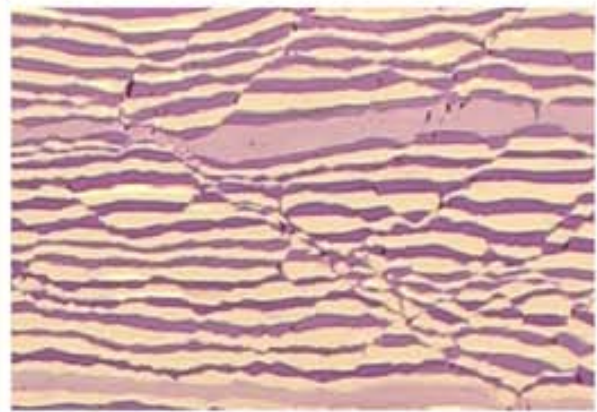
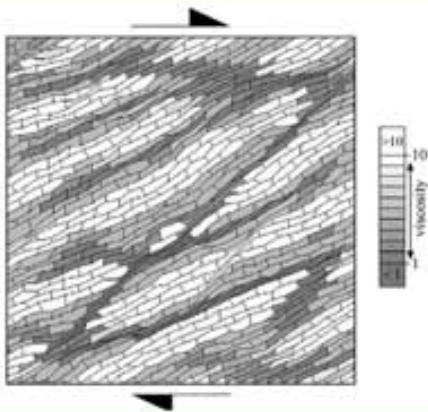


LOCALIZACIÓN DE DEFORMACIÓN EN MEDIOS DÚCTILES Y ANISÓTROPOS: estudio de campo, experimental y numérico

ENRIQUE GÓMEZ RIVAS



Departament de Geologia
Universitat Autònoma de Barcelona
Programa de Doctorat en Geologia

**Localización de deformación
en medios dúctiles y anisótropos:
estudio de campo, experimental y numérico**

Enrique Gómez Rivas

Memoria presentada para optar al grado de
Doctor en Geología

Director:
Jordi Carreras Planells

Marzo de 2008

Agradecimientos

Una tesis doctoral siempre es fruto del trabajo no sólo del doctorando, sino de muchas más personas de las que aprende, con las que colabora o que le apoyan. Desde estas líneas quiero dar las gracias a todas aquellas personas que de una manera u otra han contribuido a la realización de esta tesis.

En primer lugar me gustaría agradecer sinceramente su apoyo e interés a todos los que me han ayudado desde el punto de vista científico. A Jordi Carreras, por haberme adoptado como doctorando, haber sido director de esta tesis y poner los medios necesarios para su realización. A Albert Griera, que, aunque no haya podido firmar finalmente como director, en realidad ha desarrollado un enorme trabajo en la supervisión de la tesis y me ha transmitido una parte del gran conocimiento científico que posee. Con gran generosidad se involucró totalmente en este estudio, y ha contribuido de manera esencial a su dirección con gran eficacia y de forma muy metódica y didáctica. Sin su ayuda este trabajo no hubiera salido adelante. A Paul Bons también le agradezco su labor de dirección de una parte de la tesis y todas sus enseñanzas en geología de campo, modelización numérica, redacción científica, etc. Paul tuvo la idea del método presentado en el capítulo 2 y me propuso realizar todo el trabajo presentado en ese capítulo bajo su supervisión para publicarlo como artículo en una revista internacional.

A Elena Druguet, por las discusiones de ciencia, las ideas que me ha facilitado y el apoyo ofrecido. A Lina Marcela Castaño por toda la ayuda que me ha prestado y por las horas que ha dedicado en el laboratorio a la hora de realizar los modelos analógicos.

A Mercè Corbella y Antonio Teixell por su respaldo y por haberme dado la oportunidad de seguir en el mundo de la ciencia como investigador postdoctoral. A los demás miembros que están o han estado en la Unitat de Geotectònica en los últimos años: a María Luisa Arboleya, Eliseo Tesón, Julien Babault, Eduard Saura, Yoshi-Taka Takeda, Lúdia Ferran e Irene Sánchez por todo el apoyo personal y científico. A Ian Alsop, por la supervisión del trabajo que realicé durante mi estancia en Saint Andrews, que algún día espero terminar y publicar, y por sus interesantes enseñanzas en geología de campo y conceptual.

A los socios del “menjador”: Esteve, Mercè, David, Mercè Rullán, Eliseo, Julien, Carpe, Juandi, Eduard, Lina Marcela, Karima, Lluís, Pini, Joan Reche, Geneta, etc. por convertir la hora de la comida y la pausa del café en un momento de descanso, conversación, anécdotas y bromas. Y a todos los miembros del Departamento de Geología que no puedo enumerar aquí.

A Gema, que es la persona que más ha vivido de cerca mi evolución personal y profesional durante estos años y que me ha apoyado muchísimo para poder sacar este trabajo adelante. A mi familia, mis padres, mi hermana y mis abuelos que siempre están a mi lado en todo. Quiero dedicar especialmente este trabajo a la memoria de mi abuelo José Enrique, doctor en derecho y profesor de la Universidad de Zaragoza, de quien he heredado la vocación universitaria.

Este estudio ha sido financiado por la beca F.P.I. BES-2003-0755 del Ministerio de Educación y Ciencia, y por los proyectos BTE-2001-2616 y CGL-2004-03657, también del MEC.

Resumen

Esta tesis doctoral se centra en el estudio de la localización de la deformación y la fracturación asociada en medios dúctiles y mecánicamente anisótropos. A pesar de la gran cantidad de trabajos existentes en la literatura sobre los factores que controlan estos fenómenos, todavía no se comprende satisfactoriamente la influencia que ejerce la anisotropía de las rocas en su respuesta a la deformación. Los objetivos principales de esta tesis consisten en estudiar algunos de los factores que influyen en la localización de la deformación, analizar la aparición y evolución de fracturas en materiales anisótropos y aportar algunas herramientas que permitan estimar las orientaciones de nucleación de las fracturas, la deformación de las rocas que las albergan y la relación de estas estructuras con los campos de esfuerzos. Para ello se ha utilizado una metodología de trabajo que combina el estudio de campo de fracturas de pequeña escala con su simulación mediante métodos analíticos y modelos analógicos y numéricos.

En el primer capítulo se realiza una introducción sobre los conceptos clásicos de localización de deformación y criterios de fracturación tanto en materiales isótropos como anisótropos. A partir de estos conceptos se presentan una serie de preguntas que el trabajo pretende responder, así como una explicación de la metodología escogida.

A partir de una zona de campo situada en materiales variscos del Cap de Creus (Pirineos orientales), en el capítulo 2 se analiza la génesis de fracturas de cizalla de pequeña escala con pliegues de arrastre asociados a una zona de cizalla dúctil. Utilizando parámetros que se pueden medir fácilmente en el campo en una población de fracturas, se presenta un método analítico para estimar el ángulo inicial con el que se forman las fracturas, la vorticidad cinemática con la que se ha deformado la roca y la deformación interna mínima alcanzada. Este método queda validado mediante modelos analógicos de plastilina y simulaciones numéricas de elementos finitos.

En los capítulos 3 y 4 se exponen los resultados de trabajos experimentales sobre la deformación de modelos multicapa anisótropos. El primero de estos estudios analiza las propiedades mecánicas de los materiales y las relaciona con el grado de localización de la deformación y la génesis de fracturas en función tanto de la tasa de deformación aplicada como de la resistencia del material. Los resultados muestran que existe una transición entre modelos en los que la deformación se distribuye en todo el volumen de material y sistemas en los que la deformación está altamente localizada en redes de fracturas. El segundo estudio explora la influencia de la orientación inicial de la anisotropía en la orientación de los conjuntos de fracturas que se forman. La presencia de una fuerte anisotropía mecánica, que puede ser cuantificada, condiciona las orientaciones de los *sets* de fracturas y produce una desviación del campo de esfuerzos a nivel local con respecto al campo de esfuerzos aplicado.

En el capítulo 5, se presentan simulaciones numéricas que combinan deformación mediante elementos finitos con una función de actualización de la viscosidad. Así, se estudia la localización y la formación de *shear bands* en varias series de simulaciones con distinto grado de no-linealidad del sistema, grado de anisotropía y orientación de la misma con respecto a los ejes de deformación y las condiciones de contorno. La localización en estos modelos está principalmente condicionada por la no-linealidad del sistema y los conjuntos de *shear bands* formados son coherentes con las condiciones de contorno.

Finalmente, a partir de la combinación de estos estudios independientes se extraen serie de conclusiones generales que ayudan a comprender los factores que controlan la fracturación en materiales anisótropos, así como a mejorar su interpretación en el campo.

Abstract

This thesis studies deformation localisation and associated fracturing in ductile and anisotropic media. Despite the large amount of available publications analysing the fundamental controls on deformation localisation, the influence of mechanical anisotropy on localisation and fracture development has not yet been completely understood. The aims of the thesis are to evaluate the influence of some factors on strain localisation, to analyse the onset and evolution of fractures and to present new methods to estimate strain, fracture orientations and stress fields in anisotropic materials. A combination of field analysis of small-scale fractures and their simulation using analytical methods, analogue models and numerical simulations have been used. The main questions that this study tries to answer arise from the uncertainties of previous publications about deformation localisation and classical failure criteria in anisotropic rocks.

The first part of this work defines an analytical method to determine finite strain and the kinematics of deformation using discrete isolated small-scale faults and associated drag folds. This method has been based on a population of fractures from an outcrop in the Variscan of the Cap de Creus (Eastern Pyrenees) that are spatially associated to a ductile shear zone. By measuring a few parameters in the field, the method allows to estimate the angle at which fractures nucleate with regard to foliation, kinematic vorticity of deformation and minimum finite strain since first fault nucleation. The method has been validated by plasticine analogue models and finite element numerical simulations.

Two experimental studies are described in chapters 3 and 4. In the first one plasticine multilayers are deformed in order to analyse the dependency of deformation localisation and fracture development on the mechanical properties of the experimental materials and strain rate. The results evidence that there is transition from models where deformation is distributed within the material and models controlled by a strong fracture network. The chapter 4 evaluates the influence of the orientation of a planar mechanical anisotropy on the nucleation and orientation of shear fractures. The presence of a strong initial anisotropy, which can be quantified using a simple analytical method, plays a crucial role on the orientation of fracture sets and causes a deviation of the local stress field relative to the stress field applied by the boundary conditions.

The analysis of field structures and the results of these analogue models are complemented with numerical simulations that couple a process of finite element deformation with a non-linear one that updates viscosity. These models are used to analyse the influence of kinematic vorticity, non-linearity and the degree and orientation of anisotropy on strain localisation and shear band development. Localisation in these simulations is mainly related to the degree of non-linearity. Different sets of shear bands are formed or aborted with the increase of deformation according to the imposed stress field.

Finally, the results of the four studies are gathered and analysed together to draw general conclusions that may improve the understanding of localisation and fracturing in anisotropic materials. The methods and results presented in this thesis may also be useful to interpret field structures.

Resum

Aquesta tesi doctoral se centra en l'estudi de la localització de la deformació i la fracturació associada en medis dúctils i mecànicament anisòtrops. Malgrat la gran quantitat de treballs que es poden trobar a la literatura sobre els factors que controlen aquests fenòmens, encara no es comprèn satisfactòriament la influència que exerceix l'anisotropia de les roques en la seva resposta a la deformació. L'objectiu principal d'aquesta tesi consisteix en estudiar alguns dels factors que influeixen en la localització de la deformació, analitzar l'aparició i evolució de fractures en materials anisòtrops i aportar eines que facilitin l'estimació d'orientacions de nucleació de fractures, la deformació de les roques que les contenen i la relació d'aquestes estructures amb els camps d'esforços. Per tot això, s'ha fet servir una metodologia de treball que combina l'estudi de camp de fractures de petita escala amb la seva simulació mitjançant mètodes analítics i models analògics i numèrics.

Al capítol 1 s'introdueixen els conceptes clàssics de localització de deformació i criteris de fracturació en materials isòtrops i anisòtrops. A partir d'aquí es plantegen una sèrie de qüestions que aquest treball pretén respondre i una explicació de la metodologia escollida.

Basant-se en una zona de camp situada al Varisc del Cap de Creus (Pirineus orientals), en el capítol 2 s'analitza la gènesi de fractures de cisalla de petita escala amb plecs d'arrossegament associats dins d'una zona de cisalla dúctil. Fent servir paràmetres que es poden mesurar amb facilitat al camp en una població de fractures, es presenta un mètode analític per estimar l'angle inicial amb el que es formen les fractures, la vorticitat cinemàtica amb la que s'ha deformat la roca i la deformació interna mínima que ha enregistrat. El mètode s'ha validat amb models analògics de plastilina i simulacions numèriques d'elements finits.

En els capítols 3 i 4 s'exposen els resultats de dos treballs experimentals sobre la deformació de models multicapa anisòtrops. El primer d'aquests estudis analitza les propietats mecàniques dels materials i les relaciona amb el grau de localització de la deformació i la gènesi de fractures en funció de la taxa de deformació aplicada i de la resistència del material. Els resultats evidencien que existeix una transició entre models en que la deformació es distribueix en tot el volum de material i sistemes on la deformació es altament localitzada en xarxes de fractures. El segon estudi (capítol 4) explora la influència de l'orientació inicial de l'anisotropia en la dels conjunts de fractures que es formen. La presència d'una forta anisotropia mecànica, que es pot quantificar, condiciona les orientacions dels *sets* de fractures i produeix una desviació del camp d'esforços a nivell local en relació amb el camp d'esforços aplicat.

En el capítol 5 es presenten simulacions numèriques que combinen deformació amb elements finits amb una funció d'actualització de la viscositat. Així s'estudia la localització i la formació de *shear bands* en diverses sèries de simulacions variant el grau de no-linealitat del sistema, el grau d'anisotropia i la seva orientació en relació als eixos de deformació i les condicions de contorn. La localització de la deformació en aquests models està principalment condicionada per la no-linealitat del sistema i els conjunts de *shear bands* que es formen són coherents amb les condicions de contorn.

Finalment, a partir de la combinació d'aquests estudis independents s'extreuen unes conclusions generals que ajuden a comprendre els factors que controlen la fracturació en materials anisòtrops, així com la millora de la seva interpretació al camp.

Índice de contenidos

1. Introducción, objetivos y metodología.....	1
1.1. Introducción.....	3
1.2. El carácter de las discontinuidades. Terminología.....	7
1.3. Fracturación.....	10
<i>1.3.1. Criterios de fracturación.....</i>	<i>10</i>
<i>1.3.2. Localización y fracturación en materiales anisótipos.....</i>	<i>14</i>
1.4. Objetivos y metodología.....	19
1.5. Organización de la tesis.....	22
1.6. Bibliografía.....	24
2. Strain and vorticity analysis using small-scale faults and associated drag folds.....	31
2.1. Introduction.....	33
2.2. Examples from the Rabassers quartzite.....	37
<i>2.2.1. Regional setting of the Mas Rabassers de Dalt locality.....</i>	<i>37</i>
<i>2.2.2. Drag fold structures.....</i>	<i>38</i>
2.3. Method.....	40
<i>2.3.1. Theoretical α-β-L/T paths.....</i>	<i>41</i>
<i>2.3.2. Determining vorticity and initial fault angle with charts.....</i>	<i>44</i>
<i>2.3.3. Numerical implementation of the method.....</i>	<i>47</i>
2.4. Validation of the method.....	47
<i>2.4.1. Introduction.....</i>	<i>47</i>
<i>2.4.2. Validation on a simple shear analogue experiment.....</i>	<i>48</i>
<i>2.4.3. Validation on pure shear analogue experiments.....</i>	<i>49</i>
<i>2.4.4. Validation on finite element numerical simulations.....</i>	<i>51</i>
2.5. Strain analysis applied to the Mas Rabassers de Dalt outcrop.....	53
2.6. Discussion and conclusions.....	55
2.7. References.....	57

3. An experimental study of deformation localisation in multilayers: dependency on strain-rate and material strength.....	61
3.1. Introduction.....	63
3.2. Materials and methods.....	66
3.2.1. <i>Deformation apparatus</i>	66
3.2.2. <i>Analogue materials</i>	66
3.2.3. <i>Model set-up and deformation conditions</i>	66
3.3. Mechanical properties of the experimental materials.....	67
3.3.1. <i>Compression tests: theoretical background</i>	67
3.3.2. <i>Relaxation tests: theoretical background</i>	70
3.3.3. <i>Tests results</i>	71
3.3.4. <i>Model scaling</i>	78
3.4. Analysis of strain-rate dependency on shear fracture localisation.....	79
3.5. Analysis of rheology dependency on shear fracture localisation.....	86
3.6. Discussion and conclusions.....	94
3.6.1. <i>Influence of the material properties on deformation localisation</i>	94
3.6.2. <i>Influence of strain rate on deformation localisation</i>	96
3.6.3. <i>Relationship between both experimental series</i>	97
3.6.4. <i>Advantages and disadvantages of this experimental method</i>	98
3.7. References.....	99
4. Influence of the anisotropy orientation on shear fracture development: an experimental approach.....	105
4.1. Introduction.....	107
4.2. Materials and methods.....	109
4.2.1. <i>Deformation apparatus</i>	109
4.2.2. <i>Analogue materials and their mechanical properties</i>	109
4.2.3. <i>Model set-up and deformation conditions</i>	110
4.3. Experimental results.....	111
4.3.1. <i>Nucleation of instabilities</i>	111
4.3.2. <i>Shear fracture geometry and orientations</i>	114
4.4. Discussion and interpretation of the experimental results.....	120
4.4.1. <i>On the influence of anisotropy on the stress field orientation</i>	120

4.4.2. <i>On the influence of anisotropy on the nucleation angle of shear fractures</i>	123
4.4.3. <i>On the influence of anisotropy on the evolution of shear fractures with the increase of deformation</i>	128
4.5. Conclusions and final comment.....	130
4.6. References.....	131
5. Localización de la deformación en medios multicapa: estudio numérico	135
5.1. Introducción.....	137
5.2. Descripción de la metodología de simulación numérica.....	140
5.2.1. <i>La plataforma de simulaciones numéricas ELLE</i>	141
5.2.2. <i>Proceso de deformación no-lineal</i>	142
5.2.3. <i>Reposicionamiento</i>	143
5.2.4. <i>Proceso de actualización de la viscosidad</i>	144
5.3. Implementación de las simulaciones.....	147
5.3.1. <i>Geometría y propiedades iniciales de los modelos</i>	147
5.3.2. <i>Condiciones de deformación y de actualización de la viscosidad</i>	149
5.3.3. <i>Definición de parámetros para cuantificar la localización de la deformación</i>	150
5.4. Descripción de los experimentos.....	152
5.4.1. <i>Modelos en cizalla pura con $\varphi_0 = 0^\circ$</i>	153
5.4.2. <i>Modelos en cizalla pura con $\varphi_0 = 45^\circ$</i>	158
5.4.3. <i>Modelos en cizalla simple con $\varphi_0 = 0^\circ$</i>	162
5.4.4. <i>Modelos en cizalla simple con $\varphi_0 = 45^\circ$</i>	166
5.4.5. <i>Modelos en cizalla simple con $\varphi_0 = 90^\circ$</i>	170
5.4.6. <i>Modelos en cizalla simple con $\varphi_0 = 135^\circ$</i>	174
5.5. Discusión.....	178
5.5.1. <i>Resolución y estabilidad de las simulaciones numéricas</i>	178
5.5.2. <i>Localización de la deformación</i>	181
5.5.3. <i>Sistemas de shear bands</i>	183
5.5.4. <i>Aplicación de simulaciones en estudios de deformación progresiva</i>	189
5.5.5. <i>Propuestas para el perfeccionamiento del sistema de simulaciones</i>	193

5.6. Conclusiones.....	193
5.7. Bibliografía.....	195
6. Conclusiones.....	199
6.1. Sobre la localización de la deformación.....	201
6.2. Sobre la influencia de la orientación de la anisotropía en las orientaciones de fracturas y su relación con los campos de esfuerzos.....	206
6.3. Sobre las observaciones que pueden ayudar a una mejor comprensión de estructuras en el campo.....	209
6.4. Comentarios finales y propuestas para el futuro.....	211
6.5. Bibliografía.....	212
Anexos.....	215
Anexo A. Simulaciones numéricas utilizadas para validar el método del capítulo 2...	219
Anexo B. Tablas para estimar el ángulo inicial de fracturas, la vorticidad y el <i>strain</i> finito mínimo (R_f) a partir de datos de campo.....	221
Anexo C. Descripción del aparato de deformación experimental.....	227
Anexo D. Metodología experimental.....	229
Anexo E. Fichas de experimentos.....	231
Anexo F. Gráficos complementarios de simulaciones numéricas.....	239
Bibliografía de los anexos.....	247

Símbolos y abreviaturas (por orden de aparición en el texto)

Capítulo 1

σ	esfuerzo, esfuerzo desviatorio
σ_1, σ_3	esfuerzos principales máximo y mínimo
$\dot{\epsilon}$	tasa de deformación o <i>strain rate</i>
ϵ	<i>strain</i>
t	tiempo
A	constante pre-exponencial dependiente del material
Q	energía de activación
R	constante de los gases perfectos
T	temperatura
n	exponente de no-linealidad
η	viscosidad
\dot{u}	campo de desplazamientos
t_B, t_{SD}	tiempos de bifurcación y de colapso
h	ancho de banda
T_0	valor del esfuerzo tensional
σ_n^*, σ_s^*	esfuerzos normal y de cizalla críticos
C_0	cohesión primaria
μ	coeficiente de rozamiento interno
ϕ	ángulo de fricción interna
ζ_c, ζ_R	ángulo entre una fractura y el esfuerzo principal compresivo
R, R', P, Y	tipos de fracturas
ψ	ángulo de dilatación/compactación
π	número Pi
ω	ángulo diedro entre dos fracturas conjugadas
γ	ángulo entre una fractura y el plano de clivaje
N	normal al plano de clivaje
θ	ángulo entre la normal al plano de clivaje y el esfuerzo principal compresivo
σ_n, σ_s	esfuerzos normal y de cizalla

Capítulo 2

S_{01}	plano de estratificación y primera foliación cuando son paralelas
S_1	plano de la primera foliación
D_1, D_2, D_3	primera, segunda y tercera fases de deformación
A, B, \dots, F	nombres de las diferentes estaciones de toma de datos en el campo
α_0, α	ángulo entre la foliación y la fractura antes y después de la deformación
β_0, β	ángulo de drag entre la foliación y la fractura medido en la fractura antes y después de la deformación
L_0, L	espesor de una capa de referencia en la fractura, medido paralelamente a la fractura antes y después de la deformación

T_0, T	espesor de una capa de referencia lejos de la fractura, medido perpendicularmente a la capa antes y después de la deformación
L/T	relación entre los parámetros L y T definidos anteriormente
\mathbf{F}	tensor gradiente de deformación finita
a	cantidad de estiramiento en el tensor gradiente de deformación finita \mathbf{F}
g	cantidad de cizalla en el tensor gradiente de deformación finita \mathbf{F}
e	estiramiento paralelo a la fractura
\mathbf{F}'	tensor gradiente de deformación finita local
Rf	<i>strain</i> finito medido como relación axial de la elipse de deformación finita
ω	ángulo entre las dos apófisis de flujo
Wk	número de vorticidad cinemática
i -th	conjunto de datos i -ésimo
c	subíndice para datos teóricos
i	subíndice para datos reales
w	peso o importancia de un parámetro en una ecuación
Δi	diferencia entre valores teóricos y reales
$\sum \Delta i$	sumatorio de todos los valores mínimos de Δi
η	viscosidad efectiva dinámica
ρ	densidad
G	modulo de cizalla elástica

Capítulo 3

Wk	número de vorticidad cinemática
A,B,C,D	nombre modelos analógicos creados con diferentes materiales
A_1, A_2, A_3	nombre de modelos analógicos del material A deformados a diferentes tasas de deformación
$R_{X/Z}$	relación axial entre ejes de deformación
X, Y, Z	direcciones de los tres ejes principales de deformación
F	fuerza
A	área
σ	esfuerzo
σ_1, σ_3	esfuerzos principales máximo y mínimo
t	tiempo
$\dot{\epsilon}$	tasa de deformación o <i>strain rate</i>
ϵ	<i>strain</i>
C	constante pre-exponencial dependiente del material
n	exponente de no-linealidad del esfuerzo
S_{axial}	estiramiento axial
ϵ_{axial}	<i>strain</i> axial
η, η^*	viscosidad, viscosidad efectiva dinámica
τ_m	tiempo de relajación de Maxwell
μ_m, η_m	rigidez y viscosidad de Maxwell
K	módulo de relajación
E_i, η_i	módulo elástico y viscosidad del elemento i -ésimo

R^2	coeficiente de correlación
De	número de Deborah
G	módulo de cizalla elástica longitudinal
$\frac{\sigma_m}{\eta^*}$	valor de esfuerzo teórico
x	valor promedio de la viscosidad efectiva dinámica
	factor de referencia

Capítulo 4

Wk	número de vorticidad cinemática
n	exponente de no-linealidad del esfuerzo
η, η^*	viscosidad, viscosidad efectiva dinámica
R_{XZ}	relación axial entre ejes de deformación
X, Y, Z	direcciones de los tres ejes principales de deformación
F	fuerza
φ_0	ángulo inicial entre anisotropía y eje de máxima extensión X
φ	ángulo entre anisotropía y eje de máxima extensión X
L	longitud de fractura
δ	ángulo entre una fractura y el eje de máxima compresión Z
N	número de fracturas en un intervalo concreto de orientaciones
FI	índice de fracturación
$\dot{\omega}$	tasa de rotación angular
σ_1, σ_3	esfuerzos principales máximo y mínimo
σ_1, σ_1'	esfuerzo principal compresivo a nivel local y a nivel regional
θ	orientación del bisector obtuso entre dos <i>sets</i> de fracturas conjugadas con respecto al eje de máxima compresión Z
η_n, η_s	viscosidades normal y de cizalla
p	presión de fluidos
x, y, z	ejes de un sistema externo de referencia
m, n, s	ejes de un sistema interno de referencia
m	grado de anisotropía
ψ	ángulo de dilatación
ϕ	ángulo de fricción interna
ζ	ángulo entre una fractura y el esfuerzo principal compresivo
σ_n, σ_s	esfuerzos normal y de cizalla

Capítulo 5

φ_0	ángulo inicial entre anisotropía y eje de máxima extensión X
φ	ángulo entre anisotropía y eje de máxima extensión X
x, y	direcciones de los ejes principales de deformación
Wk	número de vorticidad cinemática
τ_{ij}	tensor de esfuerzo desviatorio
$\dot{\epsilon}_{ij}$	tensor de la tasa de deformación

u	velocidad
η, η_0, η_t	viscosidad, viscosidad inicial, viscosidad después de un tiempo t
t, dt	tiempo, incremento de tiempo
\dot{E}	segundo invariante del tensor de la tasa de deformación
n	exponente de no-linealidad de la relación entre esfuerzo y tasa de deformación
B	constante pre-exponencial dependiente del material
J_t	parámetro de <i>hardening</i> general del sistema
H, S	parámetros de <i>hardening</i> y <i>softening</i> dependientes de la tasa de deformación
K	constante de referencia
p, q	exponentes de no-linealidad en la actualización de la viscosidad
$\dot{\epsilon}$	relación entre las tasas de deformación local y general
$\dot{\epsilon}_L, \dot{\epsilon}_B$	tasas de deformación local y general
η_{\max}, η_{\min}	viscosidades máxima y mínima
j	exponente de no-linealidad de <i>hardening</i>
ϵ	<i>strain</i> acumulado
m	grado de anisotropía expresado como contraste de competencia entre capas alternas
$\eta_{a(ref)}, \eta_{b(ref)}$	viscosidades de referencia de capas de alta y baja competencia
x_0, y_0	coordenadas iniciales de cada nodo
d_x, d_y	distancias originales entre nodos en cada eje
γ	<i>shear strain</i>
f, f_{com}, f_{duc}	factores de localización general, de capas inicialmente competentes y de capas inicialmente dúctiles
A, At	área, área total del modelo
A_{com}, A_{duc}	área de capas inicialmente competentes y de capas inicialmente dúctiles
I	segundo invariante del tensor de deformación
Δe	incremento de <i>strain</i>
$\Delta e_{com}, \Delta e_{duc}$	incremento de <i>strain</i> para capas inicialmente competentes y para capas inicialmente dúctiles
σ	esfuerzo equivalente

1

Introducción, objetivos y metodología

1.1. Introducción

Las rocas en la naturaleza se deforman de manera diferente dependiendo de sus propiedades mecánicas, los esfuerzos a los que están sometidas y las condiciones ambientales, como la presión y la temperatura. La inmensa mayoría de estudios sobre la localización de la deformación y la fracturación se centran en la litosfera continental, que es la capa más superficial de la Tierra e incluye a la corteza y a una parte del manto superior. Debido a los movimientos relativos entre placas litosféricas adyacentes, se producen campos de esfuerzos tectónicos que someten a las rocas de la litosfera a deformaciones más o menos intensas. Estos límites de placas pueden presentar movimientos relativos divergentes (dorsales oceánicas), convergentes (colisión o subducción) o de deslizamiento horizontal (a lo largo de grandes fallas transformantes). La composición de la litosfera continental es heterogénea, y su comportamiento mecánico varía entre la superficie y zonas más profundas. En general, las rocas se deforman de manera más frágil en zonas someras, mientras que el aumento de la profundidad implica un incremento de la ductilidad asociado al aumento de temperatura y presión. Parece lógico pensar que exista una zona de transición entre respuestas a la deformación predominantemente frágiles y dúctiles según la profundidad y los tipos de materiales implicados.

El comportamiento mecánico de estas rocas depende de su composición mineralógica, de la microestructura o fábrica, de algunas variables extrínsecas (presión, presión de fluidos, temperatura), de la intensidad de los campos de esfuerzos y de la tasa de deformación (*strain rate*). A partir de los trabajos experimentales desarrollados históricamente se han establecido dos comportamientos principales de las rocas: un comportamiento de cesión frágil y un comportamiento dúctil.

- Comportamiento frágil: se caracteriza por una respuesta inicial elástica de la roca hasta que, llegado a un punto de deformación, se produce una cesión y la roca se fractura frágilmente. Este tipo de comportamiento fue inicialmente definido según el criterio de Mohr-Coulomb (Coulomb, 1776; Mohr, 1900). En la sección 1.3.1 se realiza una revisión detallada de este y otros criterios de fractura.

· Comportamiento dúctil: cuando las presiones son suficientemente elevadas las rocas se deforman mediante un flujo continuo que puede describirse según una ley no-lineal que relaciona el esfuerzo diferencial ($\sigma = (\sigma_1 - \sigma_3)$) con la tasa de deformación ($\dot{\epsilon} = (\partial\epsilon/\partial t)$, donde ϵ es *strain* y t es tiempo) (Kirby, 1985; Carter y Tsenn, 1987) mediante la ecuación:

$$\dot{\epsilon} = A^{(-Q/R.T)} \cdot \sigma^n \quad (1.1)$$

donde A es una constante dependiente del material, Q la energía de activación, R la constante de los gases perfectos, T la temperatura y n es un exponente de no-linealidad. Si el valor del exponente es $n=1$ el fluido es linear o newtoniano. Por el contrario, si n es mayor que 1 entonces presenta un comportamiento no-lineal (Ranalli, 1995). La viscosidad depende tanto del esfuerzo desviatorio como de la tasa de deformación (Weijermars y Schmeling, 1986):

$$\eta = \frac{\sigma}{2 \cdot \dot{\epsilon}} \quad (1.2)$$

En el dominio dúctil las rocas sufren grandes deformaciones plásticas, que son irreversibles.

Además de los comportamientos descritos anteriormente, también es conveniente definir el comportamiento plástico. Muchos materiales no sufren deformación permanente si el esfuerzo aplicado es menor que un esfuerzo característico de cesión (*yield stress*). Sin embargo, si el esfuerzo es igual que el de cesión o superior a él el material sufre deformación permanente. Los materiales que cumplen esta característica presentan un comportamiento plástico. El comportamiento plástico ideal se define asumiendo que no existe deformación en el material si no se ha alcanzado el esfuerzo de cesión y que, durante la deformación, el esfuerzo no supera al esfuerzo de cesión salvo durante la aceleración de la deformación. El esfuerzo del flujo dúctil es constante y se rige por el criterio de Von Mises (Twiss y Moores, 1992).

La transición entre el dominio frágil y el dominio dúctil depende principalmente de la temperatura, la presión, la tasa de deformación (*strain rate*) y de las propiedades mecánicas del material (Fig. 1.1). Esta transición se manifiesta mediante el dominio de los procesos de deformación cristalina que llevan a la formación de foliaciones como

respuesta al campo de deformaciones, pero también por un cambio de orientación de las fracturas con respecto a la dirección del esfuerzo principal de compresión. En el cambio entre un comportamiento frágil y uno dúctil operan tres componentes al mismo tiempo: elasticidad, plasticidad y flujo viscoso, y por eso hablamos de comportamiento elastoviscoplastico.

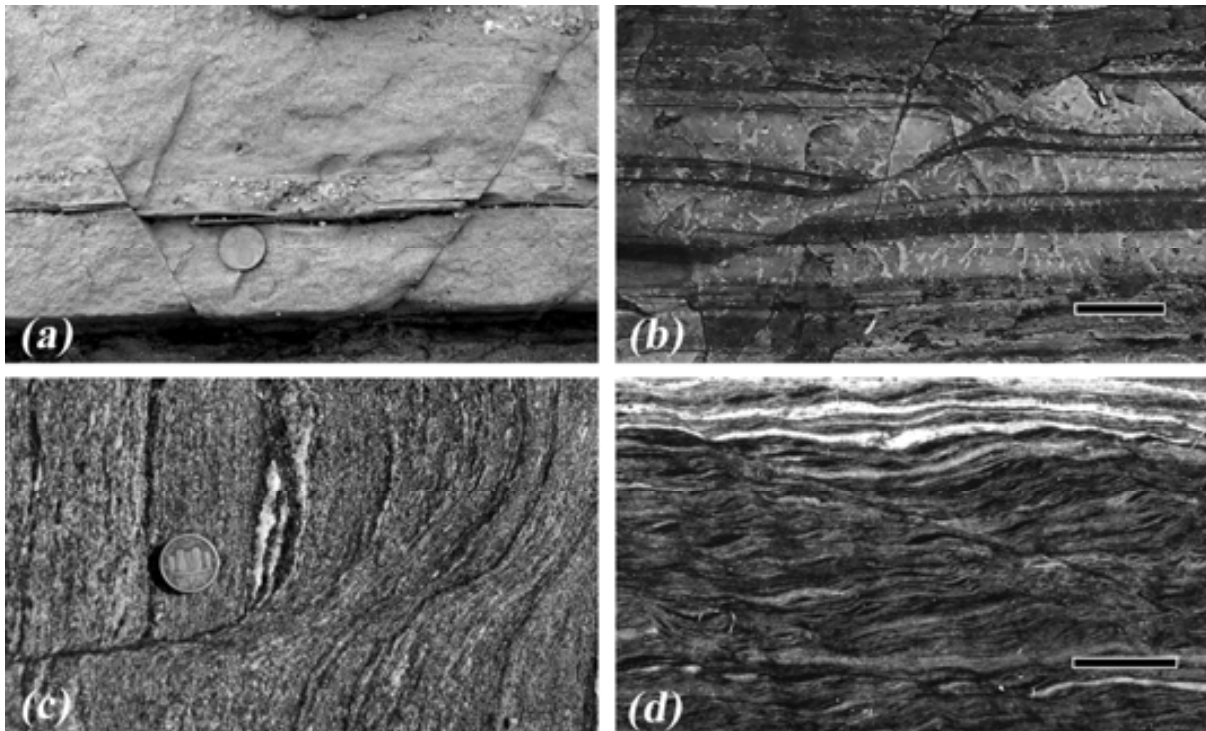


Fig. 1.1. Ejemplos de fracturas en rocas anisótropas con diferente comportamiento mecánico. La respuesta de la roca a la deformación es diferente según sus características físicas y las condiciones de presión, temperatura y presión de fluido en las que se encuentra. (a) Fracturas conjugadas frágiles formadas a poca profundidad en areniscas miocenas; (b) fractura antitética desarrollada en una cuarcita foliada deformada dentro una zona de cizalla Varisca; (c) shear band en un esquistó en facies anfibolíticas en el que se observa un comportamiento mixto frágil-dúctil; (d) conjuntos de *shear bands* de pequeña escala en esquistos miloníticos. La foto (a) pertenece a la fosa Vallès-Penedès (Cordilleras Costero-Catalanas) y las fotos (b-c-d) están tomadas en rocas del Cap de Creus (Pirineos Orientales). Las barras de escala de color negro representan 1 cm. La moneda de 5 €-cent tiene un diámetro de 21 mm.

Desde un punto de vista conceptual se puede entender la localización en materiales elastoviscoplasticos como una competencia entre la tasa externa de carga y la relajación viscosa del material (Hubert-Ferrari et al., 2003). Teóricamente, si el primer proceso es dominante sobre el segundo se producirá un incremento del esfuerzo en el sistema hasta que se alcance el límite de cesión del material. En ese momento comenzará a formarse una red de fracturas que irán propagando y evolucionando con el incremento de la

deformación. En ese caso la deformación impuesta por el campo de esfuerzos se resolverá en bandas de deformación localizada. Por el contrario, si la tasa de flujo viscoso es capaz de acomodar el esfuerzo impuesto no se producirá la nucleación de fracturas de cizalla y en este caso la deformación se distribuirá a lo largo de todo el material, bien de manera homogénea o bien de forma heterogénea.

Además de los factores que controlan la localización y fracturación que se han expuesto anteriormente, la presencia de anisotropía en las rocas es un elemento que juega un papel primordial en la organización espacial de la deformación y la evolución mecánica del medio. Numerosas observaciones y estudios ponen en evidencia que muchas rocas en la naturaleza son anisótropas y, por lo tanto, sus propiedades son diferentes según la dirección del espacio que se considere. Se pueden distinguir tres tipos principales de heterogeneidades direccionales o anisotropía (Peacock y Sanderson, 1992): (1) estratificación (alternancia de materiales con diferentes propiedades mecánicas); (2) anisotropía continua (variaciones direccionales producidas por la orientación preferente de fábricas penetrativas cristalinas debido a procesos deformativos) (Passchier y Trouw, 1996 y referencias allí citadas) y (3) planos discretos de debilidad (planos de menor cohesión) (Bott, 1959; Segall y Pollard, 1983; Sibson, 1985).

La presencia de una anisotropía mecánica (Price y Cosgrove, 1990) puede producir la partición de la cinemática de la deformación (*strain partitioning*; Lister y Williams, 1983). De esta manera el campo de esfuerzos se puede desviar con respecto a la condición externa y, además, la anisotropía puede favorecer la localización al producir una inhomogeneización de los esfuerzos a nivel local. La presencia de una alternancia de materiales con diferente comportamiento mecánico puede producir también la refracción del *strain* entre unas capas y otras (Treagus, 1988). Algunos autores han abordado el estudio de la nucleación y propagación de fracturas en sistemas anisótropos a partir del contraste de competencias entre capas (e.g. Helgeson y Aydin, 1991; Gross, 1993; Schöpfer et al. 2006). Otros trabajos se han concentrado en el estudio de la partición de las componentes cinemáticas y en los contrastes de reología entre los distintos materiales (Davy et al., 1995; Schueller et al., 2005). A pesar de todos estos trabajos, la influencia de la anisotropía en la localización de la deformación y en el desarrollo de sistemas de fracturas no se ha llegado a comprender satisfactoriamente.

No está claro hasta qué punto los planos de anisotropía desvían los campos de esfuerzos a nivel local con respecto a los campos de esfuerzos regionales. Tampoco se comprende correctamente la influencia de la anisotropía en los ángulos con los que se forman las fracturas ni su relación con el carácter no coaxial de la deformación. Los estudios que existen son en general poco sistemáticos y se centran en aspectos muy concretos, como no puede ser de otra manera debido a la alta complejidad del tema de estudio.

En la siguiente sección se revisa someramente el significado de las discontinuidades, como fracturas y *shear bands*, y su relación con el medio en deformación. Posteriormente se expone y relaciona la terminología utilizada por diversos autores para designar a las discontinuidades sobre las que trata este trabajo, como fracturas o *shear bands*. En las secciones siguientes se revisan los criterios más habituales de fracturación para materiales isótropos y las observaciones experimentales de diversos autores en cuanto a la fracturación de materiales anisótropos.

1.2. El carácter de las discontinuidades. Terminología

Reconocer y describir cualitativamente una discontinuidad, como por ejemplo una falla de escala métrica es en general relativamente sencillo a partir de observaciones de campo. Sin embargo, explicar por qué y cómo se produce una discontinuidad a nivel cinemático/mecánico y expresarlo de forma matemática no es algo tan trivial. Conceptualmente, el desarrollo de una discontinuidad se puede entender como un proceso doble de nucleación y amplificación de una inestabilidad (Oliver et al., 2002). El primero de ellos está ligado a una desviación del comportamiento del material. La aplicación de unas condiciones de esfuerzo sobre un material, independientemente del tipo de respuesta mecánica que este produzca, genera inicialmente una distribución homogénea del campo de desplazamientos ($\dot{u}(x,t)$) (Fig. 1.2). Esto se traduce en una distribución inicial homogénea de la deformación instantánea ($\dot{\epsilon}(x,t)$). Si los esfuerzos continúan aumentando, se puede producir una bifurcación de la respuesta mecánica en un tiempo t_B e iniciar un proceso de localización de una discontinuidad con un ancho de banda h . Desde un punto de vista cinemático, esta inestabilidad está asociada a una modificación del campo de desplazamientos y de deformación. Para una condición

instantánea, el campo total de desplazamientos en un punto P será la suma de dos componentes: una ligada a las condiciones de contorno ($\dot{u}(x,t)$) y otra relacionada con la discontinuidad ($[\dot{u}(x,t)]$).

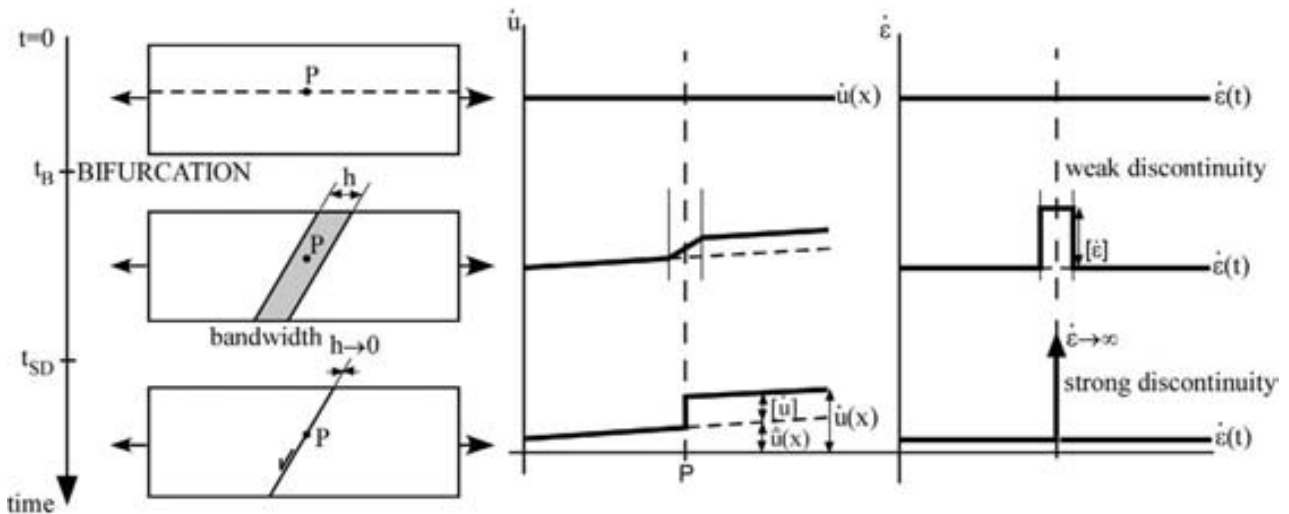


Fig. 1.2. Mecanismo de formación de una discontinuidad. t_B es el tiempo de bifurcación y t_{SD} es el tiempo de colapso de la banda (modificado de Oliver et al., 2002).

Desde este punto de vista, la localización del *strain* se puede definir como un salto en el campo de desplazamiento. Después de un tiempo t_B , el campo de deformación comienza a ser discontinuo en la zona de la inestabilidad y se genera una discontinuidad débil con un ancho de banda h . Si los esfuerzos continúan incrementándose de manera suficiente, al cabo de un cierto tiempo (T_{SD}) la banda de localización puede colapsar en una superficie de ancho de banda cero ($h \rightarrow 0$) de manera que tanto el campo de desplazamiento como el de esfuerzo sean discontinuos a lo largo de esta superficie. Así, según Oliver et al. (2002) se pueden diferenciar dos tipos de discontinuidades: (a) débiles, que se caracterizan por una continuidad en el campo de desplazamientos y una discontinuidad en el campo de deformación, y (b) fuertes, que están ligadas a una discontinuidad tanto en el campo de desplazamiento como en el de deformación. Como se muestra en la Fig. 1.2 existe una transición gradual entre discontinuidades débiles y fuertes, que está relacionada con la progresiva disminución del ancho de banda h asociada al incremento de deformación. Mediante esta transición se puede describir formalmente un proceso de localización y el desarrollo final de una fractura discreta. La velocidad a la que ocurre este proceso depende tanto de las propiedades del material como de factores externos, como la tasa de carga, la temperatura, etc.

Dentro de la literatura de geología estructural existe una gran variedad de términos para denominar a las estructuras relacionadas con bandas de deformación en materiales anisótropos. White (1979) acuñó el término *shear band cleavage* para pequeñas zonas de cizalla que forman un ángulo bajo con la foliación. Berthé et al. (1979) utilizaron la expresión estructuras *S-C (Schistosité – Cisaille)* para denominar también las zonas de cizalla de escala centimétrica y milimétrica, y las subdividieron en los tipos *C* y *C'* según su orientación con respecto al plano de cizalla general. Posteriormente, Passchier (1991) amplió y relacionó la terminología de White (1979) y Berthé et al. (1979). Platt (1980) acuñó el término *extensional crenulation cleavage* para denominar al *shear band cleavage*. En general la terminología de los citados autores ha sido principalmente utilizada para designar a discontinuidades débiles, es decir, con un cierto ancho de banda. Otros autores, como Cobbold et al. (1971) y Cosgrove (1976) utilizaron los términos *pinch-and-swell* (Schwerdtner, 1973; Smith, 1975), *asymmetrical folds*, *asymmetrical internal boudinage* y *kink bands* para designar a discontinuidades aún más débiles utilizando como parámetros de referencia el grado de anisotropía y el ángulo de orientación de la fábrica con respecto a los ejes de deformación.

A partir del término clásico *boudinage* (Lohest, 1909; Cloos, 1947; Ramberg, 1955; Rast, 1956), Platt y Vissers (1980) utilizaron las expresiones *symmetric* y *asymmetric foliation boudinage* para clasificar a las discontinuidades más fuertes (i.e. más discretas) en materiales foliados según su orientación con respecto a la foliación. De esta manera, las simétricas hacen referencia a fracturas de tensión abiertas perpendiculares a la foliación y las asimétricas son fracturas de cizalla oblicuas al plano de anisotropía. Swanson (1992) ideó una clasificación cinemática de fracturas que denominó *fracture boudinage*. Así, las diferenció entre *extensión fracture boudinage* (Waldron et al., 1988) y *shear fracture boudinage* (Bosworth, 1984) según el sentido cinemático de las fracturas con respecto al plano de cizalla general.

Más recientemente, Grasemann y Stüwe (2001) y Passchier (2001) crearon la expresión *flanking structures* para identificar los casos en los que la fábrica planar de una roca se desvía en los márgenes de una discontinuidad (fractura, vena, dique, etc.) como consecuencia de la deformación heterogénea que se produce por el deslizamiento

a lo largo de la discontinuidad. Dentro de esta nomenclatura estos autores diferencian los tipos: *flanking fold* y *flanking shear band*.

A pesar de la extensa terminología y su significado, en esta tesis se ha optado por utilizar las denominaciones más extendidas y clásicas con los significados que se describen a continuación. Cuando se trate de una discontinuidad fuerte y discreta (fractura de modo II; Atkinson, 1987) la denominaremos simplemente fractura o falla de pequeña escala. Si esa misma discontinuidad fuese una fractura de modo I la designaremos como *tension crack* o fractura de tensión. Si la discontinuidad es más débil, y por lo tanto no es totalmente discreta, la identificaremos como *shear band*. Para referirnos a la curvatura de la foliación en el contorno de una fractura hablaremos de *drag fold* (Gayer et al., 1978; Hudleston, 1989). Las estructuras con las que trata este trabajo se pueden definir como discontinuidades fuertes/débiles, altamente no coaxiales, con carácter espacial y temporal breve, dinámicamente complejas, localizadas en zonas de alta deformación y generalmente en un contexto de deformación distribuida (Fig. 1b-d).

1.3. Fracturación

1.3.1. Criterios de fracturación

Históricamente se ha estudiado la fracturación deformando muestras de roca en el laboratorio. Los resultados de estos ensayos experimentales han permitido formular una serie de criterios empíricos de fracturación que predicen el estado máximo de esfuerzos plausible como las orientaciones de las fracturas que se generan (Fig. 1.3). Los criterios de fracturación sirven para determinar si en un material un estado de esfuerzos concreto produce fracturas o no y con qué orientaciones se forman estas con respecto a los ejes principales de esfuerzo. A continuación se presenta un resumen de los criterios de fractura formulados por distintos autores.

Los experimentos en rocas deformadas uniaxialmente demuestran que para cada tipo de material hay un valor de esfuerzo tensional (T_0) a partir del cual en la roca se originan fracturas de tensión. Este valor T_0 se denomina resistencia a la tensión del

material (*tensile strength*). Existe un valor del esfuerzo normal crítico (σ_n^*) a partir del cual se produce la fractura:

$$\sigma_n^* = T_0 \tag{1.3}$$

El criterio es independiente del esfuerzo diferencial y la orientación de la fractura con respecto al esfuerzo de máxima compresión (σ_1) es de 90° .

La génesis y orientación de fracturas de cizalla en medios frágiles y confinados están controladas por el criterio de Mohr-Coulomb (Handin, 1969). La nucleación de las fracturas depende del esfuerzo diferencial ($\sigma_1 - \sigma_3$) y de la presión de confinamiento. El criterio predice que la roca se fracturará por planos en los que se cumple la ecuación:

$$|\sigma_s^*| = C_0 + \mu \cdot \sigma_n \tag{1.4}$$

$$\mu = \tan(\phi) \tag{1.5}$$

donde σ_s^* es el esfuerzo de cizalla crítica, C_0 es la cohesión primaria, μ es el coeficiente de rozamiento interno y ϕ es el ángulo de fricción interna. Las fracturas friccionales de cizalla aparecen en *sets* conjugados que forman un ángulo diedro entre ellos es de 60° - 70° y cuya orientación con respecto al esfuerzo principal de compresión (σ_1) fue definida por Coulomb (1773) como:

$$\zeta_c = 45^\circ - \phi/2 \tag{1.6}$$

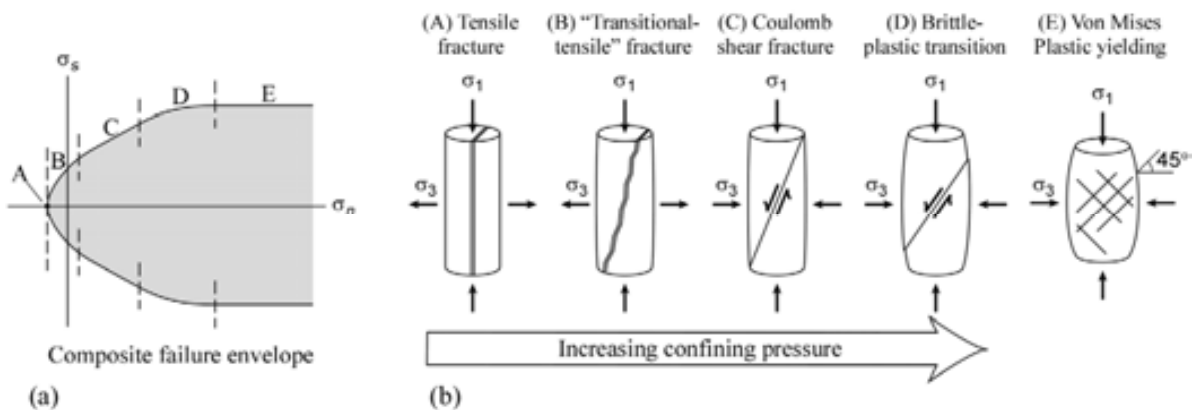


Fig. 1.3. (a) Envolvente compuesta en un diagrama de Mohr en el que las diferentes partes de la envolvente están numeradas con letras; (b) esquemas de los diferentes tipos de geometrías de fracturas que se generan. Gráfico modificado de Van der Pluijm y Marshak (2003).

Para condiciones de contorno altamente no-coaxiales se generan teóricamente dos familias de fracturas que se denominan *Riedel shears* o fracturas de tipo Riedel (Fig. 1.4). Las fracturas tipo *R* son sintéticas con respecto al plano de cizalla, y forman un ángulo de unos 15° con respecto a él. Las cizallas de tipo *R'* son antitéticas y se forman a unos 75° del plano de cizalla. Con el incremento de deformación estas dos familias de fracturas rotan y aparece una nueva, denominada *P*, sintética y orientada a -10° del plano de cizalla. Si la deformación sigue progresando finalmente puede aparecer otro conjunto de fracturas sintéticas con el plano de cizalla y paralelas a él, que se denominan *Y* (Logan et al., 1979). Según estos autores, la nucleación de fracturas de tipo *R* y *R'* se puede explicar mediante el criterio de Mohr-Coulomb. La génesis de las fracturas de tipo *P* estaría relacionada con el mismo criterio, pero aplicado tras la reorientación del campo de esfuerzos a nivel local. Por el contrario, las fracturas de tipo *Y* aparecen probablemente como consecuencia de la respuesta cinemática del material al ser perpendicular a la dirección de máximo gradiente de cizalla.

Como se ha descrito anteriormente, el criterio de Mohr-Coulomb no se puede aplicar en la parte tensional del diagrama de Mohr (partes *A-B* en la Fig. 1.3a). Entre el punto de fracturación tensional perfecta (parte *A* en la Fig. 1.3a) y la zona donde opera el criterio de Mohr-Coulomb (parte *C* en la Fig. 1.3a), las fracturas que se generan en la roca tendrían un movimiento mixto de cizalla y de extensión (parte *B* en la Fig. 1.3a) y son denominadas híbridas. Si continúa aumentando la presión de confinamiento, el ángulo que forman fractura con respecto a σ_1 aumenta progresivamente como consecuencia del descenso de fricción y el incremento de ductilidad. A presiones de confinamiento más altas deja de operar el criterio de Mohr-Coulomb y la fracturación se rige por el criterio de plasticidad de Von Mises (Twiss y Moores, 1992; Pollard y Fletcher, 2005), que predice que en ausencia de fricción, las fracturas de cizalla se forman a un ángulo de 45° con respecto a σ_1 . El criterio de Von Mises se representa en el círculo de Mohr mediante dos líneas paralelas con esfuerzo de cizalla constante (parte *E* en la Fig. 1.3a). Este criterio implica que la deformación frágil comienza en un esfuerzo de cizalla crítico, que se denomina *yield stress* y que es dependiente de la presión de confinamiento. La porción de la curva de Mohr existente entre el criterio de Mohr-Coulomb y el de Von Mises define la transición frágil-dúctil (parte *D* en la Fig. 1.3a).

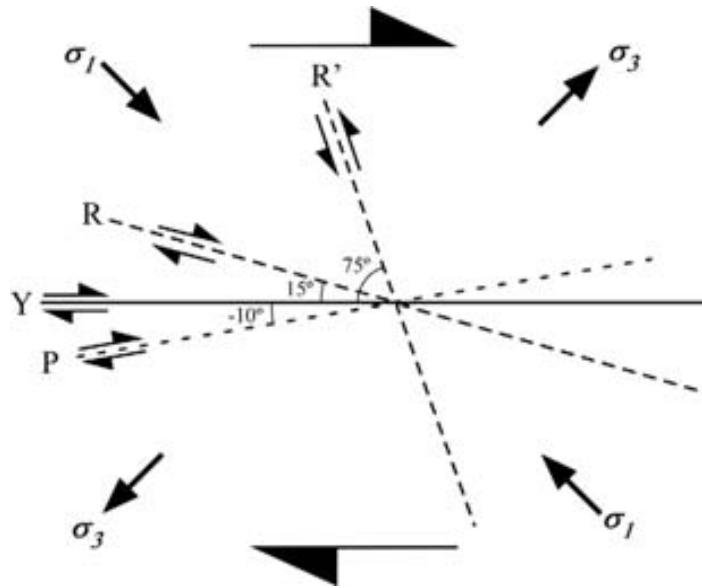


Fig. 1.4. Interpretación de las fracturas de tipo R , R' y P según el criterio de Mohr-Coulomb. También se muestra la orientación de las fracturas de tipo Y . El plano de cizalla es el plano de máximo esfuerzo de cizalla, orientado a 45° del esfuerzo compresivo máximo (σ_1).

Roscoe (1970) definió otro criterio de fractura de cizalla basándose en el ángulo de dilatación (ψ). Esta teoría se basa en la utilización de una ley de flujo plástico asumiendo una relación coaxial entre el tensor esfuerzo y de *strain rate*. El ángulo de nucleación de las fracturas de cizalla que se rigen por este criterio es:

$$\zeta_R = 45^\circ - \psi/2 \quad (1.7)$$

Si el ángulo de dilatación es cero ($\psi = 0^\circ$) quiere decir que el material es incompresible. Por el contrario, si este ángulo es positivo el material sufre una dilatación. Según Poliakov et al. (1994) en rocas reales este ángulo es normalmente menor de 10° .

Issen y Rudnicki (2000) y Mair et al. (2000) describieron la formación de *shear bands* compactivos en materiales granulares en laboratorio con ángulos mayores de 45° con respecto a σ_1 . Esta orientación de fracturas se atribuye a los efectos de la porosidad de la roca y a procesos compactivos. Por este motivo, Borja y Aydin (2004) y Borja (2004) designaron a estas estructuras como *compactive shear bands*, y propusieron un modelo mecánico para explicar su génesis en materiales granulares. Un caso extremo de esta evolución serían las bandas P (Ramsay y Lisle, 2000), con una orientación

perpendicular a σ_1 y ya próximas a los conceptos de clivaje y foliación. La Fig. 1.5 contiene una tabla resumen con los diferentes criterios de fracturas de modos I y II en materiales isótropos.

MODE I-II FRACTURES (in-plane fractures or edge dislocations)



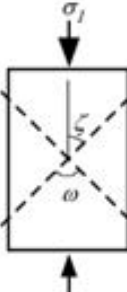
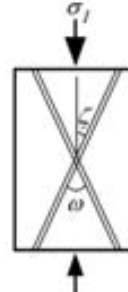
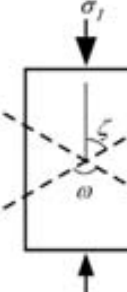
tensile (mode I)	frictional Mohr-Coulomb	maximum shear Von Mises (mode II)	Frictional + Plastic	
			Dilatant (hybrid fractures)	Compactive
$\zeta = 0^\circ$	$\zeta = \pi/4 - \phi/2$ $\omega < 90^\circ$	$\zeta \approx \pi/4$ $\omega = 90^\circ$	$\zeta = \pi/4 - \phi/2 - \psi/2$ $\pi/4 - \phi/2 > \zeta > 0^\circ$ $\psi > 0^\circ$ $\omega < 90^\circ$	$\zeta > \pi/4$ $\psi < 0^\circ$ $\omega > 90^\circ$
				

Fig. 1.5. Tipos de fracturas de modos I y II en materiales isótropos según el ángulo que forman con respecto al esfuerzo principal compresivo (σ_1). ζ es el ángulo entre la fractura y σ_1 , ω es el ángulo diedro entre fracturas de *sets* conjugados, ϕ es el ángulo de fricción interna y ψ es el ángulo de dilatación/compactación.

1.3.2. Localización y fracturación en materiales anisótropos

Los criterios de fractura presentados en la sección 1.3.1. fueron formulados para rocas isótropas, es decir aquellas en las que las propiedades mecánicas son las mismas en todas las direcciones del material. Sin embargo, muchas rocas en la naturaleza son mecánicamente anisótropas, de forma que sus propiedades mecánicas varían en las diferentes direcciones del espacio. Por lo tanto, en rocas anisótropas la orientación de la anisotropía con respecto a los esfuerzos principales tiene una influencia en la mecánica y orientación de las fracturas que se generan (Anderson, 1951; Donath, 1961). En algunos trabajos clásicos ya se estudió la influencia de la estratificación y la anisotropía en la orientación de las fracturas, desde el punto de vista experimental (Donath, 1961; McLamore y Gray, 1967; McGill y Raney, 1970), teórico (Ranalli y Yin, 1990) y de análisis de campo (Peacock y Sanderson, 1992).

Muchos autores estudiaron experimentalmente en los años 60 y 70 la orientación de fracturas en rocas anisótropas frágiles (Paterson, 1978 y referencias allí citadas). Los resultados obtenidos en esos estudios son, en general, similares a los presentados por Donath (1961). Este autor estudió experimentalmente las relaciones entre las orientaciones del clivaje y de fracturas frágiles en pizarras con respecto al esfuerzo principal compresivo (σ_1) (Fig. 1.6). Según este autor, si el plano de anisotropía es paralelo ($\gamma = 0^\circ$) o perpendicular ($\gamma = 90^\circ$) a σ_1 no hay esfuerzo de cizalla en el plano de clivaje porque este es paralelo a uno de los esfuerzos principales. En estas dos situaciones la resistencia de la roca a la fractura es máxima (Fig. 1.6c). Las fracturas en rocas con la anisotropía orientada a $\gamma = 90^\circ$ se forman a un ángulo $\zeta = 30^\circ - 40^\circ$ con respecto a σ_1 , tal y como prevé el criterio de Mohr-Coulomb. Si el ángulo γ es de 0° se pueden formar fracturas a unos 30° de σ_1 , pero también se pueden producir grietas y fracturas subparalelas a σ_1 ($\zeta = 0^\circ - 15^\circ$) (Fig. 1.6b). Para rocas con la anisotropía orientada entre $\gamma = 15^\circ$ y 60° con respecto a σ_1 las fracturas tienden a generarse subparalelas al plano de clivaje. La resistencia a la fractura de cizalla es mínima cuando el plano de anisotropía forma unos 30° con σ_1 , que coincide con el plano preferente de fractura que predice el criterio de Mohr-Coulomb para rocas isotrópicas.

Es posible representar la fracturación en rocas frágiles y anisótropas mediante un círculo de Mohr en el que se incluyen dos criterios de fractura diferentes (Fig. 1.6d): uno relacionado con el desarrollo de nuevas discontinuidades oblicuas a las superficies preexistentes y otro de deslizamiento sobre el plano de debilidad (Twiss y Moores, 1992). Mientras el punto P que representa el estado de esfuerzos en el plano de debilidad se encuentre por debajo de la envolvente de ese plano la roca permanece estable (círculos de Mohr I y II en Fig. 1.6d). Si el punto P se sitúa por encima de esa envolvente la roca se fractura según la orientación de P , aunque existan esfuerzos de cizalla mayores en otros planos de la roca (círculo de Mohr III en la Fig. 1.6d). Hasta que el estado de esfuerzos no sea tangente a la envolvente de Mohr-Coulomb no se formarán fracturas oblicuas al plano de anisotropía.

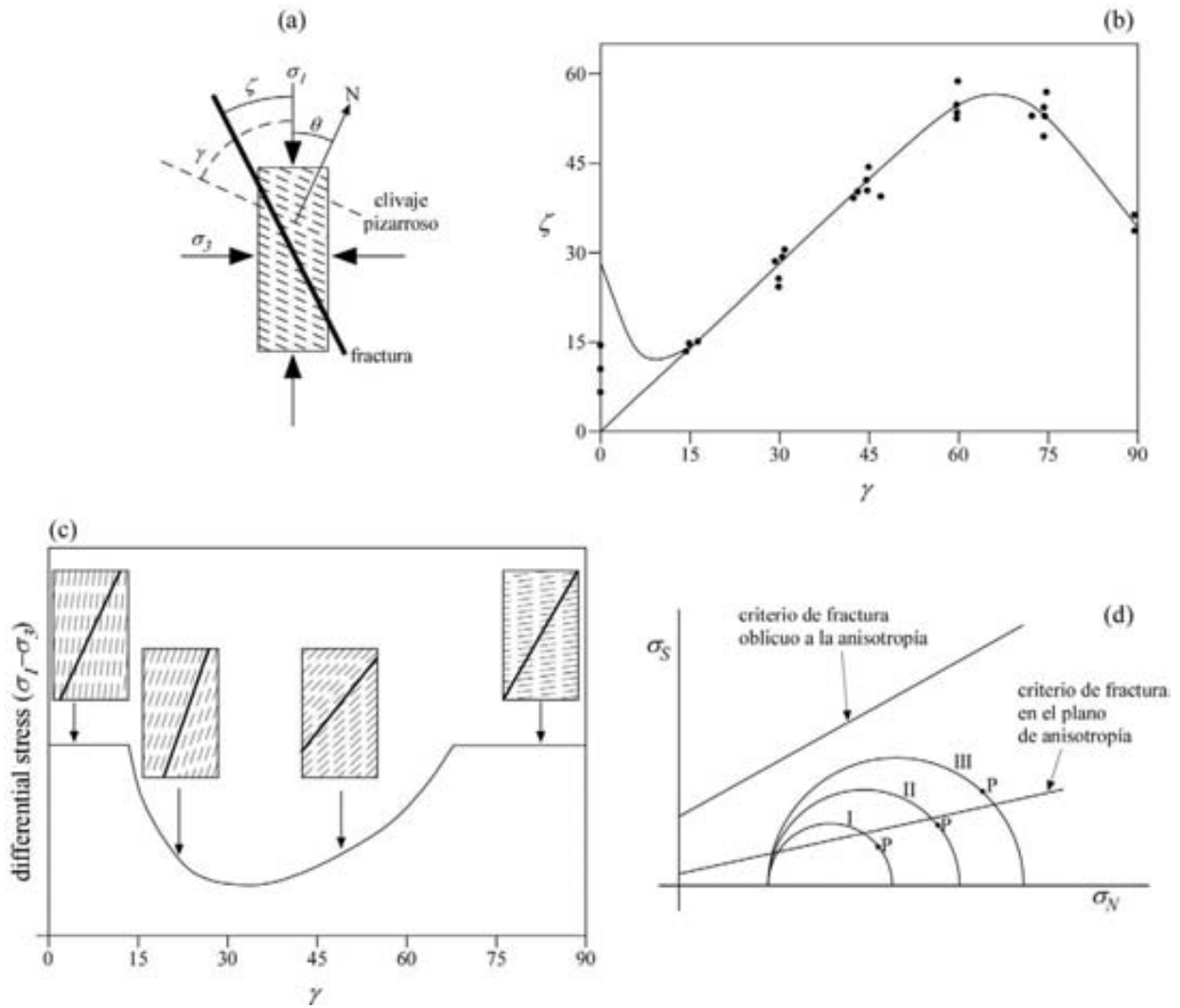


Fig. 1.6. Efecto de la anisotropía en la fracturación frágil. (a) Definición de las relaciones angulares en una roca anisótropa (γ , ζ y θ son los ángulos entre el clivaje, las fracturas y la normal del clivaje N con respecto a σ_1 respectivamente). (b) Variación del ángulo de fractura (ζ) en relación a la orientación del clivaje (γ) en los experimentos de Donath (1961). (c) Variación de la resistencia de la roca en términos del esfuerzo diferencial con la orientación del clivaje (γ). (d) Diagrama de Mohr que muestra los efectos de la anisotropía en la orientación de las fracturas (el plano de anisotropía o debilidad P está orientado a unos 70° de σ_1). σ_n y σ_s son los esfuerzos normal y de cizalla respectivamente. Las figuras (a) y (b) están modificadas de Donath (1961), (b) está creada a partir de Hobbs et al. (1976) y Peacock y Sanderson (1992); (d) está basada en figuras de Paterson (1978) y Peacock y Sanderson (1992).

Las observaciones y conclusiones expuestas anteriormente son válidas para rocas frágiles y con una anisotropía continua. Pero en unas condiciones de presión y temperatura diferentes las rocas pueden comportarse mecánicamente de manera muy diferente. Donath (1961) sugirió que la influencia de la anisotropía en la orientación de las fracturas disminuye al aumentar la presión de confinamiento debido al aumento de

ductilidad en el medio. Este incremento de la ductilidad produce un descenso del esfuerzo de cesión (*yield stress*) de Von Mises generando una disminución de la presión de la transición frágil-dúctil y reduciendo el campo del comportamiento frágil (Twiss y Moores, 1992). Por lo tanto, según esta interpretación, en rocas más dúctiles es lógico que el ángulo entre el esfuerzo principal compresivo σ_1 y los *sets* de fracturas conjugadas sea más alto que en casos friccionales. Algunos trabajos en medios dúctiles y anisótropos presentan situaciones en las que σ_1 bisecta al ángulo obtuso entre conjuntos de fracturas en materiales anisótropos dúctiles (Cobbold et al., 1971; Platt y Vissers, 1980; White et al., 1980; Behrmann, 1987; Hanmer et al., 1996). Por lo tanto, los ángulos entre las fracturas y σ_1 son necesariamente mayores de 45°.

Desde la formulación de la teoría de Biot (Biot; 1965; Price y Cosgrove, 1990 y referencias allí citadas) diversos autores han analizado la influencia de la anisotropía mecánica en la génesis de fracturas, *shear bands* y otros tipos de estructuras. Existen varios trabajos de campo clásicos donde se analiza la génesis de *shear bands* en diferentes contextos (e.g. Casas, 1986; Behrmann, 1987). Otros autores realizaron estudios experimentales en materiales anisótropos dúctiles, como por ejemplo Cobbold et al. (1971); Harris y Cobbold (1984), Williams y Price (1990), Hanmer et al. (1996) o Kidan y Cosgrove (1996). Estos estudios son en general muy cualitativos y no demasiado sistemáticos en cuanto al desarrollo de estas estructuras. Puesto que existen una gran cantidad de variables que no se pueden controlar de manera conjunta, actualmente todavía hay muchas lagunas en el conocimiento de la localización de la deformación y fracturación de materiales anisótropos y dúctiles. Por ejemplo, no se han evaluado suficientemente algunos factores como: el grado y tipo de anisotropía, la orientación de esta con respecto a los ejes de deformación, las desviaciones de los esfuerzos que se producen a nivel local debido a la presencia de la anisotropía, las propiedades mecánicas de los materiales y su respuesta una vez fracturados, la temperatura, la tasa de deformación, la vorticidad, la mecánica de las fracturas y el tipo de fracturas que se generan o la propagación, interacción en redes y aborto de la propagación o actividad de las fracturas. Tampoco existen suficientes herramientas sencillas para determinar y cuantificar la cantidad y el tipo de deformación que experimentan este tipo rocas.

Este estudio pretende contribuir a aclarar y explorar conceptos ampliamente extendidos, pero no suficientemente comprobados, sobre la localización de la deformación y la fracturación asociada en medios dúctiles y mecánicamente anisótropos. A partir de un estudio combinado de trabajo de campo, modelización analógica y simulaciones numéricas se evalúa la influencia de varios parámetros como la orientación y el grado de anisotropía, la vorticidad, las propiedades mecánicas y la tasa de deformación en la localización de la deformación y la fracturación. En este estudio se aportan herramientas para cuantificar las condiciones de deformación (vorticidad cinemática, *strain*) a partir de las fracturas y la foliación, y a predecir las orientaciones de nucleación de las fracturas y su evolución una vez formadas. Asimismo se intenta estimar el grado de anisotropía a partir de la desviación que esta produce en los campos de esfuerzos a nivel local. También se analizan las orientaciones de conjuntos de fracturas o *shear bands* que se forman en medios multicapa en diferentes condiciones de no coaxialidad y se intentan extraer conclusiones útiles a la hora de interpretar el significado de este tipo de estructuras en rocas reales deformadas en la naturaleza.

Algunas de las preguntas abiertas y a las que esta tesis intenta responder son las siguientes:

- En un medio dúctil y anisótropo, ¿cómo afectan la tasa de deformación (*strain rate*) y las propiedades mecánicas del material a la localización de la deformación y la nucleación de fracturas?. ¿Cómo responden mecánicamente distintos tipos de materiales anisótropos a la deformación?.
- ¿Cuál es la influencia del grado de no-linealidad del exponente de esfuerzo (o *strain rate*) en el grado de localización?.
- Cuando se produce localización, ¿con qué orientaciones nuclean las fracturas con respecto a los elementos de anisotropía, los campos de esfuerzos y los ejes de deformación?. ¿Es posible estimar la vorticidad cinemática a partir de las fracturas formadas?.
- ¿Se puede estimar el *strain* finito registrado por una roca mediante la relación entre las fracturas y la foliación alrededor de ellas?.

- ¿Qué influencia tienen el grado de anisotropía y las condiciones de contorno en la localización de la deformación y en las orientaciones de los *sets* de fracturas que se forman?
- ¿Se puede cuantificar la desviación de los campos de esfuerzos a nivel local producida por la presencia de una fuerte anisotropía mecánica?

1.4. Objetivos y metodología

Puesto que resulta imposible abordar esta problemática mediante una sola metodología se ha optado por realizar un estudio combinado de trabajo de campo, modelización experimental con materiales analógicos y simulaciones numéricas. Mediante esta combinación se analiza el problema desde diferentes puntos de vista, aportando herramientas para su estudio y evaluando la influencia de distintos parámetros en la localización de la deformación y la fracturación asociada. La Fig. 1.7 presenta un esquema de la metodología de flujo utilizada, así como un resumen de los objetivos de la tesis.

Para estudiar y entender las estructuras que se generan es necesaria tanto la recogida de datos de campo como el desarrollo de modelos matemáticos y mecánicos que intenten reproducir los hechos principales de la deformación natural y, que al mismo tiempo, puedan ser contrastados a partir de datos de campo (Griera, 2005). La comprensión de la génesis y evolución de las estructuras deformativas no se puede alcanzar tan sólo desde simples descripciones geométricas y aproximaciones cinemáticas. Estas interpretaciones tienen que ser verificadas mediante modelos mecánicos que determinen si son realistas y compatibles con las leyes de la física. Además, los modelos mecánicos y numéricos permiten evaluar la influencia de los diferentes parámetros y factores que juegan en la génesis de estructuras.

Al igual que ocurre en la mayoría de estudios geológicos, este trabajo parte de un análisis de campo. De la observación estructuras naturales en su estadio final y la toma de datos a partir de ellas surgen las principales cuestiones a tratar. Las preguntas se basan en cómo se han generado las estructuras, qué evolución han seguido hasta llegar a

su estadio actual, qué factores han influido en su desarrollo y cuál es su relación con la roca que las alberga.

En la naturaleza tan sólo es posible observar el estadio final de las estructuras, pero no la trayectoria que han seguido hasta su exposición actual. La modelización analógica supone un buen complemento al estudio de campo porque permite visualizar la génesis de las estructuras en todos sus estadios desde el comienzo de la deformación. La ventaja principal de los modelos analógicos reside en su capacidad para generar fracturas, hacerlas crecer y conectarse en redes complejas cuyas propiedades geométricas y estadísticas son similares a las de redes de fracturas naturales (Davy et al., 1995). No obstante, el material experimental no es una roca real pero su escalado mecánico nos permitirá acotar el binomio entre comportamiento mecánico y inestabilidades desarrolladas. Además este tipo de experimentación permite realizar interpretaciones tanto cualitativas como cuantitativas y abordar el problema desde un punto de vista mecánico. No obstante, la gran cantidad de grados de libertad no controlados en el sistema es una desventaja que debe ser tenida en cuenta a la hora de realizar interpretaciones.

El diseño y análisis de simulaciones numéricas es una herramienta muy útil para llevar a cabo estudios mecánicos y cuantitativos de la génesis y evolución de estructuras. La principal ventaja de la modelización numérica es que permite sistematizar las soluciones con respecto a los parámetros de estudio, aunque el medio tratado no sea real, sino virtual. El número de grados de libertad que se utiliza en esta técnica es limitado y controlable, de manera que es más factible analizar el impacto de los distintos parámetros en la evolución del sistema.

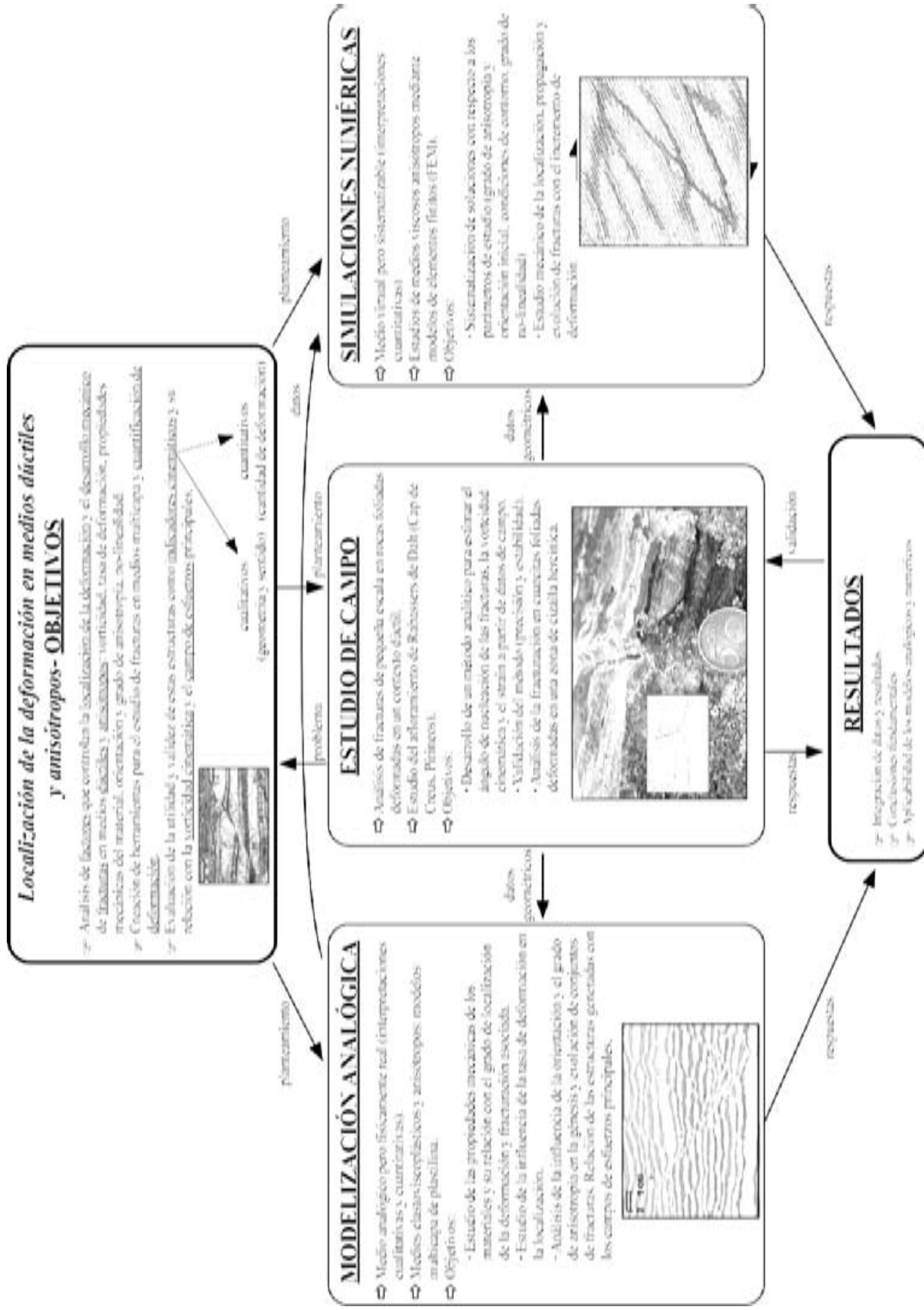


Fig. 1.7. Esquema de la metodología utilizada en este trabajo. A partir de la definición de los objetivos iniciales se ha realizado una combinación de estudio de campo, modelización analógica y simulaciones numéricas. Finalmente se integran los resultados y se evalúa la aplicabilidad de los resultados en el análisis de estructuras reales.

1.5. Organización de la tesis

A la hora de abordar el tema de estudio se ha optado por realizar cuatro estudios independientes pero relacionados entre que permiten analizar las cuestiones desde diferentes puntos de vista.

Puesto que esta tesis se enfoca desde una perspectiva geológica, el primer capítulo que se presenta es el estudio de un caso de campo. De esta manera se parte de un problema real a partir del cual se deriva el resto de apartados. De esta manera, el capítulo 2 presenta un estudio de la nucleación y evolución de fracturas de cizalla a escala centimétrica en un material anisótropo y su relación con el medio que está en deformación. Este trabajo describe un método analítico sencillo para calcular el ángulo inicial que forman las fracturas con respecto a la foliación, la vorticidad cinemática del medio en deformación (Means et al., 1980) y la deformación interna o *strain* mínimo que ha alcanzado la roca desde la nucleación de las primeras fracturas. Para comprobar su validez y precisión el método se aplica tanto a modelos analógicos como a una serie de simulaciones numéricas de elementos finitos. Finalmente el modelo se utiliza para analizar la deformación de una zona de cizalla del macizo Varisco de Cap de Creus (Girona, España) a partir de *shear bands* antitéticos contenidos en una capa de cuarcitas. Este capítulo está publicado como artículo en la revista *Journal of Structural Geology* (Gomez-Rivas et al., 2007).

El capítulo 3 presenta un estudio experimental de la localización de la deformación en materiales multicapa utilizando modelos de plastilina. En este apartado se analiza la influencia de la tasa de deformación (*strain rate*) y de las propiedades mecánicas de los materiales en el grado de localización/distribución de la deformación para unas condiciones de contorno de cizalla pura. Con el objetivo de realizar un estudio mecánico y correctamente escalado, en primer lugar se estudian en profundidad las propiedades mecánicas de los materiales analógicos y se relacionan con la evolución que registran los modelos. Se analizan dos series de experimentos: en una de ellas se utilizan tres modelos de un mismo material a los que se aplica diferentes tasas de deformación, y en la otra se fija una tasa constante y se varían las propiedades mecánicas de los materiales. En ambas series se obtiene una transición entre sistemas donde la deformación se

distribuye a lo largo del material a otros sistemas cuya deformación está controlada por redes de fracturas.

En el capítulo 4 se analiza experimentalmente la influencia de la orientación de la anisotropía con respecto a los ejes de deformación en la nucleación de fracturas de cizalla y su evolución con el incremento de la deformación. Utilizando una metodología similar a la del capítulo 3 se deforman en condiciones de cizalla pura una serie de modelos analógicos de plastilina en los que se hace variar el ángulo entre la anisotropía y los ejes de deformación. Se analizan los *sets* de fracturas o *shear bands* que se generan, su relación con los campos de esfuerzos y el grado de anisotropía y su evolución con el incremento de la deformación.

El capítulo 5 presenta un nuevo método numérico para estudiar la localización de la deformación en medios viscosos y anisótropos bidimensionales. Este apartado pretende complementar a los capítulos 3 y 4 utilizando una metodología diferente. Así, este método numérico combina una reología viscosa dependiente del *strain* con un proceso no-lineal de actualización de la viscosidad que es función del *strain rate* y de la acumulación de deformación en el material. Las simulaciones que se muestran permiten predecir la evolución mecánica y estructural de sistemas donde la anisotropía se define mediante el contraste de competencia entre capas alternas. Este método se aplica a todo un rango de simulaciones en las que se varía el grado de anisotropía, la orientación de las capas con respecto a los ejes de deformación, las condiciones de contorno y el grado de no-linealidad de la función de actualización de la viscosidad. Los resultados muestran una transición entre sistemas de deformación distribuida y sistemas de deformación altamente localizada. En estas simulaciones se generan sistemas de *shear bands* cuyas orientaciones y evolución se analizan en profundidad.

Finalmente, en el capítulo 6 se realiza una síntesis de las principales conclusiones obtenidas. Además se discuten las relaciones entre los resultados de los diferentes capítulos y sus principales implicaciones.

1.6. Bibliografía

- Anderson, E. M. 1951. The dynamics of faulting. Oliver and Boyd, Edinburgh.
- Atkinson, B. K. 1987. Introduction to fracture mechanics and its geophysical applications. In: Fracture mechanics of rock (edited by Atkinson, B. K.). Academic Press, San Diego (CA), 1-26.
- Behrmann, J. H. 1987. A precautionary note on shear bands as kinematic indicators. In: Shear Criteria in Rocks. Journal of Structural Geology 9(5-6) (edited by Cobbold, P. R., Gapais, D., Means, W. D. y Treagus, S. H.). Pergamon, Oxford-New York, 659-666.
- Berthé, D., Choukroune, P. y Gapais, D. 1979. Orientations préférentielles du quartz et orthogneissification progressive en régime cisailant: l'exemple du cisaillement sudarmoricain. Bulletin de Minéralogie 102, 265-272.
- Biot, M. A. 1965. Mechanics of incremental deformations. Wiley, New York.
- Borja, R. I. 2004. Computational modeling of deformation bands in granular media. II. Numerical simulations. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 193(27-29), 2699-2718.
- Borja, R. I. y Aydin, A. 2004. Computational modeling of deformation bands in granular media. I. Geological and mathematical framework. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 193(27-29), 2667-2698.
- Bosworth, W. 1984. The Relative Roles of Boudinage and Structural Slicing in the Disruption of Layered Rock Sequences. Journal of Geology 92(4), 447-456.
- Bott, M. H. P. 1959. The mechanics of oblique slip faulting. Geological Magazine 96(2), 109-117.
- Carter, N. L. y Tsenn, M. C. 1987. Flow properties of continental lithosphere. Tectonophysics 136(1-2), 27-63.
- Casas, J.-M. 1986. Shear bands and related extensional structures in a mylonitized quartz dyke. Journal of Structural Geology 8(6), 693-699.
- Cloos, H. 1947. Boudinage. Trans. Am. geophys. Un. 28, 626-632.
- Cobbold, P. R., Cosgrove, J. W. y Summers, J. M. 1971. Development of Internal Structures in Deformed Anisotropic Rocks. Tectonophysics 12(1), 23-53.
- Cosgrove, J. W. 1976. The formation of crenulation cleavage. Journal of the Geological Society of London 132, 155-178.

- Coulomb, C. A. 1776. Sur une application des règles de maximis et de minimis à quelques problèms de statique, rellifs à l'architecture. Acad. Roy. des Sciences Mémoires de math. et de physique 7(343-382).
- Davy, P., Hansen, A., Bonnet, E. y Zhang, S. Z. 1995. Localization and fault growth in layered brittle-ductile systems: Implications for deformations of the continental litosphere. *Journal of Geophysical Research* 100, 6281-6294.
- Donath, F. A. 1961. Experimental study of shear failure in anisotropic rocks. *Geological Society of America Bulletin* 72, 985-990.
- Gayer, R. A., Powell, D. B. y Stephen, R. 1978. Deformation against metadolerite dykes in the Caledonides of Finnmark, Norway. *Tectonophysics* 46, 99-115.
- Gomez-Rivas, E., Bons, P. D., Griera, A., Carreras, J., Druguet, E. y Evans, L. 2007. Strain and vorticity analysis using small-scale faults and associated drag folds. *Journal of Structural Geology* 29, 1882-1899.
- Grasemann, B. y Stuwe, K. 2001. The development of flanking folds during simple shear and their use as kinematic indicators. *Journal of Structural Geology* 23(4), 715-724.
- Griera, A. 2005. Estructures tectòniques i la seva relació amb la vorticitat cinemàtica: casos reals i models, Unpublished PhD thesis. Universitat Autònoma de Barcelona.
- Gross, M. R. 1993. The origin and spacing of cross joints: examples from the Monterey Formation, Santa Barbara Coastline, California. *Journal of Structural Geology* 15(6), 737-751.
- Handin, J. 1969. On the Coulomb–Mohr failure criterion. *Journal of Geophysical Research* 74, 5343-5348.
- Hanmer, S., Corrigan, D. y Ganas, A. 1996. Orientation of nucleating faults in anisotropic media: insights from three-dimensional deformation experiments. *Tectonophysics* 267, 275-290.
- Harris, L. B. y Cobbold, P. R. 1984. Development of Conjugate Shear Bands During Bulk Simple Shearing. *Journal of Structural Geology* 7, 37-44.
- Hegelson, D. E. y Aydin, A. 1991. Characteristics of joints propagation across layers interfaces in sedimentary rocks. *Journal of Structural Geology* 13, 897-911.
- Hobbs, B. E., Means, W. D. y Williams, P. F. 1976. *An Outline of Structural Geology*. John Wiley, New York.

- Hubert-Ferrari, A., King, G., Manighetti, I., Armijo, R., Meyer, B. y Tapponnier, P. 2003. Long-term elasticity in the continental lithosphere; modelling the Aden Ridge propagation and the Anatolian extrusion process. *Geophysical Journal International* 153(1), 111-132.
- Hudleston, P. J. 1989. The association of folds and veins in shear zones. *Journal of Structural Geology* 11, 949-957.
- Issen, K. A. y Rudnicki, J. W. 2000. Conditions for compaction bands in porous rock. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 105(B9), 21529-21536.
- Kidan, T. W. y Cosgrove, J. W. 1996. The deformation of multilayers by layer normal compression; An experimental investigation. *Journal of Structural Geology* 18, 461-474.
- Kirby, S. H. 1985. Rock mechanics observations pertinent to the rheology of the continental lithosphere and the localization of strain along shear zones. *Tectonophysics* 119(1-4), 1-27.
- Lister, G. S. y Williams, P. F. 1983. The partitioning of deformation in flowing rock masses. *Tectonophysics* 92(1-3), 1-33.
- Logan, J. M., Friedman, M., Higgs, N. G., Dengo, C. y Shimamoto, T. 1979. Experimental studies of simulated gouge and their application to studies of natural fault gouge. In: *Proc. Conf. VIII, Analysis of Actual Fault Zones in Bedrock*. U.S. Geol. Surv. Open-file Rep., 305-340.
- Lohest, M. 1909. De l'origine des veines et des géodes des terrains primaires de Belgique. *Ann. Soc. géol. Belg.* 36(B), 275-282.
- Mair, K., Main, I. y Elphick, S. 2000. Sequential growth of deformation bands in the laboratory. *Journal of Structural Geology* 22, 25-42.
- McGill, G. E. y Raney, J. A. 1970. Experimental study of faulting in an anisotropic, inhomogeneous dolomitic limestone. *Geological Society of America Bulletin* 81(10), 2949-2958.
- McLamore, R. y Gray, K. E. 1967. The mechanical behavior of anisotropic sedimentary rocks. *Journal of Engineering for Industry (Transactions of the American Society of Mechanical Engineering)* 89, 62-73.
- Means, W. D., Hobbs, B. E., Lister, G. S. y Williams, P. F. 1980. Vorticity and non-coaxiality in progressive deformations. *Journal of Structural Geology* 2(3), 371-378.

- Mohr, O. 1900. Welch Umstände bedingen die Elastizitätsgrenze und den Bruch eines Materials? *Zeitschrift Verein Deutsch Ingenieur* 44, 1524-1530.
- Oliver, J., Huespe, A., Pulido, M. y Chaves, E. 2002. From continuum mechanics to fracture mechanics: the strong discontinuity approach. *Engineering Fracture Mechanics* 69, 113-136.
- Passchier, C. W. 1991. Geometric Constraints on the Development of Shear Bands in Rocks. *Geologie En Mijnbouw* 70(2), 203-211.
- Passchier, C. W. 2001. Flanking structures. *Journal of Structural Geology* 23(6-7), 951-962.
- Passchier, C. W. y Trouw, R. A. J. 1996. *Microtectonics*. Springer, Berlin.
- Paterson, M. S. 1978. *Experimental rock deformation - The brittle field*. Springer-Verlag.
- Peacock, D. C. P. y Sanderson, D. J. 1992. Effects of layering and anisotropy on fault geometry. *Journal of the Geological Society of London* 149(5), 793-802.
- Platt, J. P. 1979. Extensional Crenulation Cleavage. *Journal of Structural Geology* 1(1), 95-96.
- Platt, J. P. y Vissers, R. L. M. 1980. Extensional Structures in Anisotropic Rocks. *Journal of Structural Geology* 2(4), 397-410.
- Poliakov, A. B., Herrmann, H. J., Podladchikov, Y. Y. y Roux, S. 1994. Fractal plastic shear bands. *Fractals* 2, 567-581.
- Pollard, D. D. y Fletcher, R. C. 2005. *Fundamentals of Structural Geology*. Cambridge University Press.
- Price, N. J. y Cosgrove, J. W. 1990. *Analysis of Geological Structures*. Cambridge University Press.
- Ramberg, H. 1955. Natural and Experimental Boudinage and Pinch-and-Swell Structures. *Journal of Geology* 63(6), 512-526.
- Ramsay, J. G. y Lisle, R. J. 2000. *The techniques of modern structural geology, volume 3: Applications of continuum mechanics in structural geology*. Academic Press, London.
- Ranalli, G. 1995. *Rheology of the Earth*. Chapman y Hall, London.
- Ranalli, G. y Yin, Z. M. 1990. Critical stress difference and orientation of faults in rocks with strength anisotropies: the two-dimensional case. *Journal of Structural Geology* 12(8), 1067-1071.
- Rast, N. 1956. The origin and significance of boudinage. *Geol. Mag.* 93, 401-408.

- Roscoe, K. H. 1970. The influence of strains in soil mechanics. *Géotechnique* 20, 129-170.
- Schopfer, M. P. J., Childs, C. y Walsh, J. J. 2006. Localisation of normal faults in multilayer sequences. *Journal of Structural Geology* 28(5), 816-833.
- Schwerdtner, W. M. 1973. Scale Problem in Paleo-Strain Analysis. *Tectonophysics* 16(1-2), 47-54.
- Segall, P. y Pollard, D. D. 1983. Nucleation and growth of strike slip faults in granite. *Journal of Geophysical Research* 88(B1), 555-568.
- Sibson, R. H. 1985. A note on fault reactivation. *Journal of Structural Geology* 7, 751-754.
- Schueller, S., Gueydan, F. y Davy, P. 2005. Brittle-ductile coupling: Role of ductile viscosity on brittle fracturing. *Geophysical Research Letters* 32, L10308, doi:10.1029/2004GL022272.
- Smith, R. B. 1975. Unified theory of the onset of folding, boudinage and mullion structure. *Geol. Soc. Am. Bull.* 86, 1601-1609.
- Swanson, M. T. 1992. Late Acadian Alleghanian Transpressional Deformation - Evidence from Asymmetric Boudinage in the Casco Bay Area, Coastal Maine. *Journal of Structural Geology* 14(3), 323-341.
- Treagus, S. H. 1998. Strain refraction in layered systems. *Journal of Structural Geology* 10, 517-527.
- Twiss, R. J. y Moores, E. M. 1992. *Structural Geology*. W.H. Freeman and Company, New York.
- van der Pluijm, B. A. y Marshak, S. 2003. *Earth Structure - An Introduction to Structural Geology and Tectonics* (2nd edition). WW. Norton.
- Waldron, J. W. F., Turner, D. y Stevens, K. M. 1988. Stratal disruption and development of mélangé, Western Newfoundland: effect of high fluid pressure in an accretionary terrain during ophiolite emplacement. *Journal of Structural Geology* 10(8), 861-873.
- Weijermars, R. y Schmeling, H. 1986. Scaling of Newtonian and non-Newtonian fluid dynamics without inertia for quantitative modelling of rock flow due to gravity (including the concept of rheological similarity). *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 43(4), 316-330.

- White, S. 1979. Large Strain Deformation - Report on a Tectonic Studies Group Discussion Meeting Held at Imperial-College, London on 14 November 1979. *Journal of Structural Geology* 1(4), 333-339.
- Williams, P. F. y Price, G. P. 1990. Origin of Kinkbands and Shear-Band Cleavage in Shear Zones - an Experimental-Study. *Journal of Structural Geology* 12, 145-164.

2

Strain and vorticity analysis using small-scale faults and associated drag folds

This chapter has been published in:

Gomez-Rivas, E., Bons, P. D., Griera, A., Carreras, J., Druguet, E. and Evans, L. 2007. Strain and vorticity analysis using small-scale faults and associated drag folds. *Journal of Structural Geology* 29, 1882-1899.

Abstract

Small-scale faults with associated drag folds in brittle-ductile rocks can retain detailed information on the kinematics and amount of deformation the host rock experienced. Measured fault orientation (α), drag angle (β) and the ratio of the thickness of deflected layers at the fault (L) and further away (T) can be compared with α , β and L/T values that are calculated with a simple analytical model. Using graphs or a numerical best-fit routine, one can then determine the kinematic vorticity number and initial fault orientation that best fits the data. The proposed method was successfully tested on both analogue experiments and numerical simulations with BASIL. Using this method, a kinematic vorticity number of one (dextral simple shear) and a minimum finite strain of 2.5 to 3.8 was obtained for a population of antithetic faults with associated drag folds in a case study area at Mas Rabassers de Dalt on Cap de Creus in the Variscan of the easternmost Pyrenees, Spain.

2.1. Introduction

One of the aims of structural geology is to determine and quantify the amount and type of deformation that rocks experienced. For this structural geologist use a variety of structures that record deformation, such as folds, boudins, veins, etc. (e.g. Ramsay and Huber, 1983). In this paper we propose a new method to determine finite strain and the kinematics of deformation using isolated, discrete small-scale faults and their associated drag folds.

Slip along a fault will cause heterogeneous deformation in the vicinity of the fault. Drag folds are the usual result in foliated rocks. Recently, much attention has been given to small-scale faults and their associated drag folds in mostly ductile rocks (Passchier, 2001; Grasemann and Stuwe, 2001; Grasemann et al., 2003; Exner et al., 2004; Grasemann et al., 2005; Wiesmayr and Grasemann, 2005; Coelho et al., 2005; Kocher and Mancktelow, 2006). In the modern literature, these structures were first described by Gayer et al. (1978) and Hudleston (1989). These structures were later dubbed "flanking folds" or "flanking structures" by Passchier (2001), who used this term for a variety of structures apart from fault-related drag folds. Instead of this new terminology, we prefer to use well-known and long-used terms: faults and drag folds.

The aforementioned authors described a range of drag fold structures and proposed a number of classification schemes. Basically, an isolated fault with its associated drag folds falls into one of four categories by the combination of two parameters: fault movement is antithetic (a-type of Grasemann et al., 2003) or synthetic (s-type) with regard to the far-field sense of shear, and drag folds are normal or reverse with regard to the slip along the fault. Of these four, the antithetic reverse-drag category is the most common for isolated faults. The fact that reverse drag is common is to be expected for isolated faults in an otherwise homogeneously deforming medium. A straight foliation element (layering, cleavage) that is cut by the fault will remain on a single straight plane away from the fault, whereas close to the fault, it is bent by the fault movement (Fig. 2.1a). Both synthetic and antithetic faults will therefore initially develop reverse-drag folds. However, Exner et al. (2004) showed that the slip direction may change at a high strain and reverse drag folds then become normal drag folds.

An isolated, discrete fault will typically develop drag folds with a constant sign of curvature. In a ductile shear band (i.e. minor shear zone) the foliation is not cut by a fault, but can be traced continuously through the shear band (Fig. 2.1b). This implies that there is an inflexion point where curvature changes sign (Coelho et al., 2005). This produces shear-band type structures in the terminology of Wiesmayr and Grasemann (2005). However, these structures still exhibit the same reverse or normal drag on a larger scale than the deflection caused by the localised shearing within the shear band. These reverse-drag folds can usually not be discerned when shear band spacing is on the same scale as the reverse drag folds.

Despite the several field studies (Gayer et al., 1978; Druguet et al., 1997; Harris, 2003), as well as numerical (Grasemann and Stüwe, 2001; Grasemann et al., 2003; Grasemann et al., 2005; Wiesmeyer and Grasemann, 2005; Coelho et al., 2005; Kocher and Mancktelow, 2006) and experimental simulations (Hudleston, 1989; Odonne, 1990; Koyi and Skelton, 2001; Harris et al., 2002; Exner et al., 2004; Kocher and Mancktelow, 2006) of drag fold structures, so far only Kocher and Mancktelow (2005) proposed a way to use these structures to quantify the finite strain and kinematics of deformation. They employed the analytical solution of Schmid and Podladchikov (2003) for the deformation field along an isolated fault that itself is passively deformed

by the applied bulk flow. Their method is essentially applying the reverse model strain field to straighten out the foliation. Since bulk deformation kinematics and finite strain are not known *a priori*, a range of finite strains and vorticities are applied and the one that best straightens the foliation is chosen as the solution. The advantage of the method is that a single structure can be used to determine the vorticity of deformation, the finite strain since formation of the fault, and the original orientation of the fault relative to the foliation. A disadvantage is that appropriate software is needed.

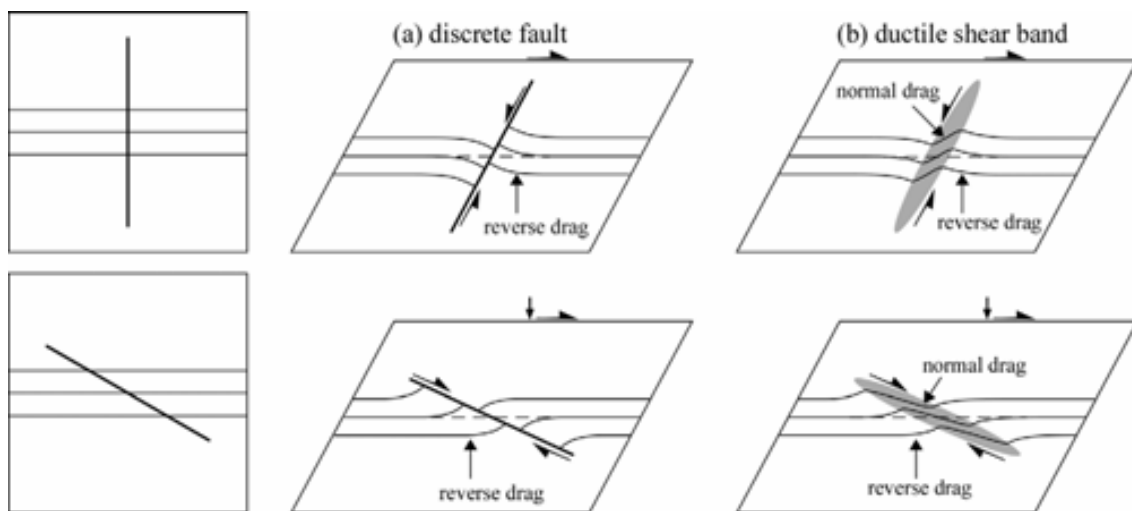


Fig. 2.1. Schematic illustration of the formation of reverse-drag folds adjacent to (a) isolated faults and (b) shear bands in a general shear field ($Wk=0.64$) that is homogeneous far away from the fault/shear band. In case of a ductile shear band, normal drag is found within the shear band, in addition to reverse drag away from the shear band. The same applies to antithetic movement (top) and to synthetic movement (bottom). Left column shows the geometry before deformation.

In this paper we propose a similar method to determine these three parameters. The advantage of our proposed method is that the method does not necessarily require a computer. Instead, charts can be used, which means the method can easily be applied in the field. However, a more accurate determination can only be achieved numerically, as is described in this paper. A disadvantage is that multiple fault-drag fold structures are needed at different stages of development (finite strain since formation). This study is based on a population of drag fold structures in deformed quartzites from Mas Rabassers de Dalt on the Cap de Creus Peninsula in north-eastern Spain (Fig. 2.2). These structures and their setting will be described first to provide the background for the method that is described in the subsequent sections.

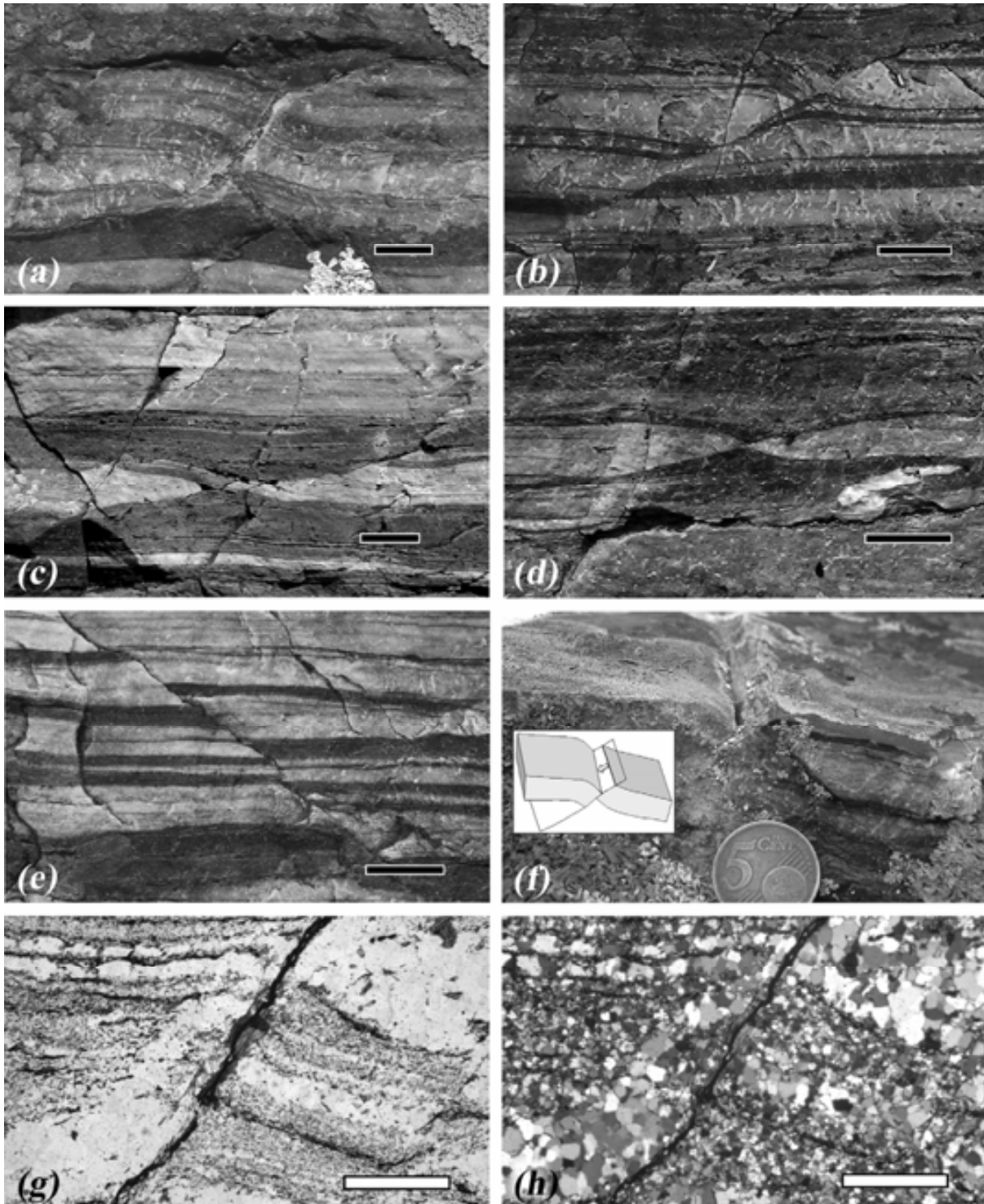


Fig. 2.2. Drag fold structures in the banded quartzite at Mas Rabassers de Dalt, Cap de Creus, Spain. Sense of shear is top (east) to the right. (a-d) Antithetic faults with reverse-drag folds at different stages of development. (e) One of the rare synthetic faults. (f) Photograph and sketch showing that in the third dimension the faults are straight and extend further than their length perpendicular to the banding. (g) Plane-polarised light micrograph of an antithetic fault. Variations in the content of graphite and mica particles form the dark and light bands. (h) Same image in cross-polarised light. Quartz grain size is largest in clean quartz. All images looking onto the surface perpendicular to the foliation and faults. Black scale bars 10 mm, white scale bars 0.5 mm, \varnothing of 5 €-cent coin is 21 mm.

2.2. Examples from the Rabassers quartzite

2.2.1. Regional setting of the Mas Rabassers de Dalt locality

The Cap de Creus Peninsula is the easternmost outcrop of the Variscan basement exposed along the Axial Zone of the Pyrenees (Barnolas and Chiron, 1996; Carreras, 2001). The dominant lithology in the area of interest near the ruin of Mas Rabassers de Dalt (UTM 31N 0523100, 4685200, Fig. 2.3) is a monotonous series of amphibolite-facies meta-turbidites (Druguet, 1997; 2001). The rocks experienced multiple deformation phases during the Variscan Orogeny (Druguet, 1997; Druguet, 2001; Bons et al., 2004). Some quartzite beds, ranging from a few tens of centimetres to a few metres in thickness, are intercalated in the meta-turbidites. They form the only marker horizons that can be traced over distances of up to a few hundred metres. All the drag fold structures discussed in this paper were found in one such bed, which has a distinct black-and-white cm-scale banding (Fig. 2.2). The banding is layer-parallel and therefore assumed to be original sedimentary layering. The colour difference is a result of different amounts of graphite and other impurities, which also results in a difference in grain size between the layers (Fig. 2.2g-h). There are no indications for any significant differences in rheological properties between the dark and light bands (no cusped-lobate structures, buckle folds in specific layers, etc.).

Near Mas Rabassers de Dalt, the quartzite and S_1 layer-parallel foliation (S_{01}) are affected by two more folding events (D_2 and D_3), resulting in a complex exposure pattern (Druguet, 1997). Pegmatites that intruded during peak-metamorphic conditions (Druguet and Hutton, 1998) are only affected by retrograde D_3 folding and shearing. The regional trend of the S_{01} main foliation is NW-SE, when not affected by D_3 shearing. A broad zone of dextral NW-SE-trending D_3 shearing rotated S_{01} towards the NE-SW trend that dominates in the area shown in figure 2.3. The curvature of the quartzite layer and the S_{01} foliation is due to decametric folds predating the shearing event that can be recognized from the structural map. Localisation of the shearing led to the formation of a number of narrower (≥ 10 m) shear zones with distinctly elevated shear strain. Although the superposition of three deformation events makes it difficult to interpret the map pattern at Mas Rabassers de Dalt (Fig. 2.3), extensive mapping at the site and the region has unambiguously established the dextral nature of the D_3 shearing

and associated folding (Carreras and Casas, 1987; Carreras, 2001; Carreras et al., 2005; Fousseis et al., 2006).

2.2.2. Drag fold structures

The discrete faults with drag folds are mainly found in the refolded quartzite bed. Within that bed they only occur in sections of the bed that run roughly parallel to the D_3 shear zones. This suggests that they formed during D_3 dextral shearing and not during earlier deformation events. Almost all (localities A-F in Fig. 2.3) occur in the western limb of a D_2 -fold, of which the hinge is skirted by one of the zones of most intense localised shearing.

The drag folds form at cm-scale, steeply plunging faults, best seen on gently dipping outcrop surfaces. Almost all drag folds are reverse. Faults with the least offset relative to their length are almost perpendicular to the banding in the quartzite (Fig 2.2a). More evolved structures make an increasingly smaller angle with the banding, suggesting the structures progressively rotated clockwise (Fig. 2.2c-d). Fault tips can rarely be discerned, as faults tend to bend in a listric form to become parallel to the banding at both ends. Dextral layer-parallel slip is observed in a few rare cases where crosscutting veins are offset. Clockwise rotation of the faults and layer-parallel slip all indicate dextral shear. The faults are therefore interpreted as antithetic faults. Synthetic faults (Fig. 2.2e) are rare in the quartzite, and usually make a small angle with the banding. In the third dimension, the small faults are remarkably straight and may extend over more than a metre (Fig. 2.2f). Even on the microscopic scale, the faults are discrete planes with only a very narrow damage zone (Fig. 2.2g-h).

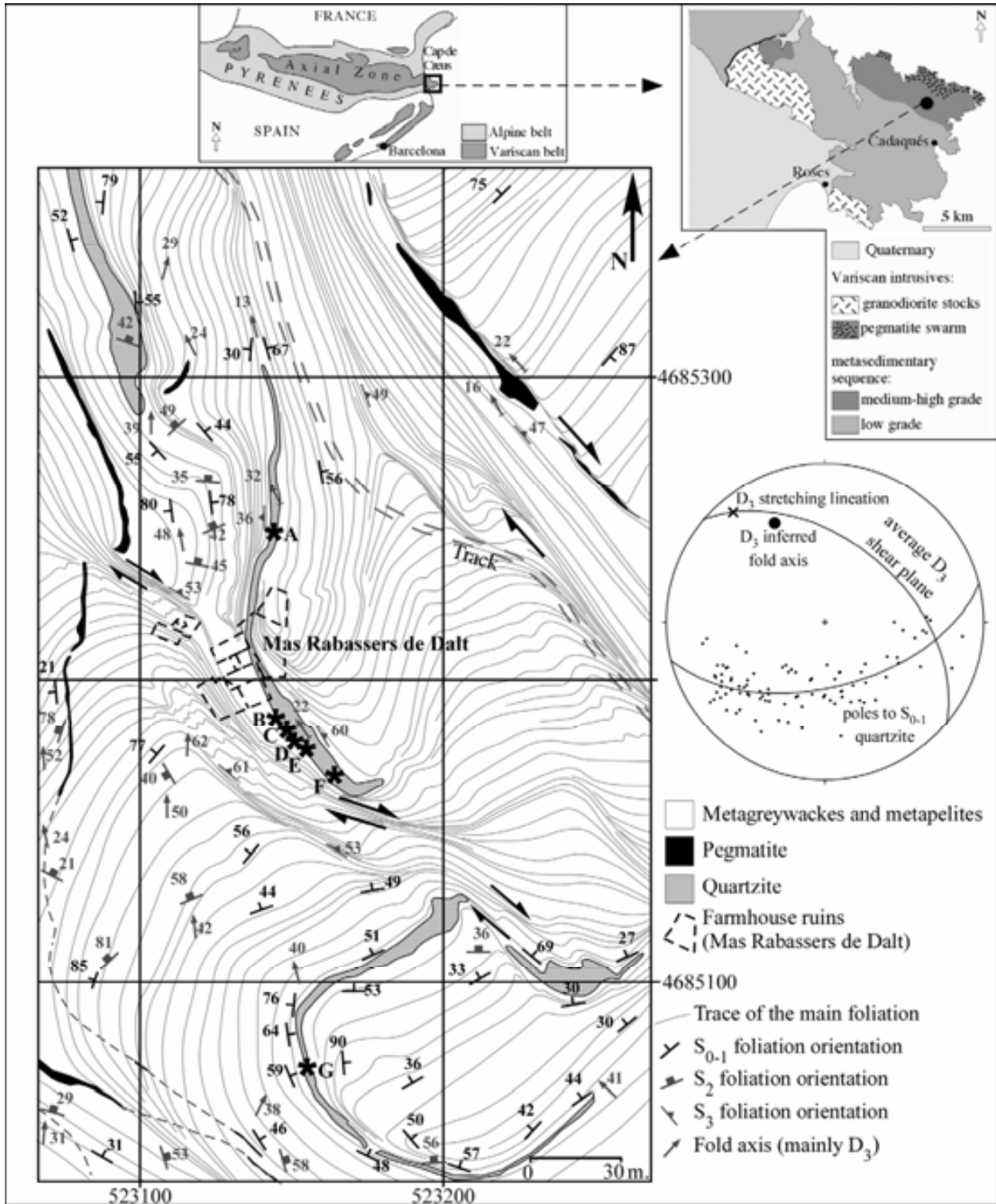


Fig. 2.3. Detailed map of the Mas Rabassers de Dalt Outcrop showing the refolded quartzite bed and the localities where the small-scale faults were found and measured. The stereonet summarizes the main structural information: poles to quartzite bedding (open dots) that lie on great circle (dashed line) defining the D_3 fold axis (closed dot) which lies on the great circle of the average D_3 shear plane. The cross is the average D_3 shear direction. Black arrows indicate sense of D_3 shear zones. (Based on Druguet, 1997).

2.3. Method

The method described below is aimed at estimating the kinematic vorticity number (Means et al., 1980) and finite strain that the rock experienced using parameters of the drag fold structures that can be measured easily. The following parameters can be determined in the field (Fig. 2.4): the angle (α) between the fault and the far-field foliation, the drag angle (β) between the foliation and the fault measured at the fault, preferably in the middle of the fault, and finally the ratio between the thickness of a marker layer at the fault, measured parallel to the fault (L) at the fault, and perpendicular to the layer (T) away from the fault. All parameters must be measured in the plane perpendicular to the fault and foliation.

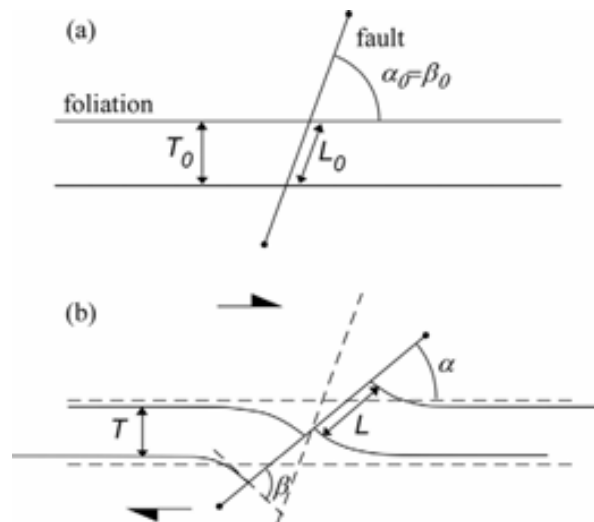


Fig. 2.4. Sketch showing a fault and drag fold in the undeformed (a) and deformed (b) stage, with all the parameters that are required for the analysis.

The first main assumption is that the fault acts as a passive, straight marker line that is being rotated and stretched/shortened by the applied bulk flow. This assumption is validated by both numerical and physical experiments (Grasemann and Stüwe, 2001; Exner et al., 2004). Clearly, the four parameters will evolve from their initial values ($\alpha_0 = \beta_0$ and $L_0/T_0 = 1/\sin(\alpha_0)$), depending on the flow field relative to the initial orientation of the fault and foliation. We need to know how α , β and L/T evolve, as a function of progressive deformation and initial conditions, to determine which initial conditions, kinematics of flow and finite strain lead to the combinations of α , β and L/T that were measured in the field. However, there may not be a unique solution for any

given single combination of α , β and L/T . This brings us to the second main assumption for the proposed method: during progressive deformation faults form at different stages, but with the same initial orientation (α_0). At the end of deformation (the state observed in the field), each fault experienced different amounts of deformation and is therefore in a different state of development (Fig. 2.2a-d). Analysis of several of such faults produces a number of different α , β and L/T combinations. These measured combinations should lie on a path in α , β and L/T space that is unique to the flow kinematics and initial orientation of the faults.

The basic idea of our proposed method is that theoretical paths for all flow kinematics and initial fault orientations can be determined, and can then be compared with α , β and L/T data sets that are measured in the field. The path that best fits the data provides us with the flow kinematics and the initial fault orientation. It also allows us to determine which data point represents the highest strain, which gives a minimum estimate of the finite strain. Comparison of theoretical paths and data can be done using charts or with a computer program that carries out the best fit. The advantage of using charts is that they can easily be employed in the field.

2.3.1. Theoretical α - β - L/T paths

The following analysis is based on the deformation at an isolated single straight fault in an otherwise homogeneously deforming medium. The fault is supposed to have a limited extent, so that the offset reduces to zero at both ends. We consider a plane-strain case, with the fault oriented parallel to the intermediate principal stretching direction. The problem can therefore be regarded as two-dimensional. If deformation is not plane strain, stretching or shortening in the third dimension would cause an area change in the section under consideration, but no changes in the angles and other parameters that are used below. We further consider an initially straight foliation perpendicular to the section under consideration.

Similar to Kocher and Mancktelow (2005), we fix our reference frame to be parallel and perpendicular to the far-field foliation orientation. The foliation is assumed to be parallel to a direction of zero rotation and therefore parallel to one of the flow

eigenvectors or apophyses (Passchier, 1988; Ebner and Grasemann, 2006). As in most studies, we assume that the kinematics of strain do not change during deformation. The bulk flow field is now given by the position gradient tensor \mathbf{F} :

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} a & g \\ 0 & 1/a \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

where a is the amount of stretching, and g the amount of shearing, both parallel to the foliation. Because of the definition of the reference frame, the far field foliation does not rotate relative to the reference frame, but it may stretch or shorten if $a \neq 1$. \mathbf{F} is area-conservative because of our assumption of plane-strain flow.

It is also assumed that the fault is frictionless, so that it cannot support any shear stress. This implies that the material adjacent to the fault stretches/shortens in pure shear parallel to the fault. Rotation of the fault adds a spin to the deformation, but deformation immediately adjacent to the fault plane remains coaxial. The no-friction assumption is unlikely to be completely valid in reality. However, our experiments and numerical simulations below show that small deviations in mechanical properties of the fault or shear zone do not noticeably change the outcome. Furthermore, the fault as a whole behaves as a passive plane, or a line in 2D, and therefore stretches and shortens according to the bulk flow field. We define e as the amount of stretch or longitudinal strain of the fault (its finite length / original length). With these assumptions an analytical solution exists for the evolution of α , β and L/T for a layer that intersects the fault at its centre.

To determine the orientation of the fault with progressive strain, we consider a unit vector parallel to the fault. This vector has initial coordinates $[\cos(\alpha_0), \sin(\alpha_0)]$. After deformation, and due to the application of the tensor \mathbf{F} , the vector will have new coordinates $[a \cdot \cos(\alpha_0) + g \cdot \sin(\alpha_0), (1/a) \cdot \sin(\alpha_0)]$. The stretch (e), parallel to the fault, is the ratio of the finite and original length of the unit vector:

$$e = \sqrt{(a \cdot \cos(\alpha_0) + g \cdot \sin(\alpha_0))^2 + \frac{1}{a^2} \sin^2(\alpha_0)}. \quad (2.2)$$

The finite orientation (α) of the fault relative to foliation is:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\sin(\alpha_0)}{a^2 \cdot \cos(\alpha_0) + a \cdot g \cdot \sin(\alpha_0)}\right). \quad (2.3)$$

As deformation progresses the foliation is reoriented at the fault, describing a drag angle (β) between the foliation and the fault plane. We use the assumption of a frictionless fault and therefore pure shear parallel to the fault. The foliation at the fault thus experiences a stretch (e) parallel to the fault, while it passively rotates along with the fault. Stretching and rotation determine the drag angle. A local position gradient (\mathbf{F}') tensor can be defined in a coordinate system parallel to the fault:

$$\mathbf{F}' = \begin{pmatrix} e & 0 \\ 0 & 1/e \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

A unit vector in this local coordinate system will change from initial coordinates $[\cos(\beta_0), \sin(\beta_0)]$ to new coordinates $[e \cdot \cos(\beta_0), (1/e) \cdot \sin(\beta_0)]$. The angle (β) between foliation at the fault and that fault will then be (using $\alpha_0 = \beta_0$):

$$\beta = \arctan\left(\frac{\sin(\beta_0)}{e^2 \cdot \cos(\beta_0)}\right) = \arctan\left(\frac{\sin(\alpha_0)}{e^2 \cdot \cos(\alpha_0)}\right). \quad (2.5)$$

The reference layer should intersect the fault just at the centre of it, where the maximum displacement can be found. Away from the fault the finite thickness (T) of that layer is a function of the bulk finite strain and its original thickness (T_0):

$$T = \frac{T_0}{a} \quad (2.6)$$

The initial fault-parallel thickness (L_0) is:

$$L_0 = \frac{T_0}{\sin(\alpha_0)}. \quad (2.7)$$

This line L_0 gets stretched by the same amount (e) as the fault, so its length after deformation will be:

$$L = e \cdot L_0 = \frac{e \cdot T_0}{\sin(\alpha_0)} \quad (2.8)$$

As the absolute dimensions are irrelevant for the geometry of the system, we combine equation (2.7) and (2.8) to obtain the ratio L/T :

$$L/T = \frac{e \cdot T_0}{\sin(\alpha_0)} \frac{a}{T_0} = \frac{e \cdot a}{\sin(\alpha_0)} \quad (2.9)$$

We now have the three measurable parameters α , β and L/T as a function of the unknown variables α_0 , a , and g . Although the combination of a and g defines the amount of finite strain and the kinematics of strain, it may be more useful to use the two variables finite strain ration (R_f) and angle between the two flow apophyses on the vorticity-normal section (ω) or kinematic vorticity number (Wk). R_f is the axial ratio of the finite strain ellipse and ω the angle between the flow apophyses, with:

$$\omega = \arctan\left(\frac{a-1/a}{g}\right), Wk = \cos(\omega) \quad (2.10)$$

and

$$R_f = \frac{2\sqrt{g^2 + \frac{1}{4}(1/a+a)^2} + \sqrt{g^2 + (a-1/a)^2}}{2\sqrt{g^2 + \frac{1}{4}(1/a+a)^2} - \sqrt{g^2 + (a-1/a)^2}} \quad (2.11)$$

ω can range from 0° for simple shear ($Wk=1$) to $+90^\circ$ for pure shear ($Wk=0$) stretching parallel to the foliation, or -90° for pure shear shortening parallel to the foliation.

With the above equations, curves of α and L/T as a function of β are shown for different vorticities and starting orientation of the fault (Fig. 2.5).

2.3.2. Determining vorticity and initial fault angle with charts

To determine the vorticity (ω) and initial fault orientation (α_0), α , β and L/T need to be measured on a population of faults with drag folds. Such data can be measured in the field or from pictures. The plane of observation should be perpendicular to both fault and foliation. If not, the apparent values should be corrected to get the true values. The data should be collected as close as possible to the middle of the fault, so that equation 2.2 holds for the stretching of the material immediately adjacent to the fault. It should also be noted that these equations can be only used when the fault is discrete. In case of a narrow ductile shear band, the angle β would be modified due to shearing of the foliation in the narrow zone (Fig. 2.1b).

Applying the above equations, several unique graphs for the evolution of α , β and L/T can be plotted for progressive strain, for a certain starting orientation of the fault (α_0) and a certain kinematic vorticity number (Wk) (Fig 2.5). Charts covering the full range of ω from -90 to $+90^\circ$ and α_0 from 0 to 180° are provided in the appendix. We

assume that all the shear bands start off at different times, but with a similar orientation. Each fault then represents a different stage of development. The data can be plotted in each of the graphs of figure 2.5. Ideally, all data should plot on a single curve that represents the evolution of a fault system with a certain α_0 and ω . The fault that experienced the least strain should lie closest to the estimated initial fault angle (α_0). The total amount of strain can be estimated from that for the most developed fault system. This is, of course, a minimum estimate, because even the most developed, oldest fault that is found must not necessarily have experienced the total finite strain of the host rock. The pair of curves in figure 2.5 that best fits the eight measurements is the one for $\omega=0^\circ$ (simple shear) and α_0 is 70° to 80° . The highest strain the rock experienced is estimated to be between $R_f=8$ and 16, which corresponds to a dextral shear strain of 2.47 to 3.76.

Figure 2.5 shows that the curves for different α_0 and ω are distinct, as long as α_0 is larger than about 40° . This means that the method is only applicable to faults that started off at a high angle to the foliation.

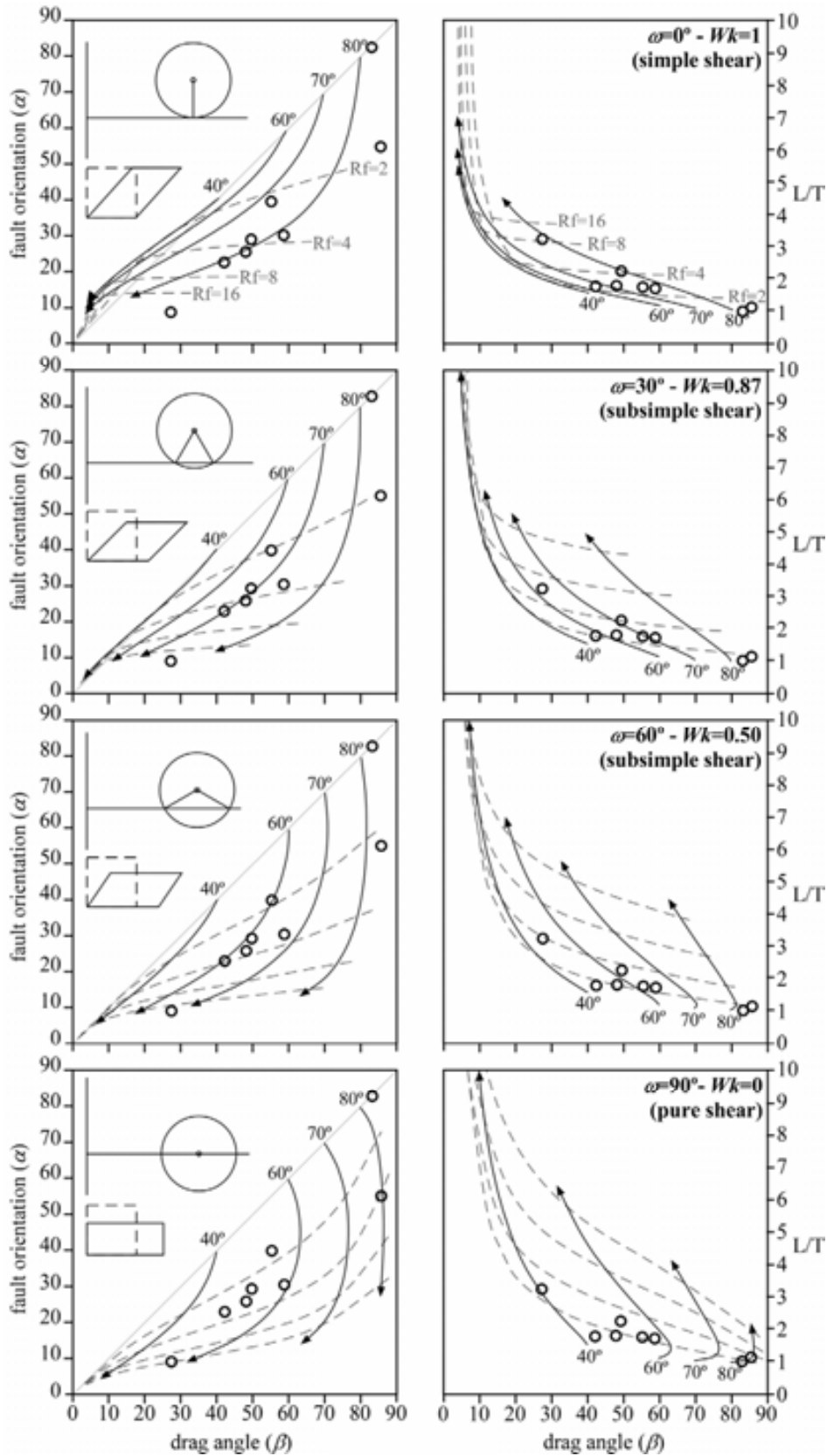


Fig. 2.5. Curves of α and L/T as a function of β for different vorticities and starting orientations of the fault. This chart can be used to estimate R_f , vorticity and initial fault angle in the field. Insets show the Mohr-circle for stretch for an R_f -value of 4. Eight data points from Rabassers de Dalt are plotted in each of the graphs. The pair of curves that best fits these data is the one for $\omega=0^\circ$ (simple shear) and α_0 is between 70° and 80° . The highest strain the rock experienced is estimated to be between $R_f=8$ to 16 (shear strain is 2.5 to 3.8).

2.3.3. Numerical implementation of the method

Finding the curve that best fits the data can also be done numerically, using a least-squares approach. A small program that does the curve fitting was written in the language "C" (source code can be obtained from the authors). Input is a text file containing a list of α , β and L/T data. The program cycles through all possible kinematic vorticity numbers (-1 to +1) and α_0 angles (0 to 180°), each with increments of 1°. For each ω and α_0 combination, the program then calculates the α - β - L/T curve for progressive strain, increasing strain in small increments. For each strain increment and each i -th data point, the difference Δ_i between the theoretical and measured α , β , L/T values is calculated:

$$\Delta_{i(\alpha_0, \omega, Rf)} = \sqrt{(\alpha_c - \alpha_i)^2 + (\beta_c - \beta_i)^2 + w(L/T_c - L/T_i)^2} \quad (2.12)$$

Here the subscript c stands for theoretical values and i for measured data. Because the range of L/T values differs from that of the angles α and β , L/T data may be given a different weighting (w) for the least-squares best fit. For a given ω and α_0 combination, the sum ($\Sigma\Delta_i$) of the smallest Δ_i -value for each data point is a measure of how well that ω and α_0 combination fits the data. The ω and α_0 combination with the lowest $\Sigma\Delta_i$ is regarded as the best estimate of ω and α_0 . Once a best estimate for ω and α_0 is found, one can estimate the amount of strain that each analysed fault experienced by finding the strain that minimises Δ_i , using equation (12).

2.4. Validation of the method

2.4.1. Introduction

In order to ascertain the validity of the method, it has been tested on several analogue and numerical experiments with different initial fault angles and different boundary conditions. First, the method has been applied to a simple shear analogue model from Exner et al. (2004) and later to a pure shear experiment of our own. We also ran a series of numerical experiments with a variety of initial angles and vorticities,

ranging from pure to simple shear. In all cases, we measured α , β and L/T of a single drag fold structure at different stages of its development, and applied the least-squares best-fit routine to the data.

2.4.2. *Validation on a simple shear analogue experiment*

Exner et al. (2004) studied drag fold structures at a fault in a deforming a homogeneous, linear viscous matrix material (PDMS) in a ring shear rig. Each of their models started with a predefined fault, lubricated using liquid soap and silicone oil. They tracked the offset and deflection of foliation around the fault using a marker grid. We used published images of one experiment for $\alpha_0=90^\circ$ according to the authors (Fig 2.6, after their figure 6). It should be noted that the actual starting angle in that experiment was slightly less, about 87° . The fault initially has antithetic slip and develops reverse drag folds. At a shear strain of 2.3, the fault has rotated 67° and slip reverses to become synthetic. In the terminology of Grasemann et al. (2003) the system evolves from a reverse-drag a-type, to a normal-drag s-type flanking fold.

Nine groups of data (α , β , L/T) were measured from the figures of Exner et al. (2004) up to a shear strain of 1.8, where the finite offset along the fault is still antithetic. With our analysis (Fig. 2.7) we obtained an estimated initial fault angle of 85° (true value 87°) and an angle between flow apophyses of $\omega=3^\circ$ or $Wk=1.00$ (true value 0° and 1.00 respectively).

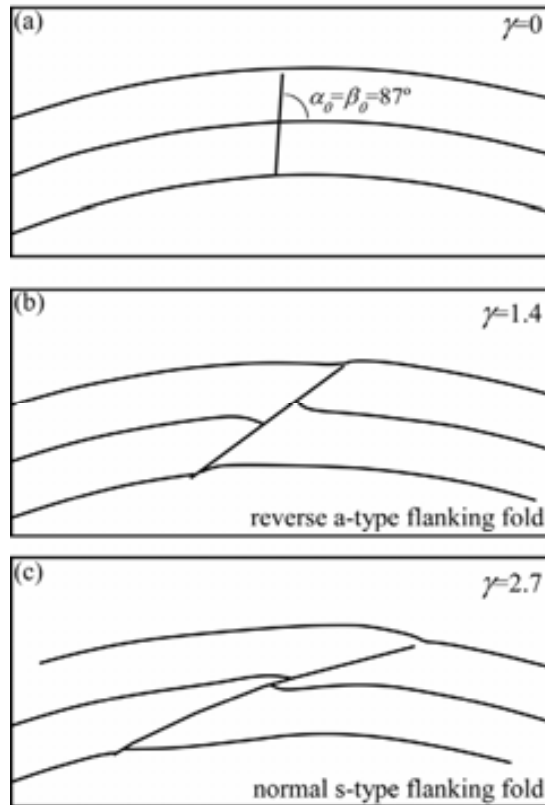


Fig. 2.6. Progressive development of a reverse a-type flanking fold (Modified from Exner et al. (2004).

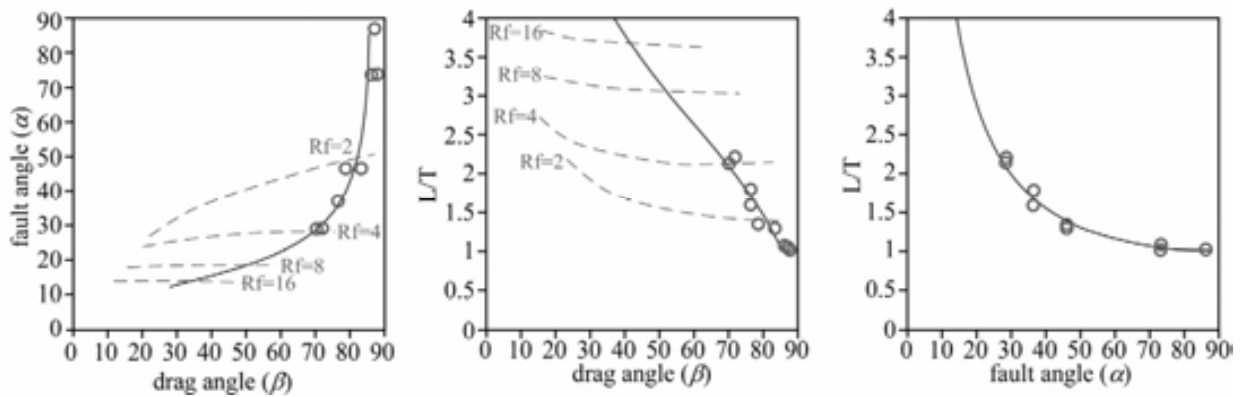


Fig. 2.7. Curves of α , β and L/T for simple shear and a starting orientation of the fault of 85° , which best fit the data measured from the experiment of Exner et al. (2004).

2.4.3. Validation on pure shear analogue experiments

To test the method on a pure shear case, we used the deformation apparatus described by Carreras and Ortuño (1990) and Druguet and Carreras (2006). The deforming medium was soft commercially available plasticine. This material has been

characterized as non-linear elasto-viscous with a stress exponent of 3, an effective viscosity $\eta \sim 4 \cdot 10^7$ Pa·s at the experimental conditions, a density ρ of $1.15 \cdot 10^3$ kg/m³, and shear modulus $G \sim 10^5$ Pa (Gomez-Rivas, 2005). The model had initial dimensions of 29x15x10 cm and was deformed in pure shear at a temperature of 26°C and at a strain rate of $4 \cdot 10^{-5}$ s⁻¹. Since tests with a lubricated cut, as used by Exner et al. (2004), failed, we simulated the fault with a lenticular fracture that was filled with much softer PDMS (Fig. 2.8). The fault was initially oriented 60° to the extension direction. A 5 mm grid was drawn on the surface of the plasticine. Plane-strain pure-shear deformation was applied by moving the sides of the sample, while keeping the sample thickness constant at 10 cm.

Shortening lead to a rotation of the fault and the development of reverse-drag folds. The soft PDMS was squeezed towards the tips of the fault, where wing cracks developed. Despite these developments, our analysis of six data groups, measured every 10% shortening, gave a good estimate of the vorticity (89° instead of 90°) and initial fault angle (59° instead of 60°) (Fig. 2.9).

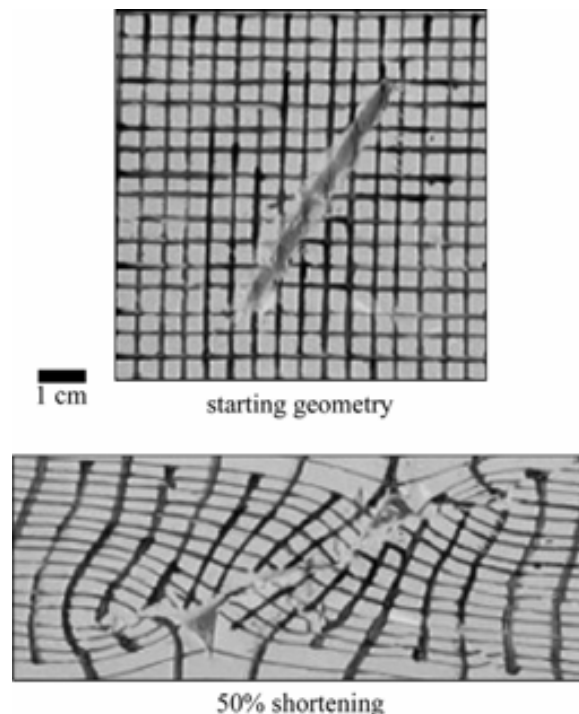


Fig. 2.8. Initial and final stage of a pure shear analogue model showing the evolution of an pre-existing fault (a PDMS-filled lens) and its associated drag folds. The side of each square is 0,5 cm. wide.

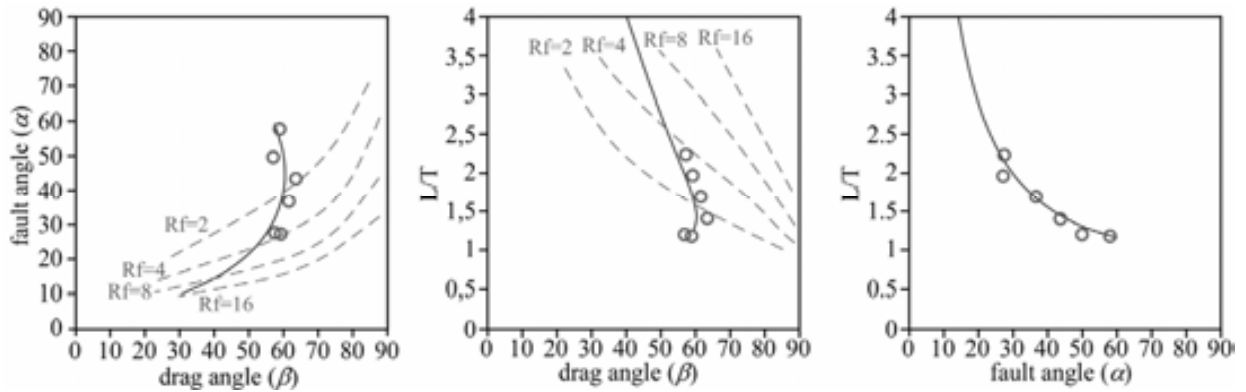


Fig. 2.9. Curves of α , β and L/T for pure shear and a starting orientation of the fault of 59° . The measured data points of our experiment fit precisely to the calculated curves.

2.4.4. Validation on finite element numerical simulations

As shown above, our proposed method appears to work well for ideal pure and simple shear deformation. Unfortunately, experimental data were not available for general shear. We therefore conducted a series of finite element models to test the method for a range of vorticities and initial fault angles. For the numerical simulations we used the code BASIL (Barr and Houseman, 1996) that is linked to the modelling platform Elle (Jessell et al., 2001).

The models were two-dimensional and consisted of a square containing a narrow ellipse in the centre (Fig. 2.10). The host rock was simulated with a homogeneous isotropic linear viscous material with a viscosity (η) of one. A single layer of viscosity 1.1 represented the foliation in the host rock. Like Grasemann and Stüwe (2003) we simulated the fault in the centre of each model with a narrow ellipse with a viscosity of 0.01. Two types of initial geometries were considered, with the ellipse oriented at 45° and 75° to the foliation, respectively. These two models were deformed under different velocity boundary conditions, from simple to pure shear, varying the angle between flow apophyses (ω) by 30° (Table 1). The grid was generated with a self-meshing routine using Delauney triangles with a minimum angle of 10° .

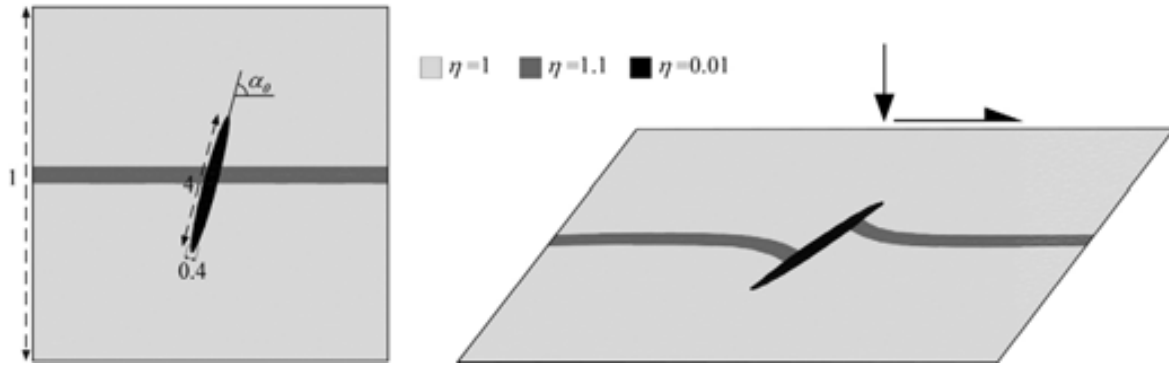


Fig. 2.10. (a) Initial configuration in finite element simulations with BASIL for an initial fault angle of 75°. (b) Geometry at the end of a simulation for $Wk=0.5$ at a finite strain of $Rf=2.6$.

At least 6 groups of data (α , β , L/T) were measured at different finite strain from each simulation, and analyzed to determine the vorticity and initial fault angle. The difference between true and estimated values are plotted in Fig. 2.11, and listed in table 1. Differences in Wk ranges from 0 to 0.1 at the most, and estimated initial fault angles are within 7° of the true values.

Summarizing, in all tests the results from the analysis closely match the known true values of the physical and numerical experiments, allowing us to apply the method to naturally deformed rocks with confidence.

initial ω angle	initial Wk	calculated Wk	Wk error	initial α_0	calculated α_0	α_0 error
0°	1.00	0.92	0.08	45°	52.0°	7.0°
0°	1.00	1.00	0.00	75°	75.1°	0.1°
30°	0.87	0.79	0.08	45°	48.8°	3.8°
30°	0.87	0.86	0.01	75°	69.0°	6.0°
60°	0.50	0.48	0.02	45°	44.7°	0.3°
60°	0.50	0.58	0.08	75°	72.7°	2.3°
90°	0.00	0.01	0.01	45°	44.1°	0.9°
90°	0.00	0.10	0.10	75°	75.7°	0.7°

Table 2.1. True and calculated values of bulk kinematic vorticity number (Wk) and initial fault angle (α_0) for eight finite element simulations, showing that errors in Wk are below 0.1 and in α_0 below 7°.

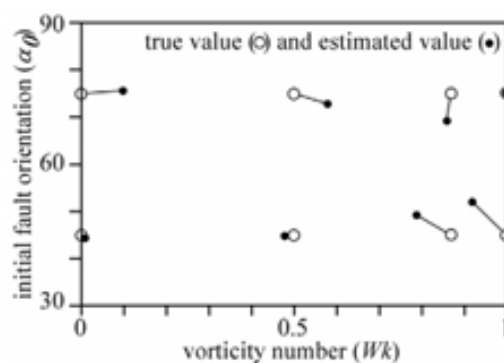


Fig. 2.11. Comparison of true (open dots) and estimated (closed dots) values of kinematic vorticity number and initial fault angles, for eight numerical simulations with BASIL.

2.5. Strain analysis applied to the Mas Rabassers de Dalt outcrop

A total of 29 small antithetic faults in the quartzite layer at Mas Rabassers de Dalt (Fig. 2.3) were analyzed to estimate the deformation experienced by this rock. The finite fault orientations ranged from $\alpha=10$ to 64° (Table 2). The data were processed with the software described in section 2.3.3. The results showed an initial fault angle (α_0) of 78° and an angle between flow apophyses (ω) of 3° , which gives a bulk kinematic vorticity number (Wk) of 1.00 (dextral simple shear, Fig. 2.12). The highest strain was recorded by fault structure number 5 (at locality C in Fig. 2.3) with a finite strain of about $Rf=8$ to 16, which is equivalent to a shear strain of about 2.5 to 3.8.

The dextral simple shear inferred from this analysis is consistent with the field observations: the quartzite layer is oriented parallel to the zone of highest D3 shear strain. Only one small fault (locality F) was found away from the main shear zone, but this one, with a high angle of $\alpha=54^\circ$ to the foliation, experienced less finite shear strain.

The available data set is large enough to test the precision of the method. This was done by randomly selecting subsets of 5, 9, 13, 17, 21 and 25 data and using these subsets to determine vorticity and initial fault angle. Ten different random subsets were processed for each size of the subset. Figure 2.13 shows that even very small datasets (5 to 9 data) already give approximately the right solution. It should also be noted that least-squares best fit using 29 data points (measured by EGR) produced almost identical results to that using the graphs (Fig. 2.5) on only eight data points independently

collected by someone else (PDB). This not only indicates that the graphical method with a limited data set produces good results but also that user bias does not seem to be a significant factor in the analysis.

locality	data group	α_0	β_0	L/T
A	1	14	39	2.93
	2	36	67	1.93
B	3	53	77	1.56
C	4	21	28	2.81
	5	10	31	2.98
D	6	28	61	1.89
	7	13	21	3.31
	8	30	39	1.83
	9	26	53	1.50
	10	35	46	1.42
	11	33	50	1.75
	12	63	84	1.30
	13	26	60	1.65
	14	29	56	1.91
	15	19	49	1.95
	16	42	73	1.62
E	17	54	66	1.28
	18	39	69	1.83
	19	64	81	0.94
	20	34	61	1.50
	21	36	52	1.71
	22	43	62	1.50
	23	21	54	2.13
F	24	27	41	1.71
	25	23	57	1.53
	26	22	26	2.42
	27	56	83	1.02
G	28	51	81	1.08
	29	54	76	1.15

Table 2.2. Values of α , β and L/T measured from the Rabassers de Dalt outcrop. Localities are indicated on the outcrop map (Fig. 2.3).

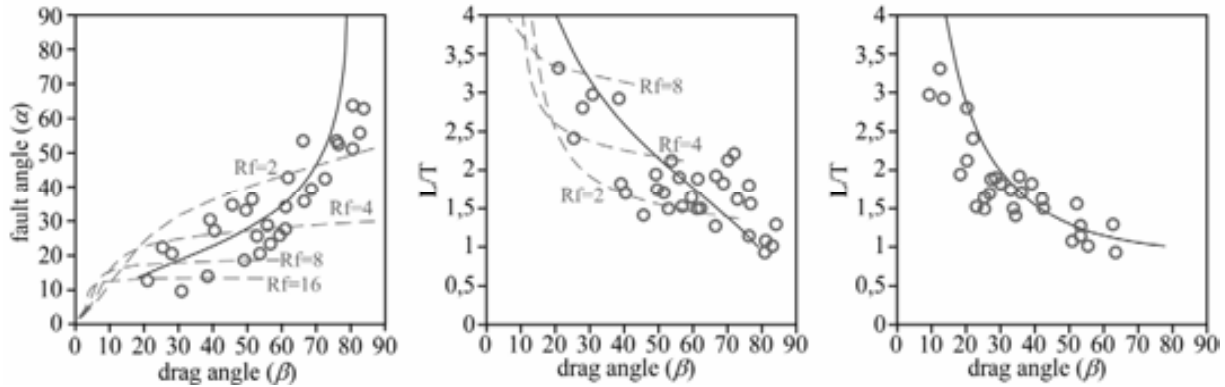


Fig. 2.12. Curves of α , β and L/T for an angle between flow apophyses of 3° and an initial fault angle of 78° . The plotted data correspond to the measured parameters at Mas Rabassers de Dalt.

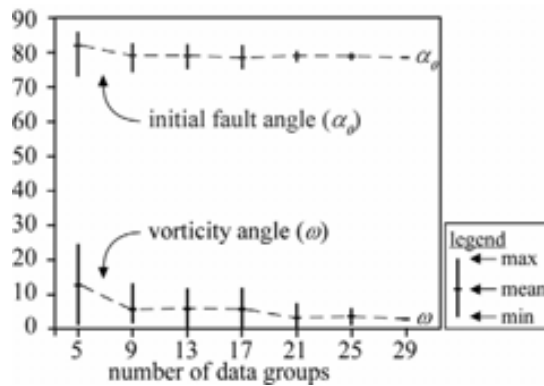


Fig. 2.13. Graph showing the stability of this analytical method using a different number of groups of measurements. The solution becomes stable using less than 10 groups of data.

2.6. Discussion and conclusions

In this paper we have shown that small-scale faults with drag folds can be used to determine vorticity, initial fault angle, and estimate of the minimum finite strain since first fault nucleation. This is a useful addition to the structural geologist's "toolbox" because relatively few methods exist to determine and quantify vorticity (Ghosh, 1987; Passchier and Urai, 1988; Wallis, 1992; Short and Johnson, 2006).

The initial fault angle (α_0) can usually be estimated in the field, by finding the steepest fault with the least offset and drag fold bending. If this α_0 is determined independently first, it can of course be used in the subsequent determination of the angle between flow apophyses (ω), either when using the graphs (Fig. 2.5 and Appendix), or

when using the least-squares technique. In the latter case one can set α_0 and only iterate over ω and Rf to find the best fit. However, without using a priori knowledge of α_0 , the method appears robust and produced estimated values close ($<10^\circ$) to the true ones in all tests on experiments and numerical simulations.

In the field study with 29 measured faults, simple shear deformation was obtained, which is consistent with the known local deformation at Mas Rabassers de Dalt. Still, one cannot determine the exact vorticity that the quartzite experienced with only orientations of foliations, fold axes, and other structural elements. Local field observations made so far only indicated a dominant simple shear component, leaving open sub-simple shear with some shortening or stretching parallel to the shear plane. With the new analysis of the faults with drag folds the kinematic vorticity number is better constrained.

In conclusion, we propose a new method to determine vorticity, initial fault angle and finite strain using small-scale faults with drag folds. Theory and validation tests on experiments and numerical simulations show that the method is robust, provided the following assumptions hold: (a) the structures nucleate at different stages during deformation, and therefore record different amounts of strain, (b) the faults all nucleate in approximately the same orientation (α_0), (c) the flow kinematics do not change during deformation, (d) the structures are isolated to avoid interference between adjacent structures, and (e) the faults are discrete, so that the drag angle (β) can be determined accurately. The last assumption means that ductile shear bands (Fig. 2.1b) are not suitable for this method.

Although a least-squares best fit routine is preferred to obtain the best estimate of kinematic vorticity number, initial fault angle and minimum finite strain, charts can be used to obtain a first estimate.

2.7. References

- Barnolas, A., Chiron, J. C. 1996. Synthèse géologique et géophysique des Pyrénées. BRGM-ITGE. 729 pp.
- Barr, T. D. and Houseman, G. 1996. Deformation fields around a fault embedded in a non-linear ductile medium. *Geophysical Journal International* 125, 473-490.
- Bons, P. D., Druguet, E., Hamann, I., Carreras, J., Passchier, C. W. 2004. Apparent boudinage in dykes. *Journal of Structural Geology* 26, 625-636.
- Carreras, J. 2001. Zooming on Northern Cap de Creus shear zones. *Journal of Structural Geology* 23, 1457-1486.
- Carreras, J., Casas, J. M. 1987. On folding and shear zone-development: a mesoscale structural study on the transition between two different tectonic styles. *Tectonophysics* 135, 87-98.
- Carreras, J., Druguet, E., Griera, A. 2005. Shear zone-related folds. *Journal of Structural Geology* 27, 1229-1251.
- Carreras, J., Ortuño, F. 1990. Fundamento geométrico y cinemática de la modelización teórica y experimental de deformaciones no-coaxiales. *Acta Geológica Hispánica* 17, 219-225.
- Coelho, S., Passchier, C. W., Grasemann, B. 2005. Geometric description of flanking structures. *Journal of Structural Geology* 27, 597-606.
- Druguet, E. 1997. The structure of the NE Cap de Creus Peninsula. Unpublished PhD thesis. Universitat Autònoma de Barcelona.
- Druguet, E. 2001. Development of high thermal gradients by coeval transpression and magmatism during the variscan orogeny: Insights from the cap de creus (Eastern Pyrenees). *Tectonophysics* 332, 275-293.
- Druguet, E., Carreras, J. 2006. Analogue modelling of syntectonic leucosomes in migmatitic schists. *Journal of Structural Geology* 28, 1734-1747.
- Druguet, E., Hutton, D. H. W. 1998. Syntectonic anatexis and magmatism in a mid-crustal transpressional shear zone: an example from the Hercynian rocks of the eastern Pyrenees. *Journal of Structural Geology* 20, 905-916.
- Druguet, E., Passchier, C. W., Carreras, J., Victor, P., Den Brok, S. 1997. Analysis of a complex high-strain zone at Cap de Creus, Spain. *Tectonophysics* 280, 31-45.
- Ebner, M., Grasemann, B. 2006. Divergent and convergent non-isochoric deformation. *Journal of Structural Geology* 28, 1725-1733.

- Exner, U., Mancktelow, N. S., Grasemann, B. 2004. Progressive development of s-type flanking folds in simple shear. *Journal of Structural Geology* 26, 2191–2201.
- Fusseis, F., Handy, M. R., Schrank, C. 2006. Networking of shear zones at the brittle-to-viscous transition (Cap de Creus, NE Spain). *Journal of Structural Geology* 28, 1228-1243.
- Gayer, R. A., Powell, D. B., Stephen, R. 1978. Deformation against metadolerite dykes in the Caledonides of Finnmark, Norway. *Tectonophysics* 46, 99-115.
- Gomez-Rivas, E. 2005. Shear bands en materiales anisótopos: modelización analógica en condiciones de deformación coaxial. Unpublished MSc thesis. Universitat Autònoma de Barcelona.
- Ghosh, S. K. 1987. Measure of non-coaxiality. *Journal of Structural Geology* 9, 111-114.
- Grasemann, B., Martel, S., Passchier, C. 2005. Reverse and normal drag along a fault. *Journal of Structural Geology* 27(6), 999-1010.
- Grasemann, B., Stuwe, K. 2001. The development of flanking folds during simple shear and their use as kinematic indicators. *Journal of Structural Geology* 23(4), 715-724.
- Grasemann, B., Stüwe, K., Vannay, J.-C. 2003. Sense and non-sense of shear in flanking structures. *Journal of Structural Geology* 25, 19-34.
- Harris, L. B. 2003. Folding in high-grade rocks due to back-rotation between ductile shear zones. *Journal of Structural Geology* 25, 223-240.
- Harris, L. B., Koyi, H. A., Fossen, H. 2002. Mechanisms for folding of high-grade rocks in extensional tectonic settings. *Earth Science Reviews* 59, 163-210.
- Hudleston, P. J. 1989. The association of folds and veins in shear zones. *Journal of Structural Geology* 11, 949-957.
- Jessell, M., Bons, P. D., Evans, L., Barr, T., Stüwe, K. 2001. Elle: the numerical simulation of metamorphic and deformation microstructures. *Computers and Geosciences* 27, 17-30.
- Kocher, T., Mancktelow, N. S. 2005. Dynamic reverse modelling of flanking structures: a source of quantitative kinematic information. *Journal of Structural Geology* 27, 1346-1354.
- Kocher, T., Mancktelow, N. S. 2006. Flanking structure development in anisotropic viscous rock. *Journal of Structural Geology* 28, 1139-1145.

- Koyi, H. A., Skelton, A. 2001. Centrifuge modelling of the evolution of low-angle detachment faults from high-angle normal faults. *Journal of Structural Geology* 23, 1179–1185.
- Means, W.D., Hobbs, B.E., Lister, G.S., Williams, P.F. 1980. Vorticity and non-coaxiality in progressive deformations. *Journal of Structural Geology* 2, 371-378.
- Odonne, F. 1990. The control of deformation intensity around a fault: natural and experimental examples. *Journal of Structural Geology* 12, 911–921.
- Passchier, C. W. 1998. Monoclinic model shear zones. *Journal of Structural Geology* 20, 1121-1137.
- Passchier, C. W. 2001. Flanking structures. *Journal of Structural Geology* 23, 951-962.
- Passchier, C. W., Urai, J. L. 1988. Vorticity and strain analysis using Mohr diagrams. *Journal of Structural Geology* 10, 755-763.
- Ramsay, J. F., Huber, M. I. 1983. *The techniques of modern structural geology*. Academic Press, London.
- Schmid, D. W., Podladchikov, Y. Y. 2003. Analytical solutions for deformable elliptical inclusions in general shear. *Geophysical Journal International* 155, 269-288.
- Short, H. A., Johnson, S. E. 2006. Estimation of vorticity from fibrous calcite veins, central Maine, USA. *Journal of Structural Geology* 28, 1167-1182.
- Wallis, S. R. 1992. Vorticity analysis in a metachert from the Sanbagawa belt, SW Japan. *Journal of Structural Geology* 14, 271-280.
- Wiesmayr, G., Grasmann, B. 2005. Sense and non-sense of shear in flanking structures with layer-parallel shortening: implications for fault-related folds. *Journal of Structural Geology* 27, 249-264.

3

An experimental study of
deformation localisation in
multilayers: dependency on
strain-rate and material
strength

Abstract

This chapter presents an experimental study of deformation localisation and the formation of fracture networks in elastoviscoplastic layered materials under pure shear boundary conditions. The mechanical properties of the analogue materials have been used to analyse the transition from models where deformation is mainly accommodated by viscous flow to systems controlled by a few active faults. Two series of models have been deformed: in one of them the same material was deformed at different strain rates while in the other one materials with very different mechanical properties were deformed at fixed strain rate. The results show that strain rate and viscous ductility define a change on the degree of shear localisation and the geometry of fracture networks. The increase of deformation can also produce changes on the mechanical behaviour of the systems and the type of deformation. In order to obtain strain localisation some kind of instability is required, like layering or the presence of mechanical anisotropy. The angles at which fractures nucleate, the type of fractures and the relationships between fracture lengths and fracture displacements are also analysed.

3.1. Introduction

Localisation of deformation is a multiscale phenomenon that has been extensively studied from microscopic to large-scale tectonics cases. A wide variety of approaches have been used, mainly based on the study of the influence of several factors controlling the degree of localisation and the mechanical behaviour of materials (Montési and Zuber, 2002; Regenauer-Lieb and Yuen, 2003 and references therein). Whereas the formation of fractures in a brittle medium is a well-known process (e.g. Mandl, 2000), the localisation of deformation in systems dominated by viscous flow has not been yet completely understood. Localisation and propagation of fractures in ductile materials (e.g., viscoplastic) can be regarded as a competitive process between an external loading rate and the rate of viscous relaxation of the material (Hubert-Ferrari et al., 2003). Theoretically, if the first one is higher than the second one, there is an increment of stress until the strength limit of the material is reached. Then, a shear fracture network can nucleate and propagate, and the deformation imposed by the boundary conditions will be resolved in localised bands. Alternatively, if the viscous rate is able to relax the

imposed stress, shear fractures will not nucleate and the imposed deformation will be distributed homogeneous or heterogeneously within the material (Fig. 3.1). The limit between the second condition and the first one constitutes the ductile-to-brittle transition, which is crucial to understand crustal dynamics.



Fig. 3.1. Example of localisation of deformation in amphibolite schists (Cap de Creus, NE Spain). The shear band marked by a tight discontinuity of the medium shows a ductile/plastic front of propagation and bending of anisotropy.

Deformation localisation in a ductile-dominated system can take place both in homogeneous and heterogeneous rocks. In the first case, localisation structures like ductile shear zones (Ramsay and Graham, 1970) are usually considered to develop due to rheology-dependent parameters (e.g. Casey, 1980; Poirier, 1980, Jessell et al., 2005) like strain rate and/or strain softening (Mancktelow, 2002; Mancktelow, 2006) or directly by strain softening associated to shear heating (Brun and Cobbold, 1980; Kaus and Podladchikov, 2006). Other authors consider that pre-existing instabilities in heterogeneous rocks are important precursors of shear zones or bands (Segall and Pollard, 1983; Carreras, 1997; Mancktelow and Pennacchioni, 2005) and the presence of a planar anisotropy is commonly supposed to enhance localisation (Christiansen and Pollard, 1997; Pennacchioni, 2005).

Under laboratory conditions, it is difficult to reproduce deformation localisation in ductile-dominated systems without the presence some kind of pre-established instability, like layering or mechanical anisotropy. In the literature, there is a large number of experimental analyses of the concentration of deformation at the lithospheric scale using models with alternating layers of materials with strongly different mechanical properties (brittle and ductile) (Davy and Cobbold, 1991; Sornette et al., 1990, 1993; Davy et al., 1995; Vendeville et al., 1987; Brun, 1999, Schueller, 2004, 2005). Other authors have studied the formation of shear bands, fractures and other related structures at the mesoscale using lubricated multilayers of ductile materials (Cobbold et al., 1971; Harris and Cobbold, 1984; Hanmer et al., 1996; Kidan and Cosgrove, 1996).

The purpose of the present chapter is to investigate the influence of strain rate and material strength in the localisation of deformation and development of fracture networks in plasticine multilayers by means of analogue modelling. Under experimental conditions, plasticine can be approximated to be an ideal elastoviscoplastic material. Multilayer models were made by alternating beds of the same kind of plasticine without lubrication between layers. All the experiments were carried out at pure shear conditions, with the layers oriented parallel to the maximum extension axis. Two sets of models were analysed. In the first one, the same material was deformed at different strain rates in order to get a transition between models with distributed deformation and models where deformation is partially localised in shear fractures. In the second set, the strain rate was fixed and the influence of mechanical properties on the transition between non-localising and strongly localised systems was explored. Prior to that, the rheology of the analogue materials was characterised with uniaxial compression and relaxation tests in order to scale the models and to determinate the mechanical reference framework.

3.2. Materials and methods

3.2.1. Deformation apparatus

The models were deformed using the experimental prototype “BCN-stage” at the Department of Geology of the UAB. The apparatus is a strain-rate and temperature controlled cell that theoretically can apply the whole range of boundary conditions between pure to simple shear ($0 < Wk < 1$). A detailed description of this prototype was given by Carreras et al. (2000).

3.2.2. Analogue materials

Two kinds of commercially available plasticine were used in this study. These materials are sold under the trademarks Oclu-Plast and JOVI, both manufactured in Barcelona. With these two kinds of plasticine four types of mixtures were used to build the models: type A (white and purple coloured Oclu-Plast pure plasticine), type B (white and purple Oclu-Plast plasticine mixed with 10% paper flakes), type C (white and green JOVI pure plasticine) and type D (white and green JOVI plasticine mixed with 10% paper flakes).

This kind of material is suitable to model localisation because it gives a different response when it is being deformed depending on its rheology and the applied deformation conditions (strain rate, temperature and boundary conditions). The mechanical properties of these materials were estimated and are described in section 3.3. This analysis is based on series of cubes of different mixtures that were subjected to uniaxial compression and stress relaxation.

3.2.3. Model set-up and deformation conditions

The multilayer models were made by stacking alternating 4-5 mm. thick coloured layers. The anisotropy of these models is defined by two factors: the small differences in the mechanical properties of different coloured mixtures and the interface surface

between layers. The degree of anisotropy is increased when paper flakes (confetti) are added to the mixture (models type B and D). The multilayers were uniaxially deformed at a temperature of 26°C. All the samples were deformed until a bulk finite strain ratio of $R_{X/Z} = 4$ (50% of normal layer shortening). During the experiments, the models were compressed in the Z direction, Y was constrained to remain constant and the material could freely flow in the X direction. The initial dimensions of each model were 30 cm. (Z) x 15 cm. (X) x 10 cm. (Y). Two series of experiments were performed: a set with variable strain rate and another one with different mixture types. The experiments with variable strain rate were made using the type A plasticine and deformed at constant strain rates of $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (type A₁), $5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (type A₂) and 10^{-4} s^{-1} (type A₃). On the other hand, the experiments of the series with variable mixtures were performed at a constant strain rate of $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ using the four types of mixtures (A, B, C and D)

Temperature and strain rate were controlled by a computer and four stress gauges recorded the force (F) during the experimental time. A visual record of deformation was obtained by taking digital pictures of the upper surface every 1% of shortening. The models and the press boundaries were impregnated of vaseline all around and transparent glycerine was used on the upper surface of the model to minimize friction effects of the deformation apparatus.

3.3. Mechanical properties of the experimental materials

3.3.1. Compression tests: theoretical background

The mechanical properties of the experimental materials were determined with 30 uniaxial compression and relaxation tests (Figs. 3.1 and 3.2). First, each cube of mixture was subjected to loading at constant strain rate up to a minimum axial strain of 0.25. After that, strain rate was turned down to zero in order to obtain the relaxation curve of the material. The calculations for compression tests were based on the equations and methods described by McClay (1976), Weijermars and Schmeling (1986), Mancktelow (1988), Ranalli (1995), Sofuoglu and Rasty (2000) and Zulauf and Zulauf (2004).

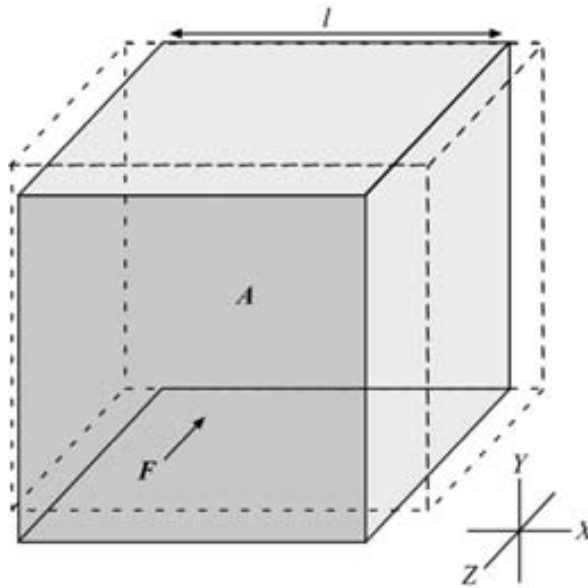


Fig. 3.1. Sketch of a plasticine cube used to estimate the mechanical properties of the experimental materials. F is the force applied by the deformation apparatus, l is the initial length of the sample and A is the area normal to the compression direction Z .

The idealized behaviour of a compression and relaxation test can be described by three different stages in a stress-strain curve (Fig. 3.2): first there is a sharp increment of the stress until the curve reaches a yield stress. Then, the curve registers a steady-state flow (e.g., secondary creep) and finally, when strain rate is set to zero, a rapid decrease of the stress takes place until the stress curve is stabilized.

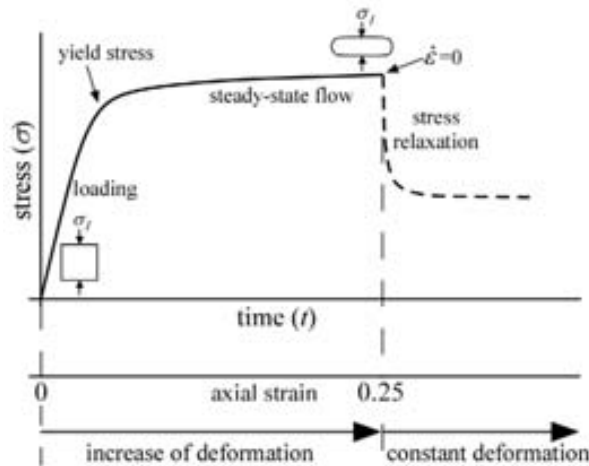


Fig. 3.2. Graph of an idealized strain-stress curve of a compression-relaxation test.

At experimental conditions, plasticine can be idealized as a non-linear viscous material (McClay, 1976). Assuming a constant temperature, the law describing the flow of plasticine can be expressed as a power law dependency between the strain rate ($\dot{\epsilon}$)

and the applied differential stress (σ) (e.g. Weijermars and Schmeling, 1986; Ranalli, 1995):

$$\varepsilon = C \cdot \sigma^n \quad (3.1)$$

where C is a pre-exponential material constant and n is the stress exponent.

The samples were uniaxially deformed and therefore the studied parameters are expressed in terms of axial strain and longitudinal strain rate, both measured in the direction of the maximum compression axis Z (Fig. 3.1). Stress was calculated from the force (F), recorded by the deformation apparatus and the estimated area perpendicular to the compression direction (A). In this way, axial stretch (S_{axial}) and axial strain (ε_{axial}) can be defined as:

$$S_{axial} = e^{\dot{\varepsilon} \cdot t} \quad (3.2)$$

$$\varepsilon_{axial} = \frac{\ln(1/S_{axial})^2}{2} \quad (3.3)$$

where $\dot{\varepsilon}$ is strain rate and t is time.

Following the method used by Mancktelow (1988) or Zulauf and Zulauf (2004), non-linear exponents n were calculated from log diagrams of strain rate vs. stress. The value of the exponent n is equivalent to the slope of the best-fit regression line in those graphs. The effective dynamic viscosity (η^*), the material constant (C) and the stress exponent (n) were calculated for all samples at an axial strain of 0.10.

The pre-exponential material constant C can be determined using the following equation of Weijermars and Schmeling (1986):

$$C = 10^{\frac{1}{n} \cdot \log \dot{\varepsilon} - \log \sigma} \quad (3.4)$$

and assuming a viscous linear behaviour, the dynamic effective viscosity can be calculated using this equation of Zulauf and Zulauf, 2004:

$$\eta^* = \frac{\sigma}{2 \cdot \dot{\varepsilon}} \quad (3.5)$$

3.3.2. Relaxation tests: theoretical background

When compression tests finished and strain rate was held to zero ($\dot{\epsilon} = 0$), the stress relaxation curve was obtained by recording the variation of the force (F) with time (t). According to Ranalli (1995) for Maxwell bodies, that is for ideal viscoelastic bodies, when the load is removed only the elastic strain is recovered. For $\dot{\epsilon} = 0$ the solution for the stress is:

$$\sigma = (\sigma_0)^{-t/\tau_m} \quad (3.6)$$

where σ_0 is the initial stress and τ_m is the Maxwell relaxation time (which is the ratio of the Maxwell-rigidity (μ_m) to the Maxwell-viscosity (η_m)). When the applied strain is kept constant to zero, an instantaneous recovery of the elastic strain occurs followed by a time-dependent recovery of the transient creep strain. Then, the viscous contribution of the deformation is permanent (Ranalli, 1995).

The above equation can be used if a Maxwell material is assumed. A Maxwell body can be defined as a spring and a dashpot in series (Flügge, 1975), whereas a number of Maxwell bodies in parallel to each other and with a parallel spring defines the generalized Maxwell model (Mohsenin, 1986) (Fig. 3a,b). The relaxation modulus (K) for the generalized Maxwell model can be described as (Shellhammer et al., 1997):

$$K(t) = E_0 + \sum_{i=1}^n E_i \cdot e^{-\frac{E_i \cdot t}{\eta_i}} \quad (3.7)$$

where E_0 and E_i are the elastic moduli for the first and subsequent i th spring elements, η_i is the viscosity of the i th viscous dashpot and t is the time.

The objective of stress relaxation tests is to estimate the ratio between the elastic and viscous response of the experimental material. This can be known by adjusting the viscoelastic constants in equation 3.7 to fit the stress relaxation data. Some authors, like Schöpfer and Zulauf (2002), assumed just one Maxwell body to calculate the relaxation parameters. However, we have found that one Maxwell body is not enough to adequately describe the material, as evidenced by low correlation coefficients (R^2). Finally, a second degree Maxwell model (defined by five element constants: E_0, E_1, E_2, η_1 and η_2) (Fig. 3.3c) was chosen to fit the data following the equation:

$$K(t) = E_0 + E_1 \cdot e^{-\frac{E_1 \cdot t}{\eta_1}} + E_2 \cdot e^{-\frac{E_2 \cdot t}{\eta_2}} \quad (3.8)$$

With the above equation, R^2 values are considerably higher than the ones calculated assuming only one Maxwell model (see section 3.3.3).

The Deborah number (De) (Reiner, 1964) is a non-dimensional factor that defines how much solid and fluid is a material. It is equivalent to the quotient between the “time of relaxation” (τ_m) and the “time of observation” ($\dot{\epsilon}$). The Deborah number was also defined by Poliakov et al., (1993) as the ratio between the Maxwell relaxation time of viscoelastic material and the characteristic time of viscous flow:

$$De = \frac{\tau_{relax}}{\tau_{visc}} = \frac{\sigma}{G} = \frac{\eta^*}{G} \cdot \dot{\epsilon} \quad (3.9)$$

where G is the shear modulus for a Maxwell-type rheology. For these uniaxial compression tests G is the longitudinal shear modulus.

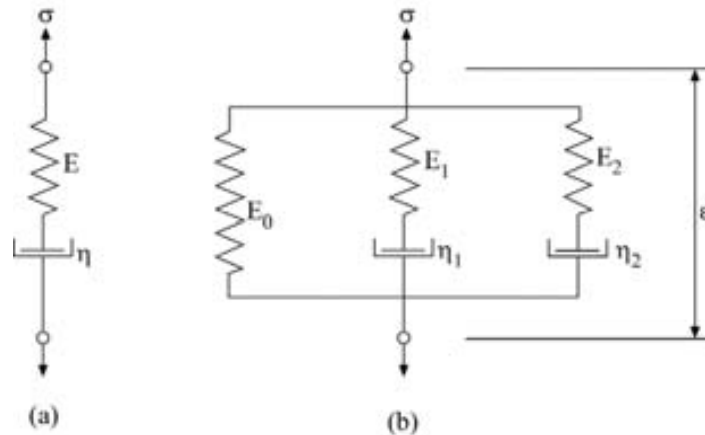


Fig. 3.3. (a) Classical Maxwell model of viscoelastic materials; (b) Generalized Maxwell five-element model used to calculate the relaxation parameters of our experimental materials. σ is stress, ϵ is strain, E_i are spring constants and η_i are dashpot viscosities.

3.3.3. Tests results

The parameters resulting from the compression tests performed in this study are summarized in Table 3.1 and Figs. 3.4 and 3.5. When the samples were compressed, deformation was homogenously distributed within the material and no macroscopic structure or discontinuity could be observed within the samples. The parameters

resulting from the analysis indicate that these kinds of mixtures behave as non-linear elastoviscous materials with a high non-linearity exponent, ranging from $n \sim 3$ for pure JOVI plasticine to $n \sim 8-12$ for mixtures of plasticine and paper flakes. The correlation coefficients (R^2) calculated from the strain rate vs. log stress diagrams vary from 0.73 to 0.98. The strain-stress curves recorded a clear strain hardening for the majority of the tests but only a few of them registered a clear yield stress (Fig. 3.4). The viscosities of the mixtures made of JOVI plasticine are considerably higher than the ones of the Oclu-Plast mixtures. Adding paper flakes to plasticine makes the material more viscous and increases the non-linearity of the mixture. The addition of dye (purple and green) to the plasticine makes it a bit softer and more non-linear than the white one. This fact, which can be observed in Table 3.1, produces a growth of the degree of anisotropy of the multilayer models.

A remarkable strain-rate softening can be observed from strain vs. dynamic effective viscosity curves (Fig. 3.5). Viscosities calculated from tests deformed at lower strain rates are considerably higher than the rest of them due to the dependency of viscosity with the strain rate (Fig. 3.6). The values of dynamic effective viscosity, of the order of 10^9 to 10^{10} Pa·s, indicate that these mixtures are similar to other commercial kinds of plasticine used for analogue modelling by other authors (Fig. 3.7).

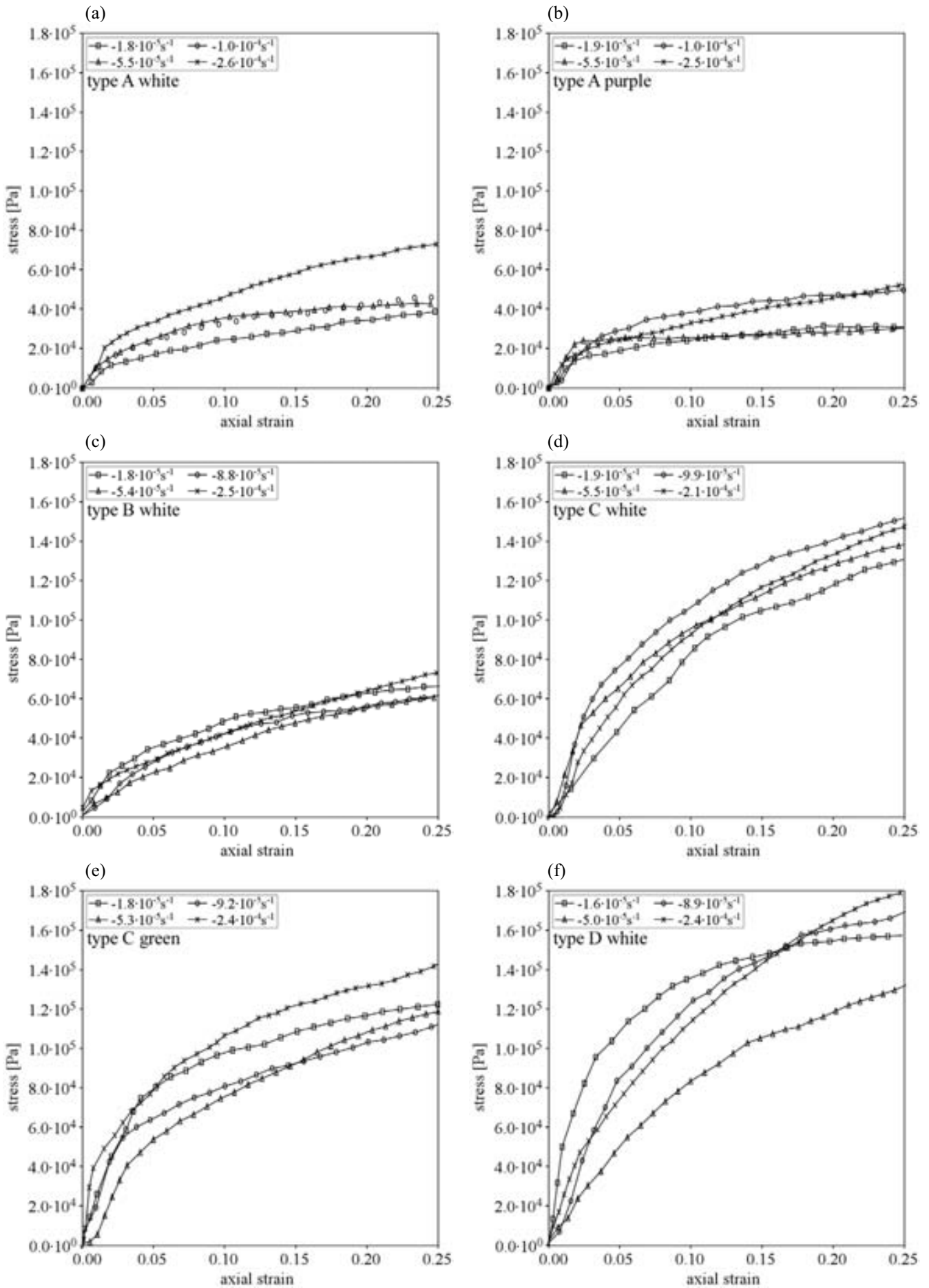


Fig. 3.4. Stress vs. axial strain graphs of the analysed mixtures: (a) type A white; (b) type A purple; (c) type B; (d) type C white; (e) type C green; (f) type D.

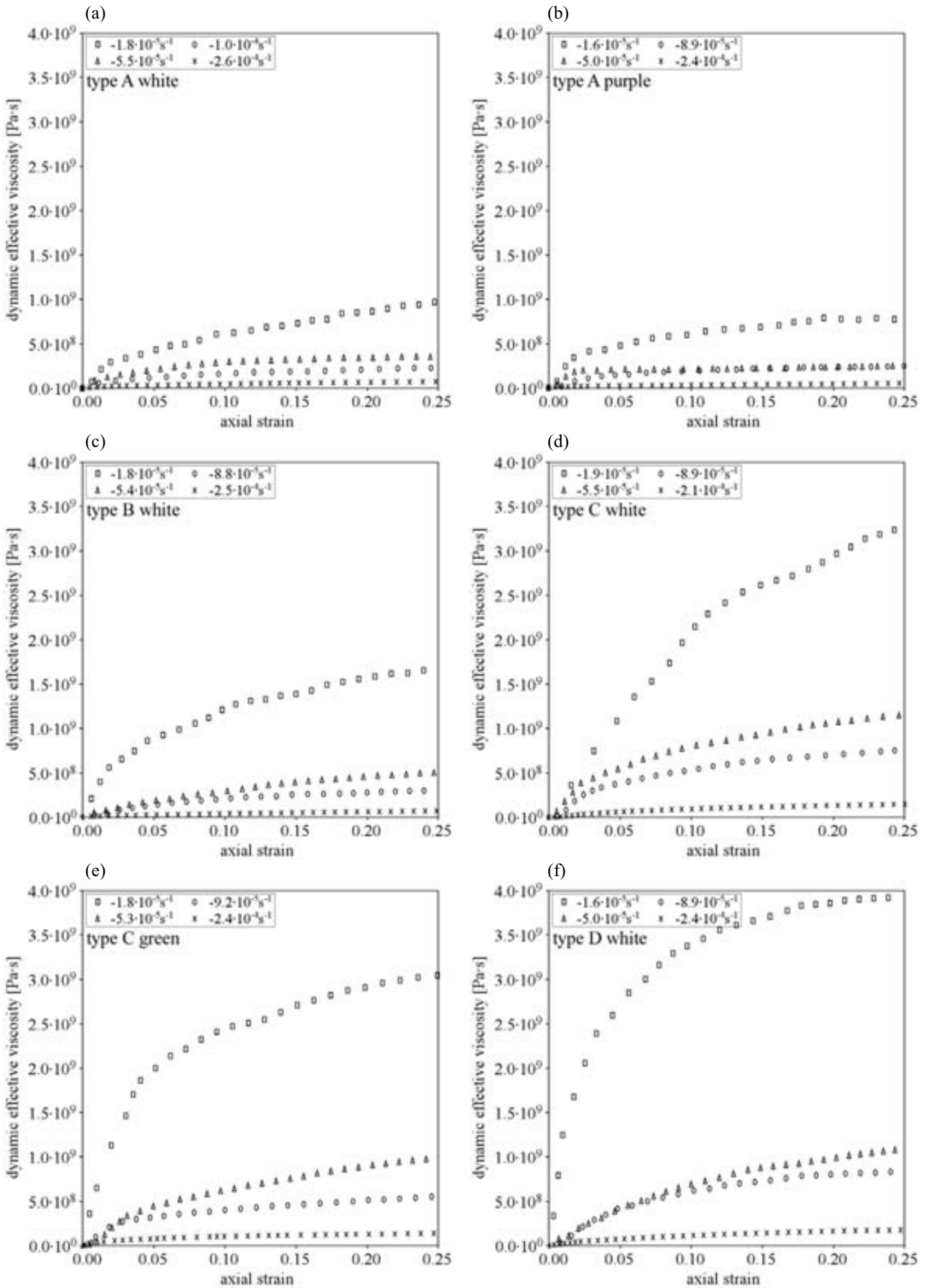


Fig. 3.5. Dynamic effective viscosity vs. axial strain graphs of the analysed mixtures: (a) type A white; (b) type A purple; (c) type B; (d) type C white; (e) type C green; (f) type D.

Table 3.1. Calculated values of parameters from the compression and relaxation tests for the different mixtures used as rock analogues.

Type of mixture	Composition	Strain rate ($\dot{\epsilon}$) [s^{-1}]	Axial stress (σ) [Pa]	Effective viscosity (η) [Pa]	Stress exponent (n)	Material constant (C) [$Pa \cdot n \cdot s^{-1}$]	Elastic shear modulus (G) [Pa]	Deborah number (De)
Type A white	Oclu-Plast white plasticine	$1.8 \cdot 10^{-5}$ $5.5 \cdot 10^{-5}$ $1.0 \cdot 10^{-4}$ $2.6 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^4$ $3.6 \cdot 10^4$ $3.2 \cdot 10^4$ $4.8 \cdot 10^4$	$6.1 \cdot 10^8$ $3.0 \cdot 10^8$ $1.6 \cdot 10^8$ $4.8 \cdot 10^7$	3.9	$1.7 \cdot 10^9$ $3.3 \cdot 10^9$ $3.5 \cdot 10^9$ $6.5 \cdot 10^9$	$9.4 \cdot 10^6$ $6.3 \cdot 10^6$ $3.3 \cdot 10^6$ $2.2 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^{-3}$ $2.6 \cdot 10^{-3}$ $6.0 \cdot 10^{-3}$ $5.3 \cdot 10^{-3}$
Type A purple	Oclu-Plast purple plasticine	$1.9 \cdot 10^{-5}$ $5.5 \cdot 10^{-5}$ $1.0 \cdot 10^{-4}$ $2.5 \cdot 10^{-4}$	$2.3 \cdot 10^4$ $2.6 \cdot 10^4$ $3.8 \cdot 10^4$ $3.3 \cdot 10^4$	$5.8 \cdot 10^8$ $2.1 \cdot 10^8$ $1.9 \cdot 10^8$ $3.3 \cdot 10^7$	4.1	$1.3 \cdot 10^9$ $1.9 \cdot 10^9$ $3.2 \cdot 10^9$ $3.6 \cdot 10^9$	$1.3 \cdot 10^7$ $3.7 \cdot 10^6$ $4.5 \cdot 10^6$ $9.4 \cdot 10^5$	$8.9 \cdot 10^{-4}$ $3.2 \cdot 10^{-3}$ $4.5 \cdot 10^{-3}$ $8.5 \cdot 10^{-3}$
Type B white	Oclu-Plast white plasticine + 10% confetti	$1.8 \cdot 10^{-5}$ $5.4 \cdot 10^{-5}$ $8.8 \cdot 10^{-5}$ $2.5 \cdot 10^{-4}$	$4.5 \cdot 10^4$ $3.6 \cdot 10^4$ $4.6 \cdot 10^4$ $4.4 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^9$ $3.0 \cdot 10^8$ $2.3 \cdot 10^8$ $4.4 \cdot 10^7$	8.2	$1.1 \cdot 10^{10}$ $1.1 \cdot 10^{10}$ $1.4 \cdot 10^{10}$ $1.5 \cdot 10^{10}$	$5.9 \cdot 10^6$ $4.3 \cdot 10^6$ $5.3 \cdot 10^6$ $1.2 \cdot 10^6$	$3.4 \cdot 10^{-3}$ $4.4 \cdot 10^{-3}$ $3.9 \cdot 10^{-3}$ $9.8 \cdot 10^{-3}$
Type C white	JOVI white plasticine	$1.9 \cdot 10^{-5}$ $5.5 \cdot 10^{-5}$ $8.9 \cdot 10^{-5}$ $2.1 \cdot 10^{-4}$	$6.9 \cdot 10^4$ $1.0 \cdot 10^5$ $1.0 \cdot 10^5$ $9.3 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^9$ $8.4 \cdot 10^8$ $5.2 \cdot 10^8$ $9.3 \cdot 10^7$	3.3	$1.2 \cdot 10^9$ $2.5 \cdot 10^9$ $3.1 \cdot 10^9$ $3.9 \cdot 10^9$	$3.0 \cdot 10^7$ $1.7 \cdot 10^7$ $1.0 \cdot 10^7$ $2.0 \cdot 10^6$	$1.4 \cdot 10^{-3}$ $2.6 \cdot 10^{-3}$ $4.9 \cdot 10^{-3}$ $8.5 \cdot 10^{-3}$
Type C green	JOVI green plasticine	$1.8 \cdot 10^{-5}$ $5.3 \cdot 10^{-5}$ $9.2 \cdot 10^{-5}$ $2.4 \cdot 10^{-4}$	$9.9 \cdot 10^4$ $7.5 \cdot 10^4$ $8.1 \cdot 10^4$ $1.1 \cdot 10^5$	$2.5 \cdot 10^9$ $6.2 \cdot 10^8$ $4.0 \cdot 10^8$ $1.1 \cdot 10^8$	3.9	$2.6 \cdot 10^9$ $2.8 \cdot 10^9$ $3.7 \cdot 10^9$ $6.7 \cdot 10^9$	$2.4 \cdot 10^7$ $6.0 \cdot 10^6$ $7.0 \cdot 10^6$ $2.4 \cdot 10^6$	$1.6 \cdot 10^{-3}$ $5.4 \cdot 10^{-3}$ $5.9 \cdot 10^{-3}$ $9.4 \cdot 10^{-3}$
Type D white	JOVI white plasticine + 10% confetti	$1.6 \cdot 10^{-5}$ $5.0 \cdot 10^{-5}$ $8.9 \cdot 10^{-5}$ $2.4 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^5$ $8.3 \cdot 10^4$ $1.2 \cdot 10^5$ $1.2 \cdot 10^5$	$3.4 \cdot 10^9$ $6.9 \cdot 10^8$ $5.8 \cdot 10^8$ $1.2 \cdot 10^8$	11.7	$1.2 \cdot 10^{10}$ $9.4 \cdot 10^9$ $1.5 \cdot 10^{10}$ $1.9 \cdot 10^{10}$	$1.7 \cdot 10^7$ $1.7 \cdot 10^7$ $1.3 \cdot 10^7$ $2.9 \cdot 10^6$	$2.7 \cdot 10^{-3}$ $2.2 \cdot 10^{-3}$ $4.4 \cdot 10^{-3}$ $8.2 \cdot 10^{-3}$

The values of axial stress, dynamic effective viscosity, stress exponent and material constant were calculated for an axial strain of 0.10. The values of elastic shear modulus and Deborah number were calculated using a generalized Maxwell model (Fig. 3.3).

Relaxation tests give us an idea of how the material can recover after being compressed. Some examples of relaxation curves are presented in Fig. 3.8. The time-dependent recovery is called transient deformation (Ranalli, 1995). The Deborah number (De) is an indication of the solid/fluid character of the analysed material. Poliakov et al. (1993) stated that typical values for viscous materials should range between 10^{-4} and 10^{-3} , while materials with viscoelastic behaviour should have Deborah numbers of the order of 10^{-2} . The estimated Deborah number values for the upper crust are around 10^{-4} - 10^{-3} and the ones for the upper mantle range between 10^{-3} and 10^{-2} (Stone and Runcorn, 1991). The Deborah numbers calculated from our relaxation tests indicate that these kinds of mixtures have the typical relaxation behaviour of a viscoelastic material (Fig. 3.9, Table 3.1). As described in section 3.3.2., we used a generalized Maxwell body with five elements to calculate the relaxation parameters, rather than a model with just one Maxwell body. The coefficients of correlation calculated using the equation 3.7 to fit the stress relaxation data show values ranging between 0.69 and 0.87 if one Maxwell body is assumed and increase up to 0.99-1.00 if a generalized five-element model is considered. The increase of strain rate also produces an increment of the elasticity of the materials (Fig. 3.9).

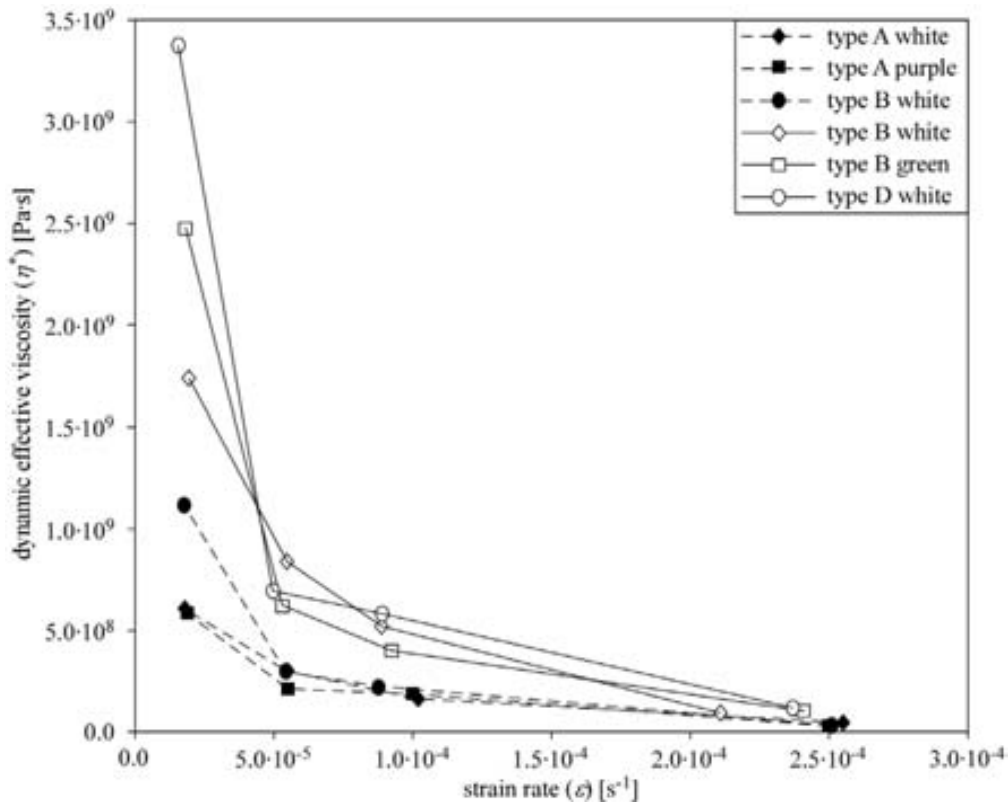


Fig. 3.6. Strain rate vs. dynamic effective viscosity plot of the analysed mixtures. These data were taken at an axial strain of 0.10.

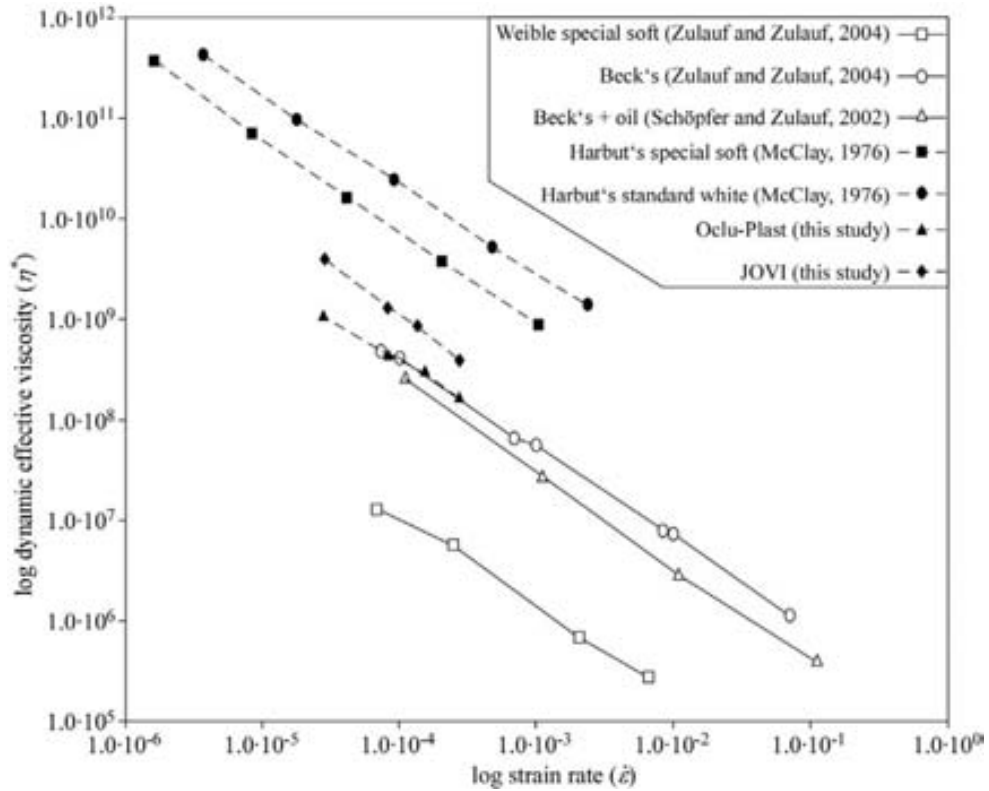


Fig. 3.7. Log diagram strain rate vs. effective dynamic viscosity comparing the plasticines used in this study with other kinds of commercially available plasticine analysed by other authors. All the values of effective dynamic viscosity were taken at an axial strain of 0.15.

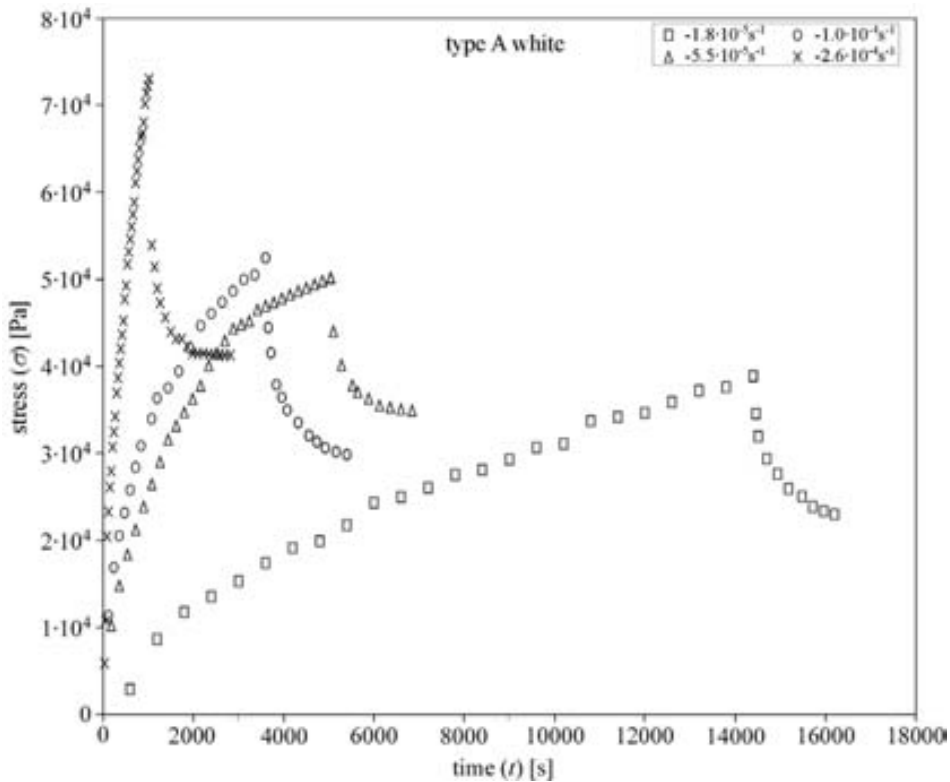


Fig. 3.8. Stress vs. time graphs of the type A plasticine. Relaxation curves were obtained when compression tests finished and strain rate was held to zero ($\dot{\epsilon} = 0$).

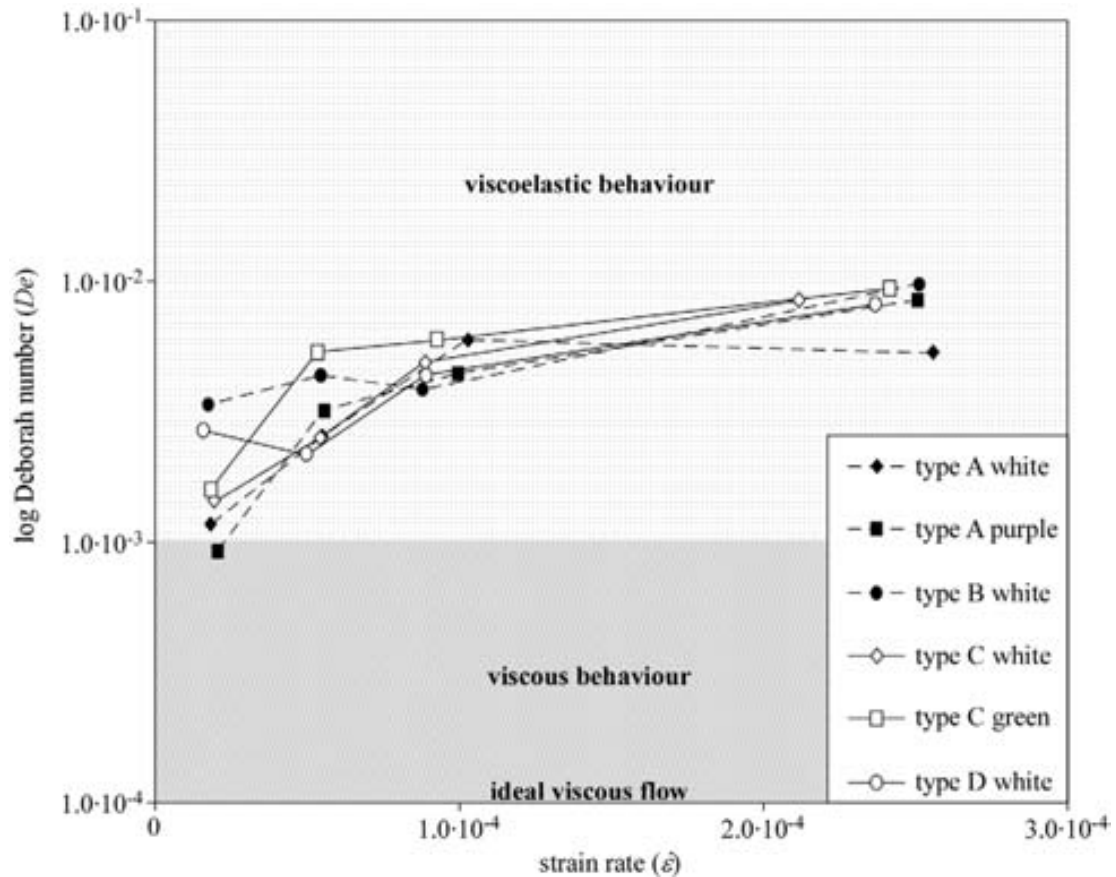


Fig. 3.9. Log graph of strain rate vs. Deborah number of the analysed materials. The increase of strain rate produces an increment of the viscoelastic behaviour.

3.3.4. Model scaling

An essential step in analogue modelling is the scaling of the experiments and natural rocks. Attending at the objectives of this study, the scaling should be based on the geometrical and dynamical similarity of the observed deformation. This chapter analyses the localisation of deformation at the mesoscale, and therefore the ratio between the experimental and natural size can be considered 1:1 or at least of the same scale order. However, it is important to establish a dynamic scaling of the mechanical properties and deformation times between the experiments and real rocks. Average values of viscosity and strain rate in real rocks and their equivalent laboratory analogues are summarized in Table 3.2.

Typical natural strain rates are of the order of 10^{-14} s^{-1} and they can increase up to 10^{-12} s^{-1} within shear zones (Pfiffner and Ramsay, 1982; Weijermars, 1997). If we

assume that an experimental strain rate of $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ is equivalent to a typical natural strain rate, then one experimental second is equivalent to 63 natural years approx., and therefore the natural viscosity that would correspond to this experimental material is of the order of $4 \cdot 10^{17} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ for the type A mixture and $6 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$ for the type D mixture. The dynamic scaling of our type A₃ experiments, that were performed at high strain rates (10^{-4} s^{-1}), is even more precise. In this case one experimental second is equivalent to 460 years of natural deformation and therefore the viscosity that would correlate to this mixture is of the order of $3 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$. These values of scaled viscosities are of the similar order than the estimated values for schists at mid crustal level (Table 3.2). The elastic component of the models and real rocks can be scaled using the Deborah number. The materials presented in this chapter have Deborah numbers ranging from 10^{-3} to 10^{-2} , which are typical values of a viscoelastic behaviour. These analogue materials seem to be slightly more elastic than lower crust rocks, which should have *De* numbers of the order of 10^{-4} to 10^{-3} .

Table 3.2. Values of strain rate and effective viscosity of mid crustal rocks and the less and more viscous analogue materials used in this study (Types A and D mixtures)

Material	Strain rate	Deformation time	Effective viscosity
Mid crustal rocks	10^{-14} s^{-1}	$8.25 \cdot 10^{13} \text{ s}$ (~2.6 Myr)	$10^{18} - 10^{19} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ (schist at 500-700° C)
Type A mixture	$2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	$3.4 \cdot 10^4 \text{ s}$	$6 \cdot 10^8 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ (Oclu-Plast plasticine)
Type A mixture	$10 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$6.2 \cdot 10^3 \text{ s}$	$2 \cdot 10^8 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ (Oclu-Plast plasticine)
Type D mixture	$2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	$3.4 \cdot 10^4 \text{ s}$	$3 \cdot 10^9 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ (JOVI plasticine + confetti)

The strain rate value for mid crustal rocks was taken from Pfiffner and Ramsay (1982) and Weijermars (1997). The viscosity of schists was taken from Davidson et al. (1994).

3.4. Analysis of strain-rate dependency on shear fracture localisation

The first group of multilayer experiments are analysed and compared in this section. Those models were made of purple and white type A plasticine and deformed at three different strain rates: $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (model A₁), $5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (model A₂) and 10^{-4} s^{-1} (model A₃). The results (Fig. 3.10) evidence the dependence on the strain rate of the mechanical response of the material to the imposed deformation. After a bulk shortening of 50%, the model A₁ has accommodated the deformation mainly by homogenous flattening, whereas the increase of strain rate produces a progressive increment of the amount of fractures. However, the stress-strain curves of these experiments (Fig. 3.11) indicate that the estimated amount of work of the A₃ model is considerably higher than that of models A₁ and A₂. Moreover, the curves follow different paths: while the curves of

experiments A_1 and A_2 reach a steady-state flow with a low softening after 25% of shortening, the curve of model A_3 increases until the end of the experiment. It seems that the model A_3 is not able to dissipate all the applied energy by flattening and part of this imposed deformation is being accumulated, even if the number of fractures is significantly higher than in the other two models.

The orientation of fractures is similar in the three models (Fig. 3.12). The rose diagrams display two main end members of fractures: tension cracks, which are subparallel to the maximum compression axis Z , and shear fractures, which are oriented at $40^\circ - 50^\circ$ with regard to the Z axis. The two sets of conjugate shear fractures tend to be symmetrical, and coherent with the main compression stress σ_1 perpendicular to layering. In all the models, the first fractures that can be observed are always tension cracks. Shear fractures can form either from the rotation of tension cracks (like hybrid fractures), from the interaction between two or more tension cracks or directly from heterogeneities within the model that are apparently unrelated to previous cracks. In models A_1 and A_2 the nucleation of new tension cracks tends to decrease with the increase of deformation so that subsequent deformation is accommodated mainly by shear displacements along previous fractures and the formation of new shear fractures. On the contrary, in the experiment A_3 new tension cracks are being nucleated until the end of the experiment, at 50% of shortening. This is again due to the higher stress level reached in this model, which registers a strain hardening tendency up to the end of experiment.

The distribution of fracture lengths is similar in the three experiments (Fig. 3.13). The majority of fracture lengths range between 0.25 and 0.75 cm. and large fractures cross-cutting the entire model are not observed. Although the differences in strain rate values, fracture lengths are similar in all the models, and viscous flow reduces the brittle behaviour of fracture propagation. However, a difference in the displacement along these fractures can be observed from figure 3.14 because there is a positive dependence between strain rate and fracture displacements (Fig. 3.14d). Fractures belonging to the higher strain rate experiment (A_3) register larger displacements than fractures of the other two models.

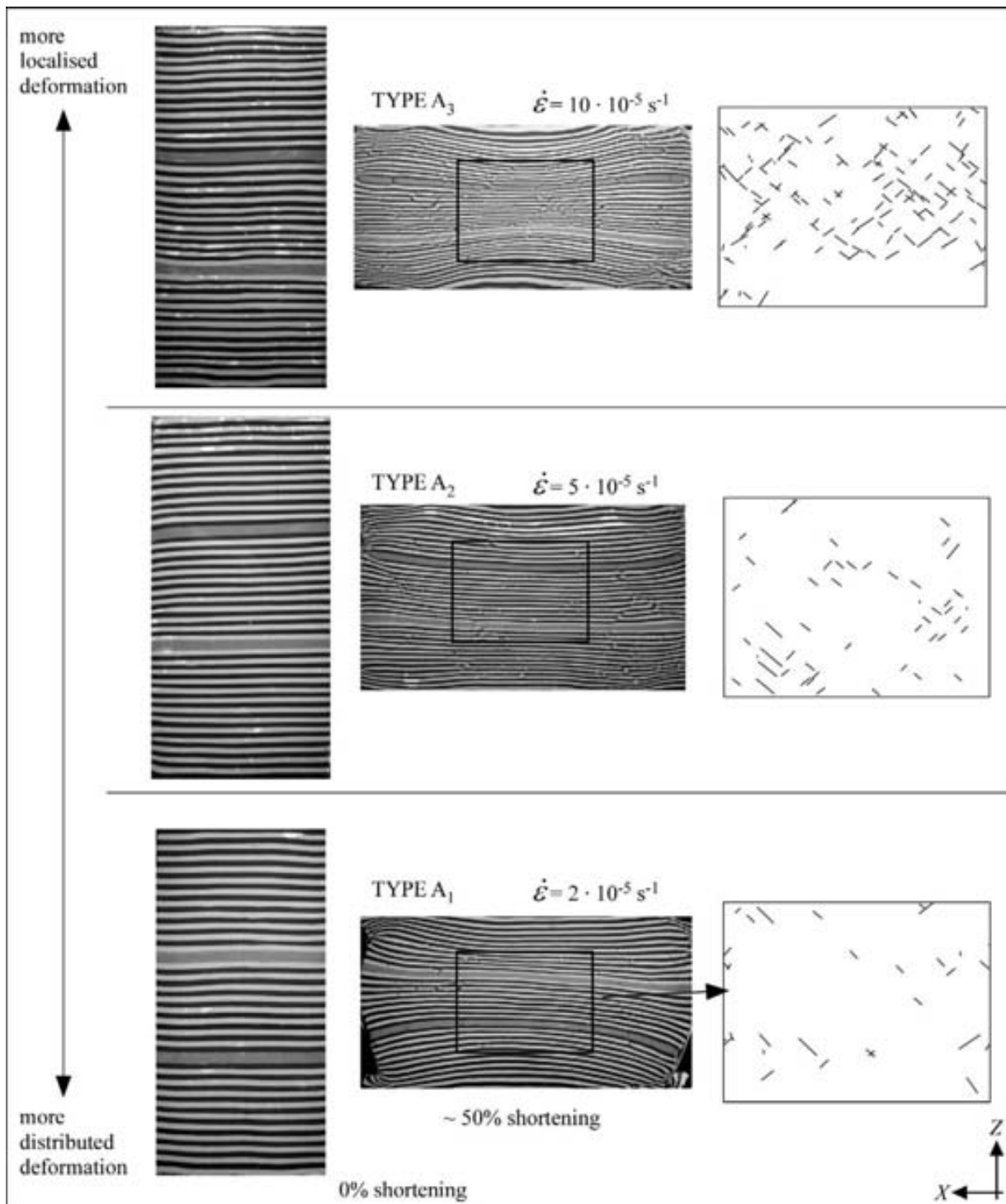


Fig. 3.10. Initial and final state of the three models analysed in section 3.4, where the effects of strain rate on deformation localisation were explored. On the right side, a map of fractures of the central area of each model is displayed. Qualitatively, the increase of strain rate produces an increase of the fracture population.

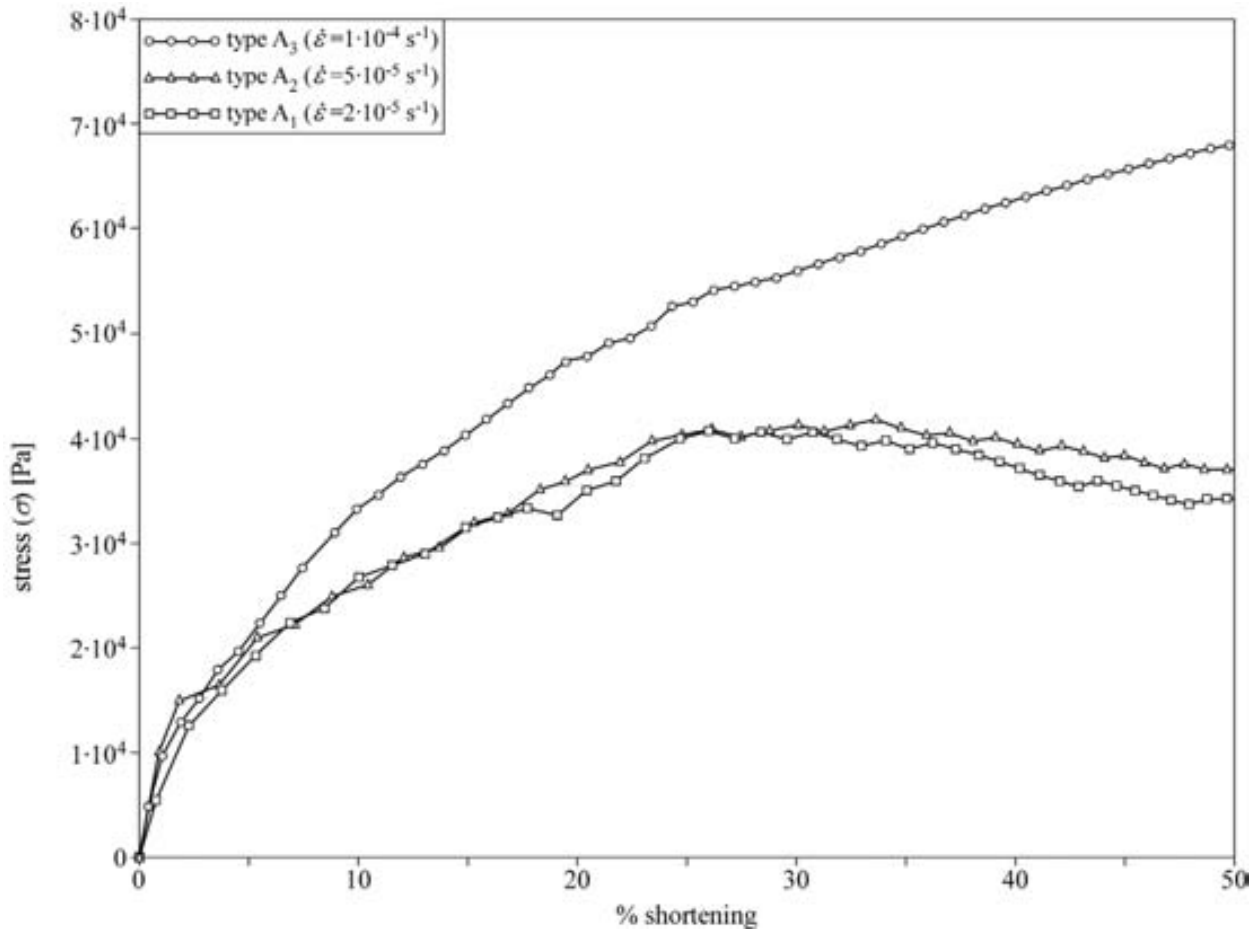


Fig. 3.11. Stress vs. strain curves for the experiments deformed at different strain rates. The same material was used in all the experiments. While the models A_1 and A_2 show a yielding and a steady state with strain softening behaviour, the model A_3 registers strain hardening after yielding.

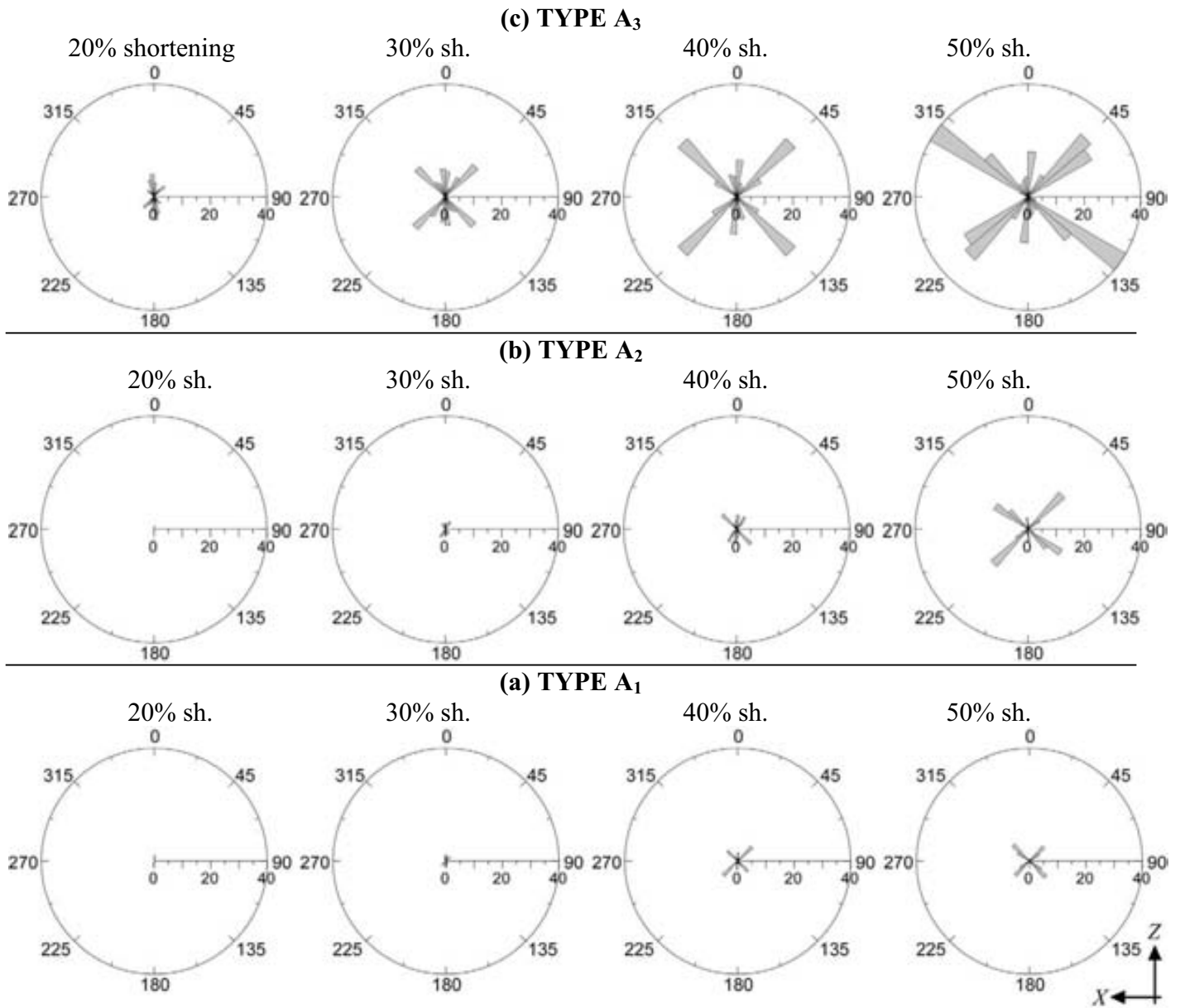


Fig. 3.12. Rose diagrams showing the orientation and the amount of fractures for orientation intervals of 10°. (a) type A₁, (b) type A₂ and (c) type A₃.

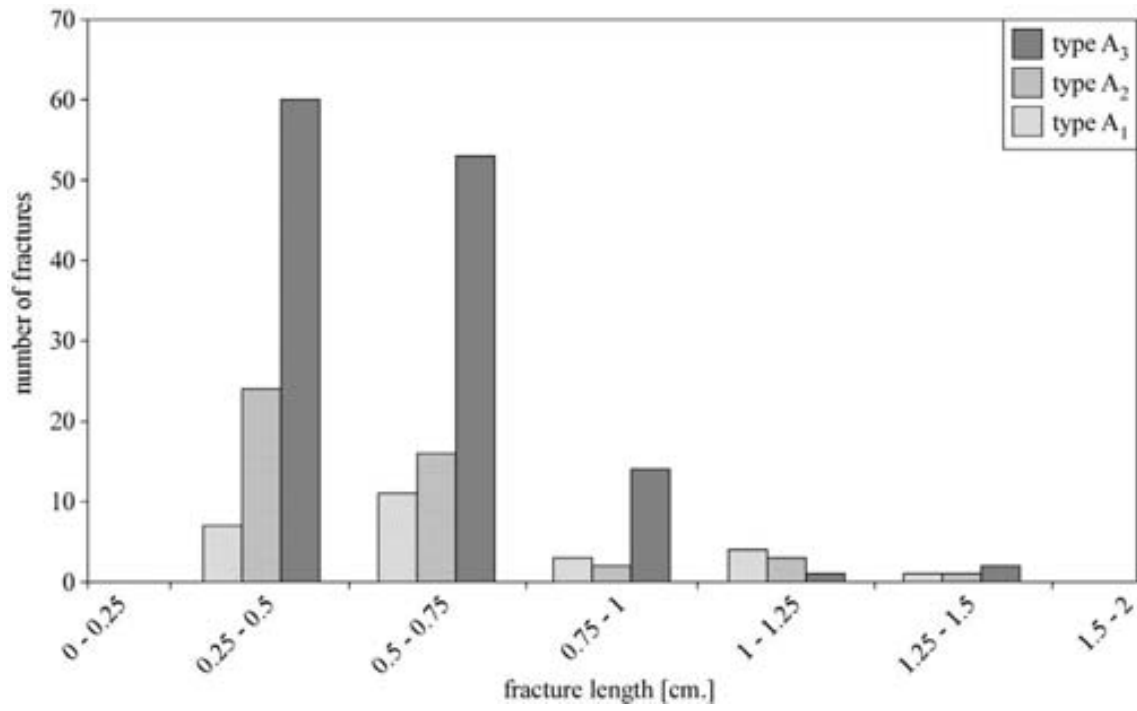


Fig. 3.13. Fracture length vs. number of fractures measured at the end (apox. 50% of shortening) of the experiments analysed in section 3.4. Only data from shear fractures of models A₁, A₂ and A₃ have been used.

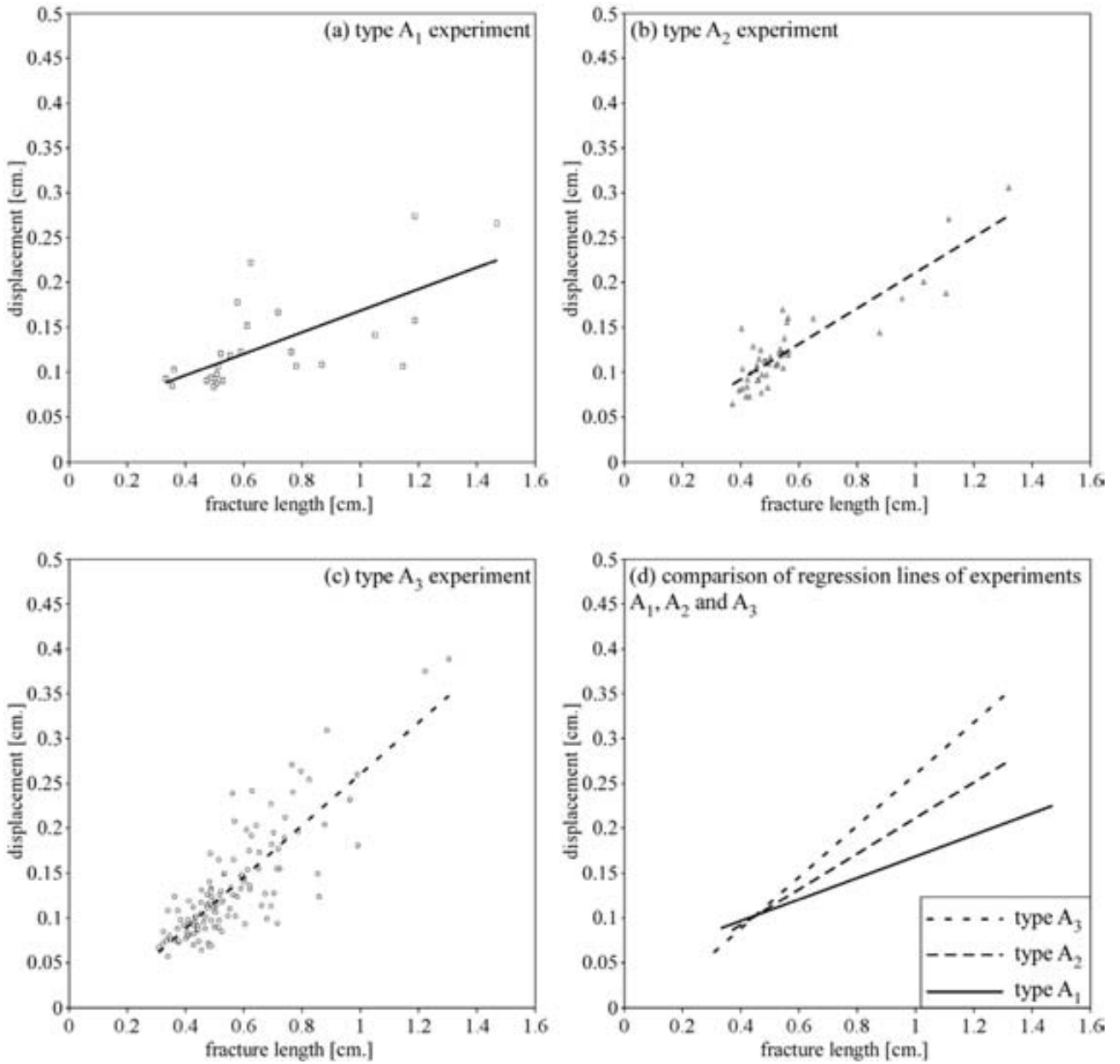


Fig. 3.14. Fracture length vs. fracture displacement graphs for models (a) type A₁, (b) type A₂ and (c) type A₃. The regression lines have been added to the scatter data. (d) Comparison of the three regression lines. All data come from shear fractures measured at 50% of shortening. A clear dependence between strain rate and displacement can be observed.

3.5. Analysis of rheology dependency on shear fracture localisation

This section analyses the influence of viscosity on shear fracture localisation using a group of 4 experiments deformed at the same strain rate ($\dot{\epsilon}=2\cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$). The models are made of types A, B, C and D plasticine mixtures. In this case, the pattern of deformation is strongly different depending on the mechanical properties of the materials (Fig. 3.15). There is a clear transition between a model where deformation is almost homogeneously distributed (type A) and a model where a few large fractures control the evolution of the system (type D). Note that the model labelled A is the same as the one designated as A₁ in section 3.4.

Stress-strain curves can be used to establish a qualitative relationship between the strain localisation pattern and the internal work necessary to deform the sample (Fig. 3.16). A strong localisation pattern is observed in the higher stress experiments, which register a strain softening behaviour after yield stress. For these series of models, the increase of the dynamic viscosity of the mixtures produces an embrittlement of the model. An approximation to the internal work that has been done by the localisation of strain (i.e. nucleation of growth of fracture network) can be obtained comparing the stress-strain curves from the experiments and tests used to calculate the mechanical properties of the mixtures (Fig. 3.16). Deformation did not localise in any of the uniaxial compression tests, so they can be considered the non-localising end-member of the transition between homogenous and distributed deformation systems. Their stress-strain curves are displayed in the figure 3.16 and were calculated using the values summarized in table 3.1. The pre-yield stage is quite similar in all the models, although the model D shows a lower stiffness than the one predicted from test data. The internal work done is proportional to the area underneath the stress-strain curves. The energy done during post-yielding has been estimated from the differences between the experimental and theoretical curves for each analogue material. Fig. 3.16 shows that after a shortening of 20% - 25% the theoretical stress values are always higher than real stress data obtained from the force gauges. This difference is progressively increased from the most ductile model (type A) to the most brittle model (type D) and, therefore, it is directly related to the degree of deformation localisation. The localisation of a fracture network brings the possibility of a reduction of the active volume that is being deformed and this therefore

produces a decrease of the stress necessary to accommodate the deformation imposed by the boundary conditions.

In the most viscous model (type D) the growth of a small network of large fractures (Fig. 3.15) produces an important reduction of the internal work with respect to the theoretical work in aprox. 20%. In this model this is the most effective way to accommodate the imposed shortening. Anyway, the development of those large fractures is related to a previous very high stress state. In model C, there is also a remarkable stress decrease after 20% of shortening that is related to the nucleation of fractures and a reduction of the strain energy with respect to the theoretical work in 15% approx. The stress-strain curve of this model goes after yielding from a strain softening behaviour to an ideal steady state at maximum strain. In this case, the fracture network is well arranged but segmented. Between conjugate fractures less deformed lozenge regions are formed. In this model there is no fracture with a length similar than the size of the model. On the contrary, the difference between theoretical and real curves for models made of softer plasticine (types A and B) is not significant. In these two cases, especially in model type A, the deformation is distributed and accommodated by continuous flow. In the model type B a great number of small fractures are formed, but they do not propagate enough to develop large fractures.

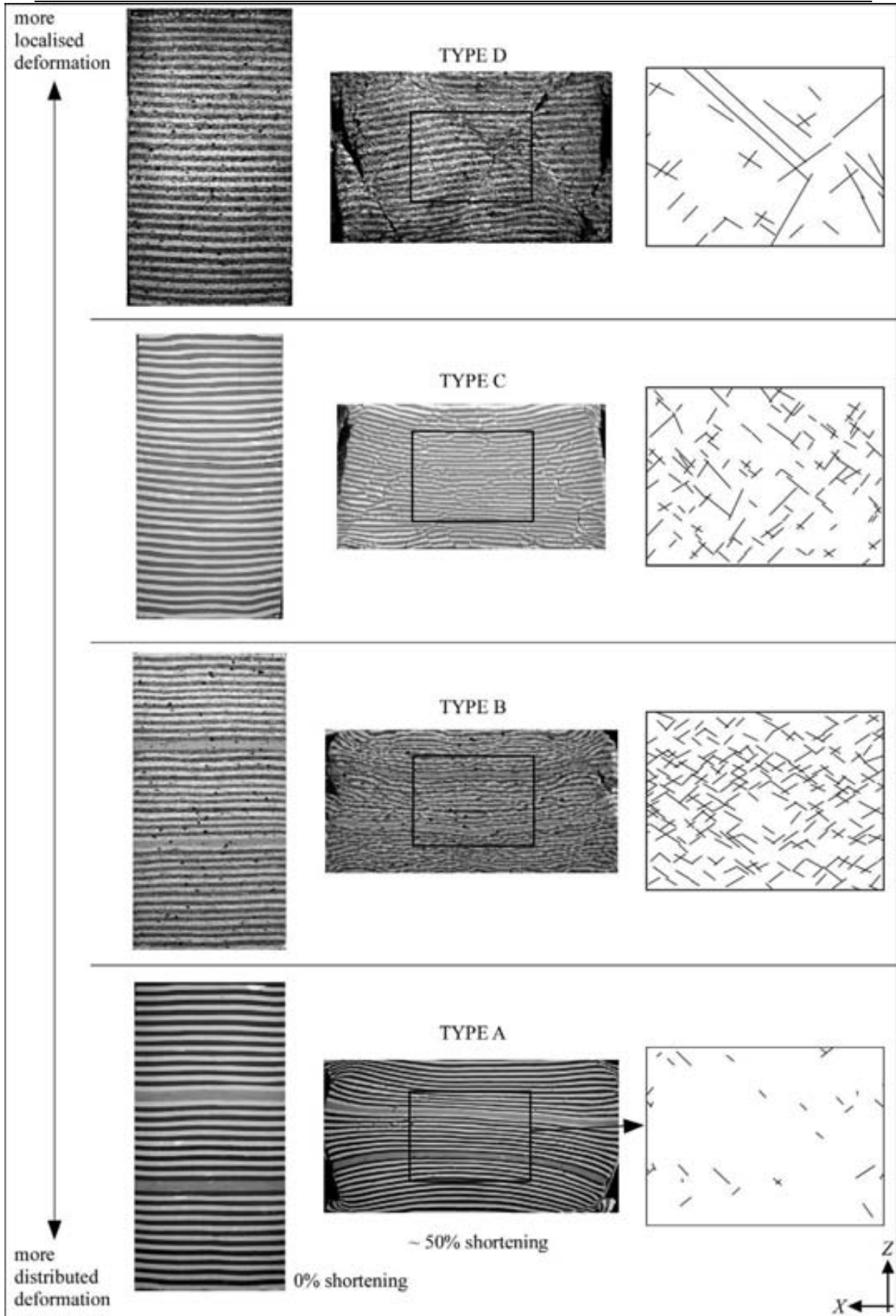


Fig. 3.15. Initial and final photographs of the four models analysed in section 3.5. On the right side, a map of the fractures measured in the central area of each model is displayed. The degree of localisation and network geometry is strongly influenced by the effective viscosity of the models. From top to bottom the viscosity of the material mixture decreases.

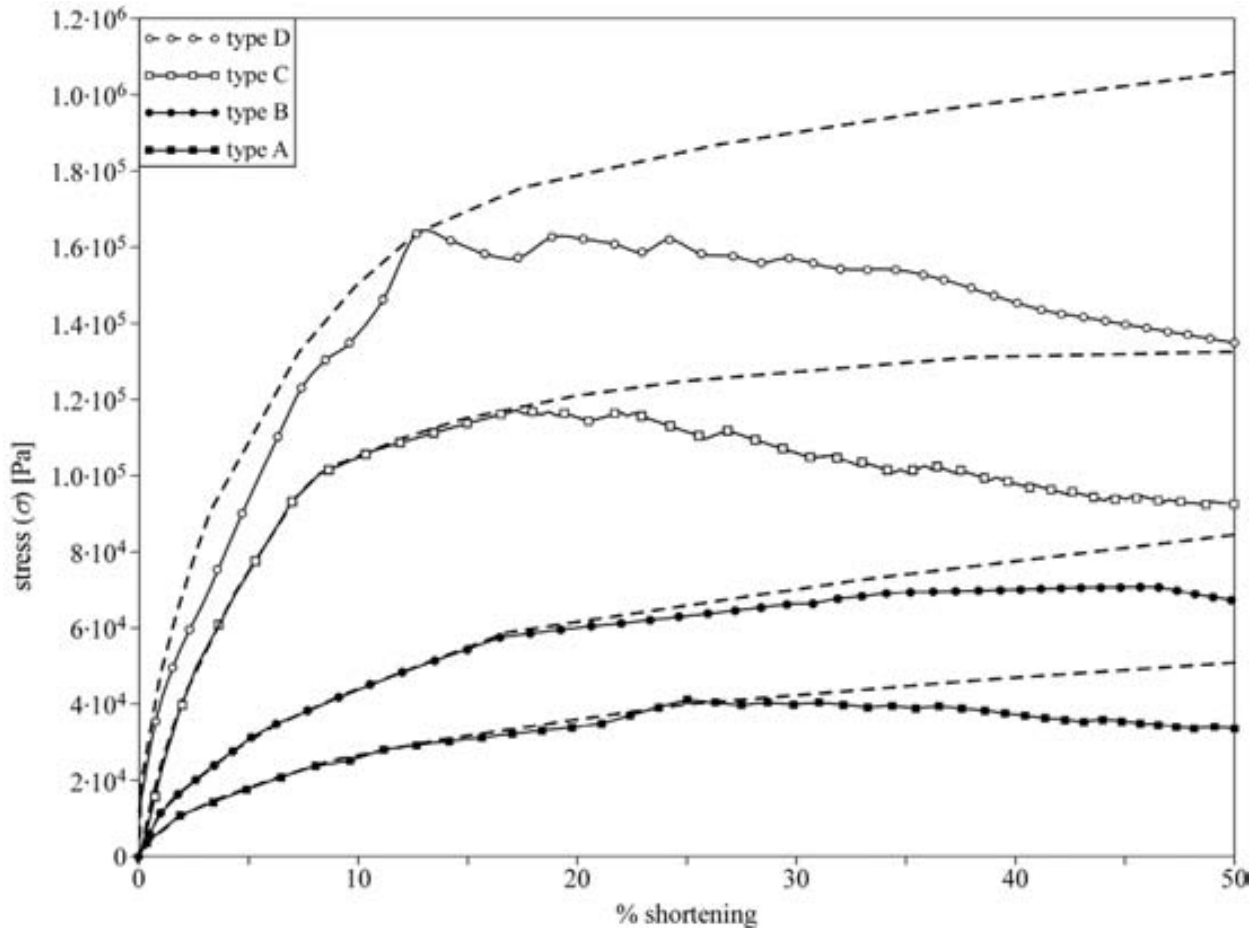


Fig. 3.16. Stress-strain graphs measured from the multilayer models (curves with data points) and theoretical curves calculated using the values obtained from mechanical tests (dash curves). The difference between both curves gives an estimation of the saved energy related to the fracture network development.

As shown in Fig. 3.15 the amount and type of fractures that nucleated depends on the properties of the analogue material. The model type A accommodates deformation mainly by homogeneous flattening and therefore not many fractures are formed (Fig. 3.17a). The fractures start to nucleate after 30% - 40% of shortening and they are both tension cracks and conjugate shear fractures. Both types of fractures rotate with the increase of strain. The collapse voids created by tension cracks seems to be the driving process that produces the formation of hybrid fractures from tension cracks in this model. These hybrid fractures evolve to shear fractures with the increase of deformation. At the end of the experiment, the maximum length of fractures is smaller than 1.25 cm. (Fig. 3.18) and their cumulative slip is always less than 15% of the fracture length (Fig. 3.19).

The model made of type B mixture (Fig. 3.17b) contains paper flakes, which favour the nucleation of a large population of small fractures. In this case, tension cracks have not been recognized in the experiment. Two symmetrical sets of shear fractures are developed with an orientation higher than 45° with regard to the main compression Z -axis. The length of these fractures range between 0.5 and 2 cm. (Fig. 3.18) and their slip is considerable higher than the one measured from the type A model (aprox. 25% of the total length).

The distribution of fractures in model made of type C mixture is completely different that in the other three experiments. In this case first many tension cracks are nucleated. When deformation increases these cracks rotate and get connected, producing the nucleation of shear fractures (Fig. 3.17c). The length of fractures and their displacements are similar to the ones of type B model.

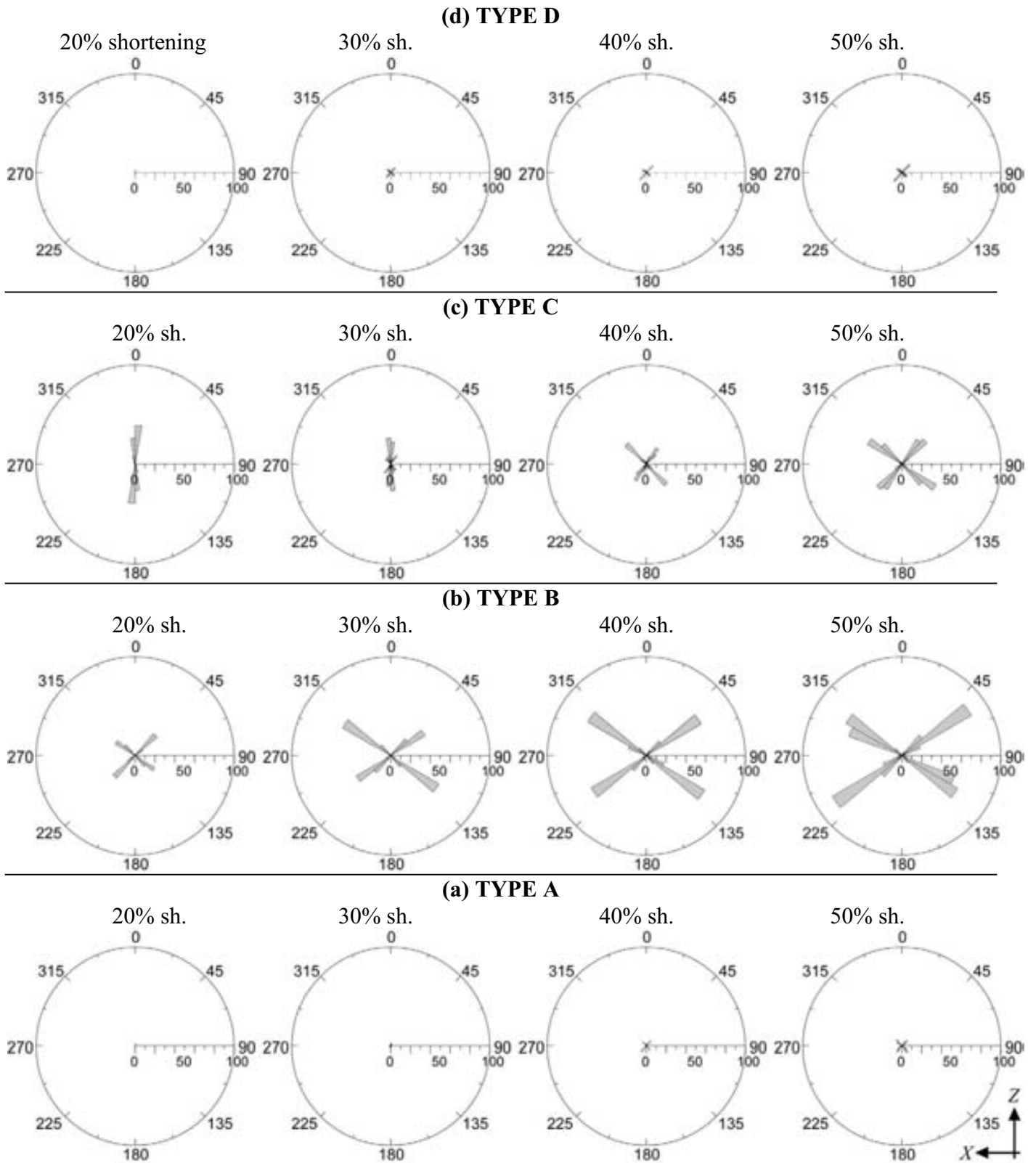


Fig. 3.17. Rose diagrams showing the orientation and the amount of fractures at intervals of 10° for each model analysed in section 3.5: (a) type A, (b) type B, (c) type C and (d) type D. The average orientation of each set is indicated. Small rose diagrams are out of scale.

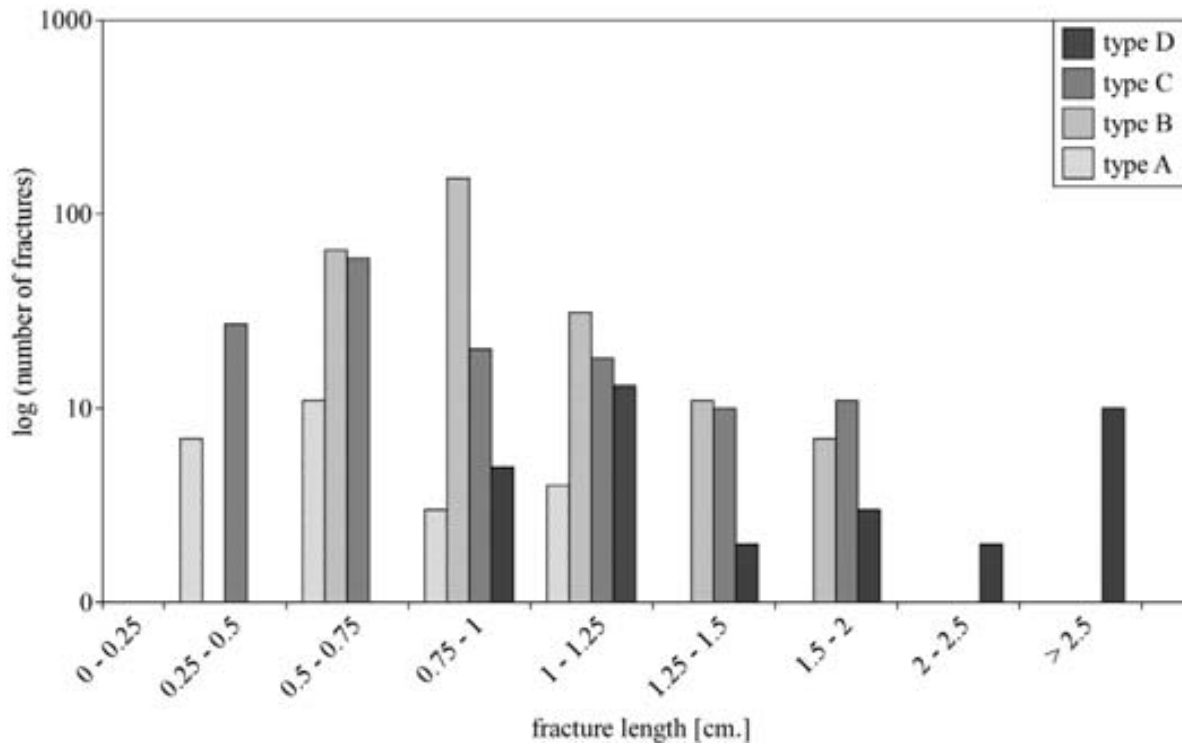


Fig. 3.18. Fracture length vs. number of fractures (at log scale) measured at 50% of shortening for models A, B, C and D. Only data measured from shear fractures is present. Note that the interval of scale changes for fracture lengths > 1.5 cm.

The type D analogue material includes paper flakes and, like in the type B model, large tension cracks have not been detected (Fig. 3.17d). In this model a reduced number of very large fractures develop, with lengths ranging between 2.5 and 9 cm. (Fig. 3.18). Some of these large fractures propagate up to the limits of the model and they are able to accommodate considerably larger displacements than the ones registered by fractures of other models (their total slip in model D is approx. 40% of the total fracture length) (Fig. 3.19d,e). The two conjugate sets of shear fractures are asymmetrical: the sinistral shear-sense set is the dominant while the dextral set is the subsidiary.

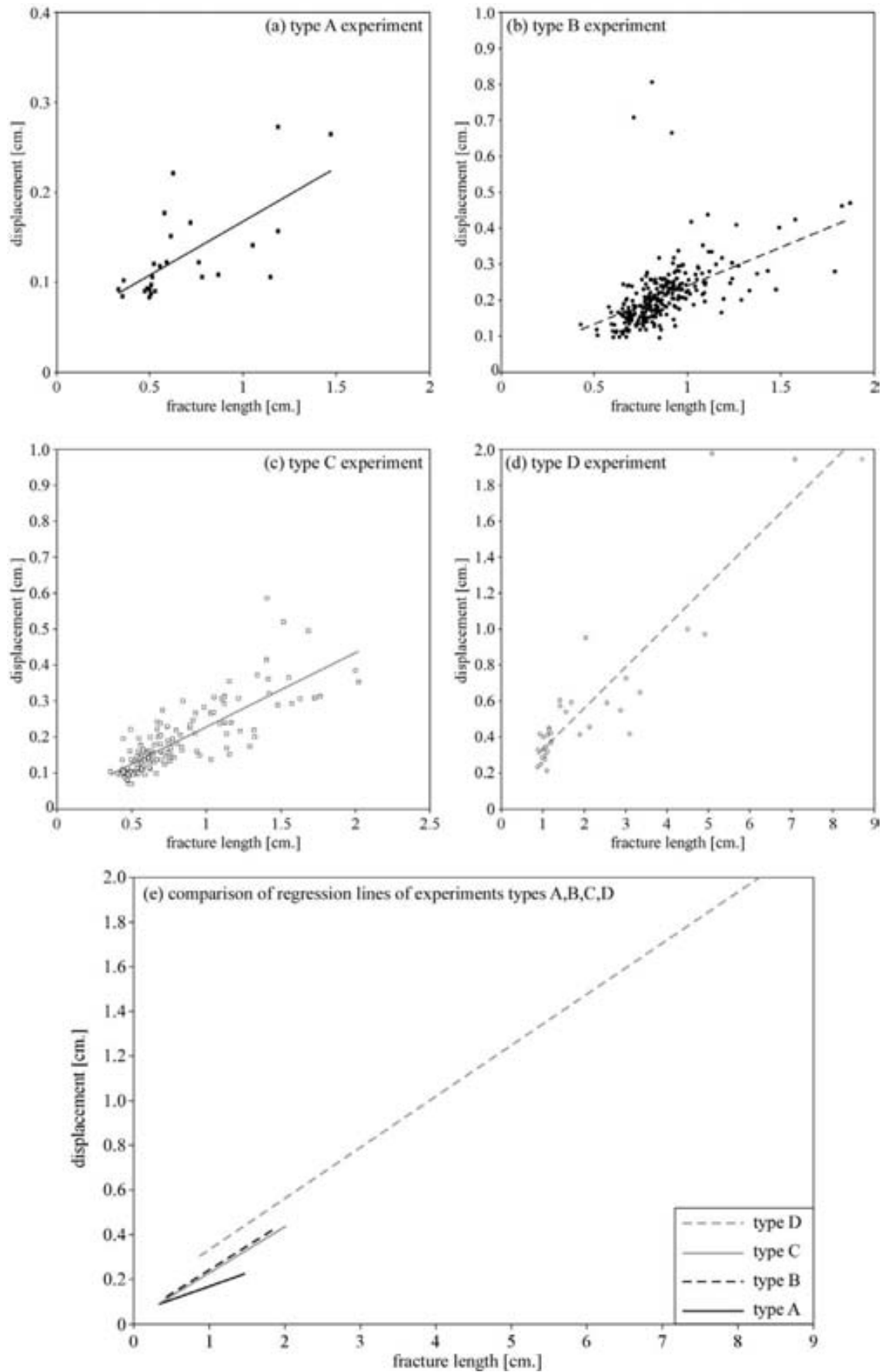


Fig. 3.19. Fracture length vs. fracture displacement graphs for models (a) type A, (b) type B, (c) type C and (d) type D. Note the different scale of graphs a-d. (e) Diagram comparing the four regression lines. All data come from shear fractures measured at 50% of shortening within the sampling area.

3.6. Discussion and conclusions

The experimental results show that there is a clear relationship between the degree of deformation localisation in elastoviscoplastic multilayers and the mechanical properties and strain rate. By playing with these two parameters we can analyse the transition between localised and distributed systems.

In this study four types of analogue materials have been tested and used: A, B, C and D. There is a gradual increase in viscous ductility from type A to type D mixtures. The mixtures types A and B were made of softer plasticine than the mixtures C and D. The presence of paper flakes made more viscous and heterogeneous model B than A and model D than C. All these mixtures behave as non-linear elastoviscous materials with high non-linearity exponents, ranging from $n=3-4$ for types A-C to $n=8-12$ for types B-D. The higher values of n in the mixtures of types B and D are also due to the presence of paper flakes. As evidenced by Deborah number values (Fig. 3.9), there is a similar elastic component in all the analogue materials.

Deformation could not localise in any of the uniaxial compression tests, as evidenced by the lack of clear yield points in the stress-strain curves (Fig. 3.4). This fact indicates that some kind of instability, like the presence of a planar anisotropy, is required to produce localisation. In models made of types A and C mixtures this anisotropy is defined by a composite layering (Treagus, 1997), while in models type B and D the presence of paper flakes, which are preferentially oriented parallel to layers, produce an increase in the degree of anisotropy.

3.6.1. Influence of the material properties on deformation localisation

The results of the experiments presented in section 3.5 show that the degree of deformation localisation and the nucleation of fracture networks depend strongly on the viscous ductility and strength of the analogue material. There is a clear transition between non-localised and strongly localised systems (Fig. 3.15). The comparison between real and theoretical stress-strain curves shows that the energy in the system is higher in the more viscous and stiffer models (Fig. 3.16). All the stress-strain curves

registered a yield stress, which is approximately coeval with the nucleation of the first visible fractures (Fig. 3.17). The amount of strain softening is related to the degree of fracture development, because larger and more discrete fractures can more efficiently accommodate the displacement imposed by the boundary conditions.

However, there are many differences in the behaviour of the four models. In model type A deformation is accommodated mainly by flattening and therefore the stress-strain curve displays a steady-state flow with gentle strain softening. When paper flakes are added to this kind of plasticine (type B) the system becomes more non-linear and more rigid. Consequently, there is an increase in fracture localisation. Nevertheless, the intensity of these structures is not high and the stress-strain curve is also quite stable after yielding. Model B evolve by coeval fracturing and viscous flow. In this case deformation is distributed in a large population of shear fractures of limited length with low propagation rates. Viscous relaxation is able to soften the increase of stress and inhibits the propagation of faults. The main difference between the softer (A) and the more viscous (C) plasticine is that the plastic limit is reached in the type C model followed by a pronounced strain softening.

The first visible fractures in pure plasticine models (A, C) are tension cracks perpendicular to layers (Figs. 3.17, 3.19). With the increase of deformation these cracks link one to each other to produce shear fractures oriented at about 45° with regard to the maximum compression axis. On the contrary, tension cracks are not common in models with paper flakes (B, D). These flakes clearly decrease the onset and connection of tension cracks. A few large and discrete fractures control the energy in model D, and their nucleation is followed by a strong strain softening which is related to the accommodation of deformation by those large fractures. In this experiment, inter-fracture lozenges are low-strain regions.

The angles between shear fractures and the maximum compression axis range between 40° and 60° . Shear fracture angles are smaller in experiments made of Jovi plasticine (C-D), indicating that it is more brittle than Oclu-Plast plasticine (A-B). In all the models the orientations of shear band sets are coherent with the stress field imposed by the deformation apparatus. The two conjugate sets of shear bands are symmetric in

experiments A, B and C. In model D the array with dextral sense of shear is predominant because these fractures are larger and more intense than the sinistral ones.

3.6.2. Influence of strain rate on deformation localisation

The results of the experiments presented in section 3.4 show that there is a progressive variation of deformation localisation with the increase of strain rate (Fig. 3.10). However, the difference in localisation is not as marked as in the series dependant on the mechanical properties of the material properties. The maximum strain rate that can be applied by the deformation apparatus has a limit, and the strain rate at which experiment A₃ was deformed was only five times bigger than the one applied to model A₁. However, this difference can be considered enough to do a basic study of the influence of this parameter on the localisation of deformation and the nucleation of associated fracture networks.

None of the stress-strain curves of this series (Fig. 3.11) showed a distinct yield stress. In models A₁ and A₂ fractures start to be visible between 20 and 30 % of shortening (Fig. 3.12) and after that amount of deformation the stress-strain curve shows a gentle strain softening. On the contrary, the A₃ curve registers strain hardening throughout all the deformation time. Neither nucleation nor displacement along fractures could dissipate the stress increment related to the high strain rate in this experiment.

Fracture length (Fig. 3.13) and fracture displacements (Fig. 3.14) are higher in model A₃ than in the other two experiments, indicating again a higher level of energy in this system. In this series of experiments the first visible fractures are always tension cracks. With the increase of deformation shear fractures are formed from the rotation or interaction of these cracks. Other shear fractures nucleate directly from irregularities in layers. The angles between the maximum compression axis *Z* and the shear fracture sets are about 45°, which is the orientation predicted by the plastic Von Mises criterion. The orientations of conjugate shear band sets are consistent with the stress field. In the three experiments both sets are symmetric.

3.6.3. Relationship between both experimental series

The analysis of slip along fractures indicates that the ratio between the displacement along fractures and the total fracture length is dependant on strain rate and viscosity. An increase of strain rate produces higher slip along fractures. Raising the stiffness of the material also produces an increase of slip. This fact must be associated to the competition between the viscous stress relaxation related to ductile flow and the brittle behaviour that is linked to the propagation of fractures. When ductile flow is the dominant process the material is able to relax the stress at fault tips and inhibits the propagation of fractures. In models that register a steady-state flow the ratio between fracture displacements and the total length of fractures can be considered a potential strain rate marker. This may be a useful tool to better understand the development of shear bands and fractures in the field. In order to create this tool some things have to be considered, like the effects of the finite bandwidth of the structures, the local spatial and temporal evolution of some properties or the influence of different types of boundary conditions. The uncertainties related to the effects of strain rate and viscosity can be reduced using the Deborah number, stress or other normalised parameter as a reference of the viscoelastic behaviour of the material.

For this purpose, a possible way is to establish a relationship between both series of experiments. For instance, we can use as a reference parameter the ratio of the stress of each experiment and the stress of a reference model. The stress value of the most homogeneous model (A, A₁) can be used as a reference value:

$$\sigma_{m(\text{model})} = x \cdot \sigma_{m(A)} \quad (3.10)$$

$$\sigma_m = 2 \cdot \dot{\epsilon} \cdot \overline{\eta}^* \quad (3.11)$$

where $\sigma_{m(A)}$ and $\sigma_{m(\text{model})}$ are the theoretical viscous stress values of model A-A₁ and the rest of the experiments, $\dot{\epsilon}$ is strain rate, $\overline{\eta}^*$ is the average effective dynamic viscosity and x is the reference factor.

Table 3.3. Summary of the reference factor calculated for the different models. The range and distribution of values are consistent with the qualitative degree of localisation observed.

	Model type	$\bar{\eta}_{\text{model}}^*$ [Pa·s]	$\dot{\epsilon}$ [s ⁻¹]	x factor
localised deformation	D	$3.4 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{-5}$	5.6
	C	$1.7 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{-5}$	2.8
	B	$1.1 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{-5}$	1.8
distributed deformation	A ₃	$1.6 \cdot 10^8$	10^{-4}	1.3
	A ₂	$3.0 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{-5}$	1.2
	A, A ₁	$6.1 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{-5}$	1

The values of average effective dynamic viscosity and strain rate are taken from Table 3.1.

As shown in Table 3.3, taking into account as a reference the stress of the most homogeneous and less viscous experiment (A, A₁), all the multilayer models analysed in this chapter can be ordered from the less (A, A₁) to the most localised (D). This principle of arrangement coincides with qualitative observations of fracturing (Figs. 3.10, 3.15), the estimated intensity of fractures (Figs. 3.14, 3.19) and the inferred mechanical response registered by the strain-stress curves (Figs. 3.11, 3.16).

In this approach we implicitly assume a von Mises plastic criterion with a similar critical shear strength value for all the models (i.e. the critical shear strength does not depend on viscosity or strain rate). From the stress-strain curves we can see that the first visible fractures do not nucleate at the same yield stress in all the models because they depend on the amount of accumulated strain. In order to properly define the reference parameters a correct experimental characterization of failure criterions would be required for both tension and shear fractures.

3.6.4. Advantages and disadvantages of this experimental method

The experimental method used in this study is useful to analyse localisation and fracture networks in composite materials. The main advantage of this type of analogue modelling is that experiments are physically real systems and are suitable to produce qualitative and quantitative interpretations. Moreover, the mechanical and structural evolution of the models can be continuously analysed. These geometric and dynamic scaling of these experiments is satisfactory, as reported in section 3.3.4.

However, some problems should be taken into account when interpreting the experimental results. First, one has to consider possible the influence of the deformation apparatus in the type of structures obtained. In this contribution the starting geometry of all models was rectangular, and this could have some kind of influence on fracture angles. We tried to minimize this effect analysing only the central part of the models. The compression and relaxation tests used to calculate the mechanical properties of the analogue materials gave realistic results, but they could be complemented with additional analyses. However, as evidenced by our test results and other studies (see section 3.3.3), the rheology of plasticine is very complex. A proof of this complexity is that many mixtures change their type of mechanical response to deformation depending on strain rate. Another important disadvantage of this study is that it is impossible to have a full mechanical control of the influence of heterogeneities within the system, like paper flakes. Anyway, their presence produces an increase in viscosity and stiffness that can to some extent be evaluated.

In summary, for elastoviscoplastic materials, viscous ductility and strain rate define a change on the degree of shear localisation and the geometry of fracture networks. The increase of deformation can lead to changes on the mechanical behaviour of the material and the type of deformation. Some kind of instability, like layering, is required to obtain strain localisation. With series of simple analogue models the brittle-to-ductile transition can be studied.

3.7. References

- Brun, J.-P. 1999. Narrow rifts versus wide rifts: interferences for the mechanics of rifting from laboratory experiments. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 357, 695-712.
- Brun, J. P. and Cobbold, P. R. 1980. Strain heating and thermal softening in continental shear zones: a review. *Journal of Structural Geology* 2(1-2), 149-158.
- Carreras, J. 1997. Shear zones in foliated rocks: geometry and kinematics. . In: *Evolution of geologic Structures in Micro- to Macro-scales* (edited by Sengupta, S.). Chapman and Hall, 185-201.
- Carreras, J., Julivert, M., Soldevila, A., Griera, A. and Soler, D. 2000. A deformation stage for analogue modelling of structures developed under variable degree of

- non-coaxiality. In: Geoscience 2000. University of Manchester, Abstracts volume, section Modelling in Structural Geology, 126.
- Casey, M. 1980. Mechanics of shear zones in isotropic dilatant materials. *Journal of Structural Geology* 2(1-2), 143-147.
- Christiansen, P. P. and Pollard, D. D. 1997. Nucleation, growth and structural development of mylonitic shear zones in granitic rock. *Journal of Structural Geology* 19(9), 1159-1172.
- Cobbold, P. R., Cosgrove, J. W. and Summers, J. M. 1971. Development of Internal Structures in Deformed Anisotropic Rocks. *Tectonophysics* 12(1), 23-53.
- Davidson, C., Schmid, S. M. and Hollister, L. S. 1994. Role of melt during deformation in the deep crust. *Terra Nova* 6, 133-142.
- Davy, P. and Cobbold, P. R. 1991. Experiments on shortening of a 4-layer model of the continental lithosphere. *Tectonophysics* 188, 1-25.
- Davy, P., Hansen, A., Bonnet, E. and Zhang, S. Z. 1995. Localization and fault growth in layered brittle-ductile systems: Implications for deformations of the continental lithosphere. *Journal of Geophysical Research* 100(B4), 6281-6294.
- Flügge, W. 1975. *Viscoelasticity*. 2nd rev. Springer-Verlag, Berlin.
- Hanmer, S., Corrigan, D. and Ganas, A. 1996. Orientation of nucleating faults in anisotropic media: insights from three-dimensional deformation experiments. *Tectonophysics* 267(1-4), 275-290.
- Harris, L. B. and Cobbold, P. R. 1984. Development of Conjugate Shear Bands During Bulk Simple Shearing. *Journal of Structural Geology* 7(1), 37-44.
- Hubert-Ferrari, A., King, G., Manighetti, I., Armijo, R., Meyer, B. and Tapponnier, P. 2003. Long-term elasticity in the continental lithosphere; modelling the Aden Ridge propagation and the Anatolian extrusion process. *Geophysical Journal International* 153(1), 111-132.
- Jessell, M. W., Siebert, E., Bons, P. D., Evans, L. and Piazzolo, S. 2005. A new type of numerical experiment on the spatial and temporal patterns of localization of deformation in a material with a coupling of grain size and rheology. *Earth and Planetary Science Letters* 239, 309-326.
- Kaus, B. J. P. and Podladchikov, Y. Y. 2006. Initiation of localized shear zones in viscoelastoplastic rocks. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 111(B4).

- Kidan, T. W. and Cosgrove, J. W. 1996. The deformation of multilayers by layer-normal compression; An experimental investigation. *Journal of Structural Geology* 18(4), 461-474.
- Mancktelow, N. S. 1988. The rheology of paraffin wax and its usefulness as an analogue for rocks. *Bulletin of Geological Institutions of the University of Uppsala* 14, 181-193.
- Mancktelow, N. S. 2002. Finite-element modelling of shear zone development in viscoelastic materials and its implications for localisation of partial melting. *Journal of Structural Geology* 24(6-7), 1045-1053.
- Mancktelow, N. S. 2006. How ductile are ductile shear zones? *Geology* 34(5), 345-348.
- Mancktelow, N. S. and Pennacchioni, G. 2005. The control of precursor brittle fracture and fluid-rock interaction on the development of single and paired ductile shear zones. *Journal of Structural Geology* 27(4), 645-661.
- Mandl, G. 2000. *Faulting in Brittle Rocks*. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York.
- McClay, K. R. 1976. Rheology of Plasticine. *Tectonophysics* 33(1-2), T7-T15.
- Mohsenin, N. N. 1986. *Physical Properties of Plant and Animal Materials*. Gordon and Breach, New York.
- Montesi, L. G. J. and Zuber, M. T. 2002. A unified description of localization for application to large-scale tectonics. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 107(B3).
- Pennacchioni, G. 2005. Control of the geometry of precursor brittle structures on the type of ductile shear zone in the Adamello tonalites, Southern Alps (Italy). *Journal of Structural Geology* 27(4), 627-644.
- Pfiffner, O. A. and Ramsay, J. G. 1982. Constraints on geological strain rates: arguments from finite strain states naturally deformed rocks. *Journal of Geophysical Research* 87, 311-321.
- Poirier, J. P. 1980. Shear localization and shear instability in materials in the ductile field. *Journal of Structural Geology* 2(1-2), 135-142.
- Poliakov, A. N. B., Cundall, P. A., Podladchikov, Y. Y. and Lyakhovsky, V. A. 1993. An explicit inertial method for the simulation of viscoelastic flow: an evaluation of elastic effects on diapiric flow in two- and three-layers models. In: *Flow and Creep in the Solar System: Observations, Modeling and Theory*

- (edited by Stone, D. B. and Runcorn, S. K.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (Holland), 175-195.
- Ramsay, J. G. and Graham, R. H. 1970. Strain variation in shear belts. *Canadian Journal of Earth Sciences* 7, 786-813.
- Ranalli, G. 1995. *Rheology of the Earth*. Chapman and Hall, London.
- Regenauer-Lieb, K. and Yuen, D. A. 2003. Modeling shear zones in geological and planetary sciences: solid- and fluid-thermal-mechanical approaches. *Earth-Science Reviews* 63(3-4), 295-349.
- Reiner, M. 1964. The Deborah Number. *Physics Today* 17(1), 62-62.
- Schopfer, M. P. J. and Zulauf, G. 2002. Strain-dependent rheology and the memory of plasticine. *Tectonophysics* 354(1-2), 85-99.
- Schueller, S. 2004. Localisation de la déformation et fracturation associée. Etude expérimentale et numérique sur des analogues de la lithosphère continentale. Unpublished PhD thesis, Université de Rennes 1.
- Schueller, S., Gueydan, F. and Davy, P. 2005. Brittle-ductile coupling: Role of ductile viscosity on brittle fracturing. *Geophysical Research Letters* 32, L10308, doi:10.1029/2004GL022272.
- Segall, P. and Pollard, D. D. 1983. Nucleation and Growth of Strike Slip Faults in Granite. *Journal of Geophysical Research* 88(NB1), 555-568.
- Shellhammer, T. H., Rumsey, T. R. and Krochta, J. M. 1997. Viscoelastic Properties of Edible Lipids. *Journal of Food Engineering* 33, 305-320.
- Sofuoglu, H. and Rasty, J. 2000. Flow behavior of Plasticine used in physical modeling of metal forming processes. *Tribology International* 33(8), 523-529.
- Sornette, A., Davy, P. and Sornette, A. 1993. Fault growth in brittle-ductile experiments and the mechanics of continental collisions. *Journal of Geophysical Research* 98, 12,111-12,139.
- Sornette, A., Davy, P. and Sornette, D. 1990. Growth of fractal fault patterns. *Phys. Rev. Lett.* 65, 2266-2269.
- Stone, D. B. and Runcorn, S. K. 1991. *Flow and Creep in the Solar System: Observations, Modeling and Theory*. Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on 'Dynamic Modeling and Flow in the Earth and Planets', NATO Science Series C, Vol. 391. Fairbanks, AK, U.S.A.

- Treagus, S. H. 1997. Deformation partitioning in folds: implications for fold geometry and cleavage patterns. In: *Evolution of Geological Structures in Micro- to Macro-Scales* (edited by Sengupta, S.). Chapman and Hall, London, 341-372.
- Vendeville, B., Cobbold, P. R., Davy, P., Brun, J.-P. and Choukroune, P. 1987. Physical models of extensional tectonics at various scales. In: *Continental extension tectonics* (edited by Coward, M. P., Dewey, J. F. and Hancock, P. L.). Geol. Soc. London Spec. Publ. 28, 95-107.
- Weijermars, R. 1997. *Principles of rock mechanics*. Alboran Science Publishing, Amsterdam.
- Weijermars, R. and Schmeling, H. 1986. Scaling of Newtonian and non-Newtonian fluid dynamics without inertia for quantitative modelling of rock flow due to gravity (including the concept of rheological similarity). *Phys. Earth Planet. Inter.* 43, 316-330.
- Zulauf, J. and Zulauf, G. 2004. Rheology of plasticine used as rock analogue: the impact of temperature, composition and strain. *Journal of Structural Geology* 26(4), 725-737.

4

Influence of the anisotropy
orientation on shear fracture
development: an
experimental approach

Abstract

Analogue models have been used to investigate the influence of the orientation of a planar mechanical anisotropy on the nucleation and orientation of shear fractures. Five strongly anisotropic multilayers of plasticine have been deformed under pure shear boundary conditions with layer-normal shortening. The experimental results show that the orientation of fractures with respect to the deformation axes is dependant on the orientation of anisotropy. Two symmetrical sets of shear fractures develop if layering is parallel to the extension axis X , while these two sets are asymmetrical for oblique cases. The dihedral angles between fracture arrays are always higher than 105° and the obtuse bisector between them is always perpendicular to layers. Local stress fields calculated from fracture sets are different than the stress field applied by the deformation apparatus. The deviation of both fields is related to the degree of anisotropy and can be quantified. In models with oblique anisotropy both fracture arrays rotate together with layers towards the extensional axis X , indicating that the presence of a strong anisotropy also controls their evolution with the increase of deformation.

4.1. Introduction

The mechanical development of shear fractures is a major topic in some research fields, like geology and rock and soils mechanics. There is a large number of publications analysing the fundamental controls of the development of either isolated or shear bands patterns (e.g. Wolf et al., 2003 and references therein). The vast majority of these studies focused on the analysis of homogeneous isotropic rocks. However, many real rocks are heterogeneous and anisotropic (Biot, 1965; Cobbold et al., 1971, Platt and Vissers, 1980; Price and Cosgrove, 1990; Weijermars, 1992) and have a different response to normal and shear stress. It has been historically observed that the presence of a planar anisotropy (i.e. layering, cleavage, pre-existing faults and joints, etc.) can affect the onset and orientation of fractures. The existence of directional heterogeneities may enhance the partition of deformation (Lister and Williams, 1983; Treagus and Sokoutis, 1992; Treagus, 1997) and can produce a deviation of the local stress field with respect to the regional deformation conditions (Bradshaw and Zoback, 1988; Treagus,

1988, Peacock and Sanderson, 1992). In this kind of situations it is very difficult to infer the regional stress field from fracture data of individual outcrops.

In layered or anisotropic rocks the orientation of fractures is influenced by the orientation of anisotropy with regard to the principal deformation axes (Anderson, 1951; Dontah, 1961). Some classical works analysed the relationship between layering/cleavage and fracture orientations based on experimental data in the brittle field (Donath, 1961; McLamore and Gray, 1967; McGill and Raney, 1970; Paterson 1978). These authors stated that when anisotropy is oriented either parallel or perpendicular to the principal compression stress σ_1 fractures are formed at an angle ζ of 30° - 40° from σ_1 , as expected by the Mohr-Coulomb criterion (Jaeger and Cook, 1979). Additionally, when the angle ζ varies between 15° and 60° fractures tend to develop subparallel to the orientation of cleavage.

These observations may be valid for brittle rocks with a continuous and penetrative cleavage. However, experimental and field studies performed in ductile anisotropic materials (e.g. Cobbold et al., 1971, Platt and Vissers, 1980; White et al., 1980; Harris and Cobbold, 1984; Behrmann, 1987; Hanmer et al., 1996, Kidan and Cosgrove, 1996) showed that very often the principal direction of shortening bisects the obtuse angle between conjugate faults sets, meaning that the angles ζ between σ_1 and fractures are higher than 45° , which is the predicted orientation assuming the Von Mises criterion (Twiss and Moores, 1992; Pollard and Fletcher, 2005). Moreover, a common observation is that in this kind of rocks fractures are not formed preferentially subparallel to anisotropy.

It is not yet clear how the presence of anisotropy affects the nucleation of fractures and their orientations with respect to the deformation axes and how it can produce local deviations of the stress field. This chapter presents an experimental study of the influence of the orientation of anisotropy on the nucleation and evolution of shear fracture sets in a ductile material. Five strongly anisotropic plasticine multilayers have been deformed under pure shear boundary conditions varying the initial orientation of layers with respect to the deformation axes imposed by the deformation apparatus. This study tries to answer the following questions: (a) how are shear fractures oriented with

respect to the anisotropy and the deformation axes?; (b) does anisotropy vary the stress field related to fracture systems with respect to the boundary conditions imposed by the deformation apparatus?; (c) is it possible to quantify this deviation and to estimate the degree of anisotropy from it?; (d) does anisotropy have an influence on the nucleation angle of fractures with respect to the principal compressive stress σ_1 ?; (e) how does anisotropy influence the evolution or rotation of shear bands once they exist?.

4.2. Materials and methods

4.2.1. Deformation apparatus

The models were deformed using the experimental prototype BCN-stage, a strain rate controlled apparatus that can apply boundary conditions from pure to simple shear ($0 < Wk < 1$), at variable temperatures. A detailed description of the prototype was given by Carreras et al. (2000a).

4.2.2. Analogue materials and their mechanical properties

The mechanical behaviour of a foliated rock has been simulated using a mixture of plasticine, vaseline and paper flakes (confetti). When this material is subjected to deformation, it flows in a ductile way but it can also be fractured, and therefore it is suitable to simulate a rock that displays coetaneous ductile and brittle behaviour.

The models were made by stacking coloured layers of a mixture composed by 80 % of weight of plasticine (*made by the company Oclu-Plast S.A, Barcelona*), 8 wt. % vaseline and 12 wt. % paper flakes (confetti). The flakes were preferentially oriented parallel to layering in order to increase the degree of anisotropy and trying to simulate the role of planar minerals. Carreras et al. (2000b) and Druguet and Carreras (2006) used similar mixtures to model shear domain development and migmatitic schists respectively.

Firstly, the mechanical properties of the materials were characterized carrying out up to 20 uniaxial compression and relaxation tests. The methods used to estimate the material parameters were based on the ones described in the chapter 3 of this thesis.

The results indicate that these mixtures behave as a highly non-linear elastoviscous material, with a high stress exponent ($n \sim 8$). When deformation starts, the stress-strain curves first record a rapid increase in stress until a yield stress is reached. This yield is not very pronounced and the curves show a moderate strain hardening behaviour. The values of the dynamic effective viscosity (η^*) are of the order of 10^8 - 10^9 Pa·s. The Deborah number and elastic shear modulus values are similar to the ones measured for type B mixture in chapter 3. The mechanical and time scaling between experiments and simulated natural rocks are summarized in Table 4.1.

Table 4.1. Values of strain rate and effective viscosity of mid crustal rocks and the analogue materials used in this study

Material	Strain rate	Deformation time	Effective viscosity
Mid crustal rocks	10^{-14} s^{-1}	$8.25 \cdot 10^{13} \text{ s}$ ($\sim 2.6 \text{ Myr}$)	$10^{18} - 10^{19} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ (schist at $500 - 700^\circ \text{ C}$)
Experimental mixture	$2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	$3.5 \cdot 10^4 \text{ s}$	$7 \cdot 10^8 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ (plasticine + vaseline + flakes)

The strain rate value for mid crustal rocks is from Pfiffner and Ramsay (1982) and Weijermars (1997). The estimated range of viscosities of schists is from Davidson et al. (1994).

4.2.3. Model set-up and deformation conditions

The models were made up of alternating 4 to 5 mm thick layers of different coloured anisotropic plasticine mixture, oriented at an initial angle φ_0 to the maximum extension direction X (Fig. 4.2). This angle ranged from 0° to 40° at increments of 10° , giving a total of five experiments. These models were deformed under pure shear conditions, at a constant strain rate of $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ and a temperature of 26°C . All the samples were deformed until a bulk strain ratio of $R_{X/Z} = 4$ (i.e. 50% shortening). During deformation, the models were compressed in the Z direction, Y was constrained to remain constant and the material could flow freely in the X direction.

Temperature and strain rate were automatically controlled and the evolution of the force (F) was recorded using four gauges parallel to the extensional and compression axes. Digital pictures of the upper surface were taken every 1% shortening. The

interfaces between the models and press boundaries were lubricated with vaseline, and on the top surface of the model glycerine, to minimize friction effects.

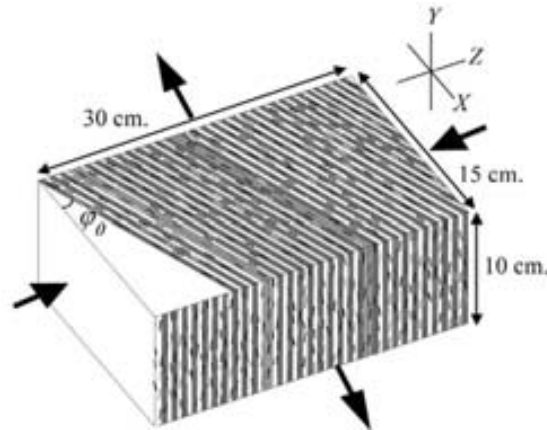


Fig. 4.2. Sketch of a multilayer model: φ_0 is the initial angle of the layering with regard to the extensional axis X . Arrows show the direction of the principal stresses applied by the deformation apparatus.

For the analysis of the experiments, a constant area of 100 cm^2 was chosen in the centre of the sample for data collection (Fig. 4.3). This sampling method aims to avoid boundary effects (such as friction). The main parameters measured were the length of fractures (L), their angle (δ) with regard to the maximum compression Z -axis (δ), the number of fractures for intervals of orientation of 10° (N) and the fracture index (FI). This parameter has been defined as the number of faults per length unit (Hudson and Harrison, 1997). All these data were collected from digital pictures of the upper surface at intervals of 10% of shortening.

4.3. Experimental results

4.3.1. Nucleation of instabilities

During the first stages of the experiments, deformation was accommodated mainly by homogeneous flattening and rotation of layers towards the maximum extension direction X (or fabric attractor; Passchier, 1997) (Fig. 4.3). Not much slip between layers was observed because paper flakes contributed to bond layers. During this stage, the stress - strain curve increased quickly to reach the yield stress, which occurred simultaneously with the onset of the first macroscopic instabilities (Fig. 4.4). These

early structures were pinch-and-swell, tension cracks and some shear fractures. All the models registered a steady-state flow with slight strain hardening after yielding.

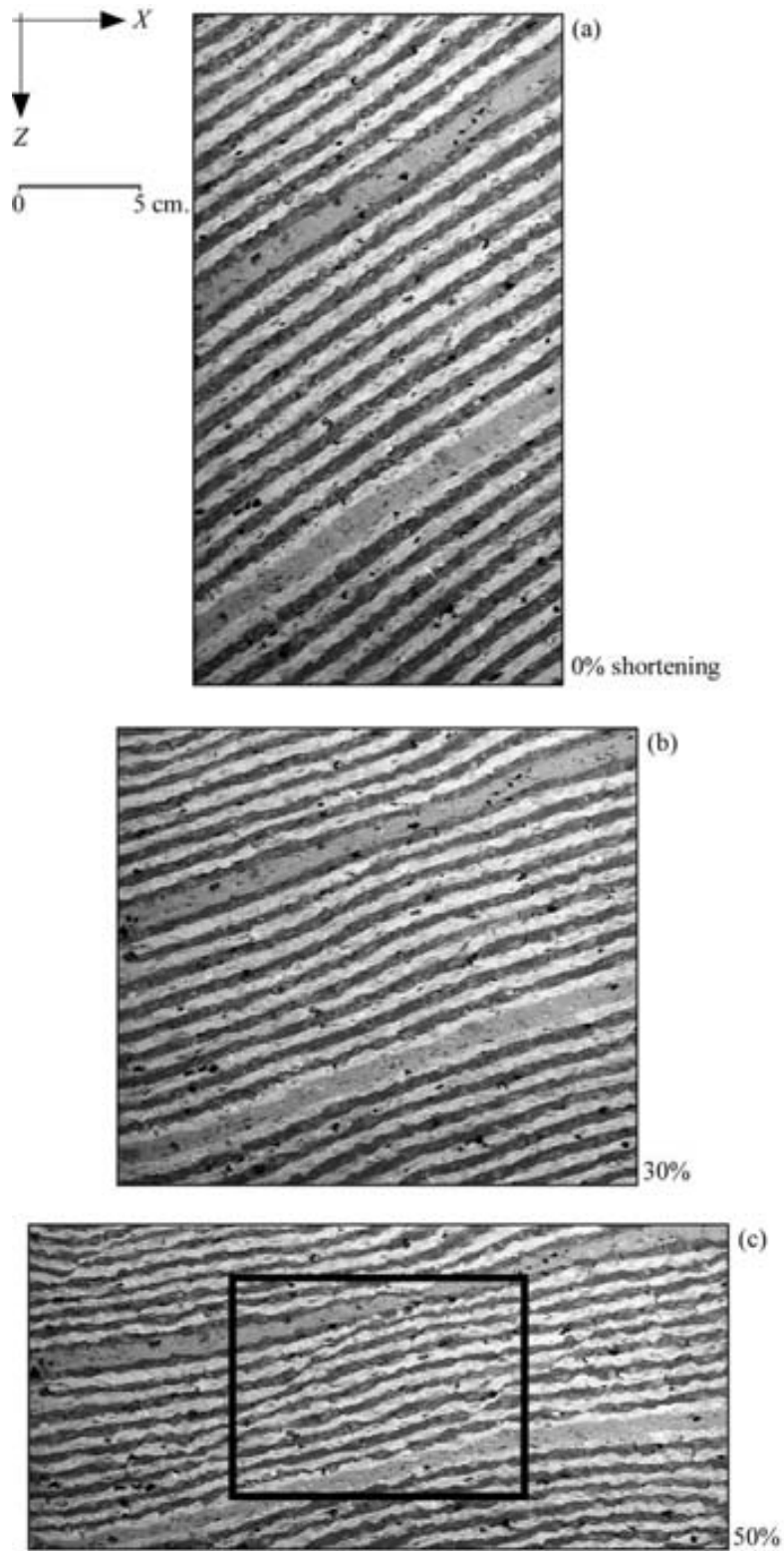


Fig. 4.3. Sequence of three deformation stages of the model with $\varphi_0 = 40^\circ$. (a) 0% shortening, (b) 30% sh. and (c) 50% sh. Note how layers rotate towards the extension direction, while two asymmetric sets of shear fractures develop. The black rectangle shows the sampling area where fractures have been analysed.

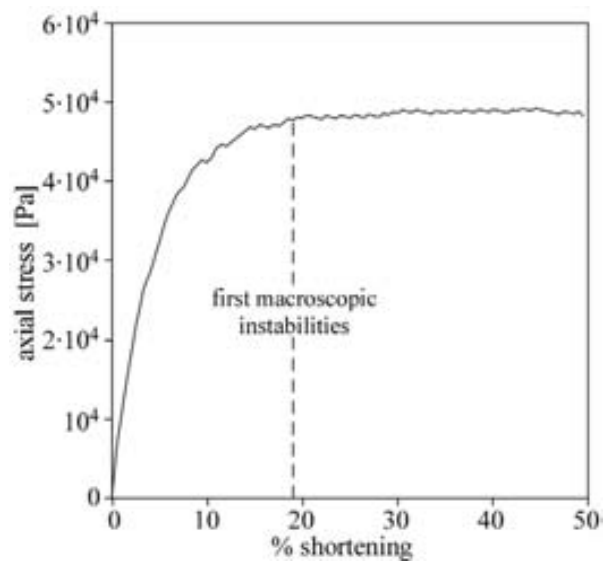


Fig. 4.4. Representative stress – strain curve calculated for the models. After reaching the yield stress, the curve registers a steady state flow with smooth strain hardening. This curve has been taken from $\varphi_0 = 0^\circ$ experiment.

Pinch-and-swell (Fig. 4.5) and boudinage-like structures developed mainly due to the presence of paper flakes, and to a lesser extent because of the slight competence contrast between white and dark layers (white layers a bit more viscous than dark ones). Symmetric or asymmetric boudinage could have been formed due to the interaction of tension cracks, but also because of the presence of harder paper flakes. These initial instabilities gave rise to the development of two conjugate sets of shear fractures with the increase of deformation. The propagation of the fracture network lead to the development of lozenge zones where deformation was considerably lower and more distributed. Volume loss by compaction was estimated about 6% after 50% of shortening.

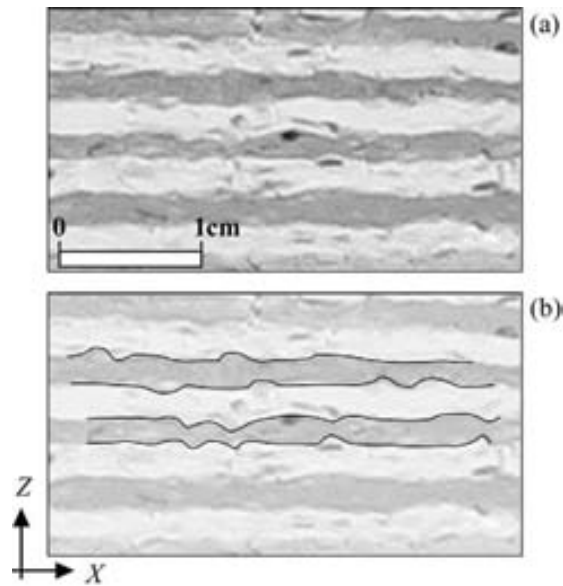


Fig. 4.5. (a) Detailed photograph of pinch-and-swell structures; (b) the contour of two dark layers were drawn on the same picture to visualize these structures. A qualitative dependence of wave length and confetti piles can be observed. Picture taken at 20% of shortening from the $\varphi_0 = 0^\circ$ model.

4.3.2. Shear fracture geometry and orientations

In our models fractures were mostly planar in the third dimension and, in order to simplify this study, their characterization has been restricted to 2-dimensions. These structures have an average length of 1.3 to 2.0 cm. approx., with a maximum standard deviation of 0.34 - 0.77. No refraction of fracture orientations has been observed, supporting the estimation of a low viscosity contrast between dark and white plasticine layers (see section 4.2). Fracture connectivity has a strong variability for the different models. A low connection of fractures has been calculated, with connectivity values ranging between 10% and 35% at 50% shortening (Table 4.2). The rest of fractures remain isolated during all the deformation time. Fractures of the sinistral set have a higher connectivity than the ones from the dextral set, especially in oblique models ($\varphi_0 > 0^\circ$).

Table 4.2. Fracture connectivity (percentage of fractures that are connected to others at 50% shortening)

φ_0	Sinistral set	Dextral set
0°	23%	20%
10°	37%	17%
20°	35%	12%
30°	31%	18%
40°	8%	15%

Two symmetrical conjugate sets of shear fractures were formed in models with layers parallel to the maximum extension axis X ($\varphi_0 = 0^\circ$) (Fig. 4.6). Fractures of both sets started to nucleate at a shortening of 15-20% with an angle $\delta = 55^\circ - 58^\circ$ with regard to the Z maximum compression axis. Contrarily to $\varphi_0 = 0^\circ$, the models with oblique anisotropy ($\varphi_0 > 0^\circ$) showed an asymmetrical orientation of the sets of fractures with respect to the Z axis. In this case, the dextral set of fractures nucleated at a considerably higher angle with respect to Z than the sinistral one. With the increase of deformation layering rotated towards the X direction and the oblique models tended to display a more symmetrical arrangement of the new fractures.

There is a clear relationship between the initial obliquity of anisotropy (φ_0) and the number of fractures developed for each case: the increase of obliquity of the initial layering (higher φ_0) produces a more asymmetric arrangement of sets of fractures and a decrease in the number of fractures (Table 4.3, Fig. 4.6). The fracture index (FI) has been defined as the number of faults per length unit (Hudson and Harrison, 1997) measured perpendicularly to the average orientation of the array of fractures. The results of the FI analysis, presented in Fig. 4.7, quantitatively corroborate that the sinistral set, which is synthetic with the sense of rotation of layers, is the dominant array in models with oblique layering. Furthermore, the increase of layering obliquity reduces the development of fractures. For instance, the FI of the dextral set in the $\varphi_0 = 0^\circ$ model is almost double than that of the same set in the $\varphi_0 = 40^\circ$ experiment. From two dimensional studies, and at least for coaxial conditions, the ratio of FI between both sets of fractures is potentially a measure of the layering obliquity with respect to the maximum compression axis. However, this ratio must tend towards unity with increasing strain as the anisotropy rotates towards the extension (X) direction.

Table 4.3. Average orientation of new fractures identified at 20, 30, 40 and 50% of shortening and their evolution with the increase of deformation.

φ_0		Sinistral set of fractures				Dextral set of fractures			
		20%	30%	40%	50% sh.	20%	30%	40%	50% sh.
0°	New fractures								
	20 % sh.	-57°	-59°	-62°	-58°	53°	56°	57°	58°
	30%		-58°	-61°	-60°		51°	55°	59°
	40%			-59°	-59°			52°	61°
	50%				-53°				56°
	Mean	-57°	-59°	-61°	-58°	53°	56°	56°	57°
10°	20%	-49°	-54°	-57°	-60°	54°	56°	58°	61°
	30%		-54°	-60°	-63°		55°	59°	60°
	40%			-58°	-62°			57°	61°
	50%				-60°				56°
	Mean	-49°	-54°	-58°	-61°	54°	56°	58°	60°
20°	20%	-48°	-53°	-56°	-58°	70°	67°	64°	59°
	30%		-52°	-55°	-61°		69°	66°	62°
	40%			-54°	-58°			65°	57°
	50%				-58°				52°
	Mean	-48°	-53°	-55°	-59°	70°	68°	65°	57°
30°	20%	-39°	-44°	-48°	-53°	76°	74°	70°	66°
	30%		-44°	-48°	-54°		70°	67°	64°
	40%			-50°	-52°			67°	64°
	50%				-51°				62°
	Mean	-39°	-44°	-49°	-53°	76°	73°	68°	64°
40°	20%	-36°	-40°	-48°	-50°	78°	76°	72°	70°
	30%		-41°	-45°	-49°		75°	73°	69°
	40%			-48°	-52°			70°	67°
	50%				-48°				72°
	Mean	-36°	-40°	-47°	-50°	78°	75°	72°	70°

φ_0 is the initial orientation of layering with regard to the maximum extension axis X .

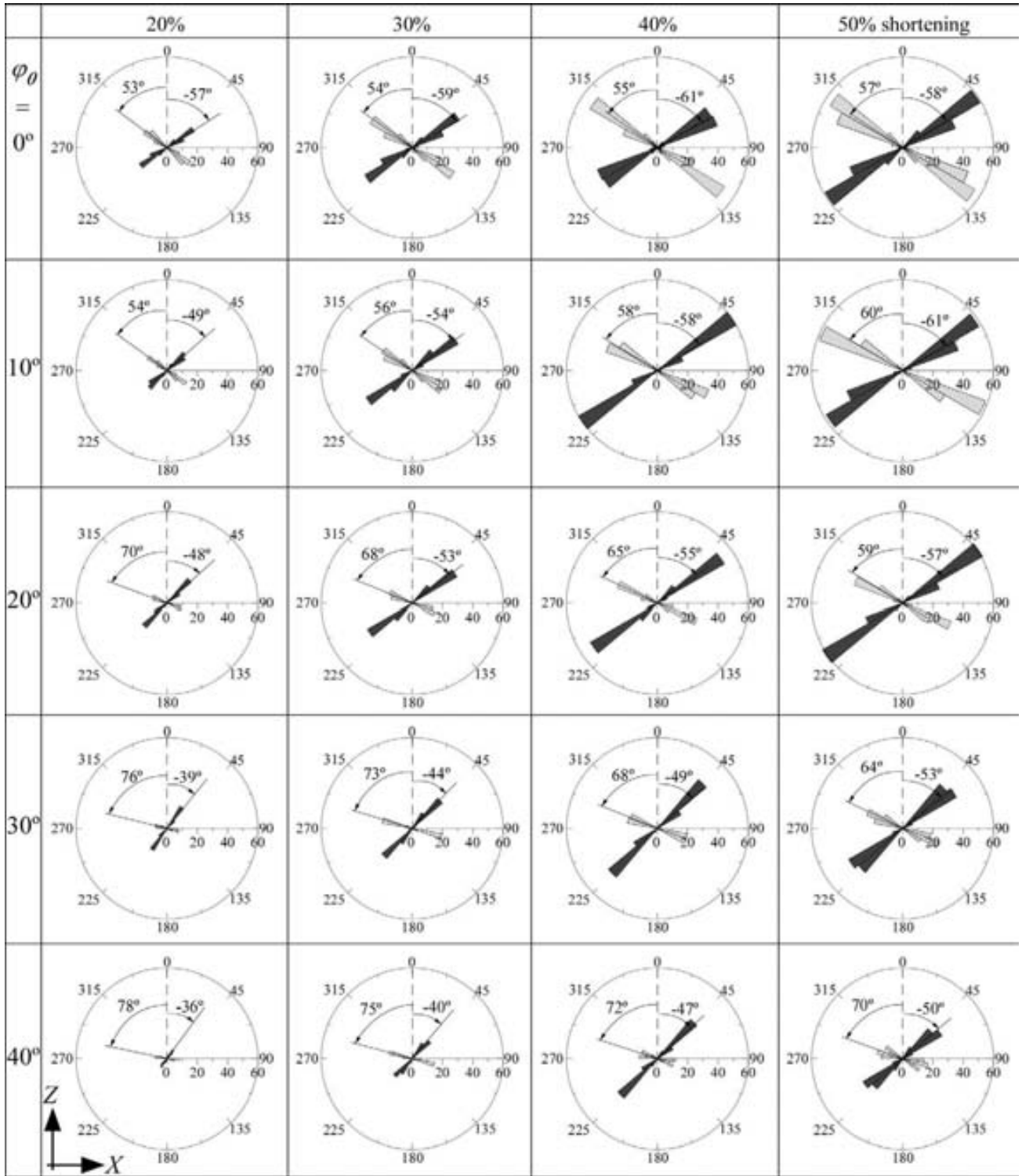


Fig. 4.6. Rose diagrams for all the studied models showing the orientation (δ) and the population of fractures (at orientation intervals of 10°). The average orientation of each set is indicated. Dark grey clusters correspond to the sinistral set of fractures, while light grey clusters show data of the dextral set.

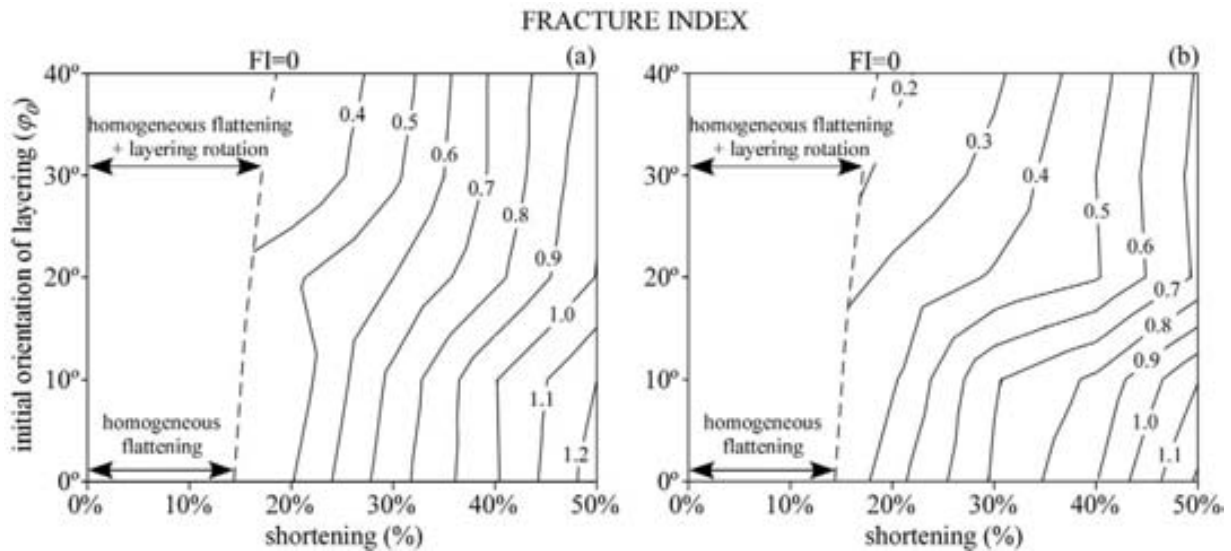


Fig. 4.7. Contour plots of the fracture index (FI), expressed in cm^{-1} , for all the analyzed models: (a) sinistral set and (b) dextral set.

Fig. 4.8 shows the mean nucleation orientation of new fractures calculated for stages of 10% of shortening and their evolution with the increase of deformation. For $\varphi_0 = 0^\circ$ models, the two sets of shear fractures rotate towards the extension direction X at an angular rate ($\dot{\omega}$) which is lower than the one expected for a passive marker-line. New fractures are formed with orientations closer to previous fractures. In models with initially oblique layers ($\varphi_0 \gg 0^\circ$), the sinistral set of fractures (synthetic with layering) rotates towards the extension direction, while the dextral one moves away from this direction and rotates in a clockwise sense together with layering. This fact evidences that the presence of a strong anisotropy can produce a deviation of the local stress field with regard to the stress field applied by the boundary conditions. The dihedral angles between both fracture sets range from 105° to 120° and are quite uniform in all the models (Table 4.3). This evidence also indicates that the anisotropy produces a significant deviation of the stress field. Following the observations from the $\varphi_0 = 0^\circ$ model, the angles at which new fractures nucleate change with the increase of deformation. All these orientations are close to the one measured from the pre-existent fractures.

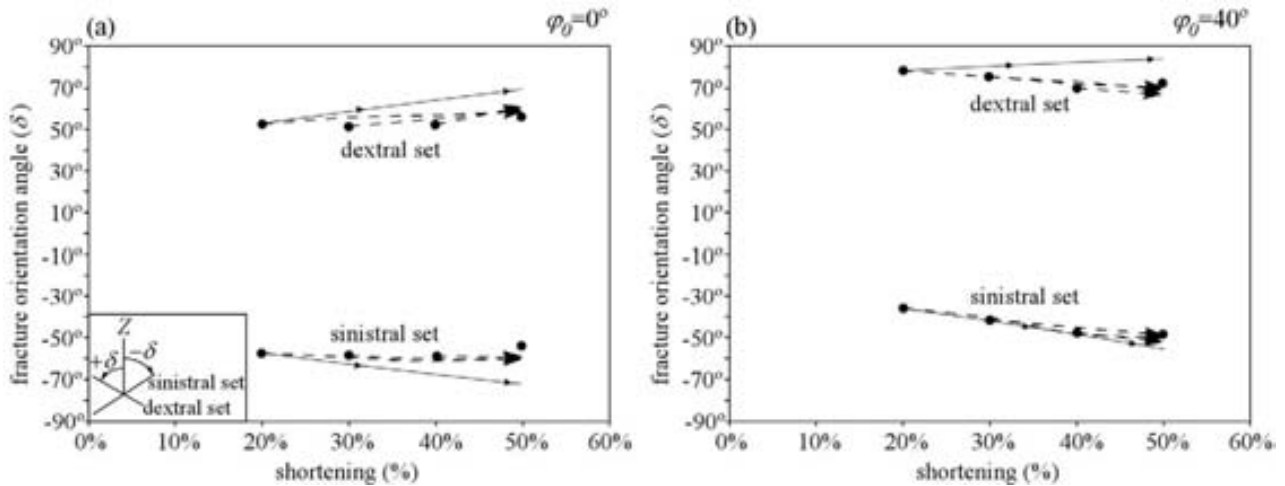


Fig. 4.8. Variation of the mean orientations of new shear fractures (δ) with respect to the maximum compression axis (Z) and their evolution with the increase of deformation for (a) $\varphi_0 = 0^\circ$ and (b) $\varphi_0 = 40^\circ$ models. The parameters have been measured at intervals of 10% of shortening. Filled circles indicate the orientation (δ) of new fractures that were formed at different deformation stages (20%, 30%, 40% and 50% shortening). Dashed lines with arrows show fracture evolution paths for each group of fractures that nucleated at 20%, 30% and 40% of shortening. Solid lines show the theoretical evolution path of a passive marker line initially oriented like a fracture that that was present at 20% of shortening.

Using the increase of length of a fracture population during a constant interval of shortening, the rate of propagation of fractures can be estimated. The results show that this parameter depends on the degree of obliquity of layers with regard to the deformation axes (Fig. 4.9). The maximum value of propagation is observed in models with the anisotropy oriented subparallel to the maximum extension axis X . The propagation rate reaches a maximum during the first deformation stages for the $\varphi_0 = 0^\circ$ model and slows down with the increase of deformation. On the contrary, for $\varphi_0 \gg 0^\circ$ experiments, the propagation rate increases with increasing strain. A transition from the layer-parallel to the most oblique models cannot be observed because of the anomaly registered for the $\varphi_0 = 20^\circ$ experiment, which displays minimum and relatively constant propagation velocities. The similar order of magnitude of the propagation velocities observed at higher strain is coherent if we consider that the material properties and the strain rate are the same in all the experiments. The layer rotation velocity during the initial deformation stages in the oblique experiments reduces the development of fractures and their propagation velocity.

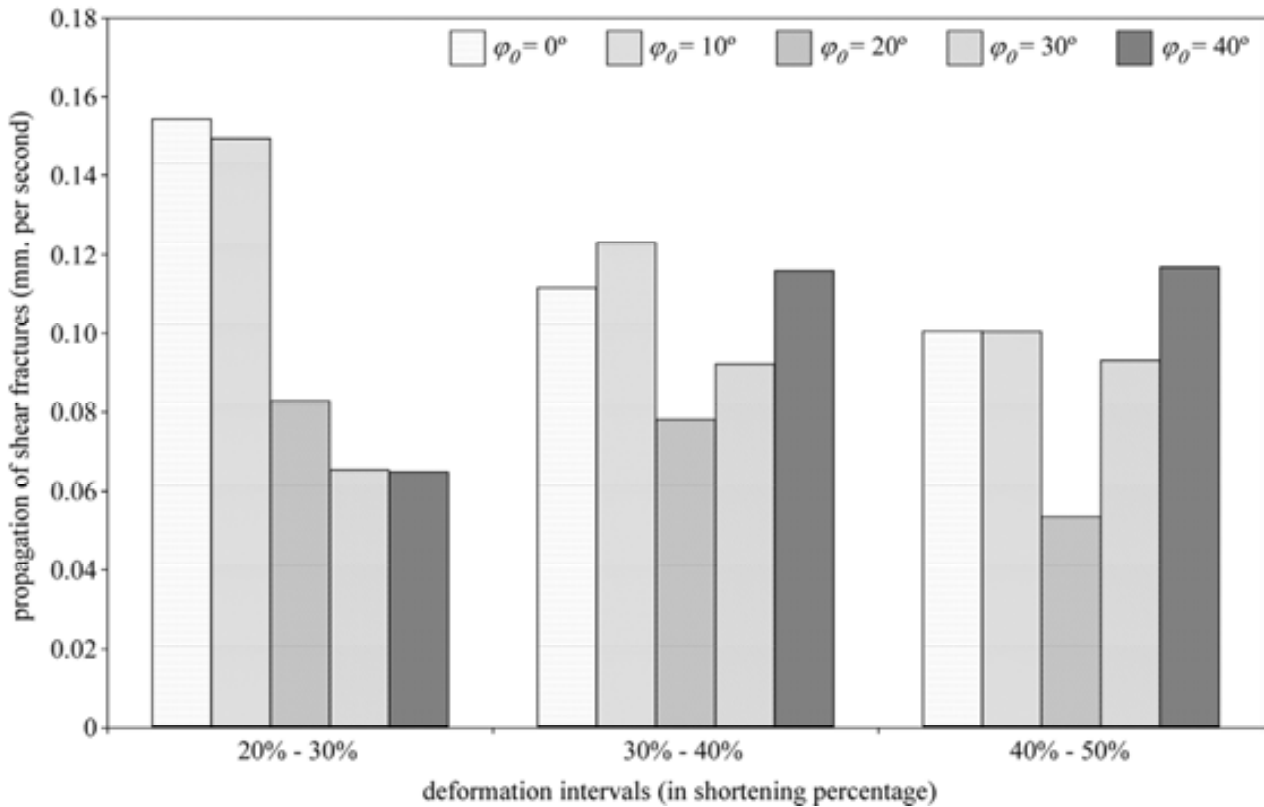


Fig 4.9. Histograms showing the propagation rate of shear fractures (mm/s). The propagation has been calculated from the increase of total length of fractures during time intervals of regular shortening (10% sh.).

4.4. Discussion and interpretation of the experimental results

4.4.1. On the influence of anisotropy on the stress field orientation

As evidenced in Fig. 4.6 and Table 4.2, the presence of a *strong* anisotropy has a significant influence on the angle at which shear fractures nucleate. A marked asymmetry between conjugate sets of fractures is observed for models with initial oblique layering ($\varphi_0 \neq 0^\circ$). Classical stress inversion methods have been used to determine the stress field expected from the fracture network orientation. In all fractures a horizontal slip line has been assumed. The aforementioned asymmetry evidences a variation of the local stress field due to the presence of layering. On one hand, for models with layers initially parallel to the extension direction X ($\varphi_0 = 0^\circ$), the principal stresses calculated from the conjugate fracture pattern are parallel to the stresses applied by the deformation apparatus. In this case, the principal compression stress σ_1 lies

parallel to the maximum compression deformation axis Z , while the principal extension stress σ_3 is parallel to the boundary extensional axis X . On the other hand, for models with initial oblique layering ($\varphi_0 \neq 0^\circ$), the estimated stress field for conjugate shear fractures does not coincide with the applied boundary conditions. The results show that σ_1 is at all times parallel to the obtuse bisector between both arrays of fractures and near perpendicular to the anisotropy plane (Fig. 4.10). The orientation of this local compression stress (σ_1) is clearly different from the *regional* compression stress (σ_1'), that is the applied by the deformation device and parallel to the maximum compression axis Z .

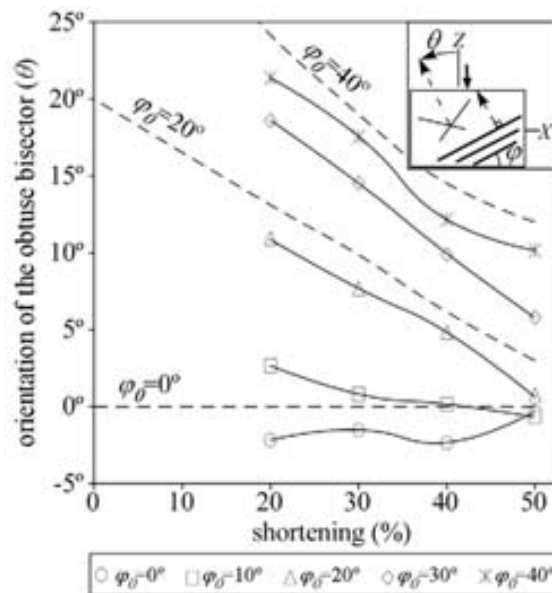


Fig. 4.10. Evolution with the increase of deformation of the angle θ between the obtuse bisector of both sets of shear fractures and the maximum compression axis Z . Dashed lines show the orientation of anisotropy planes with the maximum extension axis X .

The misorientation of the predicted local stress field with respect to the one applied by the boundary conditions depends on the degree of anisotropy of the deformation material. If the material is completely isotropic both stress fields will be parallel, whereas the increase of the degree of anisotropy produces a progressive deviation of the local stress field in relation to the applied *regional* stress field. An estimation of this misorientation can be deduced from the mechanics of an incompressible viscous fluid. The anisotropy can be simulated as a dependence of viscosity on tangential stress and a normal viscosity (η_n) and a shear viscosity (η_s) can be distinguished (Fletcher, 1977; Johnson and Fletcher, 1994). For a 2 dimensional system parallel to the anisotropy

planes (n,s) as defined in Fig. 4.11b, the stress and strain rate relationship can be expressed as:

$$\begin{aligned}\sigma_{nn} &= 2\eta_n \dot{\epsilon}_{nn} - p \\ \sigma_{ss} &= 2\eta_n \dot{\epsilon}_{ss} - p \\ \sigma_{sn} &= 2\eta_n \dot{\epsilon}_{sn}\end{aligned}\quad (4.1)$$

where σ is stress, $\dot{\epsilon}$ is strain rate, η_n is the normal viscosity and p is the fluid pressure. For an external reference frame (x, z), for example parallel to the to the deformation axis of the experimental device, the tensors of $\dot{\epsilon}$ and σ can be calculated using the rotational matrix and the angle between both reference systems. Then, the equations 4.1 are transformed to (modified from Johnson and Fletcher, 1994):

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= 2A' \dot{\epsilon}_{xx} + 2B' \dot{\epsilon}_{xz} - p \\ \sigma_{zz} &= 2A' \dot{\epsilon}_{zz} + 2B' \dot{\epsilon}_{xz} - p \\ \sigma_{xz} &= 2A' \dot{\epsilon}_{xz} - B'(\dot{\epsilon}_{xx} - \dot{\epsilon}_{zz})\end{aligned}\quad (4.2)$$

where A' and B' can be calculated from the normal and shear viscosities and the angle θ between the anisotropy planes and the X axis (Fig. 4.11b):

$$\begin{aligned}A' &= [\eta_n \cos^2 2\theta + \eta_s \sin^2 2\theta] \\ B' &= [(\eta_n - \eta_s) \cos 2\theta \sin 2\theta]\end{aligned}\quad (4.3)$$

Using the above equations, the angle θ between the principal compression stresses related to an internal (σ_1) and an external reference (σ'_1) frame can be calculated as (Fig. 4.11):

$$\theta = \frac{\arctan\left(\frac{2 \cdot \sigma_{xz}}{\sigma_{xx} - \sigma_{zz}}\right)}{2}\quad (4.4)$$

The degree of anisotropy (m) is defined as the ratio between normal and shear viscosity:

$$m = \frac{\eta_n}{\eta_s}\quad (4.5)$$

Using the equations 4.2, 4.4 and 4.5, the dependence of m on the stress misorientation can be calculated. If we assume an incremental deformation where anisotropic values are constant and the layers rotate as a passive marker, the evolution of θ with the strain increase can be calculated. Fig. 4.11 shows these curves for pure shear conditions, where the angle of deviation between local (σ_1) and applied stress (σ_1') can be estimated. Typically a transient stage is observed at low strains, but the evolution of θ shows a general decrease with increment of strain. If experimental data evolution of the obtuse bisector is compiled with the strain, the degree of anisotropy of the models can be estimated to be approx. $m=6$.

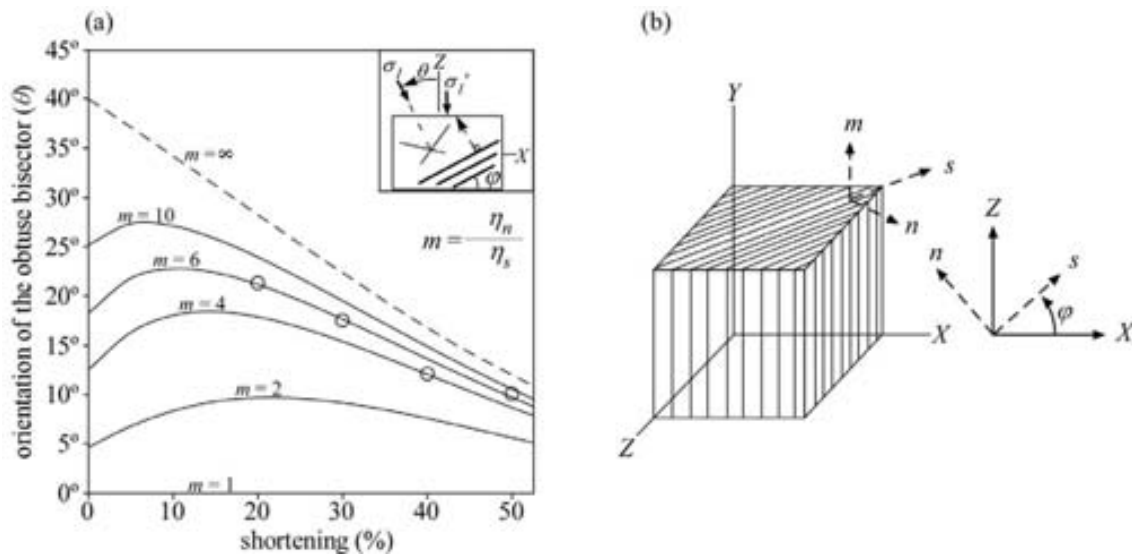


Fig. 4.11. (a) Evolution of the angle θ between the internal (σ_1) and the external (σ_1') principal compression stresses for finite deformation. The curves were calculated for a material with an initially oriented anisotropy of $\varphi_0 = 40^\circ$ with the extension axis X . Open dots represent data measured from the $\varphi_0 = 40^\circ$ model; the good-fitting of data allows us to estimate a degree of anisotropy of $m=6$; (b) elemental cube of anisotropic material with two reference frames: internal (n,m,s) and external (x,y,z). φ is the angle between anisotropy and the external extension X axis.

4.4.2. On the influence of anisotropy on the nucleation angle of shear fractures

The angle at which shear fractures nucleate is a clue parameter to understand how the material behaves when it is subjected to deformation. From the analysis of the experimental data, it can be found that the orientation of new shear fractures depends on the orientation of layering. Following classical failure criterions (see chapter 1), it is

possible to find a rule to predict the orientation of new fractures (δ) and the evolution of those nucleation orientations with the increase of deformation. This rule can be expressed as:

$$\delta = \mp 45^\circ - \frac{\phi}{2} \pm \frac{\psi}{2} + \frac{\varphi}{2} \quad (4.6)$$

where φ is the angle between layering and the maximum extension direction X at each deformation stage (defined as $\varphi > 0^\circ$), ψ is the dilatancy angle (Vardoulakis, 1980) and ϕ is the angle of internal friction (Twist and Moores, 1991; Pollard and Fletcher, 2005). The analysis of the mechanical properties of the experimental materials described in chapter 3 indicates that these mixtures are not frictional. From the mechanical characterization of the plasticine mixtures in chapter 3, this material can be considered near to an ideal plastic one with low internal friction. Then, the angle ϕ has been considered zero. Using data from the model with anisotropy parallel to the extension direction ($\varphi_0 = 0$), the dilatancy angle can be estimated to be approx. -20° . This angle may appear high, but results from the fact that nucleation angles higher than 45° were observed with regard to the compression axis (i.e. direction of maximum shear strain rate). A dilatancy angle of 0° means that the material is incompressible (Poliakov et al., 1994), while a positive value indicates area increase of the material during faulting. After a 50% of shortening, our experiments showed a volume loss of 6%, indicating a negative dilatancy (or compaction) angle. But it is unclear that this is the physical cause of the higher nucleation orientation of the shear fractures with the compression direction. The last term of the equation accounts for the layering orientation at each deformation stage. Positive values of δ correspond to the dextral set while negative ones belong to the sinistral array of fractures. Despite the apparent simplicity of equation 4.6, Table 4.4 and Fig. 4.12 show that it describes the data well.

Table 4.4. Comparison of experimental and estimated data using the equation 4.6. The compared data are the angles δ at which new shear fractures are macroscopically detected.

φ_0	% sh.	Sinistral set			Dextral set		
		δ estimated value	δ true value	Difference	δ estimated value	δ true value	Difference
0°	20%	-55°	-57°	2°	55°	53°	2°
	30%	-55°	-58°	3°	55°	51°	4°
	40%	-55°	-59°	4°	55°	52°	3°
	50%	-55°	-53°	2°	55°	56°	1°
10°	20%	-53°	-49°	4°	58°	54°	4°
	30%	-54°	-54°	1°	57°	55°	1°
	40%	-54°	-58°	4°	56°	57°	1°
	50%	-55°	-60°	5°	56°	56°	1°
20°	20%	-49°	-48°	0°	62°	70°	8°
	30%	-50°	-52°	2°	60°	69°	9°
	40%	-52°	-54°	2°	58°	65°	7°
	50%	-53°	-58°	5°	57°	64°	7°
30°	20%	-40°	-39°	1°	71°	76°	5°
	30%	-46°	-44°	2°	65°	70°	6°
	40%	-48°	-50°	3°	63°	67°	4°
	50%	-51°	-51°	1°	60°	62°	3°
40°	20%	-38°	-36°	2°	73°	78°	6°
	30%	-40°	-41°	1°	70°	75°	5°
	40%	-42°	-48°	6°	68°	70°	2°
	50%	-45°	-48°	4°	66°	72°	7°

φ_0 is the initial orientation of layering with respect to the maximum extension axis X .

As stated previously in section 4.3, the dihedral angles between dextral and sinistral sets of fractures are quite constant and always higher than 105° . Moreover, the obtuse bisectors between conjugate fracture sets are always perpendicular to the layering and they are also estimated to be parallel to the local principal compression stress σ_1 (Fig. 4.10). As a result, the angles ζ at which shear fractures nucleate with respect to σ_1 range between 51° and 60° (Table 4.4). The observation of high dihedral angles between conjugate fracture sets was also reported by other authors (Cobbold et al., 1971; Platt and Vissers, 1980; White et al., 1980; Behrmann, 1987; Harris and Cobbold, 1994; Hanmer et al., 1996; Kidan and Cosgrove, 1996). However, none of these studies tried to explain the cause of these high angles. They mainly interpreted it as an effect of cumulative deformation that increases the dihedral angle.

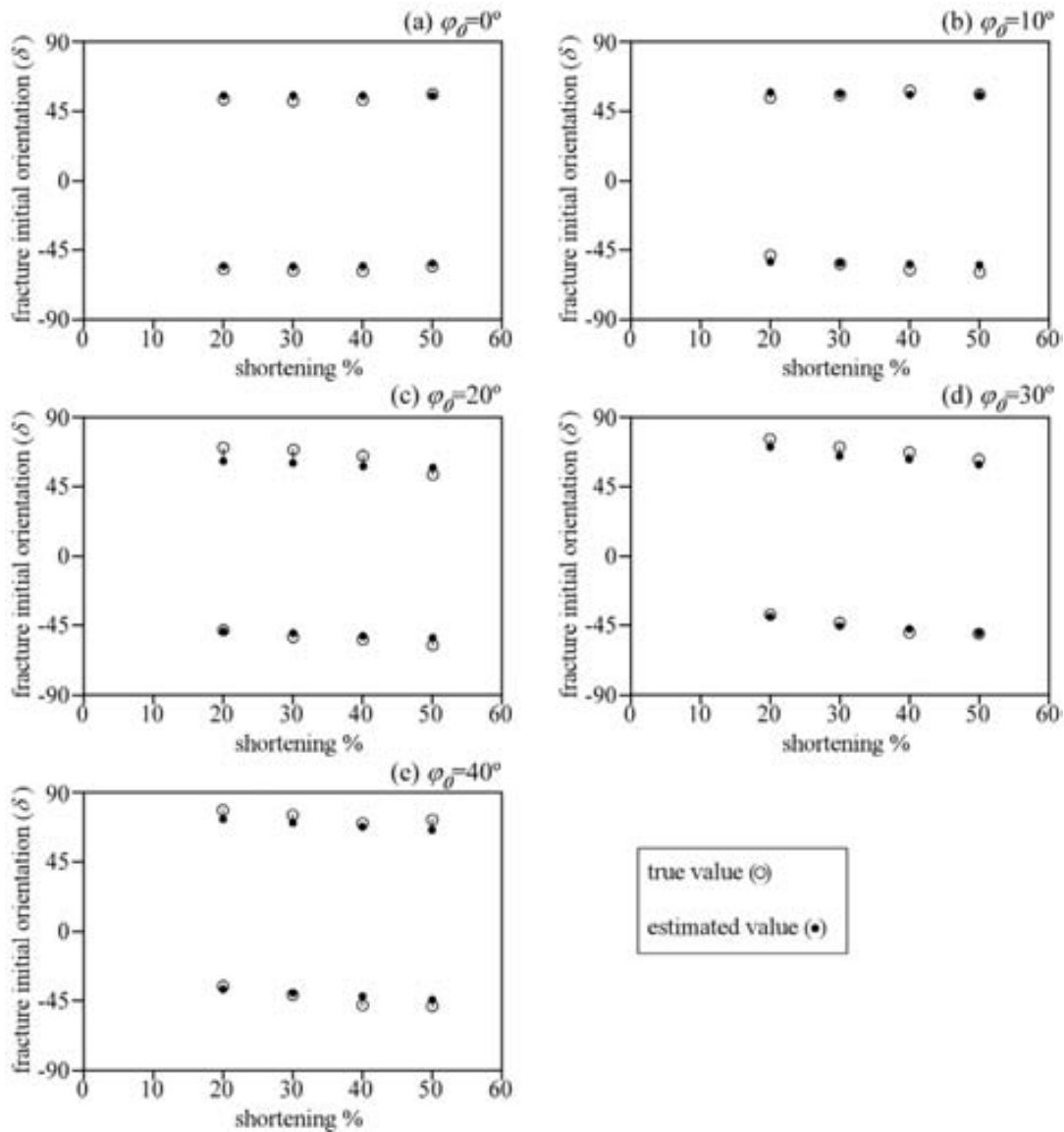


Fig. 4.12. Comparison of true (open dots) and estimated (closed dots) values of the initial angles at which shear fractures nucleate in all the experiments. The good-fitting of both groups of data show that equation 4.6 can be used to predict the nucleation angle of new shear fractures in all the experiments.

These fracture orientations do not fit with the ones predicted by the classical failure criteria described in chapter 1 for isotropic materials. It is clear that our experimental materials are not frictional and therefore they do not follow the Mohr-Coulomb criterion. The Von Mises plasticity criterion predicts the onset of fractures oriented at 45° from σ_1 and requires the existence of a yield stress, which is indeed the case here (Fig. 4.4). However, the angles at which these experimental fractures nucleate are higher than 45° . The criterion defined by Roscoe (1970) can be used when the materials experience dilatancy ($\psi > 0^\circ$), but this is not the case of the experiments analysed in this study. Issen and Rudnicki (2000) and Mair et al. (2000) described the formation of

shear bands with angles higher than 45° with regard to σ_1 due to the action of compactive processes. Although our models have experienced volume loss and compaction, the criterion described by these authors cannot be applied to them because it was defined for granular materials. All the above failure criteria were defined for isotropic rocks and should be applied with care in cases where anisotropy is present.

The studies of Donath (1961) and other authors (see chapter 1) showed that in anisotropic brittle rocks, fractures tend to develop subparallel to the layering except when anisotropy is either subparallel or subperpendicular to σ_1 . In those cases fractures should follow the Mohr-Coulomb criterion. For these authors, if the confining pressure and ductility are higher the angle between fractures and σ_1 should also be higher than in frictional cases. Otherwise, the possible influence of the ductile dominant behaviour needs to be addressed. The onset of localisation and nucleation of a shear fracture in a ductile medium can be regarded as a bifurcation process in relation to the development of the flow plane (e.g. foliation in crystalline materials). The simultaneous ductile continuous flow and the amplification of a discontinuity, and perhaps the low propagation velocities of those discontinuities, must influence the macroscopical orientation of new shear bands to higher angles than the ones predicted by the von Mises or Tresca criteria. Obviously, the increase of ductile deformation induces a positive increase of the dihedral angle between fracture sets. Theoretically, our experimental material should develop fractures oriented at 45° from σ_1 , but it is likely that the differences in 10° - 15° from theoretical to observed fracture angles are due to the influence of a strong anisotropy and simultaneous dominant ductile flow, which makes fractures nucleate more parallel to layering than expected.

Many classical studies of discontinuities and brittle failure (Donath, 1961; Paterson, 1978) predict the onset of fractures with orientations subparallel to layering. A minimum resistance to fracturing is expected for orientations of σ_1 between 30° and 40° with regard to discontinuity planes. However, the observations from our oblique models (Fig. 4.6) do not coincide with these classical statements. One possible explanation for this fact could be that layering in our experiments does not influence the orientation of fracture networks, but in this case the orientation and amount of fractures should have been the same in all the models, which is not the case. The analyses of data evidence

that the population of fractures, their orientations and lengths depend on the orientation of anisotropy with respect to the deformation axes.

The main parameter influencing those classical brittle experiments was interlayer slip. In the experiments made by Donath (1961) a new fracture could not be formed without slip along a previous weak discontinuity. The presence of paper flakes in our models increases the cohesion between layers and produces a decrease in layer slip. For this condition, the dominant process is the nucleation of fractures rather than the sliding along pre-existing discontinuities. This observation is compatible to an asymmetrical distribution of conjugate fracture sets in models with oblique anisotropy. The dominant set in terms of fracture population and fracture length is that with shear sense opposite to the rotation of layers.

4.4.3. On the influence of anisotropy on the evolution of shear fractures with the increase of deformation

Fig. 4.8 shows that fractures rotate with the increase of deformation at an angular rate $\dot{\omega}$ considerably slower than the one expected for a passive marker line. Their rotation rate is similar to the ones measured for layers. For models with anisotropy initially oriented parallel to the maximum extension axis X ($\varphi_0 = 0^\circ$), both sets of fractures rotate towards the extension direction: the dextral-sense set rotates sinistrally while the sinistral-sense one rotates dextrally (Fig. 4.8a). On the contrary, in models with oblique anisotropy ($\varphi_0 > 0^\circ$), the dextral array of fractures do not rotate towards the extension direction, as it would be expected from the imposed boundary conditions. As evidenced in Fig. 4.10, the obtuse bisector between both sets of fractures and the layer normal are subparallel at all deformation stages, and they rotate together in a dextral sense towards the external extensional axis X (Fig. 4.8b, Fig. 4.13). This fact explains why, for the oblique cases, the dextral set of shear bands shows a smaller number of fractures, and hence a smaller fracture index (Fig. 4.7), than the sinistral one. Because part of the dextral vorticity is being accommodated by the rotation of layers, the system does not require the same amount of dextral and sinistral fractures. Since the

models were deformed under pure shear boundary conditions ($Wk=0$), it is necessary to keep a neutral global vorticity balance in the system.

Additionally, fractures belonging to the dextral set are shorter than the sinistral ones. This can probably be explained because they are subjected to a higher normal stress (σ_n), and therefore they are more compressive. Sinistral fractures are subjected to a higher shear stress (σ_s) and consequently they are closer to a dilatational type of fracture.

It is clear that the presence of a strong anisotropy has a significant influence not only on the nucleation of fractures but also on the rotation of these structures once they have been formed.

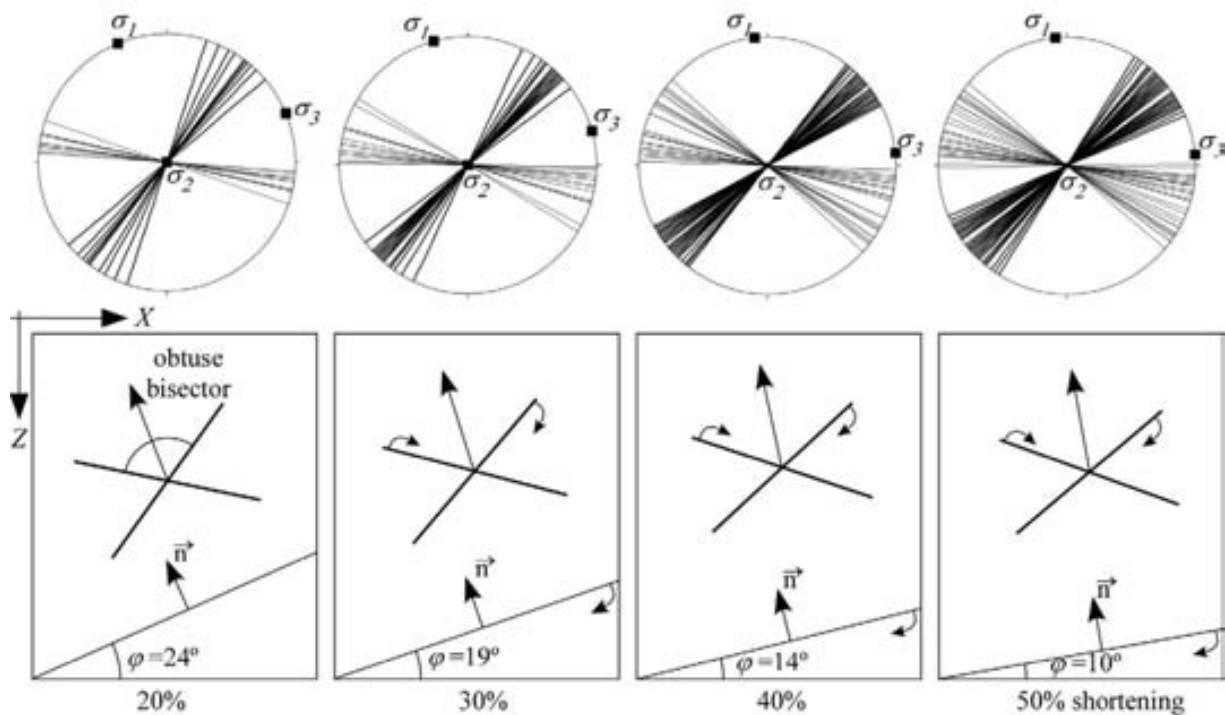


Fig. 4.13. Stereograms containing all the shear fractures measured for the $\varphi_0 = 40^\circ$ model at different deformation stages. The orientation of the principal stresses has been calculated using the code FaultKin (<http://www.geo.cornell.edu/geology/faculty/RWA/programs.html>) and plotted on the stereograms. The sketches show how the two sets of shear fractures rotate in a dextral sense jointly with the anisotropy planes. \vec{n} is the layer normal, that is approx. parallel to the obtuse bisector between both sets of fractures. φ is the orientation of anisotropy with regard to the maximum extension direction X .

4.5. Conclusions and final comment

The conclusions of this work may be summarised as follows:

1. The presence of a strong anisotropy has a significant influence on the angle at which shear fractures nucleate. In models with layering oriented parallel to the extension axis X two symmetrical sets of shear fractures develop, while these arrays are asymmetrical for models with oblique anisotropy. Fracture nucleation angles in these experiments can be predicted with a simple equation.
2. The local stress field inferred from fracture networks in oblique models differs from the stress field applied by the deformation apparatus. This deviation is controlled by the degree of anisotropy and can be quantified using a simple analytical method. In this models the calculated degree of anisotropy is $m=6$.
3. The dihedral angles between conjugate fracture sets are always higher than 105° and the principal compression stress σ_1 is always parallel to the obtuse bisector between these sets and approx. perpendicular to layers. Therefore the angle ζ between σ_1 and fractures do not fit with any of the classical failure criteria and differ from the observations of other authors in brittle anisotropic rocks. This can be due to the lack of layer slipping and the elastoviscoplastic behaviour of our models.
4. Anisotropy also plays a crucial role on the rotation of fractures. In models with oblique anisotropy both sets of fractures rotate jointly with layering towards the extension direction X . Hence, the dextral array rotates in an opposite sense than it would be expected from the boundary conditions.

As a final comment, we may remark that all the data analysed in this chapter comes from experiments deformed under pure shear conditions. Obviously, this fact is a limitation if we want to formulate general conclusions from the experimental results. This work should be complemented with other analyses of fracturing in highly non-coaxial regimes (i.e. simple shear). In non-coaxial boundary conditions, for situations

where anisotropy planes are oriented at angles φ_0 from 45° (parallel to the shear plane) to 90° (normal to the shear plane) the tendencies of fracture patterns should be similar to the ones observed in pure shear experiments. For other initial orientations of anisotropy (φ_0) and higher strain cases fracture networks may become more parallel to the shear plane. It has not been possible to do simple shear models with the deformation apparatus used in this study, nor could non-homogeneous stress be applied at the boundaries. In order to complement this work and to explore the nucleation of fracture networks with different boundary conditions, the next chapter presents a series of numerical simulations in both pure and simple shear.

4.6. References

- Anderson, E. M. 1951. The dynamics of faulting. Oliver and Boyd, Edinburgh.
- Behrmann, J. H. 1987. A precautionary note on shear bands as kinematic indicators. In: Shear Criteria in Rocks. *Journal of Structural Geology* 9(5-6) (edited by Cobbold, P. R., Gapais, D., Means, W. D. and Treagus, S. H.). Pergamon, Oxford-New York, 659-666.
- Biot, M. A. 1965. Mechanics of incremental deformations. Wiley, New York.
- Bons, P. D. and Jessell, M. W. 1995. Strain analysis in deformation experiments with pattern matching or a stereoscope. *Journal of Structural Geology* 17, 915-921.
- Bradshaw, G. A. and Zoback, M. D. 1988. Listric normal faulting, stress refraction, and the state of stress in the Gulf Coastal Basin. *Geology* 16(3), 271-274.
- Carreras, J., Julivert, M., Soldevila, A., Griera, A. and Soler, D. 2000a. A deformation stage for analogue modelling of structures developed under variable degree of non-coaxiality. In: *Geoscience 2000*. University of Manchester, Abstracts volume, section Modelling in Structural Geology, 126.
- Carreras, J., Druguet, E. and Griera, A. 2000b. Desarrollo de zonas de cizalla conjugadas por deformación coaxial de materiales analógicos anisótropos. *Geotemas* 1, 47-52.
- Cobbold, P. R., Cosgrove, J. W. and Summers, J. M. 1971. Development of Internal Structures in Deformed Anisotropic Rocks. *Tectonophysics* 12(1), 23-53.

- Davidson, C., Schmid, S. M. and Hollister, L. S. 1994. Role of melt during deformation in the deep crust. *Terra Nova* 6, 133-142.
- Donath, F. A. 1961. Experimental study of shear failure in anisotropic rocks. *Geological Society of America Bulletin* 72, 985-990.
- Druguet, E. and Carreras, J. 2006. Analogue modelling of syntectonic leucosomes in migmatitic schists. *Journal of Structural Geology* 28(10), 1734-1747.
- Fletcher, R. C. 1977. Folding of a single viscous layer: exact infinitesimal-amplitude solution. *Tectonophysics* 39, 593-606.
- Hanmer, S., Corrigan, D. and Ganas, A. 1996. Orientation of nucleating faults in anisotropic media: insights from three-dimensional deformation experiments. *Tectonophysics* 267, 275-290.
- Harris, L. B. and Cobbold, P. R. 1984. Development of Conjugate Shear Bands During Bulk Simple Shearing. *Journal of Structural Geology* 7, 37-44.
- Hudson, J. A. and Harrison, J. P. 1997. *Engineering rock mechanics: an introduction to the principles.* . Pergamon, New York.
- Issen, K. A. and Rudnicki, J. W. 2000. Conditions for compaction bands in porous rock. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 105(B9), 21529-21536.
- Jaeger, J. C. and Cook, N. G. W. 1976. *Fundamentals of Rock Mechanics.* Chapman and Hall, New York.
- Johnson, A. M. and Fletcher, R. C. 1994. *Folding of viscous layers. Mechanical analysis and interpretation of structures in deformed rock.* Columbia University Press.
- Kidan, T. W. and Cosgrove, J. W. 1996. The deformation of multilayers by layer normal compression; An experimental investigation. *Journal of Structural Geology* 18, 461-474.
- Lister, G. S. and Williams, P. F. 1983. The partitioning of deformation in flowing rock masses. *Tectonophysics* 92(1-3), 1-33.
- Mair, K., Main, I. and Elphick, S. 2000. Sequential growth of deformation bands in the laboratory. *Journal of Structural Geology* 22, 25-42.
- McGill, G. E. and Raney, J. A. 1970. Experimental study of faulting in an anisotropic, inhomogeneous dolomitic limestone. *Geological Society of America Bulletin* 81(10), 2949-2958.
- McLamore, R. and Gray, K. E. 1967. The mechanical behavior of anisotropic sedimentary rocks. *Journal of Engineering for Industry (Transactions of the American Society of Mechanical Engineering)* 89, 62-73.

- Passchier, C. W. 1997. The fabric attractor. *Journal of Structural Geology* 19(1), 113-127.
- Paterson, M. S. 1978. *Experimental rock deformation - The brittle field*. Springer-Verlag.
- Peacock, D. C. P. and Sanderson, D. J. 1992. Effects of layering and anisotropy on fault geometry. *Journal of the Geological Society of London* 149(5), 793-802.
- Pfiffner, O. A. and Ramsay, J. G. 1982. Constraints on geological strain rates: arguments from finite strain states naturally deformed rocks. *Journal of Geophysical Research* 87, 311-321.
- Platt, J. P. and Vissers, R. L. M. 1980. Extensional Structures in Anisotropic Rocks. *Journal of Structural Geology* 2(4), 397-410.
- Poliakov, A. B., Herrmann, H. J., Podladchikov, Y. Y. and Roux, S. 1994. Fractal plastic shear bands. *Fractals* 2, 567-581.
- Pollard, D. D. and Fletcher, R. C. 2005. *Fundamentals of Structural Geology*. Cambridge University Press.
- Price, N. J. and Cosgrove, J. W. 1990. *Analysis of Geological Structures*. Cambridge University Press.
- Roscoe, K. H. 1970. The influence of strains in soil mechanics. *Géotechnique* 20, 129-170.
- Treagus, S. H. 1997. Deformation partitioning in folds: implications for fold geometry and cleavage patterns. In: *Evolution of Geological Structures in Micro- to Macro-Scales* (edited by Sengupta, S.). Chapman and Hall, London, 341-372.
- Treagus, S. H. 1998. Strain refraction in layered systems. *Journal of Structural Geology* 10, 517-527.
- Treagus, S. H. and Sokoutis, D. 1992. Laboratory modelling of strain variation across rheological boundaries. *Journal of Structural Geology* 14, 405-424.
- Twiss, R. J. and Moores, E. M. 1992. *Structural Geology*. W.H. Freeman and Company, New York.
- Vardoulakis, I. 1980. Shear band inclination and shear modulus of sand in biaxial tests. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 4, 103-119.
- Weijermars, R. 1992. Progressive deformation in anisotropic rocks. *Journal of Structural Geology* 14, 723-742.

- Weijermars, R. 1997. Principles of rock mechanics. Alboran Science Publishing, Amsterdam.
- White, S. 1979. Large Strain Deformation - Report on a Tectonic Studies Group Discussion Meeting Held at Imperial-College, London on 14 November 1979. *Journal of Structural Geology* 1(4), 333-339.
- Wolf, H., König, D. and Triantafyllidis, T. 2003. Experimental investigation of shear band patterns in granular material. *Journal of Structural Geology* 25(8), 1229-1240.

5

Localización de la deformación en medios multicapa: estudio numérico

Abstract

This chapter presents a simple numerical method to analyse deformation localisation in bidimensional viscous media. It couples a strain dependent viscous rheology with a non-linear process that updates the viscosity of the elements depending on the strain rate and the amount of finite strain registered in the material. The method has been used to analyse the role of anisotropy in the localisation of deformation in layered systems with series of simulations. This analysis is based on the initial contrast of viscosity, the orientation of layers with regard to the deformation axes and the non-linear exponents. These simulations are able to predict the mechanical and microstructural evolution of layered systems, and to visualise the transition from uniformly distributed deformation to strongly localised systems where deformation is accommodated by a few large deformation bands. Although the simplicity of this numerical method the simulations evidence the complexity of deformation localisation in layered systems. Different sets of shear bands are formed or aborted with the increase of deformation according to the imposed stress field.

5.1. Introducción

Una gran cantidad de observaciones geológicas ponen de manifiesto que la deformación en la naturaleza no se distribuye de manera homogénea en un volumen de material sometido a esfuerzos, sino que generalmente tiende a localizarse en algunas partes del mismo (White et al., 1980; Poirier, 1980; Burg, 1999). La localización de la deformación es un proceso que se genera en todas las escalas de observación, desde la distribución heterogénea de la deformación en un cristal a nivel microscópico hasta la génesis de grandes zonas de cizalla de escala kilométrica. Existen una gran cantidad de factores que controlan la distribución/localización de la deformación, que dependen de las propiedades mecánicas del material y de los regimenes de esfuerzos a los que este está sometido. No hay un consenso claro en la comunidad científica a la hora de establecer cuáles de estos procesos son dominantes, y dependiendo de la escala de estudio algunos autores priman unos con respecto a otros (Montési y Zuber, 2002; Regenauer-Lieb y Yuen, 2003 y referencias allí citadas).

Existen una gran variedad de trabajos que tratan del estudio de la localización de la deformación mediante simulaciones numéricas, modelos experimentales u observaciones directas de campo. Algunos de ellos se centran en el estudio de la influencia del tamaño de grano en la distribución de la deformación, normalmente combinada con otros parámetros. Por ejemplo, en algunos artículos se evalúa la localización en función de la transición entre el *creep* de dislocaciones y el *creep* de difusión en función del tamaño de grano (Poirier, 1980; Govers y Wortel, 1993; Hopper y Buck, 1993; Kamenaya et al., 1997; Braun et al., 1999, De Bresser et al., 2001; Gueydan et al., 2001, Ter Heege et al., 2004, Jessell et al., 2005). No obstante, otros autores, como Regenauer-Lieb y Yuen (2003), manifiestan que la reducción del tamaño de grano no tiene por qué ser la causa principal en la localización, aunque es un factor importante. Estos últimos autores estudiaron la relación de procesos térmicos y mecánicos en materiales compuestos, desde puramente viscosos a elasto-viscoplásticos, y para diferentes escalas temporales. Otro tipo de estudios intentan universalizar los parámetros y reducir los sistemas de estudio a la menor cantidad de parámetros posible. Por ejemplo, Montési y Zuber (2002) definieron un exponente de stress efectivo para simular la respuesta mecánica de los materiales en tectónica de gran escala en función de varios factores, como la elastoplasticidad, la cohesión, la fricción, el *shear heating* o el tamaño de grano. En la misma línea de simplificación, Frederiksen y Braun (2001) analizaron la localización a escala litosférica en reologías elastoviscoplásticas mediante una relación entre el *strain* y la viscosidad. Poliakov et al. (1994) estudiaron numéricamente la nucleación de *shear bands* en materiales elastoplásticos en función de un parámetro no dimensional que controla el comportamiento del sistema, además del tamaño del mismo. Estos autores obtuvieron en sus modelos una distribución fractal de los *shear bands*, cuya distribución de longitudes describieron mediante una relación no-lineal. Mancktelow (2002), a partir de un material viscoelástico no lineal, utilizó una ley de flujo exponencial para estudiar el desarrollo de zonas de cizalla en materiales viscoelásticos, tomando en consideración principalmente el contraste de viscosidades entre la matriz y unas perturbaciones más blandas creadas aleatoriamente en el modelo. Este autor concluyó que el contraste de competencias entre la matriz y las perturbaciones iniciales no es un factor determinante en la distribución de la deformación. Por el contrario, establece que la génesis de *shear bands* depende de un fuerte comportamiento de *strain-softening*.

A pesar de la gran cantidad de trabajos existentes en este campo, hay pocos estudios sobre la localización en materiales anisótropos. Algunos autores, como Davy et al. (1995) y Schueller et al. (2005), realizaron investigaciones numéricas de la transición frágil-dúctil deformando materiales compuestos por capas de material elastoviscoplastico y capas de material viscoso, todo ello a escala litosférica. Sin embargo, no abundan los estudios sobre la localización en materiales multicapa con el mismo tipo de reología. Existen algunos ejemplos de análisis numéricos de fracturación en materiales multicapa donde la anisotropía se define según el contraste de competencia entre capas alternas (ej. Schöpfer et al., 2006). Sin embargo, este tipo de estudios no analizan el fenómeno de la localización sino principalmente el crecimiento y propagación de fracturas en secuencias estratificadas.

El objetivo principal del presente capítulo consiste en establecer e implementar un sistema numérico sencillo para evaluar la distribución/localización de la deformación según una relación no-lineal en la que la viscosidad es dependiente de la tasa de deformación (*strain rate*) y de la acumulación de deformación en el material. Asimismo, se aplica este método para estudiar la transición, en medios mecánicamente anisótropos, entre sistemas donde la deformación está distribuida homogéneamente a lo largo del material hasta sistemas en los que la deformación está altamente localizada. Las principales variables del estudio son: (a) el contraste de competencia entre capas, (b) la orientación de estas capas con respecto a los ejes principales de deformación, (c) las condiciones de contorno y (d) el grado de no-linealidad en la relación entre las tasas de deformación y las propiedades mecánicas del material.

Las simulaciones numéricas se han realizado utilizando la plataforma de código abierto *ELLE* (Jessell et al., 2001; www.microstructure.info/elle). Existe un precedente de estudio de localización de la deformación (Jessell et al., 2005) que se implementó usando el mismo entorno. Estos autores realizaron un estudio de la localización de la deformación a escala cristalina relacionando una reología viscosa dependiente del tamaño de grano con procesos de crecimiento y reducción de tamaño de grano. En el caso del presente capítulo tanto la escala de estudio como la función de actualización de la viscosidad son muy diferentes, pero al utilizar la misma plataforma se han aprovechado algunas funciones de aquel estudio.

5.2. Descripción de la metodología de simulación numérica

5.2.1. La plataforma de simulaciones numéricas ELLE

La plataforma *ELLE* permite simular una gran cantidad de procesos de deformación y metamórficos multiescala. *ELLE* es un conjunto de programas independientes, que funcionan a modo de módulos, y que se pueden interconectar dependiendo de los objetivos del trabajo. En el caso de este estudio se han utilizado tres procesos de forma secuencial. La localización de la deformación en un sistema está controlada mediante una competencia entre mecanismos de reducción de la resistencia del material y procesos de recuperación (*recovery*). Algunos ejemplos son la reducción del tamaño de grano (formación de subgranos, migración de los bordes de grano, difusión por bordes de grano), la disolución por presión, la deformación intracrystalina, los cambios de fase, el maclado o la densidad de dislocaciones (Passchier y Trouw, 1996). Puesto que existen una gran cantidad de variables con las que se puede operar para estudiar los procesos de localización tan sólo resulta factible centrarse en evaluar la influencia de un número muy reducido de ellos. En este caso se ha optado por llevar a cabo un estudio en el que el cambio de viscosidad está controlado por un solo proceso, que es dependiente de la relación entre la tasa de deformación local (*local strain rate*) con respecto a la global (*bulk strain rate*) y de una serie de parámetros propios del material mediante una relación no-lineal.

A día de hoy, el sistema de modelización *ELLE* tan sólo realiza simulaciones en dos dimensiones. La geometría y propiedades del objeto a estudiar están contenidas en un fichero de datos inicial, que va evolucionando progresivamente. Los procesos que se aplican a este fichero se enlazan uno detrás de otro secuencialmente para modificar las propiedades mecánicas del material según las relaciones que se han definido previamente. Un ciclo secuencial completo de procesos se llama paso o *time step*. El medio de estudio se describe topológicamente mediante dos tipos de elementos: nodos y *flynns* (Fig. 5.1). Existen dos tipos de nodos: nodos desconectados (*unconnected nodes*) y nodos que definen un límite de *flynn* (*boundary nodes* o *bnodes*). Dentro de este último tipo hay nodos dobles y nodos triples, según se encuentren en el límite entre dos o tres *flynns*. Los *flynns* o elementos son regiones del modelo que presentan unas propiedades uniformes, y están limitados por nodos de borde unidos por segmentos

(Fig. 5.1). Este tipo de estructura de datos permite guardar las propiedades de los nodos desconectados y/o de los *flynns*. En el caso de este trabajo se optó por realizar los modelos y análisis utilizando únicamente *flynns*, de manera que las variables de estudio son consideradas constantes dentro de cada *flynn* en cada paso. Los modelos presentan una geometría inicial rectangular, con límites verticales y horizontales periódicos, que permiten evitar los efectos de contorno y considerar al modelo como un elemento de volumen representativo a nivel de escala. La superficie del modelo y la escala de los elementos se eligen según el proceso que se desea modelizar y el tiempo de cálculo.

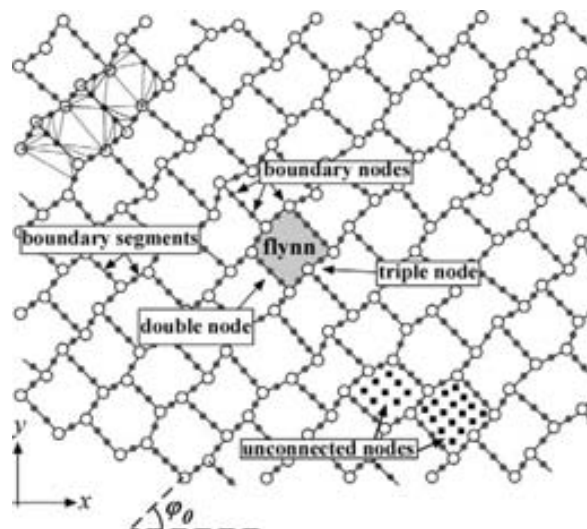


Fig. 5.1. Descripción geométrica de la estructura inicial de datos utilizada para los procesos. El espacio se divide en elementos o *flynns*, que presentan unas propiedades uniformes. Los *flynns* están limitados por nodos de límite (*boundary nodes* o *bnodes*), que son dobles o triples, dependiendo de a cuántos *flynns* pertenecen a la vez. El sistema *ELLE* no admite nodos de topología superior, como por ejemplo cuádruples. Dentro de cada *flynn* es posible añadir nodos desconectados (*unconnected nodes*), a los que se les pueden asociar unas propiedades concretas. φ_0 es el ángulo inicial entre las capas y el eje y . En algunos elementos de la parte superior izquierda se muestra la malla de triángulos que usa *BASIL*.

Las simulaciones se llevaron a cabo mediante la repetición de un ciclo secuencial de tres procesos (Fig. 5.2): (a) deformación viscosa mediante el método de elementos finitos, (b) reposicionamiento y (c) actualización de la viscosidad.

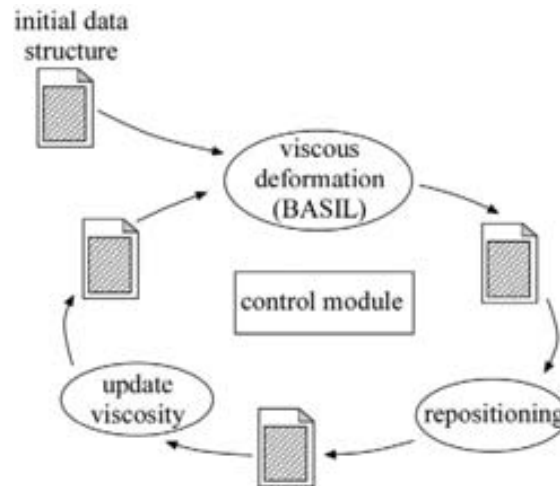


Fig. 5.2. Diagrama de flujo que muestra el funcionamiento del sistema de simulación. La geometría y propiedades iniciales están descritas en el archivo inicial. Este archivo entra en un ciclo secuencial con los siguientes procesos: deformación viscosa no-lineal, reposicionamiento y actualización de la viscosidad en función de la tasa de deformación (*strain rate*) y deformación acumulada. Imagen modificada de Jessell et al. (2005).

5.2.2. Proceso de deformación no-lineal

Para producir deformación en los modelos se utilizó el software de elementos finitos no-lineal viscoso *BASIL* (Barr and Houseman, 1996), que está acoplado al sistema *ELLE*. Este proceso permite calcular el cambio de geometría de los *bnodes* y de los elementos como resultado de la aplicación de una deformación a los límites del modelo. Así, se pueden simular unas condiciones de contorno en todo el espectro de número de vorticidad cinemática (Means et al., 1980), desde condiciones de cizalla simple ($Wk=1$) hasta cizalla pura ($Wk=0$).

Para un medio incompresible, el comportamiento viscoso se puede describir mediante una relación constitutiva en la que el esfuerzo (*stress*) y la tasa de deformación (*strain rate*) están relacionados de la siguiente manera:

$$\tau_{ij} = 2\eta\dot{\epsilon}_{ij} = \eta \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (5.1)$$

donde τ_{ij} es el tensor de esfuerzo desviatorio (*stress deviatoric tensor*), $\dot{\epsilon}_{ij}$ es el tensor de *strain rate*, u es la velocidad en las direcciones x o y , y η es la viscosidad, que es variable espacialmente y que se define según:

$$\eta = \frac{1}{2} B \dot{E}^{\left(\frac{1}{n}-1\right)} \quad (5.2)$$

donde \dot{E} es el segundo invariante del tensor de *strain rate*, n es un exponente potencial que describe la no-linealidad de la relación entre el esfuerzo y el *strain rate*, y B es la constante pre-exponencial dependiente del material. Cabe remarcar que *BASIL* utiliza variables adimensionales.

Para las simulaciones de este capítulo se han utilizado unas condiciones de contorno de velocidad con *strain rate* constante. En este caso se impone una velocidad U_0 en los nodos de contorno del modelo, de forma que se cumple la relación $T_0=L/U_0$. Se han utilizado condiciones de contorno tanto de cizalla pura como de cizalla simple dextral con bordes horizontales y verticales periódicos.

Puesto que la geometría de los elementos varía en cada paso como consecuencia de la deformación aplicada por *BASIL*, se deben realizar en cada *time step* dos exportaciones de malla: una conversión previa a la deformación de una topología de tipo *ELLE* a una malla triangular como las que utiliza *BASIL* (Fig. 5.1), y una conversión posterior a la deformación de la malla triangular a la topología de nodos y *flynns* de *ELLE* (Fig. 5.1). El paso de la geometría de formato *ELLE* a formato *BASIL* se realiza de manera que la malla se rehace en cada paso mediante una triangulación de *Delaunay* (Shewchuk, 2002) evitando de esta manera problemas con mallas excesivamente distorsionadas.

5.2.3. Reposicionamiento

Un inconveniente a la otra de tratar con modelos de elevada deformación es la gran distorsión de los elementos que se puede llegar a producir. Para ello, el módulo de reposicionamiento (*repositioning*) realiza una transformación de la malla de forma que todos los nodos, y por consiguiente los elementos, vuelvan a estar contenidos dentro los

límites de un rectángulo, que se denomina *bounding box* al final de cada paso. Este cambio permite mantener la periodicidad de los bordes del modelo.

5.2.4. Proceso de actualización de la viscosidad

El tercer proceso del ciclo secuencial que se aplica en cada paso lleva a cabo una actualización de la viscosidad de cada elemento en función de la tasa de deformación local registrada durante el proceso de deformación no-lineal viscosa. Esta actualización de la viscosidad se lleva a cabo en base a la siguiente ecuación:

$$\eta_{t+dt} = [\eta_t + J_t] \cdot \frac{H}{S} \quad (5.3)$$

donde η_t es la viscosidad del elemento en el inicio del paso, η_{t+dt} es la nueva viscosidad resultante del proceso de actualización, J_t es un parámetro de *hardening general* del sistema, mientras H y S son los parámetros de endurecimiento (*hardening*) y ablandamiento (*softening*) respectivamente, que son dependientes de la tasa de deformación.

Los parámetros H y S se establecen según una relación no-lineal en función de la tasa de deformación normalizada (Fig. 5.3). El cociente entre ambos parámetros se define de la siguiente manera:

$$\frac{H}{S} = K \cdot \left[\frac{1/\dot{\epsilon}^p}{\dot{\epsilon}^p} \right] = K \cdot \dot{\epsilon}^{-2p} = K \cdot \dot{\epsilon}^{-q} \quad (5.4)$$

donde K es una constante de referencia que establece el punto donde se cortan las curvas de *hardening* y *softening*, p y q son exponentes de no-linealidad, y $\dot{\epsilon}$ es la relación entre la tasa de deformación local (a nivel de elemento) y la tasa de deformación general del modelo (*bulk strain rate*):

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{\epsilon}_L}{\epsilon_B} \quad (5.5)$$

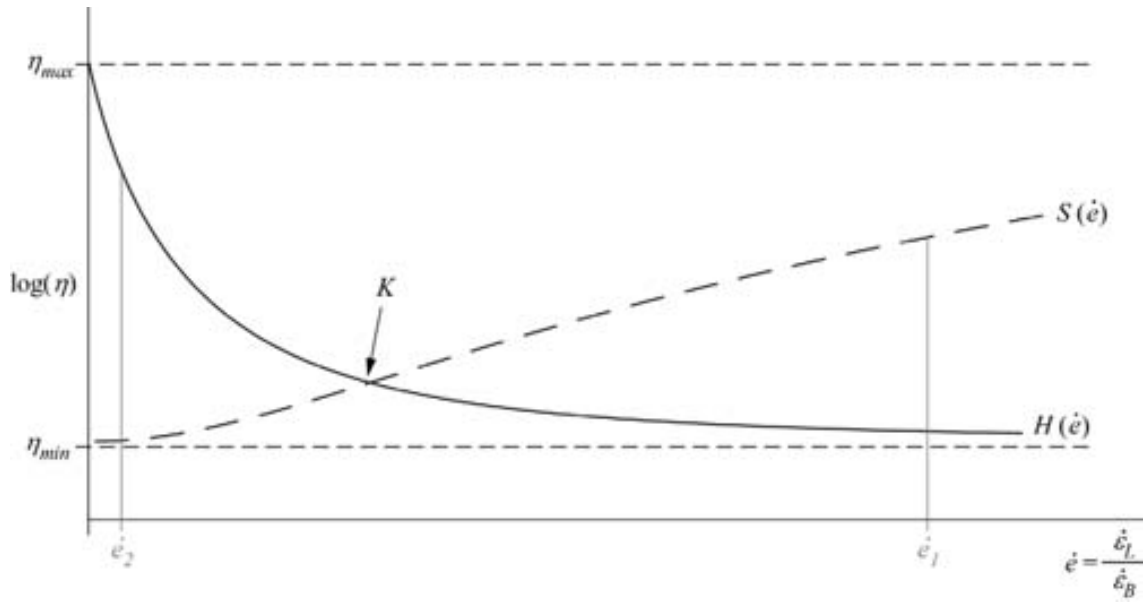


Fig. 5.3. Curvas de evolución de los parámetros de *hardening* (H) y *softening* (S), definidas en función de η_0 , K , j y q y en función del *strain rate* normalizado ($\dot{\epsilon}$) para una hipotética simulación numérica. Estas curvas se utilizan para actualizar la viscosidad de cada elemento según sea el valor de $\dot{\epsilon}$ en cada paso.

El parámetro de *hardening general* J_t se ha definido, de manera similar a Jessell et al. (2005), en función del *strain* acumulado (ϵ), de la viscosidad antes del paso (η_t) y de un exponente de no-linealidad j :

$$J_t = \eta_t \cdot \epsilon^j \quad (5.6)$$

Reescribiendo la ecuación 5.3, el proceso quedaría definido por la relación:

$$\eta_{t+dt} = \left[\eta_t + (\eta_t \cdot \epsilon^j) \right] \cdot K \cdot \dot{\epsilon}^{-q} \quad (5.7)$$

Por lo tanto, estableciendo unos valores iniciales para los parámetros K , j y q se crea una relación no-lineal que gobierna la actualización de la viscosidad. Según estos parámetros se pueden construir curvas teóricas de la evolución de los parámetros de *hardening* (H) y *softening* (S) en función del *strain rate* normalizado ($\dot{\epsilon}$).

La Fig. 5.3 presenta unas curvas teóricas de H y S para un paso o *time step* en una hipotética simulación. En esta figura se han puesto dos casos como ejemplo. En el caso de que el *strain rate* normalizado sea elevado ($\dot{\epsilon}_1$) el parámetro H_1 sería mucho mayor que el S_1 , y por lo tanto la viscosidad recalculada η_{t+dt} sería mayor que la viscosidad antes de la deformación aplicada (η_t), produciéndose un *strain hardening* del elemento

en el tiempo $t+dt$. Si el *strain rate* normalizado fuese más bajo, por ejemplo $\dot{\epsilon}_2$, entonces S_2 sería mucho mayor que H_2 y el resultado del proceso de actualización de la viscosidad en ese paso sería un *softening* para ese elemento. La Fig. 5.4 presenta un ejemplo de un ciclo completo de simulación numérica en detalle.

Cabe remarcar que el exponente de no-linealidad n (ecuación 5.2) es diferente del exponente q (ecuaciones 5.4 y 5.7). Mientras en el primer caso el segundo invariante del tensor de *strain rate* de referencia es constante, en el segundo caso el punto de referencia es variable según sea el *strain rate* normalizado en cada paso.

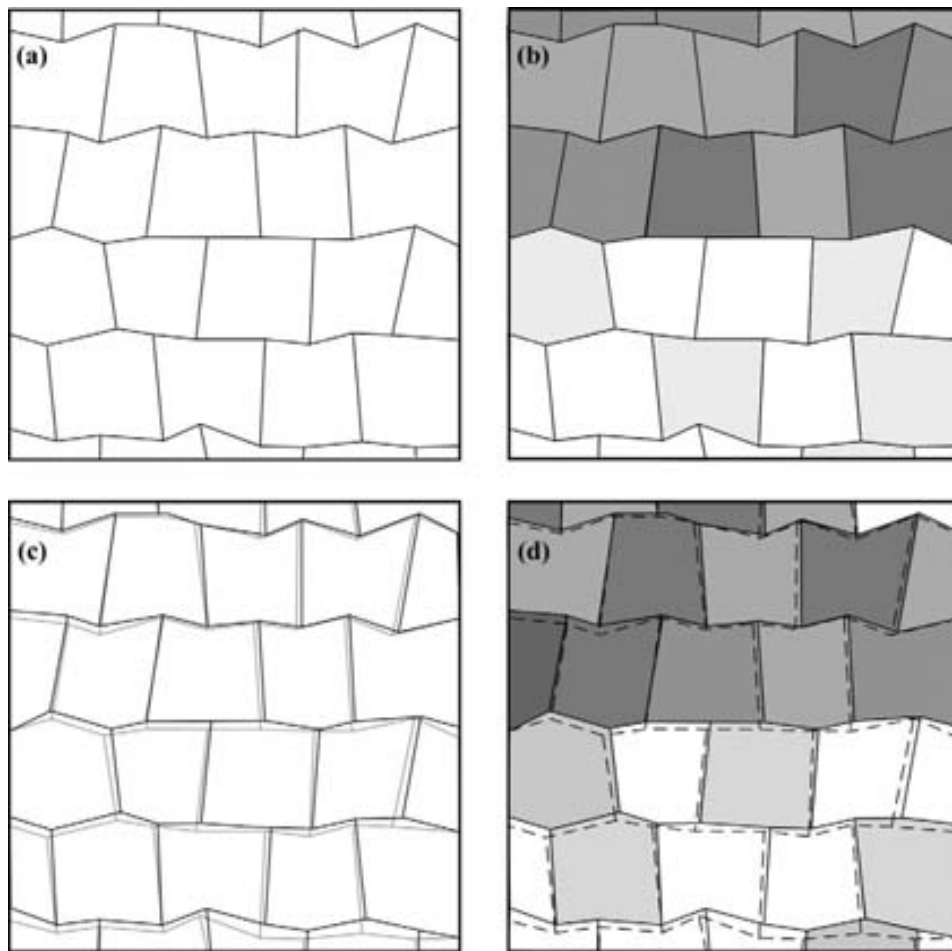


Fig. 5.4. Ejemplo de un ciclo completo de simulación. (a) Detalle de los límites de *flynn*, en el estadio inicial; (b) La misma simulación, en el estadio inicial, donde se muestra la viscosidad de los *flynns*, de manera que cada color en la escala de grises representa un valor distinto de viscosidad; (c) Geometría resultante después de un 1% de acortamiento en cizalla pura. Los límites de *flynn* de color negro corresponden al estadio deformado y los límites grises al estadio indeformado; (d) Distribución de la viscosidad después de un 1% de acortamiento. Las líneas de puntos corresponden a los límites de *flynn* en el estadio indeformado.

5.3. Implementación de las simulaciones

5.3.1. Geometría y propiedades iniciales de los modelos

Según se ha descrito en la sección 5.2, a la hora de diseñar las simulaciones numéricas para llevar a cabo el estudio se deben tener en cuenta las variables necesarias que deben ser fijadas. En este estudio se han creado varios tipos de geometrías iniciales, como se muestra en la Fig. 5.5, según el ángulo inicial que forman las capas con respecto al eje x , y según la distribución inicial de la viscosidad a lo largo del modelo. El medio anisótropo se ha representado como un medio multicapa, denominado *composite layering* por Treagus (1997), en el que existe un contraste de viscosidades m entre capas alternas:

$$m = \frac{\eta_{a(ref)}}{\eta_{b(ref)}} \quad (5.8)$$

donde $\eta_{a(ref)}$ y $\eta_{b(ref)}$ son las viscosidades iniciales de referencia de las capas de alta y baja viscosidad respectivamente. Así, se han creado modelos donde los contrastes entre viscosidades son $m = 2, 4$ y 8 . Se han diseñado dos tipos básicos de geometrías según el espesor de las capas alternas: uno con una potencia de capas de 1 elemento o *flynn* y otro con capas de 4 elementos de espesor. La resolución de los modelos de 1 *flynn* de espesor es de 20×20 elementos mientras la de 4 *flynns* es de 24×24 elementos (Fig. 5.5). Las capas se orientaron inicialmente con respecto al eje x según el ángulo φ_0 . Para añadir unas pequeñas heterogeneidades a las simulaciones se añadió un cierto ruido tanto en la posición de los nodos como en las viscosidades iniciales asignadas a cada elemento. De esta manera se modificaron las coordenadas iniciales de cada nodo según la siguiente relación:

$$(x_0, y_0) = \left(x_{0(ref)} \cdot (1 \pm d_x/4), y_{0(ref)} \cdot (1 \pm d_y/8) \right) \quad (5.9)$$

donde (x_0, y_0) son las coordenadas de cada nodo después de añadir el ruido, $(x_{0(ref)}, y_{0(ref)})$ son las coordenadas de referencia u originales de cada nodo y d_x y d_y , son las distancias originales entre nodos en los ejes x e y respectivamente. También se aplicó una función aleatoria para añadir una variación en las viscosidades de los elementos de la siguiente forma:

$$\eta_{a,b} = \eta_{ref(a,b)} \cdot (1 \pm 0.1) \quad (5.10)$$

donde $\eta_{a,b}$ es la viscosidad de cada elemento dependiendo de si pertenece a las capas inicialmente más competentes (capas a) o inicialmente más dúctiles (capas b). La relación de espesor entre las capas del mismo modelo es 1.

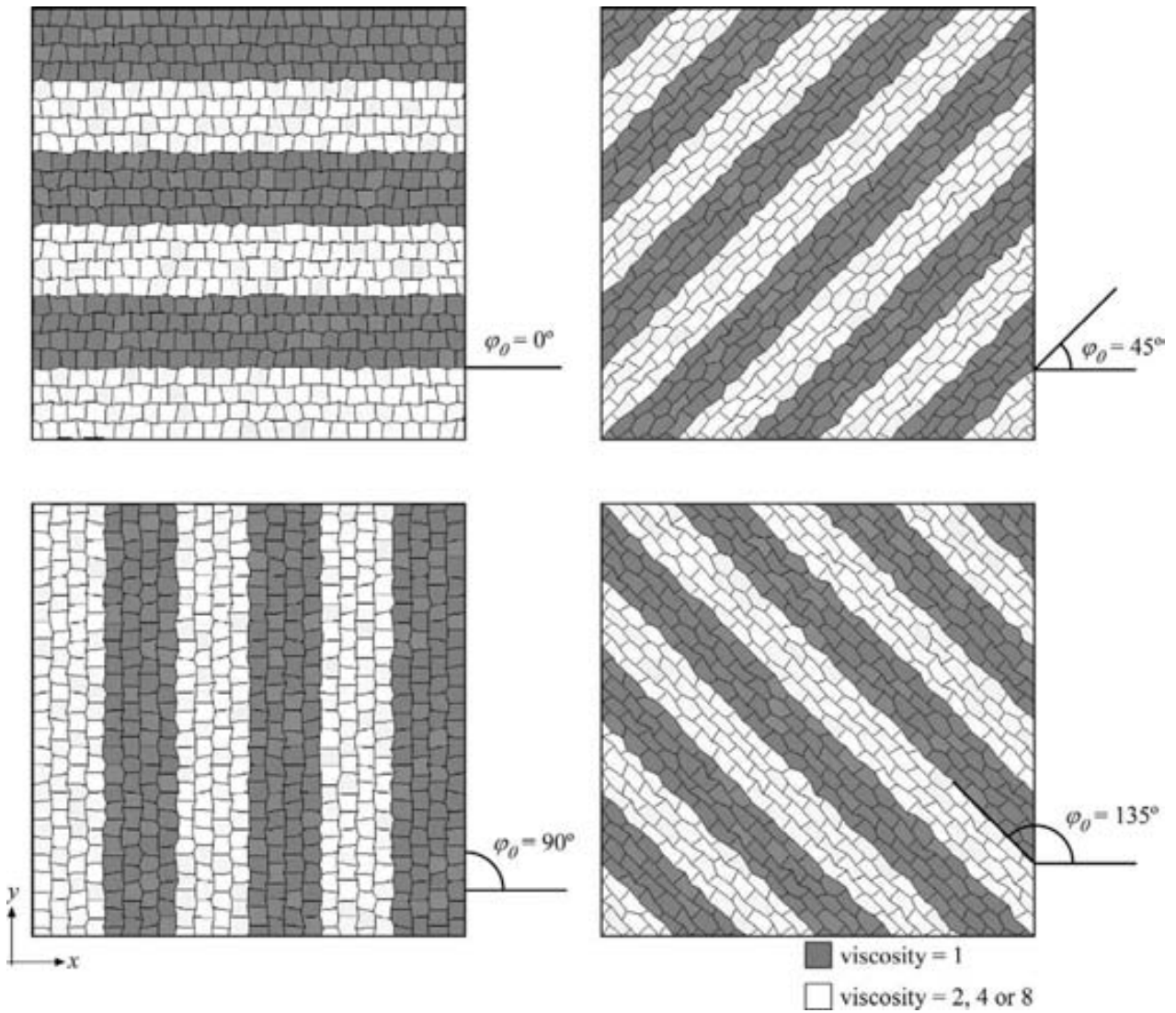


Fig. 5.5. Ejemplo de cuatro tipos de geometría inicial que se han utilizado para realizar las simulaciones en este estudio. φ_0 es el ángulo inicial entre las capas y el eje x. En este caso las capas tienen un espesor de 4 *flynns*. Como puede observarse, los límites de los modelos son periódicos.

5.3.2. Condiciones de deformación y de actualización de la viscosidad

En el proceso de deformación viscosa (*BASIL*) se han utilizado condiciones de contorno de velocidad aplicando deformaciones en cizalla pura y cizalla simple con una tasa de deformación constante. El incremento de *strain* natural por paso es constante e igual para cada *time step*. Su valor es de $4 \cdot 10^{-3}$ tanto para las simulaciones en cizalla pura como en cizalla simple. El valor del exponente de esfuerzo n (ecuación 5.2) se mantuvo fijado a 1 para todos los casos.

Para el proceso de actualización de la viscosidad se eligieron unos valores fijos de las variables K y j , y se fue variando el valor del exponente de no-linealidad q según se detalla en la tabla-resumen de las simulaciones realizadas (Tabla 5.1). En total se llevaron a cabo 252 modelos con las distintas combinaciones de las variables escogidas.

Tabla 5.1. Resumen de las combinaciones de parámetros utilizados para las simulaciones.

φ_0	m	layer thickness	boundary conditions	K	j	q
0°	2, 4, 8	1, 4 <i>flynms</i>	pure shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3
45°	2, 4, 8	1, 4 <i>flynms</i>	pure shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3
0°	2, 4, 8	1, 4 <i>flynms</i>	simple shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3
45°	2, 4, 8	1, 4 <i>flynms</i>	simple shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3
90°	2, 4, 8	1, 4 <i>flynms</i>	simple shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3
135°	2, 4, 8	1, 4 <i>flynms</i>	simple shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3

Estos parámetros combinados según indica la tabla suponen un total de 252 modelos analizados.

Para prevenir el fenómeno de *overflow* numérico y problemas de convergencia en los cálculos se establecieron unos límites máximo y mínimo de la viscosidad que puede llegar a tener cada elemento (Fig. 5.3). Estos límites son necesarios, puesto que en determinados modelos las diferencias de viscosidad entre unos elementos y otros pueden llegar a ser excesivas y provocar problemas de convergencia y un aumento drástico del tiempo de cálculo. Así, el límite máximo se definió según las ecuaciones:

$$\text{para capas competentes: } \eta_t > 10 \Rightarrow \eta_{t+1} = 10 + e \quad (5.11)$$

$$\text{para capas dúctiles: } \eta_t > 5 \Rightarrow \eta_{t+1} = 5 + e \quad (5.12)$$

donde η_t y η_{t+1} son las viscosidades antes y después del proceso de actualización en el paso y e es el *strain* acumulado. Asimismo, el límite mínimo se establece según la condición:

$$\text{Si } \eta_t < 10^{-3} \Rightarrow \eta_{t+1} = 10^{-3} \cdot \eta_0 \quad (5.13)$$

donde η_0 es la viscosidad inicial del modelo.

Los modelos a los que se aplicó cizalla pura se deformaron hasta un acortamiento del 20%, excepto las simulaciones de $n=2$ y $m=2$, que se llevaron hasta el 35% para estudiarlas con más detalle. De manera similar, los modelos en cizalla simple se deformaron hasta un *shear strain* de $\gamma=0.5$, excepto los que tenían los parámetros m y n fijados en 2, que se deformaron hasta $\gamma=1$.

5.3.3. Definición de parámetros para cuantificar la localización de la deformación

En una simulación, la localización se manifiesta mediante la concentración de la deformación en unas zonas determinadas del modelo, que además presenta una cierta organización espacial. Para cuantificar el grado de localización en una simulación se ha optado por calcular un factor de localización f análogo al utilizado por Sornette et al. (1993), Davy et al. (1995) y Schueller (2004). Este factor se define de la siguiente manera:

$$f = \frac{1}{A_t} \cdot \frac{\left(\int_{A_t} I dA \right)^2}{\int_{A_t} I^2 dA} \quad (5.14)$$

donde A es el área, A_t es el área total del modelo e I es el segundo invariante del tensor de deformación.

La ecuación 5.14 se puede reformular en función del sumatorio de los incrementos de *strain* en cada elemento (Δe):

$$f = \frac{1}{A_t} \cdot \frac{\left(\sum_{A_t} \Delta e \cdot A \right)^2}{\sum_{A_t} (\Delta e^2 \cdot A)} \quad (5.15)$$

El factor de localización f expresa en una escala de 0 a 1 la superficie total del modelo en la que la deformación ha localizado. Así, si la deformación es homogénea a lo largo de toda la superficie f vale 1. Cuanto más localizada se encuentre la deformación menor será el valor de f , puesto que la suma de los valores al cuadrado será inferior al cuadrado de la suma de los valores.

Además del factor de localización general f también se han definido factores de localización f_{com} para las capas inicialmente más competentes (aquellas con viscosidad inicial de 2, 4 u 8) y factor f_{duc} para las capas originalmente más dúctiles (las que presentaban una viscosidad inicial de 1). Ambos factores de localización parciales se definen con respecto a la deformación parcial de las capas competentes o dúctiles respectivamente. Así los factores de localización parciales se expresan de la siguiente manera:

$$f_{com} = \frac{1}{A_{com}} \cdot \frac{\left(\sum_{A_{com}} \Delta e_{com} \cdot A \right)^2}{\sum_{A_{com}} (\Delta e_{com}^2 \cdot A)} \quad (5.16)$$

$$f_{duc} = \frac{1}{A_{duc}} \cdot \frac{\left(\sum_{A_{duc}} \Delta e_{duc} \cdot A \right)^2}{\sum_{A_{duc}} (\Delta e_{duc}^2 \cdot A)} \quad (5.17)$$

donde Δe_{com} y Δe_{duc} son los incrementos de *strain* de los *flynns* de las capas competentes y dúctiles respectivamente, y A_{com} y A_{duc} son las áreas totales resultantes de sumar las áreas de los *flynns* con viscosidades iniciales más altas (2, 4 u 8) y más bajas (1) respectivamente.

La Fig. 5.6 presenta un ejemplo de gráfico de porcentaje de acortamiento - factores de localización (f , f_{com} , f_{duc}) en el que aparecen dos simulaciones: una en la que la deformación evoluciona hasta estar altamente localizada, y otra en la que la deformación se mantiene distribuida a lo largo del tiempo. El valor a partir del cual la deformación en un sistema se considera localizada es aproximadamente 0.7.

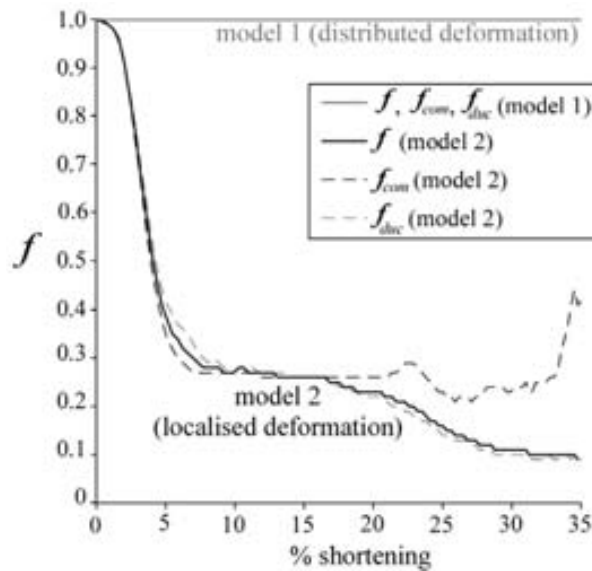


Fig. 5.6. Gráfico que muestra la evolución de los factores de localización (general, de capas inicialmente competentes y de capas inicialmente dúctiles) para dos simulaciones numéricas en cizalla pura. En una de las simulaciones la deformación localiza fuertemente (*model 2*), mientras que en la otra la deformación se distribuye de manera homogénea (*model 1*).

5.4. Descripción de los experimentos

Este apartado contiene un resumen de la evolución de las simulaciones realizadas, junto con algunas figuras y gráficos de los modelos de capas de 4 elementos de espesor. El resto de gráficos y figuras de simulaciones se encuentran en el Anexo F. Los resultados se presentan en diagramas $q - m$ que muestran la distribución de la viscosidad y del *strain* finito a un 20% de acortamiento en los modelos de cizalla pura y a un *shear strain* de 0.5 en los modelos de cizalla simple. Además se presentan gráficos deformación - esfuerzo equivalente y deformación - factores de localización. El esfuerzo equivalente (*equivalent stress* - σ) se calculó a partir de la siguiente ecuación

$$\sigma = 2 \cdot \eta_{bulk} \cdot \dot{\epsilon}_{bulk} \quad (5.18)$$

donde η_{bulk} es la viscosidad general del modelo en ese paso y $\dot{\epsilon}_{bulk}$ es la tasa de deformación global.

Los modelos con contraste de competencia entre capas $m=2$ y cuya viscosidad se actualiza con un exponente $q=2$ (ecuación 5.7) se estudian con mayor detenimiento. Los datos de estos modelos en cizalla pura se presentan hasta un 35% de acortamiento y en cizalla simple hasta un *shear strain* de 1. La geometría inicial de los modelos con el mismo valor de m de cada serie es idéntica. Por lo tanto el ruido en la posición de los nodos y en la distribución de la viscosidad es exactamente igual en cada conjunto de modelos con igual m , ángulo φ_0 e iguales condiciones de contorno.

Algunas simulaciones presentaron problemas de convergencia en el cálculo debido a la alta deformación de algunos elementos. Para poder seguir aplicando deformación se implementó a los modelos problemáticos un proceso de migración de límites de elementos o de *grain growth*. Esta función mueve ligeramente los límites entre los elementos según una función que depende de la energía de superficie. Este proceso es el responsable de que en algunas simulaciones aparezcan los elementos con una cierta morfología hexagonal debido a que el programa *grain growth* favorece la situación de mínima energía, que corresponde a ángulos entre segmentos de límite de 120° .

Los datos de ángulos que aparecen en esta descripción son medidos en sentido antihorario con respecto al plano de cizalla en el caso de los modelos deformados en cizalla simple, y en ambos sentidos con respecto a la dirección de máxima compresión para los modelos deformados en cizalla pura.

5.4.1. Modelos en cizalla pura con $\varphi_0 = 0^\circ$

En la simulación estudiada con mayor detalle de esta serie ($m=2$, $q=2$) (Fig. 5.7) se generan dos familias de *shear bands* conjugados. En este caso concreto el *set* dominante es el que registra un movimiento senestro (Fig. 5.7d,f), pero este dominio es función únicamente de la distribución aleatoria del ruido en la posición de los nodos y la viscosidad en el inicio de la simulación. Como se aprecia en los mapas de viscosidades (Fig. 5.7c,e), el desplazamiento que producen los *shear bands* después de un acortamiento del 35% es considerable, llegando a ser de hasta 6 elementos en algunas

zonas. En el gráfico deformación vs. esfuerzo equivalente se observa cómo se produce un aumento rápido del esfuerzo hasta un acortamiento del 5-8%. A partir de ese momento se estabiliza y registra un ligerísimo endurecimiento por deformación (*strain hardening*) hasta el final del experimento. Los gráficos de evolución de factores de localización (f, f_{com}, f_{duc}) registran una fuerte y rápida localización de la deformación entre el comienzo de la simulación y un 8% de acortamiento. Posteriormente, la deformación continúa localizando pero de manera más suave. La deformación está algo más localizada en las capas más blandas, aunque los factores de capas más viscosas y menos viscosas presentan una evolución muy similar. En esta simulación se generan los dos sistemas de *shear bands* desde estadios muy tempranos de deformación. A un 20% de acortamiento las bandas de ambos sistemas forman un ángulo de unos 45°-50° con respecto a la dirección de máxima compresión. Con el progreso de la deformación los *shear bands* rotan unos 5° hacia la dirección de máxima extensión x . El *strain* finito máximo registrado a un 35% de acortamiento es 11. En la parte superior de la Fig. 5.7c-f se observa cómo dos bandas, una dextra y otra senestra, que estaban activas a un 20% de acortamiento se deslocalizan después de un 35% de acortamiento. Al igual que ocurre en las rocas reales los *shear bands* interaccionan entre ellos y unos dejan de progresar mientras nuclean nuevas bandas.

En la Fig. 5.8 se presentan todas las simulaciones en cizalla pura para geometrías con orientación inicial $\varphi_0=0^\circ$ y capas de 4 elementos de espesor. Existe un salto claro entre modelos no-localizantes y modelos altamente localizantes a partir de un exponente $q=1.5$, excepto en las simulaciones con contraste de competencia $m=8$, en los que la transición se produce para $q=2$. En este brusco cambio de comportamiento del material, los índices de localización pasan de valores cercanos a 1 a valores inferiores a 0.5 o incluso menores. En todos los casos de modelos localizantes se generan dos familias de *shear bands* conjugadas que después de un 20% de acortamiento forman un ángulo ligeramente superior a 45° con respecto al eje de máxima compresión y . En algunos casos domina el set senestro y en otros casos su conjugado. También se producen en algunas simulaciones zonas de extensión subparalelas a la dirección del eje y con un movimiento que se asemeja al de las fracturas de tensión en rocas. En los modelos con mayor contraste inicial de competencia entre las capas ($m=8$) aparece una cantidad menor de fracturas, como cabría esperar. Cuando se cruzan dos fracturas en la mayoría

de los casos una de ellas es abortada por la fractura dominante, que no le permite propagarse. Se aprecia cómo aumentando el exponente q disminuye el ancho de banda de los *shear bands*, puesto que cuanto más alto sea q más disminuye la viscosidad en los *flynns* afectados y, por lo tanto, mayor *strain rate* se registra en esos *flynns*.

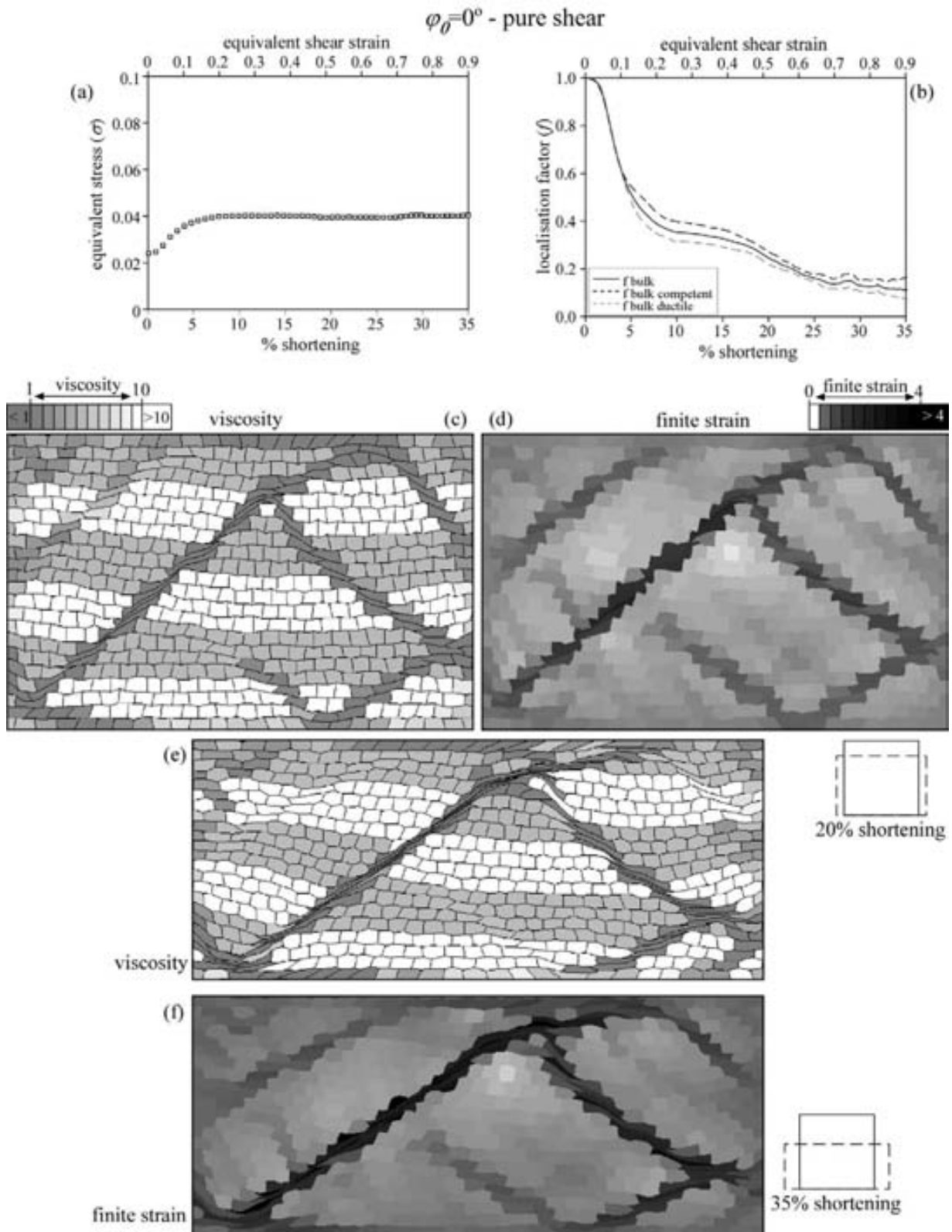


Fig. 5.7. Distribución de la viscosidad y del *strain* finito para el modelo de $\varphi_0 = 0^\circ$ y contraste de competencia $m=2$ deformado en cizalla pura con un exponente $q=2$, para diferentes estadios de deformación.

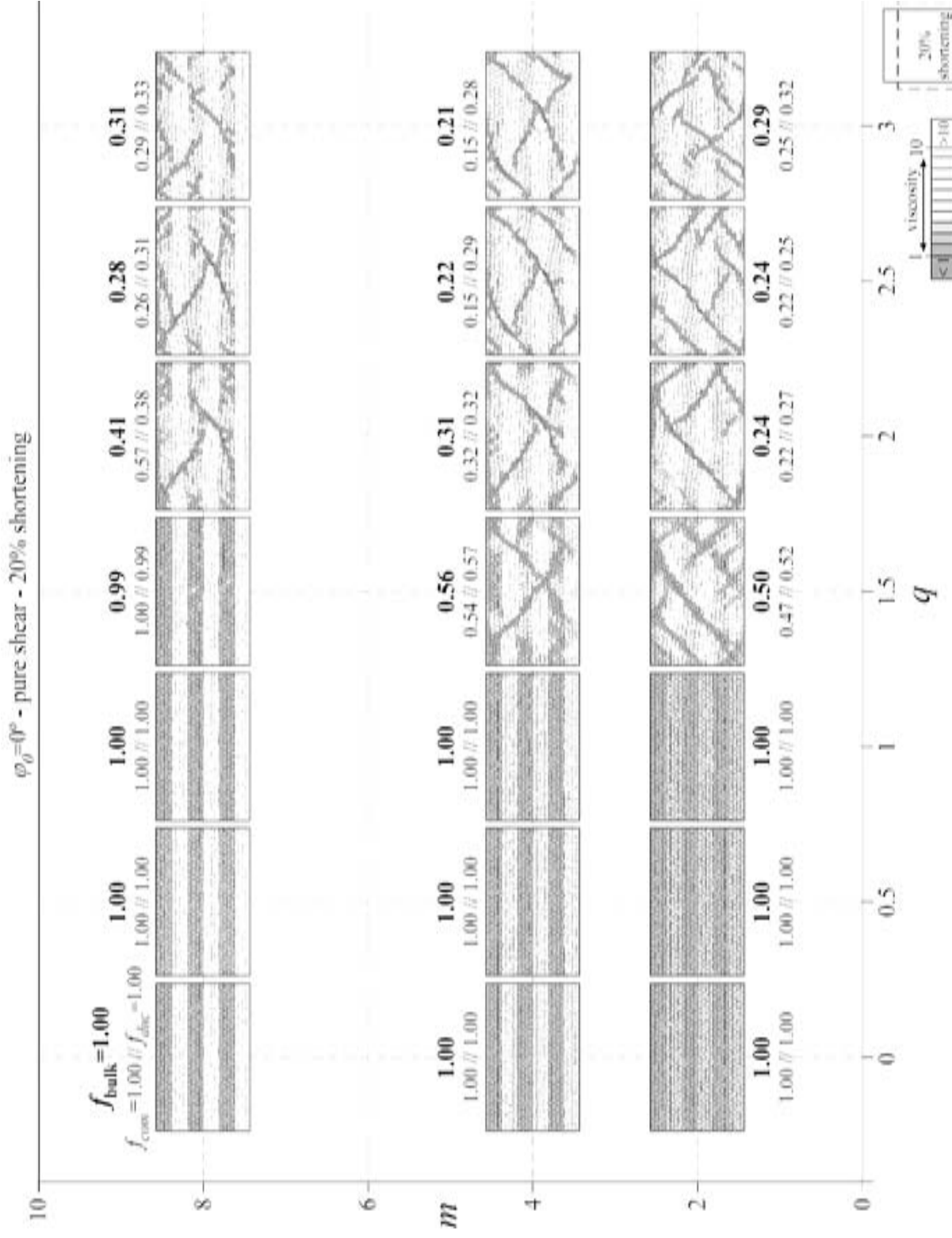


Fig. 5.8. Gráfico que presenta la distribución de la viscosidad y los índices de localización de la deformación para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 0^\circ$ y deformados en cizalla pura hasta un 20% de acortamiento. m es contraste de competencia entre capas y q es exponente de no-linealidad.

5.4.2. Modelos en cizalla pura con $\varphi_0 = 45^\circ$

En la simulación estudiada con detalle ($m=2, q=2$) se produce un aumento rápido del esfuerzo equivalente en los primeros pasos del modelo, entre un 0 y un 5% de acortamiento (Fig. 5.9a). En ese momento se alcanza un *yield stress* y el valor de estabiliza registrando un ligero ablandamiento por deformación (*strain softening*). En este modelo se produce una rápida localización de la deformación antes del 5% de acortamiento (Fig. 5.9b). A partir de entonces la localización se mantiene constante, aunque después de un 20% de acortamiento vuelve a intensificarse ligeramente en las capas que inicialmente eran más dúctiles. En esta simulación resalta la diferencia de comportamiento entre las capas inicialmente más competentes y las capas con menor viscosidad de partida, en las que la localización de la deformación es mucho más intensa, como se puede apreciar por la evolución de los índices de localización f_{com} y f_{duc} . Se puede considerar que la deformación no está localizada en las capas más competentes, ya que el índice f_{com} está en todo momento alrededor de 0.7, que es el valor límite entre lo que se considera deformación localizada o distribuida. El valor de *strain* finito máximo que alcanzaron los *flynn*s al 35% de acortamiento para esta simulación es de 10.2. En este modelo la deformación se concentra en bandas subparalelas a las capas, con un sentido de cizalla senestral. También aparece una banda paralela a la dirección de máxima extensión x en la parte inferior del modelo a un 35% de acortamiento (Fig. 5.9e,f). Este *shear band* presenta un sentido de cizalla dextral, sintético con la rotación de las capas.

En toda esta serie de simulaciones (Fig. 5.10) el grado de localización general de la deformación es similar al del caso de la serie $\varphi_0 = 0^\circ$ en cizalla pura, aunque se manifiesta de forma diferente puesto que en estos modelos con capas oblicuas hay una notable diferencia de comportamiento entre las capas inicialmente más competentes y dúctiles. Así en los modelos con la deformación más localizada, los índices f_{com} presentan unos valores que normalmente doblan a los de los índices f_{duc} . Esto significa que la deformación está principalmente concentrada en las capas que inicialmente tenían una viscosidad más baja. Los *shear bands* son casi en su totalidad subparalelos al plano de anisotropía, aunque en algunas simulaciones ($q = 2, 2.5$ y 3) también hay

pequeñas bandas de localización orientadas formando un ángulo de unos 45° con respecto a la normal a las capas. El sentido de cizalla de las bandas, tanto las subparalelas a las capas como las oblicuas es senestral y antitético al sentido de rotación de las capas.

Al igual que ocurre con los modelos descritos en el apartado 5.4.1, en estas simulaciones la hay un gran salto entre modelos con deformación distribuida ($f \sim 0.7$) a deformación muy localizada ($f \sim 0.3$) a partir de un exponente de no-linealidad $q=1.5$.

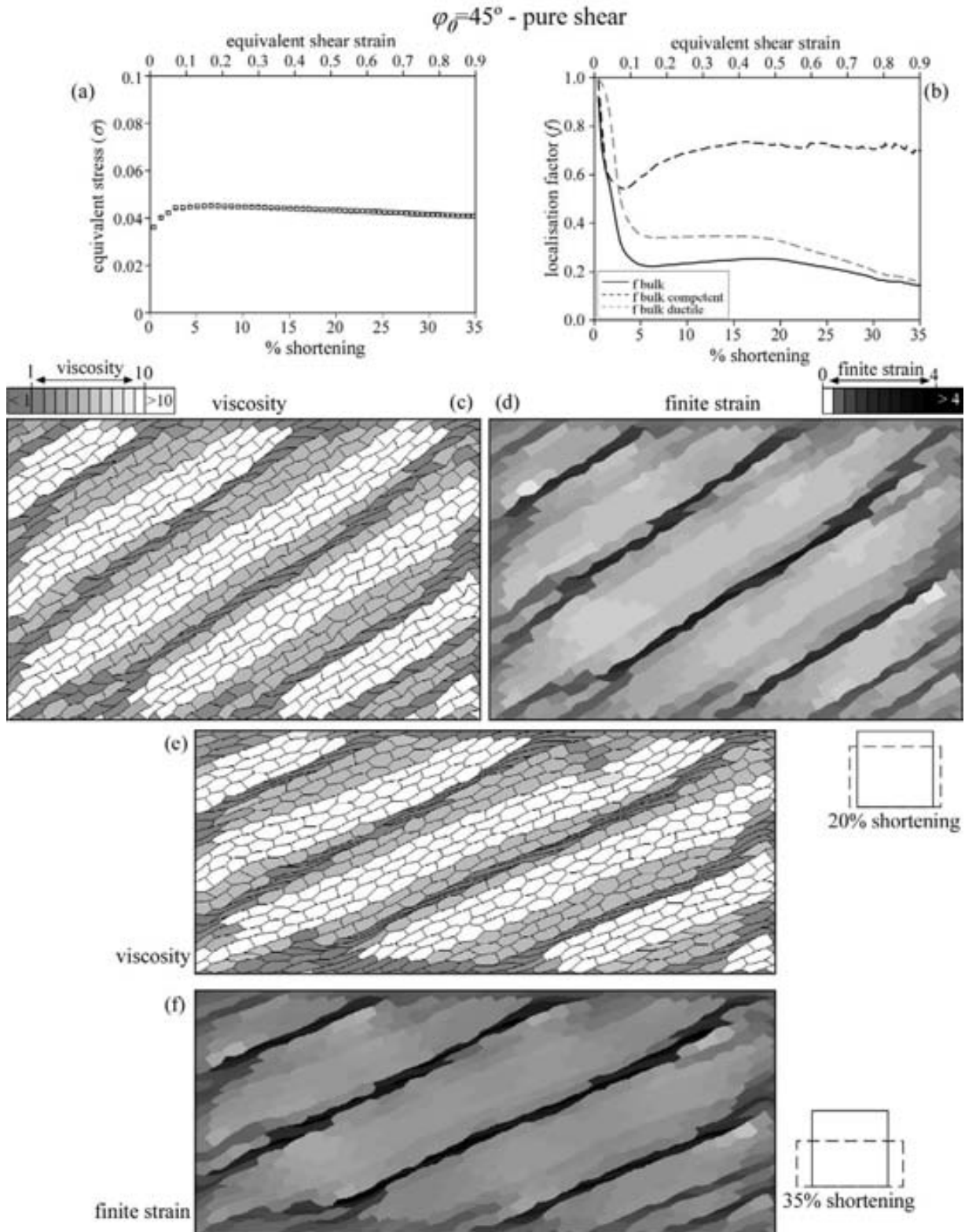


Fig. 5.9. Distribución de la viscosidad y del *strain* finito para el modelo de $\phi_0 = 45^\circ$ y contraste de competencia $m=2$ deformado en cizalla pura con un exponente $q=2$, para diferentes estadios de deformación.

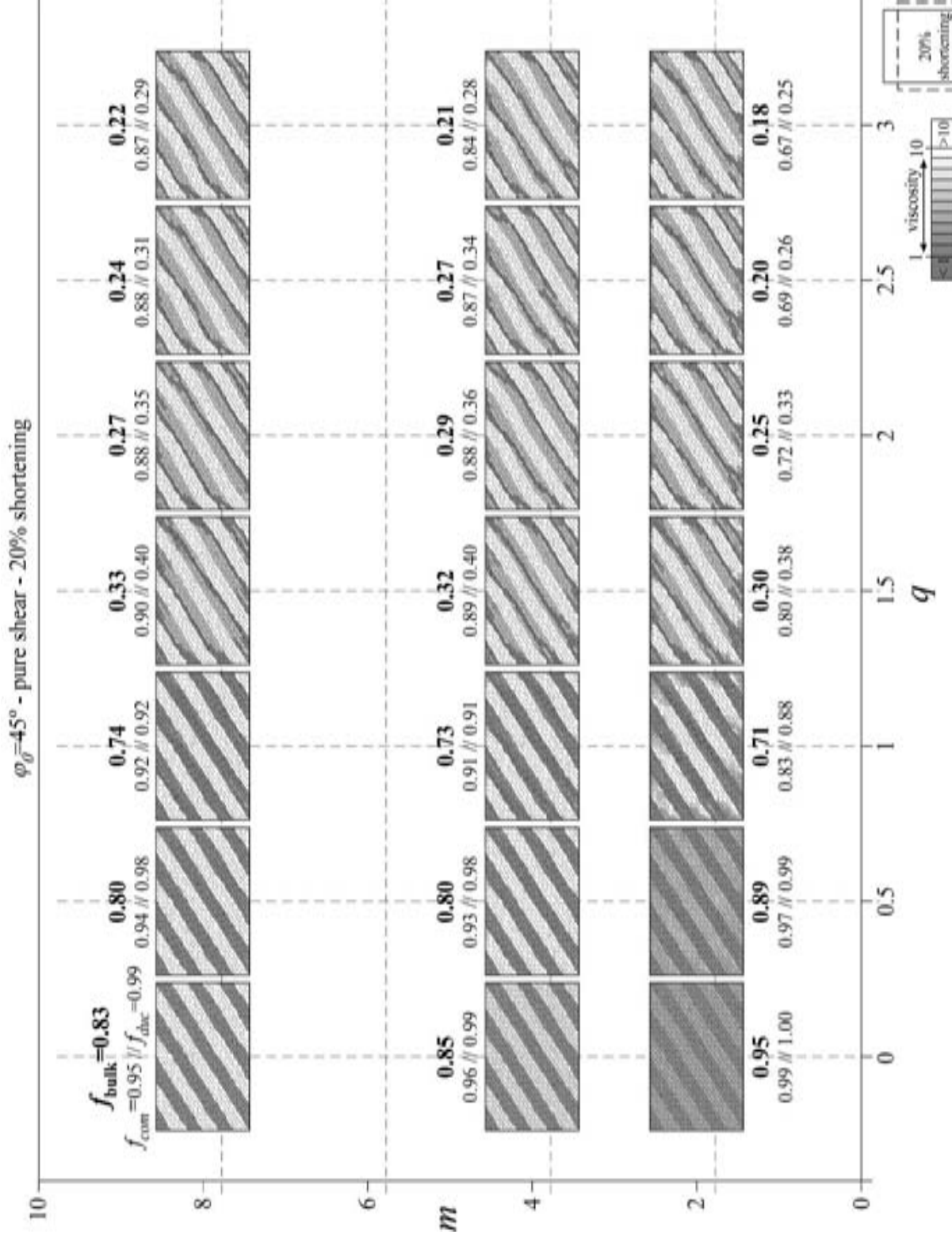


Fig. 5.10. Gráfico que presenta la distribución de la viscosidad y los índices de localización de la deformación para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 45^\circ$ y deformados en cizalla pura hasta un 20% de acortamiento.

5.4.3. Modelos en cizalla simple con $\varphi_0 = 0^\circ$

Los gráficos correspondientes al modelo estudiado con detalle ($m=2$, $q=2$, Fig. 5.11a,b) muestran cómo tanto el esfuerzo equivalente aumentan rápidamente en los primeros instantes de simulación y posteriormente registra un ligero *strain softening*. Según indican los gráficos de factores de localización, al comienzo del modelo se produce una fuerte localización de la deformación, que al principio es mayor en las capas inicialmente más viscosas. Posteriormente los índices de localización presentan constantes y ligeras fluctuaciones hasta que con un *shear strain* de 0.65 se produce una bifurcación de los índices de localización de capas más viscosas (f_{com}) y más dúctiles (f_{duc}): se produce una suave deslocalización parcial en las capas inicialmente más viscosas mientras que la deformación continúa localizando tanto en las capas más dúctiles como a nivel global. En esta simulación se generan dos sistemas de *shear bands* (Fig. 11c-e). El principal es sintético con el sentido de cizalla y subparalelo a las capas. El otro *set*, que presenta un movimiento antitético, está orientado con un ángulo variable en relación a las capas debido a la refracción que provoca el contraste de competencias. Por ejemplo, para un *shear strain* de 1, este ángulo es de unos 50° - 60° con respecto al plano de cizalla cuando el *shear band* atraviesa las capas más competentes, mientras que baja a unos 20° - 30° en las capas más dúctiles. Estas bandas oblicuas no consiguen propagar a todas las capas competentes, y en algunos casos quedan truncadas. El *strain* finito máximo que alcanzaron los *flynns* en esta simulación fue de 6.

En la serie completa de modelos (Fig. 12) se registra un aumento progresivo de la localización de la deformación con el exponente q mucho más gradual que en cizalla pura (secciones 5.4.1 y 5.4.2). Es decir, en la serie de $\varphi_0 = 0^\circ$ deformada en cizalla simple no hay un valor crítico del exponente de no-linealidad q a partir del cual la deformación deja de ser homogénea. Los factores de localización general (f) descienden progresivamente al aumentar q desde valores del orden de 0.7-0.8 para $q=0$ hasta valores cercanos a 0.20 para un exponente $q=3$. En estas simulaciones los índices de localización de capas inicialmente competentes (f_{com}) y de capas inicialmente dúctiles (f_{duc}) son similares para un *shear strain* de 0.5. No obstante, en la serie $m=2$ la localización de la deformación es ligeramente mayor en las capas inicialmente

competentes, mientras que al aumentar el contraste de competencia la deformación localiza cada vez más en las capas inicialmente menos viscosas.

Las bandas de localización predominantes presentan un movimiento dextral y tienen una disposición subparalela al plano de cizalla y a las capas (Fig. 5.12). No obstante, también hay dos conjuntos más de *shear bands* oblicuos a las capas. Uno de ellos tiene un movimiento antitético y forma un ángulo de entre 25° y 55° con respecto al plano de cizalla, para un *shear strain* de 0.5. El otro conjunto presenta un movimiento dextral y un ángulo de 125° - 150° con respecto al plano de cizalla. Este conjunto está menos desarrollado que el antitético. Como se ha mencionado anteriormente, la refracción en la orientación estos *shear bands* oblicuos, que se manifiesta en la alta variación de sus ángulos, es debida al contraste de competencia entre capas. Estas bandas no son capaces de atravesar todo el modelo y quedan truncadas en ocasiones al encontrar las capas más competentes, tanto más cuanto más alto sea el contraste de viscosidades.

Al igual que ocurría en los modelos de cizalla pura, el ancho de banda de las zonas localizadas disminuye al aumentar el exponente q , de manera que los *shear bands* son más discretos cuanto más no-lineal es la función de actualización de la viscosidad. En algunos modelos, principalmente en los $m=2$ y $q=1-1.5$, se observa un *boudinage* asimétrico, donde las capas más competentes se aboudinan gracias a la alta concentración de deformación en algunos de sus *flynns*.

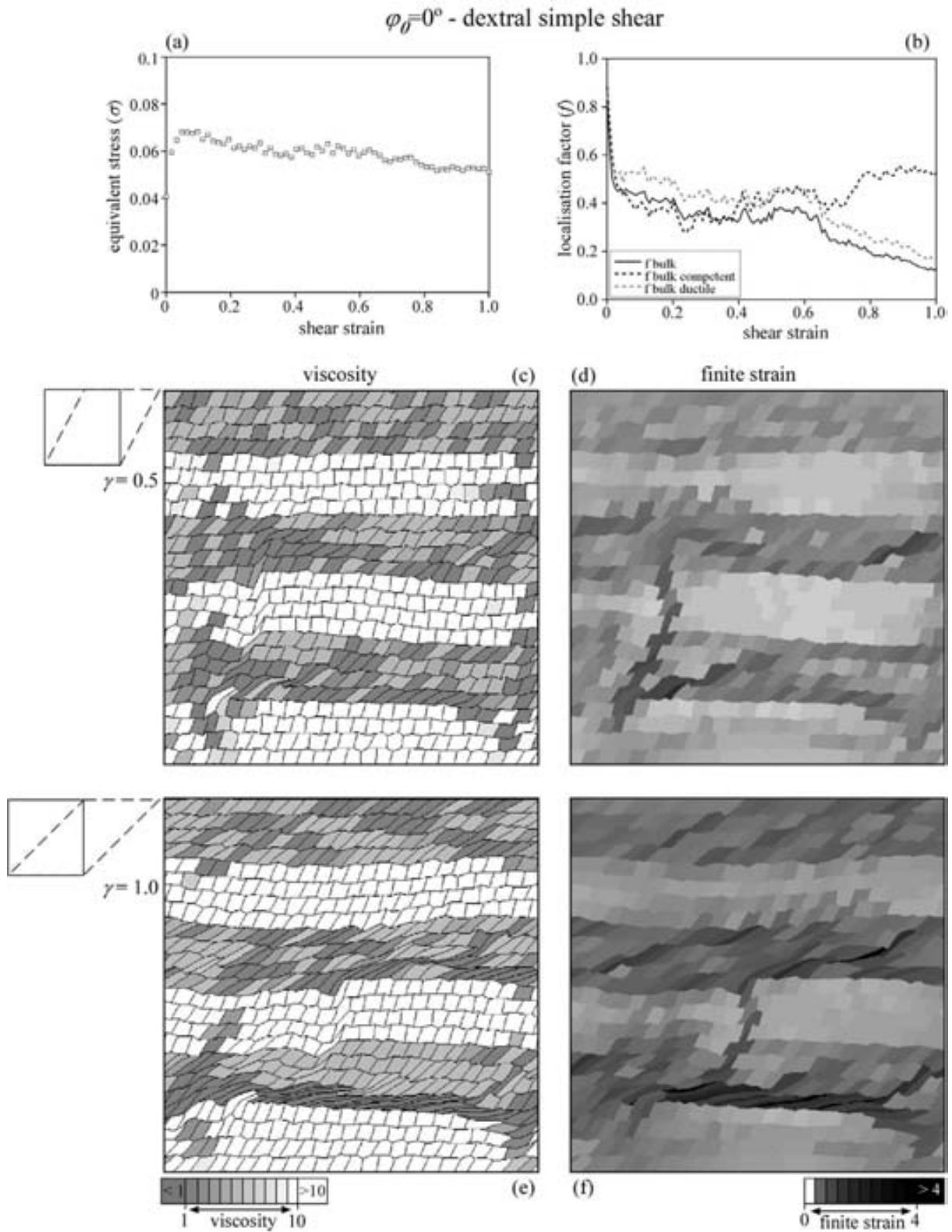


Fig. 5.11. Distribución de la viscosidad y del *strain* finito para el modelo de $\varphi_0 = 0^\circ$ y contraste de competencia $m=2$ deformado en cizalla simple con un exponente $q=2$, para diferentes estadios de deformación.

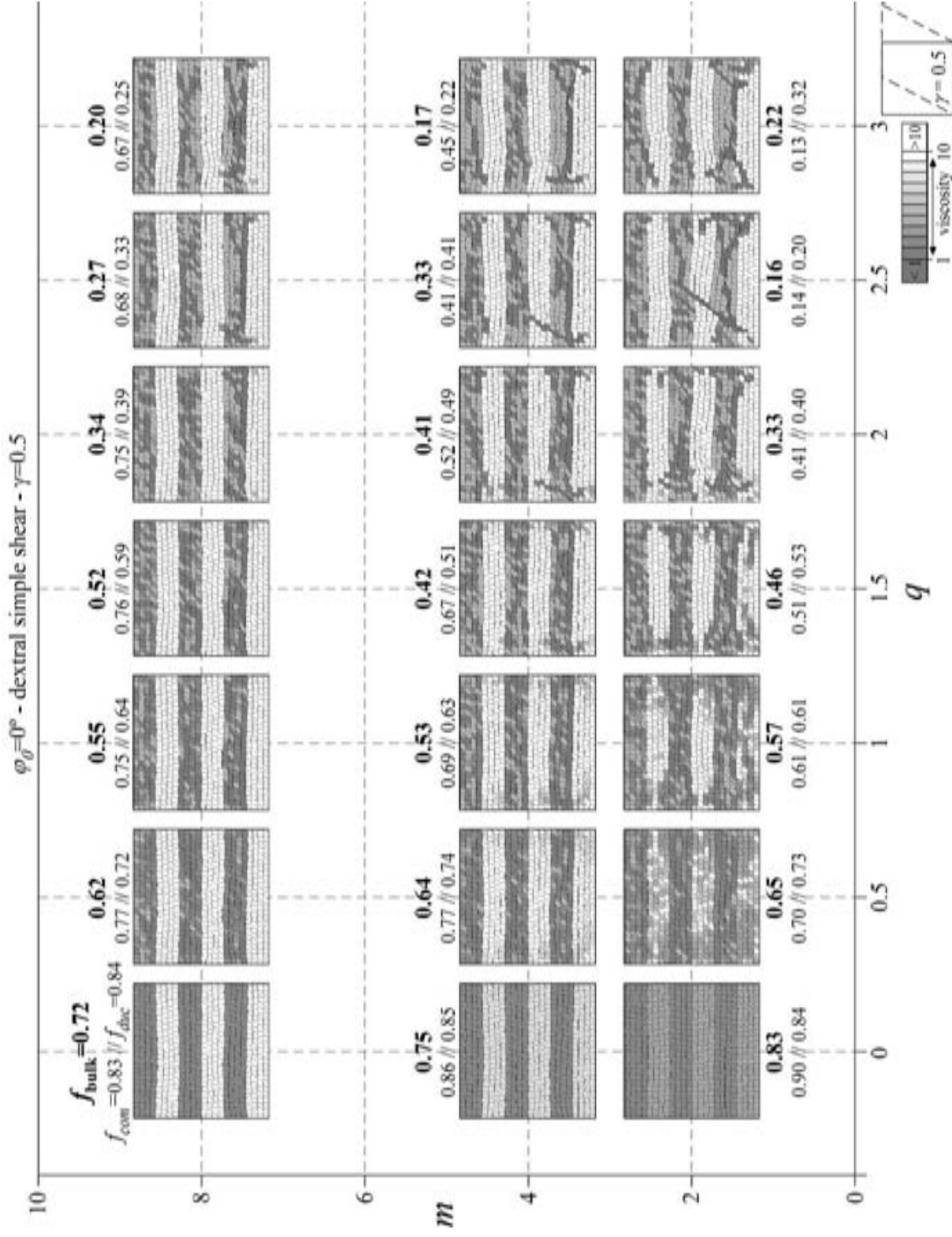


Fig. 5.12. Gráfico que presenta la distribución de la viscosidad y los índices de localización de la deformación para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 0^\circ$ y deformados en cizalla simple hasta un *shear strain* $\gamma = 0.5$.

5.4.4. Modelos en cizalla simple con $\varphi_0 = 45^\circ$

En la simulación estudiada con detalle ($m=2$, $q=2$, Fig. 5.13) destaca la conexión entre los diversos *sets* de bandas de deformación, que forman geometrías romboidales entre ellos. Hay dos familias principales de *shear bands* (Fig. 5.13c,d): unos son sintéticos con el sentido de cizalla del modelo y subparalelos a las capas, mientras los otros son antitéticos y forman un ángulo de unos $50^\circ - 60^\circ$ con respecto al plano de cizalla (a $\gamma=0.5$). Además se atisba una banda sintética orientada a unos 20° con respecto al plano de cizalla. Con el progreso de la deformación ($\gamma=1$, Fig. 5.13c,d) tanto las capas como las familias de bandas localizadas rotan unos 10° en sentido dextral. Además se desactiva una de las bandas antitéticas y se puede observar la nucleación de una nueva banda sintética paralela a las capas en la parte superior de la simulación.

Este modelo se caracteriza por una bajada constante y suave del stress equivalente. A partir de un *shear strain* de 0.6 la curva presenta una evolución estacionaria. Se produce una localización rápida desde el inicio de la simulación hasta un $\gamma=0.2$, seguido de una fase de pequeñas fluctuaciones en la localización y finalmente, a partir de un $\gamma=0.45$ se bifurcan las curvas de los índices f_{com} y f_{duc} . El primero tiende a aumentar, y por tanto genera deslocalización en algunos elementos de las capas más competentes. El segundo índice evoluciona conjuntamente con el factor global f y registra un mantenimiento estable del grado de localización existente. El *strain* finito alcanzado por los *flynnns* más deformados a $\gamma=1.0$ es de 5.5.

En la serie general de simulaciones (Fig. 5.14) la localización de la deformación aumenta gradualmente al incrementarse el exponente q . Sin embargo, no hay una relación clara entre el factor de localización general f y el contraste de competencia entre las capas. En las simulaciones con menor contraste de viscosidad inicial ($m=2$) la deformación localiza tanto en capas competentes como en capas dúctiles, puesto que los índices f_{com} y f_{duc} son similares. Cuanto mayor es el parámetro m más grande se hace la diferencia entre ambos índices, y por consiguiente mayor es el grado de localización en las capas inicialmente menos viscosas con respecto a las más competentes. Aparecen

dos sistemas principales de *shear bands*: uno sintético subparalelo a las capas y otro antitético que forma un ángulo de entre 50° y 65° con respecto al plano de cizalla, para $\gamma = 0.5$. En las simulaciones con un valor del exponente q alto también aparece un tercer sistema, sintético y subparalelo con respecto al plano de cizalla. El grado de propagación de los *shear bands* disminuye al aumentar el contraste de competencia m . En el caso de los modelos de $m=8$ el sistema de bandas localizadas oblicuo a las capas no puede atravesar más de dos capas competentes.

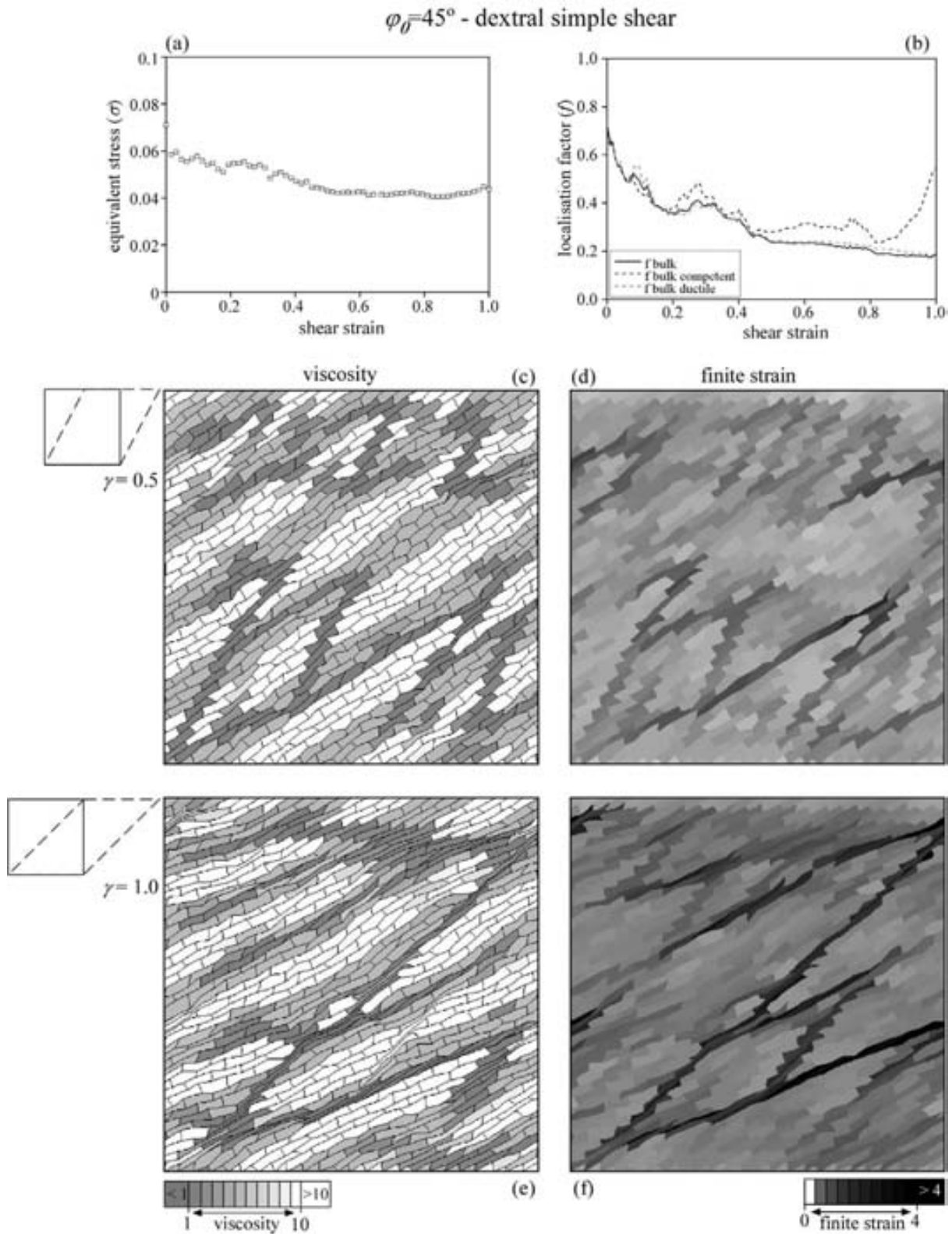


Fig. 5.13. Distribución de la viscosidad y del *strain* finito para el modelo de $\varphi_0 = 45^\circ$ y contraste de competencia $m=2$ deformado en cizalla simple con un exponente $q=2$, para diferentes estadios de deformación.

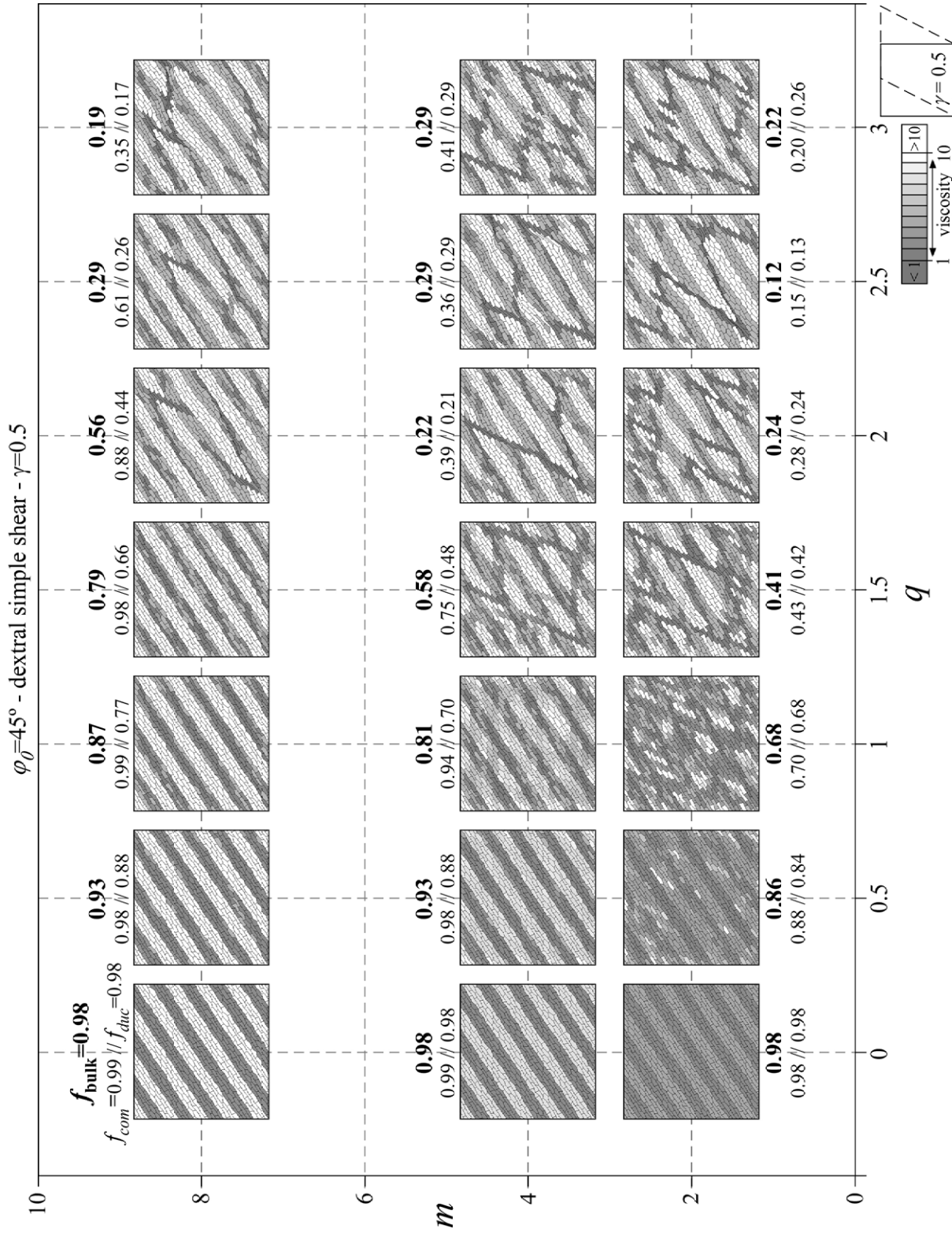


Fig. 5.14. Gráfico que presenta la distribución de la viscosidad y los índices de localización de la deformación para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 45^\circ$ y deformados en cizalla simple hasta un *shear strain* $\gamma=0.5$.

5.4.5. Modelos en cizalla simple con $\varphi_0 = 90^\circ$

En la simulación estudiada con detalle ($m=2$, $q=2$) se observa la nucleación de dos familias de bandas principales de localización (Fig. 5.15c,d): una dextral sintética que forma un ángulo de $20^\circ - 25^\circ$ aproximadamente con respecto al plano de cizalla (para $\gamma=0.5$) y otra antitética subparalela a la orientación de las capas. Además, hay un incipiente tercer conjunto de bandas de localización con movimiento antitético y orientado a unos 110° del plano de cizalla. Con el progreso de la deformación (Fig. 5.15e,f, $\gamma=1$), los *shear bands* rotan conjuntamente con las capas en sentido dextral. Algunas bandas se desactivan, mientras otras se intensifican y aparecen nuevas. En general las bandas principales, subparalelas a las capas, truncan la propagación de las oblicuas. La viscosidad global evoluciona de manera constante con un ligero endurecimiento (Fig. 5.15a). La deformación se localiza bruscamente en el inicio de la simulación (Fig. 5.15b), y a partir de un *shear strain* de 0.05 continúa haciéndolo, aunque más lentamente. La localización en las capas dúctiles es ligeramente menor que en las capas más competentes a lo largo de todo el modelo. El *stress* equivalente también aumenta rápidamente antes de $\gamma = 0.05$ y posteriormente desciende hasta un *shear strain* de 0.2. A partir de ese momento presenta una evolución estacionaria. El valor del *strain* finito máximo que alcanzaron los *flynnns* más deformados en este modelo fue 7.3.

En la serie general de simulaciones queda registrada una transición gradual desde sistemas con deformación distribuida hasta sistemas altamente localizados, como evidencia la reducción gradual del valor de los factores de localización al aumentar el exponente q (Fig. 5.16). Aunque la transición es gradual, se pueden considerar sistemas localizados aquellos con un exponente q mayor o igual que 1.5, puesto que su índice f es menor que el valor crítico 0.7. Para la serie $m=2$ se produce una mayor localización en las capas inicialmente más viscosas a partir de un exponente $q=1.5$. Por el contrario, en las series $m=4$ y $m=8$ la deformación está, en general, más localizada en las capas más dúctiles. En este grupo de simulaciones nuevamente se pone de manifiesto el dominio del *set* de *shear bands* subparalelo a las capas, que generalmente trunca la propagación del *set* sintético. En los modelos de alto contraste de viscosidad ($m=8$) apenas pueden localizar las bandas del sistema dextral. En algunas simulaciones, como

las de $q=2$ y $m=2-4$ se intuye un tercer conjunto menor de *shear bands*, de movimiento senestral, orientado a unos $110^\circ - 120^\circ$ del plano de cizalla. Al igual que ocurre en los modelos descritos anteriormente, cuanto mayor es el parámetro m , menos se propagan las bandas localizadas a través de las capas más competentes.

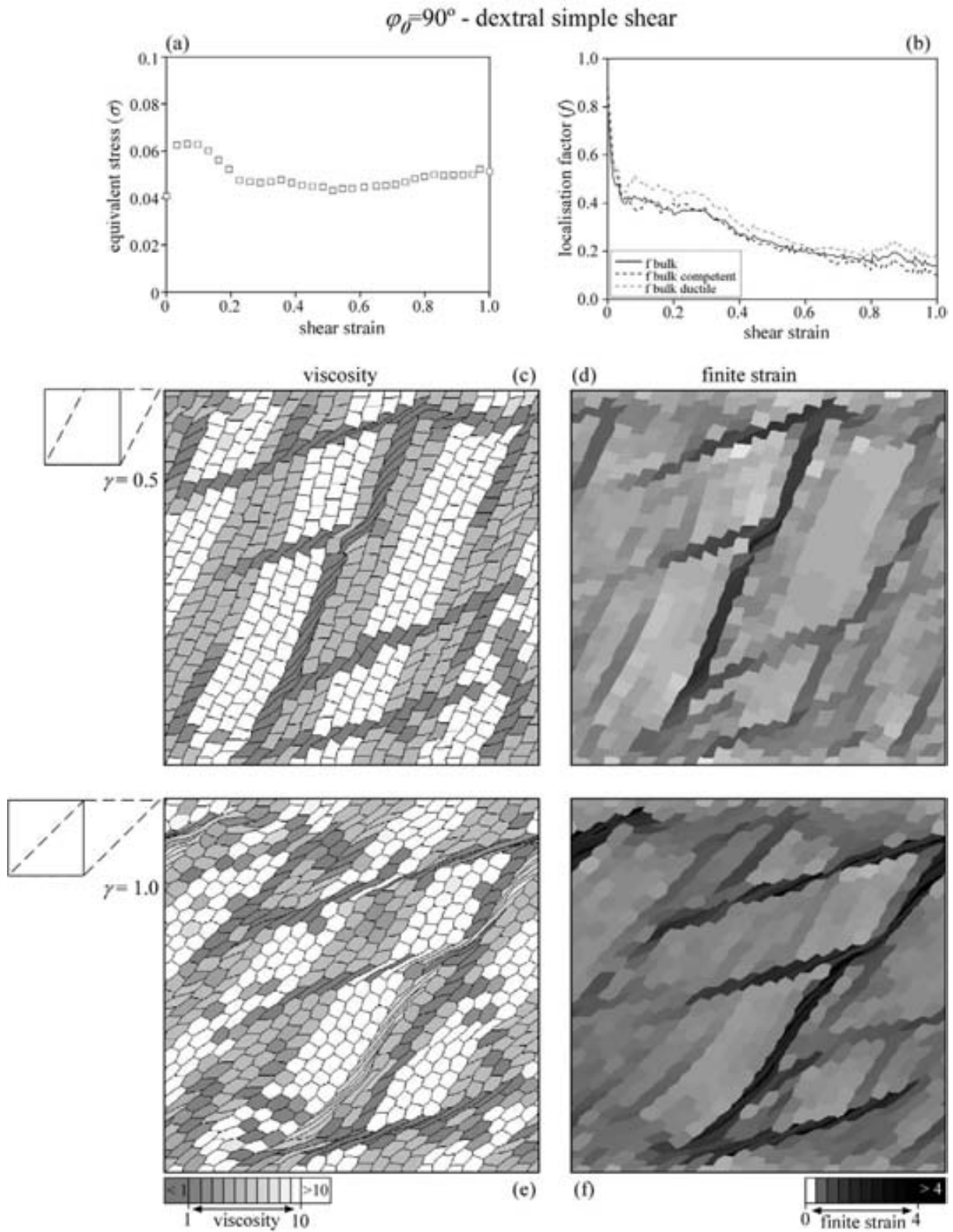


Fig. 5.15. Distribución de la viscosidad y del *strain* finito para el modelo de $\varphi_0 = 90^\circ$ y contraste de competencia $m=2$ deformado en cizalla simple con un exponente $q=2$, para diferentes estadios de deformación.

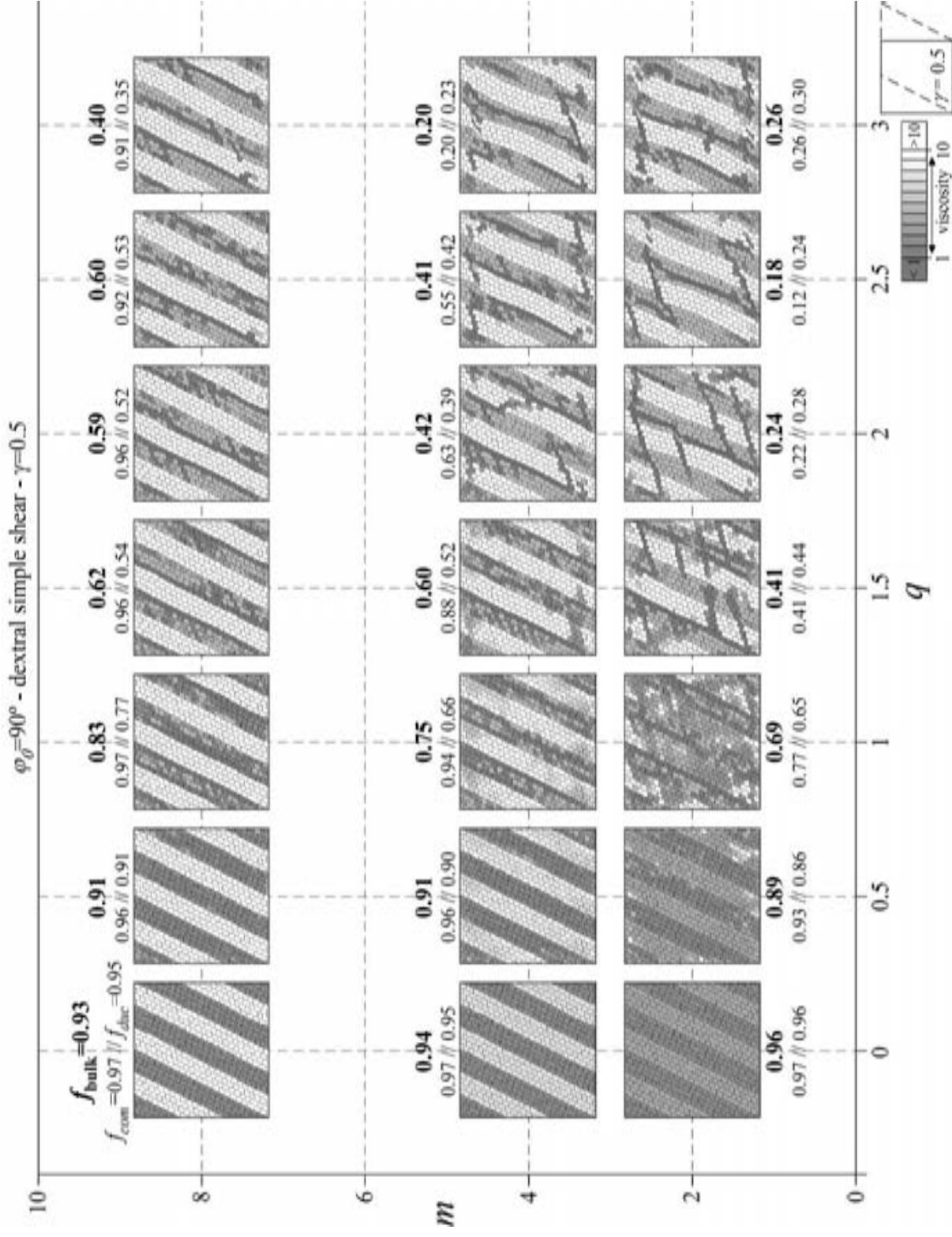


Fig. 5.16. Gráfico que presenta la distribución de la viscosidad y los índices de localización de la deformación para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 90^\circ$ y deformados en cizalla simple hasta un *shear strain* $\gamma=0.5$.

5.4.6. Modelos en cizalla simple con $\varphi_0 = 135^\circ$

En este caso, y debido a la orientación inicial de los elementos con respecto al plano de cizalla, las capas están primero en el campo de compresión y pasan al campo de extensión con un *shear strain* de aproximadamente $\gamma=1$. Por lo tanto, esta serie de modelos se diferencia de todas las anteriores por ser la única en la que las capas están en el campo de acortamiento durante todo el intervalo de deformación aplicado.

En el modelo estudiado con detalle ($m=2, q=2$) se generan tres conjuntos de *shear bands*, además de pliegues. A un *shear strain* de 0.5 (Fig. 5.17c,d) existe un sistema dominante paralelo a las capas y con sentido antitético con respecto a la rotación de las capas. Además, aparece un sistema también antitético con una orientación de unos 70° con respecto al plano de cizalla y otro sistema sintético con un ángulo de 145° aproximadamente. Con el progreso de la deformación (Fig. 5.17e,f, $\gamma=1$) todo el conjunto (*shear bands* y capas) rota unos 25° en sentido dextral. Además, se extinguen prácticamente las bandas de la familia antitética de alto ángulo y aparece un nuevo sistema paralelo al plano de cizalla y con movimiento dextral y por lo tanto sintético. Después de un $\gamma=1$ las capas aparecen acortadas un 30 % aproximadamente con respecto al estadio inicial, y por lo tanto están plegadas. En este modelo, el esfuerzo equivalente evoluciona de manera estacionaria con un ligero *strain hardening* y ligeras oscilaciones (Fig. 5.17a). Los índices de localización f muestran cómo se produce una localización rápida hasta un $\gamma=0.2$, posteriormente el nivel de localización se mantiene constante hasta un $\gamma=0.85$, cuando se produce una nueva localización tanto a nivel global como en las capas más dúctiles. El *strain* finito máximo registrado en esta simulación presenta un valor de 4.1.

Al igual que en los casos anteriores, en la serie general de simulaciones el grado de localización aumenta progresivamente al incrementar el exponente q (Fig. 5.18). Se pueden considerar sistemas con localización aquellos con exponente q igual o mayor que 1.5. Nuevamente los factores de localización f_{com} y f_{dic} presentan valores similares para los modelos con bajo contraste de anisotropía entre capas, mientras su diferencia aumenta a favor del primero cuando se incrementa el parámetro m . El ya descrito ligero plegamiento de las capas indica que la deformación en esta serie de experimentos se

produce en campo de compresión. Aparecen tres sistemas activos de *shear bands*. El sistema dominante es subparalelo a las capas y presenta un movimiento senestral. Además aparecen otros dos sistemas oblicuos conjugados y con un desarrollo similar con una orientación aproximadamente simétrica con respecto a las capas, formando con ellas un ángulo de unos 45° . Estos conjuntos de bandas oblicuas son escasos en los modelos con mayor contraste de viscosidades ($m=8$). Por el contrario, están claramente desarrollados en los modelos de las series $m=2$ y $m=4$. La mayoría de estos *shear bands* oblicuos no pueden propagarse más allá de las capas competentes, salvo en los modelos con contraste de competencias $m=2$ y exponente $q=1.5 - 2$. Las bandas son más discretas e intensas cuanto más aumenta el exponente q .

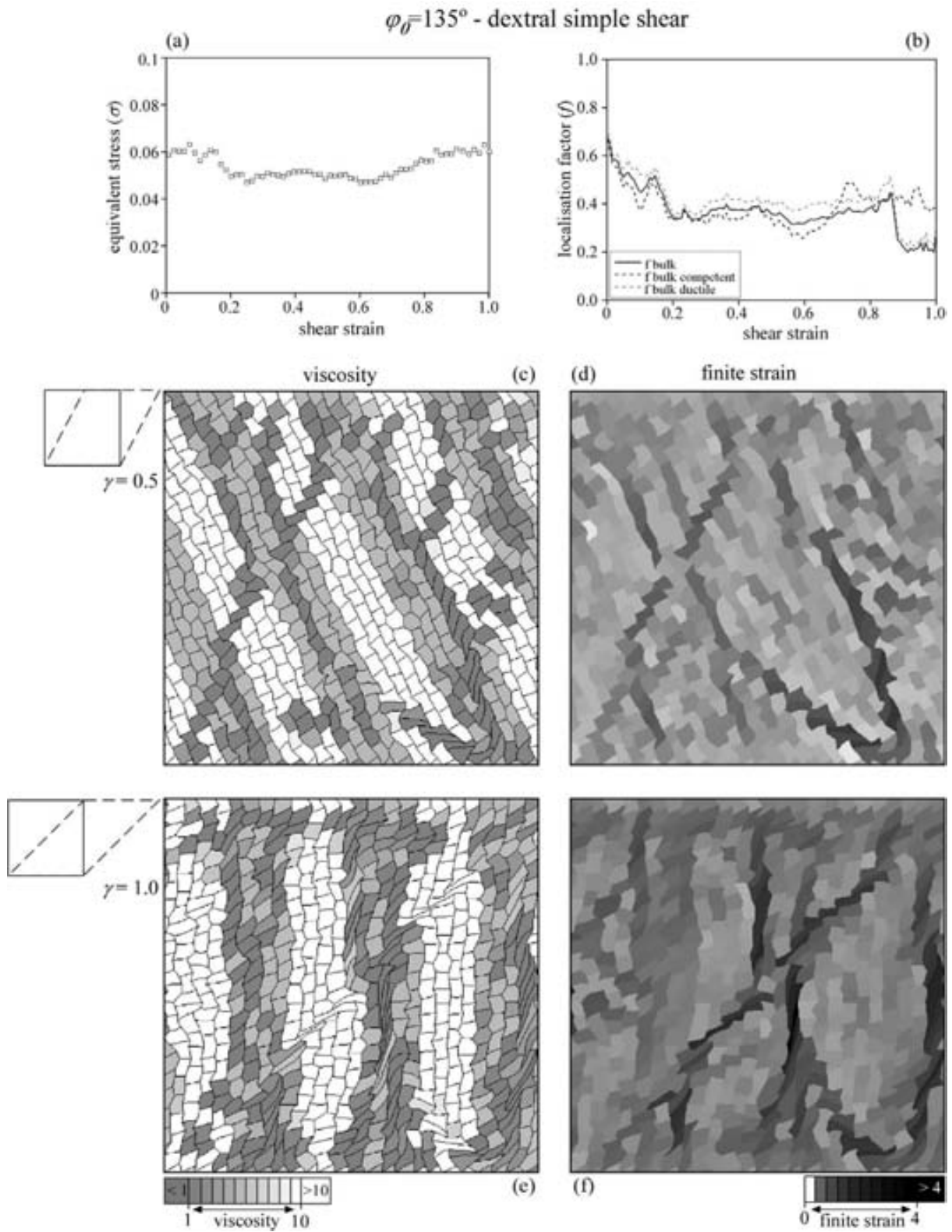


Fig. 5.17. Distribución de la viscosidad y del *strain* finito para el modelo de $\varphi_0 = 135^\circ$ y contraste de competencia $m=2$ deformado en cizalla simple con un exponente $q=2$, para diferentes estadios de deformación.

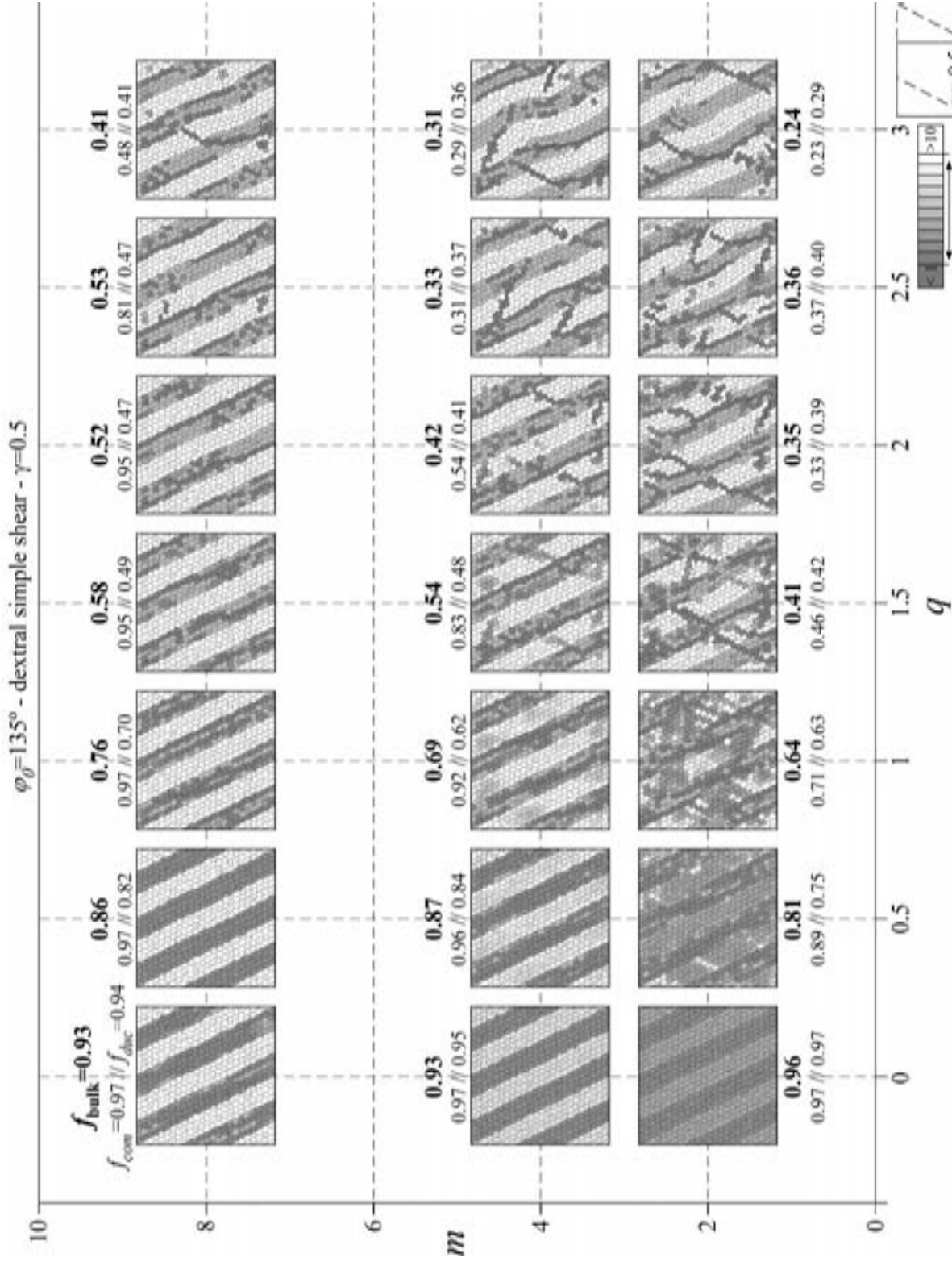


Fig. 5.18. Gráfico que presenta la distribución de la viscosidad y los índices de localización de la deformación para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 135^\circ$ y deformados en cizalla simple hasta un *shear strain* $\gamma = 0.5$.

5.5. Discusión

5.5.1. Resolución y estabilidad de las simulaciones numéricas

Existen varios factores que pueden tener una influencia significativa en los resultados obtenidos a partir de las simulaciones numéricas, y que son consecuencia del diseño y la geometría inicial de los archivos. Estos factores son principalmente el área de los elementos, que determina el nivel de resolución de los modelos, y el nivel de ruido que se aplica inicialmente tanto a la posición de los nodos como a las viscosidades de los elementos. A continuación se analiza el impacto de estos dos factores en los resultados de las simulaciones.

El área total de los modelos siempre es 1. Por lo tanto, cuanto mayor es la resolución de la simulación menor es el área de los elementos. Para comprobar cuál es su influencia se han realizado varios modelos con condiciones constantes pero variando la resolución del modelo. Para ello, se ha escogido una geometría inicial con capas de 4 elementos, un ángulo inicial con respecto al eje x de $\varphi_0=0^\circ$, un contraste de competencias $m=2$ y un exponente $q=2$. Con estas características se han diseñado tres archivos iniciales, con resolución de 12×12 , 24×24 y 48×48 elementos. Estos tres archivos se han deformado tanto en condiciones de contorno de cizalla pura como en cizalla simple. Los resultados indican que una mayor resolución favorece una viscosidad global ligeramente más elevada y una mayor localización de la deformación (Fig. 5.19). No obstante, cuanto más aumenta la resolución del modelo más estable es la solución. Es decir, si se continuara incrementando el número de elementos el resultado sería muy similar al de los modelos de 48×48 elementos. En este estudio se han elegido unas resoluciones de 20×20 y 24×24 *flynn*s debido al tiempo de cálculo necesario para ejecutar las simulaciones. El tiempo de cálculo necesario para deformar un solo modelo de 48×48 elementos con un PC Pentium IV es de una semana aproximadamente. Esto hace que resulte inviable con los medios disponibles el uso de este nivel de resolución. En cualquier caso, y como se evidencia en la Fig. 5.19, una resolución de 24×24 resulta suficiente para describir y estudiar el proceso de localización de la deformación según los objetivos del presente trabajo.

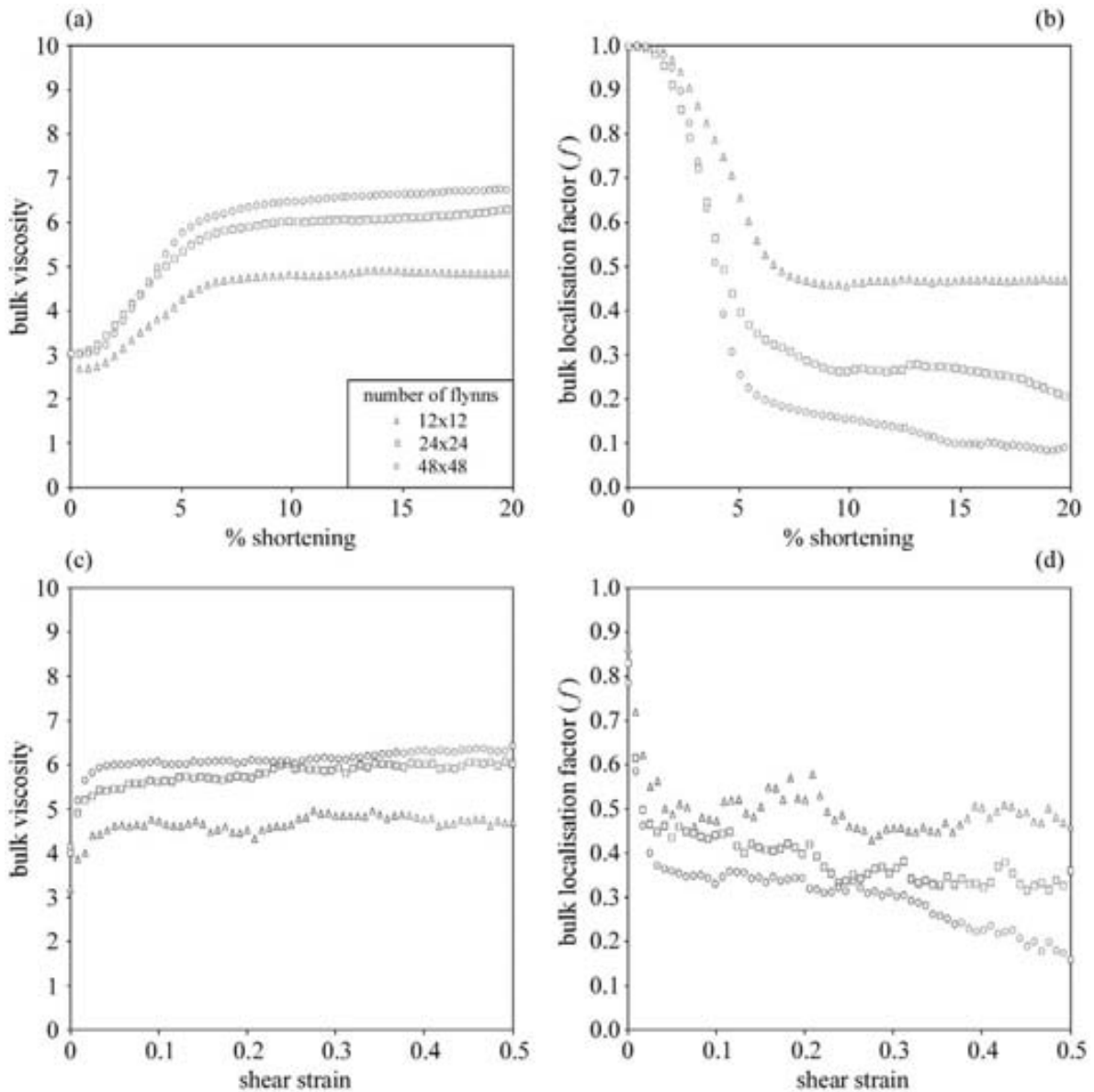


Fig. 5.19. Evolución de la viscosidad global y el factor de localización global (f) para varias simulaciones con diferente resolución para cizalla pura (a,b) y cizalla simple (c,d). En estos modelos las capas formaban un ángulo inicial de $\varphi_0=0^\circ$, su contraste de competencias era $m=2$ y el exponente de la ecuación de actualización de la viscosidad fue $q=2$.

Para crear pequeñas inestabilidades en las geometrías iniciales de los modelos se añadió una cierta cantidad de ruido tanto en la posición de los nodos de los elementos, como en las viscosidades iniciales asignadas a cada *flynn*. Para comprobar el grado de estabilidad de las soluciones al variar los archivos iniciales se han creado 10 geometrías iniciales alterando aleatoriamente la posición de los nodos y la viscosidad de los elementos según las ecuaciones 5.9 y 5.10. Estos 10 archivos, se han ejecutado con los mismos valores de contraste de competencia ($m=2$), ángulo inicial $\varphi_0=0^\circ$ y exponente

de actualización de la viscosidad ($q=2$) para condiciones de cizalla pura y cizalla simple. Los resultados (Fig. 5.20) evidencian que la evolución de los factores analizados con el incremento de la deformación es similar en todos los casos. La dispersión de valores, tanto en la viscosidad global como en el factor de localización general, son lo suficientemente pequeñas como para considerar estable el método utilizado y el nivel de ruido aplicado a las geometrías iniciales.

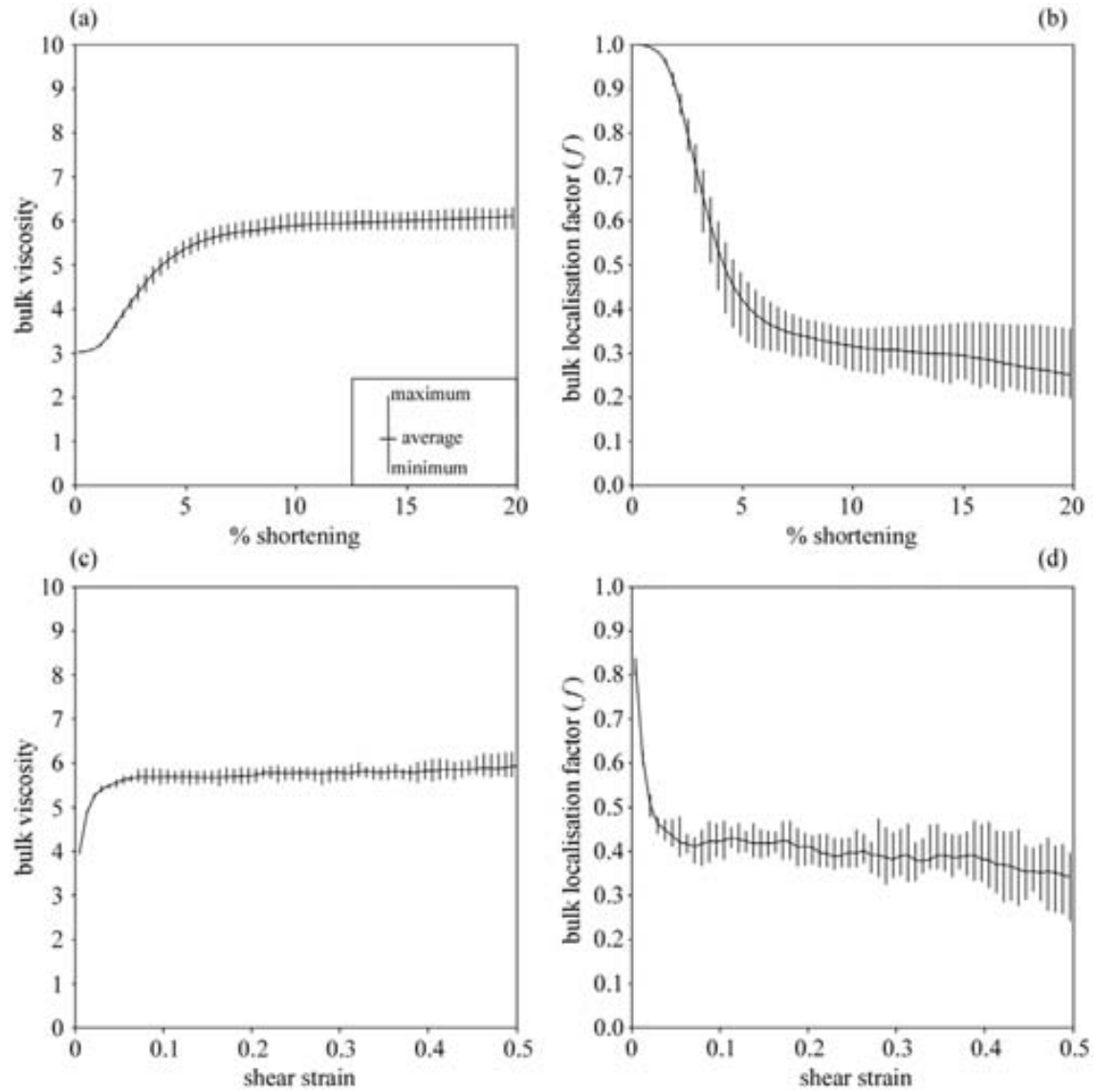


Fig. 5.20. Diagrama de la variación de la viscosidad global y factor de localización general con el incremento de la deformación para el conjunto de 10 simulaciones aleatorias realizadas. Se muestran los valores mínimo, máximo y promedio obtenidos. Los modelos se deformaron en cizalla pura (a,b) y cizalla simple (c,d) con un contraste de competencia entre capas $m=2$, un ángulo inicial $\varphi_0=0^\circ$ y un exponente de actualización de la viscosidad $q=2$.

5.5.2. Localización de la deformación

Mediante una metodología relativamente sencilla y un número reducido de parámetros, se ha podido visualizar la transición desde sistemas de deformación distribuida a fuertemente localizada. Tal y como se podía esperar a partir del proceso de actualización de la viscosidad, aplicado mediante la ecuación 5.7, el grado de localización de la deformación está directamente relacionado con el exponente q (Fig. 5.19): cuanto mayor es el valor de q más no-lineal es la función de actualización de la viscosidad y , por lo tanto, más localizada es la deformación. De forma paralela, el aumento del grado de no linealidad produce un incremento de la complejidad en la evolución del sistema. La clara tendencia al aumento de la localización, y por lo tanto a la disminución del factor de localización f , con el grado de la no-linealidad de la función tan sólo se ve alterada en escasas simulaciones. Por ejemplo, en la Fig. 5.19c,d,e la localización global es ligeramente menor con un exponente q con valor 3 que con uno de 2.5 para los modelos con $m=2$. Esta alteración responde a una cuestión de cálculo del programa de elementos finitos *BASIL*. En ocasiones este software tiene problemas de convergencia en el cálculo debido a la alta deformación de algunos elementos de la malla. En esos casos se registran tasas de deformación menores de las esperadas, y por lo tanto se pueden alterar ligeramente los resultados de las simulaciones. No obstante, teniendo en cuenta que sólo se ha observado este inconveniente para algunos modelos con el exponente más alto, este problema no resta validez al método utilizado.

En general, el grado de localización de la deformación es mayor cuanto menor es el contraste de viscosidades iniciales entre las capas (m). Este hecho es también observable en el número y el grado de propagación que presentan los *shear bands*, ya que son menos intensos al aumentar el contraste de competencia. En gran parte este efecto es debido al límite de fluencia dúctil del material más competente. Tan sólo los modelos con orientación capas inicial de $\varphi_0=0^\circ$ y deformados en cizalla simple (Fig. 5.19c) no cumplen siempre esta relación. Esto es debido probablemente al alto grado de localización paralela a las capas.

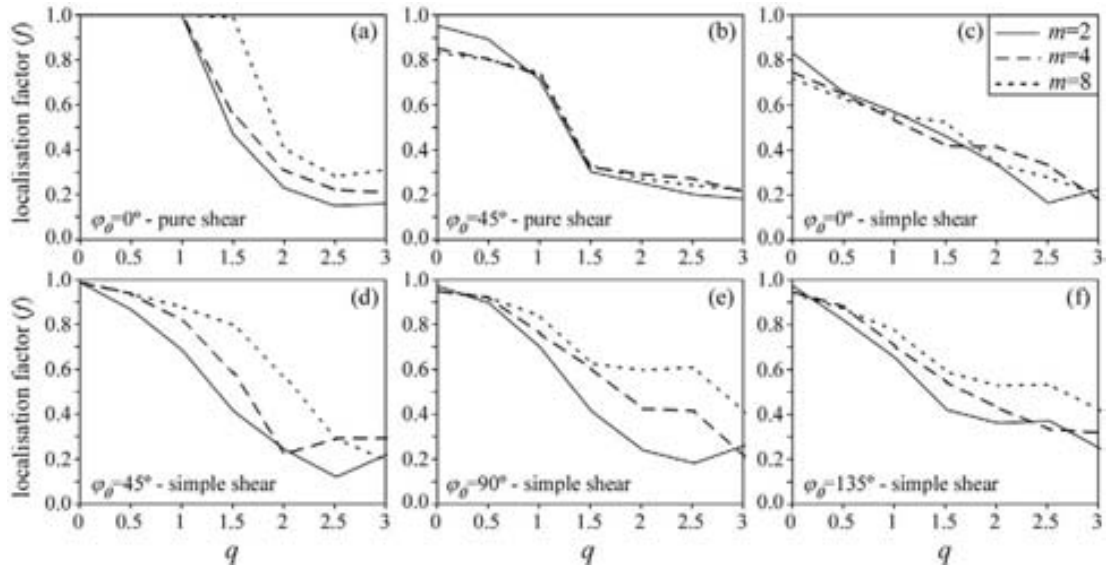


Fig. 5.21. Gráficos exponente q vs. factor de localización global (f) para las simulaciones con capas de 4 elementos de espesor. Las distintas tramas indican el contraste inicial de competencia entre las capas (m). El grado de localización se ha medido después de un 20% de acortamiento para los modelos deformados en cizalla pura y un *shear strain* de 0.5 para los modelos en cizalla simple.

Exceptuando las simulaciones de la serie $\varphi_0=0^\circ$ en cizalla pura (sección 5.4.1), en el resto de modelos realizados existe una divergencia clara de valores entre los factores de localización de capas (f_{com} y f_{duc}) y el factor general o *bulk* (f). Son muchas las simulaciones en las que el factor f general es claramente inferior a los factores parciales f_{com} y f_{duc} . Esto se debe a que los factores parciales se calculan con respecto al área total de los elementos que en el inicio de la simulación tenían la viscosidad alta (competentes) o baja (dúctiles) (ecuaciones 5.16 y 5.17), mientras que el global se calcula con respecto al área total de la simulación (ecuación 5.15). Después de un tiempo de deformación, en la mayoría de casos el área de elementos localizados es menor con respecto al área global que con respecto a las áreas parciales de capas competentes o dúctiles.

Como se ha observado en las simulaciones, se produce una disminución progresiva de los índices de localización a medida que aumenta el exponente q en todos los conjuntos de simulaciones deformadas en cizalla simple (Figs. 5.12, 5.14, 5.16 y 5.18). Sin embargo, en el caso de los modelos a los que se ha aplicado cizalla pura hay un salto brusco en el grado de localización cuando el exponente q pasa de 0.5-1 a 1-1.5 (Figs. 5.8 y 5.10). En este caso se pasa de unos modelos en las que la deformación se

encuentra claramente distribuida ($f \sim 0.7-1$) a los siguientes modelos con un exponente q ligeramente mayor en los que la deformación ha localizado en un porcentaje considerable de los elementos ($f \sim 0.3-0.5$). Este fenómeno puede ser originado por la rotación rígida que se produce en las simulaciones en cizalla simple. En estas situaciones se dispersan ligeramente los valores de la tasa de deformación en los elementos y eso hace que la transición entre un sistema no-localizante y uno localizante no sea tan brusca.

En todos los modelos analizados las curvas de esfuerzo equivalente con respecto al incremento de deformación presentan una tendencia de flujo estacionario con un ligero endurecimiento o ablandamiento por deformación, dependiendo del caso. El hecho de que se produzca un flujo estacionario con un suave endurecimiento global en casi todas las simulaciones es una consecuencia de la definición del sistema, ya que tanto el exponente de *hardening* j (ecuación 5.6) como los límites de viscosidad definidos en la sección 5.3.2. producen que casi siempre se genere un suave aumento progresivo en la viscosidad global, y por tanto del esfuerzo equivalente. En la mayoría de los modelos analógicos analizados en los capítulos 3 y 4 de la presente tesis también se registra, después de una cierta deformación, un flujo estacionario con un suave *strain hardening*. Por lo tanto, a pesar de que en el caso de las simulaciones numéricas la respuesta del material está influenciada por la definición del sistema, en modelos físicamente reales también se dan situaciones de localización en sistemas que tienden a aumentar su viscosidad global.

5.5.3. Sistemas de shear bands

En muchas de las simulaciones analizadas anteriormente se generan familias de *shear bands* con unas orientaciones muy variables, dependiendo principalmente de la orientación inicial de las capas y de las condiciones de contorno aplicadas. En general, se produce una autoorganización del sistema sin que se registren grandes fluctuaciones entre paso y paso. La evolución de los *shear bands* simulados se asemeja a lo conceptualmente esperable: nuclean con diferentes orientaciones, interaccionan entre ellos y aparecen bandas nuevas con el tiempo mientras otras se desactivan. La Fig. 5.22

contiene esquemas de orientaciones y sentidos de desplazamiento de las bandas que se han generado en los modelos analizados con detalle ($m=2, q=2$).

Todos los *sets* de *shear bands* generados son coherentes con los campos de esfuerzos que corresponden a las condiciones de contorno aplicadas. En todas las simulaciones, excepto en aquellas con ángulo inicial $\varphi_0=0^\circ$ y deformadas en cizalla pura, se generan habitualmente los siguientes sistemas de *shear bands*:

- Un sistema de subparalelo a la anisotropía. Esta familia es dominante en casi todos los casos, excepto en los estadios iniciales del modelo de $\varphi_0=135^\circ$ en cizalla simple (Fig. 5.22k), y en la ya mencionada simulación de $\varphi_0=0^\circ$ en cizalla pura (Fig. 5.22a-b). En el caso del modelo de 135° las capas están en campo de acortamiento y por lo tanto se pliegan. Esto hace que no se pueda generar con facilidad el *set* paralelo a ellas.
- Un *set* oblicuo a las capas. En algunas ocasiones son dos los sistemas oblicuos, como en los modelos de $\varphi_0=0^\circ$ y 135° en cizalla simple (Fig. 5.22e-f y 5.22k-l). Probablemente estos conjuntos oblicuos se desarrollarían más si se incluyera una componente frágil en el sistema.
- Un tercer sistema paralelo al plano de cizalla en todos los modelos en cizalla simple, excepto en el de $\varphi_0=90^\circ$. Este *set* suele aparecer en estadios más avanzados de la deformación y es equiparable a las fracturas *Y* descritas por Logan et al. (1979). Si continuara progresando la deformación sería lógico que este termine siendo el sistema dominante, debido a su orientación altamente estable y favorable. En el modelo de $\varphi_0=45^\circ$ en cizalla pura (Fig. 5.22c-d) también acaba formándose un sistema subparalelo al eje de máxima extensión *x* y sintético con el sentido de rotación de la capas.

En el modelo de $\varphi_0=0^\circ$ en cizalla pura se generan dos *sets* de *shear bands* conjugados (Fig. 5.22a-b). El hecho de que domine uno u otro conjunto es aleatorio y tan sólo depende del ruido en la posición inicial de los nodos y en la viscosidad original

de los elementos. En la serie completa de este tipo de simulaciones (Fig. 5.8) se evidencia la competencia entre el desplazamiento paralelo a los *shear bands* y el movimiento extensional paralelo a las capas. Cuanto más alto es el exponente q menos importante es el movimiento extensional, más estrechos son los *shear bands* y mayor es el *shear strain* acumulado. En modelos con q bajos el desplazamiento de cizalla producido por las bandas es menor y aparecen geometrías de tipo *boudinage* o *pinch-and-swell*. Por lo tanto, el grado de no-linealidad en la actualización de la viscosidad tiene una gran influencia en el tipo de inestabilidades que se generan y en el movimiento que registran. Cabe señalar que hay un límite en el desplazamiento máximo de los elementos impuesto por la resolución del modelo, de manera que un elemento no se puede separar nunca de sus vecinos.

En los modelos de $\varphi_0=45^\circ$ en cizalla pura predomina el sistema de *shear bands* subparalelo a las capas, mientras que el *set* oblicuo es incipiente en los estadios de baja deformación (Fig. 5.22c) y va desapareciendo a medida que progresa el acortamiento (Fig. 5.22d). Por el contrario, en los modelos analógicos analizados en el capítulo 4 de la presente tesis se observa un predominio del sistema oblicuo y con sentido de movimiento antitético a la rotación de las capas para los modelos con una orientación similar de la anisotropía. El hecho de que los resultados en estos modelos numéricos sean tan diferentes a los experimentales se debe al propio diseño y definición de los primeros. Probablemente si se alteraran adecuadamente los límites máximo y mínimo de viscosidades que pueden alcanzar los elementos (sección 5.3.2) se podrían obtener situaciones en las que los *sets* oblicuos fueran los dominantes. No obstante, no es objetivo de este trabajo reproducir exactamente los resultados de los capítulos anteriores, sino describir y analizar un proceso numérico de localización de la deformación. Sin embargo, los resultados son concordantes con la tendencia al deslizamiento entre capas observados en los modelos analógicos con ángulo elevado.

La situación en las simulaciones de $\varphi_0=0^\circ$ en cizalla simple (Fig. 5.22e-f) se asemeja a la que se produce en las cuarcitas del afloramiento de Rabassers de Dalt (Cap de Creus), descrito en el capítulo 2 de esta tesis. En aquel caso se ha estimado que las fracturas se generaron a unos 80° de la foliación y en un régimen altamente no-coaxial y con las capas paralelas al plano de cizalla. En el campo resulta muy complicado detectar

el *set* de *shear bands* subparalelo a las capas, a pesar de que puede ser el sistema dominante, como se aprecia en estos modelos numéricos. Obviamente en este caso hay una gran influencia de la metodología de simulación utilizada en la definición de los modelos, pero queda de manifiesto la importancia de un sistema de *shear bands* cuya influencia es difícilmente cuantificable en la naturaleza. En estos modelos numéricos no hay componente friccional ni deslizamiento, sino únicamente flujo viscoso. Aun con todas las limitaciones, las orientaciones obtenidas en las simulaciones con mayor desarrollo del *set* oblicuo a la anisotropía (Fig. 5.12) son coherentes con las calculadas en el caso de Rabassers de Dalt según el método descrito en el capítulo 2.

A priori se podría esperar una gran influencia de la geometría de los elementos en la orientación de los *shear bands* que se generan en los modelos con alta localización. Para demostrar que este sistema de simulaciones no es sensible a ese aspecto se han comparado los resultados obtenidos a partir de modelos con elementos iniciales de geometría rectangular con modelos de geometría hexagonal (Fig. 5.23). Para ello se han escogido simulaciones con ángulos iniciales $\varphi_0 = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ y 135° con un contraste de viscosidades $m=2$, exponente $q=2$ y deformados en cizalla simple. Los resultados indican que tanto la orientación de los *shear bands* como su importancia relativa son similares en ambos casos. Por lo tanto, se puede considerar válido el método utilizado en cuanto a la configuración geométrica de los modelos.

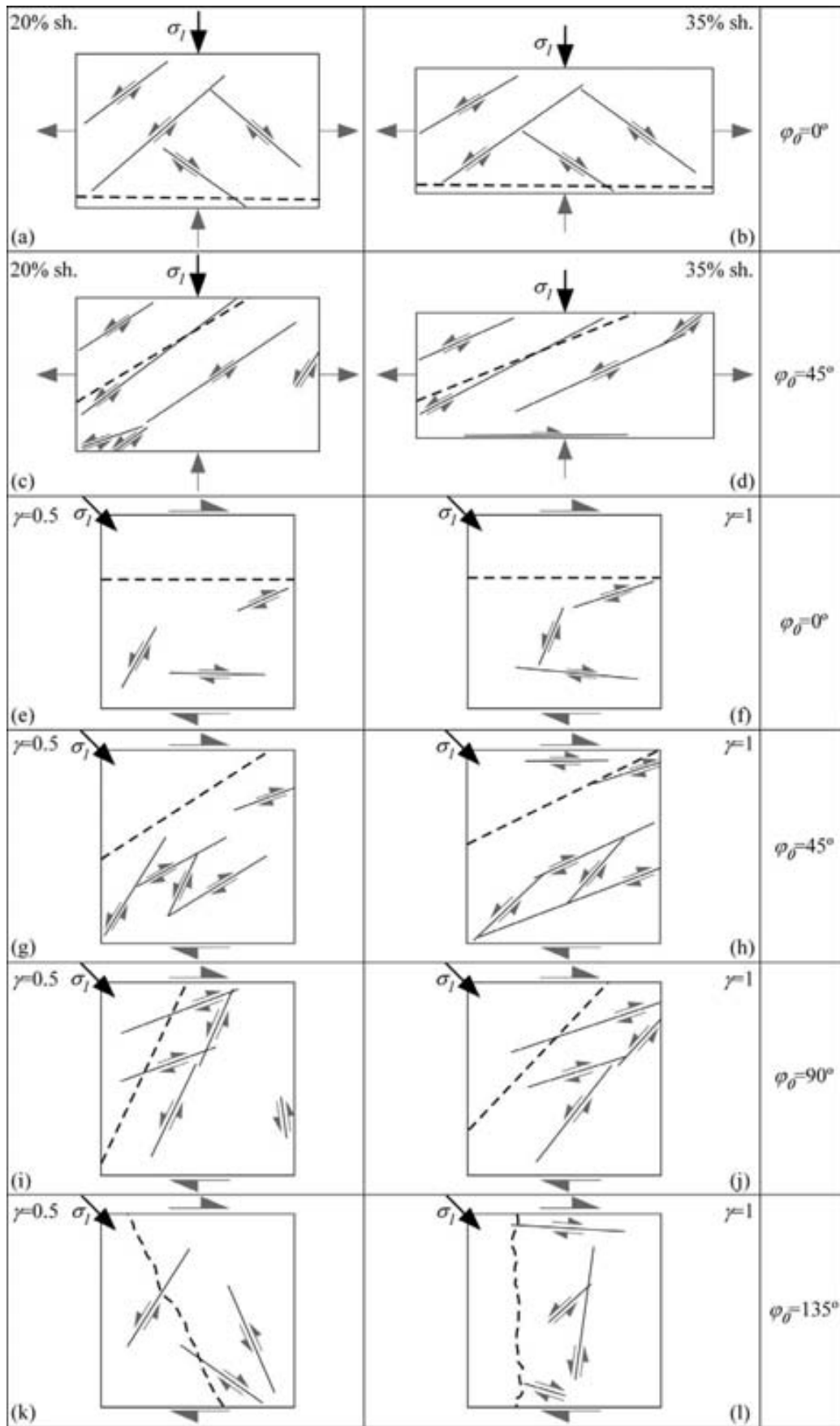


Fig. 5.22. Esquema con las orientaciones de las capas (líneas discontinuas) y de las principales bandas de cizalla (líneas continuas) con su sentido de movimiento para todos los modelos con capas de 4 elementos de espesor analizados. La longitud de los *shear bands* en este esquema es aproximadamente proporcional a la que presentan en los modelos analizados. Las flechas negras representan la dirección del esfuerzo principal compresivo σ_1 .

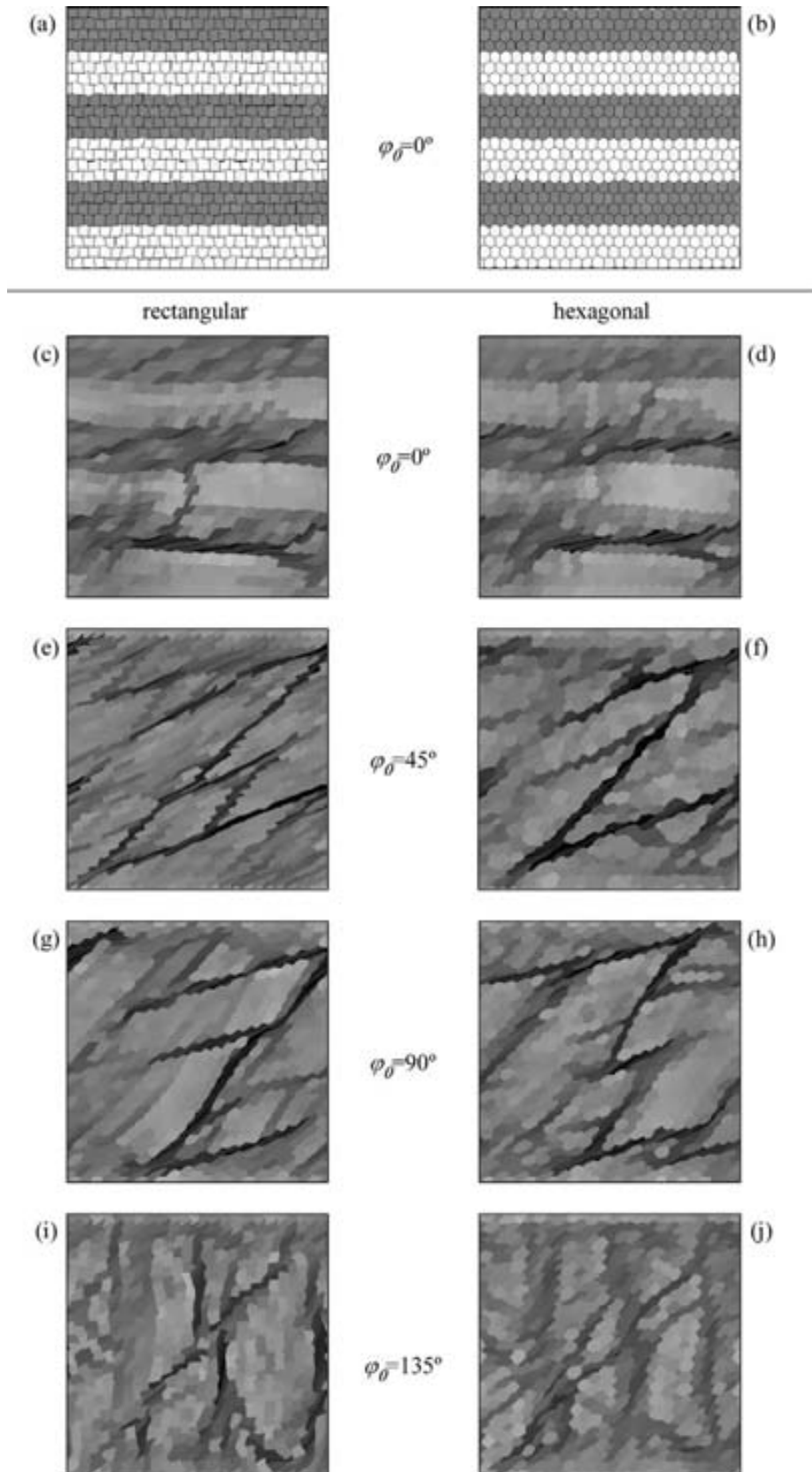


Fig. 5.23. Ejemplos de archivos iniciales con elementos rectangulares (a) y hexagonales (b) con un ángulo $\varphi_0 = 0^\circ$. Comparación de la distribución del *strain* finito registrado en modelos equivalentes con geometría de elementos rectangular (c,e,g,i) y hexagonal (d,f,h,j) para diferentes ángulos iniciales φ_0 . Las simulaciones se realizaron en cizalla simple hasta un *shear strain* de $\gamma = 1$.

5.5.4. Aplicación de simulaciones en estudios de deformación progresiva

El sistema de simulación numérica utilizado puede ser una herramienta potente para analizar cómo nuclean y evolucionan las estructuras en estudios de deformación progresiva. A lo largo del tiempo de simulación se puede analizar cuál es el comportamiento del medio, qué tipo de *shear bands* u otras estructuras aparecen y cómo se evolucionan estas con el incremento de la deformación en un medio anisótropo. El sistema tiende a abortar algunas zonas localizadas, a generar otras nuevas y a reorientar las existentes para buscar siempre la situación de menor coste energético.

Como ejemplo de esta aplicación se han construido dos gráficos de deformación progresiva para dos modelos en los que la anisotropía formaba inicialmente un ángulo alto con el plano de cizalla ($\varphi_0=90^\circ$ y 135°) (Figs. 5.24 y 5.25). En estas simulaciones, deformadas en condiciones de cizalla simple, el contraste de competencias entre capas es de $m=2$ y el exponente de no-linealidad en función de actualización de la viscosidad es $q=2$. Puesto que los modelos tienen límites periódicos se pueden repetir tanto horizontal como verticalmente para una mejor visualización.

En el caso de la simulación de ángulo inicial $\varphi_0=90^\circ$ (Fig. 5.24) queda patente cómo comienza a localizar la deformación paralelamente a las capas en los primeros estadios de la simulación. A medida que avanza la deformación se forma otro *set* de *shear bands* formando un ángulo bajo con el plano de cizalla. Las bandas de este conjunto incrementan su intensidad con la deformación (Fig. 5.24d) mientras que en las del conjunto subparalelo a las capas disminuye su carácter no-coaxial (Fig. 5.24c). Finalmente la familia oblicua a las capas acaba absorbiendo una mayor deformación.

En el modelo de ángulo inicial $\varphi_0=135^\circ$ (Fig. 5.25) las capas están en campo de acortamiento hasta un *shear strain* de 1 aproximadamente. Este hecho queda patente en el plegamiento de las mismas (Fig. 5.25a). Inicialmente nuclean dos sistemas de *shear bands*: uno subparalelo a las capas y otro oblicuo y sintético orientado a unos 145° del plano de cizalla medidos en sentido antihorario. Seguidamente, este segundo sistema se desactiva mientras se genera un tercer *set* antitético que forma 70° con respecto al plano de cizalla (Fig. 5.25d). Conforme progresa la deformación, el conjunto subparalelo a las

capas se torna dominante y se registra mayor deformación que el oblicuo. Este último pierde prácticamente su componente de no-coaxialidad, mientras el principal lo incrementa (Fig. 5.25c). En los estadios finales aparece un incipiente *set* paralelo al plano de cizalla y sintético con él.

En la naturaleza la situación más probable es que varíen con el tiempo tanto el grado de no-linealidad en el comportamiento del material como el contraste de viscosidades entre las capas. En el caso de estos modelos el contraste de competencia se altera dentro de lo permitido según los límites máximo y mínimo elegidos. Sin embargo, tanto el exponente q de la ecuación 5.7 como el exponente n de la ecuación 5.2 se mantienen constantes durante todo el tiempo de deformación. Para llevar a cabo un estudio más cercano a lo esperable en medios geológicos sería conveniente implementar en este sistema de simulaciones un factor que actualizara los exponentes de no-linealidad con el progreso de la deformación. En cualquier caso, queda de manifiesto que mediante este tipo de modelos numéricos se pueden abordar estudios complejos de localización de la deformación y de génesis y evolución de *shear bands* en deformación progresiva.

Las simulaciones también ponen en evidencia la influencia de la anisotropía en el medio, que origina el desarrollo de inestabilidades aparentemente contradictorias con la condición de contorno. Estas inestabilidades son difíciles de interpretar si no se aborda la variación temporal, de orientación de la anisotropía o de las propiedades mecánicas con el incremento de la deformación.

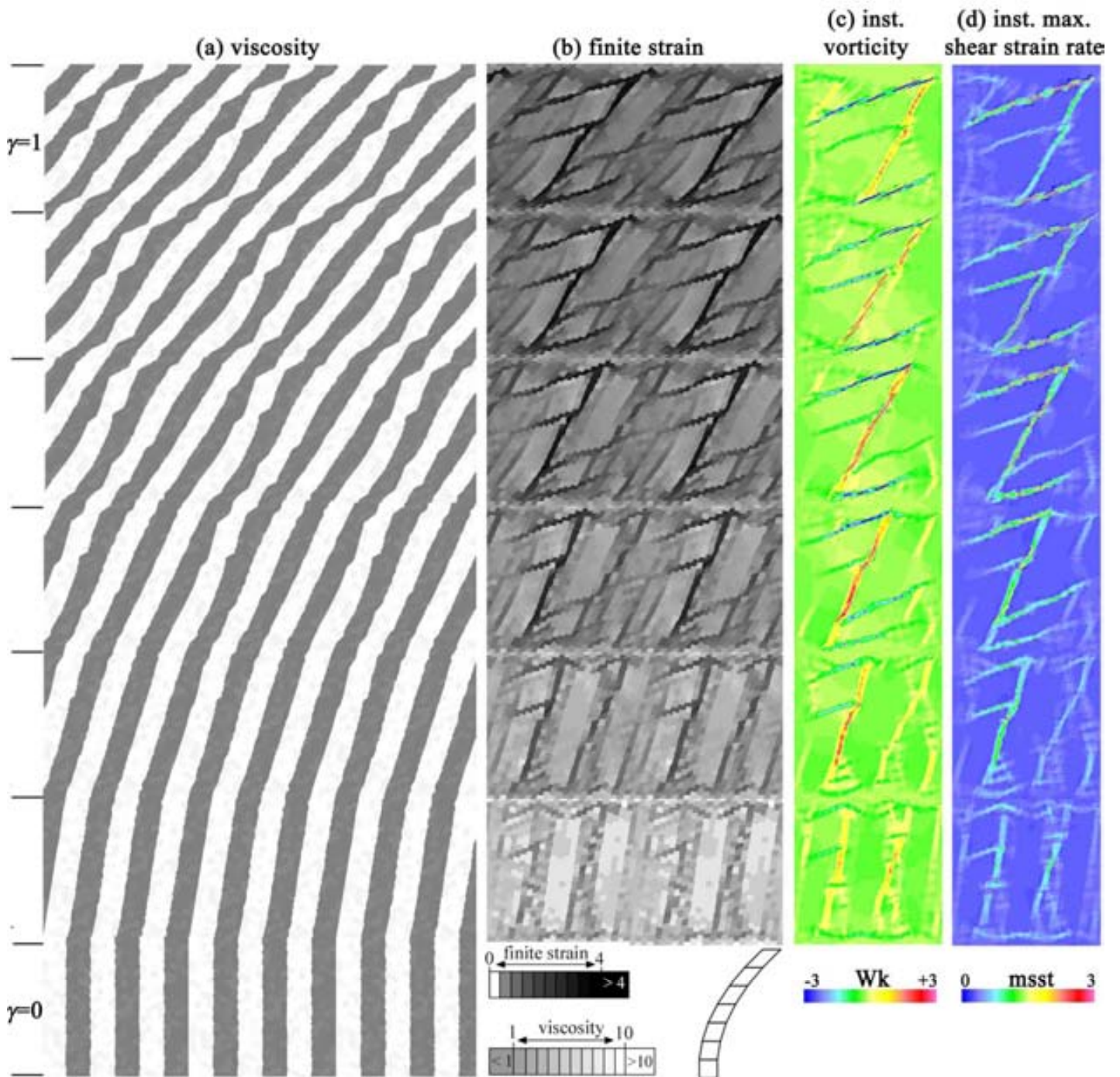


Fig. 5.24. Deformación progresiva en cizalla simple del modelo con ángulo inicial $\varphi_0 = 90^\circ$, contraste de anisotropía $m=2$ y exponente de no-linealidad $q=2$. En la parte baja aparece el modelo en su estadio original y a hacia arriba aparece el modelo en sucesivos estadios de deformación. Las imágenes superiores corresponden a un *shear strain* de $\gamma=1$. Se representa la distribución de la viscosidad (a), el strain finito (b), la vorticidad instantánea (c) y el *shear strain* máximo instantáneo (d).

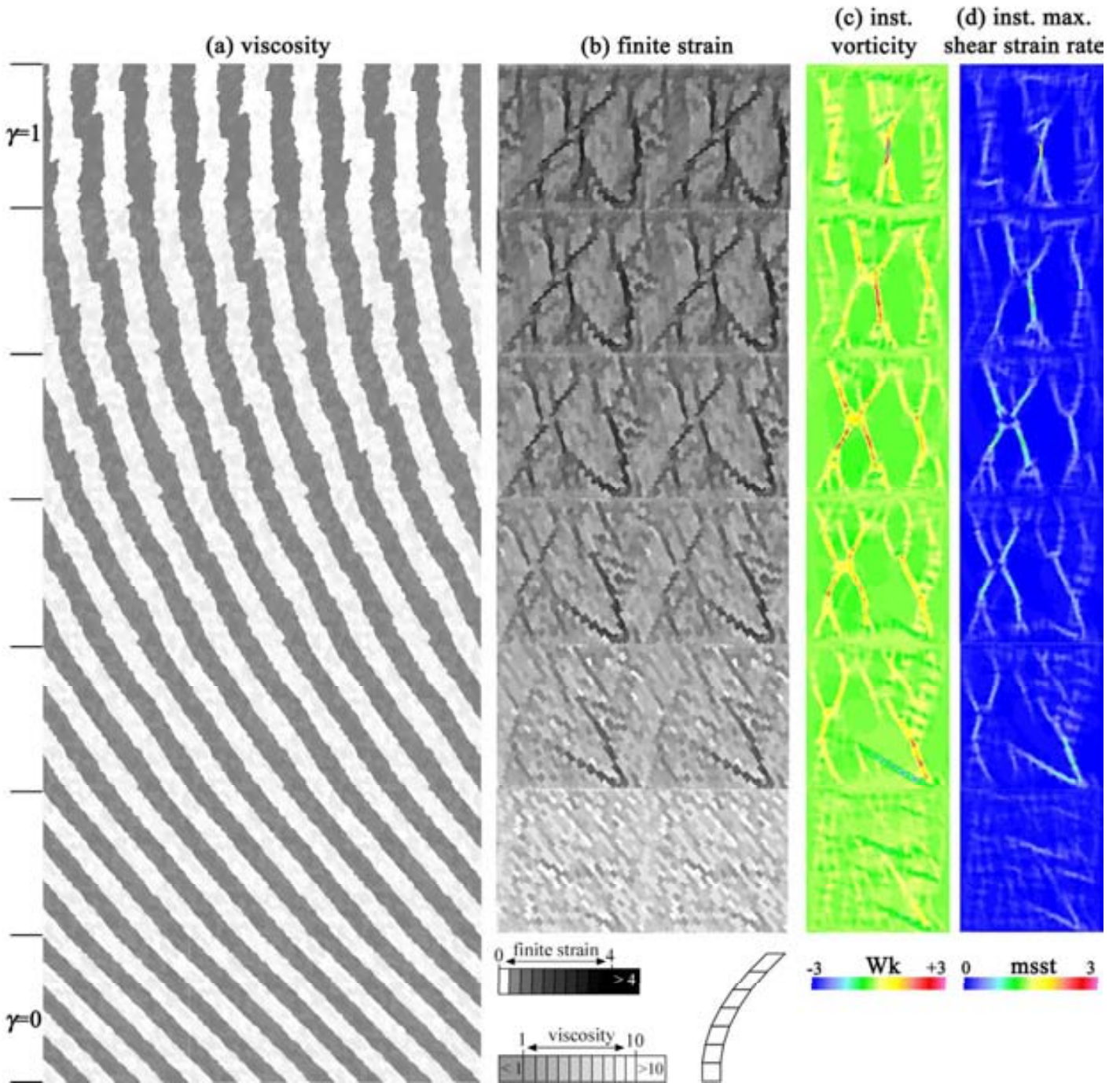


Fig. 5.25. Deformación progresiva en cizalla simple del modelo con ángulo inicial $\varphi_0=135^\circ$, contraste de anisotropía $m=2$ y exponente de no-linealidad $q=2$. En la parte baja aparece el modelo en su estadio original y a hacia arriba aparece el modelo en sucesivos estadios de deformación. Las imágenes superiores corresponden a un *shear strain* de $\gamma=1$. Se representa la distribución de la viscosidad (a), el strain finito (b), la vorticidad instantánea (c) y el *shear strain* máximo instantáneo (d).

5.5.5. Propuestas para el perfeccionamiento del sistema de simulaciones

Como se ha mencionado anteriormente, un aumento de la resolución de los modelos produciría una solución más estable, aunque para ello se requerirían ordenadores sensiblemente más potentes a los utilizados en el presente trabajo.

Los archivos de tipo *ELLE*, que están compuestos por nodos y *flynns*, pueden llegar a presentar problemas cuando están altamente deformados al seguir aplicando el proceso de elementos finitos *BASIL*. En ocasiones llega un momento en el que no es posible deformar más los modelos, puesto que hay elementos altamente elongados o nodos de borde demasiado juntos. En este trabajo tan sólo se han conseguido aplicar deformaciones de un 35% de acortamiento para modelos en cizalla pura y de un *shear strain* $\gamma=1$ para modelos en cizalla simple. Para poder aplicar deformaciones más grandes que estas sería conveniente implementar un cuarto proceso que permitiera unir un elemento a otro vecino cuando la deformación sea excesiva. Esto permitiría evitar problemas de convergencia en el cálculo y aplicar deformaciones mucho más altas de las obtenidas.

Otra posible mejora sería implementar una función que actualizara el exponente de no-linealidad por el que se altera la viscosidad de los elementos en cada paso. Esto permitiría abordar estudios más realistas en los que el material comienza respondiendo de manera más lineal y al evolucionar acomodando la deformación aplicada acaba comportándose de manera más no-lineal.

5.6. Conclusiones

Este estudio presenta un nuevo método de modelización numérica para el análisis del fenómeno de localización de la deformación en medios viscosos. El método combina un proceso de elementos finitos con un proceso de actualización de la viscosidad según una función no-lineal en la que el nuevo valor de la viscosidad para cada elemento depende del exponente de no-linealidad, la viscosidad previa y la relación relativa de la de deformación. Mediante esta metodología sencilla se describe la transición entre sistemas donde la deformación se distribuye en el medio y sistemas en

los que la deformación esta altamente localizada en bandas. La ley que actualiza la viscosidad no tiene un planteamiento natural, aunque se ha diseñado teniendo en cuenta que responde a un proceso real, como es la localización y el cambio de comportamiento mecánico como resultado de un proceso físico no-lineal.

Para el estudio de la localización se han llevado a cabo cientos de simulaciones en materiales compuestos en un medio viscoso. Para ello se describe la respuesta mecánica de modelos en los que se varía el contraste de competencias entre capas alternas (m), la orientación inicial de la anisotropía φ_0 con respecto al eje de máxima extensión (x) o el plano de cizalla, las condiciones de contorno y el exponente de no-linealidad en la función de actualización de la viscosidad (q).

El grado de localización de la deformación aumenta considerablemente con el incremento de la no-linealidad, y es mayor cuanto más bajo es el contraste inicial de competencia entre las capas. Todos los sistemas de *shear bands* generados son coherentes con los campos de esfuerzos aplicados y son realistas y comparables con orientaciones de fracturas naturales. En los modelos en cizalla pura cuyas capas son paralelas a la dirección de máxima extensión se generan dos conjuntos de *shear bands* conjugados. En simulaciones en cizalla pura con capas oblicuas a los ejes de deformación, se observa la nucleación de un *set* dominante subparalelo a las capas y un sistema oblicuo que no consigue propagar claramente con el incremento de la deformación. En los modelos deformados en cizalla simple aparece en general un sistema subparalelo a las capas, uno o dos oblicuos y un tercer *set* paralelo al plano de cizalla después de un tiempo de deformación. En estas simulaciones queda patente la importancia del sistema de *shear bands* subparalelo a la anisotropía, que es difícilmente cuantificable en la naturaleza porque resulta complicado detectarlo.

No se ha encontrado una influencia importante de la resolución de los modelos en los resultados. Tampoco varían significativamente al variar la geometría de los elementos, el ruido inicial añadido a la posición de los nodos ni la viscosidad. Por lo tanto los resultados se pueden considerar estables y poco sensibles a las propiedades geométricas del diseño de los modelos.

El sistema de modelización propuesto y las simulaciones analizadas representan un primer paso para describir numéricamente la localización de la deformación en materiales anisótrpos. El método se puede perfeccionar para lograr mayor deformación y añadir complejidades como el carácter no estacionario de las propiedades de los materiales o de la deformación. Asumiendo la viabilidad del concepto de deformación progresiva, este sistema permite la realización de estudios detallados de la evolución de inestabilidades mecánicas, como los *shear bands*.

5.7. Bibliografía

- Barr, T. D. y Houseman, G. A. 1996. Deformation fields around a fault embedded in a non-linear ductile medium. *Geophysical Journal International* 125, 473-490.
- Braun, J., Chéry, J., Poliakov, A., Mainprice, D., Vauchez, A., Tomassi, A. y Daignières, M. 1999. A simple parameterization of strain localization in the ductile regime due to grain size reduction: A case study for olivine. *Journal of Geophysical Research* 104, 25,167-25,181.
- Burg, J.-P. 1999. Ductile structures and instabilities: their implication for Variscan tectonics in the Ardennes. *Tectonophysics* 309(1-4), 1-25.
- Davy, P., Hansen, A., Bonnet, E. y Zhang, S. Z. 1995. Localization and fault growth in layered brittle-ductile systems: Implications for deformations of the continental lithosphere. *Journal of Geophysical Research* 100, 6281-6294.
- De Bresser, J. H. P., Ter Heege, J. H. y Spiers, C. J. 2001. Grain size reduction by dynamic recrystallization: can it result in major rheological weakening? *International Journal of Earth Sciences* 90, 28-45.
- Frederiksen, S. y Braun, J. 2001. Numerical modelling of strain localisation during extension of the continental lithosphere. *Earth and Planetary Science Letters* 188(1-2), 241-251.
- Govers, R. y Wortel, M. J. R. 1993. Initiation of asymmetric extension in continental lithosphere. *Tectonophysics* 223(1-2), 75-96.
- Gueydan, F., Leroy, Y. M. y Jolivet, L. 2001. Grain-size-sensitive flow and shear stress enhancement at the brittle-ductile transition of the continental crust. *International Journal of Earth Sciences* 90, 181-196.

- Hopper, J. R. y Buck, W. R. 1993. The initiation of rifting at constant tectonic force - Role of diffusion creep. *Journal of Geophysical Research* 98, 16,213-16,221.
- Jessell, M. W., Bons, P. D., Evans, L., Barr, T. y Stuwe, K. 2001. Elle: the numerical simulation of metamorphic and deformation microstructures. *Computers and Geosciences* 27, 17-30.
- Jessell, M. W., Siebert, E., Bons, P. D., Evans, L. y Piazzolo, S. 2005. A new type of numerical experiment on the spatial and temporal patterns of localization of deformation in a material with a coupling of grain size and rheology. *Earth and Planetary Science Letters* 239, 309-326.
- Kameyama, M., Yuen, D. A. y Fujimoto, H. 1997. The interaction of viscous heating with grain-size dependent rheology in the formation of localized slip zones. *Geophysical Research Letters* 24, 2523–2526.
- Logan, J. M., Friedman, M., Higgs, M., Dengo, C. y Shimamoto, T. 1979. Experimental studies of simulated gouge and their application to studies of natural fault zones. In: *Proc. Conf. VIII, Analysis of Actual Fault Zones in Bedrock*. U.S. Geological Survey, 305-343.
- Mancktelow, N. S. 2002. Finite-element modelling of shear zone development in viscoelastic materials and its implications for localisation of partial melting. *Journal of Structural Geology* 24(6-7), 1045-1053.
- Means, W. D., Hobbs, B. E., Lister, G. S. y Williams, P. F. 1980. Vorticity and non-coaxiality in progressive deformations. *Journal of Structural Geology* 2(3), 371-378.
- Montesi, L. G. J. y Zuber, M. T. 2002. A unified description of localization for application to large-scale tectonics. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth* 107(B3).
- Passchier, C. W. y Trouw, R. A. J. 1996. *Microtectonics*. Springer, Berlin.
- Poirier, J. P. 1980. Shear localization and shear instability in materials in the ductile field. *Journal of Structural Geology* 2(1-2), 135-142.
- Poliakov, A. N. B., Herrmann, H., Podladchikov, Y. Y. y Roux, S. 1994. Fractal plastic shear bands. *Fractals* 2, 567-581.
- Regenauer-Lieb, K. y Yuen, D. A. 2003. Modeling shear zones in geological and planetary sciences: solid- and fluid-thermal-mechanical approaches. *Earth-Science Reviews* 63(3-4), 295-349.

- Schopfer, M. P. J., Childs, C. y Walsh, J. J. 2006. Localisation of normal faults in multilayer sequences. *Journal of Structural Geology* 28(5), 816-833.
- Schueller, S. 2004. Localisation de la déformation et fracturation associée. Etude expérimentale et numérique sur des analogues de la lithosphère continentale. Unpublished PhD thesis, Université de Rennes 1.
- Schueller, S., Gueydan, F. y Davy, P. 2005. Brittle-ductile coupling: Role of ductile viscosity on brittle fracturing. *Geophysical Research Letters* 32, L10308, doi:10.1029/2004GL022272.
- Shewchuk, J. R. 2002. Delaunay Refinement Algorithms for Triangular Mesh Generation. *Computational Geometry: Theory and Applications* 22, 21-74.
- Sornette, A., Davy, P. y Sornette, D. 1993. Fault growth in brittle-ductile experiments and the mechanics of continental collisions. *Journal of Geophysical Research* 98, 111-139.
- Ter Heege, J. H., De Bresser, J. H. P. y Spiers, C. J. 2004. Composite flow laws for crystalline materials with log-normally distributed grain size: theory and application to olivine. *Journal of Structural Geology* 26(9), 1693-1705.
- Treagus, S. H. 1997. Deformation partitioning in folds: implications for fold geometry and cleavage patterns. In: *Evolution of Geological Structures in Micro- to Macro-Scales* (edited by Sengupta, S.). Chapman y Hall, London, 341-372.
- White, S. H., Burrows, S. E., Carreras, J., Shaw, N. D. y Humphreys, F. J. 1980. On Mylonites in Ductile Shear Zones. *Journal of Structural Geology* 2(1-2), 175-187.

6

Conclusiones

El objetivo principal de esta tesis doctoral es aportar nuevos datos y observaciones, y desarrollar herramientas para la comprensión de la localización de la deformación y la génesis de redes de fracturas en medios dúctiles con anisotropía mecánica. Se ha estudiado la influencia de diversos factores, como la orientación y grado de anisotropía, las propiedades de los materiales, las condiciones de contorno o la tasa de deformación en la localización y evolución de fracturas. Para ello se ha utilizado una metodología de estudio que combina la descripción y el análisis de estructuras de campo con la simulación numérica mediante modelos de elementos finitos y la modelización experimental con materiales analógicos. En cada uno de los cuatro capítulos principales de la tesis ya se ha realizado una discusión en detalle de los datos y resultados presentados. Por lo tanto, en este último capítulo tan sólo se pretenden remarcar los principales resultados y conclusiones de cada uno de los estudios y relacionarlos con las preguntas abiertas en el capítulo de introducción de la tesis. Los resultados más importantes se resumen esquemáticamente en la Fig. 6.1.

6.1. Sobre la localización de la deformación

Se ha realizado un estudio experimental (capítulo 3) sobre la influencia de la tasa de deformación (*strain rate*) y las propiedades mecánicas del material en la localización de la deformación y la génesis de fracturas. El estudio se ha basado en dos series experimentales en las que se observa una transición entre sistemas donde la deformación es distribuida hasta sistemas localizados en los que la deformación se acomoda mediante una combinación de flujo viscoso y fracturación. Los modelos se disponen con las capas paralelas al eje de máxima extensión (X) y perpendiculares al eje de máxima compresión (Z).

- En la primera de las series se analizaron tres modelos multicapa exactamente iguales pero deformados a diferentes tasas de deformación. El grado de localización y la cantidad, longitud y desplazamiento de las fracturas se incrementa al aumentar la tasa de deformación. Los dos modelos con menor tasa de deformación presentan curvas esfuerzo-deformación en las que se registra un esfuerzo de cesión (*yield stress*) y posteriormente un ligero ablandamiento por deformación. Por el contrario, el modelo deformado a mayor velocidad registra

un claro endurecimiento por deformación durante todo el experimento. En este último caso ni el flujo viscoso, ni la nucleación y propagación de fracturas, ni el deslizamiento a lo largo de ellas son capaces de disipar el incremento de esfuerzo en el sistema. En esta serie de experimentos las primeras fracturas que se forman son fracturas de tensión, que evolucionan con el incremento de la deformación a fracturas de cizalla. También aparecen nuevas fracturas de cizalla, directamente a partir de heterogeneidades de los materiales, con ángulos de entre 45° y 55° con respecto al esfuerzo máximo de compresión y mayores a los predichos por el criterio de Von Mises (45°).

- En la segunda serie de experimentos se deformaron modelos hechos con distintos materiales a una tasa de deformación similar. Los resultados muestran que la localización y la génesis de redes de fracturas dependen claramente de la ductilidad y de la resistencia del material. Hay una transición entre un sistema deformado prácticamente de manera homogénea y con muy pocas fracturas, a un modelo en el que un número muy reducido de fracturas grandes acomoda la deformación de todo el sistema. Esta transición queda reflejada en las curvas esfuerzo-deformación. Todas las curvas presentan un cierto ablandamiento con la deformación que se incrementa con el grado de localización. Esto es debido a que en los sistemas más localizados las fracturas más grandes producen mayores deslizamientos y acomodan con más eficacia la deformación impuesta por las condiciones de contorno. El tipo de fracturas que se generan en estos experimentos depende del tipo de material utilizado, y su rango de orientaciones con respecto al esfuerzo principal compresivo varía entre los 40° y 60° .

- El análisis del deslizamiento a lo largo de las fracturas indica que la relación entre el desplazamiento y la longitud de las fracturas depende tanto de la tasa de deformación como de la viscosidad de los materiales. Este hecho está relacionado con la competencia entre la relajación del esfuerzo relacionada con el flujo dúctil y el comportamiento frágil asociado a la propagación de fracturas. Cuando el flujo viscoso es dominante el material puede relajar los esfuerzos y la propagación de las fracturas es limitada. Esta observación es útil para comprender el desarrollo de fracturas y *shear bands* en rocas reales.

- Las dos series experimentales se han comparado mediante un parámetro de referencia, definido a partir de la relación del esfuerzo de cada modelo respecto aquel con deformación más homogénea. A partir de este parámetro es posible observar una variación gradual desde deformación más distribuida a más localizada en los siete modelos analizados.

Los resultados experimentales se han complementado con un estudio numérico de la localización de la deformación en medios viscosos multicapa (capítulo 5). En este caso se ha presentado un nuevo método de modelización numérica que combina un proceso de elementos finitos con un proceso de actualización de la viscosidad. Este parámetro se ha definido según un exponente de no-linealidad, la viscosidad previa, la tasa de deformación y la deformación finita. Se han utilizado como variables de estudio: el exponente de no-linealidad, la vorticidad cinemática, la orientación de las capas con respecto a los ejes de deformación y el grado de anisotropía del medio definida como el contraste de competencia entre capas alternas. Así, se han obtenido varias series de simulaciones entre sistemas con deformación homogéneamente distribuida y sistemas donde la deformación está altamente localizada en *shear bands*.

- Los resultados muestran que la localización de la deformación aumenta progresivamente al incrementarse el grado de no-linealidad y también es mayor en los modelos con bajo contraste de competencias entre capas.
- Los sistemas de *shear bands* generados, que son discontinuidades débiles con un cierto ancho de banda, son coherentes con los campos de esfuerzos aplicados en todos los casos.
- No se ha encontrado una influencia significativa ni del grado de resolución de los modelos ni de la geometría de los elementos en los resultados, que son estables y poco sensibles a estos factores.

A pesar del grado de simplificación asumido en los modelos numéricos, estos ofrecen la posibilidad de complementar los datos y observaciones obtenidos a partir los modelos analógicos. Hay que tener en cuenta que los experimentos del capítulo 3 están

realizados con materiales elastoviscopoplásticos mientras que para las simulaciones numéricas se eligió un medio viscoso, continuo y con ausencia de fricción.

En ambos casos queda patente la influencia de la anisotropía en la localización, ya que su presencia produce una inhomogeneización del sistema y favorece la partición de los esfuerzos y el *strain*. En los modelos numéricos se aprecia la importancia del contraste de competencias entre capas alternas. En los modelos analógicos la anisotropía es más compleja, puesto que se define mediante el apilamiento de capas de plastilina (i.e. definiendo un material *composite*) y, en algunos casos, se aumenta mediante la inclusión de confetti de papel, que también favorece la partición de *stress* y *strain* a nivel local.

El carácter lineal de los materiales en el caso de las simulaciones numéricas y el dominio del flujo viscoso en modelos analógicos son los responsables de una mayor distribución de la localización. Por el contrario, las respuestas altamente no-lineales y el dominio de la tasa de carga con respecto al flujo viscoso son los principales factores que favorecen la localización de la deformación.

Por lo tanto, se puede concluir afirmando que la localización de la deformación está influenciada por el grado de anisotropía, y además aumenta claramente con el incremento de la tasa de deformación, con el aumento de la resistencia del material y con el incremento del grado de no-linealidad en la respuesta mecánica del sistema.

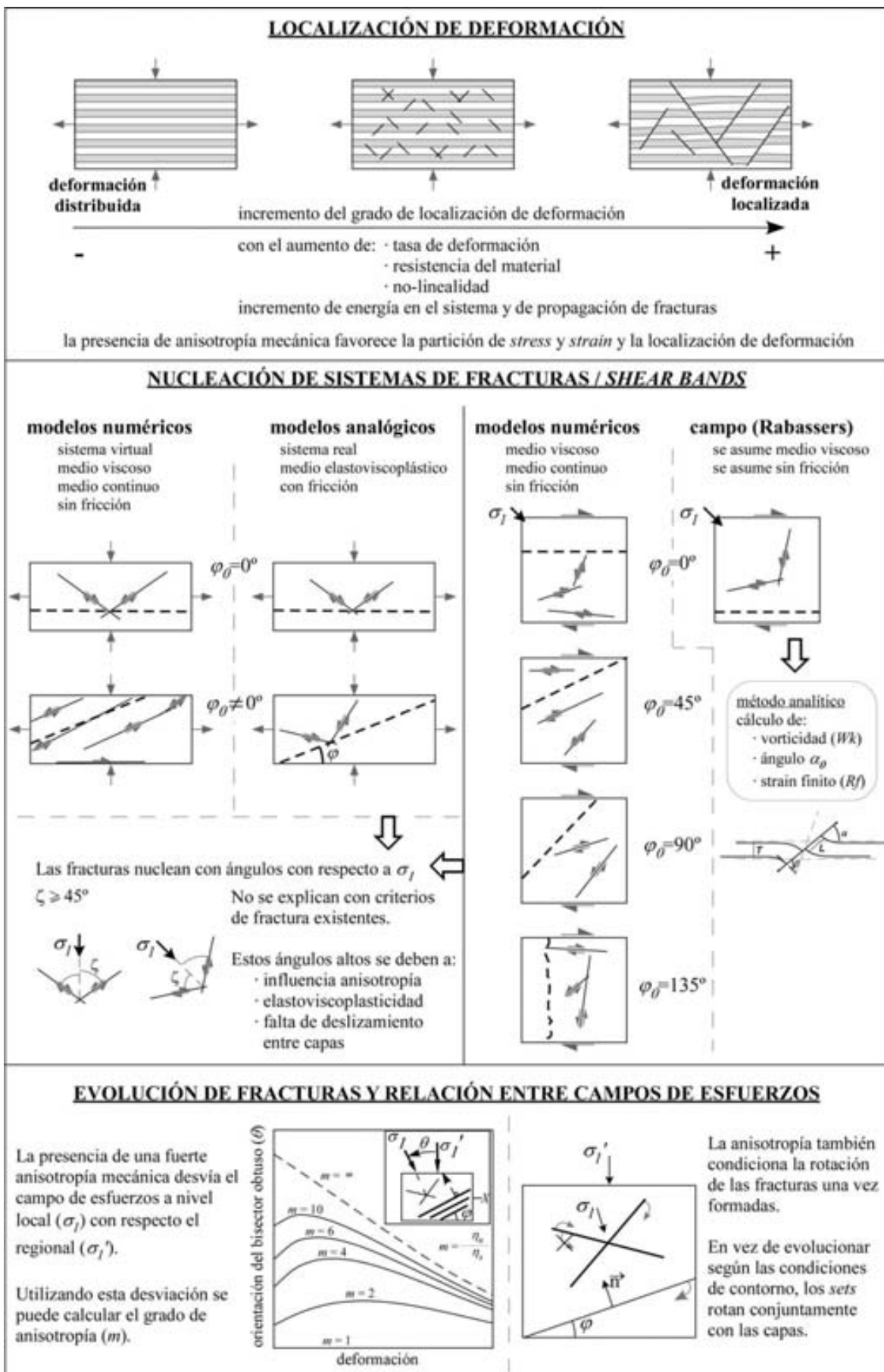


Fig. 6.1. Esquema-resumen de los principales resultados y conclusiones de la presente tesis doctoral. φ_0 es el ángulo inicial de la anisotropía con respecto al eje X en cizalla pura y con respecto al plano de cizalla en cizalla simple. σ_1 es el esfuerzo principal compresivo.

6.2. Sobre la influencia de la orientación de la anisotropía en las orientaciones de fracturas y su relación con los campos de esfuerzos

En el capítulo 4 se ha presentado un estudio experimental de la influencia de la orientación de la anisotropía con respecto a los ejes de deformación en la génesis y evolución de sistemas de fracturas de cizalla. A partir de una serie de modelos multicapa de plastilina con confetti deformados en cizalla pura se han estudiado las orientaciones, longitudes y disposición de fracturas con respecto a los ejes de deformación.

- Se obtienen dos *sets* conjugados y simétricos de fracturas de cizalla en modelos con capas paralelas al eje de extensión (X). Al aumentar la oblicuidad inicial de las capas con respecto a X , la distribución de orientaciones y longitudes de fracturas de los sistemas se vuelve cada vez más asimétrica, produciéndose a la vez un descenso del número total de fracturas.
- Utilizando métodos de inversión de esfuerzos y datos de población de fracturas, se han calculado las orientaciones de los esfuerzos principales que han actuado sobre el medio. Para los modelos con capas oblicuas, la orientación de los esfuerzos principales estimados es diferente con respecto a la de los esfuerzos impuestos por las condiciones de contorno. La desviación de uno con respecto al otro depende del grado de anisotropía y de la oblicuidad de las capas. A partir de esta desviación se puede estimar el grado de anisotropía utilizando un modelo analítico sencillo basado en un fluido viscoso incompresible.
- El ángulo con el que nuclean los conjuntos de fracturas se puede predecir mediante una ecuación sencilla (ver sección 4.4.2). En todos los casos se observan ángulos diedros entre los *sets* conjugados considerablemente mayores de 45° , que es la orientación correspondiente al criterio de plasticidad de Von Mises. Estos ángulos tan altos no se pueden explicar mediante ningún criterio de fractura existente, ni siquiera con las formulaciones clásicas de fracturación en rocas anisótropas. Estas orientaciones se deben probablemente a la falta de deslizamiento entre capas y al carácter elastoviscoplastico de los modelos.

- Con el incremento de la deformación, los *sets* conjugados de fracturas evolucionan conjuntamente con las capas, rotando en el sentido en que estas lo hacen. Con la rotación de las capas, el *set* con deslizamiento sintético (dextral) no gira senestralmente hacia el eje de máxima extensión, como cabría esperar a partir de las condiciones de contorno. Por el contrario, rota conjuntamente con el *set* antitético y las capas hacia el eje X . Esto indica que realmente la presencia de una fuerte anisotropía mecánica no sólo condiciona la génesis de fracturas, sino también su evolución una vez formadas.

En todos los modelos analógicos mostrados en el capítulo 3 se han observado dos *sets* simétricos de fracturas conjugadas, excepto en el modelo con material más resistente y con mayor grado de localización. En este último caso la distribución de los sistemas de fracturas es asimétrica debido al carácter más frágil del material, ya que una vez alcanzado el límite plástico acomodó la deformación mediante pocas fracturas pero de gran longitud y deslizamiento.

En las simulaciones numéricas presentadas en el capítulo 5 se generan *sets* de *shear bands* coherentes con los campos de esfuerzos aplicados por las condiciones de contorno y comparables con orientaciones de fracturas en rocas reales. En este caso la ausencia de fricción y las propias limitaciones de la metodología utilizada condicionan en parte las orientaciones de los *shear bands*.

- En las simulaciones deformadas en cizalla pura y con capas paralelas al eje de extensión (X) se forman dos *sets* conjugados de *shear bands*, de manera similar a los que se generan en los modelos analógicos de los capítulos 3 y 4.
- En las simulaciones deformadas en cizalla pura y con capas oblicuas al eje de extensión (X) se forma un *set* dominante subparalelo a las capas y con movimiento antitético con respecto a la rotación de estas. También nuclea un sistema oblicuo que no consigue propagar. En este caso hay una notable diferencia con los modelos descritos en el capítulo 4, en los que se generan dos sistemas de fracturas asimétricos y oblicuos a las capas. En el caso de las simulaciones numéricas hay varios factores que hacen que el *set* dominante sea paralelo a las capas, como son la ausencia de fricción, el hecho de ser un medio

continuo, la ausencia de deslizamiento y el propio diseño del método, que hace que resulte difícil que los *shear bands* se propaguen perpendiculares a las capas. En el caso de los modelos analógicos, no se observa el *set* subparalelo a la anisotropía puesto que el confetti de papel hace que no haya deslizamiento entre capas. Si hubiera algo de deslizamiento entre capas alternas también se habría generado el conjunto de discontinuidades subparalelo a ellas y con movimiento antitético.

- En las simulaciones numéricas deformadas en cizalla simple se generan normalmente tres conjuntos principales de *shear bands*: un sistema subparalelo a las capas, uno o dos sistemas oblicuos y un tercer *set* más tardío subparalelo al plano de cizalla. Este último sistema, equiparable a fracturas de tipo *Y* (Logan et al., 1979) o a estructuras de tipo *S-C* (Passchier y Trouw, 1991), está en una orientación muy favorable para terminar siendo el conjunto dominante a altas deformaciones. También queda patente la importancia del sistema subparalelo a la anisotropía, que aparece en todas las simulaciones deformadas en condiciones de cizalla simple. En cuanto a los *sets* de *shear bands* oblicuos (de tipo *S-C'*) dominan claramente las orientaciones con ángulos altos con respecto al plano de cizalla, a pesar de que en la naturaleza son más frecuentes los *shear bands* oblicuos pero con ángulos más moderados. Este hecho probablemente está relacionado nuevamente con el tipo de simulación realizada: la ausencia de fricción y deslizamiento y la utilización de un medio continuo. En cualquier caso, y teniendo en cuenta estos factores, se pueden extraer información sobre el desarrollo de *shear bands* en materiales anisótropos bajo diferentes condiciones de contorno.

En el estudio de campo descrito en el capítulo 2, se observó que el ángulo de nucleación de las fracturas antitéticas era aproximadamente de 78° con respecto a la foliación y el plano de cizalla. Esta misma orientación, de alto ángulo, es similar a la observada en las simulaciones numéricas en cizalla simple y con la anisotropía paralela al plano de cizalla. En el estudio de campo se estimó una deformación de cizalla simple ($Wk=1$), y por lo tanto, el esfuerzo principal compresivo se situaría a 45° del plano de cizalla (Fig. 6.2). Atendiendo a este criterio, el ángulo de formación de las fracturas dominantes con respecto al esfuerzo principal compresivo sería de 57° , muy similar al

que se obtiene a partir de los modelos analógicos del capítulo 4. Con esta orientación de fracturas el segundo set debería nuclear con una orientación de tan sólo 12° con respecto al plano de cizalla y la foliación (Fig. 6.2). Puesto que es prácticamente paralelo al plano de anisotropía, se supone que la deformación correspondiente a este *set* puede haber sido absorbida mediante deslizamiento entre capas y es por eso que este sistema es difícilmente detectable en el campo. Las simulaciones numéricas ponen de manifiesto el dominio a largo término de este conjunto de *shear bands*, y por lo tanto es lógico pensar que en el campo también ocurra lo mismo, aunque no sea observable fácilmente.

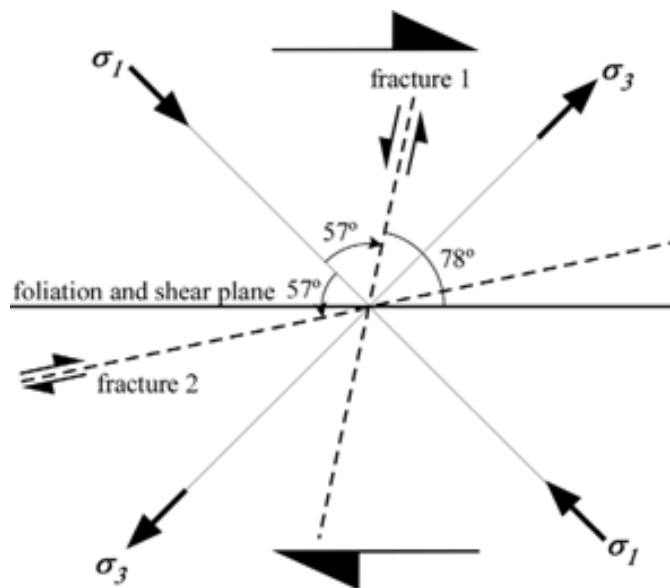


Fig. 6.2. Interpretación del origen de fracturas en el caso de campo analizado (capítulo 2). La foliación es paralela al plano de cizalla. Puesto que se ha calculado una deformación en cizalla simple y un ángulo inicial entre fracturas y foliación de 78°, se supone que el esfuerzo principal compresivo se sitúa a 45° del plano de cizalla y a 57° de las fracturas del *set* que aparentemente domina (fractura 1). A partir de estas orientaciones se puede inferir que el otro *set* (fractura 2) sería subparalelo a la foliación, y por tanto no resulta fácilmente detectable en el campo.

6.3. Sobre las observaciones que pueden ayudar a una mejor comprensión de estructuras en el campo

En esta tesis doctoral se aportan una serie de observaciones y herramientas que pueden resultar útiles a la hora de abordar interpretaciones de estructuras en rocas reales. El capítulo 2 presenta un método analítico para estimar el ángulo inicial con el que se forman las fracturas, la vorticidad cinemática (Means et al., 1980) y el *strain (Rf)*

mínimo alcanzado por la roca desde que se formó la primera fractura. Todo esto se puede calcular a partir de fracturas de pequeña escala aisladas con pliegues de arrastre (*drag folds*) asociados utilizando los siguientes parámetros que se pueden medir en el campo: el ángulo entre la foliación y la fractura (α), el ángulo que describe el *drag* de la foliación (β) y la relación L/T entre el espesor de una capa de referencia en la fractura (L) y lejos de ella (T). Este método es válido y preciso, como queda demostrado mediante su validación utilizando modelos analógicos y numéricos.

A partir de los resultados obtenidos en el capítulo 4 queda de manifiesto que el campo de esfuerzos calculado a partir de una población de fracturas medidas en el campo puede ser muy diferente del campo de esfuerzos regional. Este hecho ya fue advertido anteriormente por varios autores (e.g. Bradshaw y Zoback, 1988; Treagus, 1988; Peacock y Sanderson, 1992). Esta desviación está íntimamente relacionada con el grado de anisotropía que presenta la roca, que además se puede calcular como se demuestra mediante el método analítico presentado en el capítulo 4. Estas observaciones deben ser tenidas en cuenta a la hora de calcular campos de esfuerzos a partir de poblaciones de fracturas mediante métodos de inversión de esfuerzos. Además también ha quedado en evidencia cómo las fracturas una vez formadas no rotan siempre como un elemento pasivo, sino que pueden hacerlo en sentido contrario si existe una fuerte anisotropía.

En los modelos analógicos expuestos en el capítulo 3 se puede observar cómo la relación entre la longitud de las fracturas y el desplazamiento depende de la tasa de deformación y de la resistencia del material. Dependiendo de las propiedades mecánicas del medio y de la tasa de deformación se forman un tipo de fracturas u otro, que además pueden propagar o abortarse con el incremento de la deformación. Estos resultados pueden ser útiles a la hora de realizar interpretaciones y reconstrucciones de la historia deformativa de rocas en el campo.

A partir de los modelos analógicos y de las fracturas de pequeña escala medidas en el campo se ha observado que los ángulos con los que se forman las fracturas en rocas dúctiles y anisótropas pueden ser considerablemente mayores a los esperados según los criterios de Mohr-Coulomb, Tresca y Von Mises. La ductilidad y la presencia de una

anisotropía mecánica puede hacer que los ángulos entre el esfuerzo principal compresivo (σ_1) y las fracturas sean de 50°-60°. Este hecho debe ser tenido en cuenta a la hora de interpretar estas estructuras en el campo. La anisotropía y la ductilidad hacen que los sistemas sean mucho más complejos que los descritos en los estudios clásicos, que se realizaron con rocas isótropas y asumiendo condiciones elastoplásticas.

Otra observación, que ha quedado patente a partir de los modelos analógicos de los capítulos 3 y 4, es que en algunos materiales no se produce localización sin la presencia de algún tipo de heterogeneidad. En este sentido la anisotropía, ya sea por la alternancia de materiales o por la orientación preferente de minerales, favorece claramente la localización al contribuir a la partición de los esfuerzos y el *strain*.

Finalmente, y a partir tanto de observaciones de campo como de modelos analógicos y numéricos, queda patente la importancia del sistema de fracturas o *shear bands* subparalelo a las capas o planos de anisotropía. En el campo resulta difícil observar este *set*, que sin embargo puede llegar a ser el dominante aunque no se pueda medir. Esto significa que, por ejemplo, en el caso de campo analizado en el capítulo 2 el *strain* finito mínimo alcanzado por la roca desde la nucleación de la primera fractura podría ser mucho mayor de lo que se ha podido estimar si también se pudiera medir y cuantificar el impacto del *set* subparalelo a la foliación.

6.4. Comentarios finales y propuestas para el futuro

En esta tesis doctoral se ha utilizado una metodología que combina el estudio de estructuras reales en el campo con modelos analógicos desarrollados en laboratorio y con series de simulaciones numéricas. Los resultados muestran que la combinación de diferentes métodos es muy útil para abordar el estudio de procesos naturales complejos. Como se ha explicado en la introducción de la tesis, cada uno de los métodos utilizados presenta unas ventajas y unas desventajas que deben ser tenidas en cuenta a la hora de interpretar los resultados.

El proyecto inicial de esta tesis contemplaba más estudios de campo para complementar el análisis que se presenta en el capítulo 2 a partir de estructuras reales en el Cap de Creus. Inicialmente se planteó estudiar también *shear bands* anastomosados en rocas miloníticas tanto en el Cap de Creus como en el Moine Thrust Belt (NW Escocia). Aunque se tomaron cientos de datos en ambos casos, no ha habido tiempo material para procesarlos y discutirlos en esta memoria. Por otro lado, el aprendizaje de tres técnicas complejas, como son el estudio avanzado de estructuras de campo, la modelización experimental y los métodos numéricos, requiere una cantidad muy grande de tiempo. Por lo tanto, en el periodo de tiempo que dura una tesis doctoral (4-5 años) resulta muy complicado abordar tantos temas a la vez, tratarlos desde diferentes puntos de vista y relacionar finalmente los resultados obtenidos. En un futuro se espera poder ampliar este estudio con otros trabajos de campo que ayuden a mejorar la comprensión de la localización de deformación en rocas anisótropas y medios dúctiles.

Todos los estudios que se presentan en esta tesis han quedado restringidos a dos dimensiones. A pesar de que las estructuras reales son tridimensionales y que los estudios en 2-D son simplificaciones de la realidad, en este trabajo ha quedado de manifiesto la dificultad de abordar problemas complejos incluso cuando estos son tratados tan sólo en dos dimensiones. Las fracturas obtenidas en los modelos analógicos presentados son, en general, muy paralelas al eje *Y* en la tercera dimensión, y por lo tanto tampoco tenía sentido su estudio en 3-D. Por otro lado, la alta complejidad de las simulaciones de elementos finitos en 2-D hace que sea realmente difícil su expansión a la tercera dimensión. No obstante, la ampliación de estos trabajos para casos tridimensionales es un objetivo de investigación para el futuro.

6.5. Bibliografía

- Bradshaw, G. A. y Zoback, M. D. 1988. Listric normal faulting, stress refraction, and the state of stress in the Gulf Coastal Basin. *Geology* 16(3), 271-274.
- Logan, J. M., Friedman, M., Higgs, N. G., Dengo, C. y Shimamoto, T. 1979. Experimental studies of simulated gouge and their application to studies of natural fault gouge. In: Proc. Conf. VIII, Analysis of Actual Fault Zones in Bedrock. U.S. Geol. Surv. Open-file Rep., 305-340.

- Means, W. D., Hobbs, B. E., Lister, G. S. y Williams, P. F. 1980. Vorticity and non-coaxiality in progressive deformations. *Journal of Structural Geology* 2(3), 371-378.
- Passchier, C. W. y Trouw, R. A. J. 1996. *Microtectonics*. Springer, Berlin.
- Peacock, D. C. P. y Sanderson, D. J. 1992. Effects of layering and anisotropy on fault geometry. *Journal of the Geological Society of London* 149(5), 793-802.
- Treagus, S. H. 1998. Strain refraction in layered systems. *Journal of Structural Geology* 10, 517-527.

Anexos

Anexos

El apéndice de esta tesis está separado en las siguientes secciones:

- El **Anexo A** presenta las simulaciones de elementos finitos utilizadas para validar el método analítico presentado en el capítulo 2.
- El **Anexo B** incluye una serie de tablas para estimar el ángulo inicial de fracturas (α_0), la vorticidad (ω) y el *strain* finito mínimo (*Rf*), tal y como se describe en el capítulo 2.
- En el **Anexo C** se describe el aparato utilizado para la deformación experimental.
- El **Anexo D** explica la metodología utilizada para construir los modelos analógicos de los capítulos 3 y 4.
- El **Anexo E** contiene una ficha de cada experimento realizado en los capítulos 3 y 4, exceptuando los test de análisis de propiedades mecánicas de los materiales.
- El **Anexo F** presenta gráficos con resultados complementarios de las simulaciones numéricas descritas en el capítulo 5.

Anexo A. Finite Element numerical simulations used to validate the analytical model presented in Chapter 2.

As described in chapter 2, the proposed analytical method has been tested for a range of vorticities and initial fault angles with series of finite element models. The numerical simulations were made using the code BASIL (Barr and Houseman, 1996).

The models were two-dimensional and consisted of a square containing a narrow ellipse in the centre (Fig. A1). The host rock was simulated by a homogeneous isotropic linear viscous material with a viscosity (η) of one. A single layer of viscosity 1.1 represented the foliation in the host rock. The fault, located in the centre of each model, was simulated by a narrow ellipse with a viscosity of 0.01. Two types of initial geometries were considered, with the ellipse oriented at 45° and 75° to the foliation, respectively. These two models were deformed under different velocity boundary conditions, from simple to pure shear with the following angles between flow apophyses (ω): 0° (simple shear), 30° , 60° and 90° (pure shear). The grid was generated with a self-meshing routine using Delauney triangles with a minimum angle of 10° .

The parameters α , β and L/T can be measured at different deformation stages and then used to calculate the initial fault angle α_0 and kinematic vorticity number (Wk). The results can then be compared with the real initial configuration of the models. Fig. A2 presents the results of the 8 models used to test the method.

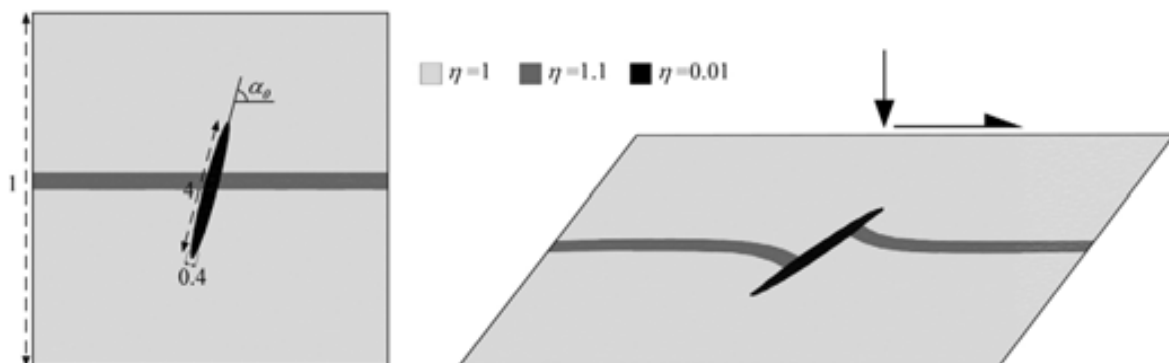


Fig. A1. (a) Initial configuration in finite element simulations with BASIL for an initial fault angle of 75° . (b) Geometry at the end of a simulation for $Wk=0.5$ at a finite strain of $Rf=2.6$

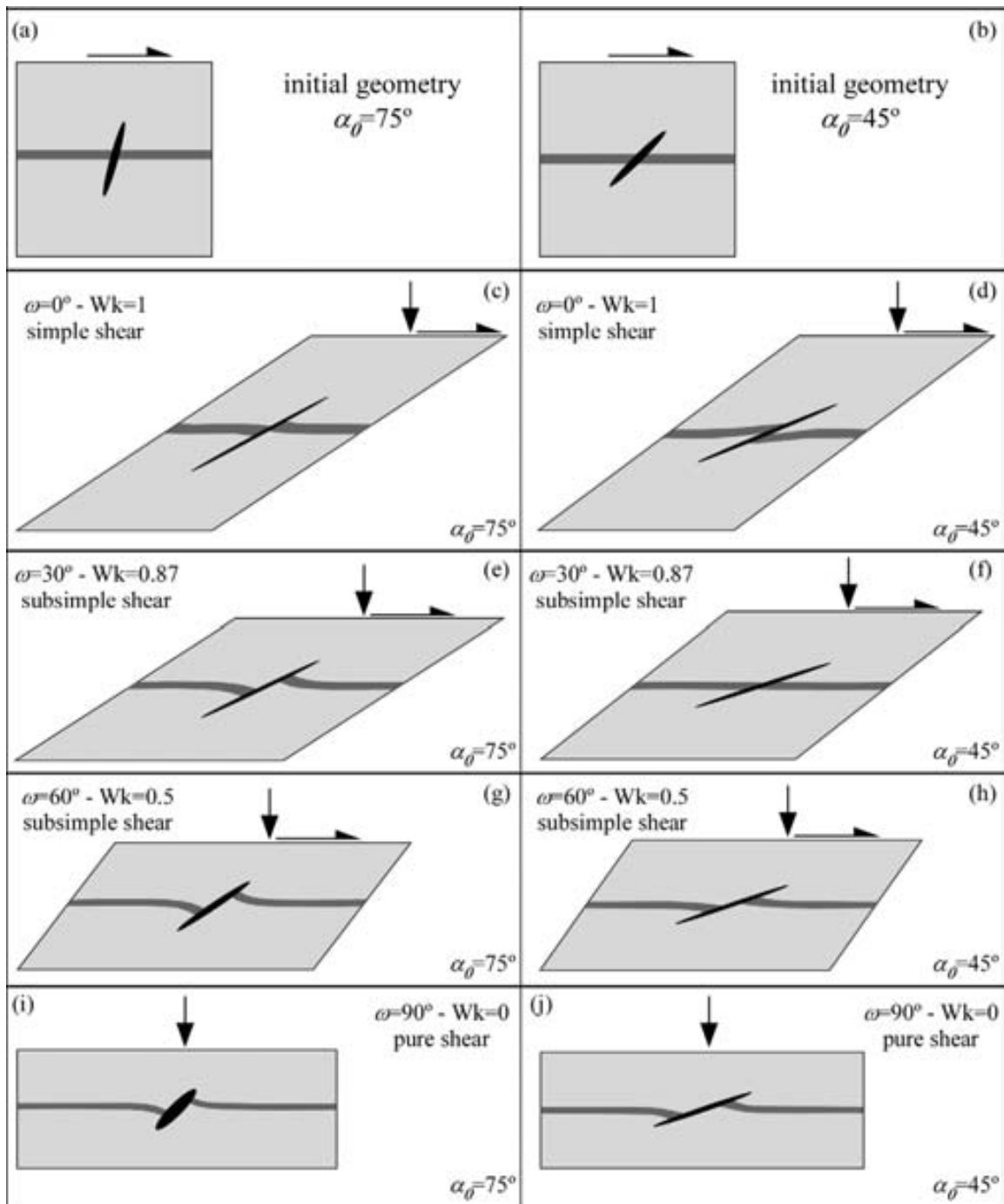


Fig. A2. Initial geometry of the (a) $\alpha_0 = 75^\circ$ and (b) $\alpha_0 = 75^\circ$ models. (c-j) final geometries of the FEM models after some deformation. The parameters α , β and L/T can be measured at different deformation stages for each model.

Anexo B. Charts to estimate initial fault angle (α_0), vorticity (ω) and minimum finite strain (Rf)

To use these charts, measure the following parameters from a number of fault systems, preferably at different stages of development (Fig. B1):

- The angle between the fault and the foliation away from the fault (α);
- The angle between the fault and the deflected foliation at the fault (β);
- The ratio (L/T) of the thickness of a layer away from the fault (T) and the thickness of the same layer parallel to the fault and at the fault (L).

Each pair of graphs is for a certain vorticity, defined by the angle between the flow apophyses (ω) or the vorticity number (Wk). Arrows in the graphs show α - β (left) and L/T - β (right) paths as a function of increasing finite strain and initial fault orientation (α_0). Dashed lines are finite strain contours at $Rf=2, 4, 8,$ and 16 .

Plot your measurements on a transparency, using the blank pair of graphs provided (Fig. B2). Then overlay your plot on the graphs (Figs. B3 to B6) and find the vorticity where your data most closely follow one single arrow on both graphs. The arrow fitting your data points provides you with the starting orientation of the faults. Ideally, each data point should have the same finite strain in both graphs as well.

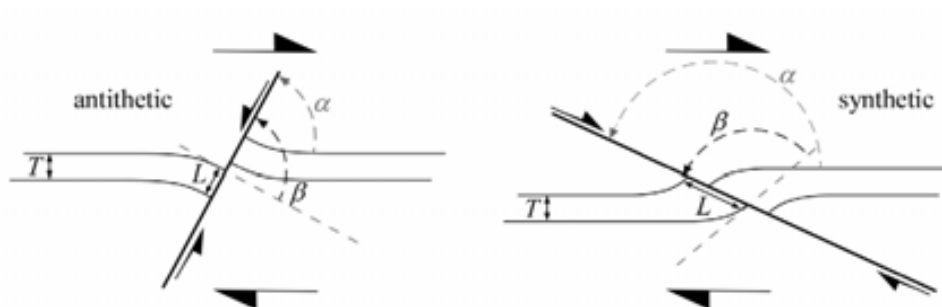


Fig. B1. Definition of parameters.

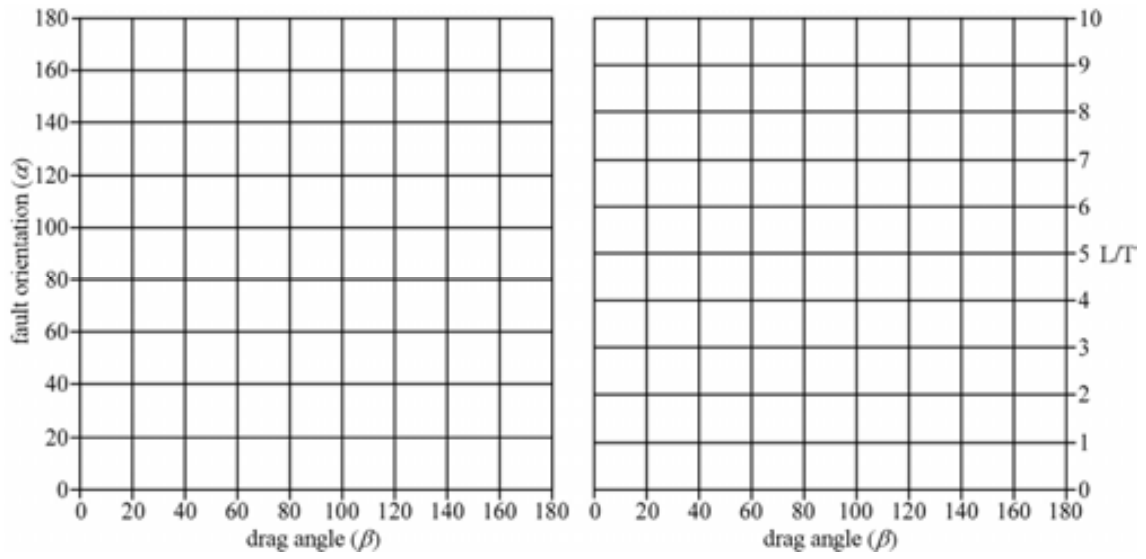
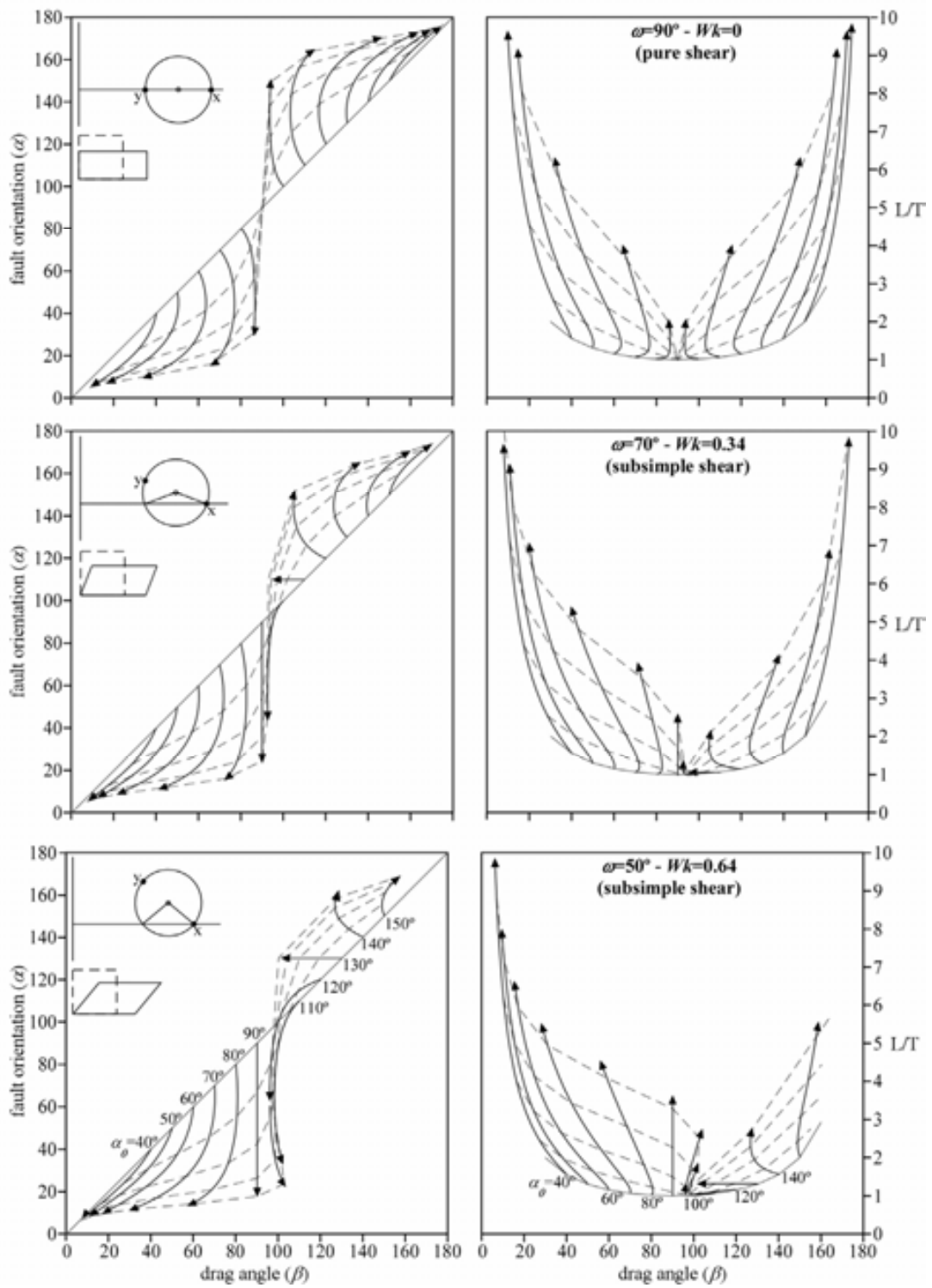
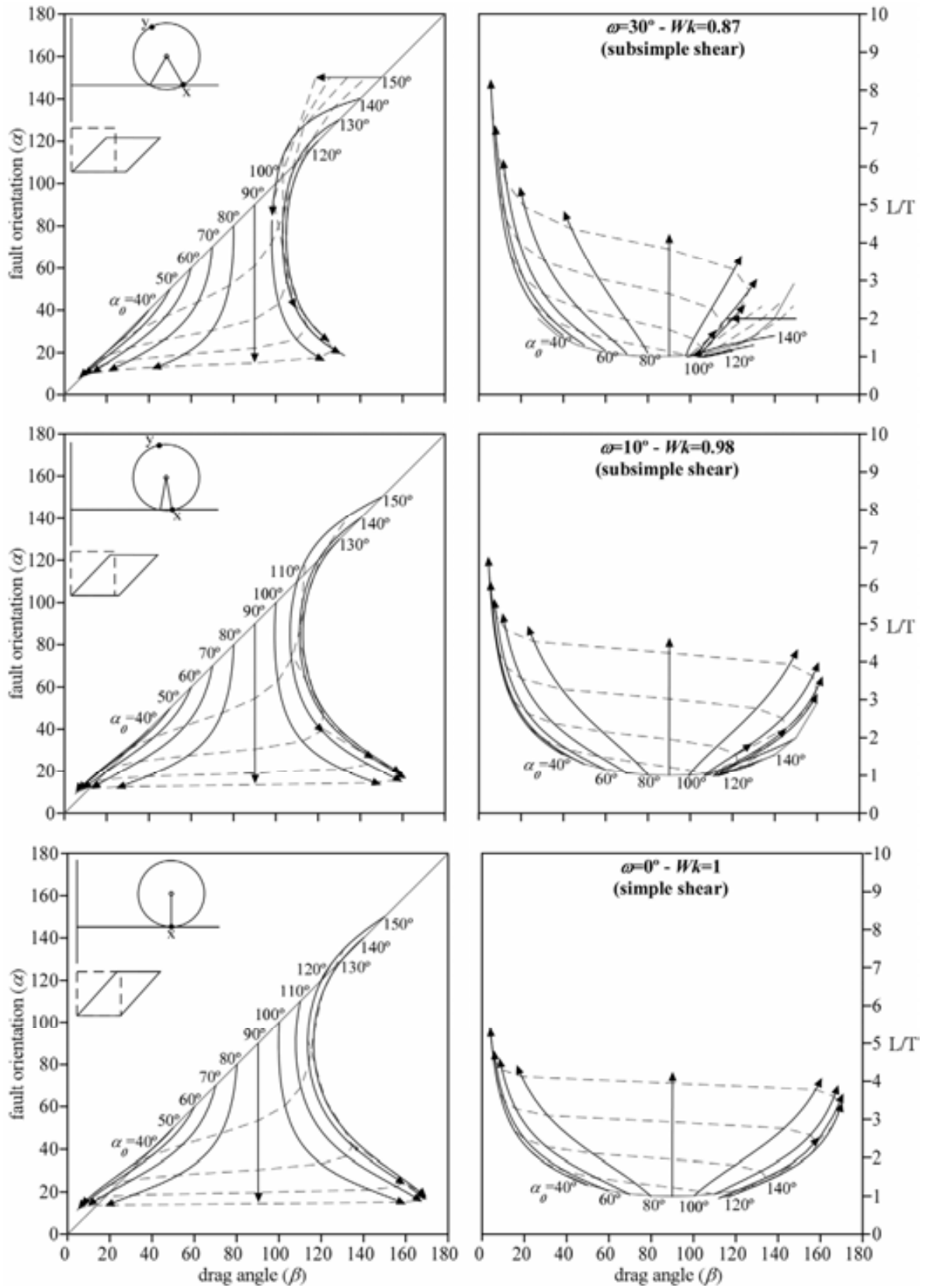
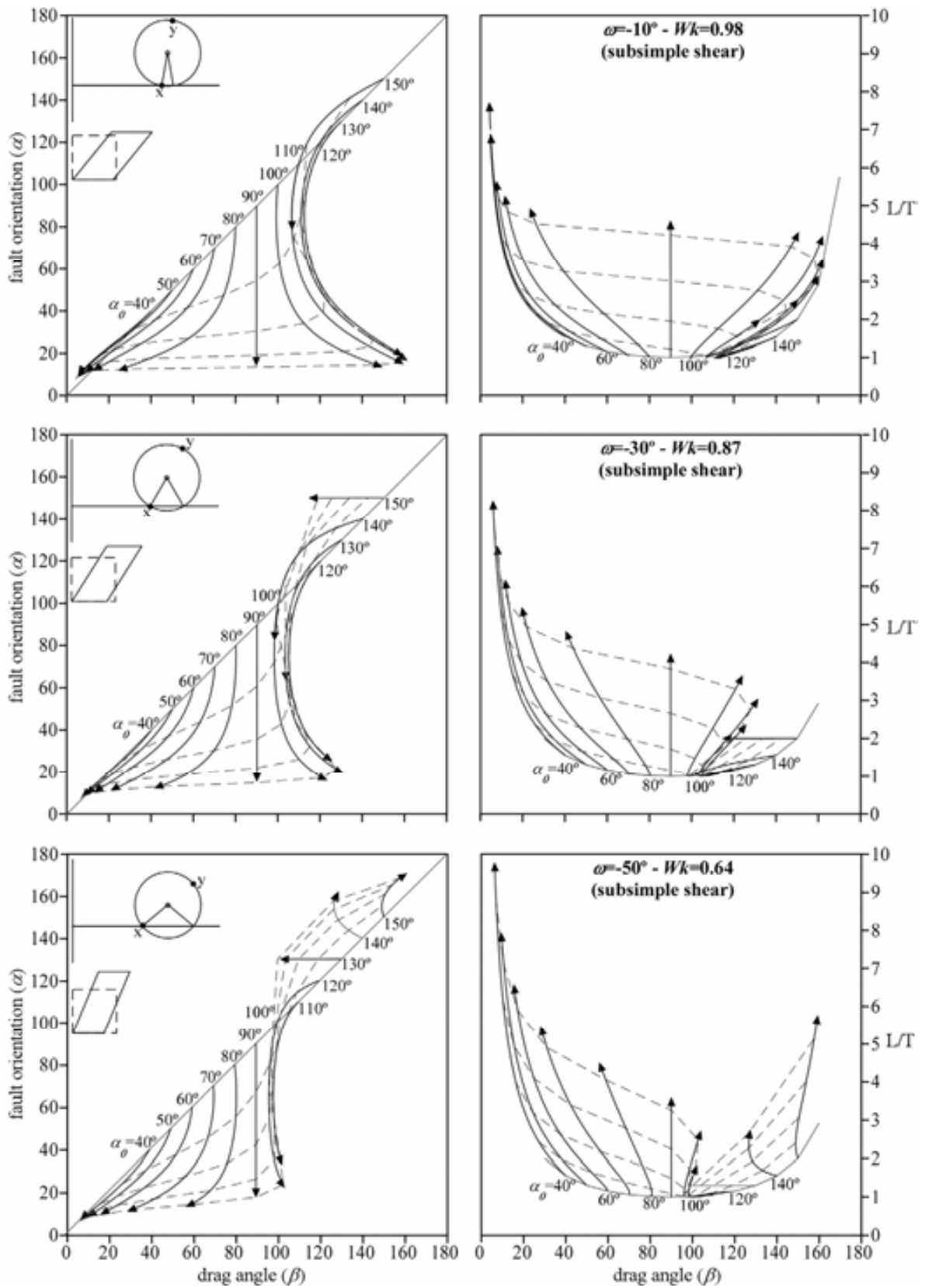


Fig. B2. Data can be plotted on a transparency using these blank charts.







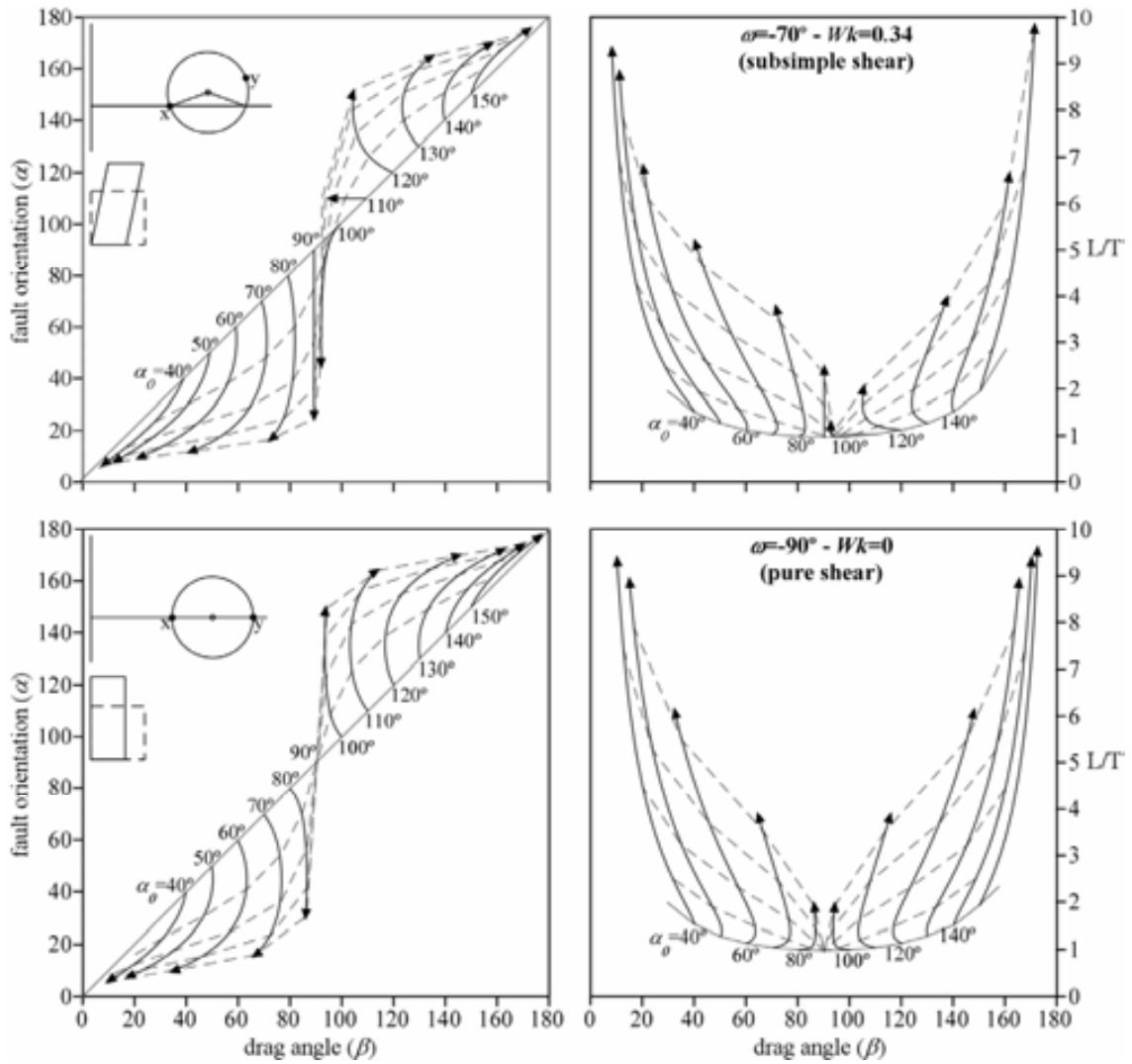


Fig. B3 to B6. Curves of α and L/T as a function of β for different angles between flow apophyses (ω) and starting orientations of the fault (α_0). Insets show the Mohr-circle for stretch for an R_f -value of 4. Dashed lines are finite strain contours at $Rf = 2, 4, 8, \text{ and } 16$.

Anexo C. Description of the deformation apparatus

All the analogue experiments analysed in this thesis were made at the deformation laboratory of the UAB, using the prototype BCN-stage (Fig. C1). The fundamentals of this apparatus are described in Carreras et al. (2000).

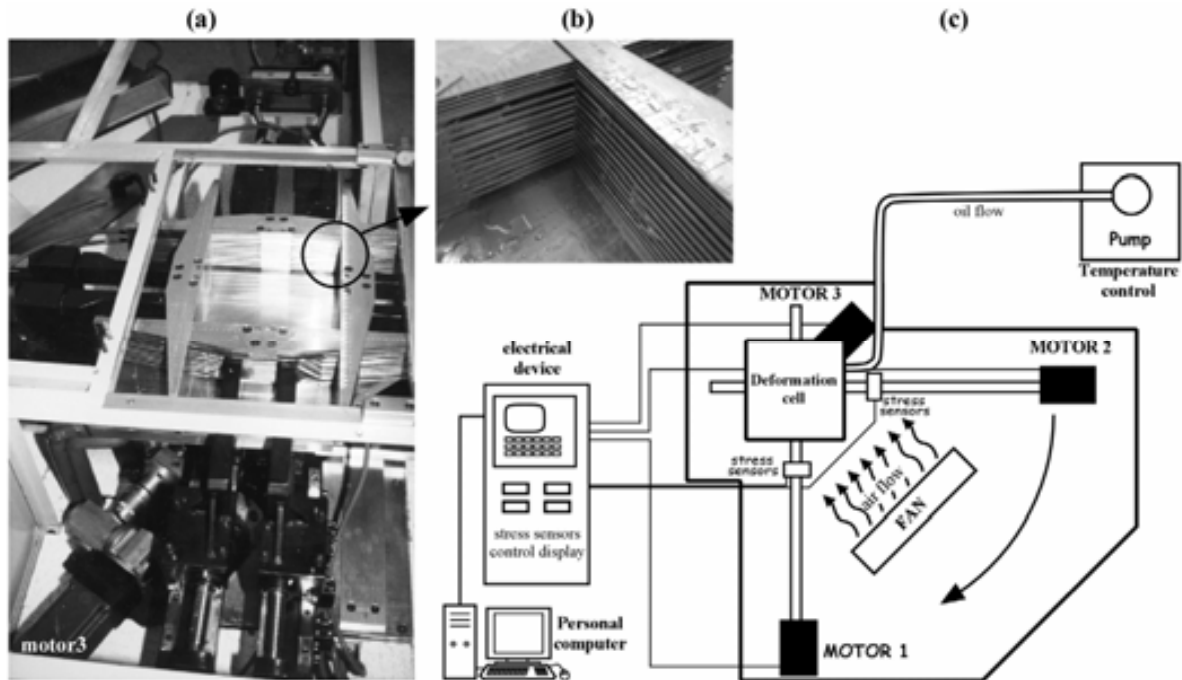


Fig. C1. (a) General view of the prototype BCN-stage, (b) detail of the deformation cell and (c) sketch showing the elements of this machine (modified from Griera, 2005).

This prototype is based on a deformation cell with parallelogram geometry. This cell is originally oriented parallel to a reference frame (X, Z). Their walls are made of a stack of slices that can move between them (Fig. C1-b). In order to maintain confinement, the walls of the deformation cell are covered by paper so that the analogue material does not flow out of the cell.

The apparatus has three motors controlled by a computer. The movement of motors 1 and 3 produce longitudinal displacements of the walls, while motor 2 makes the axis Z rotate in a dextral sense. With this configuration the apparatus can theoretically apply boundary conditions to the models in the continuous spectra from pure to simple shear ($0 < Wk < 1$) (Fig. C2), where Wk is the kinematic vorticity number (Means et al., 1980).

Besides vorticity, the computer controls the strain rate applied by each motor. Four stress gauges record the force (F) applied by the apparatus (Fig. C1-c). Temperature is increased or decreased by a refrigeration circuit that injects either cool or warm oil to an electric fan. The computer allows changing strain rate of each motor and vorticity at all times.

The deformation cell is located on top of a copper plate, and it is covered by an armoured glass to maintain confinement. On top of this glass there is a photo camera to register a continuous record of the upper surface of the experiment.

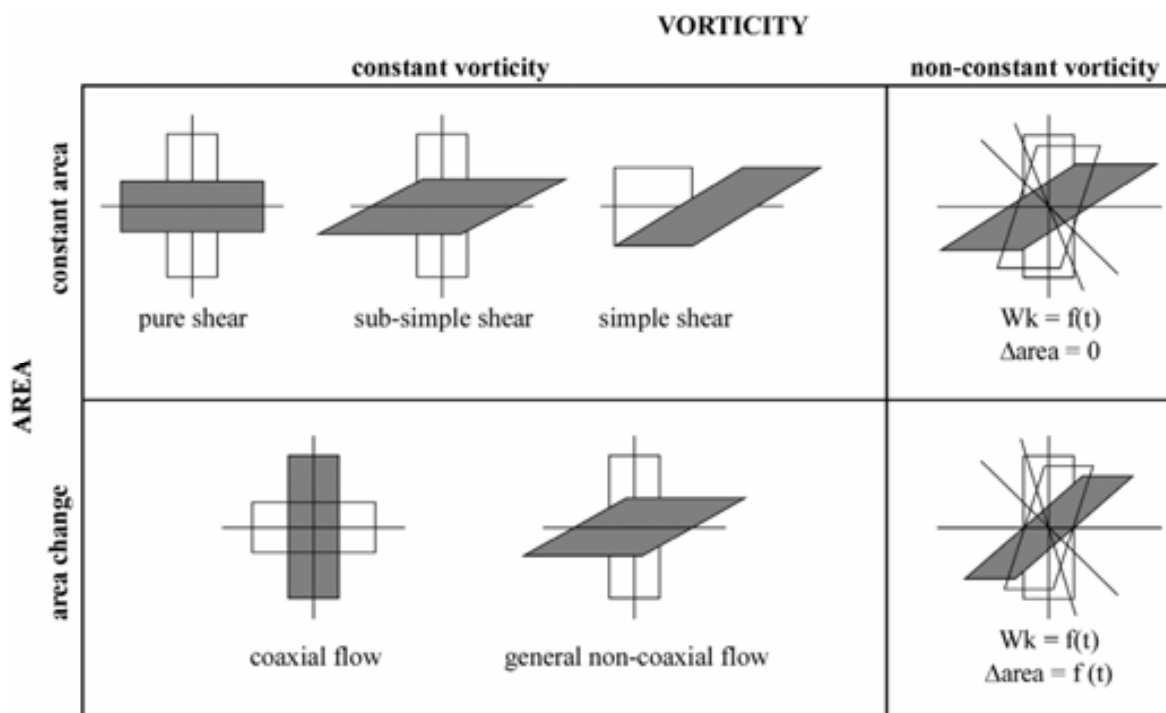


Fig. C2. Sketch showing all the possible types of deformation that can be applied by the deformation apparatus (modified from Grier, 2005).

Anexo D. Method used to build the analogue models of chapters 3-4

Two types of analogue models are described in chapters 3 and 4: (a) small cubes to test the mechanical properties of the experimental materials and (b) multilayers to study deformation localisation and the development of fracture networks.

The models were made of mixtures of different combinations of plasticine, vaseline and confetti (paper and plastic flakes). The composition of each model is described in appendix E.

In order to build the multilayers the following procedure has been used (Fig. D1):

1. The ingredients of the mixtures were blended.
2. Layers were made with constant amounts of mixture with the help of a rolling pin and a hard plastic frame. Using this technique paper flakes were statistically oriented subparallel to layers.
3. Alternating layers of different colours were stacked.
4. The final block was slightly compressed perpendicularly to layering with small weights for 24 hours approx.
5. The model was cut with a power saw with the appropriate dimensions.
6. The model was impregnated of vaseline and introduced in the deformation apparatus. The top surface was impregnated of glycerine instead.
7. The room was heated to the experimental temperature (26 °C) for a period of 12 hours before starting deformation.

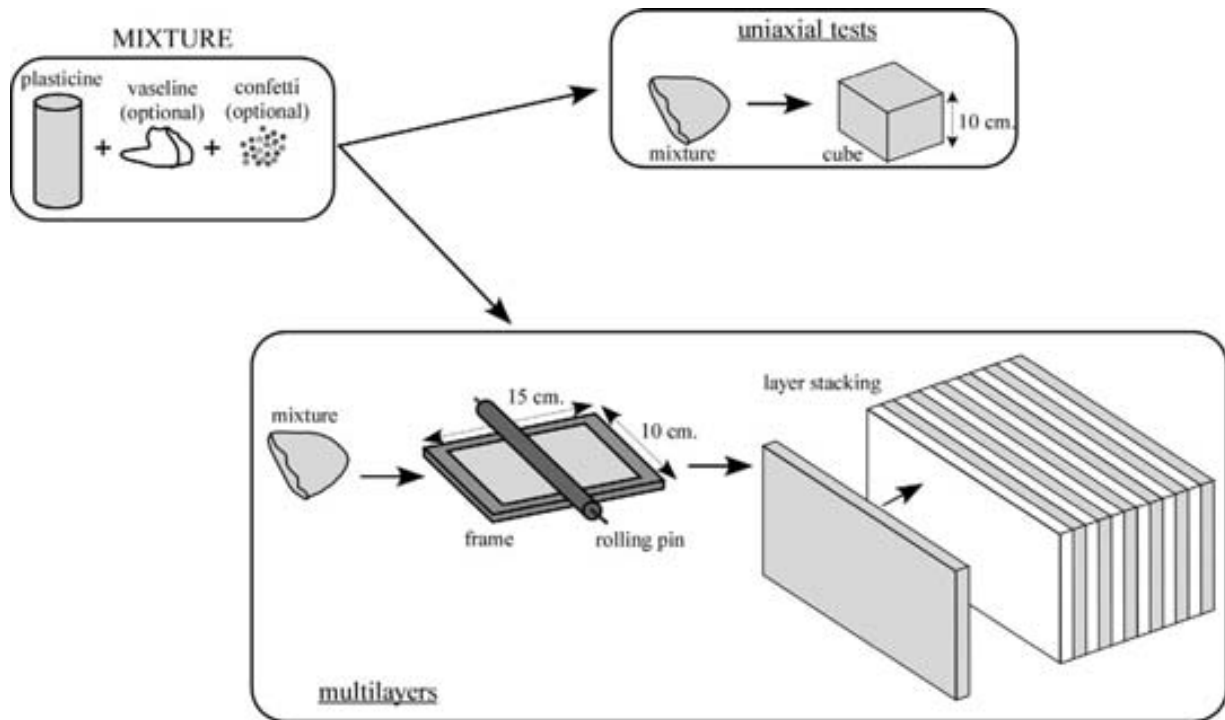
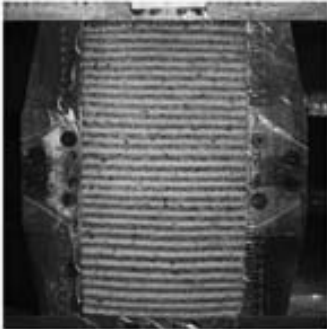
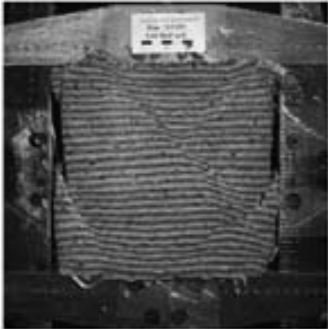

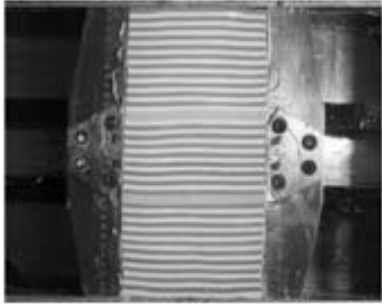






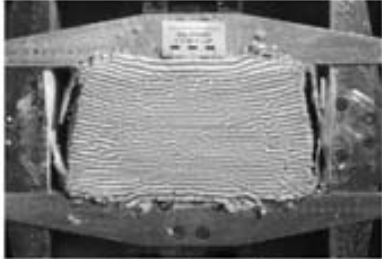
Fig. D1. Procedure to build the analogue models analysed in chapters 3 and 4.

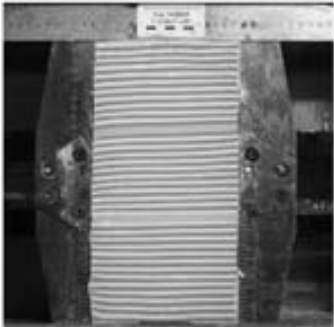
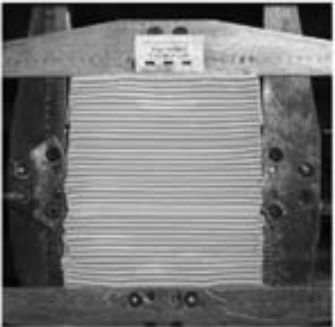
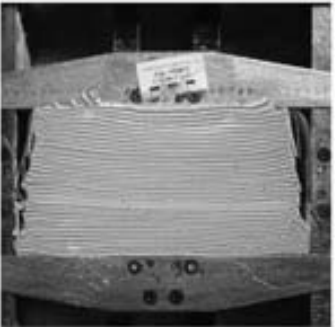
Anexo E. Analogue models files


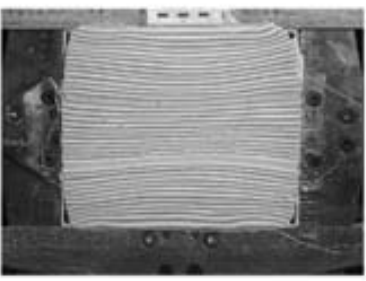
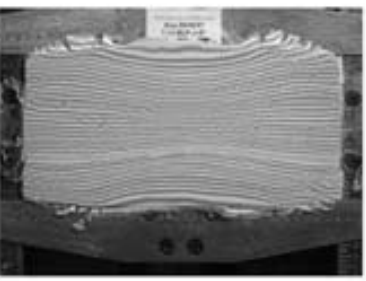
This appendix presents one file for each multilayer model analysed in chapters 3 (Fig. E1) and 4 (Fig. E2).

Experiment number: 5.02		Date: 13/11/2001
<p>AUTHOR: DESCRIBED IN: Chapter 3 (model D)</p> <p>GEOMETRICAL DESCRIPTION</p> <ul style="list-style-type: none"> · Initial dimensions: 297·145·100 mm. · Initial orientation of anisotropy $\varphi_0 = 0^\circ$ 	<p>EXPERIMENTAL MATERIALS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Plasticine: Jovi blue and pink 90% · Vaseline: 0% · Paper flakes: 10% <p>DEFORMATION CONDITIONS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Pure shear, confined · Temperature: 26 °C · Strain rate: $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 	
PHOTOGRAPHS		
 <p>0 %</p>	 <p>30 %</p>	 <p>50 % shortening</p>

Experiment number: 7.10		Date: 07/02/2007
<p>AUTHOR: Enrique Gómez-Rivas DESCRIBED IN: Chapter 3 (model A₁)</p> <p>GEOMETRICAL DESCRIPTION</p> <ul style="list-style-type: none"> · Initial dimensions: 307·150·100 mm. · Initial orientation of anisotropy $\varphi_0 = 0^\circ$ 	<p>EXPERIMENTAL MATERIALS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Plasticine: Oclu-Plast white and purple 100% · Vaseline: 0% · Paper flakes: 0% <p>DEFORMATION CONDITIONS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Pure shear, confined · Temperature: 26 °C · Strain rate: $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 	
PHOTOGRAPHS		
		
0 %	30 %	50 % shortening

Experiment number: 7.11		Date: 03/04/2007
<p>AUTHOR: Enrique Gómez-Rivas DESCRIBED IN: Chapter 3 (model C)</p> <p>GEOMETRICAL DESCRIPTION</p> <ul style="list-style-type: none"> · Initial dimensions: 288·145·100 mm. · Initial orientation of anisotropy $\varphi_0 = 0^\circ$ 	<p>EXPERIMENTAL MATERIALS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Plasticine: Jovi white and green 100% · Vaseline: 0% · Paper flakes: 0% <p>DEFORMATION CONDITIONS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Pure shear, confined · Temperature: 26 °C · Strain rate: $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 	
PHOTOGRAPHS		
		
0 %	30 %	50 % shortening

Experiment number: 7.13		Date: 14/06/2007
<p>AUTHOR: Enrique Gómez-Rivas DESCRIBED IN: Chapter 3 (model A₂)</p> <p>GEOMETRICAL DESCRIPTION</p> <ul style="list-style-type: none"> · Initial dimensions: 304·153·100 mm. · Initial orientation of anisotropy $\varphi_0 = 0^\circ$ 	<p>EXPERIMENTAL MATERIALS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Plasticine: Oclu-Plast white and purple 100% · Vaseline: 0% · Paper flakes: 0% 	
	<p>DEFORMATION CONDITIONS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Pure shear, confined · Temperature: 26 °C · Strain rate: $5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 	
PHOTOGRAPHS		
		
0 %	30 %	50 % shortening

Experiment number: 7.14		Date: 29/06/2007
<p>AUTHOR: Enrique Gómez-Rivas DESCRIBED IN: Chapter 3 (model A₃)</p> <p>GEOMETRICAL DESCRIPTION</p> <ul style="list-style-type: none"> · Initial dimensions: 294·159·100 mm. · Initial orientation of anisotropy $\varphi_0 = 0^\circ$ 	<p>EXPERIMENTAL MATERIALS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Plasticine: Oclu-Plast white and purple 100% · Vaseline: 0% · Paper flakes: 0% 	
	<p>DEFORMATION CONDITIONS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Pure shear, confined · Temperature: 26 °C · Strain rate: 10^{-4} s^{-1} 	
PHOTOGRAPHS		
		
0 %	30 %	50 % shortening

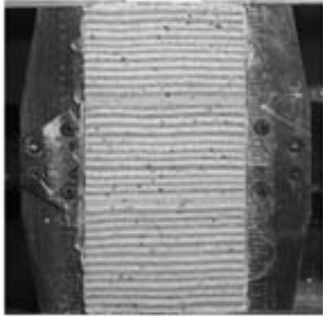

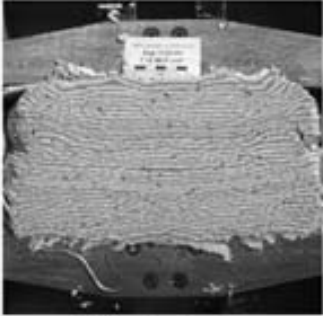
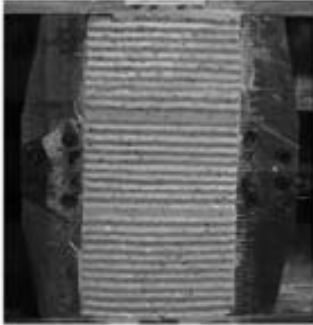
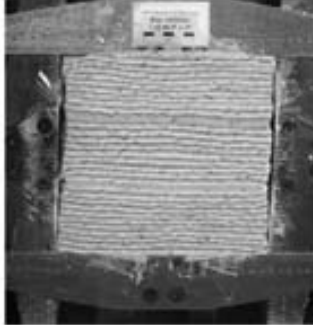
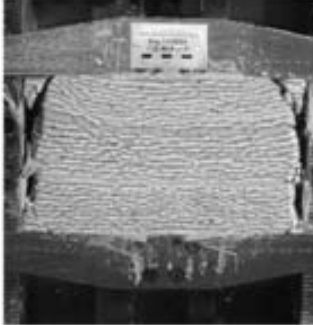
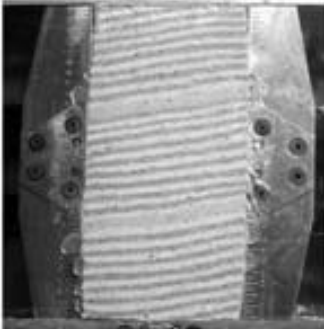
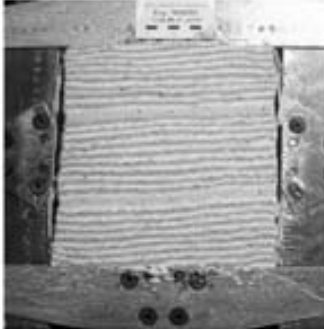
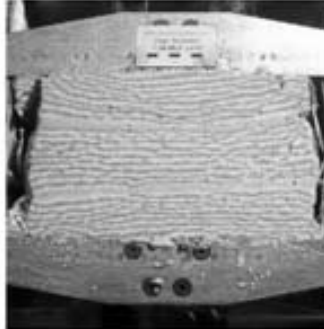
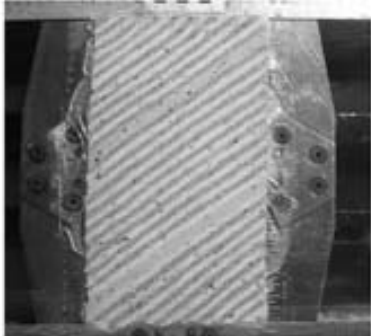
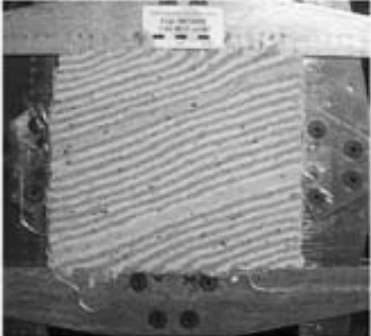
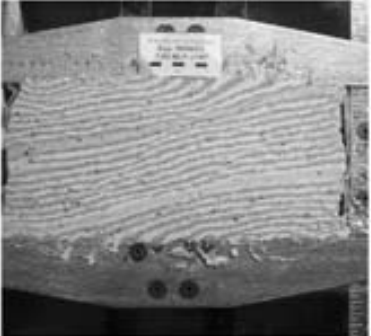
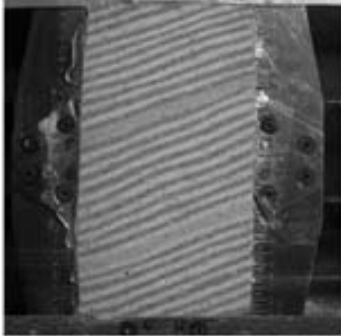
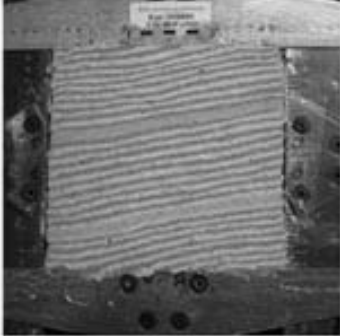

Experiment number: 7.15		Date: 17/07/2007
<p>AUTHOR: Enrique Gómez-Rivas DESCRIBED IN: Chapter 3 (model B)</p> <p>GEOMETRICAL DESCRIPTION</p> <ul style="list-style-type: none"> · Initial dimensions: 299·151·100 mm. · Initial orientation of anisotropy $\varphi_0 = 0^\circ$ 	<p>EXPERIMENTAL MATERIALS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Plasticine: Oclu-Plast white and purple 90% · Vaseline: 0% · Paper flakes: 10% 	
	<p>DEFORMATION CONDITIONS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Pure shear, confined · Temperature: 26 °C · Strain rate: $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 	
PHOTOGRAPHS		
 <p>0 %</p>	 <p>30 %</p>	 <p>50 % shortening</p>

Fig. E1. Files of the multilayer models analysed in chapter 3.

Experiment number: 7.02		Date: 14/09/2004
<p>AUTHOR: Enrique Gómez-Rivas DESCRIBED IN: Chapter 4</p> <p>GEOMETRICAL DESCRIPTION</p> <ul style="list-style-type: none"> · Initial dimensions: 302·149·100 mm. · Initial orientation of anisotropy $\varphi_0 = 0^\circ$ 	<p>EXPERIMENTAL MATERIALS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Plasticine: Oclu-Plast white and purple 80% · Vaseline: Brugarolas 8% · Paper flakes: 12% 	
		<p>DEFORMATION CONDITIONS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Pure shear, confined · Temperature: 26 °C · Strain rate: $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
PHOTOGRAPHS		
		
0 %	30 %	50 % shortening

Experiment number: 7.04		Date: 16/02/2005
<p>AUTHOR: Enrique Gómez-Rivas DESCRIBED IN: Chapter 4</p> <p>GEOMETRICAL DESCRIPTION</p> <ul style="list-style-type: none"> · Initial dimensions: 285·145·100 mm. · Initial orientation of anisotropy $\varphi_0 = 10^\circ$ 	<p>EXPERIMENTAL MATERIALS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Plasticine: Oclu-Plast white and purple 80% · Vaseline: Brugarolas 8% · Paper flakes: 12% 	
		<p>DEFORMATION CONDITIONS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Pure shear, confined · Temperature: 26 °C · Strain rate: $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
PHOTOGRAPHS		
		
0 %	30 %	50 % shortening

Experiment number: 7.05		Date: 06/04/2005
<p>AUTHOR: Enrique Gómez-Rivas DESCRIBED IN: Chapter 4</p> <p>GEOMETRICAL DESCRIPTION</p> <ul style="list-style-type: none"> · Initial dimensions: 270·153·100 mm. · Initial orientation of anisotropy $\varphi_0 = 40^\circ$ 	<p>EXPERIMENTAL MATERIALS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Plasticine: Oclu-Plast white and purple 80% · Vaseline: Brugarolas 8% · Paper flakes: 12% 	<p>DEFORMATION CONDITIONS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Pure shear, confined · Temperature: 26 °C · Strain rate: $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
PHOTOGRAPHS		
		
0 %	30 %	50 % shortening

Experiment number: 7.06		Date: 20/04/2005
<p>AUTHOR: Enrique Gómez-Rivas DESCRIBED IN: Chapter 4</p> <p>GEOMETRICAL DESCRIPTION</p> <ul style="list-style-type: none"> · Initial dimensions: 275·150·100 mm. · Initial orientation of anisotropy $\varphi_0 = 20^\circ$ 	<p>EXPERIMENTAL MATERIALS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Plasticine: Oclu-Plast white and purple 80% · Vaseline: Brugarolas 8% · Paper flakes: 12% 	<p>DEFORMATION CONDITIONS</p> <ul style="list-style-type: none"> · Pure shear, confined · Temperature: 26 °C · Strain rate: $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
PHOTOGRAPHS		
		
0 %	30 %	50 % shortening

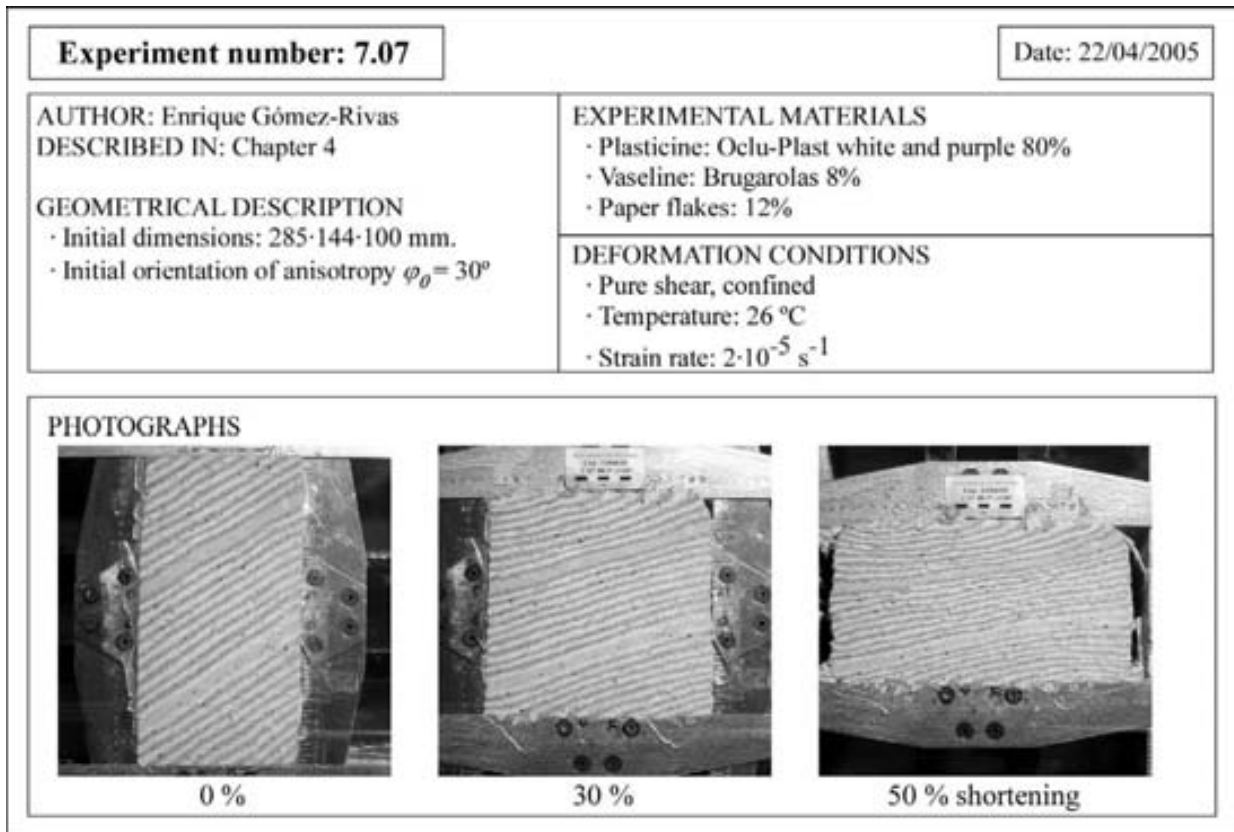


Fig. E2. Files of the multilayer models analysed in chapter 4.

Anexo F. Simulaciones numéricas de localización de deformación

Este anexo contiene series de simulaciones numéricas complementarias a las presentadas en el capítulo 5. En ese capítulo se mostraron y analizaron las series de modelos con capas de 4 elementos de espesor. En este apéndice se presentan resultados obtenidos de las series de modelos cuyas capas tienen 1 elemento de espesor (Tabla F.1) con el fin de complementar y ampliar los gráficos mostrados en la tesis.

Tabla F.1. Resumen de las combinaciones de parámetros utilizados para las simulaciones.

φ_0	m	layer thickness	boundary conditions	K	j	q
0°	2, 4, 8	1 <i>flynns</i>	pure shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3
45°	2, 4, 8	1 <i>flynns</i>	pure shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3
0°	2, 4, 8	1 <i>flynns</i>	simple shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3
45°	2, 4, 8	1 <i>flynns</i>	simple shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3
90°	2, 4, 8	1 <i>flynns</i>	simple shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3
135°	2, 4, 8	1 <i>flynns</i>	simple shear	1	0.5	0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3

Total: 126 simulaciones

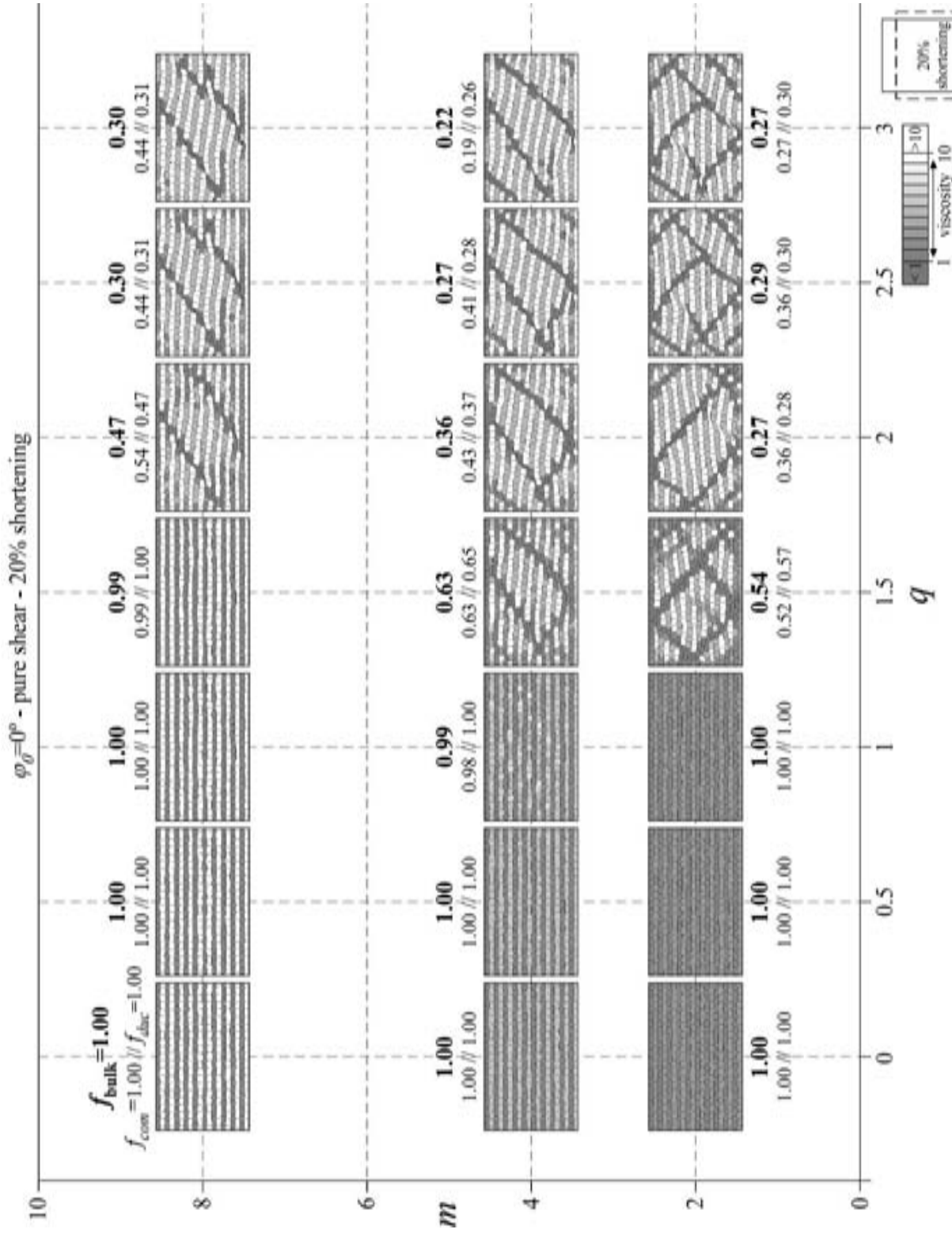


Fig. F1. Distribución de la viscosidad e índices de localización para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 0^\circ$ y deformados en cizalla pura hasta un acortamiento del 20%.

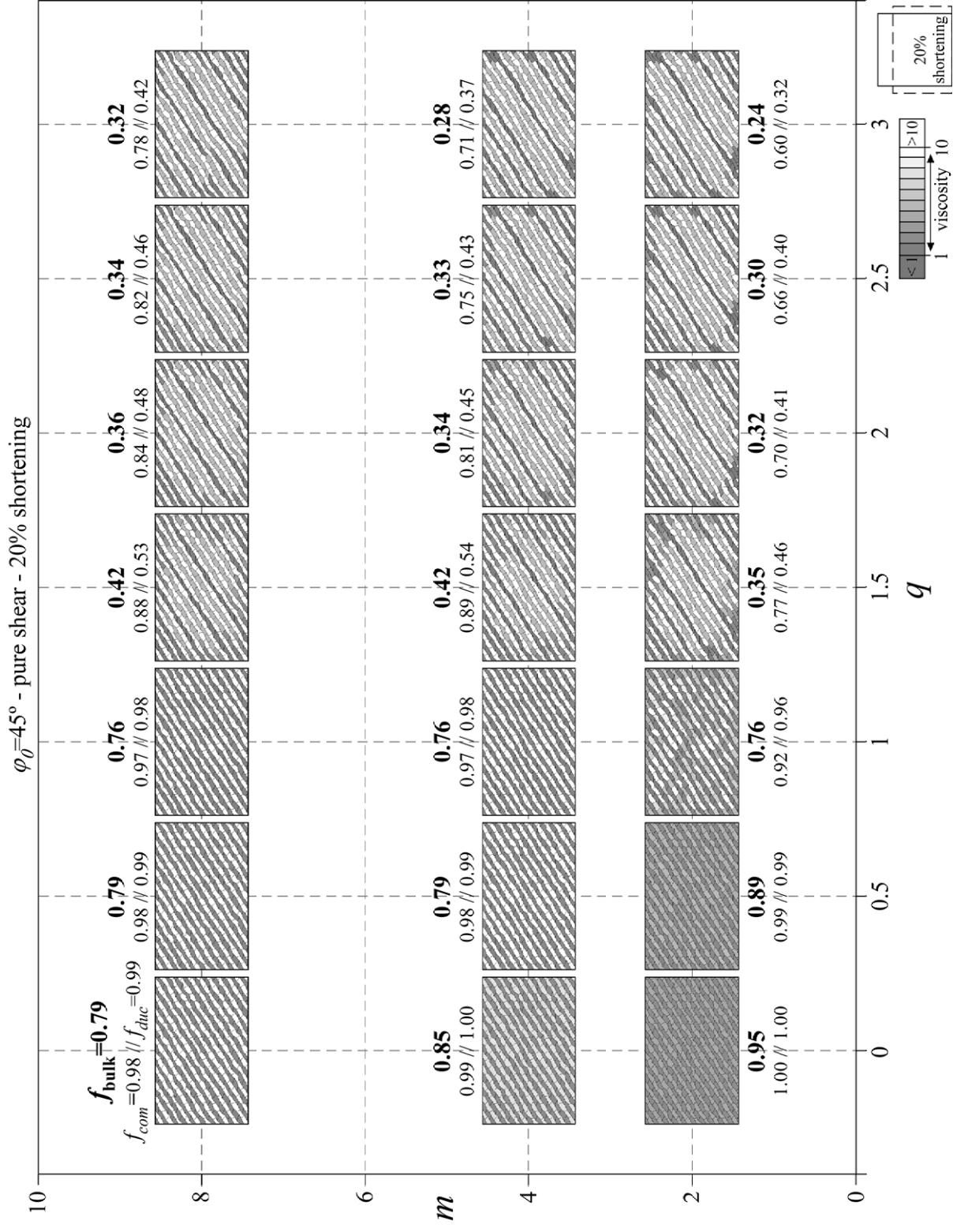


Fig. F2. Distribución de la viscosidad e índices de localización para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 45^\circ$ y deformados en cizalla pura hasta un acortamiento del 20%.

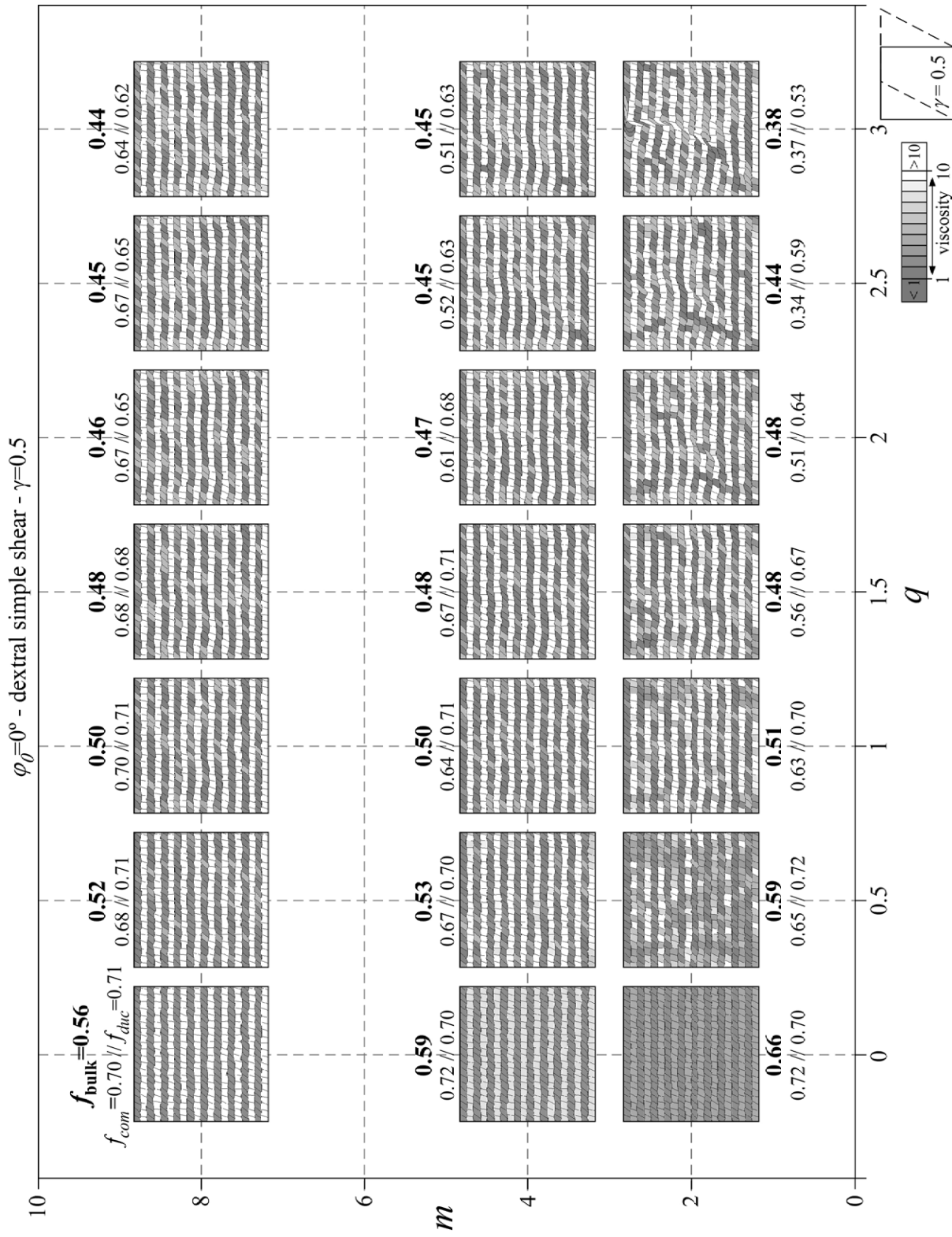


Fig. F3. Distribución de la viscosidad e índices de localización para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 0^\circ$ y deformados en cizalla simple hasta un *shear strain* $\gamma = 0.5$.

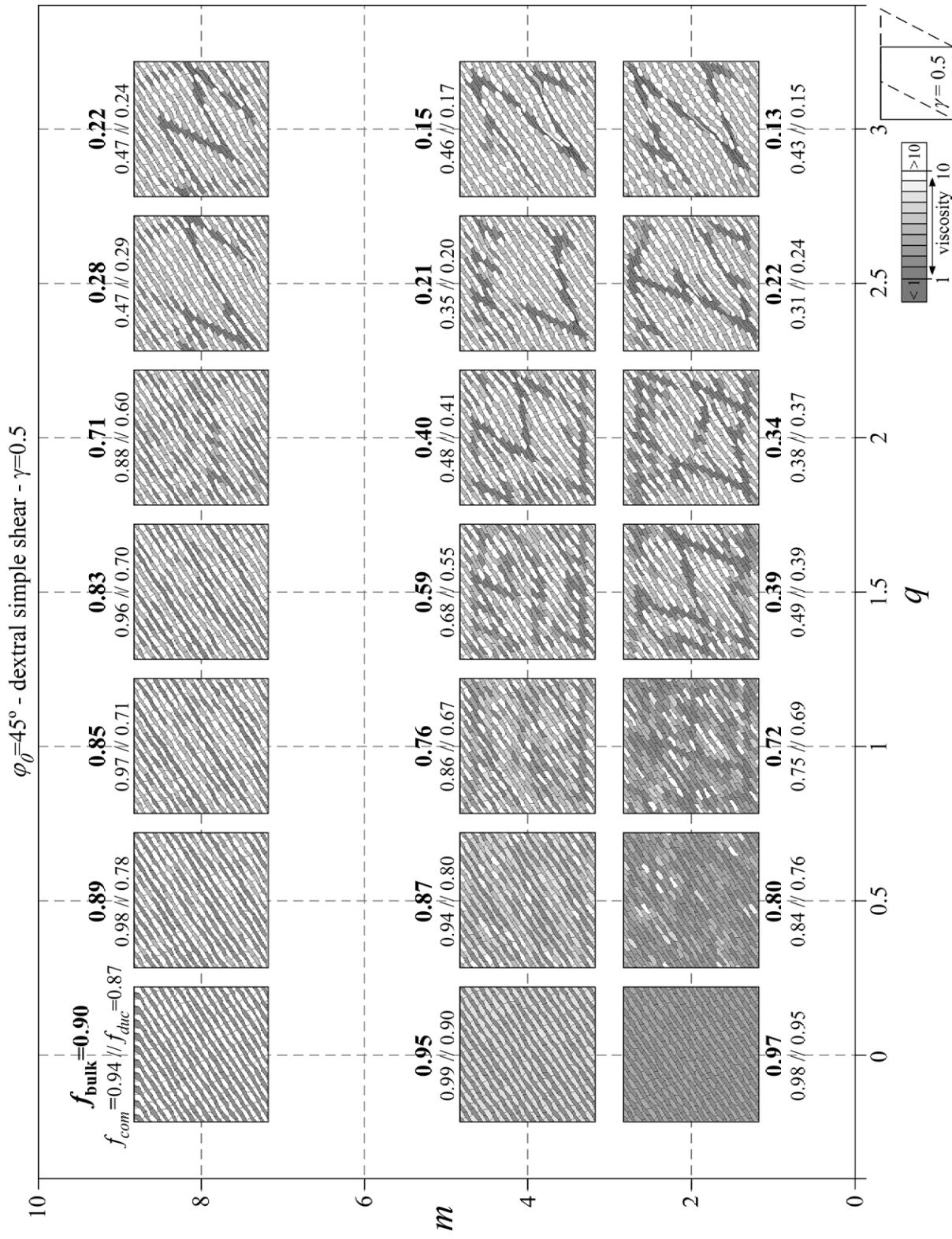


Fig. F4. Distribución de la viscosidad e índices de localización para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 45^\circ$ y deformados en cizalla simple hasta un *shear strain* $\gamma=0.5$.

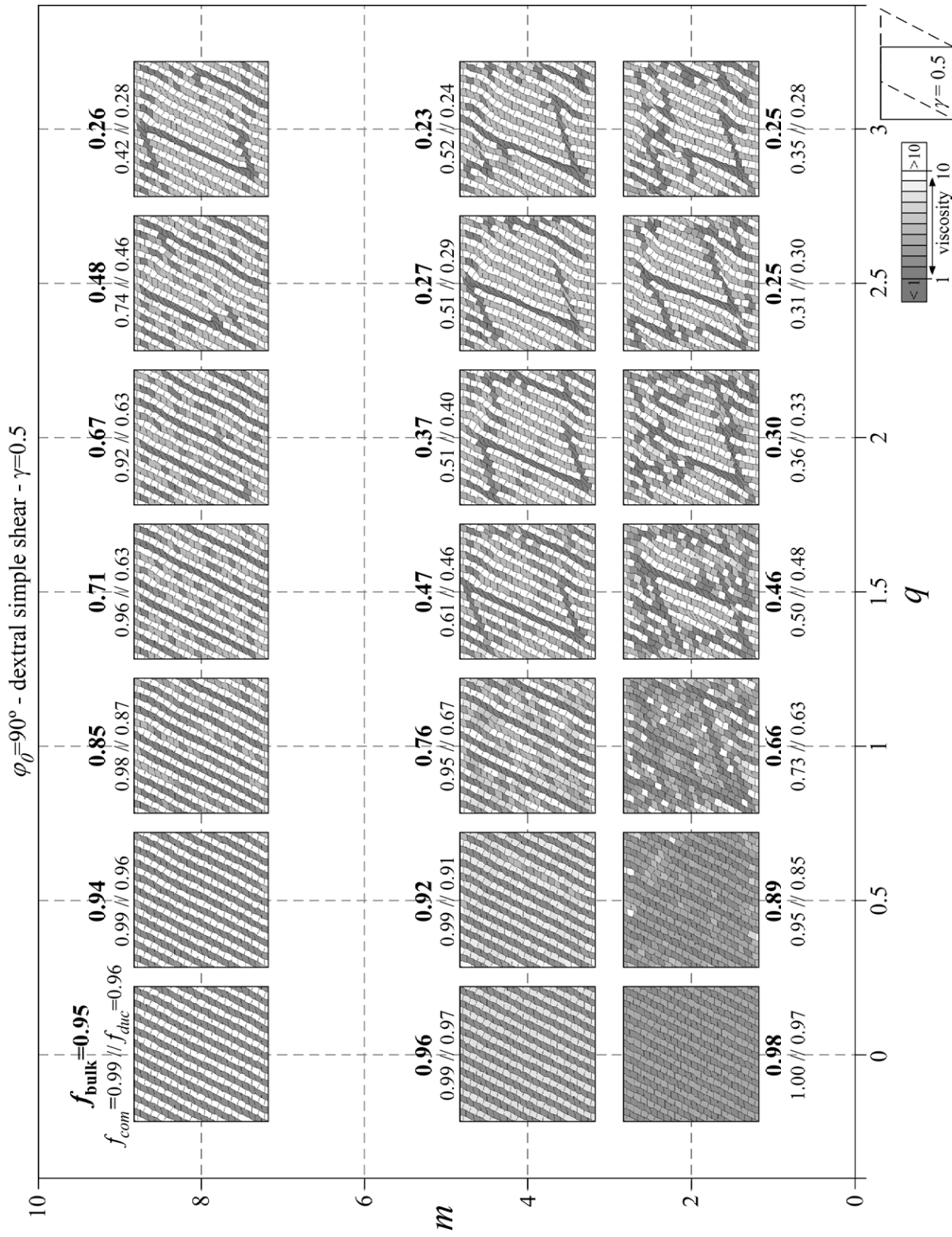


Fig. F5. Distribución de la viscosidad e índices de localización para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 90^\circ$ y deformados en cizalla simple hasta un *shear strain* $\gamma = 0.5$.

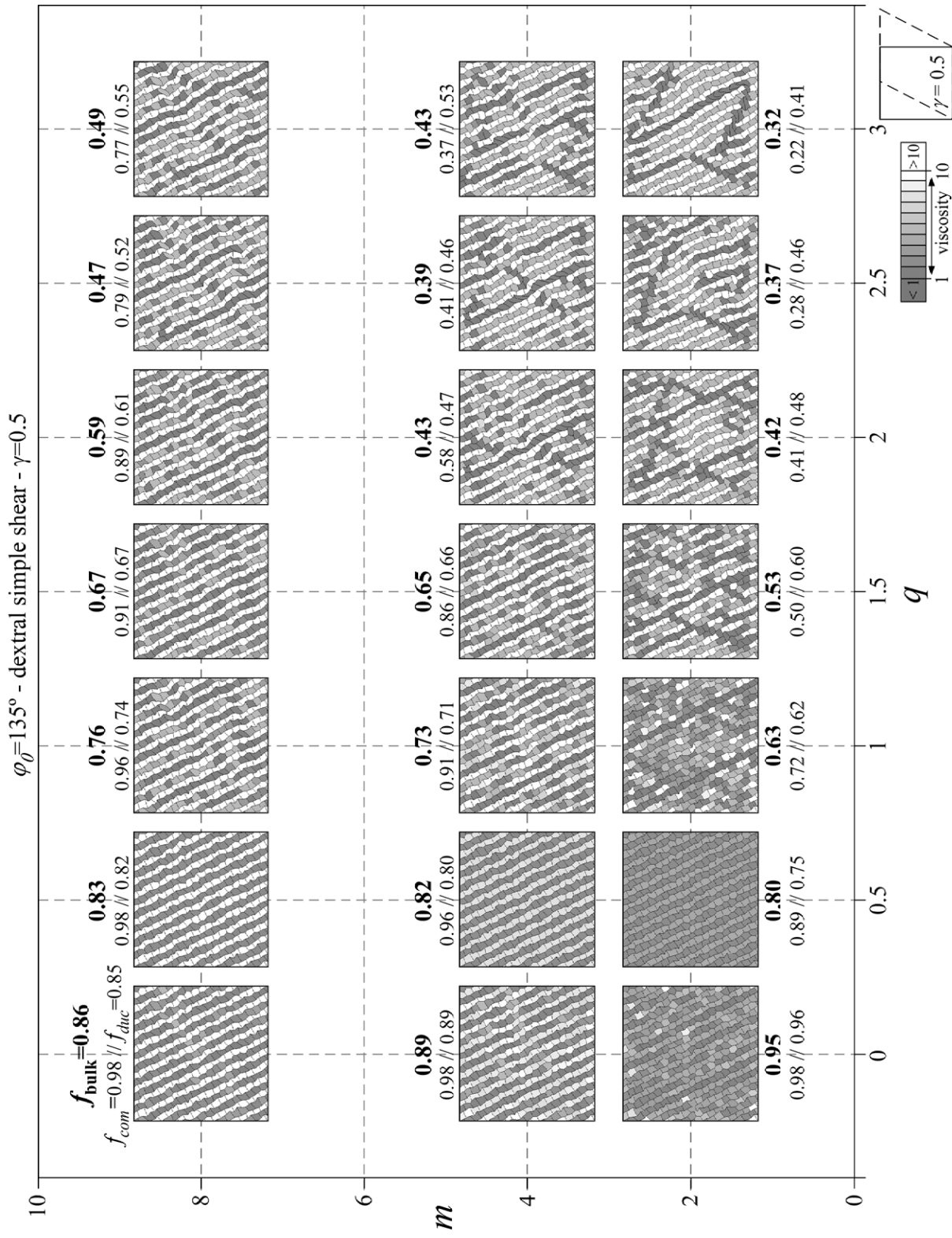


Fig. F6. Distribución de la viscosidad e índices de localización para una serie de modelos con un ángulo inicial $\varphi_0 = 135^\circ$ y deformados en cizalla simple hasta un *shear strain* $\gamma = 0.5$.

Bibliografía de los anexos

- Barr, T. D. and Houseman, G. 1996. Deformation fields around a fault embedded in a non-linear ductile medium. *Geophysical Journal International* 125, 473-490.
- Carreras, J., Julivert, M., Soldevila, A., Griera, A. and Soler, D. 2000. A deformation stage for analogue modelling of structures developed under variable degree of non-coaxiality. In: *Geoscience 2000*. University of Manchester, Abstracts volume, section Modelling in Structural Geology, 126.
- Griera, A. 2005. Estructures tectòniques i la seva relació amb la vorticitat cinemàtica: casos reals i models, Unpublished PhD thesis. Universitat Autònoma de Barcelona.
- Means, W. D., Hobbs, B. E., Lister, G. S. y Williams, P. F. 1980. Vorticity and non-coaxiality in progressive deformations. *Journal of Structural Geology* 2(3), 371-378.

