and Mancktelow, 1992). Per a $Ti=1$, el model representa una capa d'espessor homogeni, i es desenvolupa la geometria clàssica dels plects. Aquest és asimètric, almenys referent a longituds d'ona dels flancs, donada la configuració inicial de la pertorbació asimètrica.

A primer cop d'ull, aquests resultats semblen indicar un control molt elevat de la influència del procés de plegament respecte al comportament de partícula rígida. La transició entre aquests dos comportament és ràpida i abrupta, produint-se per a valors de Ti molt baixos. Aquestes observacions qualitatives queden confirmades a partir de gràfics de la reorientació de la inclusió amb el progrés de la deformació (Fig. 5.5) i la variació de la seva velocitat de rotació (Fig. 5.6a i 6b). Per a configuracions de Ti baixes, les rotacions finals de la inclusió són molt baixes i pròximes a la condició de partícula aïllada. Però, l'augment de Ti origina un increment molt ràpid de la reorientació de la partícula fins a un valors semblants als d'una capa homogènia per a valors de $Ti > 0.25$. El màxim de rotació finita no es produeix per a la condició extrem

$T_i=1$, sinó pels casos de $T_i=0.5$ o $T_i=0.25$. Això és conseqüència del prèviament comentat reajust i selecció de les longituds d'ones amplificades. Per a situacions de configuracions generals, es considera que la condició de capa homogènia hauria de representar la configuració de sistema amb màxima reorientació de la inclusió. La variació de la velocitat de rotació de la inclusió al llarg de les simulacions numèriques és no lineal i caracteritzada per la presència d'una fase d'acceleració fins a un màxim molt marcat, seguida d'una segona fase de desacceleració progressiva (Fig. 5.6a). Aquests màxims de velocitat de rotació són en funció del paràmetre T_i , amb una tendència a augmentar el seu valor i a produir-se per a taxes de deformacions més baixes, quan s'incrementa el valor de T_i . Observar les elevades velocitats angulars de les inclusions dels models, amb valors superiors a quatre; per a un ordre de referència d'aquest valor recordar que la velocitat angular teòrica d'una inclusió esfèrica per a cisalla simple, en funció de la deformació natural tal com és mostrada al gràfic, és de tant sols una unitat. Per tant, es produeixen taxes de rotació de fins a quatre vegades més grans que la condició més favorable de rotació d'una partícula per cisalla simple. Això permet que per baixes deformacions les rotacions finites de la part massissa siguin elevades (per escurçaments d'un 40%, les rotacions poden superar els 70°). Si visualitzem la variació de la taxa de rotació respecte a l'orientació de la partícula (Fig. 5.6b), és a dir respecte un marcador intern del model, ens permet observar que els màxims es produeixen per a un angle d'inclinació de la inclusió d'entre 20° a 40°. La tendència són corbes asimètriques, produint-se el màxim per a condicions d'inclinació baixa o estructura poc desenvolupada. En general, la disminució de T_i es tradueix (1) en un valor menor de la velocitat de rotació, (2) en una situació del màxim per a un angle d'orientació menor i (3) en una caiguda ràpida de la velocitat de rotació després del màxim.

Per a relacions axials diferents (com per exemple $R_i=3.5$, Fig. 5.4b), els valors de T_i pels quals es produeixen les transicions entre el desenvolupament de plecs marginals o la condició de rotació ràpida de la part massissa de la capa varien, però les tendències dels resultats són similars a les descrites prèviament. Observar que per aquesta condició, el màxim de rotació de la inestabilitat inicial si que és produeix per a la condició de $T_i=1$. La influència de la relació axial, R_i , es mostrada a la Fig. 5.7 per a models amb valor d'espessor normalitzat constant ($T_i=0.10$). La interpretació dels resultats, semblen indicar que per a condicions de cisalla pura i orientacions paral·leles a la direcció d'escurçament l'increment de la relació axial de la inclusió tendeix a un comportament



Fig. 5.7. Influència de l'aspecte de forma (R_i) del boudin sobre la geometria del plec que és desenvolupa. En general l'augment d'aquest valor, almenys per cisalla pura, tendeix a minimitzar la rotació de la partícula i a augmentar l'amplificació de les pertorbacions marginals al llarg del segment planar. A nivell efectiu, la relació axial ens determina la relació L/H de la inestabilitat inicial i és aquest factor el que controla el procés de selecció i amplificació. Observar les diferències de geometries amb la variació de R_i , sobretot per valors elevats on la localització dels plecs marginals es totalment diferent que els casos anteriors.

més pròxim al d'una partícula aïllada (Fig. 5.6a). L'augment de la relació axial fa disminuir tant l'angle d'orientació de la inclusió pel qual es produeix el màxim de velocitat de rotació com el valor d'aquest últim paràmetre. També fa disminuir de forma substancial la rotació finita de la inclusió i potencia el desenvolupament de plecs marginals. Pel cas de la Fig. 5.7. amb $R_i=6$, la geometria dels plecs es molt diferent als casos anteriors. Es produeix el plegament de la regió extrema de la partícula, representant el flanc del plec marginal, mentre la seva part central tendeix a ser una regió irrotacional.

La variació del contrast de viscositat produeix resultats semblants als anteriors. La disminució del contrast de viscositat ocasiona un augment de la deformació interna de la part massissa i una reducció de la seva velocitat màxima de rotació (Fig. 5.8). Per $m=20$, l'aspecte d'aquesta variació és més suau que pel cas de $m=100$, amb una tendència per l'estadi madur de lleugera reducció de la velocitat de rotació. Es produeix un canvi de geometria de la inclusió amb la deformació. Pel cas límit on les propietats entre la

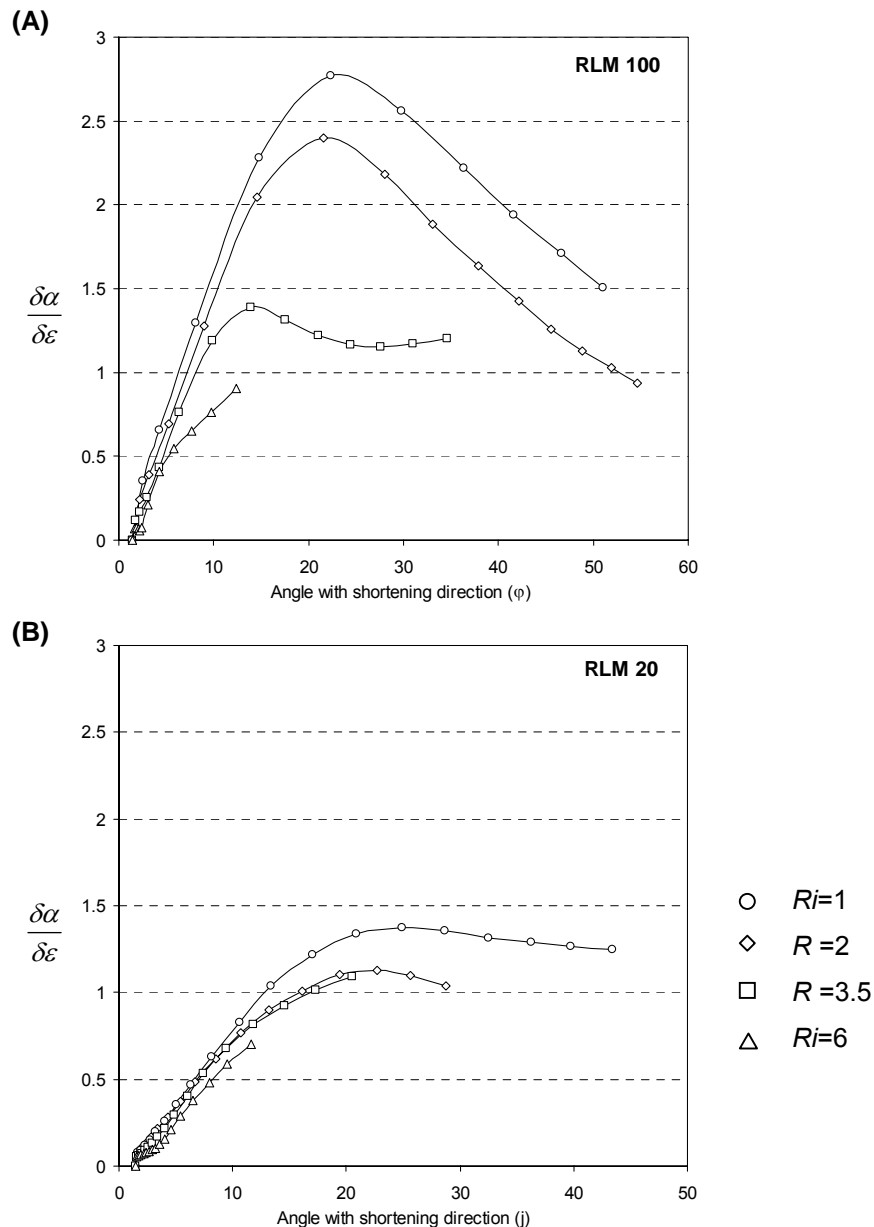


Fig. 5.8. Efecte de la relació axial de la partícula en la velocitat de rotació d'aquesta per a contrastos de viscositat de (a) 100 i (b) 20. La variació de la velocitat és controlada pel contrast de viscositat i no tant sols depenent de la relació axial, mostrant la influència de la mecànica de plegament.

matriu i la capa són similars s'acomoda tota la deformació per engruiximent homogeni de la capa sense que es produeix rotació de la part de la inclusió. Com aquestes condicions de baix contrast de viscositat no s'ajusten amb les propietats inferides als *rods* de l'anàlisi de camp, les seves implicacions no seran aprofundides.

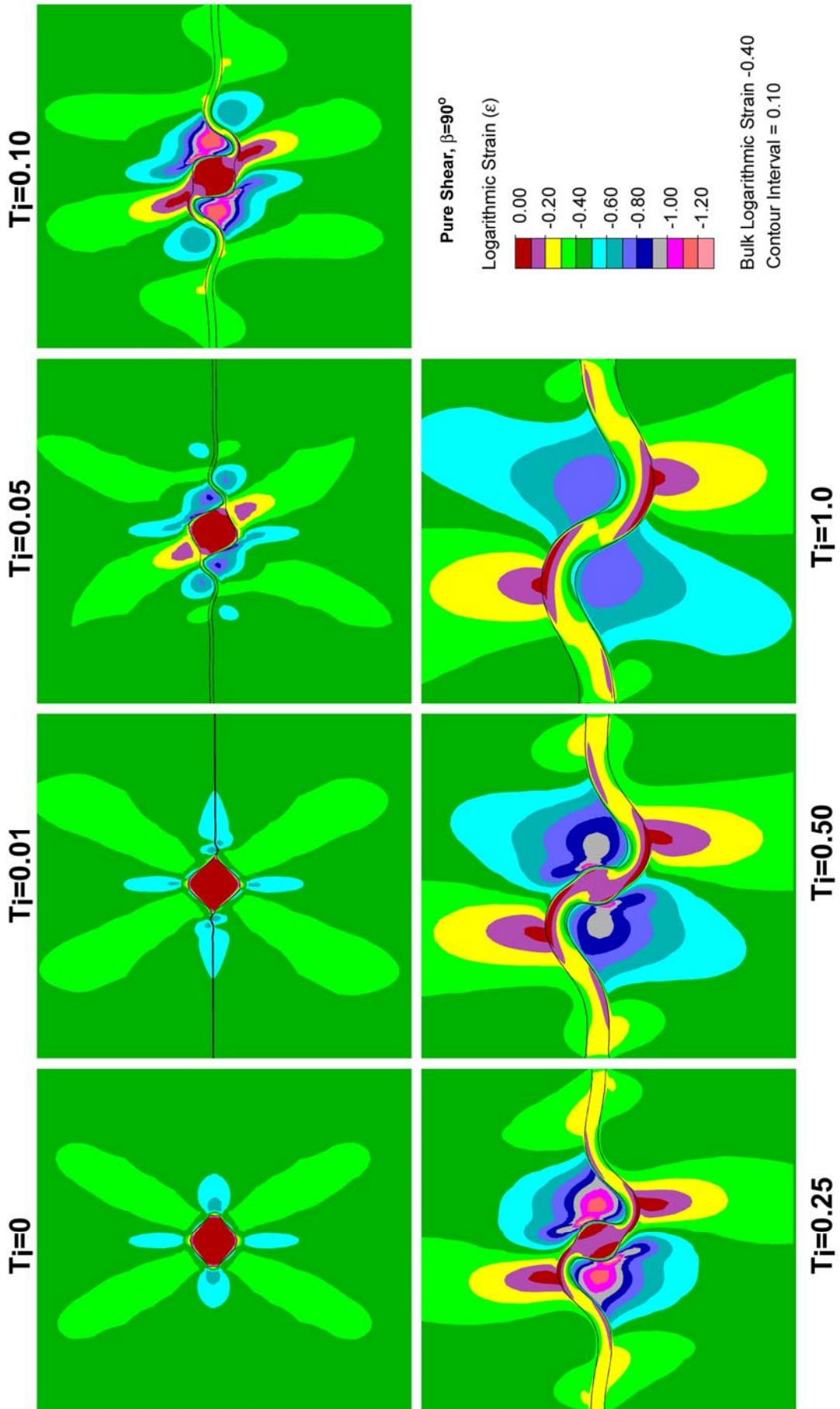
La variació dels diferents paràmetres analitzats (T_i , R_i , m) semblen concordants, tant per la seva distribució de valors com per les tendències generals, ajustant-se dins els límits

preestablerts per les dues condicions extremes. Així, la geometria i tendències d'aquests paràmetres posen de manifest que la mecànica del sistema definit per capa-partícula és altament controlada pel procés de plegament, observant-se tant els clàssics estatges del desenvolupament de plecs (nucleació, amplificació i cessió del procés; per exemple Treagus, 1997) com la influència de la relació de longitud d'ona/espessor i el contrast de propietats en el desenvolupament de l'estructura.

Fins ara, ens havíem centrat en una descripció de la geometria desenvolupada a la capa i a la variació de diferents paràmetres cinemàtics, com eren l'orientació o la velocitat de rotació. Aquests aspectes representen una visió centrada en l'estructura. Potser més important, és caracteritzar i/o visualitzar la distribució de les diferents raons mecàniques dins el model. La Fig. 5.9. mostra la influència de l'espessor normalitzat en la variació de la deformació finita logarítmica dins la matriu i la capa. Aquest valor es proporcional a altres raons de quantificació de la deformació com la deformació per cisalla efectiva o la octaèdrica (veure capítol 2). El valor de contorn és similar per a tots els models, $\varepsilon=0.4$, representant un valor d'escurçament d'uns 35%. L'orientació de la compressió és horitzontal. S'ha decidit utilitzar un valor de quantificació finita perquè el que observem al camp és el reflex de la deformació finita. Però, aquest presenta el problema d'acumulació i variació al llarg de la deformació, i la seva representativitat com a descriptor. Similars problemes els tenen també tant les raons de deformació instantània com les lligades a les components dinàmiques. La variació geomètrica de l'estructura origina les modificacions paulatines de totes les raons instantànies.

Per a l'extrem geomètric de partícula aïllada, es pot observar la característica orientació en quarts típiques d'inclusions circulars o el·líptiques. Les orientacions dels màxims de deformació són orientats paral·lels als eixos de deformació instantanis, mentre que aproximadament a 45° tenim els mínims. Aquests últims es troben lligats a les regions amb màxima velocitat angular. La inclusió presenta taxes de deformació molt baixes. Aquests resultats són concordants amb el teòrics (veure capítol 2) i d'altres estudis experimentals (Ildefonse and Mancktelow, 1993). El grau de partició entre la partícula i

Fig. 5.9 Influència de l'espessor normalitzat (Ti) en la geometria final de la capa i en distribució de la deformació finita logarítmica (ε). Condicions de cisalla pura. Direcció màxim escurçament horitzontal amb $\varepsilon=0.4$. Tots els models presenten les mateixes propietats de materials ($m=100$). Notar la progressiva variació de la distribució de ε entre les dos condicions extrems de Ti . Sembla compatible la transició, i es produeix aproximadament entre $Ti=0.05-0.10$.



la matriu és elevat, mentre que a la matriu és baix respecte a la condició de contorn. Per a la condició $T_i=0.01$, la distribució de la deformació és semblant al cas anterior amb el desenvolupament de petits nous màxims associats als arcs interns dels plecs marginals. Les observacions anteriors que per aquesta condició de T_i , el model és controlat a nivell qualitatiu per la mecànica de partícules sembla correcta. Amb el progressiu increment de l'espessor de la capa, la tendència general dels models és semblant. Es produeix un increment de la partició de la deformació tant dins la matriu com a la capa, amb el desenvolupament diferenciat de regions amb elevada i baixa deformació. Aquestes regions són reflexes de les situacions d'arcs externs i interns de l'estructura. La connexió entre els màxims de deformació al llarg d'unes de les cares de la inclusió, origina el trencament de la distribució geomètrica a quarts i el d'una asimetria de distribució. Progressivament amb l'augment de T_i , hi ha una migració de la zona de mínima deformació de la matriu, des d'una situació on es troba enganxada a les cares de la partícula (veure $T_i=0.10$) fins a situar-se a la zona de xarnera externa dels plecs ($T_i=0.50$). També s'origina una reorientació d'aquestes regions per a paral·litzar-se amb la direcció de màxima extensió global. Les zones d'elevada deformació es troben lligades amb el tancament de l'arc intern però també induïdes per la rotació de la inclusió (màxim adaptat a la perifèria de la inclusió). Acceptant la relació que la foliació és pròxima a la superfície XY de deformació finita (Ramsay, 1967), al voltant de l'estructura es poden donar diferències d'orientacions de les foliacions importants. Unes lligades als efectes del tancament dels plecs mentre altres lligades als efectes associats a la diferència de rotació entre la partícula i la matriu. Aquestes últimes haurien de tenir una tendència adaptativa a la geometria de les regions més massisses. Dins la capa, també es pot observar la variació des d'una deformació distribuïda homogèniament, i factible amb la conjectura d'anàlisi d'Eshelby per a inclusions (Eshelby 1959; Mura 2000), fins a una distribució heterogènia en funció de l'esforç desviador compressiu (o *fiber stress*) i de la curvatura de l'estructura.

A nivell de descripció general dels resultats dels models per a cisalla pura, aquests mostren la viabilitat de la transició geomètrica tant a nivell mecànic com de la distribució de les raons cinemàtiques i la seva variació espacial i temporal. A partir d'aquestes dades ja es pot intuir el control elevat del procés de plegament i les dificultats d'una caracterització quantitativa conseqüències del control de localització geomètrica associada a l'estructura.

5.5.2 Cisalla simple

De forma anàloga a la condició de cisalla pura, s'ha investigat per a cisalla simple la influència dels paràmetres T_i , R_i i m en el desenvolupament de la geometria de les inestabilitats. Per a la situació d'estudi, amb la capa paral·lela al pla de cisalla, l'escurçament paral·lel a la capa és nul i les geometries que es desenvolupin seran un reflex de la mecànica de rotació de la inclusió. Per un contrast de viscositat elevat ($m=100$), el pas progressiu des d'una condició de partícula aïllada fins a una de capa d'espessor homogeni, origina una disminució de la rotació finita de la inclusió (Fig. 5.10). El màxim és per a la condició aïllada mentre el mínim és per la situació $T_i=1$. Això es concorda amb l'orientació d'anàlisi dels models, on una línia material paral·lela al pla de cisalla no gira mentre que una partícula cilíndrica gira a velocitat constant (Jeffery, 1922). Aquestes observacions es poden generalitzar a nivell de progrés de la deformació, tant referent al procés de reorientació de la partícula com al de la seva velocitat de rotació (Fig. 5.11 i 12a,b). L'increment de l'espessor de la capa origina una disminució important de la velocitat i una incapacitat de rotació de la partícula. Si comparem els resultats quantitius dels models respecte els teòrics podem observar que hi han discrepàncies a nivell de velocitat de rotació. En conseqüència, s'originen també diferències a nivell de rotacions finites. Pel cas d'una partícula aïllada de $R_i=1$ la velocitat teòrica és constant i val la meitat de la velocitat de deformació per cisalla ($\omega = \dot{\gamma}/2$); però l'equivalent modelat presenta velocitats no constants i amb valors inferiors ($\omega \cong 2\dot{\gamma}/5$). Un dels factors reconeguts que més influencien la rotació d'una inclusió a nivell numèric i experimental és la distància fins als límits del model (Ildefonse et al., 1992; Bons et al., 1997; Marques and Coelho, 2001). Encara que s'ha augmentat la mida del model, amb relacions entre l'eix d'inclusió i la distància fins als límits majors de 25, no s'ha pogut solucionar aquesta discrepància. S'interpreta que aquest error és originat per la geometria rectangular de la malla d'anàlisi i la forma no perfectament circular de la inclusió. Models amb malla adaptativa per a partícules amb geometries el·líptiques donen resultats correctes amb els teòrics. Però aquests models no han pogut ser readaptats a la geometria partícula-capa de la investigació, i s'han d'utilitzat geometries similars al cas de cisalla pura. No obstant aquesta discrepància, els resultats de caiguda de la velocitat de rotació respecte l'augment de la deformació i la obliquïtat de la inclusió semblen aparentment consistents pel rang de variació de T_i .

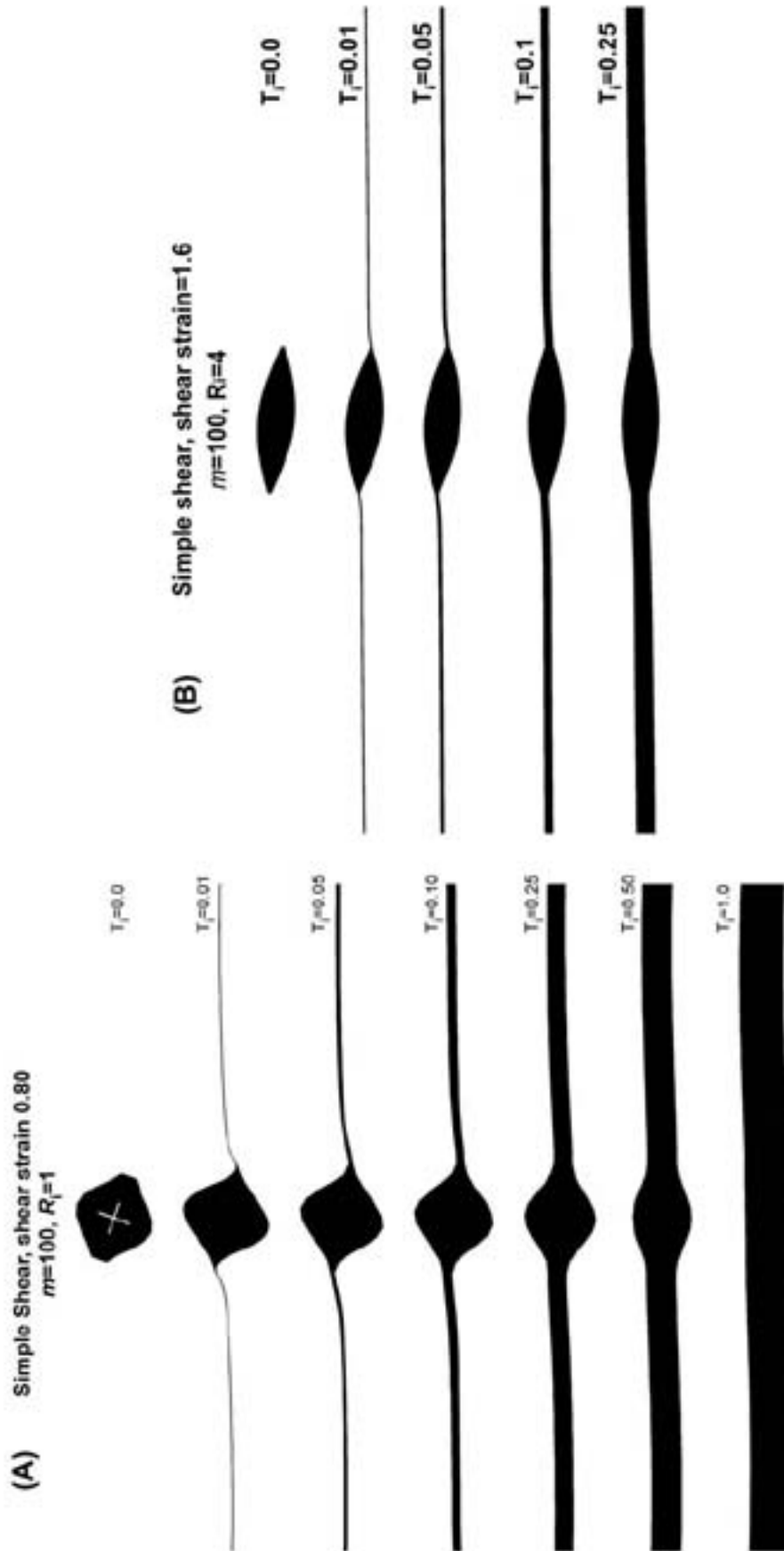


Fig. 5.10. Influència de l'espessor normalitzat en la geometria final de l'estructura per (a) $R_i=1$ i (b) $R_i=4$. Les condicions de deformació són cisalla simple.

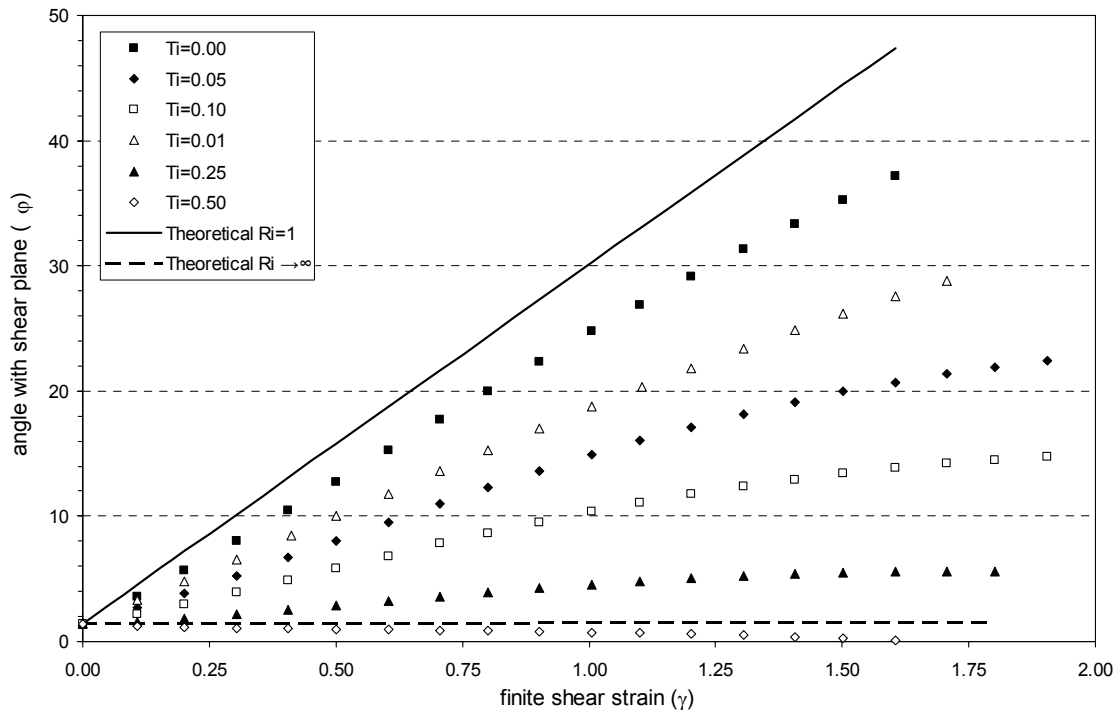
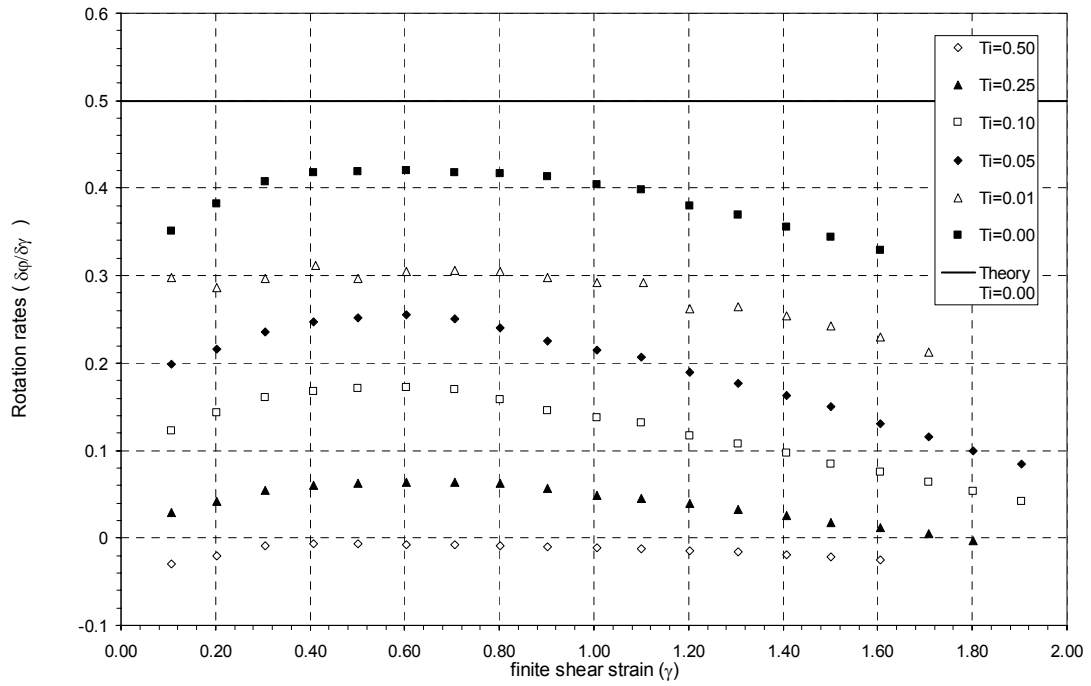


Fig. 5.11. Variació de l'orientació de la part massissa de la capa per a condicions de cisalla simple. La relació axial inicial de la partícula és 1 mentre el contrast de viscositat és 100. La geometria dels models d'aquestes dades són mostrats a la figura 10a. Es produeix una desviació important amb les dades teòriques, segurament per la geometria no perfectament circular de la partícula i efectes de contorn. Però, les dades mostren una distribució gradual i compatible amb la variació del paràmetre Ti .

Pel cas de capa homogènia, $Ti=1$, o el cas $Ti=0.5$, es pot observar una tendència a rotar antitèticament al sentit cinemàtic de la cisalla (Fig. 5.11). Aquest efecte és en part conseqüència de les condicions de contorn (on els extrems de la capa són lliures) i compatibles amb les observacions experimentals de reorientar-se les envoltants de les capes cap a la direcció de màxima extensió (Hanmer, 1986; Hanmer and Passchier, 1991). La condició de connexió de partícula amb una capa origina una ràpida caiguda de la velocitat de rotació de la inclusió. Així per $Ti=0.10$, aquesta ja és inferior a la meitat de la condició aïllada, mentre per casos de $Ti \geq 0.25$ és pot considerar de forma pràctica condicions de no rotació de la part massissa ($\omega \ll 0.1$) respecte l'envolvent de la capa. L'increment de la relació axial de la partícula també origina una disminució de la rotació finita (Fig. 5.1b per a $Ri=4$; Fig. 5.13 per comparació respecte Ri). Aquesta observació és consistent amb la teoria, on per aquesta orientació, l'augment de la relació axial de la partícula fa disminuir la seva velocitat angular (Ghosh and Ramberg, 1976). Però, la caiguda és més forta de l'esperable, i per a condicions de $Ri > 2$ els models

(a)



(b)

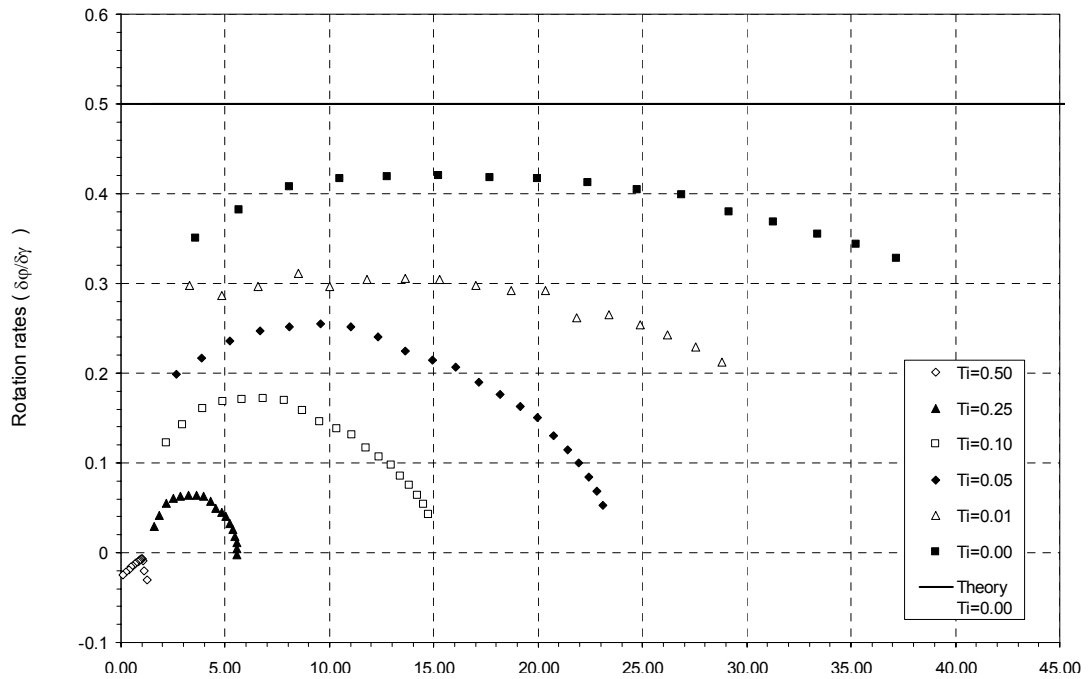


Fig. 5.12. Influència de l'espessor normalitzat en la variació de la velocitat de rotació de la inclusió. Per a condicions de cisalla simple i per a una configuració inicial de $Ri=1$ i $m=100$. (a) Respecte la deformació angular finita i (b) respecte l'angle de la inclusió amb el pla de cisalla.

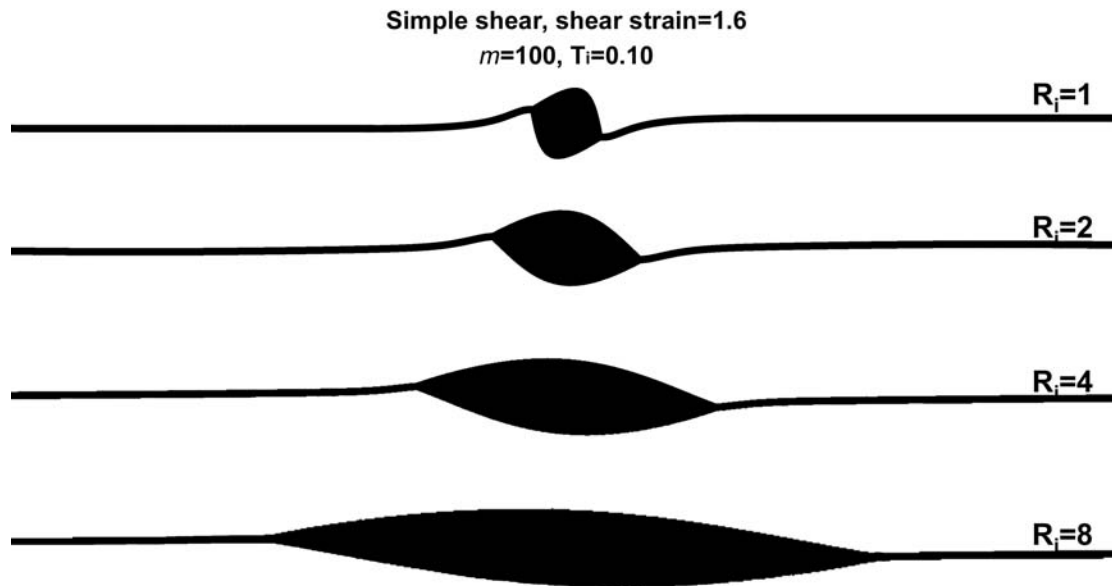


Fig. 5.13. Efecte de la relació axial del boudin en la geometria final desenvolupada. El mode de localització és controlat per la rotació de la partícula, però els valors són molt menors als esperables si fossin partícules aïllades.

indiquen condicions irrotacionals de la inclusió. Si comparem els valors de les velocitats angulars pels modes de cisalla simple i cisalla pura es pot observar que és per aquest últim cas quan es donen els valors màxims de velocitats angulars. També les variacions amb el canvi d'orientació de la inclusió per cisalla simple són molt més suaus que pel cas de cisalla pura.

Les observacions fins ara s'havien realitzat per a una condició d'elevada resistència de la capa respecte la matriu. La reducció del contrast de viscositat, aparentment afavoreix la condició de rotació de la inclusió (Fig. 5.14; veure taula 5.1 per a les propietats dels models) però al mateix temps facilita la seva deformació. Això fa que la descripció de la rotació sigui més complexa, doncs per condicions de contrastos baixos competeixen al mateix temps components de deformació internes i components de rotació rígida. Per una partícula aïllada, la velocitat angular dependrà tant de la relació axial de la inclusió com del contrast de viscositat amb el medi. Per situacions d'elevada rigidesa, la dinàmica de la partícula serà concordant amb el model de Jeffery (1922) mentre que, per la situació extrema de cos passiu representarà el model clàssic de March (1932). Condicions intermèdies quedaran dins de l'ampli rang que delimiten els dos models. A nivell conceptual, la cinemàtica d'aquestes partícules es funció de la partició de la deformació (Lister and Williams, 1983) originada per com s'acomoden les components angulars. Situacions de resistència a la deformació interna faciliten les components de

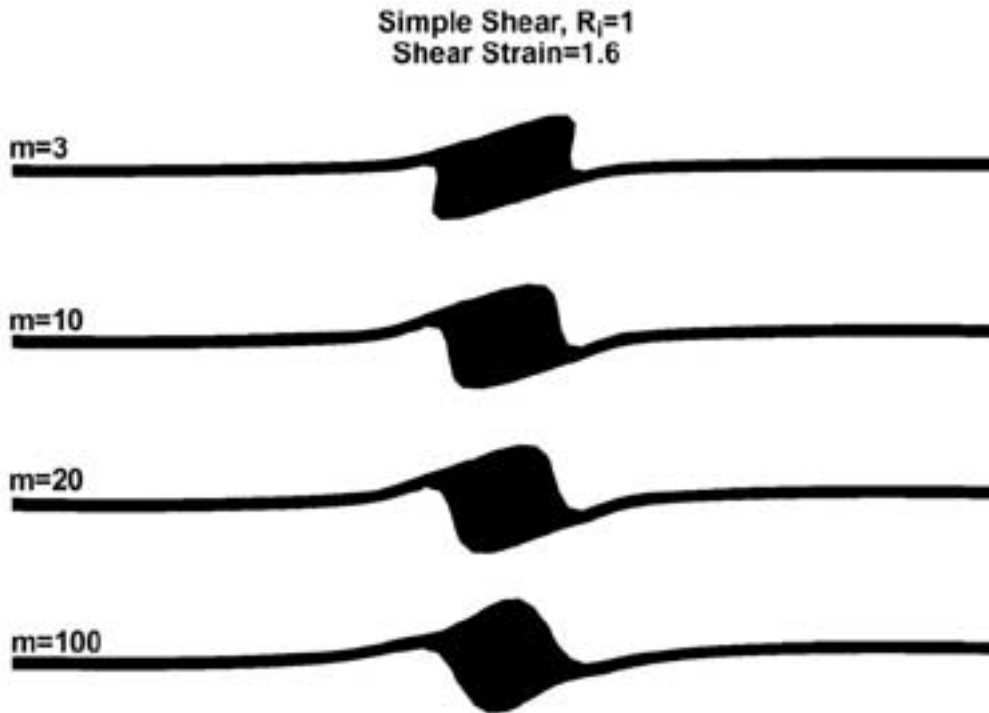


Fig. 5.14. Efecte del contrast de viscositat per a condicions de cisalla simple. Tots els exemples amb la mateixa configuració geomètrica inicial i per un valor de deformació per cisalla de $\gamma=1.6$. Les propietats del materials són llistats a la taula 5.1.

rotacions externes o d'espín, mentre els casos inversos faciliten l'acomodació de la deformació a nivell de distorsió del cos.

Per a una correcta descripció de la rotació d'aquests models es necessari definir la referència que utilitzarem per quantificar-la. La forma més senzilla és a partir de l'angle definit entre l'envolvent de la capa i el segment que uneix els extrems de la partícula. Les dues condicions extremes representen situacions de no rotació o de nul·la diferenciació de la inclusió respecte l'envolvent de la capa (Fig. 5.15). Per a situacions de contrastos moderats, $m \approx 10-20$, es produeix el màxim de rotació de la inclusió. Amb l'augment de la cisalla angular, les corbes tendeixen a reduir la pendent, i per tant la velocitat angular, fins a una orientació on la velocitat angular és pràcticament nul·la i l'orientació de la inclusió és constant. Això sembla que es produeix amb la perpendicularització de les cares de la inclusió amb la direcció de màxim escurçament. Aquestes sèrie d'observacions indiquen dificultats a girar per part de la inclusió en la situació de connexió amb una capa de longitud infinita i amb propietats similars. Què controla aquest procés? Segurament el factor que ho controla és la resistència de la capa a ser flexionada als extrems de la partícula (Fig. 5.16). El seu desenvolupament s'ha de

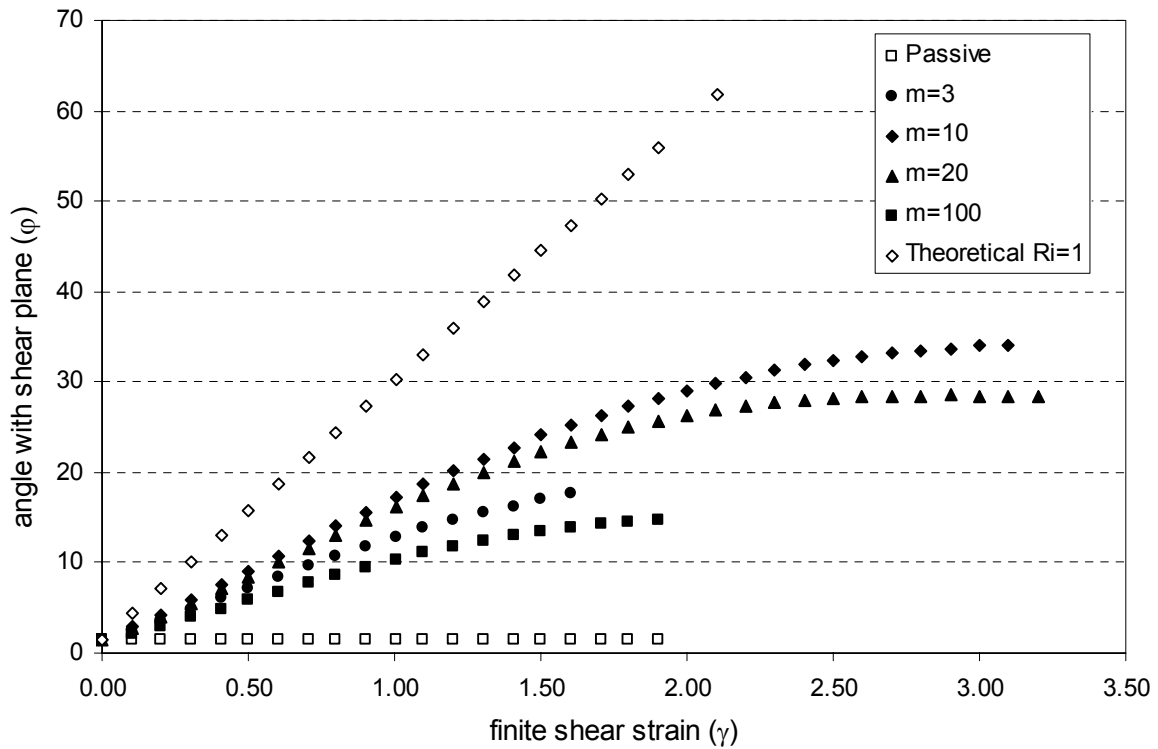


Fig. 5.15. Efecte del contrast de viscositat en la rotació final de la inclusió per a models de cisalla simple i $Ri=1$. Per a més detalls veure el text.

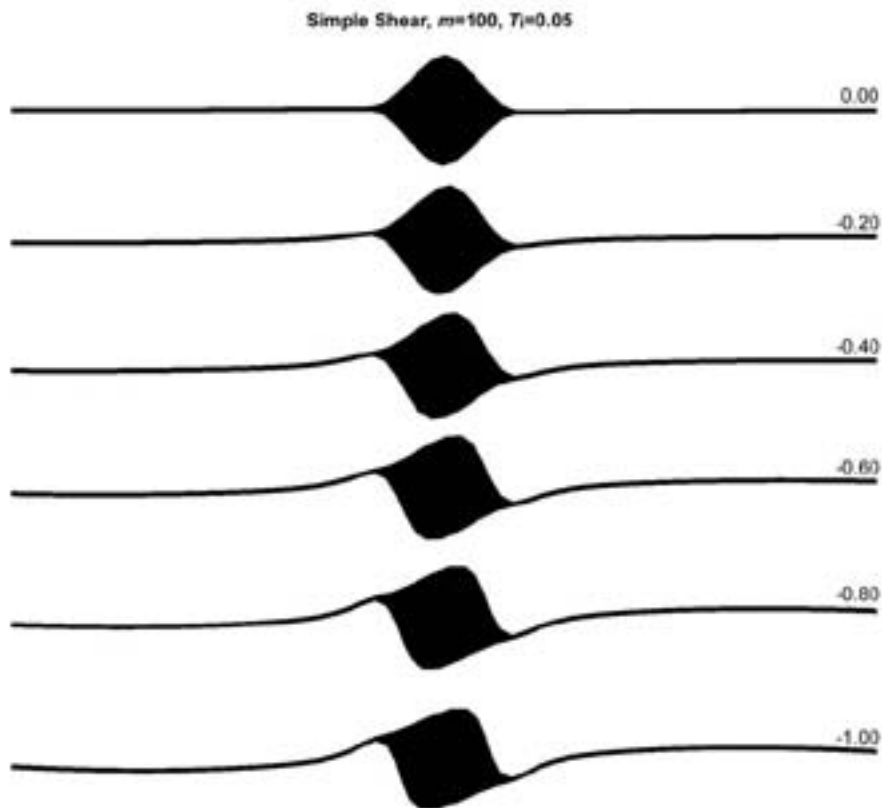


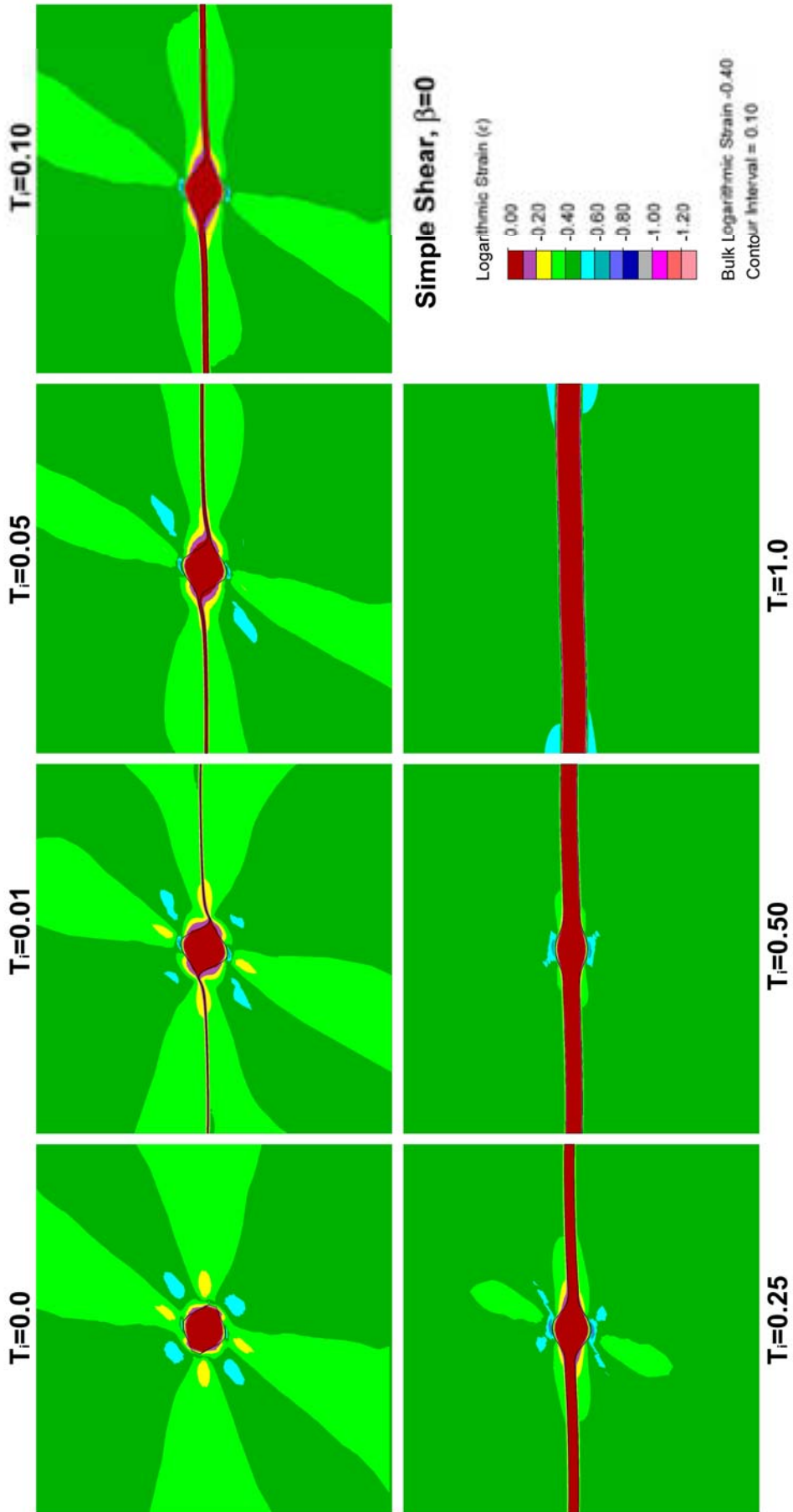
Fig. 5.16. Exemple de desenvolupament d'una estructura capa-partícula amb una configuració inicial definida per $T_i=0.10$ i $Ri=1.0$, i per a condicions de cisalla simple. El contrast de viscositat és de 100.

realitzar a partir dels esforços transmesos pel medi a la capa, doncs no tenim aplicació directa de les condicions de contorn d'escurçament paral·lel a la capa, com era el cas de cisalla pura. Acumular els esforços necessaris és difícil, i per elevat contrast de viscositat els esforços de tracció de la matriu són insuficients per a la diferenciació de la inclusió respecte l'envolvent de la capa.

La Fig. 5.17 mostra la influència del paràmetre Ti respecte la distribució de la deformació finita dins la matriu i la capa. Per a condicions de partícula aïllada s'observa una distribució geomètrica a quarts i l'asimetria originada per la condició de no coaxialitat a l'acumulació finita de la deformació. La presència i augment de l'espessor de la capa origina una homogenització de la deformació dins la matriu i la concentració de les regions de màxima deformació al voltant de les inflexions de la capa. La zona de pertorbació representa una zona de baixa deformació tant dins la capa com als arcs interns dels plecs desenvolupats. Aquests plecs haurien de ser equivalents als plecs d'arrossegament desenvolupats al voltant dels porfiroclastes (Passchier and Simpson, 1986, Fig. 6 i 8; Hudleston and Lan, 1995), encara que aquests últims normalment es desenvolupen en materials amb propietats molt més dúctils que la inclusió.

La distribució de l'eix de màxima extensió (λ_1), el valor de cisalla angular (γ) i el número de vorticitat cinemàtica Wk (Means et al., 1980) són mostrats a la Fig. 5.18. per a una simulació amb deformació angular finita de $\gamma=2.4$. Les zones de la matriu amb màxima i mínima deformació es troben associats al desenvolupament de l'estructura. Així les regions amb màxima deformació, situades a l'apèndix de la inclusió, l'orientació de λ_1 és adaptativa a la morfologia de l'estructura i amb valors de γ fins el doble del global. Pot ser el reflex del desenvolupament d'una foliació induïda per la rotació de la inclusió. Per altra banda les regions de mínima deformació es troben relacionades amb els arcs interns de les inflexions de la capa. L'orientació de λ_1 és consistent amb foliació de pla axial dels plecs i a elevat angle respecte el pla de cisalla.

Fig. 5.17 Influència de l'espessor normalitzat (Ti) en la geometria final de la capa i en distribució de la deformació finita logarítmica (ϵ). Condicions de cisalla simple per a una deformació natural $\epsilon=0.4$. Tots els models presenten les mateixes propietats de materials ($m=100$). Observar la progressiva variació de la distribució de ϵ entre les dos condicions extrems de Ti . Sembla compatible la transició, i és produiria aproximadament entre $Ti=0.05-0.10$, amb la desaparició de la distribució inicial en quarts del cos rígid. aïllat. Comparar els resultats amb els de cisalla pura Fig. 5.9



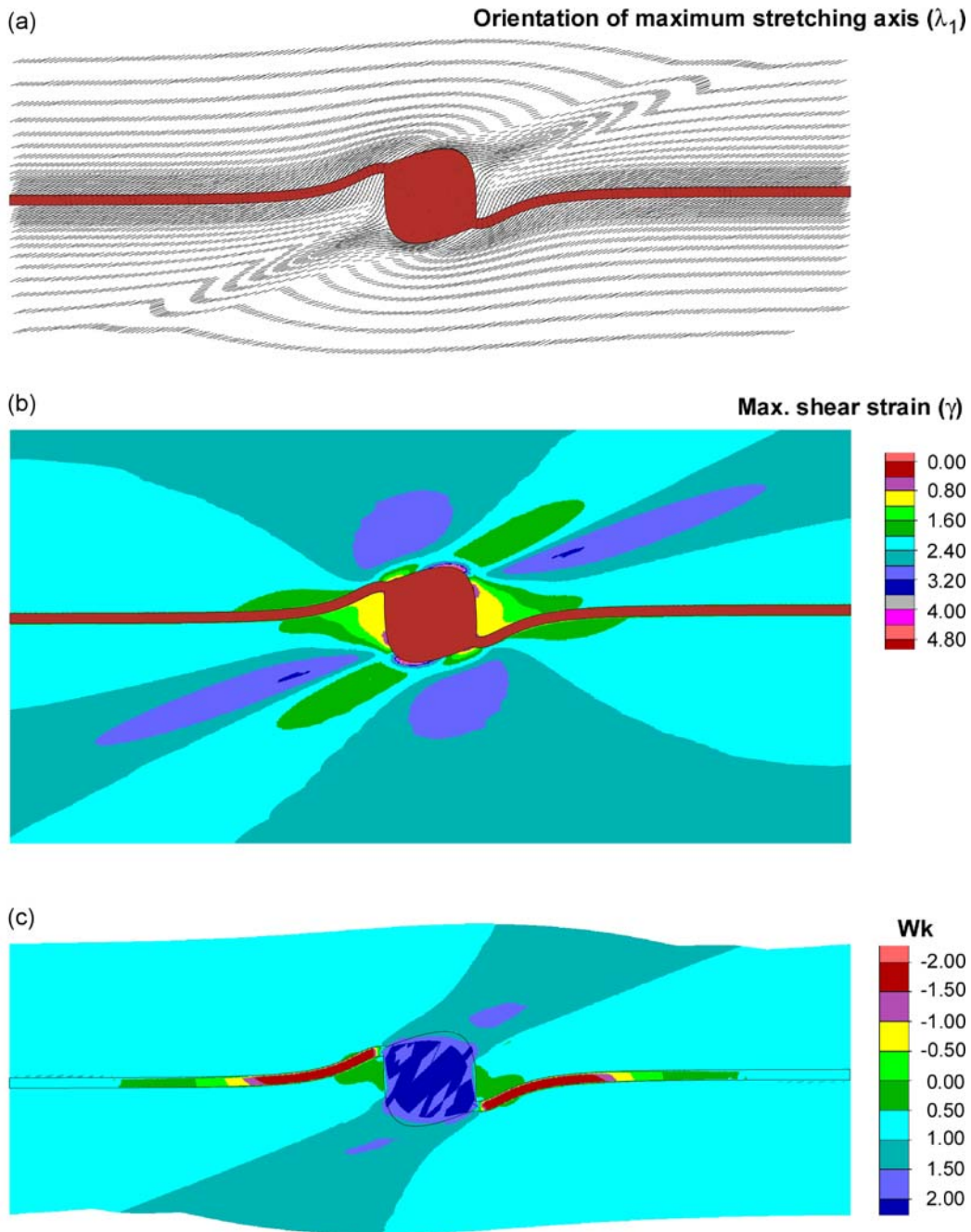


Fig. 5.18 Esquemes de (a) l'orientació de l'eix de màxima extensió (λ_1) i (b) la distribució dels valors de la cisalla angular finita (γ) i (c) el número de vorticitat cinemàtica extern Wk (Means et al., 1980). Condicions de cisalla simple i deformació angular finita de contorn de $\gamma=2.4$. Configuració inicial: $Ri=1$, $Ti=0.10$ i $m=20$. La longitud dels segments λ_1 s'han normalitzat respecte la seva magnitud.

Representen les regions de la matriu amb mínim número de vorticitat, encara que no impliquen condicions de rotació antitètica respecte el sentit de cisalla cinemàtic. Es produeix reducció del caràcter no coaxial de contorn a condicions pròximes a coaxials. El desenvolupament d'aquestes zones es troben lligades a l'efecte de rotació rígida de la matriu induïda pel desenvolupament d'una "separatrix" de flux al voltant de la inclusió. la geometria del model final aquesta ha de ser d'un tipus "bow-tie" (ten Brink and

Passchier, 1995). La dinàmica d'aquesta, però deu ser complexa tant des d'un punt de vista espacial (adequació del flux entre la partícula i la capa) com temporal (evolució amb el progrés de l'estructura).

Els diferents resultats dels models de cisalla simple indiquen dificultats de rotació de la inclusió respecte l'envolvent de la capa quan incrementa el valor de T_i . *A priori* semblen que són lligades a la resistència a flexionar la capa. Els resultats tant d'un punt de vista geomètric com mecànic són consistents. Tornen a indicar dificultats elevades per a la rotació de la inclusió en condicions de carència de components d'escurçament paral·leles a la capa.

5.5.3 Cisalla General

L'efecte del número de vorticitat cinemàtica Wk s'ha explorat a partir de condicions de cisalles monoclíiques amb conservació de l'àrea i escurçament paral·lel al pla de cisalla. Aquestes condicions són equivalents a les cisalles subsimples amb engruiximent (De Paor, 1983). S'ha investigat en referència a l'angle β entre les apòfisis de flux per a sentits cinemàtics dextrals. La influència de Wk amb la geometria final es mostrada a la Fig. 5.19 per a $Ri=1$ i $Ri=4$. Aquests models presenten tant una geometria similar com les mateixes propietats mecàniques. Per a tots dos casos, l'augment del grau de coaxilitat ($\beta \rightarrow 90^\circ$) tendeix a l'augment de rotació de la part més massissa de la capa i al desenvolupament d'amplificacions majors dels plecs associats. A primer cop d'ull, sinó hi hagués la indicació de la variació de Wk , aquestes figures podrien semblar l'amplificació de l'estructura amb el progrés de la deformació. Tant a nivell de formes com d'instabilitats associades hi ha una concordància al llarg dels diferents exemples, no obstant d'implicar condicions cinemàtiques diferenciades. La geometria de la instabilitat desenvolupada és per tots els casos asimètrica i sintètica amb el sentit de cisalla (pels casos amb $\beta < 90^\circ$). Si utilitzem com unitat estructural els dos flancs del plec, un definit per la part massissa i l'altra definit per la part de capa planar, podem observar que la velocitat de rotació màxima és troba associada per a tots els casos amb el segment planar (Fig. 5.20). El flanc del plec més rotacional és oposat al sentit de cisalla extern.

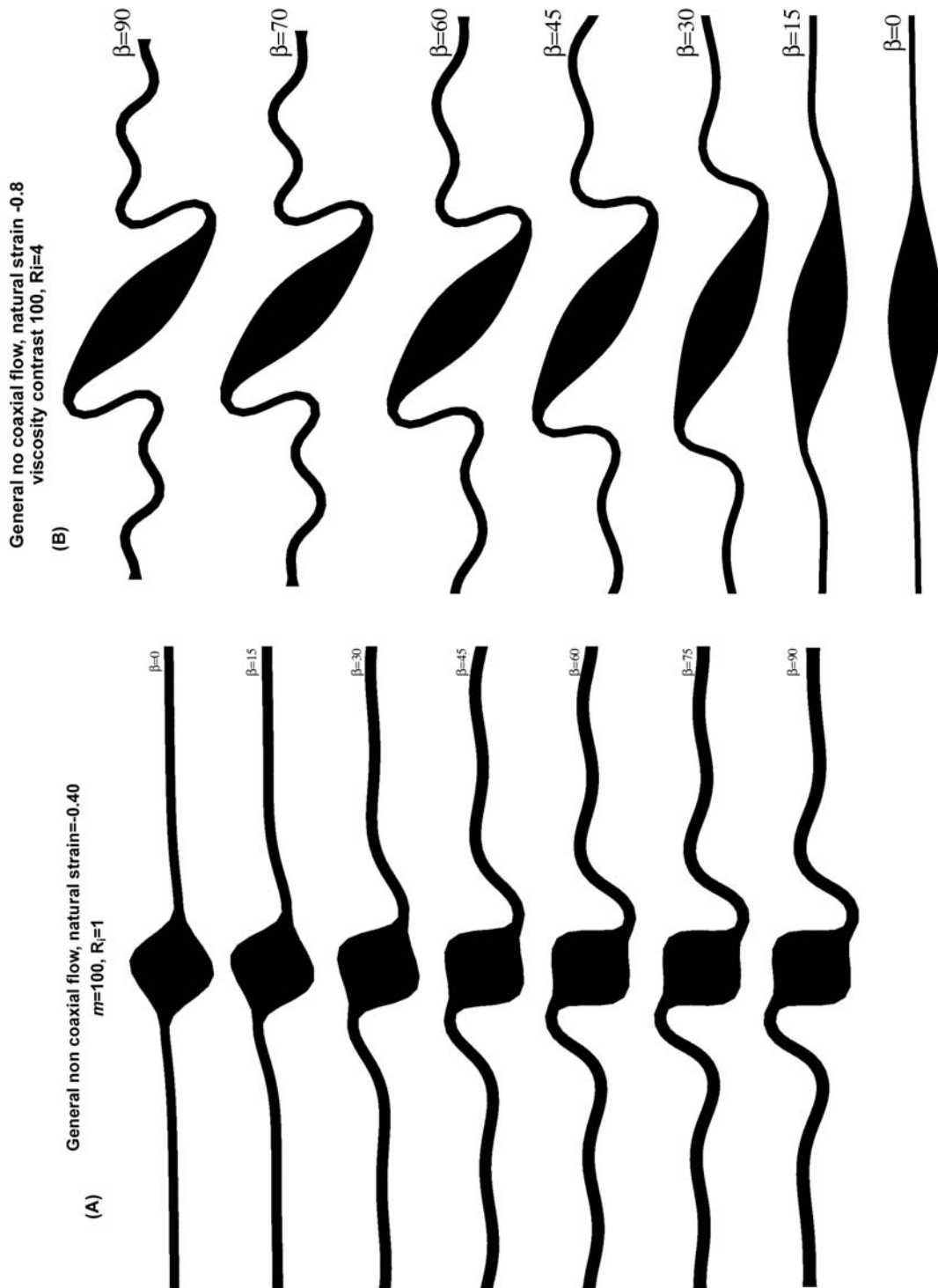
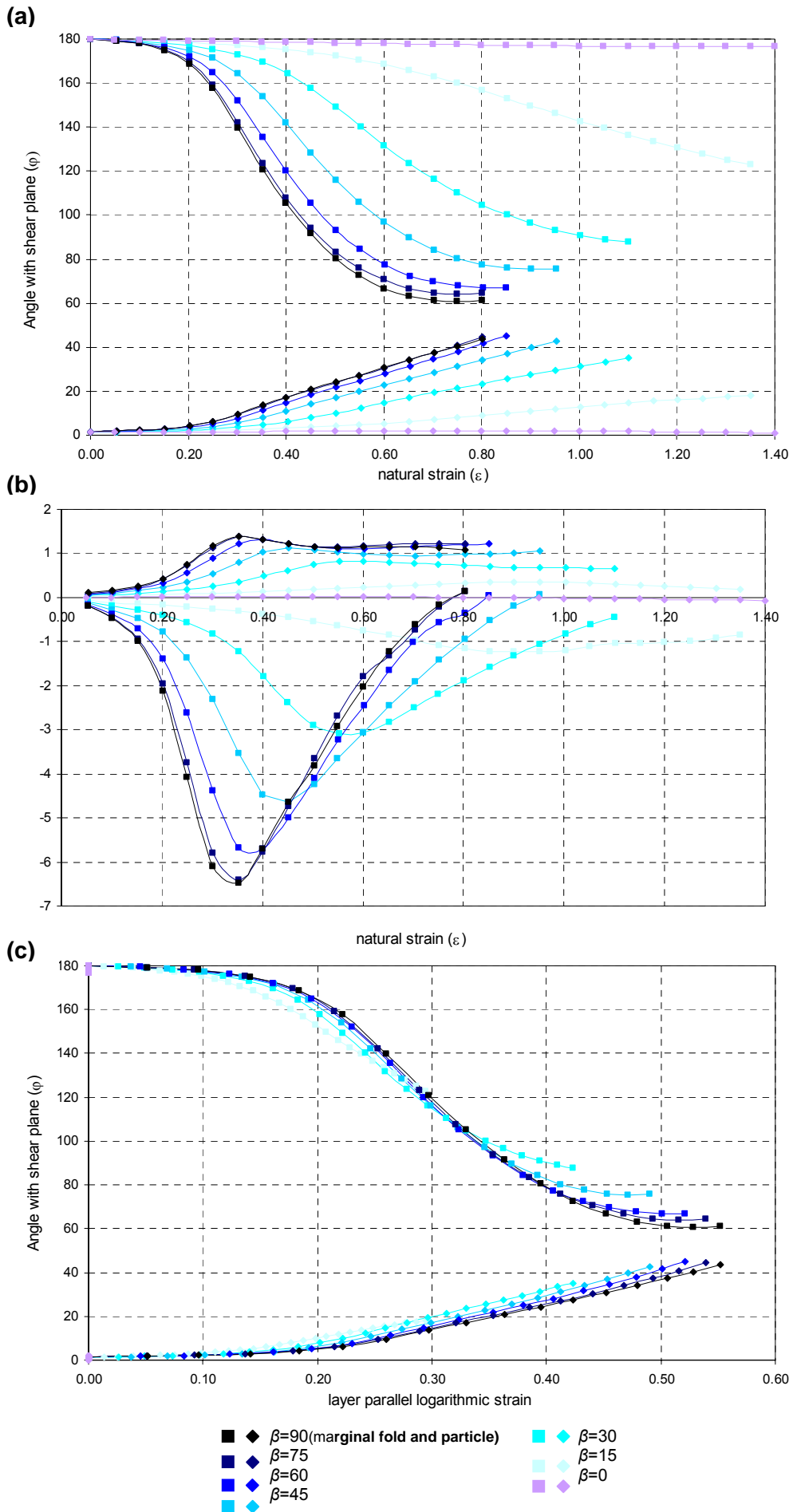


Fig. 5.19. Influència de la vorticitat cinemàtica Wk en la geometria final de l'estructura per $Ri=1$ i $Ri=4$. Per a tots els models $Ti=0.1$ i $m=100$. Observar la semblança de geometria per valors de coaxialitat elevats ($\beta \rightarrow 90^\circ$), i les dificultats de rotació per a la condició de cisalla simple.

Fig. 5.20. Influència de la Wk en la variació de l'orientació i la velocitat de rotació dels diferents flancs de l'estructura, respecte la deformació natural (a i b) i respecte l'escurçament paral·lel a la capa (c) (pàgina següent).



La progressiva reorientació dels dos flancs amb el progrés de la deformació i per diferent grau de vorticitat són mostrades a la Fig. 5.20a per a una relació axial de quatre. L'increment de β produeix una reducció de la velocitat angular de tots dos flancs. La diferència de reorientacions entre tots dos flancs és altament asimètrica, amb màxim per a la condició de cisalla pura. La geometria de les corbes són per tots el casos semblants, però amb variacions de pendents segons siguin les condicions de contorn. El màxims de velocitats rotacional es produeixen per condicions coaxials, tant a nivell de valor com al produir-se abans amb l'acumulació de la deformació. De forma coherent i progressiva es van distribuint els màxims per les altres condicions (Fig 20b).

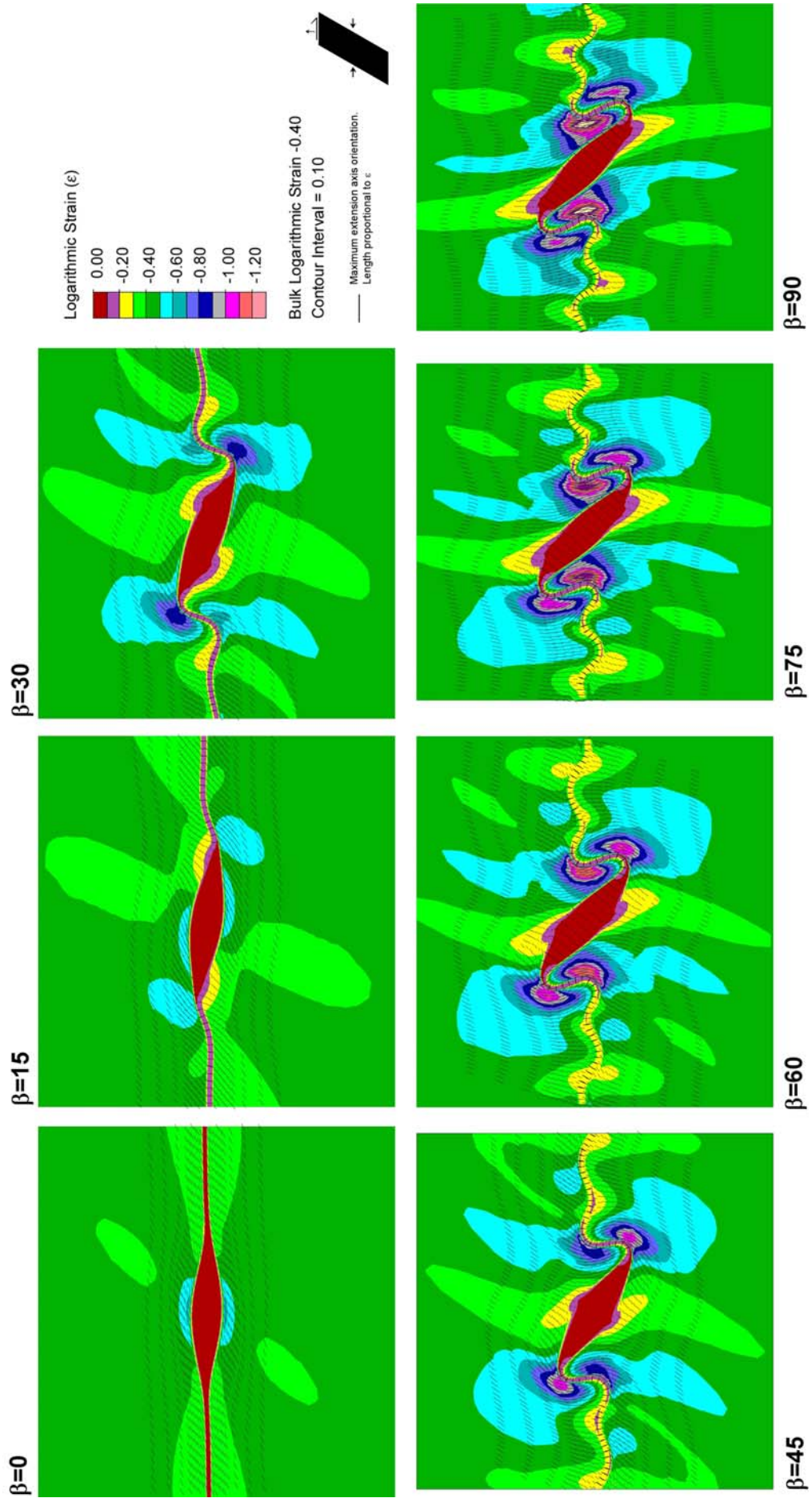
En general, el flanc planar presenta caigudes molt fortes de la velocitat angular, i pel rang de deformació de les dades, tendeix a oposar el seu sentit de rotació amb el de la deformació. En canvi la part massissa, un cop superat el màxim tendeix a una estabilització de la velocitat angular al llarg de la simulació numèrica. Això és similar a totes les condicions exceptuant els casos pròxims a cisalla simple ($\beta < 15^\circ$) on no es tan visible. El cas extrem de cisalla simple les dades indiquen velocitats molt baixes i condicions pràctiques d'irrotacionalitat de la inclusió respecte l'envolvent de la capa.

Si plantegem la variació de l'orientació dels flancs respecte l'escurçament finit de la capa (Fig 20c) s'observa una coincidència de les dades dels diferents models. Com a una primera aproximació, la rotació finita dels dos flancs són una funció de l'escurçament finit que s'enregistra a la capa. Pel cas de la part massissa, la discrepància per a produir una rotació de 30° de la part massissa respecte el pla de cisalla és menor que un 5% d'escurçament paral·lel a la capa. Les reorientacions màximes es produeixen amb l'augment del grau de no coaxilitat. Aquest augment s'ha interpretat com conseqüència d'una component addicional de rotació angular associada al grau de no coaxilitat. També es pot observar que l'angle de blocatge de l'orientació del flanc planar és diferent. El màxim és per cisalla pura, mentre aquest disminueix amb l'augment del gradient de cisalla tangencial a la capa. Anàlogament, aquest fet és interpretat per la reducció de vorticitat del flanc al girar en sentit oposat a la cinemàtica del flux. Per a totes les condicions aquest flanc ha creuat la direcció apòfisis extensional. Aquesta direcció és orientada a un angle β del pla de cisalla (en sentit trigonomètric). Aquests efectes anteriors també han d'anar lligat a la reducció de la velocitat longitudinal de deformació paral·lela a la capa, originant una menor acomodació de la deformació per engruiximent de la capa.

La distribució de la deformació finita (a partir de ε) i l'orientació de l'eix de màxima extensió λ_1 , mostren una variació amb el grau de vorticitat consistent (Fig. 5.21). L'arranjament d'aquests elements són altament reflectits al voltant i al creuar l'estructura. Aquestes variacions, encara que depenen de l'amplificació finita, si que són afectades pel número de vorticitat de la condició de contorn. Les regions de mínima deformació són situades per a condicions coaxials pròximes als arcs externs dels plecs mentre l'augment del grau de no coaxilitat progressivament fa migrar aquestes zones al llarg de les cares de la inclusió fins a les zones d'arc intern per a situacions pròximes a la cisalla simple. De forma anàloga passa amb les regions de màxima deformació, aquestes varien de regions d'entre flancs dels arcs interns ($\beta \rightarrow 90^\circ$) cap a situacions d'arc extern per a condicions de no coaxilitat. Efectes similars succeeixen per l'arranjament de λ_1 , amb diferències d'orientacions elevades al creuar l'estructura. Per elevats números de vorticitat hi ha una tendència a desenvolupar un eix de màxima extensió acomodada a la geometria dels arcs externs i amb orientacions a la part mitja de la partícula d'elevada obliquïtat. En canvi per cisalla pura, λ_1 es desenvolupa amb una orientació molt paral·lela a l'eix llarg de la inclusió i consistent amb la direcció de pla axial dels plecs; el desenvolupament als arcs externs però és molt menor encara que també s'adapta a la geometria de la inclusió.

S'han realitzat models amb geometria de la pertorbació de la capa igual, però amb sentit de cisalla senestre (oposat als models anteriors), per investigar la viabilitat de desenvolupament d'estructures amb sentit de rotació oposat al cinemàtic. Recordar que per aquests models, el sentit de rotació de la partícula no és controlat per la cinemàtica sinó per la inclinació inicial de la de la part massissa. La viabilitat dels dos sentits de rotació, sintètic i antitètic, és factible per qualsevol sentit de cisalla però és dependent de la geometria inicial de la pertorbació. Però, els diferents paràmetres cinemàtics i geomètrics de l'estructura poden variar. A la Fig. 5.22 es mostra una comparació entre una geometria sintètica i antitètica per una configuració inicial dels models iguals i el mateix número de vorticitat cinemàtica ($Wk=0.5$). Únicament s'ha variat el sentit de

Fig. 5.21 Influència del número de vorticitat cinemàtica (Wk) en la geometria final de la capa. Distribució de la deformació finita logarítmica (ε) i de l'orientació de l'eix de màxima extensió (λ_1). Tots els models presenten les mateixes propietats geomètriques ($Ri=4$, $Ti=0.10$) i de propietats ($m=100$). Per un valor $\varepsilon=0.40$. Veure text per més detalls.



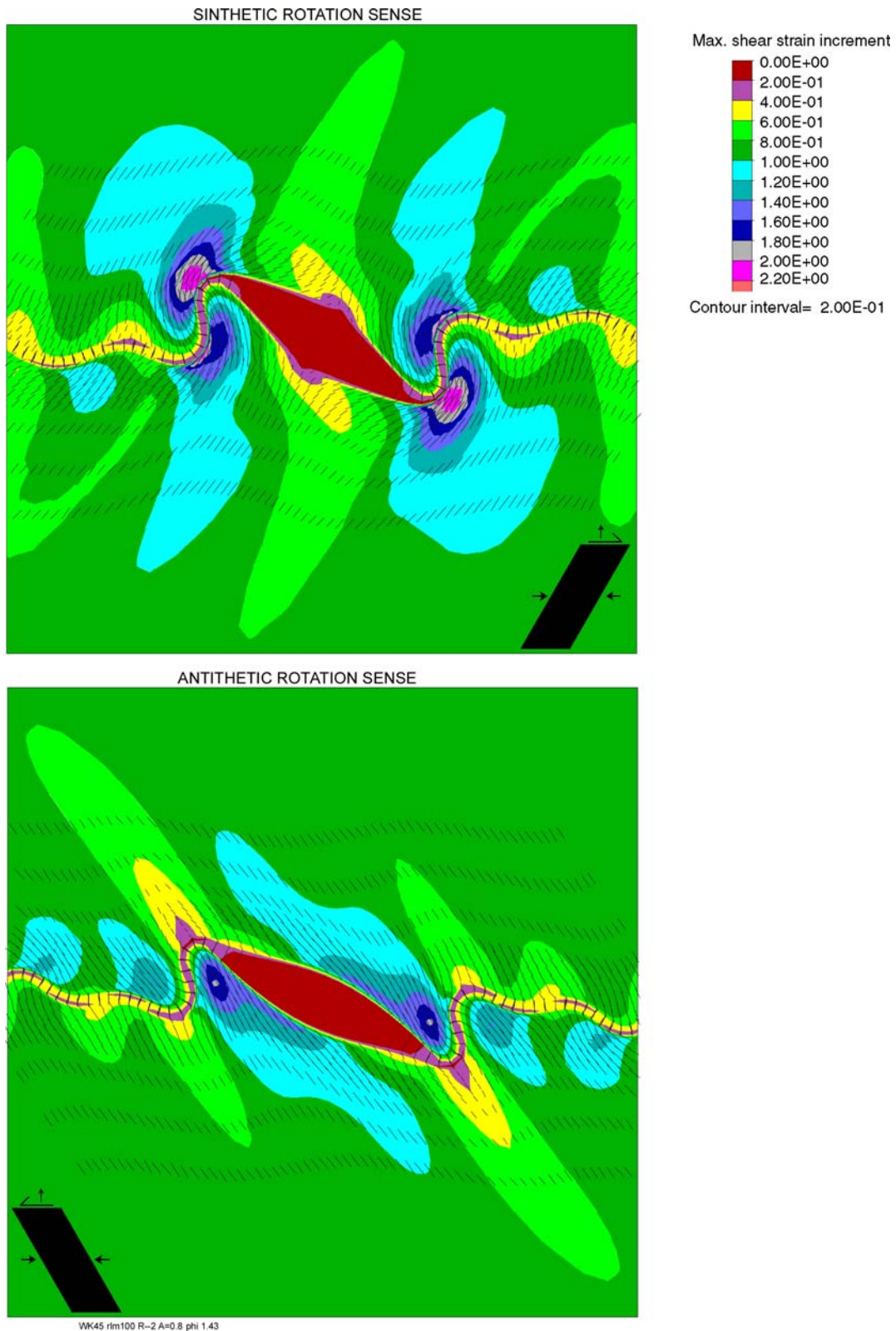


Fig. 5.22 Comparació entre plecs amb boudins amb sentit de rotació sintètic i antitètic respecte al sentit de cisalla de contorn. S'ha representat la distribució de la deformació finita logarítmica (ϵ) i de l'orientació de l'eix de màxima extensió (λI). Les propietats de configuració i mecàniques són les mateixes models Fig. 5.21. Únicament s'ha variat el sentit de cisalla extern del model, per a condicions de cisalla subsimple amb $\beta=45$ i $\epsilon=0.40$. El sentit d'asimetria de la pertorbació és el mateix. Notar la diferent distribució de les zones de màxim i mínima deformació respecte la geometria de plegament i la diferent orientació de la λI respecte l'eix llarg dels boudins. Veure text.

cisalla extern, el qual és indicat pels dos casos a l'extrem inferior de la figura. La distribució de la cisalla efectiva i l'orientació de λ_1 és diferent per a tots dos casos. Pel cas antitètic, la partícula es paral·lelitzava amb la direcció d'extensió, amb angles d'obliquïtat amb λ_1 baixos per deformacions moderades. A les zones externes de les xarneres, la deformació acumulada és baixa mentre que als arcs interns és elevada. Pel cas sintètic és oposada al cas anterior. La partícula forma un angle elevat amb la direcció d'extensió i per a paral·lelitzar-se són necessàries elevades taxes de deformació. En els arcs externs de les xarneres es desenvolupa el màxim de deformació amb orientació de λ_1 adaptada a la forma de la xarnera. El mínim de deformació és situat a la part mitja de la inclusió mentre que pel cas antitètic gran part de les cares de la inclusió representen regions amb elevada deformació finita.

Les diferències també són presents a nivell de variació de l'orientació i la velocitat de rotació dels flancs (Fig. 5.23). La velocitat de rotació del flanc del plec marginal és similar per tots dos casos, però s'arriba abans a una posició de bloqueig i/o disminució de velocitat pel cas sintètic que pel cas antitètic. Per aquest últim cas, la capacitat de rotació és molt elevada, amb rotacions finites superiors a 120° i amb orientacions finals pròximes a la direcció de les apòfisis del flux i de l'eix de màxima extensió. Per aquest últim cas, això és per la coincidència del sentit de gir de la inclusió i el de cisalla. Pel cas dels boudins, la velocitat de rotació és màxima per la condició de sentit de rotació sintètic. Pel cas antitètic, l'augment de l'obliquïtat de la inclusió amb el pla de cisalla origina un descens progressiu de la velocitat de rotació un cop superat el pic de rotació. Tot el contrari, pel cas sintètic és manté i incrementa la velocitat de rotació amb l'obliquïtat de la inclusió. Una altra diferència important entre tots dos casos és la geometria final de l'estructura, sobretot en la relació entre la inclusió i la zona de xarnera. A primer cop d'ull ja s'observa que els dos casos no són equivalents (Fig. 5.22). Per a configuracions amb T_i baixos i relacions axials elevades ($R_i > 2$), la selecció de la zona de xarnera difereix pels dos casos. Pel cas sintètic, l'estructura tendeix a amplificar-se seleccionant una longitud d'ona el més petita possible. Per aquest motiu, la zona de xarnera dels plecs associats es troba enganxada als extrems de la inclusió, involucrant-se a les xarneres les seves parts més extremes. Aquesta reducció de longitud d'ona permetrà una aproximació a longituds més pròximes a les preferents, maximitzant l'amplificació i la velocitat de rotació dels flancs. En canvi, pel cas antitètic, la inclusió s'ha d'adaptar a una situació geomètrica de flanc llarg. La selecció d'ona curta serà feta a l'altra flanc. La localització de la xarnera no es situa just a l'extrem de la inclusió

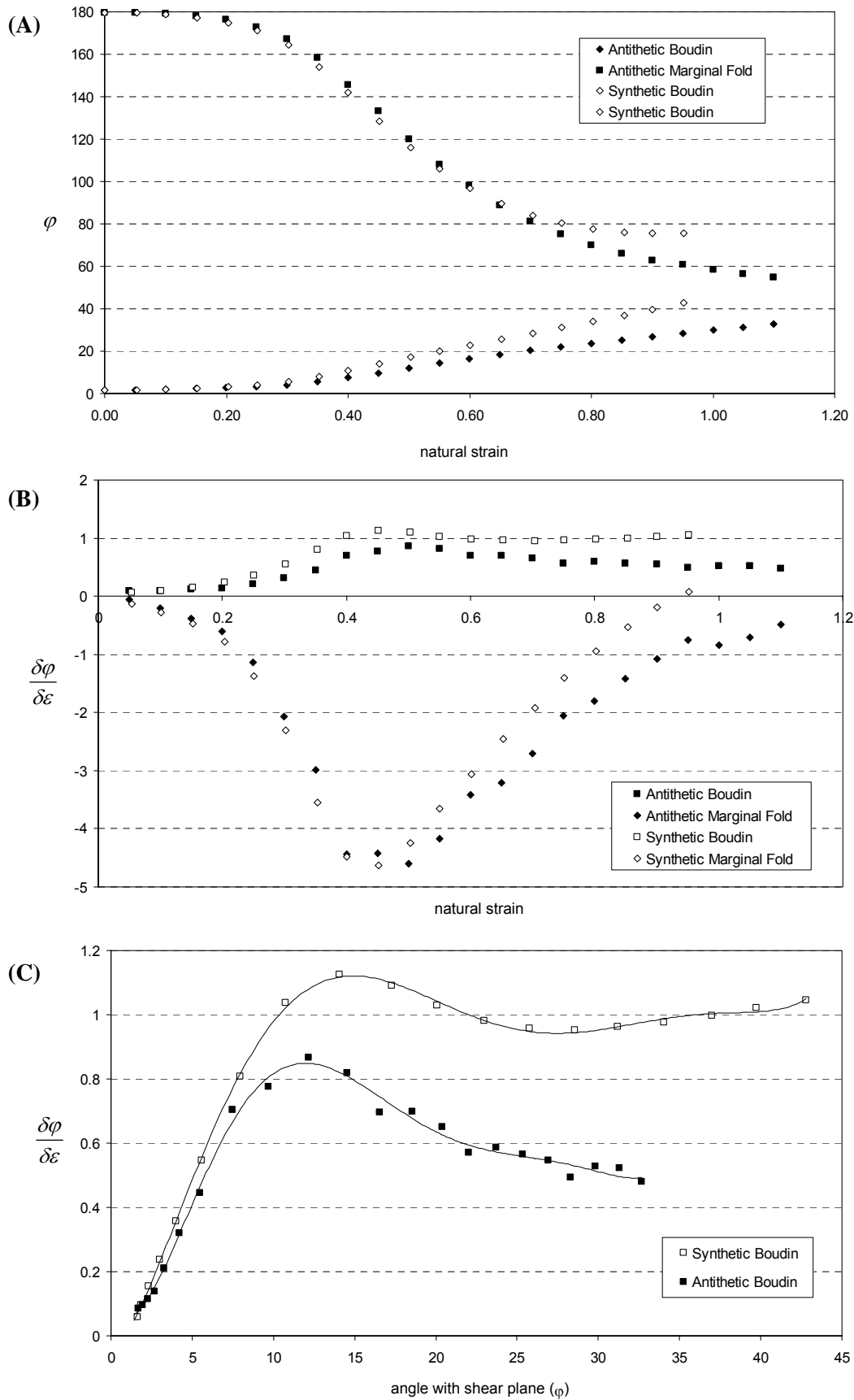


Fig. 5.23. Comparació entre la geometria sintètica i antitètica per $Wk=0.5$ ($\beta=45^\circ$). (a) Variació de l'orientació del boudin i del flanc del plec marginal amb el progrés de la deformació. Variació de les velocitats de rotació (b) respecte la deformació i (c) respecte l'orientació del boudin.

sinó lleugerament desplaçada dins la capa. Aquest fet permet una continuïtat de l'eix mig de la inclusió fins a la zona d'inflexió de la xarnera. La diferència de sentit de rotació es troba també associada a una discrepància d'orientació de la inclusió respecte les direccions dels esforços principals i les direccions de deformació instantània i finita. Pel cas sintètic, la inclusió es paral·lelitzada amb la direcció de màxima compressió, originant una reducció de la seva relació axial per deformació interna de la partícula i una geometria més "lenticular"; mentre pel cas antitètic es paral·lelitzada amb la direcció d'extensió, amb l'esforça màxim compressiu actuant normal a les cares de la inclusió. La tendència és a conservar la relació axial de la inclusió amb geometries allargassades i estretes. Aquesta sèrie d'observacions són en general vàlides, augmentant la seva validesa amb l'augment de la relació axial, o longitud d'ona d'inclusions/espessor de la capa grans respecte la longitud de plecs preferents, i del número de vorticitat cinemàtica. Per a situacions de models numèrics amb $Ri < 2$, les diferències de geometria de la xarnera són molt petites i no són diferenciables a nivell qualitatiu. La longitud de la inclusió és pels dos casos (sintètic i antitètic) masses petites i/o la inflexió de la pertorbació massa marcada per possibilitar una diferenciació geomètrica.

5.6 Altres paràmetres

A part des efectes de les condicions de contorn, s'han realitzat una sèrie de tests per observar la influència d'una sèrie de paràmetres geomètrics i reològics sobre la geometria final dels models.

Asimetria longitudinal, ϕ .- S'ha afegit a la geometria cosinusoïdal de la interfase inferior de la capa, un terme addicional de desfàs entre les formes de les pertorbacions del dos límits que la defineixen (veure equació 5.3). Aquest terme és el mateix que l'investigat al capítol 4 d'aquest treball. L'angle de desfàs utilitzat per a tots el models és $\phi = \pi/40$. Per aquests models no s'ha afegit la rotació inicial de la part massissa i l'eix llarg de les inclusions és paral·lel a la direcció d'escurçament. La presència d'aquest terme potencia el desenvolupament i increment de l'amplificació dels plecs que es desenvolupen a la vora marginal de la inclusió (Fig. 5.24). La part massissa de la capa, representa la regió de connexió entre plecs, presentant velocitats de rotació molt baixes. Si ho comparem amb el resultats per a cisalla pura (Fig. 5.4), les diferències són obvies per a $Ti < 0.25$. El paràmetre ϕ afavoreix el desenvolupament d'inestabilitats múltiples al llarg de la capa amb la seva propagació cap als seus extrems. L'angle

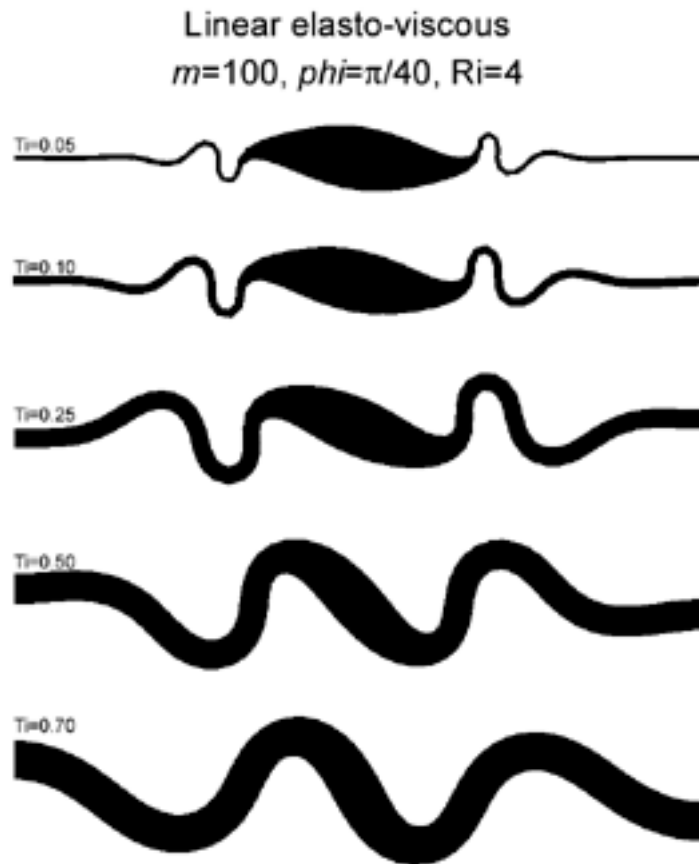


Fig. 5.24 Influència de l'espessor normalitzat en models amb asimetries longitudinals. La configuració dels exemples són semblants als de la figura Xb però s'ha afegit a la pertorbació inicial una asimetria longitudinal de $\pi/40$ i no s'ha afegit un angle d'obliquïtat entre l'eix llarg del boudin i la direcció d'escurçament ($\phi_0=0^\circ$).

d'inclinació dels flancs d'aquests plects són de fins a 90° . Aquestes inestabilitats acomoden dinàmicament l'escurçament, deixant les parts de més gruixària de la capa com a zones de baixa deformació. La inclusió actua com una zona resistent, nucli de generació i propagació de pertorbacions de plegament al seu voltant. Aquestes observacions són coherents, atenent l'increment d'esforços necessaris per a plegar la inclusió o per amplificar una longitud d'ona gran. Per a valors de $Ti > 0.50$, els resultats són semblants al cas de cisalla pura. Les diferències geomètriques i d'engruiximent de la capa són lligades a la diferència d'amplituds inicials de les pertorbacions dels models.

Reologies no lineals, n . - L'efecte del grau de no linealitat n de la reologia elastoviscosa de la capa s'ha estudiat per a una sèrie de simulacions numèriques. Els valors de la constant preexponencial A , s'han escollit per mantenir el mateix contrast de viscositat

efectiu i així poder comparar els resultats. Per a tots els casos, la matriu incompetent s'ha mantingut com a un fluid lineal elastoviscós. Almenys per a cisalla pura, l'increment de la no linealitat del nivell competent potencia l'amplificació de les inestabilitats marginals i un comportament més resistent de la inclusió (Fig. 5.25). L'augment de l'exponent d'esforços n , afavoreix la selecció de longituds d'ona cada cop més petites (Fletcher, 1974) amb velocitats d'amplificació també majors. La deformació interna de la inclusió disminueix amb l'increment de n . Això és un efecte de la definició no lineal del material, on es produeixen efectes d'afebliment d'aquest amb l'augment de les velocitats de deformació (i l'efecte invers si les disminuïm). Com la viscositat efectiva és funció del segon invariant del tensor de velocitats de deformació, les velocitats de deformació baixes associades a la part més massissa han de representar valors de contrast de viscositats majors que en el cas lineal; en canvi a les regions de la capa deuen ser més semblants al cas $n=1$. La localització geomètrica, lligades a les perturbacions inicials, és afavorida per la localització reològica. La variació de l'espessor de la capa genera tendències similars; ampliació de les inestabilitats perifèriques i comportament més resistent de la inclusió (Fig. 5.26). Comparant el cas lineal amb un cas altament no lineal ($n=10$, superior als inferits a la natura), la reducció de la longitud de la inclusió és molt menor per aquesta última situació, a l'igual que la seva rotació finita. Per a termes pròxims a capes homogènies, l'angle de rotació de la part massissa és superior pel cas no lineal, tal com preveu a la teoria de plegament d'aquests materials (Fletcher, 1974; Jhonson and Fletcher, 1994).



Fig. 5.26 Influència del grau de no linealitat. Desenvolupament de plects a partir d'una configuració de capa aïllada amb una partícula central de $Ri=4$. L'augment del grau de no linealitat tendeix a maximitzar l'amplificació de les inestabilitats marginals e inhibir la rotació de la part més massissa. Tots els exemples per condicions de cisalla pura i deformació natural de 0.60.

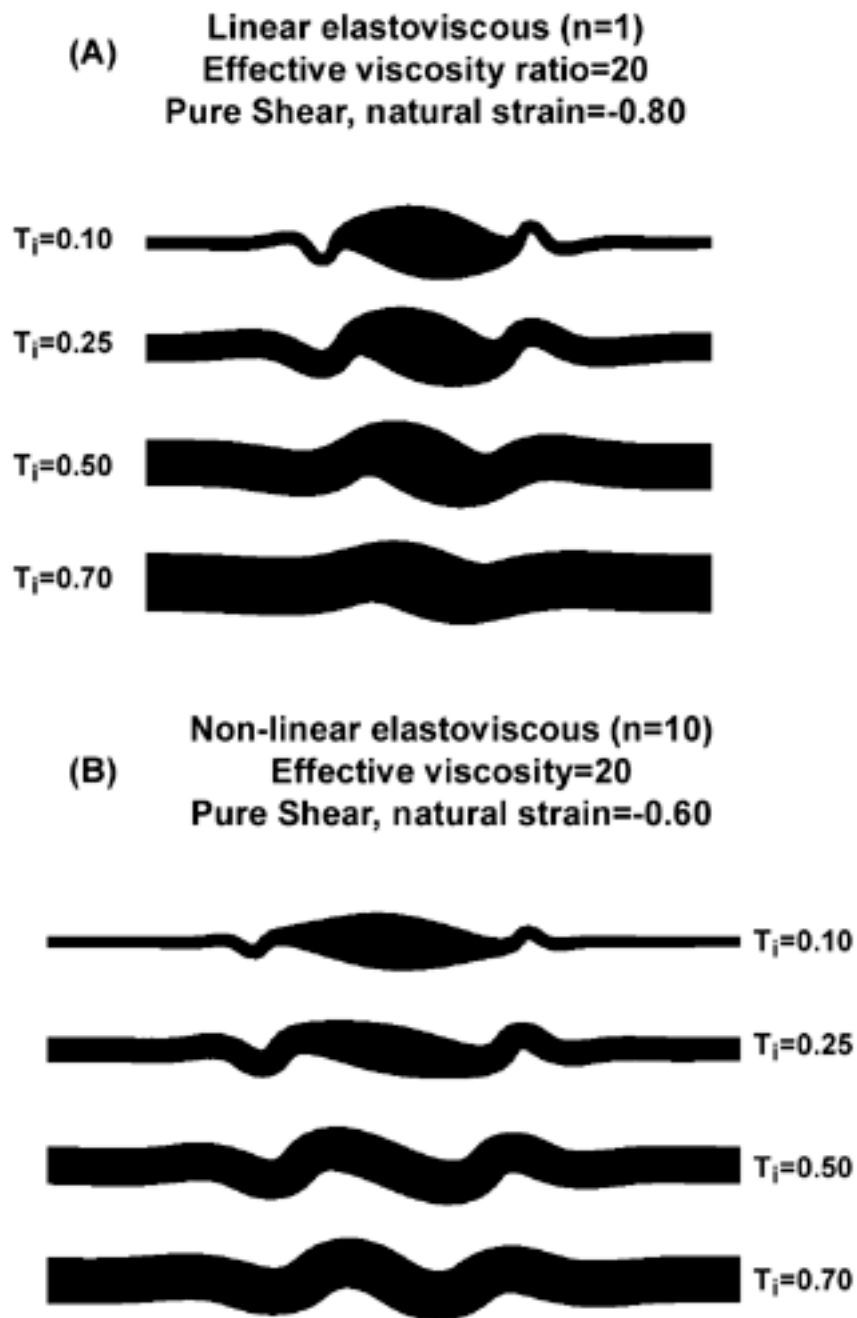


Fig. 5.27 Comparació entre comportament de la capa viscosa lineal i no lineal. Les configuracions inicials dels exemples són semblants amb un angle de desfàs inicial de $\pi/40$ i una relació axial de la partícula de $Ri=4$.

Orientació de l'envolvent, α .- Fins ara, tots els models s'havien realitzat per a situacions on l'envolvent de la capa era irrotacional. Per a una primera aproximació de la influència de l'orientació, s'ha explorat de forma qualitativa els efectes de la rotació de l'envolvent per a condicions de cisalla simple. S'han realitzat una sèrie de

simulacions amb orientacions inicials de l'envolvent entre $0^\circ \leq \alpha \leq 50^\circ$, emprant intervals de cada 5° . La configuració de les pertorbacions de les capes són iguals per a tots els models, amb valors de $Ti=0.10$, $m=100$ i $Ri=1$. Aquesta configuració inicial és equivalent a les mostrades a les Fig. 5.4a, 10a i 19a. Per a una deformació angular de 0.8, la geometria final desenvolupada i la seva orientació respecte al pla de cisalla es mostrada a la Fig. 5.28 per a la sèrie de models. L'increment d'obliquïtat amb el pla de cisalla potencia el desenvolupament d'instabilitats però també l'augment de l'angle d'inclinació de la inclusió respecte a l'envolvent de la capa. Amb el progrés de la deformació, la capa gradualment s'orienta paral·lela als eixos d'estirament instantanis (ISA), augmentat la velocitat d'escurçament paral·lela a la capa. Això facilita l'increment d'amplificació de les pertorbacions. Si comparem la variació d'aquests resultats, amb els produïts per a la variació de la Wk (Fig. 5.19a) es pot observar la semblança geomètrica de tots dos. Fins i tot, per a un flux altament no coaxial com el de cisalla simple, per inclinacions inicial de l'envolvent α_0 menor a 10° , és suficient per que el desenvolupament de l'estructura sigui controlat pel procés de *buckling* de la capa. A nivell de descripció referenciada en l'estructura, una orientació pròxima a les ISA de cisalla simple és equivalent a la del cas de cisalla pura. Segurament la relació de rotació externa entre els models de cisalla pura i simple és diferent, però a nivell d'un marcador intern aquesta rotació és similar. Això a nivell de detall no es del tot correcte, sinó que s'han de produir diferències, al ser el procés d'amplificació i d'enguiximent de la capa depenents de la velocitat de deformació instantània. Per cisalla pura (i sense rotacions externes) la variació general de la velocitat de deformació per $\alpha_0 \neq 0^\circ$ és a reduir-se amb la rotació de l'envolvent, mentre que pel cas de cisalla simple podem diferenciar dos estadis diferents: un d'acceleració per $\alpha_0 < 45^\circ$ mentre un segon de desacceleració, semblant al de cisalla pura per a $\alpha_0 > 45^\circ$. L'increment de diferències, entre cisalla simple i pura, s'hauria de potenciar per a condicions de propietats mecàniques no lineals on el contrast efectiu de viscositat és funció de la velocitat de deformació i variarà amb la deformació. Però, segurament les diferències més importants han de ser referents a la distribució i orientació de les raons cinemàtiques al voltant de la capa. Aquestes no s'han representat però les diferències de resistència i deflació dels diferents elements han de ser diferents atenent el resultats per diferents números de vorticitat cinemàtica (Fig. 5.22). Però, la lectura quantitativa ha de ser força complexa i segurament a nivell de camp no viable.

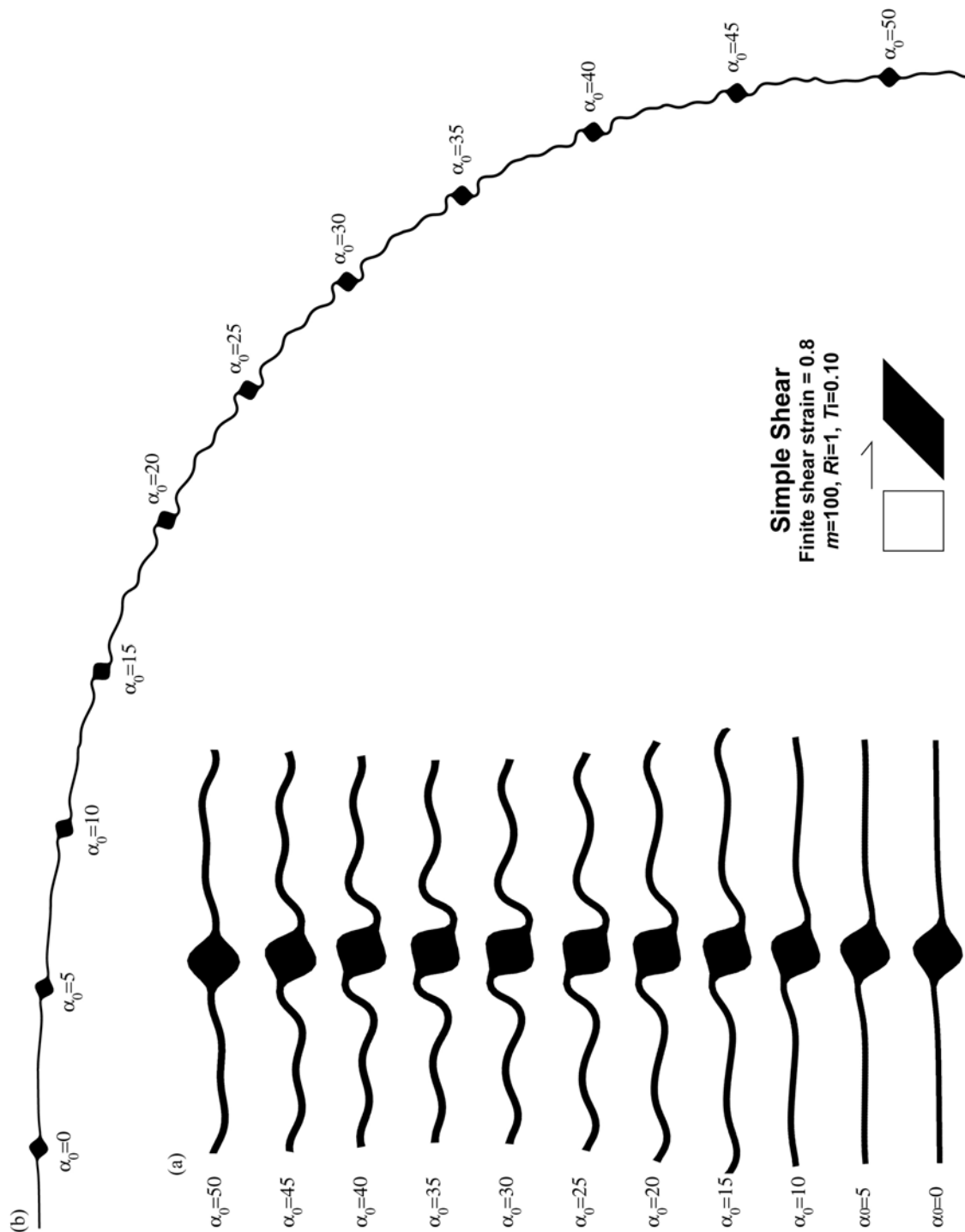


Fig. 5.28. Influència de l'orientació de l'envolvent per a condicions de cisalla simple. (a) Comparació de les geometries resultants per a diferents angles d'obliqüitat respecte el pla de cisalla. (b) Muntatge amb l'orientació correcta de cadascun dels models dins la banda de cisalla simple. L'increment de la velocitat d'escurçament paral·lela a la capa i la progressiva paral·lelització a les ISA, potencien el desenvolupament d'instabilitats al llarg de la capa i l'increment de rotació de la inclusió. Tots els models amb similars valors geomètrics i mecànics. El valor de la cisalla angular finita és per a tots els models de 0.8.

La propagació d'inestabilitats al llarg de la capa és més elevada per a condicions de rotació de l'envolvent que pel cas de capa irrotacional. La generació d'aquestes inestabilitats són semblants al mètode proposat per Jeng et al. 2001, on la rotació de la condició de contorn facilita la seva nucleació, sense que sigui necessària la definició d'una pertorbació inicial.

5.7 Discussió

Els resultats de les simulacions numèriques fetes a partir de FLAC^{2D} mostren una viabilitat mecànica de la transició entre geometries de partícula aïllada fins a configuracions de capa amb espessor homogeni. La variació dels diferents paràmetres geomètrics (T_i , R_i) com de les condicions de contorn (Wk) mostren una variació concordant, i s'ajusta tant a nivell teòric com a nivell d'interpretació qualitativa. La configuració inicial del model exerceix una forta influència en l'estructura que es desenvolupa, afavorint una localització del tipus estàtic o geomètric (Montési and Zuber, 2000). Però, la forma de com es manifesta dependrà principalment de la relació axial de la partícula, l'espessor normalitzat i l'escurçament paral·lel a la capa. La interpretació dels resultats indiquen un domini del procés per plegament vers el caràcter de la mecànica de partícules. Únicament per a situacions de configuracions extremes, com espessor de capa molt fina ($T_i \rightarrow 0$) o per a condicions de velocitat de deformació paral·lela a la capa nul·la, es produeix un comportament de la inclusió similar a l'esperable a partir de la teoria de rotació de partícules.

L'homogenització de l'espessor de la capa, l'augment de la relació axial o l'increment de la velocitat d'escurçament origina un pas ràpid i bruscat a un desenvolupament de l'estructura controlat per la mecànica de *buckling*. Per aquestes darreres situacions, la inclusió representa una zona de rotació activa amb velocitats angulars elevades. Aquestes seran funció del procés d'amplificació de la inestabilitat, i per tant, de la relació entre longitud d'ona de la pertorbació i espessor de la capa, el contrast de propietats mecàniques entre la matriu i la capa, i les relacions de contorn de les velocitats de deformació (Fletcher, 1991). Això permet explicar rotacions elevades d'inclusions per a casos de deformacions baixes a moderades, d'altra forma no explicables a partir de la teoria de rotació de partícules.

No obstant, també es produeix la nucleació i desenvolupament de plecs marginals a les vores de la partícula. Aquests es poden propagar lateralment al llarg de la capa planar.

La capacitat d'amplificació d'aquests plecs molts cops controlen la geometria de l'estructura i determinen la capacitat de rotació de la part més massissa. Al desenvolupar-se acomoden gran part de la deformació, induint cap a una situació irrotacional de la inclusió. Factors com el grau de no linealitat i la presència d'asimetries en la configuració inicial de la capa afavoreixen l'acomodació de la deformació a partir de l'amplificació de plecs al voltant de la inclusió.

El desenvolupament final del model i de la seva geometria, dependrà en gran part de com es produeix l'acomodació de la deformació. Si aquesta es pot particionar i localitzar al voltant de la inclusió a partir de plecs marginals, la inclusió representarà una zona d'elevada resistència i baixa velocitat de rotació; però aquesta situació no pot ser considerada del tot estable, donada la necessitat de deformar un material més resistent amb el progrés de la deformació. En canvi si es donen situacions on s'inhibeix la localització de la deformació externament a la inclusió, ja sigui per la geometria inicial no infinitesimal o l'orientació dels diferents elements, la inclusió acomodarà part de la deformació amb la seva rotació; això donarà lloc al desenvolupament de plecs on la part massissa representa un dels seus flancs. Aquestes condicions són clarament dependents de l'espessor de capa (Fig. 5.4, 10, 19) i de la relació axial (Fig. 5.7, 13). Per a qualsevol cas, la capacitat de rotació serà més gran per la part planar que la inclusió com a conseqüència de les diferents relacions L/H .

Dins la geologia de camp, s'accepta àmpliament que l'asimetria dels plecs o de les partícules rígides poden ser utilitzades com a indicadors alhora de deduir el sentit de cisalla paral·lel a les esmentades estructures (Hudleston and Lan, 1993). Encara que la seva aplicabilitat al camp sigui més o menys complexa (atenent les possibilitats de reversió del sentit d'asimetria amb el progrés de la deformació (Ramsay et al. 1983) o la influència de la geometria inicial de les pertorbacions (Abassi and Mancktelow, 1991), s'accepta que el desenvolupament d'aquestes asimetries són un reflex de la presència de components de cisalla simple paral·leles a la capa. Fins i tot alguns autors, han exposat la possibilitat d'associar aquestes asimetries amb diferències de velocitats angulars dels flancs originades per la vorticitat cinemàtica del flux (Simpson and De Paor, 1993; Weijermars, 1998 figures 10, 11 i 12). Però aquests supòsits, encara que àmpliament acceptats per la geologia estructural, no han sigut validats a partir d'aquests models numèrics. Per a situacions de les simulacions numèriques amb la presència de diferent grau de cisalla paral·lela a la capa els resultants són semblants, i les geometries

desenvolupades en gran part són independents de la Wk . Aquest aspecte és ben visible per a condicions de cisalla general, on la rotació final per una partícula de relació axial $Ri=3.5$ és funció primerament de l'escurçament paral·lel a la capa i en un menor grau de la vorticitat. Així la diferencia de rotació final per a la condició de $\beta=15^\circ$ i $\beta=90$ és menor d'un 5% d'escurçament (Fig. 5.20c). Això ens ha de fer pensar que el processos de generació i amplificació d'instabilitats per *buckling* han de ser dominant tant a la dinàmica de rotacions de partícules com a la cinemàtica imposada a partir de les condicions de contorn. És un exemple clar, que ens permet definir una hipòtesis de treball que en general, per a materials amb contrast de propietats moderades, les condicions dinàmiques de les instabilitats superen amb força a les condicions imposades pel flux. Això es tradueix en una independència de l'estructura respecte a Wk i la superació de les restriccions de les apòfisis del flux. Per motius de col·lapse dels models numèrics no s'han pogut arribar a condicions de deformació més elevades. A partir de les dades i la seva distribució, sembla que la tendència poguï ser a girar de forma sintètica per tots dos flancs de l'estructura fins a una orientació de blocatge del procés de plegament que dependrà de l'angle d'entre flancs i segurament en l'orientació de la direcció d'extensió. A partir de les dades no hi han evidències objectives de que l'orientació de blocatge final dels flancs sigui paral·lela a les orientacions de les apòfisis del flux.

La lectura dels resultats posen de manifest una discrepància greu entre la modelització mecànica i la interpretació de les estructures asimètriques. No es posa en dubte sobre la presència d'asimetries a nivell de camp (fet totalment obvi a la zona d'estudi del Cap de Creus) ni tant sols de la seva interpretació, sinó el fet que almenys a nivell de simulacions numèriques per a materials isòtrops amb reologies elastoviscoses tant lineals com no lineals, la presència d'una component de cisalla paral·lela a la capa no és suficient pel desenvolupament d'asimetries semblants a les de camp. Amb l'actual definició de les propietats mecàniques inferides pels materials geològics hi ha una discrepància dels resultats respecte les descripcions de camp. La presència de propietats mecàniques més complexes com comportaments anisòtrops de la capa (Druguet et al., 2002), sensibilitat dels materials a la pressió confinant i/o la possibilitat de processos de pressió/dissolució (Fletcher, 1982) han de possibilitar el desenvolupament d'estructures asimètriques.

Però una altra possibilitat és que l'asimetria no sigui un reflex de l'acomodació activa de la capa sinó induïda a partir del medi confinant. A la natura els marcadors

competents són finits, i per tant els esforços i les raons cinemàtiques no són transmeses a partir de les condicions de contorn sinó pel medi confinant. Processos de distribució i localització de la deformació al medi confinant poden originar la transmissió de condicions que potenciïn el desenvolupament d'asimetries als nivells competents. Així, a partir dels models numèrics una de les diferències més importants respecte les condicions de contorn, eren les diferents distribució de les raons cinemàtiques al voltant de les estructures al variar Wk o amb l'orientació de la capa respecte les direccions del flux. Però al camp observar la quantificació d'aquests paràmetres és quasi impracticable i per a zones de cisalla, els processos de recristalització i les elevades deformacions impossibiliten fins i tot una lectura qualitativa. Però, per a zones de baixa deformació, almenys a nivell qualitatiu i amb referència a les geometries de la foliació és possible caracteritzar les raons cinemàtiques al voltant de les estructures de referència .

L'estudi de la transició geomètrica i mecànica entre capes i partícules ens permet adreçar nous arguments al problema clàssic de la viabilitat de rotació de les partícules (com els porfiroclastes o els porfiroblastes) en les roques naturals. Per a condicions d'elevades tasses de deformació i flux assumible estacionari, com poden representar les zones de cisalla, la capacitat de rotació de les partícules ha sigut validada tant a partir de les observacions de camps com sobretot dels resultats de models experimentals i numèrics. Hi han factors que poden originar desviament d'aquest comportament com el caràcter de lliscament entre la partícula i el medi (Mancktelow et al., 2002; Ceriani et al., 2003) o els processos de reducció/increment del mantell de recristalització al voltant dels porfiroclastes (Schmid, 2002). Però, per condicions de contacte coherent entre partícula i medi hi ha un bona correlació entre dades experimentals i la teoria de rotació de partícules de Jeffery (Manktelow et al. 2002). Per aquests casos, la partícula pot ser considerada com a una inestabilitat activa. Per a condicions no actives, on les geometries que s'observen són condicionades per factors externs, com poden ser la localització de la deformació en bandes de cisalla (ten Grotenhuis, et al. 2002) o partició de la deformació al voltant de les partícules (Bell, 1981; Bell, 1986; Bell and Hayward, 1991), no es tan clar el comportament rotacional de les partícules. Si suposem la conservació de la vorticitat global d'una regió, la localització de la deformació en bandes altament no coaxials ha de tendir a la generació de regions amb vorticitats molt més baixes (Jiang, 1994a). La generació d'aquestes regions amb números de vorticitats

cinemàtiques baixos, directament impliquen una tendència a la reducció de la velocitat angular de les partícules.

Les dades dels experiments mostren que els processos lligats al plegament són dominants respecte els de la rotació de les partícules, almenys per situacions d'escurçament paral·lel a les capes. La relació entre una i l'altra, a part de les condicions geomètriques, dependrà del contrast de propietats que determinarà la velocitat d'amplificació del plegament. Així per a les simulacions de cisalla simple, per a condicions de viscositats moderades viscositats es produïa el màxim de rotació de la partícula al combinar-se components de rotació rígida i de deformació interna. Però la obliquïtat respecte al pla de cisalla originava una caiguda ràpida del comportament de partícula rígida i incrementava el seu comportament de plegament. Per a situacions de crenulació d'una foliació prèvia amb la presència d'inclusions rígides, si la velocitat d'amplificació de la crenulació és elevada, atenent les tendències dels resultats, s'hauria d'inhibir la capacitat de rotació rígida de la inclusió. Aquest cossos han d'induir condicions locals de flux respecte a les condicions globals, però sembla a priori difícil que es produeixin rotacions elevades d'aquests cossos com conseqüència del caràcter de partícula rígida. Però la localització de la deformació i progressiu desenvolupament d'estructures a diferents escales a l'encaixant ha de tenir certa influència en la rotació final del cossos rígids.

Tots els models s'han realitzat a partir d'una capa de longitud infinita i amb propietats invariables al llarg de la deformació. Recentment, Schmid (2002) ha demostrat a nivell teòric i experimental que la utilització de capes de longituds finites genera solucions diferents a les dels models clàssics de longitud infinita. La utilització de capes finites genera la selecció de longitud d'ona més petites i el desenvolupament de temps diferents de deformació per a la matriu i la capa (Schmid, 2002). La influència es pot avaluar a partir de la relació d'aspecte de la capa (longitud/espessor de la capa) i el contrast de viscositat entre el medi i la capa. El plegament de capes finites amb elevat contrast de viscositat potencia els efectes de comportament de partícula rígida (Schmid, 2002; Fig. 6.7). En tot moment no s'han considerat efectes de reologies o propietats mecàniques depenents de la deformació acumulada. També s'ha considerat que les propietats són constants per qualsevol configuració d'espessor de la capa, essent les propietats similars tant a nivell de capa com d'inclusió. Per estructures de camp del

tipus venes o dics de quars, en general hi ha una dependència entre l'aspecte geomètric i la mida de cristal·lina (Vermilye and Scholz, 1995), amb reducció d'aquesta amb la disminució de potència de la vena. Però, també és coneguda la dependència de la viscositat efectiva amb la variació de la mida cristal·lina (Karato and Wu, 1993; Hobbs et al. 2000). Potser a nivell de camp, la variació d'espessor i mida de gra poden implicar certes variacions de les propietats macroscòpiques de l'estructura. Els models numèrics s'han realitzat per aplicar-se a una regió de baixa a moderada taxes de deformació (Culip, Cap de Creus). S'exclouen a priori diferències essencials de les propietats mecàniques inicials i durant la deformació. La deformació és suficientment baixa per inhibir processos de recristalització dinàmica i/o processos similars. L'aplicació dels resultats numèrics per a situacions d'elevada deformació, tal com el desenvolupament de porfiroclastes "mantejats" del tipus delta en zones de cisalla, no s'hauria de fer donats els aparents processos de recristalització dinàmica associats al desenvolupament de les ales de l'estructura. Encara que són geomètricament semblants les implicacions a nivell mecànic són bastant diferents, donat que l'elevat contrast de viscositat de la capa és la causant de la reducció de rotació de la inclusió.

Per finalitzar, la interpretació de les dades indiquen que la rotació de la part massissa de la capa és complexa i dependent de moltes variables. Encara que hi ha certa dependència de la vorticitat cinemàtica, la similitud de solucions em fa pensar en la inviabilitat pràctica al camp de quantificar el número de vorticitat cinemàtica a partir d'un conjunt de població d'estructures d'aquest tipus. La construcció de mapes de deformació com els utilitzats per a quantificar la deformació en plecs (Schmalholz and Podladchikov, 2001) o per estimar la deformació per cisalla (Schmid, 2002), em semblen no possible per aquest tipus d'estructura i per a una aplicació real a problemes de la natura amb cert grau de fiabilitat.

5.8 Conclusions

Els resultats de les simulacions numèriques posen de manifest la viabilitat mecànica de la transició geomètrica inferida entre capa amb espessor homogeni i partícula aïllada. Aquesta transició s'ha establert a partir la variació de l'espessor de geometries pinch-and-swell i reflectit amb el paràmetre d'espessor normalitzat Ti . La variació dels diferents factors geomètrics i cinemàtics d'estudi mostren una variació concordant i els

resultats s'ajusten correctament tant a nivell teòric com qualitatiu. La geometria final de l'estructura és dependent de la configuració inicial però aquesta variació és complexa atenent els processos que faciliten l'acomodació de la deformació. A nivell de conclusions principals aquestes es poden resumir en els següents aspectes:

(1) Per a les condicions d'estudi, hi ha un domini clar de la mecànica de plegament de capes per sobre el comportament inferit a partir de la teoria de partícules rígides. Per condicions de $Ti > 0.05-0.1$, la geometria del sistema és controlat pel procés de *buckling* originat per l'esforç compressiu paral·lel a la capa. Això facilita elevades rotacions de les parts més massisses de la capa sense la necessitat d'elevades taxes de deformació.

(2) S'han diferenciat dues formes principals d'acomodació de la deformació. Un mode a partir del desenvolupament de plecs a on la part massissa de la capa representa un dels seus flancs. Per aquesta condició observem les velocitats angulars màximes de la inclusió. El segon mode és a partir de la nucleació i amplificació preferent de plecs situats al marge de la inclusió. Aquest mode inhibeix gran part de la capacitat de rotació de la inclusió. En general aquests modes són mixtes i per augment del paràmetre Ti convergeixen en solució. Factors que afavoreixen el segon mode són l'augment del grau de no linealitat de la capa i la presència d'asimetries al llarg la capa.

(3) Per a condicions de cisalla general, les geometria final dels models mostren poca influència respecte al número de vorticitat final. Per a orientacions de la capa amb cisalla paral·lela, aquesta component té una influència secundària respecte l'escurçament total paral·lel a la capa. Així per condicions d'escurçament acumulat semblant les rotacions i geometries són semblants amb independència del número de vorticitat cinemàtica. El teòric afavoriment d'asimetries amb les components de cisalla simple no ha estat observat a partir de la geometria dels models.

(4) La distribució de les diferents raons de la deformació, tant a nivell instantani com finit, si que mostra els esperats patrons asimètrics i la seva dependència respecte la W_k de contorn. La localització de regions d'alta i baixa deformació, a l'igual que les deflaccions dels eixos de màxima extensió poden ser utilitzats per estimar de forma qualitativa el grau de no coaxialitat. Però s'ha de vigilar que la variació d'orientació de l'envolvent en fluxos rotacionals poden generar resultats similars. Caldria ampliar

l'estudi a condicions d'orientació general. Però la validesa com a indicadors de la cisalla paral·lela a la capa és en general vàlida. Permet diferenciar de forma unívoca entre geometries sintètiques amb antitètiques.

Atenent aquests resultats la capacitat de rotació cinemàtica d'una partícula rígida immersa en una matriu anisòtropa que s'està plegant ha de ser problemàtica, inferint-se una tendència cap a condicions de baixa rotació respecte els elements estructurals de la matriu. Encara que els models són una idealització de les estructures de camp, ja indiquen la complexitat tant mecànica com geomètrica del plegament de capes no homogènies. A nivell interpretatiu és senzill imaginar la progressió cinemàtica de les estructures tectòniques, però la realització de models mecànics posen de manifest la presència de complicacions no esperades a partir dels raonaments simplistes de la cinemàtica. Fins i tot a nivell de conceptes àmpliament acceptats dins la geologia estructural i tectònica (com és el cas del desenvolupament d'asimetries). Els resultats de la modelització fan pales les necessitats de fonamentar les interpretacions de camp a partir de conceptes i simulacions de la mecànica de medis continus i/o discontinus.

6

Estudi analògic de la influència de la transició geomètrica entre capes homogènies i partícules aïllades: sistema *single-layer* amb múltiples pertorbacions.

“A theory is something nobody believes, except the person who made it. An experiment is something everybody believes, except the person who made it”.

Albert Einstein

6.1 Introducció

A les seccions anteriors, s'ha investigat la influència de la geometria de les interfases de les capes o la presència d'una pertorbació inicial amb geometria d'inclusió centrada a la capa. Però les configuracions naturals (Fig. 6.6.1a), s'allunyen en general d'aquestes condicions més simples, donades la presència de múltiples inclusions i de geometries tant dels boudins com interboudins força irregulars. El problema del plegament de capes competents amb geometries *pinch-and-swell* o amb espessors no homogenis, augmenta la seva complexitat amb les possibles interaccions entre aquestes parts més massisses o amb el procés de nucleació i amplificació en un sistema amb pertorbacions no prefixades.

En general, els materials geològics involucrats a les zones internes dels orògens enregistren deformacions polifàsiques, amb la superposició de diferents fases o events deformacionals (Ramsay, 1967). Molts cops unitats *boudinades* o amb estructures extensionals originades durant una fase inicial sofreixen durant fases posteriors escurçament paral·lel a les unitats, donant lloc al retreballament de l'estructura inicial. A diferència de plegament, on subseqüent extensió paral·lela a l'estructura ens permet tornar a la configuració inicial, el *boudinage* no és recuperable i el seu escurçament no ens permet tornar a la geometria original (Sengupta, 1983). Però, si l'extensió inicial paral·lela a les unitats es va acomodar a partir d'estructures del tipus *pinch-and-swell*, sense el desenvolupament de discontinuïtats, és possible la recuperació de la configuració inicial si apliquem una deformació inversa? És en part incert.

No obstant aquestes observacions, molt pocs estudis han plantejat de forma experimental el desenvolupament d'aquestes estructures (Penge, 1976; Sengupta, 1983; Hanmer 1986). A partir de models de plastilina i per a condicions de cisalla pura, Penge (1976) va estudiar el plegament de capes amb geometries inicials del tipus *pinch-and-swell* quan se'ls aplicava una compressió paral·lela a la capa (Fig. 6.1b). A partir d'aquests resultats va observar que la longitud d'ona dels plecs que és desenvolupaven eren completament governada per la longitud d'ona inicial de la geometria *pinch-and-swell*. Així, un dels flancs incorporava la porció del *pinch* mentre l'altre flanc era la porció del *swell*. Això originava el desenvolupament de geometries asimètriques fins i tot pel cas d'escurçament paral·lel a la capa; l'augment d'obliquïtat amb la direcció dels esforços principals de compressió potenciava aquest desenvolupament asimètric. La geometria resultant era la imbricació sintètica i consistent de les part massisses de la

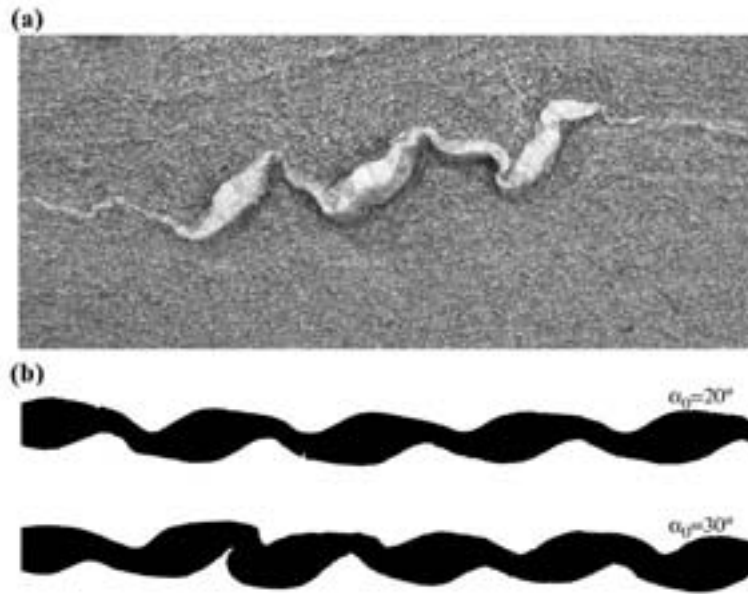


Fig. 6.1 (a) Exemple de camp d'un tren de boudins plegats. La gènesis de l'estructura és interpretada com el producte de superposició d'una primera fase d'extensió paral·lela a la capa seguida d'una fase posterior d'escurçament. La geometria final plegada pot ser interpretada com a un reflex de l'inicial, amb localització dels boudins sistemàticament en flancs equivalents mentre interboudins a l'altre. Com és produïx el plegament d'aquestes capes i com influència la geometria inicial són tòpics que seran investigats al llarg d'aquest capítol. (b) Exemple dels resultats de Penge (1976) de plegament de capes geometria inicial *pinch-and-swell*. Observar la sistemàtica de localització de l'estructura i el desenvolupament d'una simetria consistent no obstant les condicions de cisalla pura dels models.

capa, no obstant el caràcter coaxial de les condicions de contorn. Aquests resultats varen ser emprats per Cosgrove (1980) per a la interpretació tectònica de les estructures del complex de Mona (Hole Island, Nord de Gales).

Posteriorment, Sengupta (1983) a partir d'observacions de camp, va plantejar una sèrie de models experimentals per determinar com es produïa el plegament d'una estructura discontinua formada per una filera de boudins alineats. Per a condicions de cisalla pura, els resultats mostren una distribució geomètrica força més complicada que les observades per Penge (1976), com possibilitat de diferents arranjaments dels boudins, com geometries amb zig-zag, plegament dels boudins o els desenvolupament de geometries imbricades (figura 19 de Sengupta, 1983). Va constatar que la geometria resultant era altament controlada pel contrast de competència entre els boudins i la matriu, de la relació axial dels boudins i de la possibilitat d'interaccions amb altres nivells discontinus o amb capes contínues (sistemes multicapes). També que el desenvolupament d'estructures imbricades eren potenciades amb l'augment d'obliquïtat de la capa respecte la direcció d'escurçament. Però, aquestes distincions només es varen

realitzar a nivell qualitatiu sense el desenvolupament d'una sistemàtica d'experiments per a caracteritzar els factors que controlen el desenvolupament dels diferents arranjaments dels boudins. Donades la insuficient informació de les configuracions inicials dels models i de la caracterització quantitativa de les propietats mecàniques dels materials emprats a l'estudi experimental com de les condicions de contorn, no es possible sistematitzar *a posteriori* els resultats de Sengupta (1983).

Hanmer (1986), per intentar confirmar de forma experimental la viabilitat de la seva hipòtesis sobre el desenvolupament d'estructures de *boudinage* asimètric, va realitzar una sèrie de models analògics per simular la reorientació en condicions de cisalla simple de capes amb geometries *pinch-and-swell*. Per orientacions inicials paral·leles al pla de cisalla, va observar, la tendència a rotar de forma antitètica dels boudins (veure Fig. 6.6 de Hanmer, 1986), amb sentit oposat al de la condició de cisalla, i al lleuger plegament dels interboudins. En canvi, per trens de boudins aïllats, sense connexió material entre ells, va observar que rotaven en el sentit esperat per a la cinemàtica del flux. Aquests resultats els va considerar suficients per demostrar la viabilitat física i cinemàtica pel desenvolupament del que anomenà estructures *pull-aparts* (equivalents als *shearbands boudins* de Goscombe and Passchier, 2003) i els *foliation fish* (Hanmer 1986; Hanmer and Passchier, 1991).

A partir d'aquest darrer estudi, no hi ha constància de cap altre estudi plantejant de forma experimental o numèrica la influència d'una distribució de capa amb espessors irregulars en la nucleació i desenvolupament d'instabilitats de plegament. Però, cal notar el treball de Hobbs et al. 2000 sobre la influència de la velocitat de deformació en la geometria dels plects desenvolupats en un medi elastoviscós. Per a velocitats de deformació elevades, $\dot{\epsilon} \sim 10^{-10} s^{-1}$, observen a partir de simulacions numèriques que la selecció de longituds d'ona dels plects que és desenvolupen són independents d'una configuració geomètrica inicial del tipus *pinch-and-swell* (figura 6 de Hobbs et al., 200).

No obstant d'aquesta manca manifesta d'estudis mecànics del retreballament en condicions d'escurçament o cisalla d'aquest tipus d'estructures, i les incerteses tant referents al seu desenvolupament com a la seva interpretació cinemàtica, han estat promiscus l'aparició de models cinemàtics d'interpretació d'aquestes estructures (Passchier et al., 1990; Price and Cosgrove, 1990; Fig. 51 de Hanmer and Passchier, 1991; Goscombe et al., 2004). Això, en gran part és pel fet de representar un exemple d'estructura que no es pot explicar el seu desenvolupament a partir d'una deformació

del tipus monoclínic no coaxial amb apòfisis de flux real (Elliot, 1972; Sengupta, 1983; Passchier, 1997). L'única possibilitat de produir-se durant un únic event deformatiu és per a condicions de fluxos rotacionals (es a dir, fluxos de cisalla del tipus super-simple de De Paor (1983) i equivalent als del tipus pulsant de Ramberg (1975)). Però aquestes condicions són inusuals al camp i la presència de boudins plegats implica el desenvolupament polifàssic de la deformació amb la variació de l'orientació de les direccions principals d'escurçament entre els períodes de deformació (Sengupta, 1983; Passchier, 1997). Segurament escenaris amb condicions de flux rotacional extern o la interacció entre elements estructurals poden facilitar de forma local el seu desenvolupament al llarg d'un únic període deformatiu.

Sense representar interpretacions il·lògiques amb els coneixements actuals de la geologia estructural, aquests models cinemàtics però cauen en la simplicitat i la idealització en el desenvolupament d'aquest tipus d'estructura. Potser de forma massa trivial, s'associa un sentit d'asimetria o de distribució dels elements amb una interpretació cinemàtica, només pel fet de la capacitat d'inferir una possible evolució geomètrica de l'estructura. Però, el retraballament d'unitats amb distribucions d'espessors altament irregular, han de ser un procés complex, donada les condicions de nucleació, selecció i amplificació dels processos de plegament als quals s'han d'afegir els processos de localització, interacció i propagació de les diferents inestabilitats. I aquests darrers temes són molt pocs coneguts (veure Ildefornse et al. (1992) respecte interaccions entre partícules). També és incert per a quines configuracions geomètriques el desenvolupament de l'estructura és dominat per la mecànica de rotació de partícules.

Donada les incerteses inicials del problema, intentarem plantejar al llarg d'aquesta secció una generalització dels paràmetres, que descrivien les configuracions dels models de les seccions anteriors, a partir de l'estudi del desenvolupament d'aquest tipus d'estructures amb experiments analògics escalats i simulacions numèriques. Lluny de representar metodologies incompatibles o resultats duplicats, la combinació de les dues metodologies ens permetran omplir els buits de cadascuna de les dues tècniques. Així, la modelització analògica ens aportarà resultats físicament viables, amb elevat grau de llibertat alhora de la localització i bifurcació mecànica dels processos actius dins el sistema i la possibilitat de realitzar elevades deformacions. En canvi, la modelització numèrica ens permetrà la sistematització dels resultats, tant per a condicions de contorn com per a condicions geomètriques, per a un medi geològicament ideal però virtual.

Per una claredat de l'exposició, el present estudi s'ha dividit en dues parts. En una primera part s'exposarà la metodologia, anàlisi i resultats de la modelització experimental. Es posarà èmfasis en l'evolució geomètrica de l'estructura i en la distribució de les diferents raons cinemàtiques al seu voltant. Durant la segona part, s'exposarà l'anàlisi i resultats de la modelització numèrica per a geometries *pinch-and-swell* amb petites pertorbacions aleatòries al llarg de les interfases de la capa. La generalització de la influència dels diferents paràmetres geomètrics (com la distància i espessor entre boudins, o la relació axial de boudins), com de les condicions de número de vorticitat i els efectes de lliscament entre la matriu i la capa seran preferentment analitzats. Per finalitzar, una discussió global dels resultats de les dues metodologies ens permetran definir els conceptes bàsics per a una correcta interpretació de les estructures que observem al camp.

6.2 Condicions dels experiments i propietats dels materials analògics

Tots els experiments s'han realitzat a partir del prototipus de cel·la de deformació experimental del laboratori de deformació experimental de la UAB. El fonament geomètric i cinemàtic del dispositiu fou analitzat per Carreras i Ortuño (1990), i una descripció més detallada de les seves configuracions geomètriques i dels diferents elements de control poden ser consultats a l'annex 2. Tots els models s'han efectuat per a condicions de cisalla pura. S'ha mantingut una velocitat de deformació constant de $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, i unes condicions externes de temperatura de 26°C i de pressió de confinament de l'ordre de 10kPa. Les variacions dels esforços principals són enregistrats al llarg dels experiments a partir de cel·les d'esforços, podent-se realitzar la caracterització reològica de materials analògics directament a partir del dispositiu experimental. Els experiments han estat fotografiats a intervals regulars, utilitzant una camera d'alta qualitat d'únic objectiu de 58 mm i en format de diapositives d'amplada gran (6x3 cm) per minimitzar les distorsions. Posteriorment, les diapositives han estat escanejades i tractades digitalment per poder determinar la cinemàtica del flux i els diferents paràmetres geomètrics de l'estructura resultant.

Parafines de diferent grau de fusió han estat emprades com a material analògic. Aquest material ha estat molt utilitzat per modelar estructures originades en condicions dúctils

(e.g. Cobbold 1975; Neurath i Smith 1982; Abbassi i Mancktelow 1990,1992; Grujic 1993; Rossetti et al., 1999), al tractar-se d'una substància cristal·lina de cost baix, de relativa fàcil manipulació i amb capacitat per a deformar-se a temperatura ambient. Tres tipus de parafines han estat usades: una parafina translúcida de punt de fusió 40-42°C subministrada per Panreac SA i feta servir com a matriu. Pels nivells competents s'han utilitzat parafines microcristal·lines de punt de fusió de 60-62°C subministrada per Gresalla SA i una altra de punt de fusió de 56-58°C subministrada per Panreac SA. Per a una ràpida distinció visual aquestes darreres parafines s'han tenyit respectivament de color blau i verd.

Per a les condicions experimentals les parafines es comporten aproximadament com un fluid viscos de reologia no lineal. Aquest comportament pot ser expressat a partir d'una relació exponencial entre les raons d'esforç (σ) i de velocitat de deformació $\dot{\epsilon}$ (Cobbold 1975, Mancktelow 1988) de la forma,

$$\dot{\epsilon} = B \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \sigma^n \quad (5.3.1)$$

on B és una constant del material, Q és l'energia d'activació, R és la constant universal dels gasos, T és la temperatura absoluta i n l'exponent de l'esforç. Per a condicions de temperatura constant, les diferents constants es poden agrupar en una única constant preexponencial A . Les propietats mesurades per les diferents parafines són mostrades a la taula 6.1 i a la Fig. 6.2. Els valors d'exponents d'esforç (1.8-3.8) són d'un ordre similar als calculats experimentalment i als suposats per a roques deformades per mecanismes de *creep* (Kirby i Kronenberg 1983, Ranalli 1987). En canvi, per la parafina de 56-58°C amb exponent superior a 8, representa un valor excessivament elevat a les condicions naturals; no obstant anàlisis geomètriques de plecs (Hudleston and Lan, 1993) infereixen la possibilitat d'aquests exponents atenent altres factors com deformació plàstica (Chapple, 1969) o mecanismes d'afebliment amb la deformació (Neurath and Smith, 1982). La diferència reològica que produeix el grau de no linealitat es tradueix en una major partició de la distribució de la deformació, amb la tendència a concentrar i generar gradients de deformació; pel cas de la matriu, origina una disminució de la capacitat del medi per transmetre els esforços. Així, el gradient de concentració del flux

	Stress exponent	Preexponential	Effective viscosity,	Viscosity contrast,
	n	constant A [$\text{Pa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$]	η^* [$\text{Pa} \cdot \text{s}$]	m
Panreac MP 40-42	3.6	2.63996E-19	8.96E+07	1
Panreac MP 56-58	8.6	1.0277E-52	3.94E+09	40
Gressalla MP 60-62	1.8	4.73377E-15	2.78E+09	28

Taula 6.1. Sumari de les propietats mecàniques de les parafines utilitzades com material analògic per a l'estudi experimental. n lineals. A és la constant preexponencial ($\text{Pa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$) i n l'exponent d'esforços. La viscositat efectiva η^* i el contrast de viscositat respecte la parafina de la matriu han estat estimats per a les condicions dels experiments: deformació plana poliaxial, velocitat de deformació $\dot{\epsilon} = 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ i temperatura de $T = 28^\circ\text{C}$.

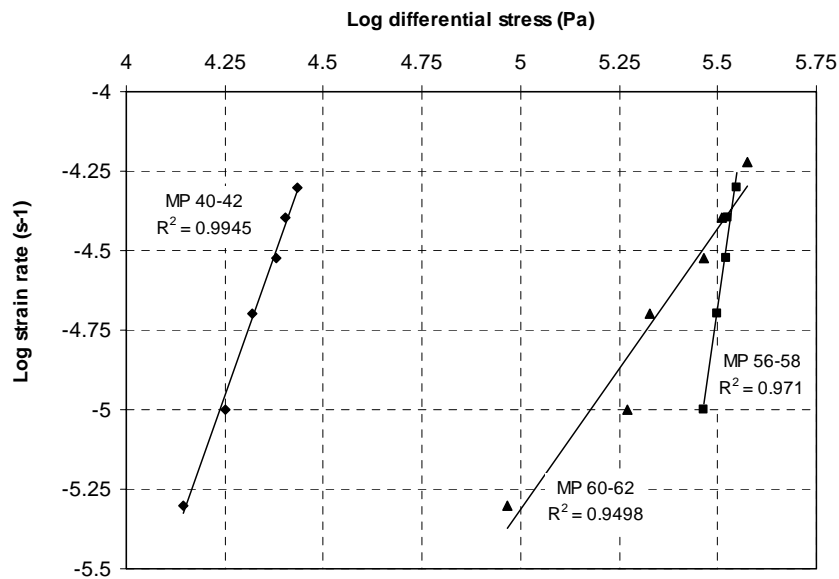


Fig. 6.2 Calibració de l'exponent d'esforços de les parafines utilitzades als models experimentals. El bon ajust en rectes de les dades en un gràfic log-log demostra que la relació exponencial entre la velocitat de deformació i l'esforç és una aproximació acceptable per a la descripció reològica d'aquest material. Observar la forta variació dels exponents dels materials utilitzats per a la capa (MP 60-62 i MP 56-58).

generat al voltant d'una inestabilitat (com la rotació d'un cos rígid) és més gran quan augmenta n , però la zona afectada per la pertorbació en canvi és menor (Masuda et al. 1995).

Per a les condicions dels experiments, el flux de la matriu pot ser considerat en *steady-state*, mentre que, sobretot per a la parafina de 56-58°C, utilitzades pels nivells competents mostren cert grau d'afebliment amb l'augment de deformació (*strain softening*); aquest efecte no és res més que la pendent de la corba esforç-deformació post esforç de cessió. L'efecte de l'afebliment per deformació pot ser considerat, com a primera aproximació, equivalent a un augment de l'exponent efectiu de l'esforç

(Neurath i Smith 1982). Això podria facilitar l'explicació de l'elevat grau de no linealitat observat per a la parafina de 56-58°C.

La viscositat efectiva η^* s'ha determinat a partir de la relació (Zulauf and Zulauf, 2004),

$$\eta^* = \frac{1}{2A^{1/n}} K_{II}^{[(1-n)/n]} \quad (5.3.2)$$

on K_{II} representa el segon invariant del tensor de velocitat de deformació. Per a les condicions de velocitat de contorn dels experiments el rang de valors és entre 10^7 - 10^9 Pa·s. Aquests valors són d'un ordre similars als determinats per a altres parafines utilitzades en altres estudis (Mancktelow, 1988; Rossetti et al., 1999). El contrast de viscositat efectiva m entre la matriu i les capes és aproximadament de 28 per a la parafina blava i de 40 per a la parafina verda.

S'ha observat que les propietats reològiques de les parafines varien lleugerament per diferents comandes, encara que siguin del mateix subministrador, obligant a un constant calibratge de les diferents comandes. Això és similar amb observacions d'altres autors (Mancktelow, 1988; Abassi and Mancktelow, 1992). No obstant, per a la parafina de la matriu, volumètricament la més utilitzada als experiments, al ser del tipus molt refinada aquesta variació és molt petita i es poden considerar les propietats de les diferents comandes com pràcticament similars.

6.3 Geometries de les pertorbacions inicials i elaboració dels models

La geometria bàsica dels models és el d'una capa competent immersa en una matriu més dúctil. Al llarg de la capa s'ha inscrit un conjunt de pertorbacions inicials que com a primer ordre d'aproximació reflecteixen una geometria del tipus *pinch-and-swell*. A la part del *swell* de l'anomenarà boudin o partícula, mentre a la regió de *pinch* se la denominarà interboudin, sense implicar cap associació genètica de la geometria. Els paràmetres utilitzats per definir les configuracions, alguns equivalents als utilitzats per a la descripció al camp (veure capítol 3), són els següents (Fig. 6.3):

- Relació axial dels boudins (R_i). Definida a partir de la relació entre l'eix llarg i l'eix curt de la partícula (a/b).

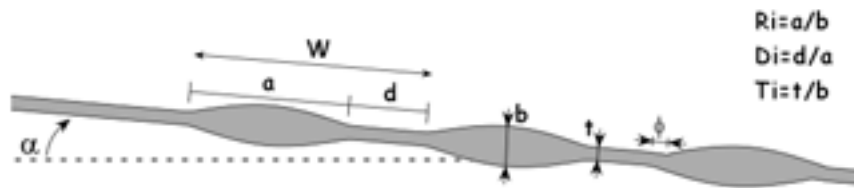


Fig. 6.3 Esquema bàsic de la geometria inicial de les capes de l'estudi analògic i numèric, i definició dels diferents paràmetres geomètrics utilitzats.

- Espessor normalitzat de l'interboudin (Ti). Definit a partir de la relació d'espessor entre l'interboudin i el boudin (t/b).
- Longitud normalitzada de l'interboudin (Di). Definida a partir de la relació de longituds de l'interboudin i el boudin (d/a).
- L'angle entre l'envolvent de la capa i la direcció d'escurçament (α).
- L'angle d'asimetria longitudinal definit a partir del desfàs entre les geometries al llarg de les dues interfases de la capa (ϕ).
- L'angle d'inclinació de la capa (θ), definit a partir de la disposició de la capa respecte als eixos externs de la màquina. Per a configuracions $\theta=90^\circ$, la capa és disposada verticalment i representa la configuració clàssica de deformació plana, mentre que per a $\theta=0^\circ$, la capa és horitzontal i representa models amb extensió paral·lela a la capa. Per aquesta darrera condició, no es pot observar el desenvolupament de l'estructura al quedar tapada per la matriu i únicament és possible l'estudi de les geometries finites.

Un resum de les diferents configuracions i condicions dels diferents models utilitzats a la memòria és mostrada a la taula 6.2. Gran part dels experiments han estat duplicats (i pel cas de $\alpha=0^\circ$ fins a quatre cops) per observar la repetibilitat dels seus resultats. Per a tots els models, la capa és sempre en contacte directe amb les condicions de contorn.

Per poder elaborar els models de forma pràctica, primerament es varen realitzar les geometries inicials de les capes. Es va optar de fer-ho a partir d'un conjunt de làmines de plàstic i de perfils de fusta amb geometries semiel·líptiques (com els utilitzats per a fer les motllures dels quadres i les portes). A les cares de les làmines de plàstic, es varen

	α	θ	n° <i>particules</i>	R_i	T_i	D_i	Φ_i	<i>Parafina capa</i>	$T^\circ\text{C}$	<i>Strain rate</i> (s^{-1})
Model 1	0°	90°	3	2	0.25	1	?	MP 60-62°C	26°C	2e-5
Model 2	10°	90°	3	2	0.25	1	?	MP 60-62°C	26°C	2e-5
Model 3	0°	90°	2	2	0.33	2	No	MP 60-62°C	26°C	2e-5
Model 4	10°	90°	2	2	0.25	2	?	MP 60-62°C	26°C	2e-5
Model 5	0°	90°	3	2.25	0.50	1	No	MP 60-62°C	26°C	2e-5
Model 10	0°	90°	4	2	0.25	0.75	No	MP 60-62°C	26°C	2e-5
Model 11	10°	90°	4	2	0.25	0.75	No	MP 60-62°C	26°C	2e-5
Model 12	0°	90°	4	2.25	0.30	0.75	$\pi/6$	MP 60-62°C	26°C	2e-5
Model 14	0°	90°	3	2	0.00	1	No	MP 60-62°C	26°C	2e-5
Model 20	0°	0°	4	2-2.25	0.15	0.75	No	MP 60-62°C	26°C	2e-5
Model 21	0°	0°	4	2-2.25	0.25	0.75	No	MP 56-58°C	26°C	2e-5
Model 22	0°	0°	4	2-2.25	0.25	0.75	No	MP 56-58°C	28°C	4e-5

Taula 6.2. Descripció de les configuracions geomètriques inicials dels diferents models analògics. α : Angle de la capa respecte la direcció d'escurçament. θ : Angle d'inclinació vertical de la capa. R_i : relació axial bouidins. T_i : espessor normalitzat de l'interboudin. D_i : longitud normalitzada de l'interboudin. Φ_i : angle d'asimetria longitudinal. $T^\circ\text{C}$: temperatura.

distribuir els diferents perfils, segons fos la relació dels paràmetres D_i i R_i que volien ser modelats. En principi, la geometria d'ambdues cares de les làmines es varen realitzar simètricament; pels casos amb asimetria longitudinal (ϕ), la distribució d'una de les cares es va desplaçar fins a la posició requerida. Tots elements de fusta es varen folrar amb *aerofix* per impermeabilitzar-los. La unió entre els diferents elements es varen fer directament a partir de silicona i/o celo. Aquesta tècnica d'elaboració encara que "casolana", és molt simple, barata i sempre es poden readaptar de forma ràpida noves geometries. A part, facilita la posterior separació dels diferents blocs de la matriu. Pel model amb úniques inclusions, és a dir $T_i=0$, no s'ha utilitzat la capa de plàstic divisòria. La geometria de les inclusions s'han realitzat directament a partir d'ajuntar els perfils de fusta per generar una geometria el·líptica.

Un cop obtingut la geometria de la capa, aquesta peça es va inserir dins uns motlles de fusta laminada de dimensions (30x15x15 cm d'alçada), amb la inclinació desitjada respecte les cares del model. Per garantir una bona unió s'ha adherit amb plastilina. El costat més llarg sempre s'ha mantingut paral·lel a la direcció d'escurçament. Abans d'abocar la parafina fosa, s'han impregnat les cares del motlle amb silicona en esprai per facilitar el posterior desenganxament de les diferents parts del model. D'aquesta forma s'obtenen els dos blocs que representen la matriu.

La parafina fosa de la capa es abocada directament a l'espai deixat entre els dos blocs de la matriu. Prèviament s'ha tenyit amb colorant (<0.5% del volum total) per a un millor contrast visual. Per inhibir la fusió parcial de la parafina de la matriu, els dos blocs de la matriu s'han refredat dins a $\approx 15^\circ\text{C}$. El paràmetre de l'espessor de la capa es controlat a partir de l'espai deixat entre els blocs. Inicialment, aquesta tècnica produeix models amb unió entre la capa i la matriu coherent, sense lliscament inicial. Però amb el progrés de la deformació, es inevitable cert lliscament al llarg de la interfase de contacte. Aquesta fase d'elaboració és crítica, en quant es pot donar la fusió local de la matriu, induïda per l'abocament de parafina fosa de més elevada temperatura; això pot donar a una barreja i produir certa modificació de les propietats mecàniques de la capa (com a una reducció del contrast de viscositat efectiu). Però, donat el baix volum de parafina de la capa respecte la matriu i a un refredament molt ràpid, s'infereix que aquests efectes han de ser molt locals. També deu ser possible certa recristal·lització cristal·lina de la matriu adjacent a la capa, però els seus efectes són de difícil observació

i quantificació. Possiblement pot originar a un augment de la mida de gra i a una transició a la fase d'alta temperatura de la parafina de la matriu (Abassi and Mancktelow, 1992).

Un cop fet això, el motlle s'ha polit fins a unes dimensions de 30cm de llarg x 14cm d'ample x 10cm d'alçada, mides compatibles amb la cel·la de la màquina. A la part superior s'ha inscrit una xarxa (de resolució d'amplada de fins 0.5x0.5 cm i de *ca* 3mm de profunditat de solc) i s'ha pintat amb aerosol acrílic negre per facilitar el posterior tractament numèric. Abans de posar el model a la màquina s'ha cobert la seva part superior amb una capa d'un mil·límetre d'espessor de parafina del tipus matriu, per a minimitzar la fricció amb el vidre confinant i protegir la malla d'anàlisi. Per minimitzar el fregament amb els elements de la màquina, s'ha lubricat el model amb abundant vaselina, excepte a la part superior que s'ha lubricat amb glicerina, que al ser transparent facilita una millor observació del model durant l'experiment. Per a una correcta homogenització de la temperatura, tant dins el model com a l'interior de l'equip experimental, s'han escalfat els models durant un mínim de 12h abans de començar a deformar-lo.

La validesa per extrapolar a la natura els resultats, serà funció del grau d'aproximació dels factors cinemàtics, geomètrics i dinàmics a les condicions reals en las que es va produir l'estructura estudiada. Donades les condicions que volem reproduir, es pot considerar que les forces d'inèrcia (perquè les deformacions es produeixen en taxes de velocitat molt baixes) i els efectes de la gravetat (pel volum que volem reproduir) poden ser considerats despreciables. Per a les velocitats de deformació dels experiments el factor d'escala cinemàtic és de l'ordre de 10^{-9} si assumim velocitats de deformació a la natura baixes (Ramsay and Pfinner, 1982). Per aquest factor, les parafines representen materials amb viscositat $\sim 10^{17}$ - 10^{18} Pa·s, valors que es troben dins el rang de valors estimats a partir de dades experimentals per a roques naturals (veure Turcotte and Schubert, 1982). Una hora d'experiment equival aproximadament a 0.1 milions d'anys. L'escalat geomètric es pot considerar com a pròxim a 1:1 respecte a la natura.

6.4 Resultats

En aquesta secció es farà una descripció dels principals resultats dels models analògics. A priori, pot semblar que el text és un desgavell amb repeticions de descripcions i/o resultats, però hi ha certa coherència tant temporal, lligada a l'obtenció de les dades i el refinament dels models, com en la maduració interpretativa dels resultats de l'estudi. Primerament s'exposarà el cas ideal i més teòric d'un conjunt de partícules aïllades. Després el plegament de capes amb geometries "pinch-and-swell" serà modelat, amb èmfasis en la geometria final de l'estructura i les variacions de les velocitats angulars dels boudins. S'exposarà la influència dels diferents paràmetres geomètrics (D_i , T_i), de la presència d'asimetries longitudinals (ϕ) i de l'angle d'obliquïtat respecte la direcció d'escurçament (α). Seguidament es visualitzarà la distribució de les diferents raons cinemàtiques a nivell general com local i la seva evolució amb el progrés de la deformació. Finalment, i només de forma qualitativa es mostrarà la geometria final dels models per a condicions d'extensió paral·lela a la capa.

6.4.1 Configuració partícula aïllada

A la Fig. 6.4 es mostra l'evolució amb el progrés de la deformació (0%, 25% i 50% d'escurçament final) d'un model amb partícules el·líptiques aïllades (Model 14, veure la taula 6.2 per a una descripció detallada de la configuració geomètrica i cinemàtica inicial). La observació més immediata, a partir d'aquesta figura, és la localització preferent de la deformació a les zones d'interboudins, donant lloc al desenvolupament de geometries d'extrusió de la malla inicial. També es pot observar la tendència a reduir la capacitat de fluir transversal de la matriu en les regions paral·leles a l'eix llarg de les partícules. Es produeix una distribució heterogènia del camp de deformació al voltant de les partícules. L'allunyament progressiu a les partícules, produeix un decaïment de les inestabilitats i la distribució de la deformació semblant a les de les condicions de contorn (cisalla pura). Sembla que la pertorbació induïda per les partícules en el camp de desplaçaments s'estén fins a distàncies entre 1 a 2 cops la longitud de la partícula, definint el límit de la zona de *contact strain* de Ramberg (1962). Aquestes observacions són semblants a les contemplades per altres estudis (Ildefonse et al. (1992) per a condicions de cisalla simple). Segons la teoria analítica de rotacions de partícules (Ghosh and Ramberg, 1976), la velocitat angular de les partícules és nul·la, donat el fet de trobar-se paral·leles a una de les direccions de no rotació del flux coaxial (apòfisis

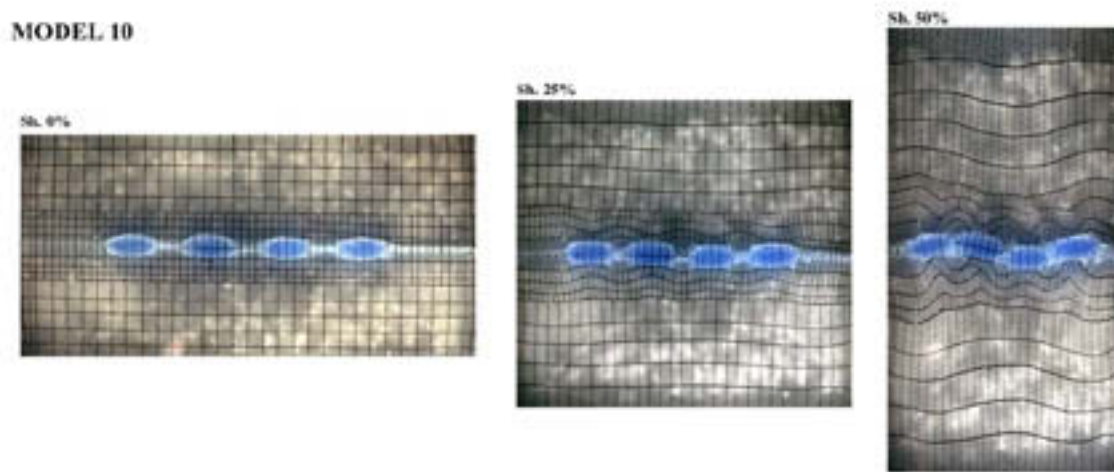


Fig. 6.4 Fotografies mostrant estats progressius de deformació per un model amb partícules aïllades (model 14 de la taula 6.2). L'escurçament global del model és mostrat a la part superior de les

d'escurçament). Però aquesta orientació representa una direcció metaestable (Passchier, 1987), i lleugeres desviacions d'orientació inicial originaran la progressiva rotació de les partícules cap a la direcció d'extensió finita o *attractor* de Passchier (1997).

Fins a valors moderats d'escurçament entre 20-30%, l'orientació de les partícules és "estable" i es compleix en part el supòsit teòric de baixa velocitat angular (Fig. 6.4 i 5a). Però, per a taxes de deformació més elevades s'observa un ràpid increment de la velocitat angular i increment de l'obliquïtat de les partícules respecte la direcció d'escurçament. Aquesta divergència sembla originar-se amb la progressiva reducció de l'espai entre boudins, originant un increment de les interaccions mecàniques entre ells, i/o localització de lliscament al llarg de la interfase entre la partícula i la matriu. No obstant la condició inicial de no lliscament dels models, amb l'acumulació de la deformació, el sistema sempre tendeix a localitzar lliscament com a un procés efectiu per a compatibilitzar la deformació entre la matriu (altament deformada) i la partícula (amb comportament quasi rígid). Aquesta última observació es corroborada amb la variació de la velocitat de rotació de la partícula amb la variació de l'angle de l'eix llarg respecte la direcció d'escurçament α , Fig. 6.5b. Les velocitats mesurades, molt elevades, s'ajusten molt millor a les observades a partir de models numèrics amb lliscament lliure (Griera, *dades inèdites*) que per a condicions de contacte coherent i medi continu.

La inestabilització de la partícula és solucionada amb el desenvolupament tant de geometries imbricades com de geometries en zig-zag o amb orientacions oposades de les partícules (Fig. 6.4, 6a i d). Tenim un exemples de totes dues. Si analitzem la

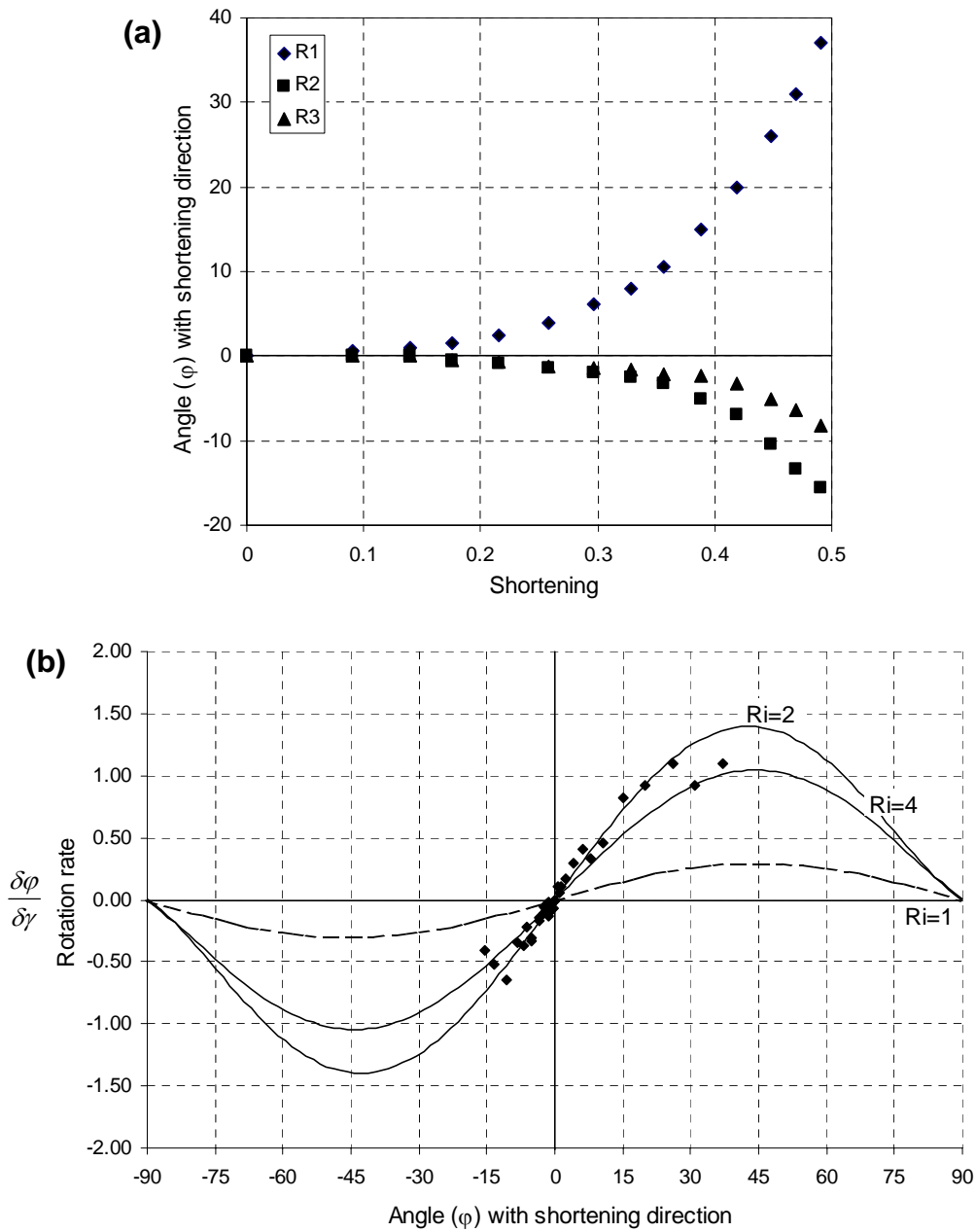


Fig. 6.5. Gràfiques amb les variacions de rotació i de velocitat de rotació de les partícules del model 14. (a) Variació d'orientació respecte l'escurçament finit. El signe de φ representa el sentit de rotació de la partícula. Per elevades deformacions, la presència de lliscament afavoreix la rotació de les partícules. (b) Variació de la velocitat de rotació de les partícules respecte la seva orientació. Les corbes $Ri=1$ i $Ri=4$ representen la variació de la velocitat de rotació teòrica d'una partícula rígida de relació axial Ri i contacte coherent. En canvi la corba $Ri=2$ és l'obtinguda numèricament per una partícula el·líptica amb contacte de lliscament lliure. Observar la bona correlació de les dades amb aquesta darrera corba.

distribució de la deformació finita a la matriu ens permet observar la seva distribució heterogènia al voltant de les partícules. Per a baixes deformacions, es produeix una acumulació preferent als interboudins (Fig. 6b) amb baixa partició dels valors de la

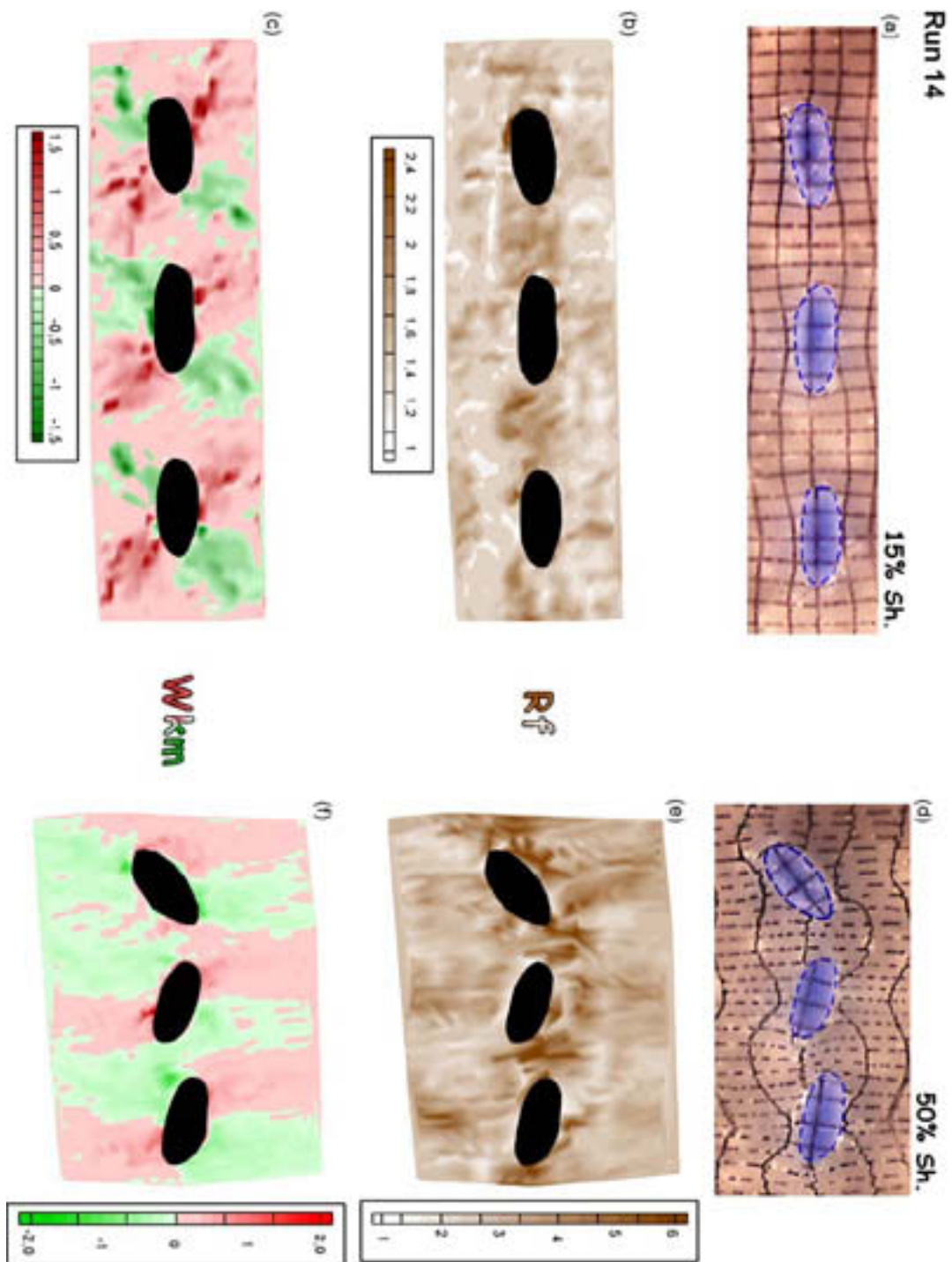


Fig. 6.6. Anàlisi de la cinemàtica de la deformació del model 14 per a un 15% d'escurçament (a,b,c) i un 50% d'escurçament (d,e,f). R_f representa la relació axial de l'el·lipse de deformació mentre que W_{km} representa el número de vorticitat extern. Es pot observar la possibilitat de desenvolupar tant geometries en zig-zag com a imbricades. Notar la concentració preferent de deformació als interboudins i la diferent distribució de la W_{km} segons com sigui el sentit d'interacció dels boudins. Més detalls en el text.

deformació finita en la matriu (menor a 2). Per a deformacions elevades, la distribució és molt heterogènia, però els màxims són situats a les zones més pròximes als extrems de les partícules (Fig. 6.6e). Els valors superen fàcilment 6 quan el valor de referència de contorn és de 4. La distribució del número de vorticitat cinemàtica Wkm (Means et al., 1980) ens permet visualitzar a nivell de raons cinemàtiques la diferència entre geometries imbricades i zig-zag. Per a condicions de baixa deformació i baixa interacció entre les partícules, la geometria de la Wkm mostra la típica distribució en quarts, observada prèviament per a solucions analítiques i numèriques, i per altres estudis experimentals (Ildefonse and Mancktelow, 1993). La distribució de la deformació és força simètrica respecte la direcció d'escurçament. L'increment de la deformació final genera una modificació d'aquesta geometria a quarts, amb la interacció i/o el seu solapament atenent la geometria final (Fig. 6.6f). Així, per a condicions d'imbricament és produeix una convergència dels sectors de Wkm a través de l'interboudin (on s'enregistren valors finits molt pròxims als coaxials), originant una geometria de les distribucions "flexionades". La zona d'interboudin presenta sentits de no coaxilitat oposats a la direcció de rotació de les partícules amb màxims associats a la reacció de la matriu a aquesta rotació. Mentre a les zones oposades a l'interboudin es desenvolupen graus de no coaxilitat sintètics amb la rotació rígida de les partícules. En canvi, per a una condició de rotació oposada de les partícules, la distribució és aparentment més complexa. És definida per la interacció entre els diferents sectors de sentit de no coaxilitat i origina una aparent pèrdua de simetria de la seva distribució transversal a les partícules. La zona d'interboudin presenta valors de Wkm pròxims a zero, indicant condicions molt coaxials. Aparentment a partir de la visualització de la distribució de la vorticitat, sembla que la condició d'imbricació origina una distribució espacial del número de vorticitat cinemàtica més senzilla, almenys atenent al progrés de la deformació i de la rotació de les partícules. La variació dels valors instantanis i finits serien concordants amb una deformació pròxima a estacionari, sense grans àrees del model amb sentits de coaxilitat reversibles. En canvi, pel cas de rotació oposada, la variació espacial és complexa amb la possibilitat d'àrees amb sentits de no coaxilitat diferents per la deformació finita i instantània, induint al voltant de les partícules un flux heterogeni no estacionari. Notar que per a aquest exemple, la disposició de l'orientació de la direcció d'extensió és subperpendicular a l'estructura (no és paral·lela a l'estructura). També que els mínims de deformació finita es troben associats amb zones

amb màxims graus de coaxilitat; això reflecteix la major eficàcia d'aquestes condicions alhora d'acumular la deformació.

La possibilitat d'ambdues geometries semblen observacions consistents amb els conceptes teòrics de rotació de partícules aïllades (mateixa possibilitat de sentit de gir cap a qualsevol orientació respecte la direcció d'apòfisis metaestable) i amb els resultats dels models analògics de Sengupta (1983) per a inclusions rectangulars. Però, no semblen consistents amb les observacions de Penge (1976) on els boudins, fins i tot per a condicions paral·leles a la direcció d'escurçament de cisalla pura giraven tots en el mateix sentit. Podria ser un efecte de la continuïtat de la capa al llarg de l'interboudin? A nivell d'anàlisi d'energia de dissipació ($\phi = \sigma_i \dot{\epsilon}_i$) potser és menor pel cas del desenvolupament de geometries d'imbricació, però la diferència ha de ser molt baixa i insuficient per a generar una tendència a localitzar i desenvolupar aquesta geometria pel cas de capa paral·lela a la direcció d'escurçament, $\alpha=0^\circ$.

6.4.2 Configuració de capa amb geometria “pinch-and-swell”

6.4.2.1 Geometria final i caracterització de les velocitats de rotació.

A la Fig. 6.7 es mostra un esquema amb l'evolució de l'estructura desenvolupada a partir d'una geometria inicial de la capa amb “*pinch-and-swell*”. A primer cop d'ull s'observa el control de la geometria inicial en la geometria final desenvolupada, però no es tan clara i/o senzilla com la proposada per Penge (1976). De forma qualitativa es pot observar la influència dels paràmetres de forma T_i i D_i , i sobretot de l'angle α , en la forma final del tren de boudins plegat. En tot moment els boudins presenten disposicions de flanc de plec i/o de localització de la deformació al seu voltant, sense que s'observin situacions de plegament del boudin. Com a una primera aproximació, sembla que l'increment d'obliquïtat respecte la direcció d'escurçament facilita la formació de geometries d'imbricació (Model 2 i 4). La reducció dels espais entre boudins tendeix a rotacions dels boudins més semblants (Model 1 a 4), mentre que l'increment de l'espessor de capa origina geometries finals més semblants a plecs, amb rotacions dels boudins oposades i sense tant control de la geometria inicial en la final (Model 5).

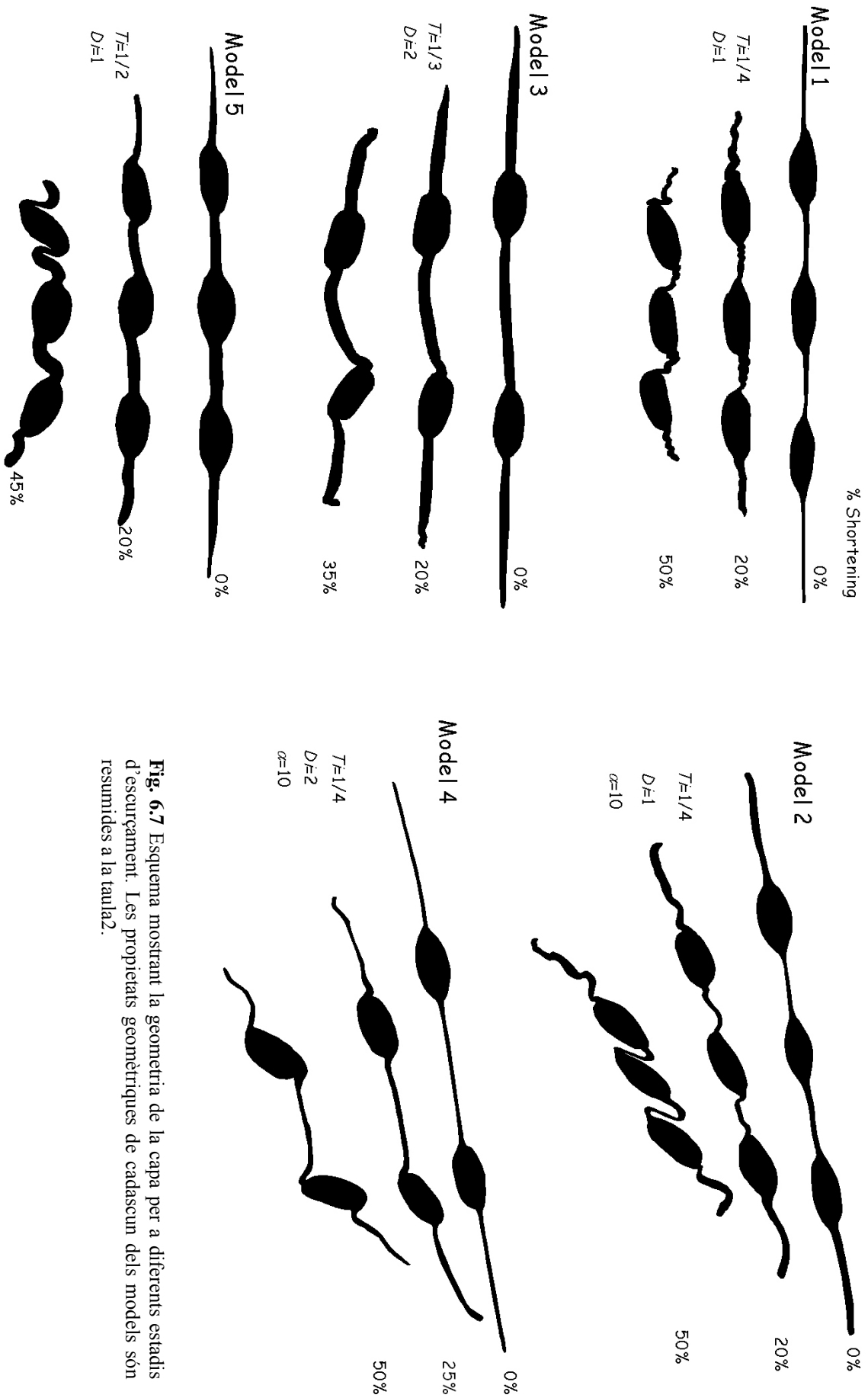
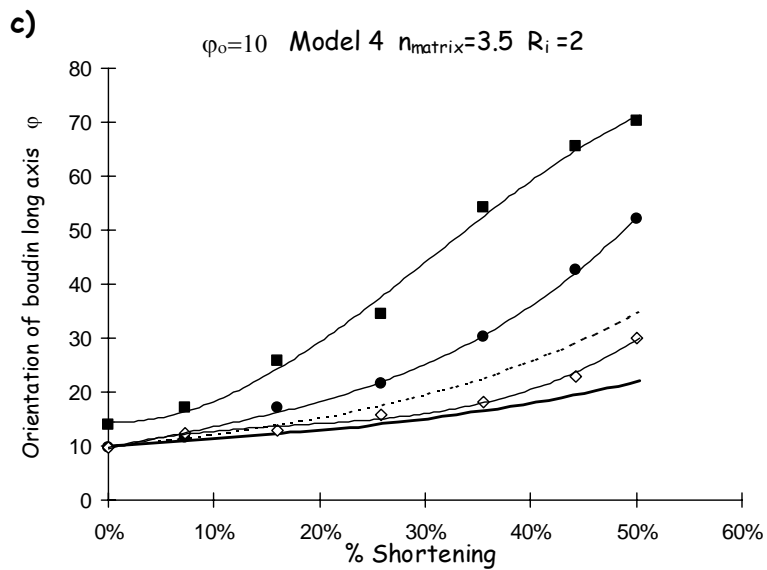
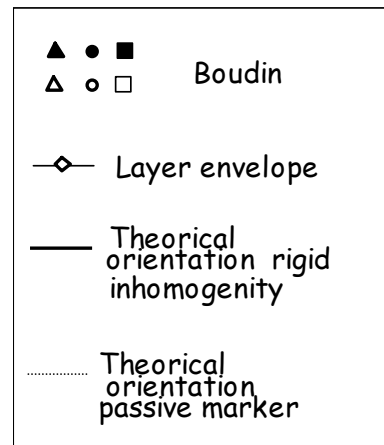
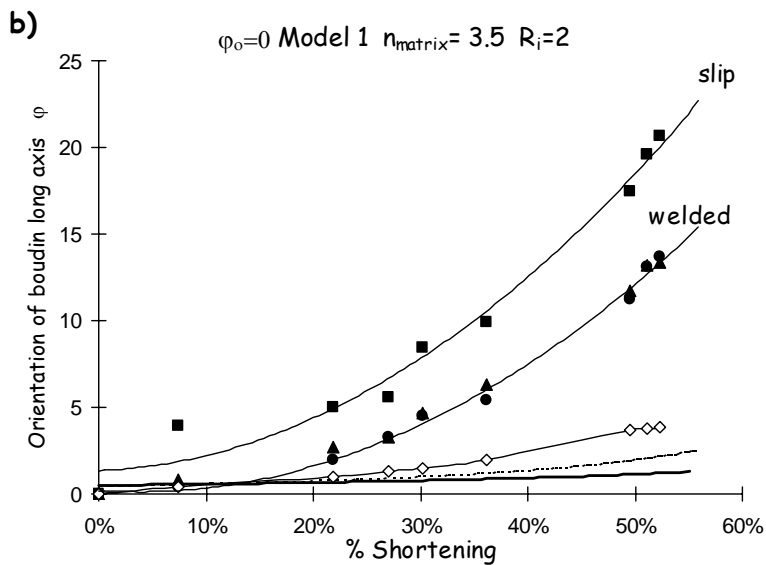
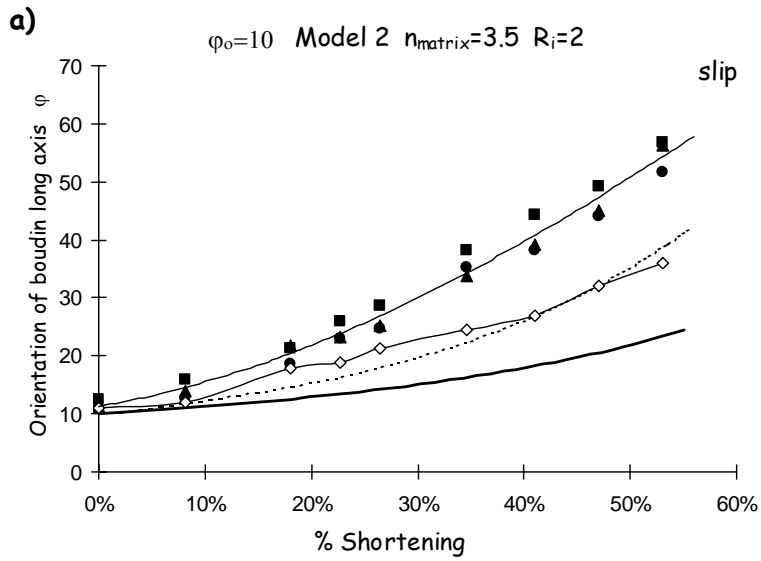


Fig. 6.7 Esquema mostrant la geometria de la capa per a diferents estadis d'escurçament. Les propietats geomètriques de cadascun dels models són resumides a la taula 2.

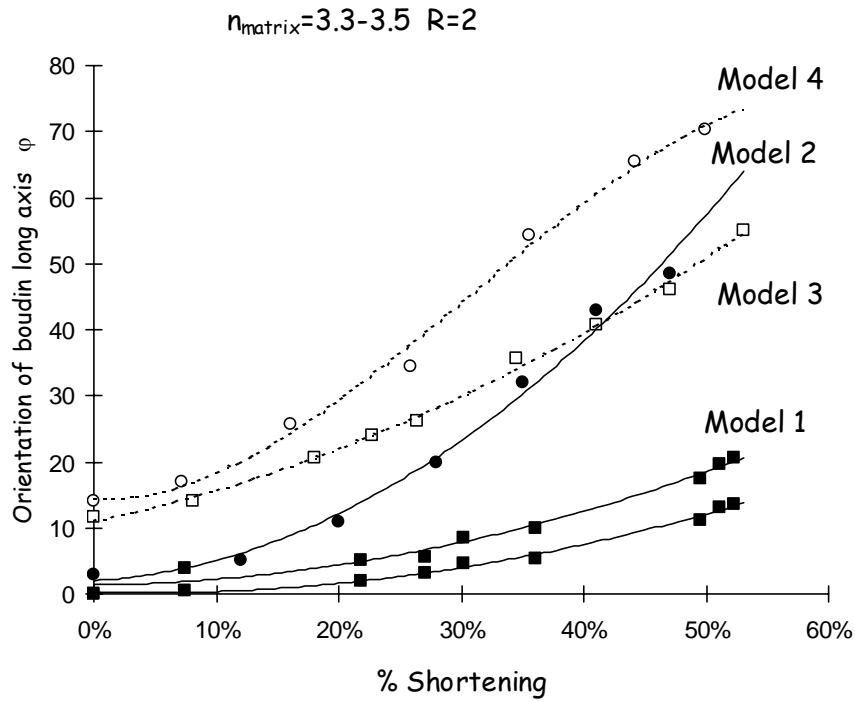
Primer de tot s'exposarà la variació de velocitats angulars de les partícules i després s'exposaran els efectes dels diferents paràmetres geomètrics. No obstant l'explicació individual de cadascun dels paràmetres, els efectes en la geometria i rotació és la resultant de la interacció entre ells.

En gran part dels experiments s'ha observat que les velocitat de rotacions de la part dels boudins són molt més ràpides que les esperades a partir de la teoria de rotació de partícules aïllades (Fig. 6.8). Això és tant si les comparem respecte a un cos rígid de la mateixa relació axial, com si ho fem respecte a un element passiu; recordar que per a condicions de cisalla pura aquests últims elements presenten els màxims de velocitats de rotacions. Aquests resultats confirmen les observacions fetes en seccions anteriors, i posen de manifest a nivell físic la plausibilitat de les interpretacions fetes prèviament. La possibilitat de generació d'instabilitats mecàniques de plegament possibiliten rotacions dels elements boudins molt elevades, fins i tot per a condicions geomètriques molt pròximes a les de partícules aïllades. Aquestes desviacions de velocitat de rotació, en part també són originades per la possibilitat de lliscament al llarg del contacte entre la capa i la matriu. En alguns models, com el model 1, s'han pogut diferenciar boudins amb contacte coherent i amb lliscament (Fig. 6.8.b). S'observa la reducció de velocitat angular per a condicions de contacte coherent.

Les elevades velocitats dels boudins son interpretades, com a primera aproximació, com originades pels processos de *buckling*, per analogia amb els flancs dels plecs, i conseqüència de l'existència de components d'escurçament paral·lels a la capa i contrast de viscositat efectiva entre la capa i la matriu. La rotació que observem en els boudins la podem descomposar en dues components: una induïda per la cinemàtica del flux mentre una altra fruit de la component addicional de rotació causada per la flexió de la capa. Si restem la primera d'aquestes components a la rotació total, obtindrem la rotació originada pel procés de *buckling* i la seva variació amb el progrés de la deformació. Això es pot fer a partir d'increments successius, on s'assumeix que la rotació originada per la cinemàtica és màxima, i per tant, el valor que obtindrem representarà una mesura mínima de rotació per *buckling*. Aquesta forma de càlcul és anàloga a la utilitzada per determinar aquest procés en els plecs (Odling 1987). Els resultats són mostrats a la Fig. 6.9 per a partícules amb límits coherents. Com depèn de les propietats mecàniques dels materials, ha de representar un procés essencialment heterogeni i local, tal com queda reflectit pels diferents valors absoluts de les corbes observades (encara que reològicament les condicions són similars). Les dificultats augmenten amb reologies no



d)



e)

Interboudin Thickness (T_i) effect in progressive
orientation of boudins $\varphi_0=0$

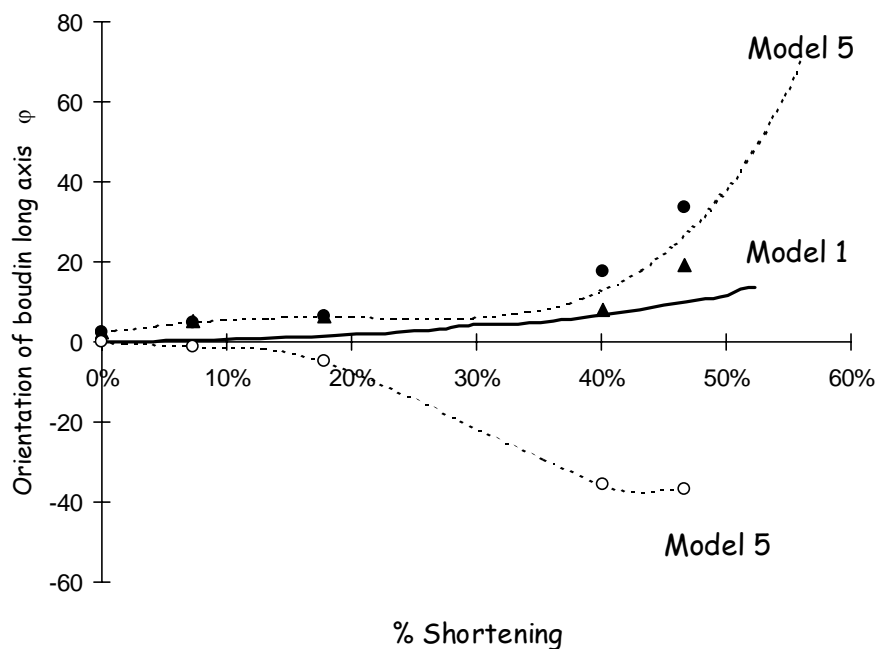


Fig. 6.8 Gràfiques de les rotacions dels boudins respecte la direcció d'escurçament. L'orientació (φ) és l'angle entre l'eix llarg de la partícula i la direcció de màxima compressió. (a,b,c) Comparació de les rotacions observades respecte les corbes teòriques d'una partícula rígida ($R_i=2$) i un marcador passiu. En tots els casos, les rotacions són més altes que les teòriques. (d) Comparació de les diferents corbes de rotació segons els paràmetres de configuració i d'orientació inicial (α). Les rotacions disminueixen amb l'augment del nombre de partícules. (e) Comparació de l'efecte de l'espessor entre el model 1 ($T_i \approx 1/4$) i el model 5 ($T_i \approx 1/2$). L'augment de T_i facilita el plegament de la capa i les rotacions dels boudins en sentits diferents.

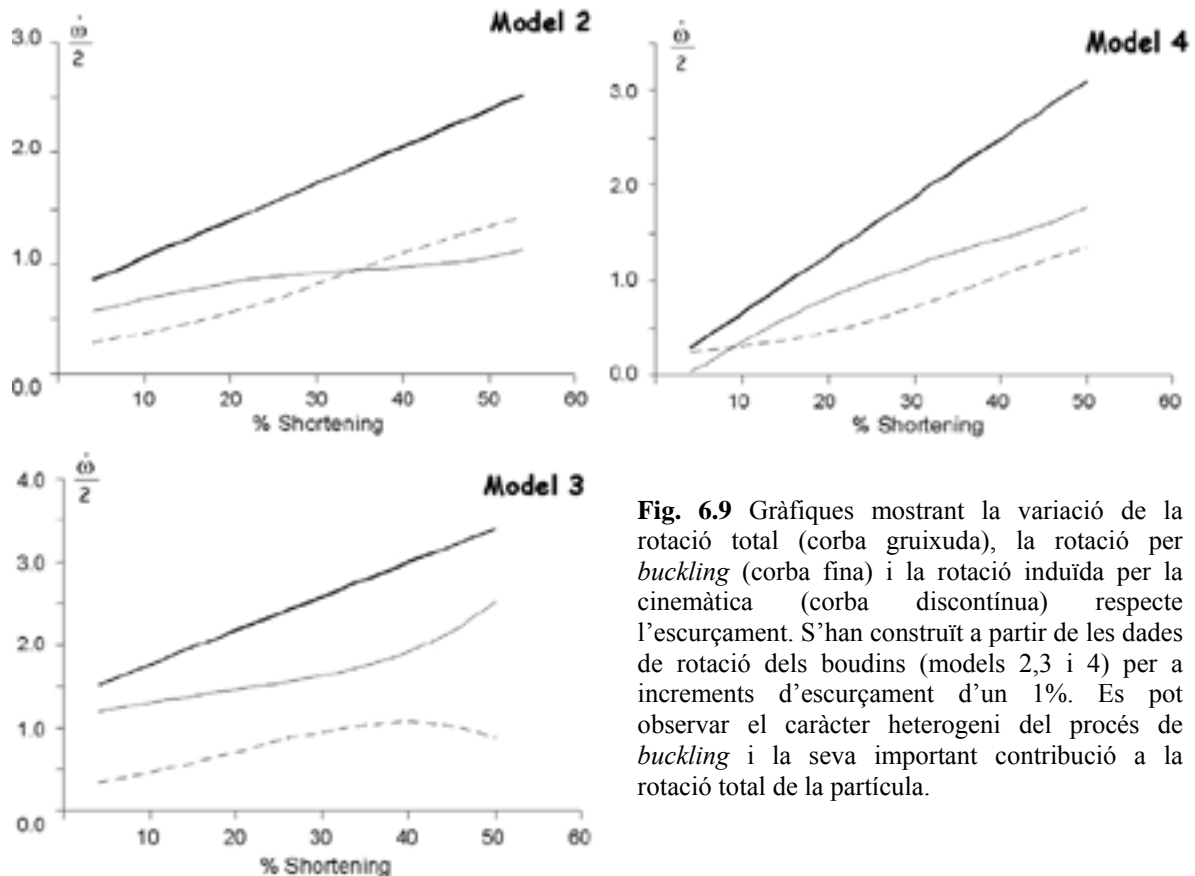


Fig. 6.9 Gràfiques mostrant la variació de la rotació total (corba gruixuda), la rotació per *buckling* (corba fina) i la rotació induïda per la cinemàtica (corba discontinua) respecte l'escurçament. S'han construït a partir de les dades de rotació dels boudins (models 2,3 i 4) per a increments d'escurçament d'un 1%. Es pot observar el caràcter heterogeni del procés de *buckling* i la seva important contribució a la rotació total de la partícula.

newtonianes, on el contrast de propietats és supeditat al temps. No obstant, les gràfiques mostren una tendència similar,

- Augment progressiu amb la deformació, implicant que és un procés accelerat i que indueix una deformació no estacionaria a la matriu.
- Increment de les velocitats dels cossos amb la proximitat a les orientacions amb velocitat angular màximes (per cisalla pura es troben disposades a 45° respecte els *eigenvectors*). No obstant després de superar aquesta orientació hauria de disminuir, cosa que tan sols s'observa en un cas (Fig. 6.9a). No es pot determinar quan s'acaba el procés de *buckling* actiu.
- Si comparem les rotacions dels boudins amb els flancs de plects desenvolupats en capes d'espessor homogeni (Odling, 1987), les velocitats dels boudins haurien de ser més baixes que pel cas normal de plegament.

A partir de les corbes es pot observar que més del doble de les rotacions són induïdes per aquest procés. Cinemàticament aquest paràmetre representa una component addicional de rotació rígida o d'espín.

Però, les rotacions finals dels boudins dels models són molt variables, i dependran del mode i distribució de les inestabilitats de plegament al llarg de la capa. Així pel model 3, per a mateixes condicions geomètriques inicials, la condició de nucleació d'una inestabilitat de longitud d'ona curta en un dels boudins facilita l'elevada rotació i acomodació de la deformació a partir del seu desenvolupament; però al mateix temps origina que a l'altre boudin de la capa la deformació sigui incapaç de nuclear i desenvolupar cap inestabilitat. Aquest fet, ens dona una idea davant la complexitat per a preveure el desenvolupament de l'estructura i el seu ús com a una eina vàlida per a la caracterització de la cinemàtica de les deformacions.

Per a models on s'han desenvolupat geometries d'imbricació dels boudins, com pels casos dels models 1 i 2, la disposició final de l'estructura és altament seleccionada i asimètrica. Les disposicions des boudins i interboudins és concordant al llarg de l'estructura. Si observem en detall la geometria final dels models, les regions dels boudins presenten rotacions finites menors respecte l'envolvent de la capa que les zones dels interboudins. Els boudins presenten velocitats de rotacions menors que l'interboudin, no obstant el desenvolupament en aquest darrer d'inestabilitats de plegament de longitud d'ona curta. Aquest fet obliga a una interpretació, on de forma local, el boudin és situat en el flanc llarg de l'estructura mentre l'interboudin representa el flanc rotacional o invers. Aquestes observacions i interpretació són concordants amb els conceptes teòrics del plegament de capes; aquelles pertorbacions amb relacions longitud d'ona respecte espessor de capa grans, com és el cas dels boudins, presenten velocitats d'amplificació molt menors que les pertorbacions generades amb longitud d'ona més pròximes a la dominant que es desenvolupa a l'interboudin (Ramberg, 1963).

6.4.2.2 *Influència del paràmetre de longitud d'interboudin (D_i)*

La disminució de la distància entre les partícules fa que les interaccions mecàniques entre elles siguin més grans. No existeix cap solució analítica per investigar teòricament quin són els efectes d'interferència entre cossos pròxims. L'única via per augmentar el coneixement d'aquest tema, és a partir d'experiments. La distància límit (D_L), per sota de la qual les interaccions entre les partícules és significativa, no està ben establerta, encara que pot ser de l'ordre del cub de la longitud de la partícula (a), $D_L \propto a^3$ (Burgers 1938, Ildefonse et al. 1992b). D'experiments simulant el desenvolupament de *SPO*,

l'augment de la població de partícules tendeix, en general, a originar orientacions preferents (Ildefonse et al. 1992a).

Els efectes del paràmetre Di s'han establert a partir de dos casos de configuracions inicials. Un primer cas on $Di=1$ (models 1 i 2), el qual representa una configuració inicial on la longitud de l'interboudin és igual a la longitud màxima de la partícula, mentre un segon grup de models (models 3 i 4) presenten valors de $Di=2$. Per les limitacions de mides de la cel·la de deformació, també representen una disminució del número de boudins (tres pel primer cas i dos pel segon). Per ambdós casos, s'observa que en general els boudins roten activament i que es produeix localització de la xarxera pròximes als colls dels boudins (Fig.7), representant els boudins flancs de l'estructura. Dues diferències principals es poden observar,

- Per valors de $Di=1$ es produeix una disminució de les rotacions respecte als models amb longitud d'interboudin gran (Fig. 6.8d); segurament lligada a l'augment de les interaccions entre les partícules.
- S'observa per $Di=1$ que es produeix una convergència de velocitats dels diferents boudins d'un mateix model (Fig. 6.8a i c), mentre que per l'altre cas les velocitats entre les partícules són bastant diferents, arribant a l'extrem, com en el model 3, que mentre una gira fins a 60° , l'altre no rota respecte a l'envolvent de la capa.

Això queda reflectit en les geometries i evolucions diferents dels models (Fig. 6.7). També es pot observar que per valors de $Di=1$ l'interboudin es plega, mentre que per l'altra configuració això no succeeix. Així al model 3, encara que l'espessor és lleugerament superior al model 1, la longitud de l'interboudin és molt més gran que la longitud d'ona necessària per desenvolupar plecs al llarg d'aquest, i no obstant, no es desenvolupen. El mateix s'observa al model 4, on $Ti \approx 1/4$, on l'acomodació de l'escurçament al llarg de la capa únicament es fa a partir de la rotació dels boudins i engruiximent homogeni de la capa. No ha estat entesa a que és deguda aquesta tendència de distribució de la deformació; potser és conseqüència del lliscament al llarg de la capa encara que deu reflectir els processos de nucleació i amplificació d'inestabilitats.

6.4.2.3 Influència del paràmetre d'espessor d'interboudin (T_i)

Per un valor constant de D_i , s'ha observat que T_i exerceix un fort control en el sentit de rotació de les partícules. Les millors configuracions per veure l'efecte de l'espessor són aquelles orientades paral·leles a la direcció d'escurçament ($\alpha=0^\circ$); aquestes configuracions són orientacions amb velocitat angular zero, i així les possibles tendències en el gir dels boudins seran un reflex del paràmetre T_i . Per valors de $T_i \approx 1/2$, s'han observat rotacions dels boudins en sentits oposats (model 5, Fig. 6.7). Els boudins representen els flancs oposats de plects, mentre que a la zona d'interboudins es localitza una inestabilitat de plegament. La geometria final no presenta orientacions preferents i és en part simètrica, cosa que està amb consonància amb la cinemàtica coaxial imposada. En canvi, per espessors menors ($T_i \approx 1/4$) les coses varien. Amb la disminució de T_i s'observa la tendència a girar en el mateix sentit de totes les partícules, tal com es mostra a la Fig. 6.7a. Això implica que a partir d'un flux coaxial i en una orientació inicial de no rotació (potser com a conseqüència de les inestabilitats mecàniques associades a la interacció entre les partícules), es pot desenvolupar una estructura asimètrica, amb una orientació preferent dels boudins. Per tant, l'associació d'estabilitat d'orientacions preferents amb número de vorticitat elevat (Wk') o amb el domini d'un sentit de cisalla, sembla *a priori* incorrecta i no vàlida a partir dels resultats d'aquest model. Aquesta observació és concordant amb les observacions de Penge (1976) i s'ajusta de forma consistent amb les observacions que es produeixen per models amb similar T_i però inclinats respecte a la direcció d'escurçament (model 2). Es varen realitzar experiments simulant les mateixes condicions i en tots ells es va observar la mateixa tendència de rotació de tots els boudins cap al mateix sentit (girs tant a la dreta com cap a l'esquerra respecte a la direcció d'escurçament). Aquesta capacitat de reproduir l'experiment i l'observació de rotacions en tots dos sentits, ens fa pensar que no representa un problema de configuració de la cel·la experimental i que una geometria d'interboudin com la de l'experiment 1 pot originar indicadors cinemàtics amb sentits de rotació estables (Griera, 1999; 2000).

Aquesta sèrie d'interpretacions són un bon exemple per exposar els perills i/o problemes que comporten la modelització analògica o experimental. La dificultat d'elaboració i control perfecte de les geometries inicials del model poden generar a vegades fonts d'error o distorsió difícilment detectables. No s'aprecia la presència d'unes condicions que poden arribar a controlar el desenvolupament de l'estructura i condicionar la seva interpretació. El model 1 és un bon exemple. No obstant la capacitat de reproduir els

mateixos resultats a partir d'altres models, aquests resultats no són lògics respecte als esperables per a unes condicions teòriques ideals i respecte els resultats del model per a condicions de partícules aïllades. La localització preferent de la deformació als interboudins ha de comportar una cinemàtica de les partícules pròximes a les d'un cos rígid ideal, amb mateixes possibilitats de sentit de rotació respecte a la direcció d'escurçament. Això és en part ja detectable amb el primer tram fins a uns 20-30% d'escurçament on no es produeixen rotacions significatives dels boudins. Però l'evolució geomètrica dels interboudins ja mostren una tendència respecte la transversal asimètrica i que posteriorment facilitarà el desenvolupament asimètric de tota l'estructura. Què reflecteix aquesta observació? Representa una localització mecànica lligada al progrés de l'estructura, o és lligada a una localització primària o geomètrica? Durant l'elaboració de la geometria inicial de la capa d'aquesta sèrie de models, la geometria "pinch-and-swell" de les dues interfases no es varen realitzar totalment simètriques. Sense cap intencionalitat (i menys sense ser-hi conscient), es va introduir un lleuger desfasament entre ambdues interfases. Això és observable a la geometria inicial del model 1 (Fig. 6.7a) on hi ha un desajust menor de 2 mm entre cadascuna de les interfases de la capa. La realització d'una sèrie addicional de models amb unes geometries "perfectes" (Fig. 6.10, models 02, 03 i 04; aquest últim equivalent al model 10 de la taula 6.2) ens permet observar la variació de solucions. Es pot observar una tendència al desenvolupament de plecs al llarg del tram d'interboudin, i que molts cops són els que controlen la geometria final de l'estructura, originant baixes rotacions dels boudins per a condicions de Ti pròximes a 0.25. Tampoc s'observa el desenvolupament



Fig. 6.10 Esquema de la geometria final de la capa de diversos models analògics per observar la repetibilitat de resultats per $\alpha=0^\circ$. Aquests models presenten una configuració inicial de la geometria pinch-and-swell "perfectament" simètrica. Per aquestes situacions no s'observa una tendència sistemàtica a imbricar-se els boudins, essent la distribució més complexa que la proposat per Penge (1976). Les condicions dels models 02 i 03 són equivalents al model 1 de la taula 6.2, mentre el 04 és el model 10. L'escurçament final paral·lel a la capa és d'un 50% per a tots els models.

sistemàtic d'asimetries. Segurament per la complexitat de l'evolució de l'estructura hi ha tendències que afavoreixen el desenvolupament de geometries imbricades per a condicions de flux coaxial, però han de representar situacions molt locals que difícilment haurien d'originar, per si soles, una associació a nivell regional o mesoestructural d'indicadors amb sentits d'asimetria estables.

Fruit d'aquesta sèrie d'observacions i d'una millor interpretació dels resultats analògics, va néixer la necessitat de definir el paràmetre d'asimetria longitudinal (ϕ) que àmpliament ha estat investigat a partir de models numèrics durant la secció 5a d'aquesta memòria.

6.4.2.4 Variació amb l'angle d'asimetria longitudinal (ϕ)

La influència del paràmetre ϕ pot ser observada a partir de la comparació de les figures 11 i 12. En elles es mostren l'evolució d'un model amb geometria perfecta, $\phi=0$ (Fig. 6.11, model 10 de la taula 6.2) i la d'un altre amb un desfasament inicial $\phi=\pi/6$ (Fig. 6.12, model 12 de la taula 6.2). Per a tots dos casos es pot observar que l'escurçament s'acomoda principalment a partir del plegament intens dels interboudins. Però, mentre per a geometries perfectes els boudins no registren rotacions substancials, pel cas de la presència d'asimetries longitudinals, aquest paràmetre és suficient per originar rotacions importants dels boudins i el desenvolupament d'una disposició preferent de l'estructura. Els boudins, situats en disposicions equivalents de flancs, representen un centre d'inestabilitat actiu.

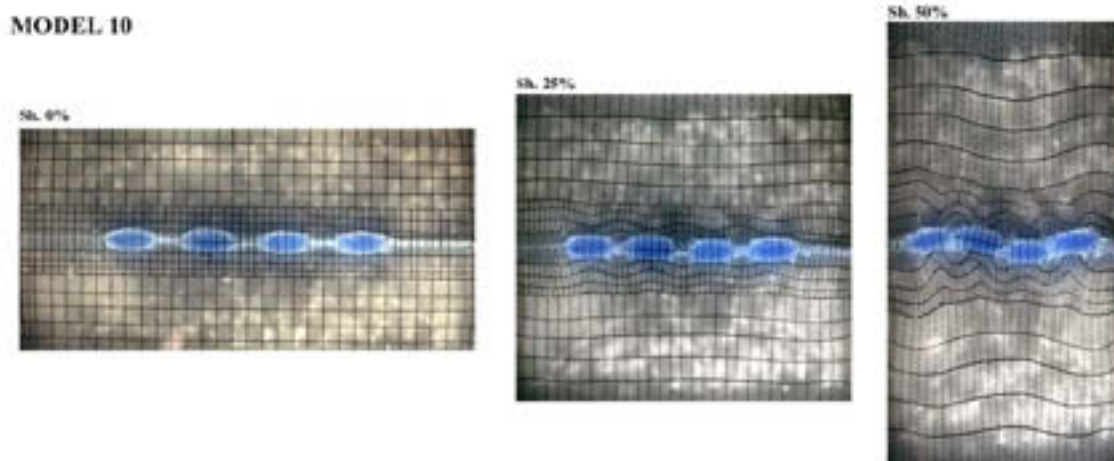


Fig. 6.11 Fotografies mostrant estats progressius de deformació per un model amb geometria pinch-and-swell “perfecte” $\phi=0$ (model 10 de la taula 6.2). Es produeix localització de deformació als interboudins sense rotació dels boudins. Per elevades deformacions es produeix el plegament de tota la capa sense distribucions preferents. L'escurçament global del model és mostrat a la part superior de les imatges.

MODEL 12

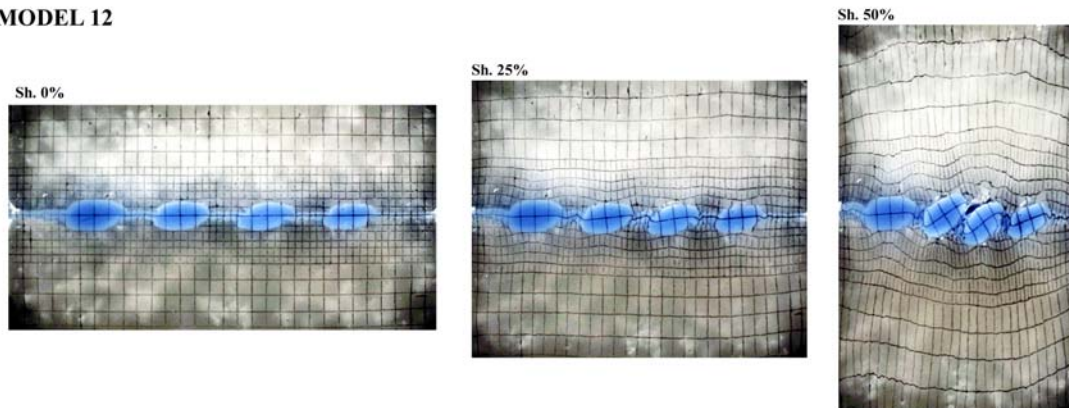


Fig. 6.12 Fotografies mostrant estades progressius de deformació per un model amb desfàs longitudinal $\phi = \pi/6$ (model 12 de la taula 6.2). Observar la tendència a rotar en el mateix sentit dels diferents boudins i a ser centres d'inestabilitat. El sentit de rotació és determinat per sentit d'asimetria. Per aquest cas la interfase superior és troba desplaçada cap a la dreta respecte la inferior.

Aquestes observacions qualitatives queden corroborades a partir de la variació de l'orientació i de la velocitat de rotació dels diferents boudins (Fig. 6.13 i 14). Pel cas $\phi=0$, no és fins a taxes superiors a un 25% que no es comencen a donar rotacions dels boudins. Aquestes però, no són lligades a un comportament actiu dels boudins com a centres d'inestabilitats, sinó relacionades amb el plegament de tot el conjunt per la incapacitat d'acomodar més deformacions a partir dels interboudins. Les velocitats de rotacions característiques són baixes i augmenten amb l'increment de l'angle d'obliquïtat respecte la direcció d'escurçament α (Fig. 6.12b). Aquestes velocitats de rotació són sempre superiors a les esperables a nivell teòric.

Pel cas $\phi=\pi/6$, podem diferenciar dos trams de comportament (Fig. 6.13a i b). Un primer tram, fins a un 20% d'escurçament, caracteritzat per rotacions baixes, seguida d'un segon tram de ràpides rotacions. La velocitat de rotació es depenent de l'orientació de la partícula respecte la direcció d'escurçament i mostra un màxim per a un angle α entre 30 a 40°. Per a angles superiors sembla que disminueixi, encara que no es tenen suficients dades per a la seva caracterització. La presència d'un màxim i un posterior tram de descens de la velocitat de rotació (o d'amplificació, doncs són proporcionals) és característic de les inestabilitats de *buckling* (Odling 1987; Treagus, 1997; Burg, 1999, Fig. 6.3). Per a plects d'espessor homogeni el màxim de rotació o d'amplificació finita és per a una angle d'inclinació dels flancs entre 20 a 30° (Odling 1987; Treagus, 1997), lleugerament inferior al obtingut pels boudins dels models.

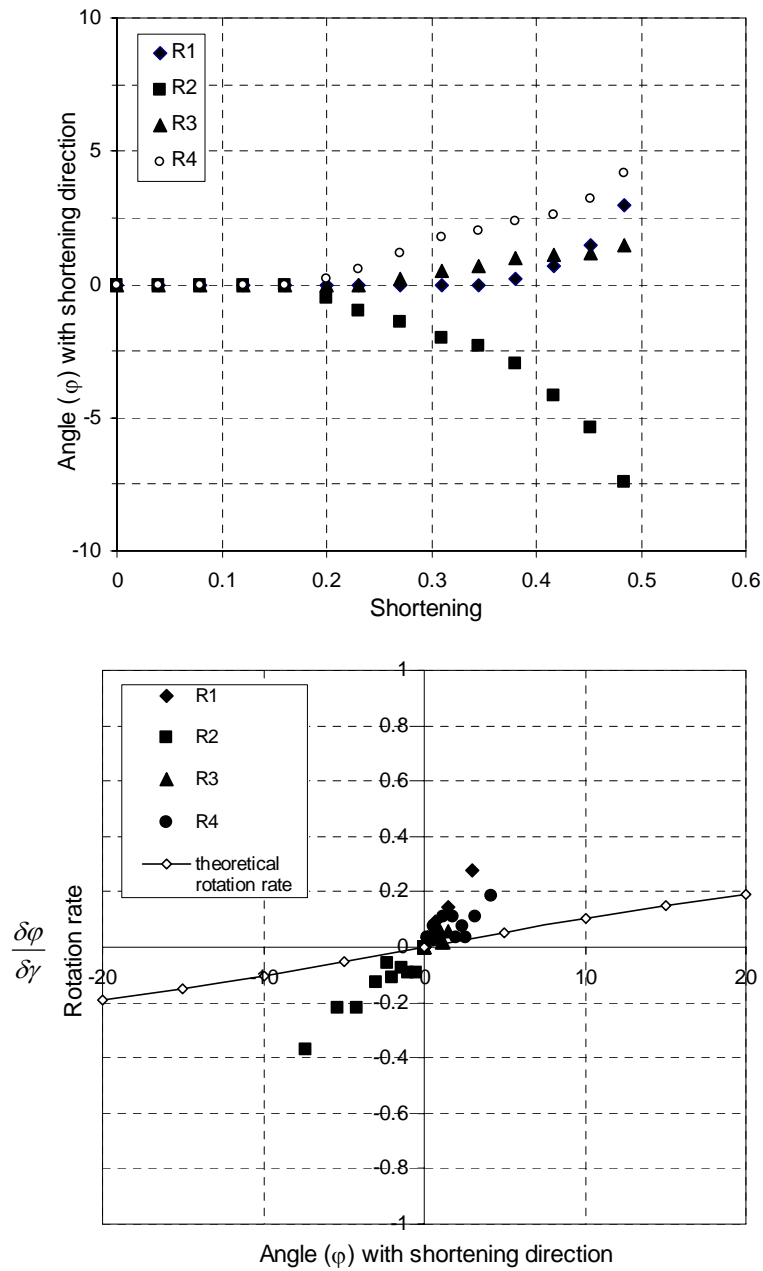


Fig. 6.13 (a) Variació orientació dels boudins respecte escurçament i (b) variació de la velocitat de rotació respecte angle de l'eix llarg del boudin per a un model amb $\phi_i=0$. La corba continua representa la teòrica per a una partícula aïllada amb la mateixa relació axial.

Les velocitats de rotació dels diferents boudins mostren una dispersió elevada (Fig. 6.14b), fruit en part del procés de localització i amplifícatió preferent, i de la migració de les inestabilitats al llarg de la capa. Almenys pel model en qüestió, sembla que també aniria lligada a un increment del gruix de la capa cap a la part esquerra del model (cap al costat amb menors taxes de rotació de les partícules, Fig. 6.12). També són facilitades

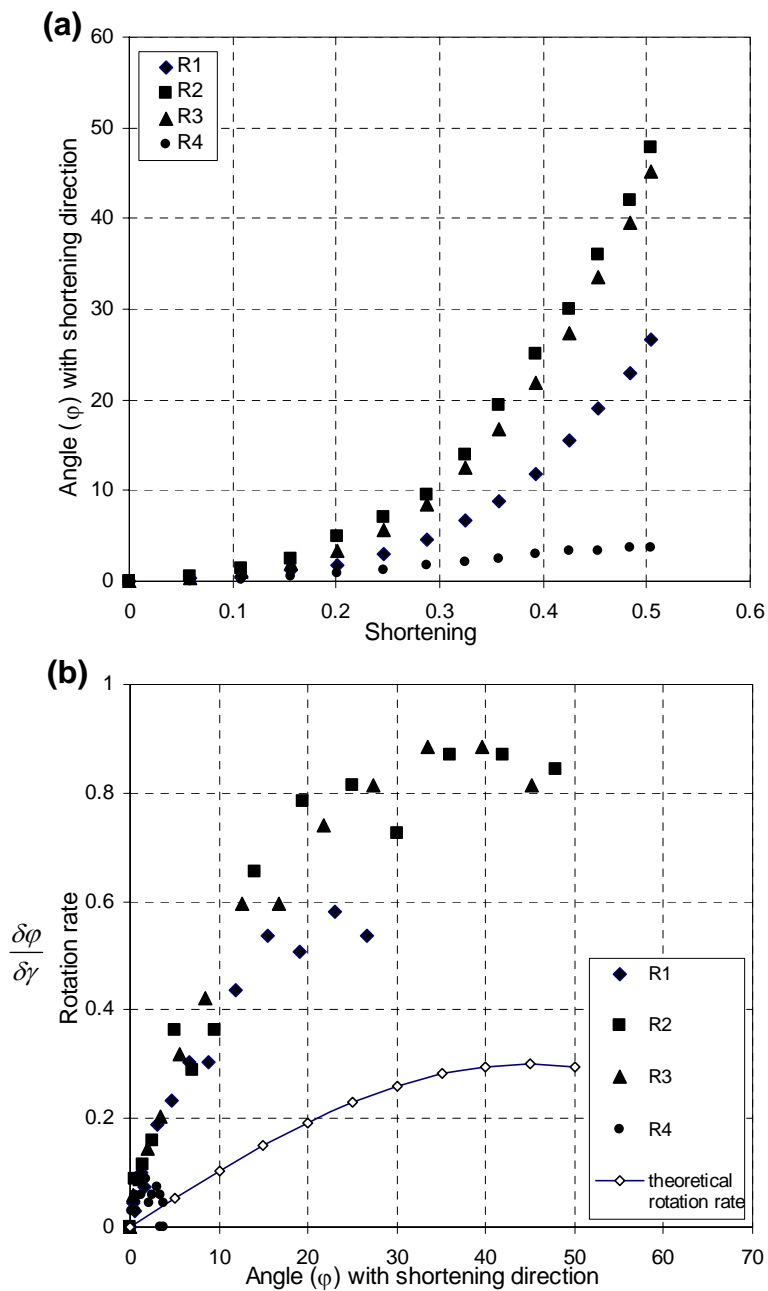


Fig. 14 Gràfiques mostrant la influència de la presència d'asimetries longitudinals (ϕ) en la cinemàtica dels boudins de la capa. a) Variació orientació dels boudins respecte l'escurçament i (b) variació de la velocitat de rotació respecte angle de l'eix llarg del boudin per a un model amb $\phi_i = \pi/6$. La corba continua representa la teòrica per a una partícula aïllada amb la mateixa relació axial.

pel lliscament en el contacte capa/matriu i per la lleugera obertura d'aquest contacte. Aquest últim efecte només es observat en els estadis finals del model.

El valor d'asimetria inicial del model és gran, i es considerat irreal per a condicions naturals, però ens permet visualitzar de forma qualitativa els seus efectes. Aquests resultats reafirmen part de les observacions fetes per intentar donar una resposta coherent als models analògics, i confirmen a nivell físic que molts cops la disposició

final de les estructures són un reflex de les pertorbacions inicials i en menor grau de la pròpia cinemàtica de les condicions de contorn (Abassi and Mancktelow, 1991; Mancktelow, 1999).

6.4.2.5 Variació amb l'orientació (α)

L'augment de la inclinació de la capa va lligada a un increment de les rotacions dels boudins i al desenvolupament de geometries imbricades (Fig. 6.7, 8 i 15). Això origina el desenvolupament de disposicions asimètriques, consistentes a les predites a partir dels conceptes teòrics i observades a partir de models analògics per Penge (1976) i Sengupta (1983). Per $\alpha=0^\circ$, la velocitat de rotació de l'envolvent de la capa pot ser considerada nul·la. En canvi, l'obliquïtat, $\alpha \neq 0^\circ$, origina rotacions de l'envolvent de la capa proporcionals a les predites per a un element passiu. El sentit de rotació de l'envolvent i dels boudins són sintètics, tots dos giren en el mateix sentit. La velocitat de rotació dels boudins és major que la de l'envolvent el que origina també una asimetria paral·lela a la disposició final de la capa. Si ho comparem respecte a l'interboudin, podem observar que en general les rotacions finals més elevades són per a les regions dels interboudins (cas model 2 i model 11). El sentit de cisalla paral·lel a la capa seria per aquests casos dextrals mentre el sentit de rotació de l'envolvent, respecte als eixos cinemàtics, seria oposat. Aquestes condicions són semblants a les esperables per a situacions d'orientacions molt pròximes a les direccions d'escurçament instantanis (Ishii, 1992; Ildefonse and Mancktelow, 1993; Jiang, 1994a, 1994b;).

De forma anàloga als casos anteriors (models 10 i 11), la localització preferent de la deformació és a les regions d'interboudin; No obstant la geometria d'extrusió és

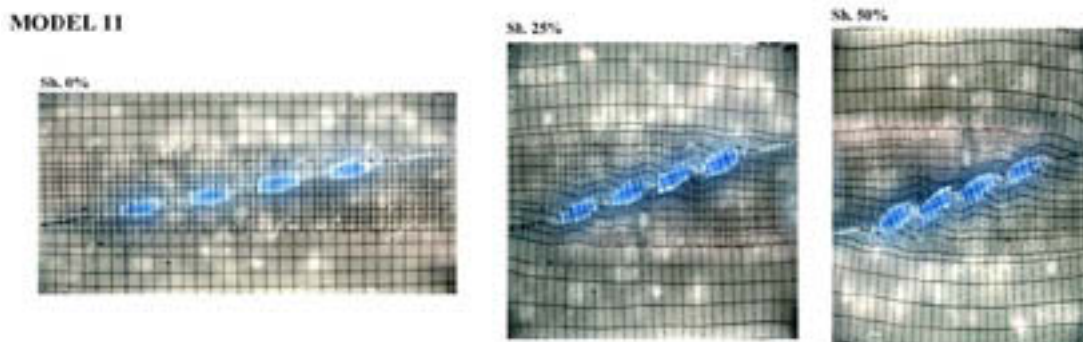


Fig. 6.15 Fotografies mostrant estades progressius de deformació per a un model amb capa inclinada $\alpha=10^\circ$ (model 11 de la taula2). Es produeix el desenvolupament de geometries imbricades i asimètriques paral·leles a l'envolvent de la capa.

asimètrica i lleugerament obliqua a la direcció global de màxima extensió del model (veure Fig. 6.15).

Respecte al cas $\alpha=0^\circ$ i $\phi=0$ (model 10), la variació de les velocitats de rotació dels models $\alpha \neq 0^\circ$ mostren un primer estadi de baixa velocitat seguit d'un estadi de ràpid increment fins a uns valors aproximadament constants (Fig. 6.16). No obstant el primer estadi de baixa velocitat de rotació és molt reduït, i per a condicions d'escurçament finit

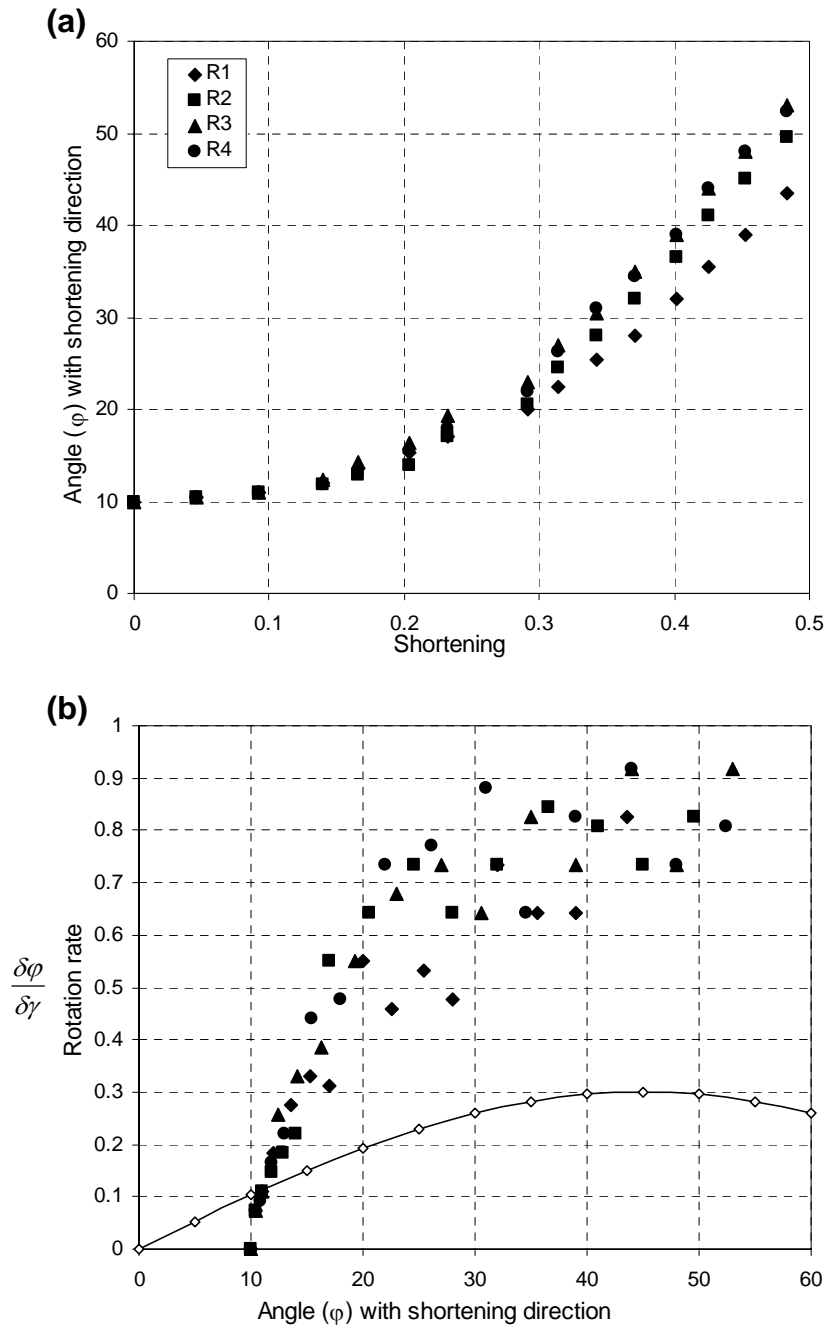


Fig. 6.16 Gràfiques mostrant la influència de la inclinació de la capa respecte la direcció d'escurçament en la cinemàtica dels boudins de la capa. a) Variació externa de l'orientació dels boudins respecte l'escurçament i (b) variació de la velocitat de rotació respecte angle de l'eix llarg del boudin. La corba contínua representa la teòrica per a una partícula aïllada amb la mateixa relació axial.

al voltant d'un 15% ja es produeix la transició (Fig. 6.16a). Si representem la velocitat angular respecte l'angle d'obliquïtat podem observar que tant els valors com la distribució de les dades són semblants al cas $\phi=\pi/6$. Elevada dispersió de les dades, disposició del màxim de velocitats angular per a un angle de rotació finita entre 30 a 40° (no confondre amb l'angle extern de referència α) i velocitats angulars màximes pròximes a 1 (dues vegades la màxima velocitat d'un element passiu per a cisalla pura). La dispersió de velocitats, de forma anàloga a casos anteriors, és en part conseqüència dels processos no lineals de nucleació i amplificació d'instabilitats. No obstant també poden ser originades pel mètode d'estimació. Aquestes s'han calculat a partir del registre fotogràfic del model per a intervals constants de deformació finita. Errors de les mesures de deformació acumulada o de l'angle, poden originar desviacions dels valors calculats de la velocitat angular. Això origina la geometria esglaonada de les dades pels gràfics de velocitat de rotació respecte l'angle d'orientació dels boudins. Però les tendències i el rang de distribució de les dades mesurades són coherents.

L'anàlisi geomètric dels diferents elements i paràmetres dels models analògics ens han permès observar la complexitat del plegament de sistemes amb espessor de capes irregulars. La geometria resultant sembla *a priori* controlada pels diferents paràmetres geomètrics. Per a condicions d'orientació, general i cinemàtica de flux coaxial, a conseqüència d'una geometria irregular inicial es poden originar estructures asimètriques i amb orientacions preferents dels elements que la conformen. La disposició d'aquests cossos sempre representarà un criteri de rotació relativa respecte a l'envolvent, però sense implicar *a priori* un criteri de sentit de cisalla general.

6.4.3 Anàlisi de la distribució espacial i temporal de les diferents raons cinemàtiques

El desenvolupament d'instabilitats mecàniques provoca una modificació del flux al seu voltant, generant una heterogeneïtat de la deformació. Prèviament s'ha vist que la velocitat angular d'una partícula és variable amb el progrés de la deformació, i per tant, a part de ser la distribució espacial de la deformació heterogènia, també variarà amb el temps, és a dir, serà no estacionaria.

6.4.3.1 Caracterització de les instabilitats mecàniques

La geometria de la pertorbació induïda pel plegament de la capa pot ser deduïda a partir de la malla del model. La diferència de posició entre la real (o actual) i la posició

teòrica, deduïda a partir de la condició de contorn, ens permet traçar un camp vectorial amb la desviació de posicions de les partícules del model respecte a la deformació homogènia. Encara que el més interessant és observar la seva geometria al voltant de les partícules, també ho és fer-ho al llarg de tot el model (Fig. 6.17a, model 1), i així poder comprovar que,

- l'extensió d'àrea afectada per la inestabilitat és aproximadament de dos a tres cops la longitud dels boudins.
- la formació de grans cel·les convectives a la matriu. Aquestes, però, es desenvolupen principalment en un dels dos costats del model. Pot ser causada perquè la capa no es trobava exactament centrada a la meitat del model.
- la matriu disposada en el costat llarg dels boudins representen zones que han quedat atrapades pel moviment del boudin i han restat allunyades de la seva posició teòrica.
- els efectes de vora i les inestabilitats que s'han desenvolupat. Encara que els efectes sobre l'estructura no semblen importants, destaca la zona dreta del model que registra un fort fregament amb les pintes de la cel·la, i la part superior on s'indueix una flexió del camp vectorial.

L'estudi de la geometria de la pertorbació no té sentit si no va acompanyat d'una mesura addicional dels paràmetres de la deformació. A la Fig. 6.17b i c es mostren uns gràfics de la distribució dels paràmetres Rf (relació axial de la deformació finita) i Wkm (el número de vorticitat externa, amb valors positius per sentits dextrals) al llarg del model 1 (49.5% d'escurçament). S'observa la concentració principal de la deformació en les zones d'interboudins (amb valors de $Rf \sim 5-6$), mentre que els valors més baixos es troben situats en els boudins (presenten $Rf \sim 1.5-2$, i equivalen a la part de deformació homogènia que origina un lleuger augment de l'espessor dels boudins d'uns 2 mm). El número de vorticitat mostra els valors més oposats (sentits oposats de cisalla) al llarg de la part central del model. Efectes induïts per la cel·la experimental (valors de Rf i Wkm alts a la part inferior del gràfic) i pel mètode d'anàlisi (part inferior gràfic Rf amb estretes bandes paral·leles amb valors diferents) són també posats en evidència. Els

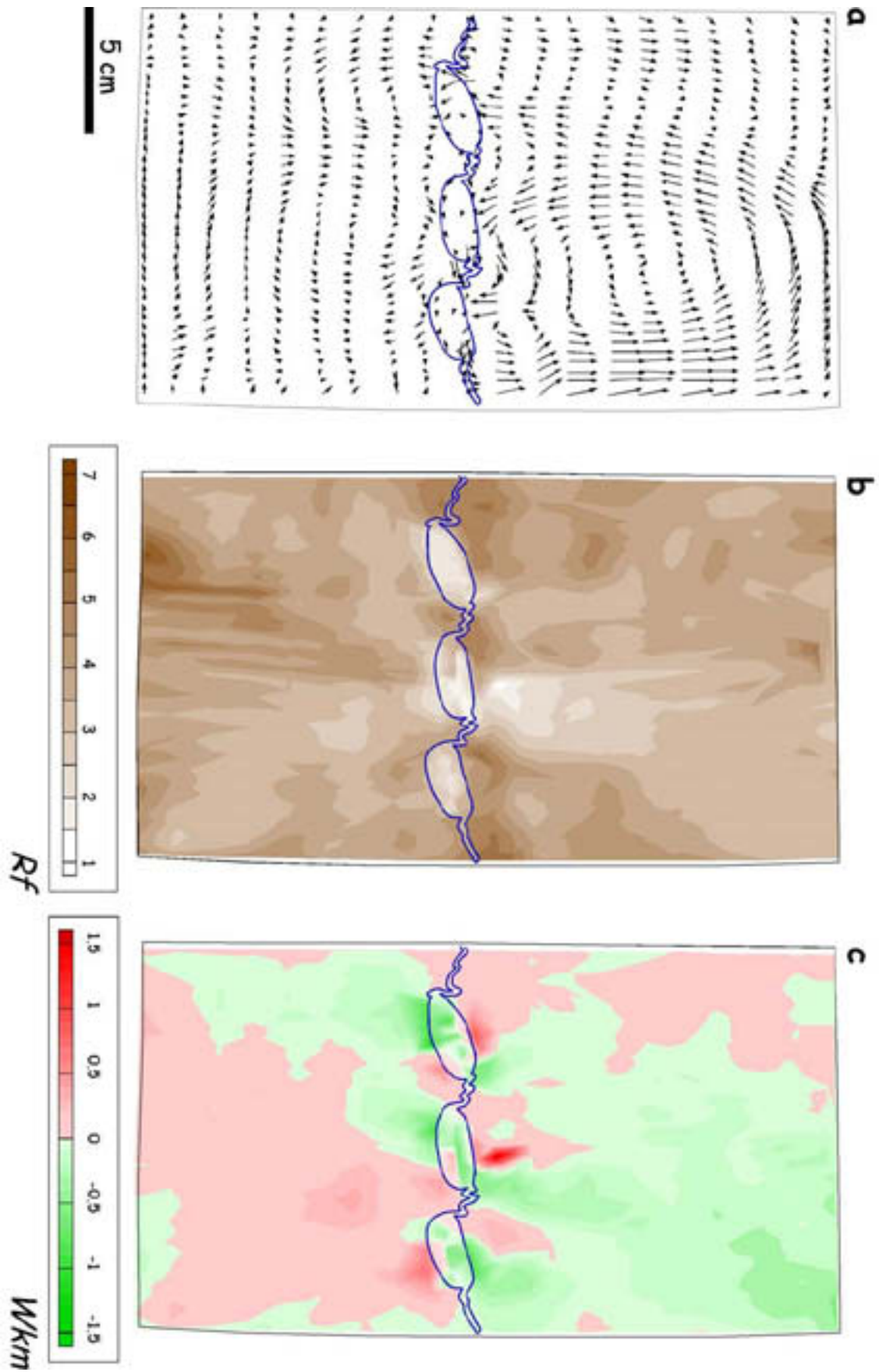


Fig. 6.17 (a) Distribució de les inestabilitats i dels paràmetres (b) de la relació axial de l'el·lipse de deformació (Rf) i (c) del número de vorticitat cinemàtica (Wkm) pel model 1 de la taula 2. Els colors vermells indiquen sentits de no coaxilitat dextrals ($Wkm > 0$).

valors mig de Wkm (-0.04) i Rf (3.75) són pròxims als teòrics ($Wkm = 0$ i $Rf = 3.9$). La diferència de Rf és conseqüència d'una lleugera compactació de la parafina.

Una anàlisi dels desplaçaments de l'àrea més pròxima als boudins, ens permet observar en detall la distribució de Rf i l'existència en dos dels seus extrems de sentits de rotacions oposats al de la partícula (Fig.18). Això també queda reflectit al gràfic de vorticitats (amb valors pròxims a 1). Aquestes zones representen els arcs interns de la flexió que es generen als colls dels boudins. Només pel fet de produir-se una rotació de la partícula, sense la necessitat d'un augment de les components d'aixafament, és possible que es generin zones amb sentits de rotació oposats. Aquesta distribució de la Wkm és semblant a l'observada per Ildefonse and Mancktelow (1993) per a partícules aïllades en condicions coaxials, i consistent amb un contacte partícula/matriu coherent.

La distribució dels diferents paràmetres cinemàtics Rf , Wkm i Am (canvi d'àrea finita), per a models inclinats és semblant al cas anterior (Fig. 6.19, model 11). Es pot observar la concentració preferent de la deformació a les regions d'interboudins amb una lleugera distribució dels màxims asimètrics a l'orientació de la capa.

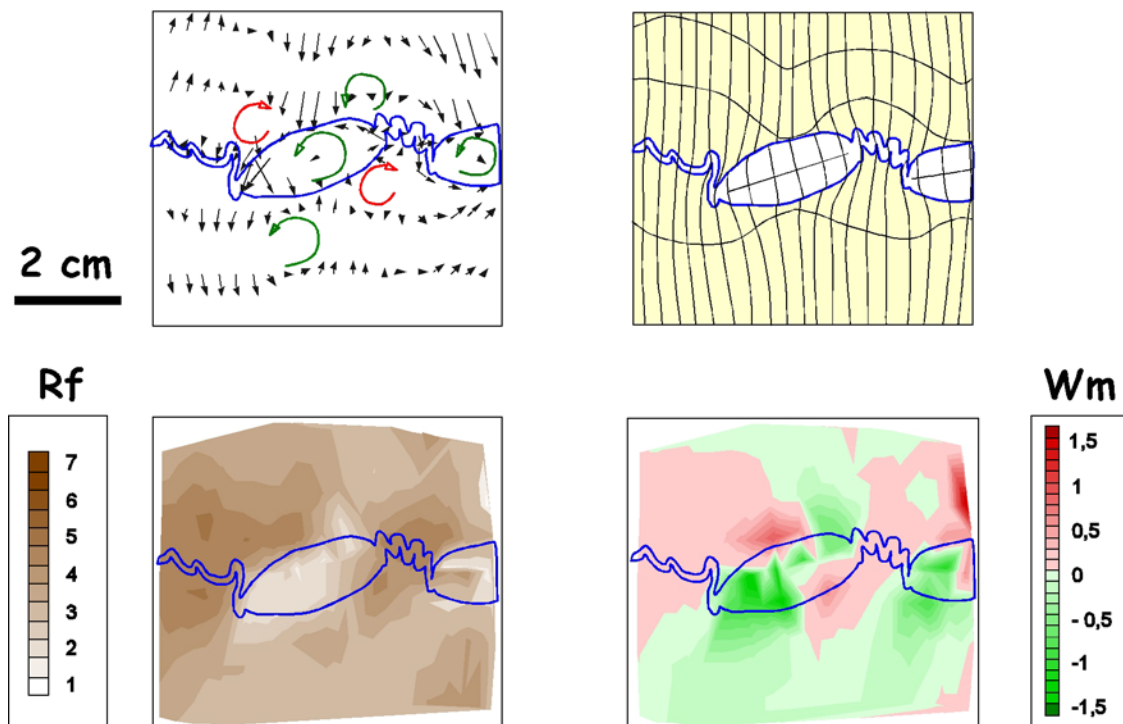


Fig. 6.18 Distribució del camp vectorial de les perturbacions i dels paràmetres de relació axial finita (Rf) i del número de vorticitat (Wkm) al voltant d'un boudin del model 1. Es pot observar la diferència de sentits de rotació i la distribució diferents de la deformació entre les zones de boudin, amb valors de deformació baixos i on es concentren les rotacions, i els interboudins, amb valors elevats de deformació però amb número de vorticitat pròxims als coaxials. Els colors vermells del gràfic de Wkm indiquen sentits de no coaxilitat dextrals ($Wkm > 0$).

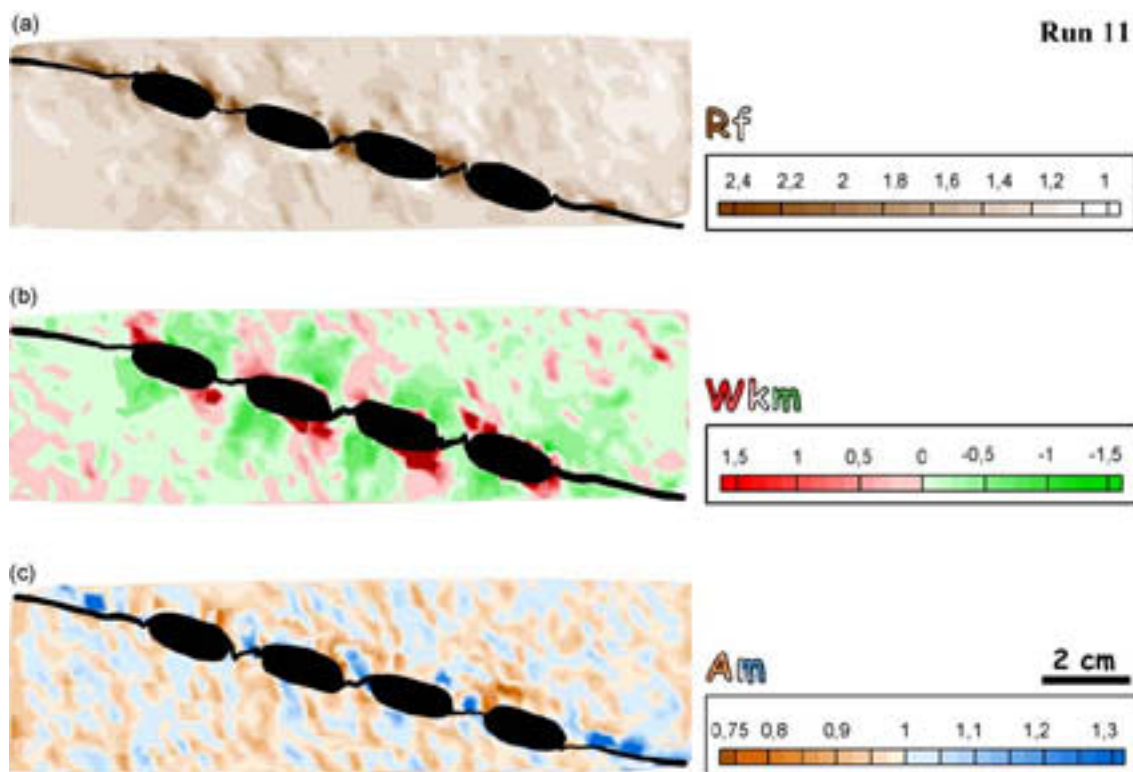


Fig. 6.19 Distribució de les raons cinemàtiques R_f , W_{km} i A_m per a un model amb orientació inicial de la capa inclinada ($\alpha=10^\circ$). Observar la distribució asimètrica dels diferents valors consistent amb el desenvolupament geomètric. Per més detalls veure el text.

Els valors de partició de la deformació són baixos, fins a un màxim de 2:1. La distribució de W_{km} mostra geometria a quarts, amb màxima intensitat de rotació per a regions situades als extrems dels boudins. Aquests màxims mostren sentits de cisalla sintètics amb el sentit de rotació dels boudins, i condicions de cisalla super-simple (De Paor, 1983), sense apòfisis de flux reals. Són induïts per la rotació activa dels boudins. Al llarg de les cares d'aquests, el grau de no coaxilitat és de sentit oposat. Això permet acomodar la deformació i conservar el grau de no coaxilitat dins el model (Jiang, 1994a). Aquesta distribució de W_{km} , és compatible amb les condicions coaxial del flux imposat i inhibeix la possibilitat de generació d'una *separatrix* a la matriu. La distribució de A_m no mostra una tendència concreta, encara que en general és pròxima a condicions de deformació plana. La interpretació dels pics de valors no és evident, doncs a nivell visual no s'aprecien variacions d'àrea dels elements de la malla.

6.4.3.2 Efectes de la deformació en els interboudins

Per a taxes de deformació baixes ($< 12\%$ d'escurçament), la deformació interna tendeix a concentrar-se preferentment als interboudins, mentre els boudins tendeixen a rotar

poc. En aquest estatge de la deformació, el número de vorticitat cinemàtica en la part central dels interboudins és pròxim a zero, el que indica una deformació coaxial (Fig. 6.20), i els eixos de deformació finita són aproximadament paral·lels a la xarxa. Amb el progrés de la deformació augmenta la rotació dels boudins, el que també indueix una rotació en sentit contrari dels interboudins (Fig. 6.20a) i dels eixos de deformació finita (*FSA*). Ara bé, què els hi ha passat als eixos instantanis de deformació (*ISA*)? han rotat també? Si les *ISA* encara són orientades igual que les imposades per les condicions de contorn, simultàniament amb la rotació dels *FSA*, s'ha de produir una obliquïtat de l'eix de deformació finita amb l'orientació dels costats de la xarxa (la direcció d'increment d'estirament màxim és ara obliqua als *FSA*). També s'ha de produir una distorsió dels angles de la xarxa al no estar disposada paral·lela als *eigenvectors*, produint una variació de la vorticitat externa. Però això no s'observa, els *FSA* continua subparal·lels a la xarxa, cosa que ha d'implicar que les orientacions de màxim augment de l'estirament és semblant als *FSA*, i per tant s'ha produït un *spin* de les *ISA*.

La Fig. 6.20b mostra una gràfica de la variació de la vorticitat interna (Wk') i de l'orientació *FSA* amb l'augment de l'escurçament. En contra de l'esperat per alguns treballs (Means et al., 1980; Means, 1994) s'observa una variació de Wk' amb l'*spin*, és a dir, un canvi del grau de no coaxialitat del flux induïda per una rotació externa. Per tant representa una component que pot produir una modificació de l'evolució de la

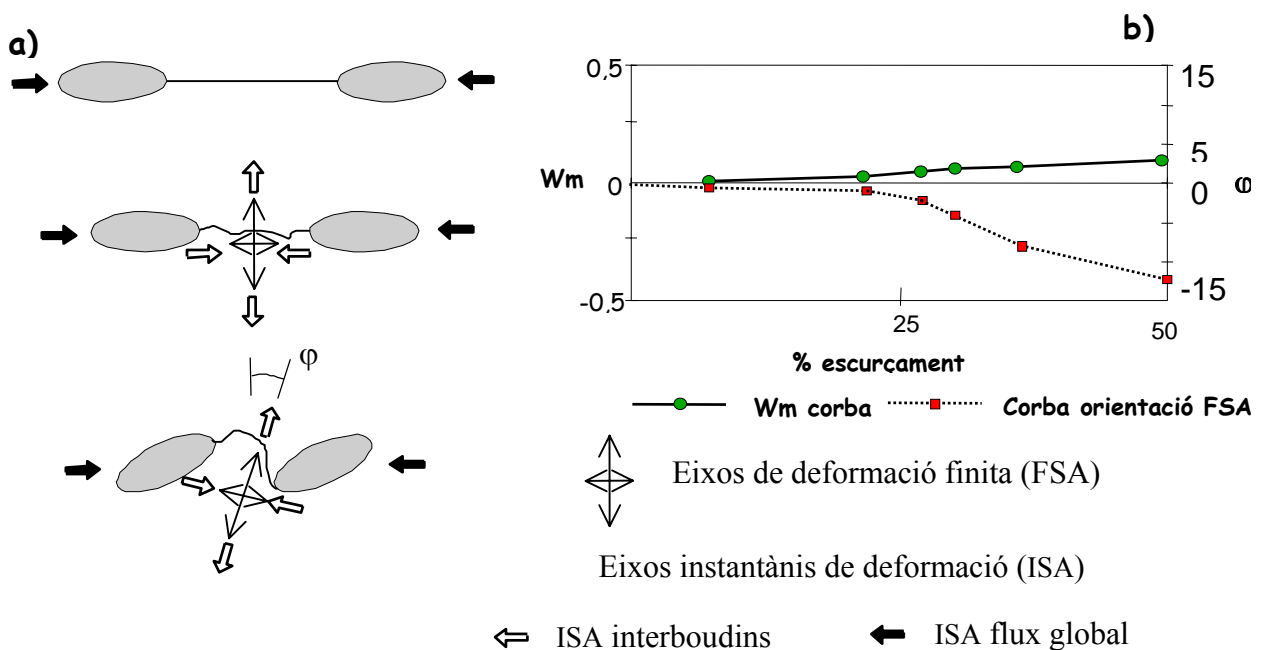


Fig. 6.20 Esquema de l'evolució geomètrica (a) i gràfica de variació dels FSA i el número de vorticitat (b) a l'interboudin. El progrés de la deformació induïx un *spin* tant dels FSA com dels ISA.

fabric i dels indicadors (Lister and Williams, 1983; Jiang and White, 1995).

Els plecs desenvolupats als interboudins mostren formes molt tancades i adaptades a la geometria dels boudins, amb elevades taxes amplifícacions (Fig. 6.21) i aspectes poc cilíndrics. Segons la classificació de Ramsay (1967) representen plecs del tipus paral·lels a classe 1c-2, amb xarneres engruixides i flancs aprimats. Aquestes últims representen l'evolució per aixafament d'instabilitats inicialment paral·leles (p. 411 de Ramsay, 1967). El seu desenvolupament és lligat a l'elevada concentració de la deformació i, en part, al caràcter no lineal del material que possibilita comportaments d'afebliment respecte la velocitat de deformació i respecte l'acumulació de la deformació finita. Segurament el caràcter no lineal del material deu ajudar a la intensa localització, però s'estima que per casos lineals la solució hauria de ser semblant.

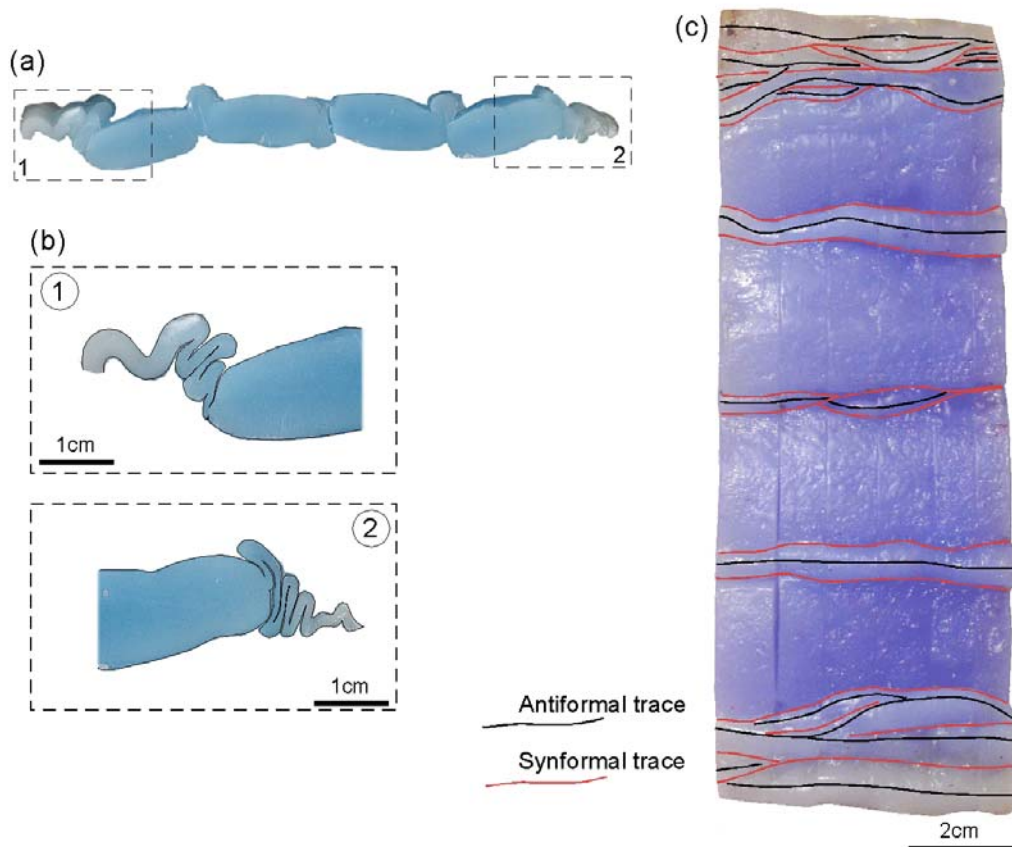


Fig. 6.21 Detall dels plecs desenvolupats a les zones d'interboudin del model 10. Aquests plecs són en general pocs cilíndrics amb geometries curvilineals i superposats entre ells. (a) Secció perpendicular de la capa amb (b) detalls dels plecs de cadascun dels extrems de la capa (1 i 2 indiquen la posició d'aquests respecte la capa). Observar la geometria classe 1c-2 de Ramsay (1967). El seu desenvolupament és lligat a l'espessor fi de la capa, l'elevada concentració de la deformació i el caràcter no lineal i d'afebliment amb la deformació de la parafina de la capa. (c) Part superior del model amb les traces dels plecs amb geometries antiformal (corba negra) i sinformals (corba vermella). La part dreta de la capa és l'equivalent a la secció mostrada a (a).

6.4.3.3 Variació de la deformació instantània i finita al voltant d'una partícula

A partir de l'anàlisi de les distorsions de la xarxa del model, una estimació de les deformacions finites i instantànies han estat calculades al voltant dels boudins. Els diferents paràmetres de la deformació instantània ens quantifiquen la distribució de les velocitats del flux en una regió per a un temps donat. En canvi la finita, representa un valor d'acumulació successiu de la deformació infinitesimal, per tant un valor mig, que dependrà en gran part de la sensibilitat i la memòria del material.

La deformació finita s'ha caracteritzat a partir dels valors de la relació axial finita (Rf), del número de vorticitat cinemàtica externa (Wkm , respecte els eixos de la màquina) i de l'orientació de l'eix màxim de l'el·lipse de deformació (λ_I). Anàlogament s'han calculat paràmetres equivalents per la deformació instantània: el diferencial de la velocitat de deformació (\dot{S} , equivalent al radi del cercle de Mohr), la vorticitat cinemàtica (Wk) i l'orientació de l'eix d'extensió infinitesimal $\hat{\epsilon}_1$ (normalitzat respecte el valor de la velocitat de deformació de la condició de contorn, $2e-5 \text{ s}^{-1}$). Han estat calculats per tres estadis diferents de la deformació amb un 12%, 28% i 48% d'escurçament global. Els resultats han estat plotejats en gràfics de contorn (Fig. 6.22 i 23). A partir dels resultats experimentals, és fa difícil calcular la vorticitat respecte les ISA (Wk' , el grau de no coaxilitat cinemàtic) perquè les longituds dels eixos de deformació instantanis són tan petits que l'error en la seva determinació és gran, i la distribució dels valors Wk' al llarg del model no és consistent amb les observacions qualitatives. Únicament en les zones sense components de rotació rígida, el valor de Wk calculat representa una mesura del grau de coaxilitat. Qualitativament Wk' ha de ser de valor petit, si atenem a la conservació dels angles rectes de la xarxa del model.

De l'evolució experimental de l'estructura el que més destaca és la partició i asimetria de la distribució del flux i de la deformació finita (sobretot és observable pels gràfics de Wk). Això és en part conseqüència del diferent comportament mecànic dels límits entre la partícula i la matriu. Mentre que en la part esquerra aquest és coherent i es produeix la propagació de la inestabilitat al seu voltant, a la part dreta amb l'augment de la deformació es produeix lliscament entre la matriu i la partícula, impeding la propagació de la inestabilitat a la matriu. Aquests efectes de lliscament són coherents amb les observacions fetes en altres treballs experimentals (Odonne, 1994; Ildefonse and Mancktelow, 1993). Aquesta geometria final triclinica de les raons cinemàtiques ha de

ser també conseqüència de les característiques de l'interboudin i que el centre de rotació de la partícula és situat en un dels extrems.

Qualitativament l'evolució dels diferents valors sembla que sigui concordant entre els progressius estats de la deformació. Els valors i la geometria de la distribució dels diferents paràmetres calculats, són molt semblants per la deformació finita i instantània.

Les diferències són fruit de l'endarreriment de la deformació finita originada en part per l'efecte de memòria del material.

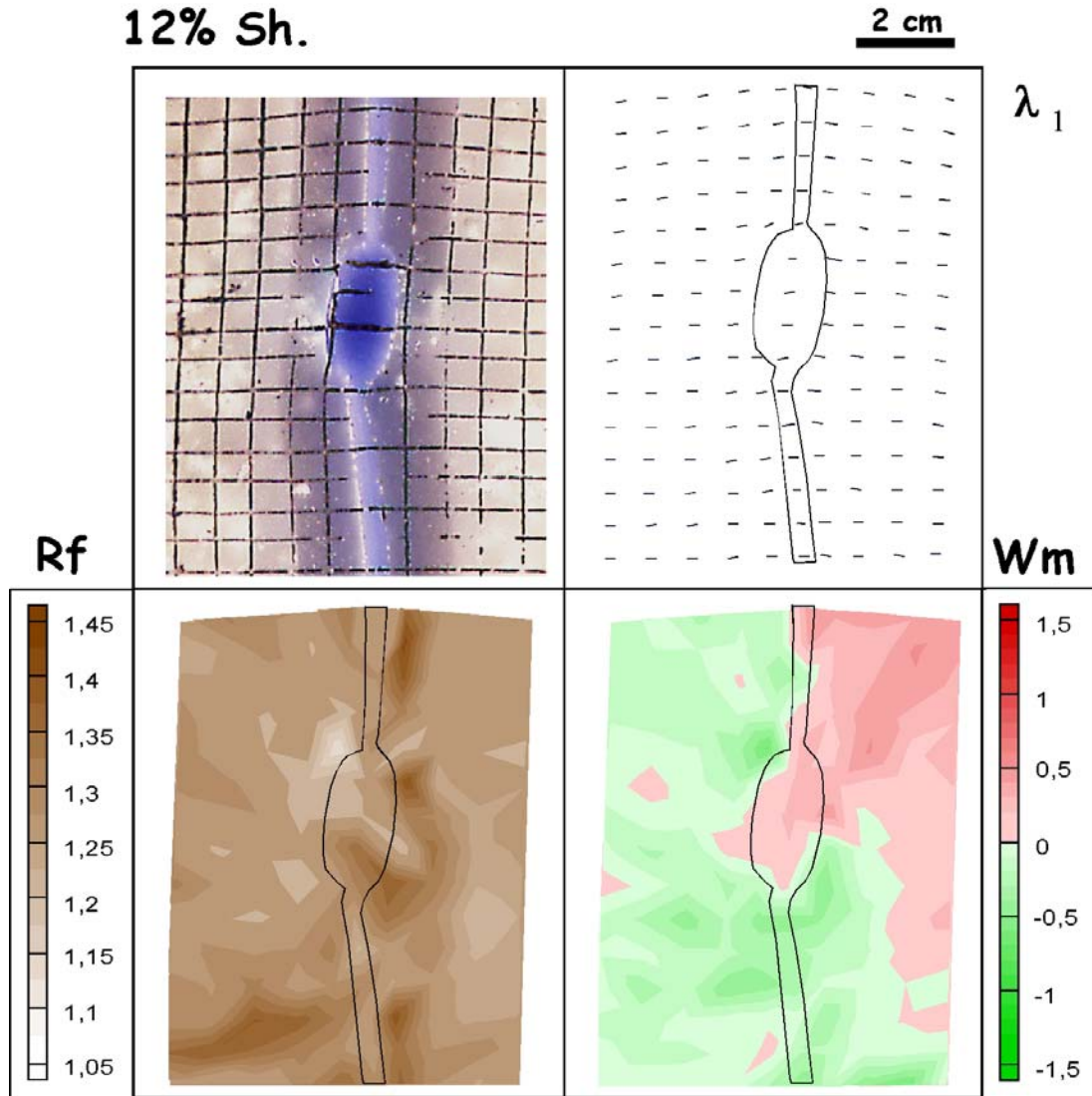


Fig. 6.22 Gràfics de contorn de la distribució dels paràmetres de deformació finita R_f , W_{km} i l'orientació de l'eix màxim (λ_1), per un dels boudins del model 3. S'han realitzat per 12, 28 i 50% d'escurçament global. La longitud de λ_1 és funció del seu valor real. Els valors positius indiquen sentits de vorticitat dextres (colors vermells). Els resultats dels diferents estats són concordants entre ells. L'anàlisi ens permet comprovar el caràcter inhomogeni de la deformació al voltant d'un cos més rígid, però també la variació al llarg del temps, i observar que zones del model al llarg de la deformació han canviat de sentit de vorticitat induïdes per la rotació del boudin. La simetria de la distribució dels paràmetres és triclinica, en part conseqüència de les característiques de l'interboudin, del centre de rotació de la partícula i del lliscament al llarg del contacte entre la matriu i el sistema boudin-capa (costat dret). Per més detalls veure el text.

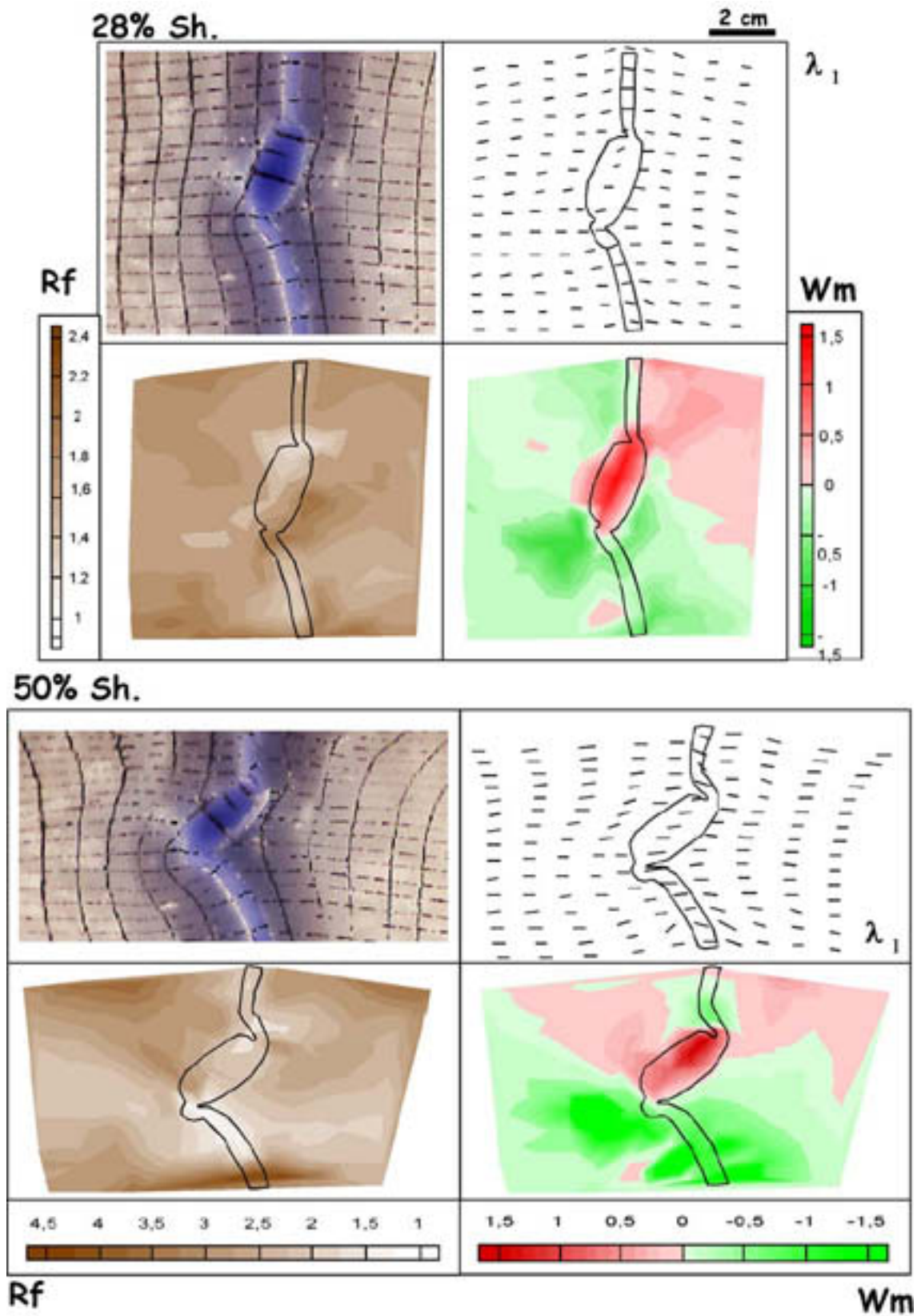


Fig. 6.22 Continuació.

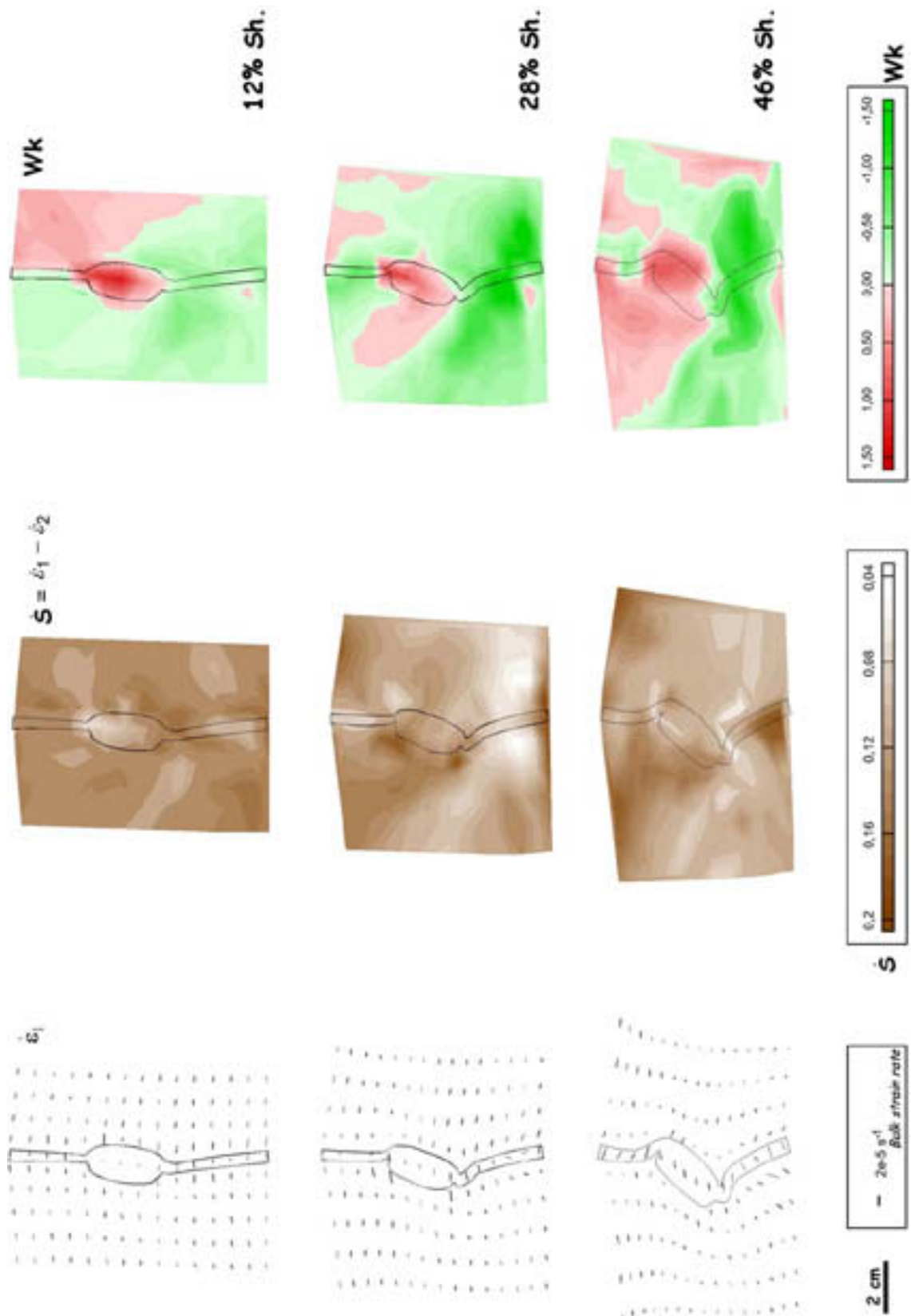


Fig. 6.23 Distribució dels paràmetres de la deformació instantània: orientació de l'eix instantani d'extensió màxima (*ISA*, $\hat{\epsilon}_1$), el diferencial del tensor de velocitat de deformació (\dot{S}) i el nombre de vorticitat cinemàtica externa (*Wk*), per a un boudin del model 3. Les unitats del paràmetre \dot{S} són h^{-1} .

Si ens fixem en un rectangle de la xarxa o en un punt de l'espai (x, y) es pot observar que els diferents paràmetres instantanis (\dot{S} , Wk i $\dot{\epsilon}_1$) varien amb el temps. Amb independència de com expressem el flux, la deformació és inhomogènia i no estacionària, tant en el sistema Laplacià com en l'Eulerià. Fins i tot es produeixen canvis en els sentits de rotació amb el progrés de la deformació, i es generen situacions on els sentits de la deformació instantània i finita són oposats.

Altres factors que també es poden observar són,

- desenvolupament a prop de l'interboudin d'una zona de vorticitat elevada i de sentit oposat a la rotació del boudin. Representa una regió amb valors de deformacions baixos.
- la rotació de la partícula indueix el desenvolupament a la matriu de zones amb el mateix sentit de vorticitat. Aquesta es propaga a partir de l'extrem oposat al centre de rotació del boudin.
- desenvolupament de zones amb deformació més elevada en dos dels extrems de la partícula (els situats adjacents a l'arc extern).
- àrees amb sentits de vorticitat oposats restringides a les zones d'arc intern.
- deflació dels eixos de màxima extensió al voltant dels boudins. A l'allunyar-se dels boudins tendeixen a reorientar-se paral·lels al flux global.

Els resultats de la distribució de la deformació finita són semblants a les conclusions obtingudes en altres treballs (Ildefonse et al, 1992b; Ildefonse and Mancktelow 1993), encara que la simetria de la deformació en els models d'aquest estudi és menor que les observades en aquells treballs. La causa podria ser la utilització de geometries "pinch-and-swell", més complexes que simples partícules aïllades. En aquests experiments només s'han considerat els efectes en dues dimensions; la matriu pot haver sofert desplaçaments més complicats fora del pla d'experimentació

6.4.4 Efecte d'extensió paral·lela als eixos dels boudins

S'ha realitzat una sèrie de models per observar a nivell qualitatiu com afecta al desenvolupament del model la presència d'extensió paral·lela als eixos dels boudins. La geometria i elaboració dels models és igual a l'explicada anteriorment; però, l'orientació de la capa respecte als eixos de la màquina ara és horitzontal ($\theta=0^\circ$, la capa és paral·lela a la secció d'observació). Amb aquesta configuració l'escurçament paral·lel a la capa, ortogonal als eixos dels boudins, és acomodat per extensió paral·lela a aquests i no com era en el cas anterior a partir d'extensió normal a la capa. La secció d'estudi, normal als eixos dels boudins (Fig. 6.24a), representa una secció de pèrdua d'àrea, $\zeta=-1$, mentre que en els casos anteriors eren de deformació plana $\zeta=0$. Al quedar la capa confinada entre la matriu, no és pot fer un registre del desenvolupament progressiu de l'estructura de la capa. Tant sols tenim un registre de la geometria final de l'experiment a partir del tall en seccions del model. Dues situacions s'han avaluat: condicions de velocitats de deformacions i temperatura baixes per tal de minimitzar els efectes de partició entre la matriu i la capa, i condicions de velocitats i temperatura elevades amb partició i lliscament entre la matriu i la capa. Aquestes dues situacions representen els extrems d'una variació continua entre condicions de deformació distribuïda (primer cas) i condicions d'elevada partició (segon cas). A nivell de propietats mecàniques també representen una variació de la viscositat efectiva ($m \approx 20-30$ per a la primera situació i $m \approx 50-60$ per a la segona). La geometria de les capes després d'un escurçament d'un 50% són mostrades a la Fig. 6.24b,c i d.

Per a condicions de velocitats de deformacions baixes, no s'ha observat per a cap dels dos tipus diferents de parafines de la capa el desenvolupament de discontinuïtats perpendiculars a la direcció d'extensió. La component d'extensió s'ha acomodat a partir de flux distribuït a la capa sense localització ni de discontinuïtats fortes (fractures, *boudinage*) ni de dèbils (estructures *pinch-and-swell*). Però, es detecta certa diferència d'extensió al llarg de la vertical del model. A la part externa del model l'allargament és similar a la condició de contorn, mentre a la part central del model, on es situada la capa, aquest és menor. Però la partició és baixa, amb relació de longitud final entre les dues zones del model de 15:13 (representa valors d'extensió d'un 50% per a les zones externes mentre l'extensió acomodada a la capa és d'un 40%). Això fa que les cares laterals del model inicialment planars, al final presentin una geometria cònca. Representa una condició de capa de longitud finita respecte la direcció d'extensió.

Pure Shear, $\xi = -1$

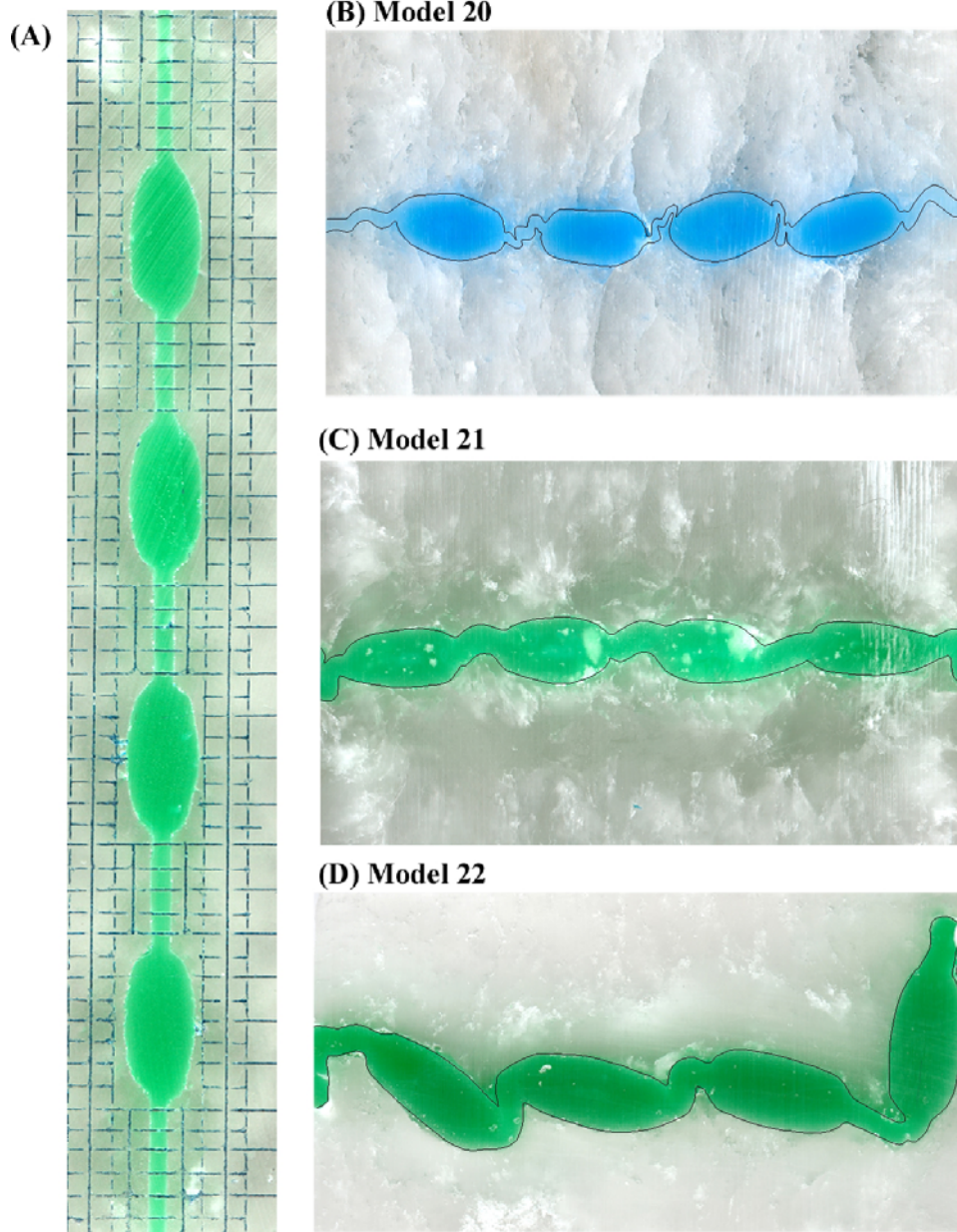


Fig. 6.24 Influència de l'extensió paral·lela en la geometria de la capa desenvolupada per a condicions de cisalla pura. (a) Configuració inicial dels models. (b) i (c) Geometria desenvolupada per a condicions de velocitats baixes. El contrast de viscositat efectiu és pel model 20 de 28, mentre 40 pel model 21. (d) Geometria desenvolupada per a condicions de velocitat de deformació elevada. Observar la deformació interna dels boudins i el l'elevat plegament per a situacions que afavoreixen el comportament independent de la capa.

L'escurçament és acomodat de forma similar als casos anteriors, amb localització preferent a les zones d'interboudin i baixes rotacions dels boudins (Fig. 6.24b i c). Això últim és simptomàtic de condicions simètriques ($\phi=0$) i de no lliscament entre la matriu i la capa. Els resultats semblen consistents amb els anteriorment descrits. Però,

els plecs desenvolupats als interboudins són més suaus, no s'observa engruiximent de la capa ni tantes inestabilitats de plegament com en els casos anteriors (comparar Fig. 6.11 amb Fig. 6.24b). També es pot observar, una important variació de la forma dels boudins, amb modificació de la relació axial inicial $Ri \sim 2.2$ a valors entre 1.6-1.9. Això implica acomodació de l'escurçament a partir de deformació interna del boudin, cosa que no havia estat observada prèviament per a condicions de deformació plana. A nivell de detall, l'extensió entre les regions d'interboudin i boudin és desigual, amb extensió preferent als interboudins.

Aquestes observacions indiquen, almenys *a priori*, condicions de contrast de viscositat efectiu entre la matriu i la capa per a $\zeta = -1$ més baixos que per a les situacions $\zeta = 0$. La inducció d'extensió a la capa a partir de la tracció de la matriu, que impliquen situacions de pèrdua d'àrea, produeix una variació de les propietats mecàniques del material. Això es tradueix a nivell del desenvolupament de l'estructura amb una reducció de la capacitat d'amplificació d'inestabilitats per *buckling*. Aquestes observacions, fetes a nivell de model analògic i per tant físicament viables, són en acord amb les inferides a partir de la teoria de plegament infinitesimals per a medis no lineals (Fletcher, 1994).

Per a condicions de velocitats de deformacions altes (i també temperatura), la matriu i la capa no es comporten de forma solidària i el lliscament al llarg del contacte entre la capa/matriu és afavorit. La matriu flueix al voltant de la capa, sense que es produeixi extensió de la capa. La longitud final de la capa (~ 17 cm), en direcció a la direcció d'extensió, és semblant a la inicial (15cm). L'escurçament és acomodat activament a partir de plegament de la capa, tant amb el desenvolupament de geometries imbricades com de flancs oposats (Fig. 6.24d), i en general, els boudins presenten rotacions finites elevades ($\phi > 15^\circ$). Materials amb comportament viscos no lineal, com són les parafines utilitzades als experiments, no transfereixen els esforços de forma homogènia (Hobbs, 1972) i hi ha una tendència a concentrar la deformació als límits del model. Aquest efecte de contorn, afavorit amb l'increment de la velocitat dels models, origina el fort plegament dels extrems de la capa i l'elevada rotació d'un dels boudins del model (situat a la dreta de la Fig. 6.24d). Exceptuant aquest efecte, la geometria final del model és semblant a les observades prèviament per a deformacions planes (veure Fig. 6.7 i 10).

En tots els models, s'observa el desenvolupament d'una *fabric* lineal definida a partir de l'alineament dels cristalls de parafina. Aquesta és millor desenvolupada als extrems de la capa. La capacitat d'amplificació d'inestabilitats de plegament sembla que és afectada

amb la possibilitat de flux de la matriu fora de la secció de la capa. Així, per a situacions on es produeix el desenganxament de la capa respecte la matriu, i en part el flux d'aquesta és independent de la condició de contorn, s'observa plegament similar a les condicions clàssiques ($\xi=0$). En canvi, per a situacions on es conserva la condició de contorn de deformació isocòrica i la capa flueix coherentment amb la matriu, el plegament ha d'anar acompanyat per una contracció de la matriu en la secció normal a la capa (i.e. la secció d'estudi). Això ha de representar una resistència elevada al procés de *buckling*, reduint-ne els seus efectes.

A partir dels resultats d'aquests models, sembla que per a situacions d'extensió paral·lela als eixos dels boudins, l'única forma de produir rotacions elevades dels boudins és a partir del desenvolupament de discontinuïtats de flux entre la matriu i la capa. Aquestes poden ser originades pel trencament de la capa a certa escala a partir de boudinage o falles (ex. Ramsay 1967, fig 3-54; Grujic and Mancktelow 1995), però també podrien ser originades per a situacions on la capa és de longitud finita. Això afavoreix una partició de la deformació, no únicament en el sentit d'escurçament sinó també en la direcció d'extensió. Dins d'aquest supòsit, també s'inclouria situacions amb variació d'espessors de la capa, situació més comuna a la natura.

6.5 Discussió i conclusions.

Els resultats de la modelització analògica confirmen la viabilitat física d'algunes de les observacions que s'havien establert mitjançant els models numèrics dels capítols anteriors. D'aquesta forma, semblen corroborar la importància tant de l'espessor normalitzat de l'interboudin (Ti) com del paràmetre d'asimetries longitudinals (ϕ) alhora de condicionar la geometria final dels plecs. Però, també posa de manifest la importància d'altres factors geomètrics no considerats anteriorment, com són la longitud normalitzada de l'interboudin (Di) o l'angle d'obliquïtat de la capa (α) respecte als eixos de la deformació. En general, els resultats semblen coherents amb les observacions de camp (capítol 3). No obstant la condició de cisalla pura de tots els models analògics, s'han observat, per a condicions de deformació baixes/moderades, tant la possibilitat de rotacions elevades dels boudins (molt superiors a les previstes per a la teoria de rotació de partícules rígides) com del desenvolupament d'arranjaments asimètrics dels boudins (per exemple veure Fig.6.7). Situacions especials, com són el lliscament entre la capa i la matriu afavoreixen a incrementar la velocitat de rotació dels boudins (almenys per a condicions de cisalla pura). Altres, com extensió paral·lela a la capa, inhibeixen la

capacitat d'amplificació de les pertorbacions de la capa i afavoreixen a l'acomodació de la deformació d'una manera homogènia.

Però, el desenvolupament de tot el conjunt de models analògics, posa sobretot de manifest la complexitat i variació de les solucions possibles dels plegament d'una capa amb configuració inicial *pinch-and-swell*. Pels models numèrics, la solució obtinguda sempre era unívoca. És lògic atenent la definició inicial d'un tren de pertorbacions predefinides (capítol 4) o d'una única pertorbació central (capítol 5). La repetició de la simulació numèrica del model sempre produirà indefinidament el mateix resultat, amb un control explícit dels paràmetres de la configuració geomètrica inicial. Sembla coherent afirmar d'aquells resultats que la geometria desenvolupada a la capa és controlada per la configuració geomètrica inicial. Però, per a models analògics amb sistemes de més d'una pertorbació, la geometria final i el seu desenvolupament semblen més complexos que els inferits inicialment per Penge (1976) o Cosgrove (1983). La solució és altament variable (Fig. 6.10) i molt cops condicionada per factors no desitjables en el model analògic, com són les condicions de lliscament capa/matriu. Sembla totalment incorrecte una afirmació sobre el desenvolupament sistemàtic d'estructures asimètriques per a situacions paral·leles a la direcció d'escurçament. La variació de solucions d'aquesta condició inicial ha estat plenament confirmada amb els models. També els modes de localització i desenvolupament de les pertorbacions associades als boudins són difícils d'entendre. L'increment del número de boudins, o la reducció de D_i , tendeix a homogeneïtzar la solució amb rotacions finites i disposicions geomètriques finals semblants. Però, per a situacions de $D_i > 1$ quin són els aspectes que controlen el desenvolupament de les inestabilitats sembla, per aquest moment de la recerca, fora d'una explicació simple i coherent. No és compren la divergència de comportament entre els boudins del model 3, o la tendència altament rotacional dels boudins amb inhibició del plegament de l'interboudin en el model 4. Segurament responen a condicions no controlades dins els models analògics, com són no distribució homogènia de la matriu, disharmonies de la temperatura dins dels models o condicions locals de lliscament preferencials entre la capa i la matriu. Però, al mateix temps podem ser el reflex de la complexitat de nucleació i selecció d'un sistema de plegament al llarg d'una capa d'espessor no homogènia. Si ja és prou difícil la comprensió de la geometria, encara ho és més entendre el significat de la distribució i variació amb el temps de les principals raons de la cinemàtica al llarg dels models. Ajuden a entendre aspecte mecànics com la conseqüència de la rotació activa i interacció entre els diferents

boudins, la partició de la deformació o visualitzar el caràcter heterogeni i no estacionari de la deformació; però, transportar o utilitzar aquests resultats a nivell pràctic sembla encara no viable, sobretot per la dificultat d'obtenir i interpretar-los.

Tots aquestes consideracions posen en evidència els pros i contres del mètode experimental amb materials analògics. Aquest, ens dóna la possibilitat d'explorar, representar i visualitzar el possible desenvolupament d'aquestes estructures i els factors que ho controlen, mitjançant un medi analògic però real. I per tant, mecànicament compatibles. Ens permet observar a nivell qualitatiu i quantitatiu com evolucionen les principals raons de la cinemàtica, com també identificar les principals tendències dels paràmetres que descriuen la geometria final. Però, encara que s'estableixi un tractament rigorós quantitatiu, difícilment mitjançant aquest mètode es podrà establir una pauta global per a definir mètodes aplicables al camp que ens permetin una estimació quantitativa tant de la deformació finita com de la seva cinemàtica. Encara que es defineixin normes concretes de treball i la màxima diligència alhora d'aplicar, sempre hi ha problemes com els lligats amb la construcció dels models o de les condicions durant l'experiment que no són plausibles de controlar. I almenys per aquesta estudi han de tenir molta influència, tal com ho indiquen els efectes lligats al lliscament o a les asimetries inicials de la capa no desitjats. O aspectes desconeguts que originen que dos models idèntics puguin arribar a donar resultats ben diferents (Fig. 8.10). Amb això no és vol insinuar que es tracti d'un mètode d'investigació incorrecte o a evitar. Tot el contrari, crec que és totalment necessari, doncs dóna una informació molt valuosa a nivell qualitatiu i quantitatiu i, per aquells casos escalats, representen una confirmació física real i compatible a nivell mecànic de solucions plausibles. Però, no se'l pot demanar que sigui el fonament per a definir qualsevol mètode pràctic d'anàlisi de les estructures de camp, doncs per fer-ho és necessari un mètode sistemàtic amb resultats coherents i sense incerteses.

Aspectes no implícits en el mètode analògic, doncs per solucionar errors d'incerteses és necessari una repetició elevada dels models per a una mateixa geometria i condicions de contorn, i així observar a nivell estadístic les tendències principals. Però representa un factor que consumeix un elevat temps i tampoc no inhibeix els problemes no controlables. Hi ha una gran quantitat de paràmetres que poden arribar a condicionar els resultats dels models, i per tant condicionen i limiten el propi mètode. Com tot mètode no analític o teòric, els resultats obtinguts són solucions puntuals. Per a comprendre la

complexitat del plegament de capes no homogènies i amb múltiples inestabilitats serà necessari reabordar el problema mitjançant models numèrics.