



**HAL**  
open science

# Transport and dispersion properties in fractured media

Alejandro Boschan

► **To cite this version:**

Alejandro Boschan. Transport and dispersion properties in fractured media. Geophysics [physics.geoph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007. Español. NNT: . tel-00171730

**HAL Id: tel-00171730**

**<https://theses.hal.science/tel-00171730>**

Submitted on 12 Sep 2007

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité

Physique des liquides et matière molle

Présentée par

**M. Alejandro Boschan**

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie

Sujet de la thèse

## Etude du transport et de la dispersion dans les milieux fracturés

Soutenue le 5 Septembre 2007

Devant le jury composé de :

M.	H. Auradou	Co-directeur de thèse
M.	R. Chertcoff	Directeur de thèse
M.	E. Clément	Examineur
M.	J. P. Hulin	Directeur de thèse
Mme.	I. Ippolito	Co-directeur de thèse
Mme.	A. Paterson	Examineur
M.	S. Roux	Rapporteur
Mme.	A. M. Vidales	Rapporteur

### **Pequeño relato a modo de dedicatoria**

Al poco tiempo de haber llegado yo a París por primera vez para esta tesis, mi abuela paterna tuvo la ocurrencia de mandarme las revistas que habitualmente me guardaba y me daba en Buenos Aires. Junto con la persona que la cuidaba, acordamos que no tenía sentido por el elevado costo del correo, y que le diríamos a mi abuela que habían sido enviadas, sin enviarlas realmente. La abuela, con sus 97 años, se dió cuenta del engaño, y pidió el comprobante del correo. Así fue como finalmente las revistas fueron enviadas, y al recibirlas en el frío parisino sentí un calorcito en el corazón.

Así de presente estuvo siempre mi abuela en mi vida, así de fuerte era.

**A Mariana, mi compañera de camino, por su amor y su paciencia.**

# Agradecimientos

Quiero agradecer a los cuatro directores de tesis:

A Irene, por su excelente disposición y presencia en todo lo que involucró esta tesis: reuniones, discusiones, correcciones, orientación del trabajo.

A Ricardo, también por su excelente disposición, siempre presto a discutir lo que sea (sobre todo macros de Igor!), a poner las manos en la masa cuando hizo falta.

Las discusiones con ambos siempre fueron clarificadoras cuando la niebla llenaba mi cabeza, y su buena onda indispensable para trabajar bien.

A ambos quiero agradecer por haber confiado en mí para la cotutela. Fue una experiencia muy valiosa para mí.

A Harold, por su presencia constante, porque cuando las cosas no salían y el tiempo apremiaba no tuvo reparos en trabajar codo a codo conmigo, por sus valiosos consejos, y porque su espíritu de trabajo me dió mucho que aprender.

A Jean-Pierre, por sus visitas llenas de física al caer la tardecita, por su entusiasmo contagioso y su presencia constante, siempre haciéndose un ratito para pasar por la sala de experimentos o para discutir resultados, pero sobre todo para transmitir su sabiduría.

A ambos quiero agradecer especialmente por el esfuerzo que hicieron (invirtiendo su preciado tiempo y su energía) para que mi estadía en París fuera la mejor posible.

A los cuatro quiero agradecer por el enorme trabajo de orientación y corrección de esta tesis. La distribución de la información y comunicación entre los cinco insumieron, ya de por sí, un enorme esfuerzo y mucho tiempo. Esto nunca ocasionó problemas gracias a la excelente disposición de todos.

A los cuatro pero sobre todo a Irene y a Jean-Pierre quiero agradecerles el mucho tiempo y energía que invirtieron para poder llevar adelante la tesis en cotutela.

A toda la gente del GMP, donde trabajé en un grato ambiente. A Marta Rosen por permitirme realizar esta tesis en el GMP, a Susi Gabbanelli que aportó mucho en este trabajo, a Mario y Vero por la ayuda con latex, a Alexis por su compañía nochera, al capitán D’Onofrio y su tripulación por la cálida compañía en la pieza del fondo.

A toda la gente de FAST, porque allí trabajé también en un ambiente grato. Al director Dominique Salin por permitirme realizar mi trabajo en FAST, a Catherine Allain por su ayuda en las cuestiones reológicas, a Raphael, Alban, Christian y Gerard por su aporte en el dispositivo experimental, a Thomas y Cyprian por su compañía, a Jerome y Nicole por el tenis.

A mis viejos y mi hermana que me bancaron siempre.

A los amigos que siempre estaban firmes en cada regreso.

A los que preguntaban “Cuando volvés?” o “Cuando venís?”.

Gracias.

# Résumé Thèse: Etude du transport et de la dispersion dans les milieux fracturés

La dispersion de colorant dans des écoulements newtoniens ou rhéofluidifiants a été étudiée optiquement dans deux fractures modèles rugueuses et transparentes. L'évolution du front de déplacement est analysé en fonction du temps et de la vitesse moyenne  $U$ . Pour des rugosités de parois monodisperses et distribuées aléatoirement, l'étalement du front est diffusif ( $\Delta x \propto t^{0.5}$ ) et caractérisé par une dispersivité  $l_d$ . Aux faibles vitesses,  $l_d \simeq \text{cst}$ : la dispersion est dominée par les fluctuations spatiales de la vitesse et est amplifiée pour les fluides rhéofluidifiants ; aux vitesses élevées,  $l_d$  augmente avec  $U$  à cause de la dispersion de Taylor mais plus faiblement pour les fluides rhéofluidifiants. Pour une fracture avec deux parois autoaffines complémentaires décalées perpendiculairement à  $U$ , des chenaux macroscopiques s'étendent sur toute la longueur de la fracture suivant  $U$  : l'épaisseur globale du front augmente alors linéairement avec le temps et plus fortement dans le cas rhéofluidifiant (étalement advectif). La croissance de l'épaisseur locale du front est par contre diffusive et due à la dispersion de Taylor.



# Resumen: Estudio de transporte y dispersión en medios fracturados

Se estudió ópticamente la dispersión de un colorante en flujos de fluidos newtonianos y reofluidizantes en dos fracturas modelos rugosas y transparentes. Se analizó la evolución del frente de desplazamiento en función del tiempo y de la velocidad media  $U$ . Para rugosidades monodispersas y distribuidas aleatoriamente, el ancho del frente  $\Delta x$  crece según un comportamiento difusivo ( $\Delta x \propto t^{0.5}$ ) y está caracterizado por una dispersividad  $l_d$ . Para velocidades bajas,  $l_d \simeq \text{cte.}$ : la dispersión está dominada por las fluctuaciones espaciales de la velocidad y se amplifica para los fluidos reofluidizantes; a velocidades altas,  $l_d$  crece con  $U$  debido a la dispersión de Taylor, en menor proporción para los fluidos reofluidizantes. En el caso de una fractura constituida por superficies autoafines complementarias con un desplazamiento relativo perpendicular a la dirección de flujo, se evidencian canales macroscópicos de flujo que se extienden paralelos a  $U$ : el ancho global del frente aumenta linealmente con el tiempo y de manera más acentuada en el caso reofluidizante (desplazamiento convectivo). Sin embargo, el incremento del ancho local del frente resulta difusivo debido al predominio de la dispersión de Taylor.





# Abstract: Transport and dispersion properties in fractured media

The dispersion of dye in Newtonian and shear-thinning fluids has been studied optically in transparent rough model fractures. The evolution of the displacement front is investigated as a function of time and mean velocity  $U$ . For a wall roughness given by a random distribution of single-sized obstacles on a flat plane, the front spreading is diffusive ( $\Delta x \propto t^{0.5}$ ) and characterized by a dispersivity  $l_d$ . At low velocities,  $l_d \simeq \text{cst.}$ : dispersion is driven by spatial velocity fluctuations which are increased for shear-thinning fluids; at high velocities, Taylor dispersion is dominant and  $l_d$  increases with  $U$  but slower for shear thinning fluids. For a fracture with complementary self-affine rough walls with a relative lateral displacement perpendicular to  $U$ , macroscopic channels parallel to  $U$  appear and extend all along the length of the model: the global front width increases linearly with time, more rapidly for the shear-thinning fluids (advective spreading). In contrast, the local front spreading remains diffusive and governed by Taylor dispersion.



# Introducción

## Motivación

Las formaciones geológicas fracturadas pueden ser encontradas en numerosos sitios en todo el planeta, y su estudio resulta de gran interés en variados campos de la ciencia y la tecnología.

Podemos mencionar los siguientes ejemplos:

- **Contaminación desde repositorios de desechos radioactivos o químicos**

Para el almacenaje de desechos radioactivos suelen utilizarse entornos subterráneos rocosos de propiedades altamente impermeables, sin embargo, en la evolución geológica estos sitios pueden fracturarse y permitir la conducción de contaminantes. Caracterizar este proceso es de crucial interés para estimar la conveniencia y consecuencias de este tipo de almacenamiento.

- **Explotación de reservorios de petróleo**

El petróleo suele encontrarse muy frecuentemente en una matriz rocosa fracturada, por ello, para optimizar la explotación eficiente de un reservorio, es importante conocer las propiedades de flujo y transporte en este tipo de medios.

- **Explotación de reservorios geotérmicos y almacenamiento de calor**

La geotermia artificial puede ser una importante fuente de energía alternativa. En diversos sitios geotérmicos se inyecta agua a temperatura ambiente en fracturas subterráneas, pudiéndose obtener vapor de agua a través del calor aportado por la corteza terrestre.

- **Explotación de reservorios para provisión de agua**

Similarmente al caso de los reservorios de petróleo, los acuíferos subterráneos suelen formarse en zonas de fracturas rocosas. Si bien su explotación no dispone de los medios asociados a la industria petrolera en la actualidad, en el futuro la explotación de acuíferos para obtención de agua potable será de gran interés en todo el planeta.

En los ejemplos citados se puede constatar que el estudio del transporte en este tipo de medios requiere la intervención de investigadores que provienen de diversas disciplinas, tales como hidrología, geología, ciencias del suelo, ingeniería, física, química estadística y matemática. La literatura refleja los variados enfoques de carácter experimental (a escala de laboratorio y de campo), teórico y numérico.

Estos estudios han enriquecido los conocimientos existentes en el campo, sin embargo, muchas veces carecen de una descripción unificada, y consecuentemente las capacidades de predicción y resolución de problemas son considerablemente limitadas.

Existe una enorme cantidad de literatura temática, que enfoca diferentes aspectos y puntos de vista de la geología e hidrogeología de las formaciones fracturadas. Entre los principales podemos citar a Bear et al.[1] , Sahimi [2], los estudios de la National Research Council [3, 4], Adler and Thovert [5], Evans [6], y Berkowitz [7].

El estudio de formaciones fracturadas involucra diversos enfoques para entender y modelar los fenómenos de flujo y transporte. De acuerdo a nuestro interés, podemos resumir cuatro áreas principales de estudio:

- 1. Caracterización geométrica de fracturas únicas o sistemas de fracturas.**
- 2. Flujo de fluidos tales como el agua o soluciones poliméricas.**
- 3. Procesos de transporte con enfoque en solutos pasivos o activos.**
- 4. Flujos multifásicos y transporte (fluidos inmiscibles)**

Entendemos por "fractura" todo tipo de fisuras, rupturas o fallas generadas en la roca, más allá del evento geológico que les dio origen, orientación y características específicas. Una fractura única está constituida por el espacio vacío delimitado entre dos superficies, generalmente rugosas.

Las fracturas pueden tener longitudes del orden de los micrones hasta cientos de kilómetros en la corteza terrestre. En la figura 1 se pueden observar las longitudes típicas de diferentes sistemas fracturados, mostrando la multiplicidad de escalas espaciales asociadas a ellos.

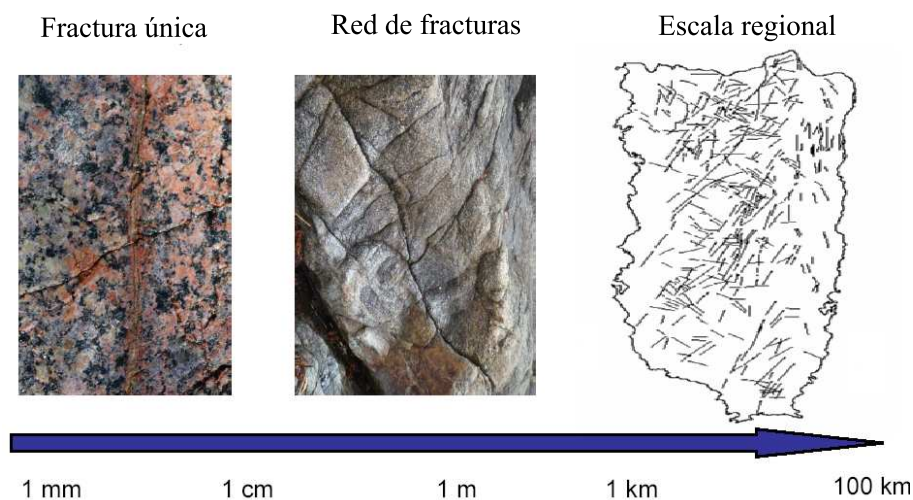


Figura 1: Escalas típicas de diferentes sistemas que comportan fracturas

Es importante también hacer la distinción entre rocas fracturadas y rocas porosas fracturadas. En este segundo caso las propiedades de la matriz porosa en la cual existen las fracturas deben distinguirse de las propiedades de las fracturas en sí mismas. Así, el desarrollo de las técnicas y los modelos asociados a las fracturas puede darse en otro marco que las asociadas a medios porosos. En muchos casos [5], tanto el flujo como el transporte de materia se dan principalmente en el sistema de fracturas pudiendo considerarse la contribución de la matriz porosa a estos fenómenos prácticamente nula.

La comprensión de los fenómenos de flujo y transporte en una fractura única es crucial para poder entender sistemas más complejos de fracturas, los cuales presentan, tan sólo para empezar, una enorme dificultad para su adecuada caracterización geométrica (por ejemplo para caracterizar el grado de conectividad en un sistema de fracturas subterráneo). Sin embargo, la descripción de las propiedades de flujo y transporte en una fractura única también dista mucho de ser trivial.

La visión clásica de una fractura rocosa consiste en un par de superficies plano-paralelas lisas (aproximación por una celda de Hele-Shaw), descripción muy conveniente para análisis cuantitativos. Recientemente se han realizado numerosos estudios en pos de caracterizar la morfología de las superficies que conforman las fracturas rocosas naturales. La rugosidad de las fracturas naturales es habitualmente irregular, y se ha demostrado que posee propiedades

fractales autoafines, con un exponente de rugosidad o exponente de Hurst entre dos longitudes de corte bien definidas. La principal propiedad de este tipo de rugosidad es que no posee una longitud característica.

Si bien este tipo de superficies se caracteriza por presentar longitudes de correlación espacial de corto rango, recientes trabajos como los de Yeo [8], y Auradou [9] han mostrado que en fracturas compuestas por un par complementario de dichas superficies pero con algún desplazamiento relativo entre ellas (como puede suceder en la naturaleza cuando una roca se fractura y luego por movimientos tectónicos hay un desplazamiento relativo entre las superficies), puede existir en el campo de aperturas una correlación a gran escala. Los trabajos posteriores de Neretnieks [10] y Tsang [11] mostraron que esta correlación a gran escala del campo de aperturas influencia notablemente las propiedades de flujo y transporte pues puede inducir una correlación a gran escala en el campo de velocidades.

La correlación a gran escala en el campo de velocidades se traduce en la existencia de canales de flujo preferenciales. Los trabajos de Drazer [12] (en el campo numérico) y de Becker y Shapiro [13] (en el campo experimental) dan cuenta de la existencia estos canales.

Otros tipos posibles de morfología de fracturas (con otro tipo de rugosidades) han sido analizados en diversos trabajos. Dronfield and Silliman [14] realizaron experiencias en fracturas con granos de arena adosados a superficies lisas, Ippolito [15] trabajó sobre una superficie de vidrio lisa y una placa de zinc con una rugosidad aleatoria generada por ataque de ácido. Gelhar [16] desarrolló un análisis estocástico de flujo y transporte en fracturas de apertura variable con correlación gaussiana aleatoria, y Detwiler [17] tomó ese tipo de campo de aperturas en su trabajo experimental y numérico. Estos trabajos enfocan generalmente campos de aperturas que corresponden a pequeñas perturbaciones de una fractura de paredes lisas, y que tienen longitudes de correlación espaciales de corto rango.

En los trabajos de Ippolito y Detwiler se pone en evidencia un régimen de dispersión asociado a la inhomogeneidad del campo de velocidades debida a la estructura geométrica del medio. El rango de validez de éste régimen fue estudiado por Roux [18] utilizando leyes de escala.

En cuanto al flujo de fluidos en fracturas, el primer fluido a considerar en sistemas geológicos es naturalmente el agua o soluciones acuosas, de carácter newtoniano. Sin embargo, en numerosas aplicaciones tales como la recuperación asistida de petróleo, se estudian los procesos de flujo y transporte con soluciones poliméricas [19] que tienen propiedades no-newtonianas (cuya viscosidad no es constante) de diversos tipos. Esto permite en algunos casos barridos mas eficientes del petróleo remanente en el reservorio.

Los trabajos realizados por Fadili [20] y Shah [21] estudiaron el flujo de soluciones no-newtonianas en medios heterogéneos, observando la existencia de un menor número de canales preferenciales que en el caso newtoniano.

Hasta el presente no hay antecedentes de estudios experimentales que consideren el flujo de soluciones no-newtonianas en fracturas constituidas por superficies autoafines o de carácter aleatorio en general.

En el presente trabajo estudiamos sistemas compuestos por una única fractura, enfocándonos en sus propiedades geométricas (apertura, rugosidad) y cómo dichas propiedades geométricas influyen en el transporte de soluciones con diferentes propiedades reológicas.

Para realizar este estudio se llevaron a cabo dos tipos de experiencias:

1) En el trabajo realizado en el **Laboratorio Fluides, Automatique et Systèmes Thermiques de la Universidad de París VI y XI y CNRS**, se estudió una fractura constituida por superficies autoafines, con un desplazamiento relativo entre las mismas perpendicular a la dirección de flujo, y cuya característica es la de tener correlaciones espaciales de largo alcance.

**Denominaremos a esta fractura con el nombre de “fractura autoafín” a lo largo de este trabajo. Para referirnos a la serie de experiencias realizadas con esta fractura utilizaremos la sigla “EFAF”.**

2) En el trabajo realizado en el **Laboratorio del Grupo de Medios Porosos de la Facultad de Ingeniería, de la Universidad de Buenos Aires**, se estudió una fractura compuesta por una superficie plana y lisa, y la otra también plana y lisa pero con el agregado de una distribución aleatoria de obstáculos. Su característica es la de tener una única correlación espacial de corto rango.

**Denominaremos a esta fractura con el nombre de “fractura aleatoria” a lo largo de este trabajo. Para referirnos a la serie de experiencias realizadas con esta fractura utilizaremos la sigla “EFAL”.**

En el capítulo 1 se describen las propiedades de los medios físicos que consideraremos en este trabajo, y se definen las magnitudes físicas asociadas a su estudio. Luego se hace una introducción a los elementos teóricos que permiten describir el fenómeno de dispersión, y se analizan algunos casos particulares. Finalmente se reseñan las características más importantes que permiten describir el comportamiento de fluidos no-newtonianos y en particular reofluidizantes.

En el capítulo 2 se describen los dispositivos y técnicas experimentales



utilizados para estudiar ambas fracturas modelo.

En el capítulo 3 se desarrollan las metodologías de procesamiento de datos e interpretación de las mediciones de las EFAF, y se presentan y analizan los resultados obtenidos.

En el capítulo 4 se desarrollan las metodologías de procesamiento de datos e interpretación de las mediciones de las EFAL, y se presentan y analizan los resultados obtenidos.

En el capítulo 5 se presenta una discusión comparativa de resultados obtenidos en las EFAF y EFAL y posteriormente las conclusiones del trabajo.

# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>xiv</b>
<b>1 Transporte hidrodinámico en medios porosos y fracturas</b>	<b>3</b>
1.1 Introducción . . . . .	3
1.2 Medios porosos y fracturados: definiciones . . . . .	3
1.2.1 Medios porosos . . . . .	4
1.2.2 Propiedades macroscópicas de los medios porosos y fracturados . . . . .	4
1.2.3 Volumen Elemental Representativo (VER) . . . . .	6
1.2.4 Medios fracturados . . . . .	7
1.2.5 Superficies autoafines . . . . .	7
1.3 Dispersión hidrodinámica . . . . .	10
1.3.1 Introducción . . . . .	10
1.3.2 Dispersión de trazadores . . . . .	11
1.3.2.1 Dispersión en medios homogéneos . . . . .	11
1.3.2.2 Difusión molecular . . . . .	12
1.3.2.3 Ecuación microscópica de convección-difusión	13
1.3.2.4 Ecuación macroscópica de convección-dispersión	14
1.3.2.5 Mecanismo de dispersión de Taylor . . . . .	17
1.3.2.6 Dispersión de Taylor en una celda de Hele-Shaw (placas plano-paralelas) . . . . .	20
1.3.2.7 Dispersión geométrica . . . . .	23
1.3.2.8 Dispersión geométrica en fracturas . . . . .	24
1.4 Propiedades reológicas de los fluidos . . . . .	25
1.4.1 Tipos de fluidos . . . . .	25
1.4.2 Modelos reológicos para fluidos reofluidizantes . . . . .	28
1.4.2.1 Ley de potencias . . . . .	28
1.4.2.2 Modelo de Carreau . . . . .	29
1.4.3 Reología y dispersión . . . . .	30

<b>2</b>	<b>Dispositivos experimentales y metodología</b>	<b>37</b>
2.1	Resumen de las experiencias realizadas . . . . .	37
2.2	Los fluidos utilizados . . . . .	38
2.2.1	Preparación de los fluidos utilizados . . . . .	39
2.2.2	Caracterización de las propiedades reológicas de los fluidos utilizados . . . . .	40
2.3	El dispositivo experimental de las EFAF . . . . .	43
2.3.1	La fractura “autoafín” . . . . .	43
2.3.2	Diseño de la fractura . . . . .	43
2.3.3	Fresado de las superficies . . . . .	48
2.3.4	Montaje de la fractura . . . . .	49
2.3.5	Saturación inicial de la fractura . . . . .	53
2.3.6	Metodología de medición . . . . .	53
2.4	El dispositivo experimental de las EFAL . . . . .	56
2.4.1	El modelo de fractura . . . . .	56
2.4.2	Diseño de la fractura . . . . .	56
2.4.3	Grabado del fotopolímero . . . . .	57
2.4.4	Montaje de la fractura . . . . .	58
2.4.5	Metodología de medición . . . . .	61
2.5	La técnica de transmisión de luz . . . . .	62
2.5.1	La ley de Lambert-Beer . . . . .	63
2.5.2	La ley de Lambert-Beer modificada . . . . .	64
2.5.3	Validación experimental de la ley de Lambert-Beer modificada . . . . .	66
2.5.4	Curva de calibración . . . . .	67
2.5.5	Verificación del campo de aperturas de la fractura . . . . .	70
<b>3</b>	<b>Experiencias con fracturas “autoafines” (EFAF): análisis y resultados</b>	<b>73</b>
3.1	Introducción . . . . .	73
3.2	Variaciones temporales de concentración . . . . .	76
3.3	Análisis de la transición global-local mediante un diagrama espacio-temporal . . . . .	78
3.4	Variaciones temporales locales de concentración (VTLC) . . . . .	84
3.4.1	Método VTLC: Análisis relacionados con la distribución de tiempos de tránsito del trazador . . . . .	85
3.4.1.1	Análisis del fenómeno de dispersión global (o macrodispersión) . . . . .	87
3.4.1.2	Modificación de la distribución de velocidades al variar el caudal de inyección . . . . .	90

3.4.1.3	Análisis de la geometría del frente de desplazamiento . . . . .	93
3.4.2	Método VTLC: Análisis relacionados con el coeficiente de dispersión local . . . . .	98
<b>4</b>	<b>Experiencias con fracturas “aleatorias” (EFAL): análisis y resultados</b>	<b>105</b>
4.1	Introducción . . . . .	105
4.2	Discusión sobre los métodos de análisis . . . . .	106
4.3	Análisis de la transición global-local mediante un diagrama espacio-temporal . . . . .	109
4.4	Variaciones temporales locales de concentración (VTLC) . . .	112
4.4.1	Método VTLC: Análisis relacionados con la distribución de tiempos de tránsito del trazador . . . . .	115
4.4.2	Método VTLC: Análisis relacionados con el coeficiente de dispersión local . . . . .	117
4.4.2.1	Modelo de dispersión geométrica . . . . .	122
4.4.2.2	Dispersión geométrica y reología . . . . .	124
4.4.2.3	Estimación numérica de la dispersión geométrica para el caso newtoniano . . . . .	125
4.4.2.4	Dispersión de Taylor y reología . . . . .	127
<b>5</b>	<b>Discusión y conclusiones</b>	<b>129</b>
5.1	Introducción . . . . .	129
5.2	Discusión comparativa de los resultados . . . . .	129
5.2.1	Mecanismos de transporte predominantes . . . . .	129
5.2.2	Mecanismos vs. Reología . . . . .	131
5.3	Conclusiones . . . . .	132
5.3.1	Dispositivo experimental . . . . .	133
5.3.2	La técnica experimental y metodología de medición . . .	133
5.3.3	Metodología de procesamiento de datos . . . . .	134
5.3.4	Conclusiones generales . . . . .	134
5.3.5	Perspectivas . . . . .	135
	<b>Apéndice A</b>	<b>137</b>
	<b>Apéndice B</b>	<b>141</b>
	<b>Bibliografía</b>	<b>150</b>







# Capítulo 1

## Transporte hidrodinámico en medios porosos y fracturas

### 1.1 Introducción

En primer lugar se describen en este capítulo las propiedades, magnitudes físicas y modelos que permiten describir a los medios porosos y en particular a las fracturas.

A continuación desarrollaremos el concepto de dispersión, describiendo los fenómenos físicos involucrados, y sus diferentes mecanismos y rangos de validez.

Finalmente se introducen los fluidos no-newtonianos, sus propiedades, los modelos que los describen, y cómo se ve afectado el fenómeno de dispersión en presencia de los mismos.

### 1.2 Medios porosos y fracturados: definiciones

Cuando utilizamos el término “roca” o “matriz rocosa”, nos estamos refiriendo a un sistema que está compuesto por al menos dos fases, una sólida y la otra no-sólida (constituida por el espacio entre granos o grupos de granos constituyentes de la roca). Al considerar las dos fases ingresamos en el terreno de lo que se conoce como “medios porosos”, en los cuales pueden existir fracturas o sistemas de fracturas. Describiremos a continuación dichos medios.



### 1.2.1 Medios porosos

Se puede definir inicialmente a un medio poroso como un “sólido con agujeros”, sin embargo esta definición es demasiado abarcativa y ambigua. Para definir un medio poroso pediremos que reúna ciertas características, las cuales enumeramos a continuación [1]:

1. Debe existir una porción del espacio ocupado por materia heterogénea (con más de una fase), donde al menos una de las fases no es sólida. La fase sólida se denomina *matriz porosa*, mientras que la parte interna que no compone dicha matriz se denomina *espacio poral*.
2. La fase sólida debe estar distribuida a lo largo del medio poroso. Las aperturas que componen el espacio poral son relativamente estrechas.
3. Es importante distinguir entre distintos tipos de poros: aquellos que forman una fase continua dentro del medio poroso, llamado interconectado, y otros que consisten en poros aislados dispersos a lo largo del medio. Nos interesan los casos en los que al menos algunos de los poros que constituyen el espacio poral están interconectados. El espacio poral interconectado ( $V_{pe}$ ) se define usualmente como *Volumen Poral Efectivo*. Desde el punto de vista del transporte en medios porosos, el espacio poral no-conectado puede considerarse parte de la matriz porosa, ya que no contribuyen al transporte de materia a través del medio. Incluso parte del espacio poral interconectado puede no ser efectivo en lo que concierne al flujo, como por ejemplo los volúmenes porales inaccesibles (“poros ciegos”), es decir poros o canales con solamente una conexión estrecha simple, pues aún cuando pueden ser penetrados por un fluido, contribuyen de manera despreciable al transporte.

### 1.2.2 Propiedades macroscópicas de los medios porosos y fracturados

Prácticamente todas las propiedades macroscópicas de los medios porosos y fracturados están influenciadas por su estructura geométrica. Los parámetros más frecuentemente utilizados para describir dicha estructura son la porosidad y la permeabilidad.

- **Porosidad:** La porosidad  $\phi$  es la fracción del volumen del medio poroso que está ocupada por poros [2]. Es una magnitud adimensional que depende de la estructura del medio. De acuerdo al tipo de material la porosidad puede variar desde un valor cercano a cero hasta casi la

unidad. La porosidad total viene dada por la siguiente expresión:

$$\phi_t = \frac{V_p}{V_t} \quad (1.1)$$

donde  $V_p$  es el volumen poral (es decir, el volumen del espacio ocupado por poros) y  $V_t$  es el volumen total ocupado por el medio poroso. Para las rocas naturales, la porosidad puede clasificarse en natural (desarrollada durante el proceso de deposición) o inducida (desarrollada por algún proceso geológico subsiguiente). Para medios porosos no consolidados la porosidad puede tomar valores de 0.36 a 0.4, mientras que para las rocas de tipo “sandstone” puede tomar valores de 0.2 a 0.3.

- **Permeabilidad ( $cm^2$ ):** Es una medida de la capacidad de un medio para conducir un fluido newtoniano. La permeabilidad efectiva  $k$  se define a partir de la ley empírica de Darcy: un material poroso saturado inicialmente en su totalidad con un fluido de viscosidad igual a  $1cp$  posee una permeabilidad de 1 darcy si un gradiente de presión aplicado de 1 atm produce un caudal de  $1cm^3/s$ . La ley de Darcy en este caso se expresa de la siguiente manera:

$$V_s = \frac{\mathbf{k}}{\mu} \nabla(P + \rho gz), |V_s| = Q/A \quad (1.2)$$

donde  $Q$  es el caudal de inyección,  $A$  la sección transversal,  $\mu$  la viscosidad,  $P$  la presión en el seno del fluido,  $V_s$  la velocidad superficial,  $\rho$  la densidad,  $g$  la gravedad y  $z$  la coordenada vertical con sentido positivo hacia arriba. La permeabilidad  $\mathbf{k}$  puede ser un tensor de segundo orden en el caso más general, aunque en el caso de un medio isótropo y homogéneo se reduce a una constante.

Si bien la ecuación (1.2) es de origen empírico, puede deducirse a partir de las ecuaciones de Navier-Stokes para el caso de un flujo laminar [22].

En general, un medio posee una permeabilidad absoluta, cuyo valor está determinado únicamente por la geometría y resulta independiente de las propiedades del fluido. En la tabla 1.1 se pueden observar valores de permeabilidad absoluta para distintos tipos de medios.

Tipo de roca	Permeabilidad (darcy)
Sandstone	20 a 200
Piedra de Colorado	$5 \cdot 10^{-4}$ a 1
Rocas volcánicas	$5 \cdot 10^{-5}$ a $5 \cdot 10^{-2}$
Granito	$5 \cdot 10^{-9}$ a $1 \cdot 10^{-4}$

Tabla 1.1: Valores de permeabilidad para diferentes tipos de roca. En el caso de rocas volcánicas o granito los valores más altos de permeabilidad sólo pueden alcanzarse si existen fracturas.

En la práctica, si el medio se encuentra saturado con más de una fase, la ley de Darcy puede generalizarse introduciendo, además de la permeabilidad absoluta, una permeabilidad relativa de cada fase. La permeabilidad relativa es función de la saturación de la fase y de las características de mojabilidad entre los fluidos y la roca [1].

### 1.2.3 Volumen Elemental Representativo (VER)

En los medios porosos naturales (o artificiales exceptuando el caso de medios periódicos), la estructura interna es a menudo compleja y la descripción a escala de poro individual resulta imposible. Por lo tanto es necesario definir magnitudes macroscópicas, por ejemplo la porosidad, la permeabilidad, etc. Estas cantidades serán el promedio de las magnitudes microscópicas que corresponden a un tamaño suficientemente grande respecto de la escala de las fluctuaciones microscópicas (porosidad), pero pequeña respecto de las variaciones a escala macroscópica, debidas a la heterogeneidad del medio. El volumen sobre el cual se realiza este promedio se llama Volumen Elemental Representativo. En la figura 1.1 se observa cómo fluctúa la porosidad para volúmenes considerados muy pequeños por efecto de variaciones microscópicas, luego para volúmenes un poco mayores, el VER esta bien definido, y para volúmenes aún mayores, las propiedades de homogeneidad del medio son determinantes.

El tamaño del VER en un medio poroso homogéneo corresponde al comienzo de la zona intermedia, tamaño a partir del cual el medio poroso puede describirse como homogéneo. La descripción macroscópica y la definición de un VER en un medio poroso resulta difícil en presencia de heterogeneidades. Por ejemplo en la figura 1.1, si no existiera un “plateau” para volúmenes intermedios, no podría definirse el VER. En muchos casos, se presentan características multiescala en las heterogeneidades, es decir que presentan una

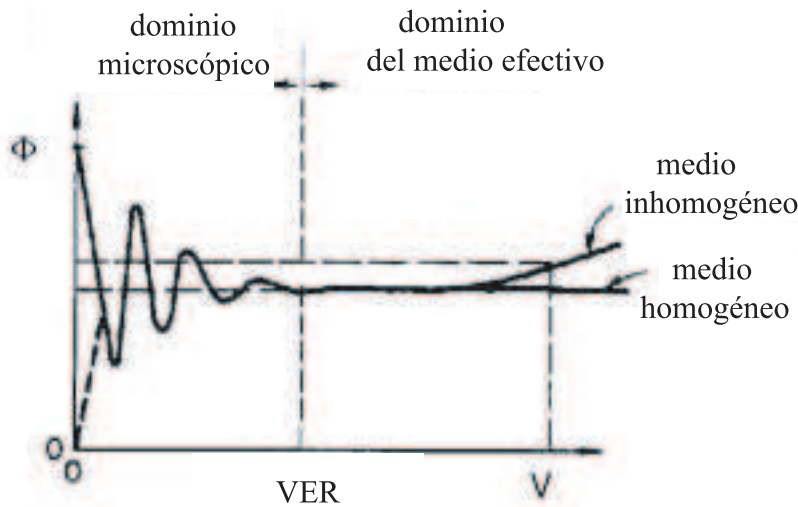


Figura 1.1: Volumen Elemental Representativo. Se observa la variación cualitativa en la medida de la porosidad al variar el tamaño de VER considerado.

distribución de carácter homogéneo en todas las escalas. En este caso se genera un problema en esta descripción del medio y debemos prestarle particular atención.

#### 1.2.4 Medios fracturados

Las fracturas constituyen un caso particular importante de estructuras con heterogeneidades, dado que en muchos casos las rugosidades que las constituyen no tienen una única longitud característica sino que presentan múltiples escalas. Las longitudes características se hallan repartidas en este caso entre una longitud de corte superior relacionada con el tamaño macroscópico de la fractura y una longitud de corte inferior relacionada con el tamaño de grano del material. La descripción geométrica de estructuras multiescala (fractales) fue introducida por Mandelbrot [23]. Un caso particular de estructuras fractales son las fracturas rocosas producidas naturalmente, que presentan propiedades autoafines.

#### 1.2.5 Superficies autoafines

Las superficies autoafines son superficies aleatorias cuya característica principal es ser estadísticamente invariante frente a una transformación de afinidad.

Consideremos la coordenada  $z$  que describe la altura de una superficie sobre un plano  $(x,y)$  dada por  $z(x,y)$ . Consideremos ahora la siguiente transformación:

$$\begin{aligned}x &\rightarrow \lambda x, \\y &\rightarrow \lambda y, \\z &\rightarrow \lambda^\zeta z\end{aligned}$$

La superficie es autoafín si resulta invariante frente a esta transformación, o sea que debe valer:

$$z(x,y) = \lambda^\zeta z(\lambda x, \lambda y) \quad (1.3)$$

donde  $\zeta$  es el exponente de Hurst [23] o exponente de rugosidad. El valor de dicho exponente fue medido experimentalmente en superficies de fracturas rocosas naturales y para una amplia gama de tipos de roca, su valor se estima en  $0.80 \pm 0.05$  [24]. En otros casos, tales como las rocas de tipo "sandstone", el exponente de rugosidad medido vale aproximadamente 0.5 [25]. El primer caso estaría asociado a la existencia de una zona de daño, mientras que en el segundo caso ésta no existiría. Si bien este exponente podría no depender de la dirección de la fractura, en algunos casos se han observado materiales que presentan anisotropía [26]. Las fracturas naturales presentan en general un alto grado de isotropía, por lo cual puede describirse la rugosidad con un único exponente.

En las fracturas autoafines, la varianza de la altura local  $z(x,y)$  con respecto al plano de la fractura, dada por  $\Delta z^2 = \langle (z(\vec{r} + \vec{\Delta r}) - z(\vec{r}))^2 \rangle$  (donde  $\vec{r}$  es la posición  $(x,y)$  sobre el plano de la fractura) verifica:

$$\frac{\Delta z}{l} = \left(\frac{\Delta r}{l}\right)^\zeta, \quad (1.4)$$

$\zeta$  es el exponente de rugosidad, y  $l$  la topotesia (esto es la escala de longitud en la cual la pendiente  $\Delta z/\Delta r$  es del orden de 1).

En la figura 1.2 podemos ver una superficie autoafín de exponente de rugosidad 0.8, generada por computadora (utilizando el algoritmo de medio-punto [27]). Como puede observarse en este ejemplo las superficies autoafines generadas utilizando el algoritmo se asemejan notablemente a las superficies de las fracturas rocosas naturales.

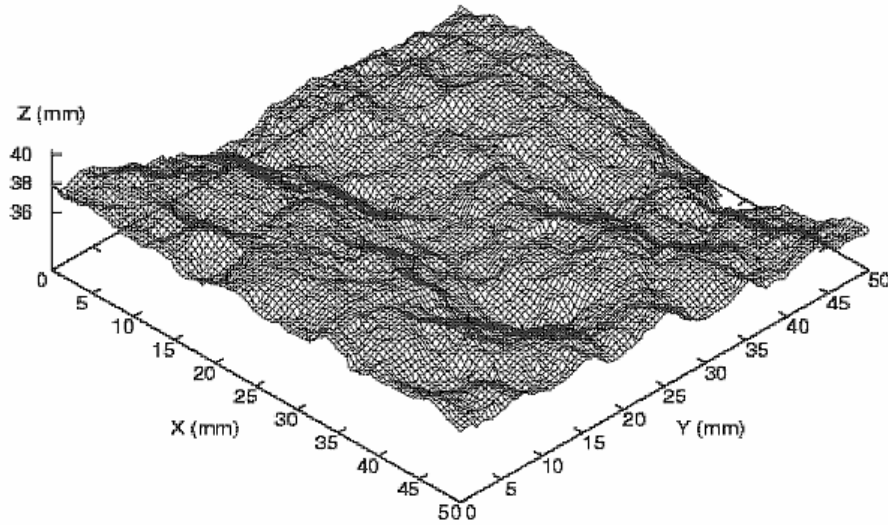


Figura 1.2: Superficie autoafín de exponente de rugosidad 0.8, generada a través de un algoritmo

La no existencia de una longitud característica en la rugosidad de una fractura natural [27] se evidencia en la figura 1.3, donde se puede observar el espectro de potencias de Fourier de un perfil de alturas de una superficie autoafín (fractura en granito), medido experimentalmente por perfilometría. Este método permite determinar el perfil de alturas mediante el contacto mecánico de una punta de prueba con la muestra. Se observa una variación lineal del espectro de Fourier, y la pendiente de dicha variación (que vale  $-1 - 2\zeta$ ) nos permite obtener  $\zeta = 0.8$ .

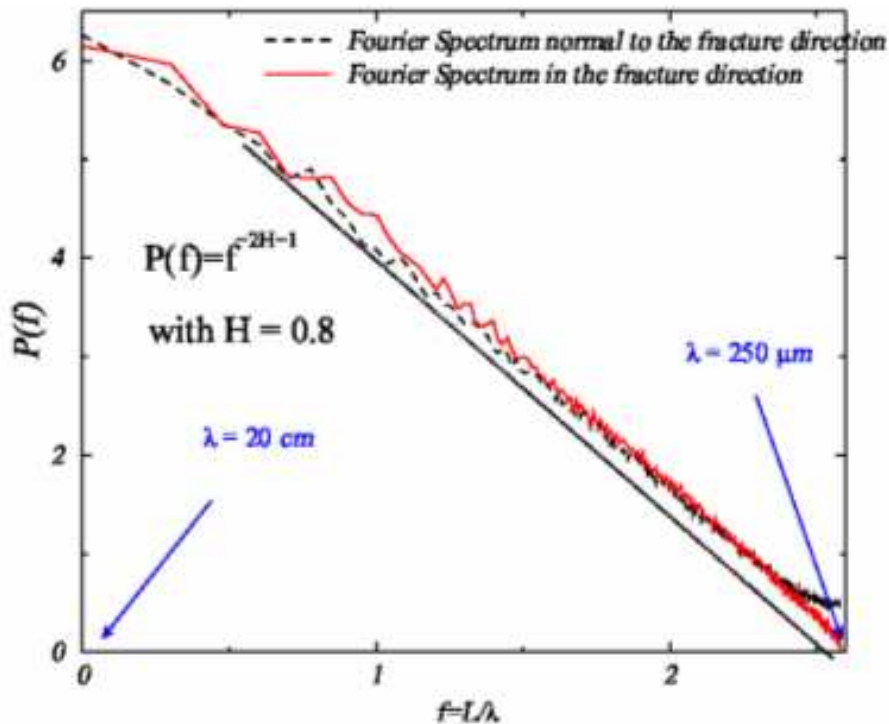


Figura 1.3: Espectro de Fourier  $P(f)$  de una superficie autoafín en función del número de onda  $f$ .  $L$  es la longitud de la muestra

## 1.3 Dispersión hidrodinámica

### 1.3.1 Introducción

Consideremos el flujo de dos fluidos miscibles inicialmente separados. Si éstos entran en contacto, se desarrolla una zona de mezcla alrededor de la zona de contacto inicial. Las diferencias entre ciertas propiedades físicas tales como la concentración de los componentes de las fases fluidas tienden a nivelarse con el paso del tiempo. Muchos fenómenos contribuyen a este efecto global, por ejemplo, la difusión molecular y las inhomogeneidades en la distribución de velocidades. De igual forma, si en un medio de geometría restringida (un medio poroso, un canal, un tubo cilíndrico o una fractura) se satura con un fluido y éste es desplazado por otro, siendo las fases miscibles entre sí, se observa también una zona de transición o mezcla. La dispersión es la magnitud física que describe la evolución de dicha zona de transición. En flujos de estas características la geometría no es el único factor importante, se deben tener en cuenta además las propiedades reológicas de los fluidos (si

estos no son newtonianos) y las posibles interacciones fisicoquímicas entre los fluidos transportados y las paredes sólidas.

### 1.3.2 Dispersión de trazadores

#### 1.3.2.1 Dispersión en medios homogéneos

Si consideramos nuestro sistema a una escala mucho mayor que el tamaño de los poros, podemos considerar nuestro medio como homogéneo, y definir cantidades macroscópicas. La dispersión de un trazador pasivo (aquél que no interactúa con el medio) es un proceso que surge de la combinación de los efectos de la convección y de la difusión molecular. De manera práctica, el proceso de dispersión se estudia inyectando un trazador en un fluido que se desplaza dentro de un medio en régimen estacionario siguiendo el esparcimiento espacial y/o temporal de éste en el interior del mismo. En el caso de flujos confinados en geometrías simples (celdas de Hele-Shaw, tubos capilares, etc.) el campo de velocidades puede ser calculado explícitamente. La resolución de las ecuaciones que gobiernan el fenómeno de dispersión permite estudiar en forma relativamente simple la evolución de la zona de mezcla. Supongamos que inyectamos un trazador pasivo, inicialmente localizado en un pequeño volumen, en un fluido que se desplaza a través de un medio aleatorio con una velocidad media  $U$ . Luego observamos como se esparce el trazador en el tiempo.

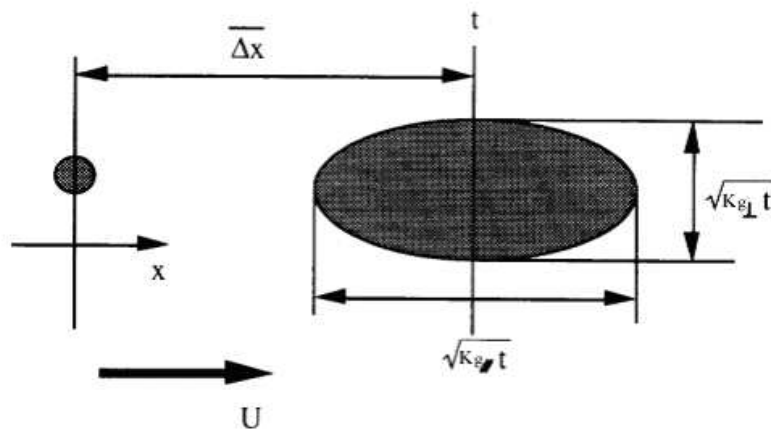


Figura 1.4: Proceso de dispersión de un trazador en un flujo estacionario de velocidad media  $U$ .

En la figura 1.4 se ve la evolución de una gota de trazador en un flujo caracterizado por una velocidad  $U$  constante. En un instante  $t$ , el tamaño de la



gota resulta proporcional a  $\sqrt{t}$ , pero la deformación de la gota no es la misma en la dirección perpendicular  $\sqrt{D_{\perp}t}$  o paralela al flujo  $\sqrt{D_{//}t}$ .  $D_{//}$  y  $D_{\perp}$  se denominan respectivamente coeficientes de dispersión longitudinal y perpendicular (respecto a la dirección del flujo principal), siendo sus dimensiones idénticas a las que corresponden al coeficiente de difusión molecular. Estos coeficientes tienen sentido macroscópicamente, en una escala mucho mayor al tamaño de los poros. En medios porosos, los dos coeficientes,  $D_{//}$  y  $D_{\perp}$ , dependen fuertemente de la estructura desordenada del campo de velocidad local generado entre los poros: este tipo de dependencia permite caracterizar estructuralmente al medio, por ejemplo, poner de manifiesto la presencia de heterogeneidades en el mismo.

A continuación presentaremos los diferentes mecanismos de dispersión relacionados con medios porosos y fracturados. Dependiendo del sistema particular que se considere, la influencia relativa de estos mecanismos será diferente. En general los efectos asociados al desorden en el campo de velocidades son más importantes en los medios porosos que tienen una geometría compleja, mientras que en fracturas de paredes lisas prevalecen los asociados al perfil de velocidades entre las paredes. En el caso de fracturas rugosas ambos efectos pueden estar presentes y deben ser considerados.

### 1.3.2.2 Difusión molecular

El proceso de difusión molecular está asociado al flujo de la materia desde una zona del sistema de mayor concentración a otra de menor concentración, como resultado de movimientos moleculares aleatorios (caracterizados por una velocidad térmica). Por lo tanto, la difusión tiende a producir una homogeneización de la concentración. Las hipótesis básicas para la descripción matemática de este fenómeno son análogas a las utilizadas en la ecuación de difusión del calor de Fourier y fueron planteadas por Fick en 1855. La teoría matemática de la difusión de sustancias en un medio isótropo se basa en que el flujo difusivo,  $\bar{J}$ , (cantidad de masa que atraviesa la unidad de área por unidad de tiempo) es proporcional al gradiente de concentración en la dirección normal a la sección. En el caso unidimensional tenemos:

$$\bar{J} = -D_m \frac{\partial c}{\partial x} \hat{x} \quad (1.5)$$

donde  $c(x, t)$  es la concentración de soluto en  $g/cm^3$  y  $D_m$  es el coeficiente de difusión molecular expresado en  $cm^2/s$ . La ecuación diferencial de la difusión puede derivarse de la ecuación 1.5 analizando la variación del flujo difusivo

en un diferencial de volumen:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D_m \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (1.6)$$

En general, las soluciones se expresan en función de la variable adimensional  $\xi = x^2/D_m t$ , de modo que es posible calcular  $D_m$  dados un tiempo y una longitud característicos de difusión, o bien conociendo la concentración en función del tiempo. Los órdenes de magnitud típicos de  $D_m$  son de  $10^{-1} \text{cm}^2/\text{s}$  en gases (CNPT),  $10^{-5} \text{cm}^2/\text{s}$  en líquidos (a 300K) y desde  $10^{-6} \text{cm}^2/\text{s}$  a  $10^{-20} \text{cm}^2/\text{s}$  en sólidos.

### 1.3.2.3 Ecuación microscópica de convección-difusión

Una primera escala para describir el proceso de dispersión de un trazador en un medio poroso, es una escala muy pequeña en relación con el tamaño de los poros, pero muy grande respecto de las distancias intermoleculares. En esta escala, el fluido puede ser descrito como una fase continua gobernada por las ecuaciones clásicas de la hidrodinámica: la de Navier Stokes o la ecuación de conservación de la masa. Si  $c(\bar{r}, t)$  es la concentración másica (masa de trazador por unidad de volumen), el flujo de trazador debido a la difusión molecular está dado por la ecuación 1.7

$$\bar{J}_d = -D_m \bar{\nabla} c(\bar{r}, t) \quad (1.7)$$

Supongamos que  $\bar{u}(\bar{r}, t)$  es el campo de velocidades. El flujo de trazador  $\bar{J}_c$  debido a la convección dentro del fluido es:

$$\bar{J}_c = \bar{u}(\bar{r}, t)c(\bar{r}, t) \quad (1.8)$$

El flujo de masa total de trazador será la suma del flujo convectivo más el difusivo:

$$\bar{J} = \bar{u}c(\bar{r}, t) - D_m \bar{\nabla} c(\bar{r}, t) \quad (1.9)$$

Combinando esta ecuación con la de continuidad:

$$\frac{\partial c(\bar{r}, t)}{\partial t} + \text{div} \bar{J} = 0 \quad (1.10)$$

resulta:

$$\frac{\partial c(\bar{r}, t)}{\partial t} + \bar{u} \bullet \bar{\nabla} c(\bar{r}, t) = D_m \nabla^2 c(\bar{r}, t) \quad (1.11)$$

La ecuación 1.11 describe el transporte de un trazador por efectos combinados de la convección y la difusión molecular, y se conoce como ecuación de convección-difusión.

#### 1.3.2.4 Ecuación macroscópica de convección-dispersión

Analicemos cualitativamente el fenómeno de dispersión. En forma esquemática, podríamos presentarlo de la siguiente manera: inicialmente se satura un medio poroso a caudal constante con un líquido dado, alcanzando el estado estacionario, y a partir de cierto instante, se inyecta en la entrada el mismo líquido, pero con una concentración uniforme de trazador (es decir que la condición inicial para la concentración de trazador es una función de tipo escalón). A la salida del medio se registra la variación de la concentración del trazador en función del tiempo en el líquido emergente, tal como ilustra en la figura 1.5. Si medimos la evolución temporal de la concentración a la salida del medio, ésta no presenta -como sucedería si efectuáramos la medición a la entrada- un salto abrupto sino un incremento mucho más suave, hasta llegar a su valor máximo. La distribución temporal de la concentración a la salida nos permite caracterizar la zona de mezcla entre ambos fluidos.



Figura 1.5: Dispersión hidrodinámica de un perfil de concentración en forma de escalón. Se observa la variación temporal cualitativa de la concentración en una posición a la entrada del medio (izq.) y otra a la salida (der.)

Numerosos trabajos experimentales y teóricos [28] muestran que frecuentemente las variaciones del valor medio de la concentración de trazador pueden escribirse a través de una ecuación de convección-difusión macroscópica (generalización de la ley de Fick). Es decir, escribimos una ecuación macroscópica que tiene una forma análoga a la ecuación de convección-difusión y que solamente será válida para medios porosos homogéneos.

$$\frac{\partial C(\bar{r}, t)}{\partial t} + \bar{U} \cdot \bar{\nabla} C(\bar{r}, t) = D_{//} \nabla_{//}^2 C(\bar{r}, t) + D_{\perp} \nabla_{\perp}^2 C(\bar{r}, t) \quad (1.12)$$

donde  $\nabla_{\perp}^2$  es el laplaciano correspondiente a la dirección normal a la velocidad media  $\bar{U}$  y  $\nabla_{//}^2$  es el laplaciano correspondiente a la dirección de flujo. La concentración  $C$  es ahora una concentración macroscópica definida en un tamaño mucho mayor al tamaño de los poros. Esta ecuación es válida en una escala macroscópica donde las variables (por ejemplo la permeabilidad o la porosidad) son definidas sobre el volumen elemental representativo (VER) relacionado con las longitudes típicas de la geometría involucrada. Como se indicó en la sección 1.2.3, el VER es el mínimo volumen en el que pueden calcularse las propiedades del medio poroso y del flujo en su interior, de manera tal que sus valores no fluctúen considerablemente al calcularlas en volúmenes mayores. De la elección de este volumen dependerá la escala en la que se promedian las variaciones de la velocidad, lo que permitirá (o no) la detección o puesta en evidencia de las heterogeneidades. Como se dijo,  $D_{//}$  y  $D_{\perp}$  son respectivamente los coeficientes de dispersión longitudinal y transversal y miden el esparcimiento de una concentración inicial de trazador en la misma dirección ( $//$ ) y en la dirección perpendicular ( $\perp$ ) a la velocidad media. En general, estos coeficientes son mucho más grandes que el coeficiente de difusión molecular y tienen en cuenta los efectos de la variación de la veloci-

dad local entre poros y los gradientes de velocidad asociados a un perfil de tipo Poiseuille en el interior de un poro individual. Estos efectos no resultan idénticos en la dirección del flujo y en la dirección perpendicular al mismo. La ecuación 1.12 describe la evolución de la concentración de trazador tal como se muestra en la figura 1.5.

La importancia relativa entre los efectos convectivos y difusivos a escala microscópica se caracteriza por un número sin dimensiones, llamado número de Peclet (Pe):

$$Pe = \frac{Ud}{D_m} = \frac{d^2U}{D_md} = \frac{\tau_d}{\tau_c} \quad (1.13)$$

$$\tau_d = \frac{d^2}{D_m}, \tau_c = \frac{d}{U} \quad (1.14)$$

donde  $\tau_d$  y  $\tau_c$  son los tiempos característicos correspondientes al transporte difusivo y convectivo respectivamente, calculados para una distancia característica  $d$ . En el caso de medios porosos homogéneos esa distancia corresponde aproximadamente a la mitad del tamaño promedio de poros, y en el caso de una fractura única, esa distancia corresponde a la apertura media. En condiciones de flujo axial la dispersión transversal suele ser despreciable. En particular, nos interesaremos por el caso de flujos unidireccionales donde inicialmente la concentración de trazador está distribuida uniformemente en un plano normal a la dirección de flujo. En estas condiciones, la ecuación 1.12 puede reescribirse como:

$$\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (1.15)$$

donde hemos reemplazado  $D_{//}$  por  $D$ , despreciando el término correspondiente a la dispersión transversal, siendo ahora  $C$  ahora solamente función de  $x$  y de  $t$ , y  $\vec{U} = U\hat{x}$  la velocidad media. La ecuación 1.15 sólo es válida cuando los tiempos de tránsito son muy grandes (asociados por ejemplo a los procesos difusivos sobre escalas espaciales grandes) respecto al tiempo convectivo medio ( $L/U$ ) donde  $L$  es la longitud de la muestra.

Para el caso de una inyección inicial con una variación de concentración de tipo función escalón (figura 1.5) se puede encontrar la solución analítica

de la ecuación 1.15, con las siguientes condiciones iniciales:

$$C(x, 0) = 1 \text{ para } x \leq 0$$

$$C(x, 0) = 0 \text{ para } x > 0$$

Para medios suficientemente largos (concentración nula en el infinito), se puede demostrar que la solución para  $x = L$  resulta:

$$C(L, t) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{L - Ut}{2\sqrt{Dt}} \right) \right] \quad (1.16)$$

La solución 1.16 describe la distribución de concentración en función del tiempo y corresponde a una solución de tipo gaussiana.

### 1.3.2.5 Mecanismo de dispersión de Taylor

Taylor [29] fue el primero en estudiar los efectos conjugados de la convección y de la difusión molecular cuando existe un gradiente de velocidades. La llamada dispersión de Taylor está asociada a la dispersión de un trazador en presencia de un flujo de Poiseuille, donde el coeficiente de dispersión resulta proporcional al cuadrado del número de Peclet, siendo el factor de proporcionalidad dependiente de la geometría.

Los ejemplos más conocidos están asociados a una geometría cilíndrica y a una celda de Hele-Shaw (que describiremos a continuación), interesándonos particularmente este último por representar una aproximación a la geometría de una fractura real. En este mecanismo se conjugan los efectos de la difusión molecular y las inhomogeneidades en el campo de velocidades.

Por ejemplo, en el caso de tener un perfil de velocidades de tipo Poiseuille en una celda de Hele-Shaw, una característica importante de este mecanismo es que el gradiente transversal en el campo de velocidades, con velocidad máxima en el centro y nula en las paredes, se combina con la difusión molecular para uniformizar la concentración en el plano transversal al flujo. Por esta característica este mecanismo de dispersión prevalece en geometrías simples, mientras que en geometrías más complejas, como los medios porosos tridimensionales, suelen prevalecer otros tipos de mecanismos asociados al grado de desorden en el campo de velocidades.

Sean  $a^2/D_m$  y  $L/U$  los tiempos característicos de difusión molecular en el ancho del canal y de convección respectivamente (donde  $a$  puede ser el radio en una geometría cilíndrica o la apertura en una fractura,  $D_m$  el coeficiente de difusión molecular,  $L$  la longitud del medio y  $U$  la velocidad media). Para que la dispersión de Taylor tenga lugar deberá cumplirse que:

$$L/U \gg a^2/D_m$$

Esta condición implica que, para que el régimen de Taylor pueda desarrollarse, el tiempo de tránsito deberá ser mucho mayor que  $a^2/D_m$ , el tiempo característico de difusión sobre la distancia  $a$ . De esta forma la difusión molecular transversal al flujo tiene tiempo de "homogeneizar" concentraciones. En la figura 1.6, tomada de [30], se presentan resultados de una simulación de tipo Montecarlo del fenómeno de dispersión en una celda de Hele-Shaw. Se puede ver que para tiempos cortos ( $t = 100$ ), la distribución de partículas sigue el perfil de Poiseuille. Para tiempos intermedios ( $t = 1000$ ) se observa como la difusión molecular va homogeneizando la concentración de trazador en el plano transversal al flujo. Finalmente para tiempos largos ( $t = 10000$ ) se alcanza el régimen de Taylor y la concentración en el plano transversal al flujo es homogénea.

Para tiempos cortos ( $t = 100$ ), el esparcimiento es generado principalmente por mecanismos convectivos, y está dado por la ecuación 1.17

$$\bar{\Delta x} = Ut \quad (1.17)$$

Para tiempos largos el esparcimiento longitudinal de trazador presenta características que pueden asociarse a procesos difusivos, si bien es una suma de los efectos combinados de la difusión molecular transversal y la convección longitudinal. El coeficiente de dispersión de Taylor cuantifica este esparcimiento de tipo difusivo, según la ecuación 1.18:

$$\bar{\Delta x} = \sqrt{D_{taylor}t} \quad (1.18)$$

o bien temporalmente [31]:

$$\bar{\Delta t} = \sqrt{\frac{D_{taylor}}{U^2}t} \quad (1.19)$$

El tiempo característico de transición entre un régimen y el otro es  $\tau_d = a^2/D_m$ , tiempo característico de la homogeneización transversal por difusión molecular. Para  $t = \tau_d$  el esparcimiento está bien descrito por las ecuaciones 1.17 y 1.18 simultáneamente. En ese caso tenemos

$$\sqrt{D_{taylor}\tau_d} \simeq U\tau_d \Rightarrow D_{taylor} \propto \frac{U^2 a^2}{D_m} \quad (1.20)$$

y entonces el coeficiente de dispersión de Taylor tendrá una dependencia de tipo cuadrática en la velocidad de flujo. Por brevedad notaremos  $D$  por  $D_{taylor}$ .

La dispersividad  $l_d$  se define como  $D/U$ , y es una longitud característica de dispersión.

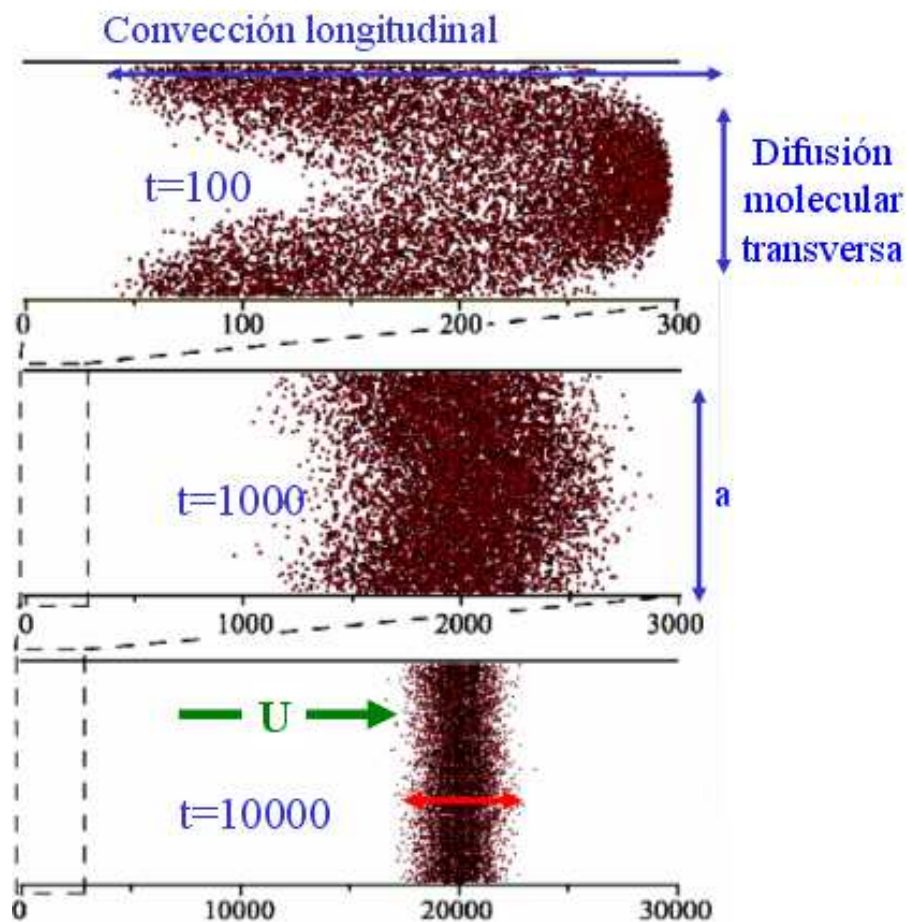


Figura 1.6: Mecanismo de dispersión de Taylor: se puede ver en la figura la evolución de la distribución de partículas hasta alcanzar el régimen de Taylor a tiempos largos. Las unidades de  $t$  son arbitrarias.



### 1.3.2.6 Dispersión de Taylor en una celda de Hele-Shaw (placas plano-paralelas)

Estudiemos el fenómeno de dispersión de Taylor en una geometría particular. Taylor y Aris [32] supusieron un flujo estacionario caracterizado por una velocidad media  $\vec{U} = U\hat{x}$  en un tubo de radio  $R$ , con condiciones iniciales de tipo función escalón en la concentración. En este apartado reproducimos un cálculo similar [33] pero tomando en cuenta la geometría de una celda de Hele-Shaw. Podemos ver en la figura 1.7 el sistema a considerar.

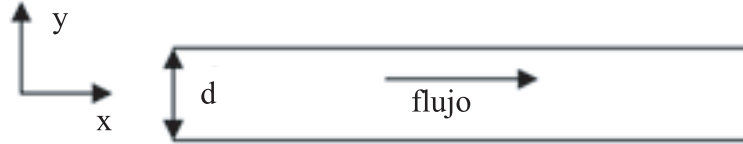


Figura 1.7: Esquema del sistema de coordenadas elegido. La distancia entre placas está dada por  $d$

En ese sistema de coordenadas la ecuación de difusión-convección se expresa como:

$$D_m \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + u_x(y) \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial c}{\partial t} \quad (1.21)$$

donde  $D_m$  es el coeficiente de difusión molecular,  $c$  la concentración y  $u_x$  la velocidad de flujo. Si efectuamos un cambio de coordenadas dado por:

$$x_i = x - U t, t_i = t \quad (1.22)$$

de forma de tener un referencial que se desplace con la velocidad media del fluido  $U$ , obtenemos:

$$D_m \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} - (u_x - U) \frac{\partial c}{\partial x_i} = \frac{\partial c}{\partial t} \quad (1.23)$$

Consideremos ahora en ese sistema el perfil de velocidades correspondiente a

un flujo parabólico (flujo de Poiseuille):

$$u_x(y) = \frac{3}{2}U \left[ 1 - \left( \frac{2y}{d} \right)^2 \right] \quad (1.24)$$

para  $y$  entre 0 y  $d/2$  (el perfil es simétrico respecto de  $y = 0$ ).

Si tenemos en cuenta que el flujo es estacionario y suponemos que el gradiente de concentración en la dirección del flujo es constante, hipótesis hecha por Taylor, resulta

$$\frac{\partial c}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial c}{\partial x_i} = cte. \quad (1.25)$$

y reemplazando la ecuación 1.24 en la ecuación 1.23 obtenemos:

$$\frac{\partial^2 c}{\partial y^2} = \frac{U}{D_m} \left[ \frac{3}{4} \left( \frac{2y}{d} \right)^2 \right] \frac{\partial c}{\partial x_i} \quad (1.26)$$

Si se integra ahora usando la condición de contorno en la pared,  $y = d/2$ :

$$\frac{\partial c}{\partial y} = 0 \quad (1.27)$$

obtenemos

$$c(y) = \frac{U}{D_m} \frac{\partial c}{\partial x_i} \frac{1}{2} \left[ \frac{y^2}{2} - d^2 \left( \frac{2y}{d} \right)^4 \right] + C_1 \quad (1.28)$$

El coeficiente de dispersión  $D$  surge de utilizar un análogo a la ley de Fick dada por la ecuación 1.5

$$J = \frac{Q_m}{ad} = -D \frac{\partial c}{\partial x_i} \quad (1.29)$$

donde  $a$  es el ancho de la celda y  $d$  su espesor.

El caudal másico se puede calcular como:

$$Q_m = 2a \int_0^{d/2} u_{xi}(y) c(y) dy \quad (1.30)$$

donde se integra sobre el semiespesor de la celda y multiplicamos por 2 utilizando la simetría de reflexión en la coordenada  $y$ . La constante  $C_1$  desaparece al integrar.

Integrando se obtiene:

$$\frac{Q_m}{ad} = \frac{U^2}{D_m} \frac{d^2}{210} \frac{\partial c}{\partial x_i} \quad (1.31)$$

y finalmente:

$$D = \frac{U^2}{D_m} \frac{d^2}{210} \quad (1.32)$$

en términos del número de Peclet:

$$\frac{D}{D_m} = \frac{1}{210} Pe^2 \quad (1.33)$$

La dispersividad  $l_d = D/U$  está dada por:

$$l_d = \frac{d Pe}{210} \quad (1.34)$$

El resultado de Aris-Taylor [32] considera adicionalmente un término que tiene en cuenta la contribución directa de la difusión molecular a la dispersión a muy bajos  $Pe$ :

$$\frac{D}{D_m} = 1 + \frac{1}{210} Pe^2 \quad (1.35)$$

$$l_d = d \left( \frac{1}{Pe} + \frac{Pe}{210} \right) \quad (1.36)$$

### 1.3.2.7 Dispersión geométrica

Consideremos el caso de geometría más compleja, como el de la figura 1.8. En el sistema de caminos interconectados que forma la estructura, las partículas de trazador pueden seguir diferentes trayectorias. Las variaciones en las velocidades locales provoca el esparcimiento de la masa de trazador, el cual ocupará un volumen cada vez mayor en el medio a considerar. Los dos elementos básicos en este tipo de mezcla, a menudo llamada dispersión mecánica, son el flujo y la presencia de la estructura geométrica aleatoria en la cual ocurre el desplazamiento.

Además de esta inhomogeneidad a escala microscópica, podemos encontrar también heterogeneidades a escala macroscópica, debidas por ejemplo a variaciones de permeabilidad de una zona a otra del medio, etc. Estas heterogeneidades también contribuyen a la dispersión del trazador en el medio.

En general, la dispersión geométrica domina en medios porosos tridimensionales a velocidades altas, y se expresa introduciendo un término proporcional a la velocidad media en el coeficiente de dispersión [34]. Asimismo, en sistemas de fracturas donde haya un alto grado de desorden en el campo de velocidades este mecanismo puede participar contribuyendo a la dispersión.

El desplazamiento de las partículas de trazador en el medio se puede describir como una caminata aleatoria de un conjunto de partículas, donde cada partícula seguirá una trayectoria independientemente de las otras. Si  $N$  es el número de pasos realizados en un cierto tiempo  $t$  y  $\lambda$  es la longitud de cada salto o paso de la caminata, entonces el desplazamiento cuadrático medio luego de  $N$  pasos será:

$$\langle \Delta x^2 \rangle = N\lambda^2 \quad (1.37)$$

Sea  $\tau$  la duración de cada salto (entonces  $t = N\tau$ ) y si tomamos  $\lambda \approx l_c$  (medios homogéneos), donde  $l_c$  es el largo del canal y sea  $U$  la velocidad

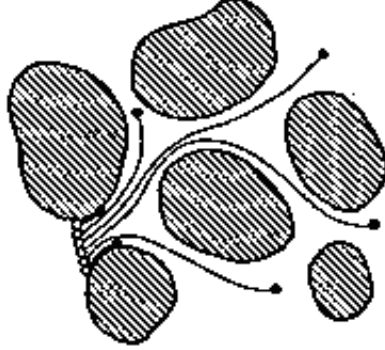


Figura 1.8: Dispersión geométrica en un medio poroso.

característica en un canal, el tiempo de tránsito de un canal a otro será:

$$\tau_{geom} = \frac{l_c}{U} \quad (1.38)$$

de donde puede deducirse:

$$\langle \Delta x^2 \rangle = \frac{t}{\tau} l_c^2 \quad (1.39)$$

obteniéndose entonces el coeficiente de dispersión geométrico, que será proporcional a la velocidad  $U$

$$(D)_{geom} \sim U l_c \quad (1.40)$$

En general  $l_c$  puede ser considerada como una longitud característica o de correlación para la cual la velocidad cambia de dirección. En el caso de los medios porosos homogéneos  $l_c$  es del orden del tamaño de grano, en el caso de materiales heterogéneos suele ser mayor.

### 1.3.2.8 Dispersión geométrica en fracturas

En la sección 1.3.2.6 se analizó el caso de dispersión en una celda de Hele-Shaw (placas plano-paralelas). Consideremos el caso mas general de una fractura de apertura variable. Independientemente de la presencia de la dispersión de Taylor, la rugosidad de las paredes de una fractura puede inducir variaciones espaciales en la velocidad de flujo en el plano de la fractura. Este mecanismo, conocido como "dispersión geométrica", contribuye al proceso de dispersión junto al de Taylor, de forma tal que la ecuación de convección-dispersión 1.15 es satisfecha por un coeficiente  $D$  que tiene en cuenta ambos mecanismos [16, 35].

Roux [18], uno de los autores que estudiaron la dispersión geométrica en fracturas rugosas, predijo mediante argumentos de escala que la contribución del término geométrico al coeficiente de dispersión  $D$  está dada por:

$$\frac{D_{geo}}{D_m} \propto \frac{\varepsilon^2 \xi}{d} Pe \quad (1.41)$$

o bien según la definición de  $l_d$

$$\frac{l_d}{d} \propto \frac{\varepsilon^2 \xi}{d} \quad (1.42)$$

donde  $\varepsilon$  caracteriza la amplitud de las fluctuaciones de velocidad respecto de la velocidad media,  $\xi$  da una longitud de correlación espacial de velocidades, y  $d$  es la apertura media de la fractura. El modelo predice asimismo que el aporte relativo de este mecanismo a  $D$  es máximo para valores intermedios de  $Pe$ , mientras que decae frente a la difusión molecular a bajos  $Pe$ , y frente a la dispersión de Taylor a  $Pe$  altos. Además establece los  $Pe$  de transición entre estos regímenes. Este modelo asume como hipótesis la validez de la aproximación lubricación de Reynolds [36], aplicable cuando las fluctuaciones de apertura ocurren en distancias grandes comparadas con la apertura media  $d$ . Asimismo se asume la condición  $\xi \gg d$ .

Las predicciones de este modelo fueron confirmadas experimentalmente en fracturas con un grado de desorden relativamente bajo en el campo de aperturas [15, 5, 17].

## 1.4 Propiedades reológicas de los fluidos

### 1.4.1 Tipos de fluidos

La reología es la ciencia que estudia las propiedades de deformación y flujo de materiales bajo la acción de fuerzas exteriores. Las propiedades reológicas de un fluido se describen a través de la ecuación que vincula las fuerzas externas que se ejercen sobre un elemento infinitesimal de volumen con el movimiento de dicho elemento, y están ligadas al material independientemente del sistema.

Consideremos una capa delgada de fluido entre dos planos paralelos separados una distancia  $dy$ , como se indica en la figura 1.9.

Si una de las placas está fija y sobre la otra aplicamos una fuerza, se llega a la condición estacionaria cuando la fuerza se equilibra con las fuerzas internas del fluido. Se demuestra experimentalmente que para algunos fluidos

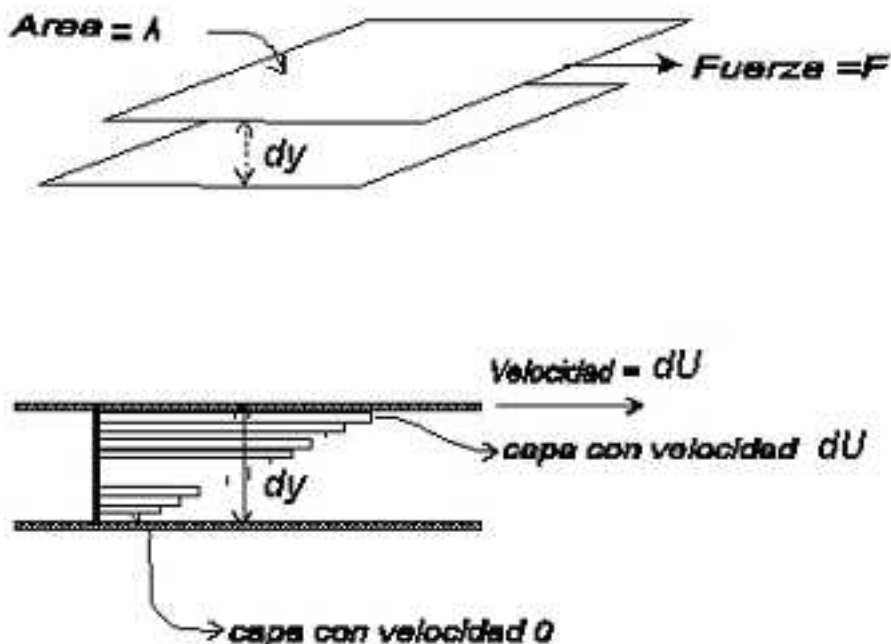


Figura 1.9: Desplazamiento de las capas de fluido cuando se las somete a una fuerza

en régimen laminar, el esfuerzo de corte ( $F/A$ ) ( $A$  es el área sobre la que es aplicada la fuerza) resulta directamente proporcional al gradiente de velocidad. A este tipo de fluidos se los denomina newtonianos, y para ellos se cumple que:

$$\tau = \mu \frac{dU}{dy} = \mu \dot{\gamma} \tag{1.43}$$

donde  $\mu$  es la viscosidad,  $\dot{\gamma}$  la velocidad de deformación,  $U$  la velocidad del fluido y  $\tau$  el esfuerzo de corte.

Hay muchos casos en los que no se cumple una relación lineal entre los esfuerzos y las velocidades de deformación. Estos fluidos se designan no-newtonianos y su reología debe ser descripta por una ecuación más general:

$$\tau = \mu(\dot{\gamma})\dot{\gamma} \tag{1.44}$$

Entre estos fluidos podemos mencionar los **plásticos de Bingham**, que no fluyen hasta que se alcanza un valor umbral de esfuerzo de corte y a partir de allí tienen una relación lineal entre el esfuerzo de corte y la velocidad de deformación. Por el contrario, existen otros, para los cuales el cociente entre el esfuerzo de corte y la velocidad de deformación (viscosidad aparente) disminuye progresivamente con la velocidad de deformación. Este tipo de fluidos se conocen con el nombre de **reofluidizantes o pseudoplásticos**.

Otro tipo de fluidos son los **dilatantes** cuya viscosidad aparente aumenta con la velocidad de deformación. Hay además, fluidos no-newtonianos cuya viscosidad es dependiente del tiempo. Los llamados **tixotrópicos**, por ejemplo, son aquellos que tienen una viscosidad aparente que disminuye con el tiempo para un dado esfuerzo de corte constante. Algunas soluciones concentradas de polímeros son un ejemplo de este tipo de comportamiento. En la figura 1.10 se puede observar la variación cualitativa del esfuerzo de corte en función de la velocidad de deformación  $\dot{\gamma}$  para los distintos tipos de fluidos mencionados.

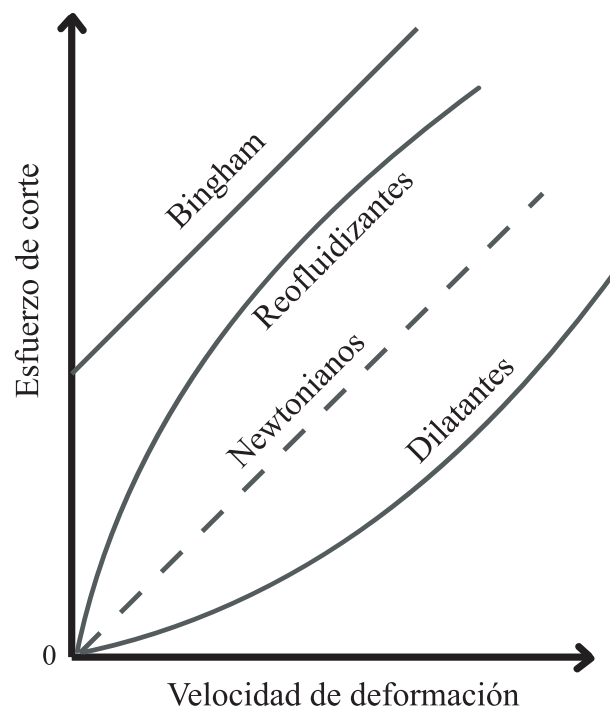


Figura 1.10: Variación cualitativa del esfuerzo de corte en función de la velocidad de deformación para fluidos de distintas características reológicas.

Las soluciones diluidas de polímeros que se utilizan mayormente en procesos de recuperación de petróleo son no-newtonianas reofluidizantes y por ello centramos nuestro interés en ellos. La manera más común de caracterizar su



comportamiento reológico es caracterizando la variación de la viscosidad en función de la velocidad de deformación.

## 1.4.2 Modelos reológicos para fluidos reofluidizantes

### 1.4.2.1 Ley de potencias

Una expresión matemática para caracterizar el comportamiento reofluidizante corresponde a la denominada ley de potencias:

$$\tau = k\dot{\gamma}^n (n < 1) \quad (1.45)$$

donde  $\tau$  es el esfuerzo de corte,  $\dot{\gamma}$  la velocidad de deformación,  $k$  la consistencia del fluido y  $n$  el exponente característico o índice reológico. Siendo la viscosidad aparente  $\mu_a$

$$\mu_a = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (1.46)$$

utilizando 1.45 tenemos,

$$\mu_a = k\dot{\gamma}^{n-1} \quad (1.47)$$

Frecuentemente los fluidos reofluidizantes que se utilizan en laboratorio son soluciones poliméricas (por ejemplo de xanthano o escleroglucano). La concentración de polímero en solución está directamente relacionada con las propiedades reológicas del fluido: en el marco de los modelos reológicos que consideran un exponente característico o índice reológico  $n$ , éste vale 1 cuando la concentración de polímero es nula (fluido newtoniano), y decrece cuando crece la concentración de polímero.

En la figura 1.11 se grafica en escala log-log una variación típica de viscosidad en función de la velocidad de deformación para un fluido reofluidizante. Pueden observarse claramente tres regiones: la primera, donde las velocidades de deformación son bajas, la viscosidad se mantiene constante siendo su valor  $\mu_0$ . Una segunda zona de velocidades de deformación intermedias donde la viscosidad decrece exponencialmente (la pendiente de esa región lineal corresponde a  $n-1$ ) y una tercera zona para altas velocidades de deformación ( $\dot{\gamma}$  tendiendo a infinito) donde nuevamente nos encontramos con valores de viscosidad prácticamente constantes,  $\mu_\infty$ . Esta última región es muy difícil de estudiar experimentalmente ya que corresponde a velocidades de deformación muy altas ( $\dot{\gamma} > 10^4 s^{-1}$ ), para las cuales suelen presentarse inestabilidades hidrodinámicas que afectan la medición. La viscosidad límite para velocidades de deformación muy altas debería ser teóricamente la del fluido solvente, sin embargo la viscosidad aparente medida es mayor debido a las inestabilidades.

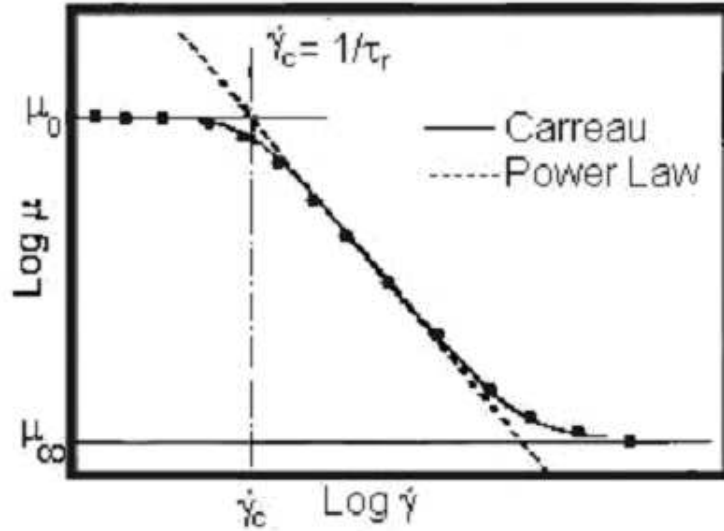


Figura 1.11: Comparación con datos experimentales (puntos) de los modelos de Carreau (en línea llena) y Ley de Potencias (en línea de trazos).

En la figura 1.11 se puede observar que el modelo de ley de potencias no describe bien las zonas de viscosidad constante (plateau newtonianos). Existen modelos más elaborados que tienen en cuenta estas regiones newtonianas, por ejemplo, el modelo de Carreau [37], que se muestra en la figura 1.11 con línea llena. A continuación describiremos este modelo.

#### 1.4.2.2 Modelo de Carreau

El modelo de Carreau describe las tres zonas mencionadas en la sección anterior mediante la incorporación de 4 parámetros de ajuste, los cuales permiten establecer cuantitativamente las zonas de transición entre los diferentes comportamientos y las características de los mismos. El parámetro  $n$  cuantifica el comportamiento en la zona correspondiente a la ley de potencias, mientras que los parámetros  $\mu_0$ ,  $\mu_\infty$  y  $\dot{\gamma}_0$  dan cuenta de las transiciones entre éste régimen y los dos plateau newtonianos. En particular  $\mu_0$ ,  $\mu_\infty$  corresponden a los valores de viscosidad para los límites de muy bajas y muy altas velocidades de deformación respectivamente. El valor de este último suele tomarse como el valor de solvente (en general agua) dado que es muy difícil efectuar mediciones reológicas en las zonas de muy altas velocidades de deformación correspondientes a fluidos reofluidizantes. El parámetro  $\dot{\gamma}_0$  cuantifica el valor de la velocidad de deformación para la transición entre la zona de ley de potencias y el plateau newtoniano a bajas velocidades de deformación.

La expresión analítica de la dependencia de la viscosidad efectiva  $\mu$  con la velocidad de deformación  $\dot{\gamma}$  según el modelo de Carreau esta dada en la ecuación 1.48:

$$\mu = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0}\right)^2\right)^{\frac{1-n}{2}}}(\mu_0 - \mu_\infty) + \mu_\infty. \quad (1.48)$$

### 1.4.3 Reología y dispersión

En esta sección analizaremos la influencia de las propiedades reológicas de los fluidos en el fenómeno de dispersión. Para ello se considerarán ejemplos en geometrías sencillas y se caracterizarán las escalas espaciales en las que tiene lugar cada uno de los procesos asociados. Presentaremos también algunos trabajos experimentales relacionados con este tema.

Consideremos el flujo en una celda de Hele-Shaw (placas plano-paralelas) generado por un gradiente de presión constante. El perfil de velocidades de Poiseuille en el caso de fluidos reofluidizantes, utilizando el modelo de ley de potencias, está descrito por la expresión 1.49:

$$u_x = U \left(\frac{2n+1}{n+1}\right) \left[1 - \left(\frac{2y}{d}\right)^{\frac{n+1}{n}}\right] \quad (1.49)$$

donde  $n$  es el exponente característico o índice reológico. El cálculo para la obtención de este perfil está desarrollado en el apéndice A.

Nótese que la velocidad de deformación  $\dot{\gamma} = \frac{dv_x}{dy}$  es nula en el centro de la celda mientras que en las paredes es máxima.

En la figura 1.12 se puede observar el progresivo aplanamiento central del perfil de velocidades utilizando el modelo de ley de potencias, a medida que  $n$  decrece.

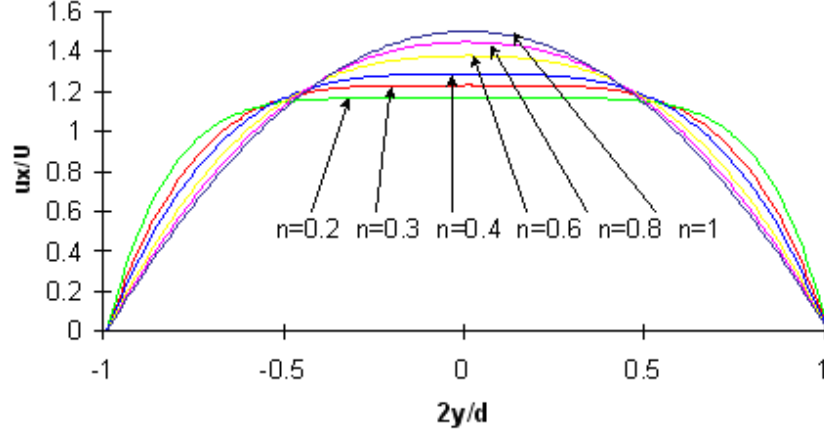


Figura 1.12: Perfiles de velocidad (velocidad de flujo normalizada con la velocidad media en función de la coordenada  $y$  normalizada) para el caso de flujos no-newtonianos reofluidizantes en una celda de Hele-Shaw. Los valores de  $2y/d = 1$  y  $2y/d = -1$  corresponden a las paredes de la celda. El caso  $n = 1$  corresponde al de un fluido newtoniano

El coeficiente de dispersión de la ecuación 1.35 fue calculado analítica y numéricamente [33] para el caso de flujo de un fluido reofluidizante en una celda de Hele-Shaw, y el mismo resulta menor respecto del caso newtoniano a igual velocidad media  $U$ .

$$\frac{D}{D_m} = 1 + Pe^2 f(n) \quad (1.50)$$

donde

$$f(n) = \frac{n^2}{6(2 + 5n)(1 + 4n)} \quad (1.51)$$

La dispersividad  $l_d$  (definida en 1.3.2.5) se expresa en este caso como:

$$l_d = d \left( \frac{1}{Pe} + f(n)Pe \right) \quad (1.52)$$

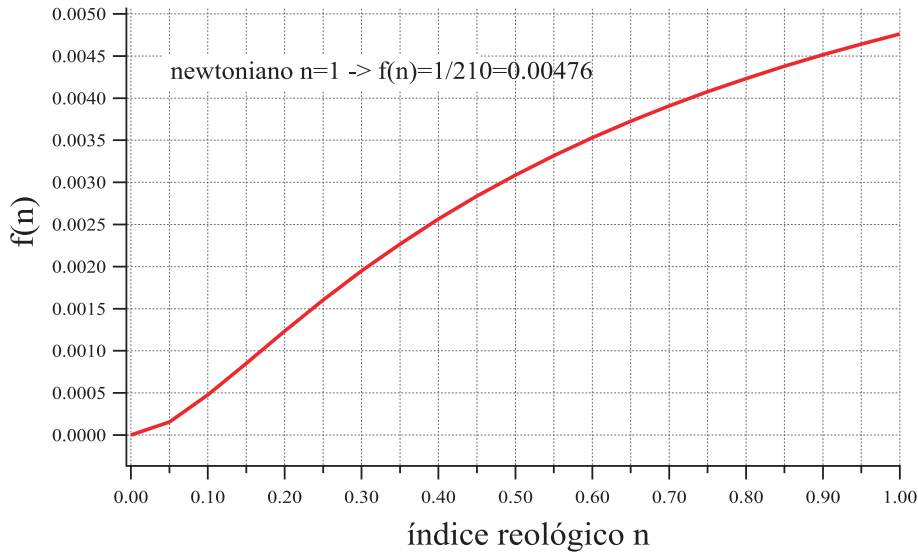


Figura 1.13: Variación del coeficiente  $f(n)$  de la ecuación 1.50 con el índice reológico  $n$ .

El coeficiente  $f(n)$  decrece a partir de su valor máximo para fluidos newtonianos ( $n = 1 \rightarrow f(n) = 1/210$ ) cuando la concentración de polímero aumenta (cuando  $n$  disminuye). Evaluando esta expresión en  $n = 1$  se obtiene la ecuación 1.31 que corresponde al caso newtoniano. Esta disminución del coeficiente de dispersión está asociada al aplanamiento del perfil de velocidades, dado que el mecanismo de dispersión Taylor, que resulta del efecto combinado del esparcimiento longitudinal debido al campo de velocidades y de la difusión molecular transversal, se ve reducido.

Este resultado fue confirmado en los trabajos experimentales de Vartuli [30] (en el caso de un tubo capilar) y Boschán [33] (en el caso de dos placas plano-paralelas o celda de Hele-Shaw), que encontraron un decrecimiento del coeficiente de dispersión para el caso de fluidos reofluidizantes respecto de los fluidos newtonianos.

En el marco del modelo de Carreau, que describe en forma más precisa los regímenes de variación de la viscosidad, el perfil de velocidades de la ecuación 1.49 se ve modificado por la presencia del plateau newtoniano de bajas velocidades.

Cuando la velocidad media  $U$  es pequeña, las velocidades de deformación son pequeñas, el perfil de velocidades corresponde al de un fluido newtoniano (perfil de Poiseuille). La velocidad de deformación toma su máximo valor en las paredes (vale  $6U/d$ ) y cero en el centro de la celda. A medida que se

aumenta  $U$ , el valor de la velocidad de deformación en la pared aumenta, acercándose al valor de transición  $\dot{\gamma}_0$  entre el plateau newtoniano de bajas velocidades y la zona de ley de potencias (ver figura 1.11). La transición se produce cuando  $6U/d = \dot{\gamma}_0$ , o sea cuando la velocidad media alcanza el valor crítico  $U_c = \dot{\gamma}_0 d/6$ .

Para  $U > U_c$  el flujo tiene una componente no-newtoniana, representada por una capa que se desarrolla desde la pared y hacia el centro de la celda (en la zona donde las velocidades de corte son mayores que  $\dot{\gamma}_0$ ). Progresivamente con el aumento de  $U$ , el espesor de la capa de flujo no-newtoniana se va incrementando hasta que todo el flujo está totalmente descrito por el modelo de ley de potencias (excepto una franja central muy fina, con valores de velocidades de deformación cercanos al cero, que tendrá comportamiento newtoniano). En la figura 1.14 se muestra un esquema que muestra en forma cualitativa las regiones de diferente comportamiento reológico en el espesor de la fractura. El ancho característico de las mismas variará según la velocidad media de flujo. Gabbanelli et al. [38] realizaron un estudio numérico de los distintos escenarios considerando un modelo de ley de potencias truncado.

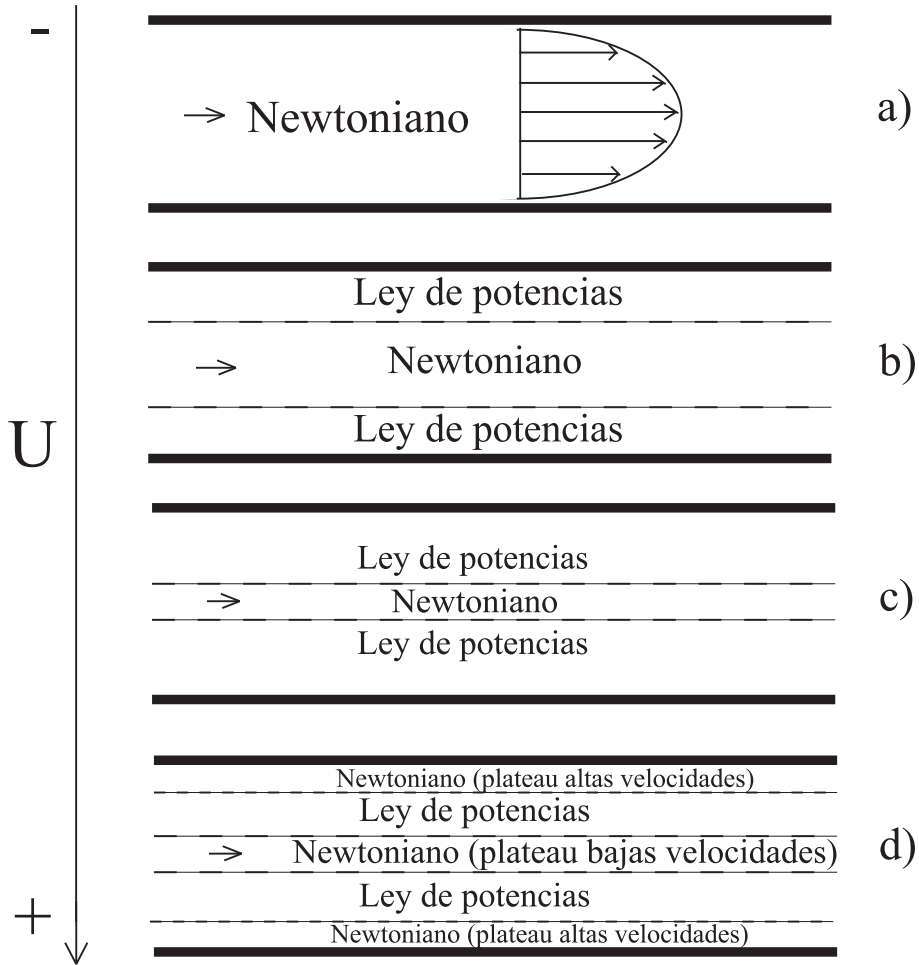


Figura 1.14: Para velocidades medias muy pequeñas (a), todo el flujo tiene velocidades de deformación correspondientes al plateau newtoniano de la curva reológica, y luego el perfil de velocidades es el que corresponde a un fluido newtoniano. Cuando las velocidades de deformación alcanzan el valor de transición al comportamiento en ley de potencias, se comienza a desarrollar una capa de flujo descrita por el modelo ley de potencias (b). Para velocidades medias muy altas casi todo el flujo está descrito por el modelo de ley de potencias (excepto una franja muy fina en el centro de la celda, con valores de velocidades de deformación cercanos al cero, que tendrá comportamiento newtoniano (c)). Si la velocidad media es tal que la velocidad de deformación en la pared supera el valor de transición al plateau newtoniano de altas velocidades, se desarrolla sobre la pared una capa newtoniana (d), obteniéndose en este caso un flujo con componentes de los tres regímenes que tiene en cuenta el modelo de Carreau. Experimentalmente la situación (d) es muy difícil de observar por la aparición de inestabilidades.

Eventualmente si  $U$  alcanza valores muy elevados, las velocidades de deformación podrían alcanzar el plateau newtoniano de altas velocidades. Sin embargo esta situación es muy difícil de recrear experimentalmente dado que la transición a este plateau se produce a velocidades de deformación muy elevadas. El perfil de velocidades para el modelo de Carreau no puede ser calculado en forma analítica.

Otro caso en el cual la reología de los fluidos influye sobre el proceso de dispersión es el de los medios porosos, donde el flujo tiene lugar a través de diferentes canales en el sistema de caminos interconectados que forma la estructura. Este caso puede ser analizado mediante un modelo sencillo.

Consideremos dos capilares cilíndricos de radios  $a$  y  $A$  ( $A > a$ ).

La velocidad media de flujo de un fluido reofluidizante (de tipo ley de potencias), en la sección de un capilar, está dada por la expresión 1.53

$$U = \langle v_z \rangle_r = \frac{(\Delta P)^{1/n}}{(2k)^{1/n}} \frac{n}{2n+1} R^{\frac{n+1}{n}} \quad (1.53)$$

donde  $R$  es el radio del capilar,  $k$  la consistencia del fluido,  $n$  el exponente característico del fluido y  $\Delta P$  el gradiente de presión aplicado (para el cálculo de la velocidad media  $U$  en una geometría similar puede verse en el trabajo de Gabbanelli [38]).

Entonces la razón entre la velocidad media en el capilar de radio  $a$  y la velocidad media en el capilar de radio  $A$ , suponiendo un mismo gradiente de presión aplicado, está dada por la ecuación 1.54:

$$\frac{U_a}{U_A} = \left(\frac{a}{A}\right)^{\frac{n+1}{n}} = \left(\frac{a}{A}\right)^2 \left(\frac{a}{A}\right)^{\frac{1-n}{n}} = \left[\frac{U_a}{U_A}\right]_{n=1} \left(\frac{a}{A}\right)^{\frac{1-n}{n}} \quad (1.54)$$

Teniendo en cuenta que  $a/A < 1$ , y que para un fluido reofluidizante  $0 < n < 1 \Rightarrow 0 < \left(\frac{1-n}{n}\right) < \infty$ , se puede concluir que la proporción de velocidades medias entre el capilar de radio  $a$  y el capilar de radio  $A$  es siempre menor que en el caso newtoniano. Esto implicaría que el contraste de velocidades medias entre canales de diferente permeabilidad aumenta para fluidos reofluidizantes respecto de los fluidos newtonianos. Este fenómeno ha sido verificado experimentalmente [21, 20].

El aumento del contraste de velocidades entre canales de diferente permeabilidad actúa incrementando el fenómeno de dispersión en la escala global.

En el caso de medios porosos, D'Onofrio [39] estudió la influencia de las



propiedades reológicas en la dispersión para soluciones newtonianas y no-newtonianas reofluizantes en medios porosos de simple y doble porosidad.

Sus resultados experimentales muestran un aumento del coeficiente de dispersión para el caso de fluidos reofluizantes respecto de fluidos newtonianos.

En este capítulo se describieron las propiedades de los medios físicos considerados en este trabajo, y se definieron las magnitudes físicas asociadas a su estudio. Luego se introdujo el fenómeno de dispersión, y se analizaron algunos casos particulares. Finalmente se presentaron las características más importantes que permiten describir el comportamiento de fluidos no-newtonianos y en particular reofluizantes, y se analizó en sistemas simples cómo influye la reología en el fenómeno de dispersión.

En el capítulo siguiente describiremos los dispositivos experimentales utilizados en las experiencias.

# Capítulo 2

## Dispositivos experimentales y metodología

En los capítulos anteriores se ha expuesto la relevancia del estudio de las propiedades de transporte y dispersión en medios fracturados. En este trabajo nos concentraremos en particular en sistemas compuestos por fracturas únicas. Se entiende por fractura única al espacio delimitado entre dos superficies rugosas o bien entre una superficie rugosa y una lisa. En este capítulo se describen los dispositivos experimentales utilizados, las técnicas de medición, el protocolo experimental y el procesamiento de datos. Algunas de las descripciones, como por ejemplo las relativas a los fluidos o las metodologías de procesamiento, son comunes a las EFAP (Experiencias con fracturas autoafines) y a las EFAL (Experiencias con fracturas aleatorias). Otras, como las fracturas modelo y el dispositivo experimental correspondiente, se describen en particular para cada experiencia.

### 2.1 Resumen de las experiencias realizadas

En esta tesis, se estudia el fenómeno de dispersión en fracturas únicas. En el capítulo anterior hemos visto que, de manera práctica, la dispersión hidrodinámica puede ser analizada a partir del seguimiento de la variación de concentración de un trazador (colorante) en el tiempo cuando se desplaza en un flujo a través del medio. Las experiencias realizadas consisten en saturar inicialmente la fractura con fluido sin trazador (con trazador), y luego desplazarlo con fluido con trazador (sin trazador). La condición inicial corresponde a una función escalón respecto de la concentración de trazador.

Las soluciones desplazante y desplazada tienen idénticas propiedades reológicas (pueden ser ambas newtonianas o ambas no-newtonianas) y son mis-

cibles entre sí.

La técnica de medición utilizada fue la de visualización por transmisión de luz a través de la fractura. Esta permite adquirir, mediante una cámara de alta resolución, imágenes de la intensidad de luz transmitida a través de la fractura y obtener posteriormente las variaciones locales de concentración de trazador en cualquier posición de la misma. A continuación se describen los fluidos utilizados en las experiencias.

## 2.2 Los fluidos utilizados

Para llevar a cabo las experiencias se decidió utilizar fluidos con propiedades reofluidizantes (utilizados en la recuperación asistida de petróleo), y en particular soluciones acuosas de un biopolímero conocido como “escleroglucano”. Uno de los principales motivos de esta elección es que sus soluciones son de excelente calidad (características reológicas reproducibles, alta estabilidad, ausencia de geles, limpidez y transparencia) sin ser necesario el proceso de filtrado.

Este proceso, habitualmente necesario cuando se utilizan otros biopolímeros (por ejemplo el xanthano, cuyas soluciones también tienen características reofluidizantes), presenta el problema que la cantidad de polímero retenida en los filtros puede variar entre un proceso de filtrado y otro. De esta manera resulta muy dificultoso reproducir una preparación dada [39].

Adicionalmente el escleroglucano presenta carácter no-iónico, y por lo tanto sus propiedades estructurales no cambian en presencia de sales en solución. En solución acuosa, las moléculas de escleroglucano adquieren una configuración de triple hélice de aproximadamente  $10^{-6}m$  de longitud,  $2.1 \times 10^{-9}m$  de diámetro y longitud de persistencia de  $1.8 \times 10^{-7}m$  [40]. Los fluidos utilizados en todas las fracturas modelo fueron preparados de forma absolutamente similar.

En las EFAF se utilizaron soluciones de escleroglucano de 500 ppm (partes por millón) y 1000 ppm. En las EFAL se utilizaron además soluciones newtonianas de glicerol al 10 % (en peso) en agua (denominaremos a estas soluciones por la sigla AG). Esta solución tiene una viscosidad de 1.3 cp a 20 grados centígrados. En las experiencias realizadas con fluidos newtonianos se decidió utilizar soluciones de glicerol en agua porque su preparación es simple y resultaron ser óptimas en experiencias similares llevadas a cabo en trabajos previos [33].

El colorante elegido como trazador se conoce comercialmente con el nombre “Waterblue” [41], es un colorante altamente pasivo, de adsorción practica-

mente nula en los materiales utilizados y rápida disolución en agua. Las soluciones de Waterblue presentan una coloración azul. Su coeficiente de difusión molecular  $D_m$  en agua fue determinado experimentalmente en mediciones independientes y su valor es de  $(6.5 \pm 0.3) \times 10^{-10} m^2 s^{-1}$ .

El valor de  $D_m$  en las soluciones poliméricas utilizadas lo hemos supuesto igual al correspondiente en agua, debido a que estas soluciones son diluidas (1000 ppm y 500 ppm) y por lo tanto la movilidad de las moléculas del colorante en el proceso de difusión no debería variar significativamente.

Para el caso de la solución de glicerol en agua, por tratarse de una solución de mayor concentración (10 % en peso = 100000 ppm) inferimos el coeficiente de difusión mediante la relación de Einstein ( $D_m \propto 1/\eta$ ). Resulta entonces  $D_m = (5.0 \pm 0.3) \times 10^{-10} m^2 s^{-1}$  para la solución de glicerol al 10 % en agua.

### 2.2.1 Preparación de los fluidos utilizados

Para cada una de las experiencias fue necesario preparar una solución con colorante y una sin colorante, debiendo ser ambas absolutamente similares en todas sus propiedades físicas, excepto por presentar diferente grado de absorción de luz. Para ello se utilizó como base una solución madre que luego fue fraccionada en dos partes para preparar las soluciones finales.

Las etapas involucradas en la preparación de los fluidos fueron las siguientes:

#### 1) Preparación de la solución madre:

En el caso de las soluciones de escleroglucano, la solución madre fue preparada de la siguiente manera:

Inicialmente se disuelven 2.1 g de  $NaNO_3$  y 0.42 g de  $NaN_3$  en 2100 g de  $H_2O$  utilizando un agitador magnético. El  $NaNO_3$  se agrega para poder verificar luego las mediciones reológicas comparando con una serie de valores históricos obtenidos con esta misma preparación en trabajos anteriores [39]. El  $NaN_3$  es un bactericida que actúa evitando la degradación bacteriana del escleroglucano, permitiendo extender la vida útil de las soluciones.

Luego se agregan 1.05 g o 2.1 g de escleroglucano en polvo para preparar las soluciones de 500 ppm y 1000 ppm respectivamente. La disolución del escleroglucano en polvo es un proceso que debe realizarse muy cuidadosa y lentamente para evitar la formación de agregados macroscópicos. Por ello se deben vertir cantidades muy pequeñas a intervalos regulares de tiempo (cada media hora aproximadamente) durante varias horas y en un proceso de agitación continua. En el caso mas favorable son necesarias unas 36 horas para obtener dos litros solución completamente homogénea.

Para pesar todas las masas involucradas se utilizaron dos balanzas de precisión de 1 mg y 0.1 g (Adventurer Ohaus).

En el caso de las soluciones newtonianas utilizadas en las experiencias EFAL, para preparar la solución madre se toman 1890 g (90 %) de  $H_2O$  y 210 g (10 %) de glicerol, disolviendo luego 2.1 g de  $NaNO_3$ .

## 2) Preparación de las soluciones finales:

Una vez obtenida la solución madre se procede a fraccionarla en 2 partes de 1000 g cada una, el remanente (aprox. 100 g) se utilizó posteriormente para realizar mediciones de control de reología. A una de las partes se le añade una cantidad de colorante, presentándose la solución de color azul oscuro luego de la disolución. A la otra parte se le añade una cantidad igual de NaCl para compensar diferencias de densidades entre ambas partes, presentándose la solución transparente luego de la disolución. Las cantidades de colorante (0.3 g en las EFAF, 0.4 g en las EFAL) fueron elegidas para cada uno de los tipos de experiencia de modo que fueran las menores posibles pero respetando que la variación de intensidad transmitida, entre el caso de la celda saturada con fluido coloreado y el caso de la celda saturada con fluido sin colorear, no resultara menor que un 25 % del rango dinámico de la cámara digital. Esto permite tener una buena definición en niveles de gris (intensidad transmitida) sin que una excesiva concentración de colorante pueda alterar las propiedades de los fluidos. Con esta cantidad de colorante se obtuvieron absorptividades relativas del orden del 40 % (entre el caso de la celda saturada con fluido coloreado y el caso de la celda saturada con fluido sin colorear).

La compensación de las densidades busca evitar efectos de inestabilidades gravitatorias (por diferencia de densidad) en las experiencias, y es verificada con un densímetro Anton Paar DM A35 con una precisión de  $10^{-4} g/cm^3$ .

En todos los casos las soluciones son introducidas por varias horas en una bomba de vacío para desgasificarlas y evitar la presencia de burbujas durante las experiencias.

### 2.2.2 Caracterización de las propiedades reológicas de los fluidos utilizados

De forma práctica, la determinación de las propiedades reológicas de los fluidos se realiza midiendo el esfuerzo de corte  $\tau$  mientras se somete al fluido a una velocidad de deformación uniforme controlada. El cociente entre ambos valores es la viscosidad aparente. Los viscosímetros que emplean este principio son rotacionales: de cilindros concéntricos (como el utilizado para caracterizar fluidos en este trabajo), o del tipo cono-plato. También se puede

inferir la relación entre el esfuerzo de corte  $\tau$  y la velocidad de deformación  $\dot{\gamma}$  indirectamente a partir de observaciones del gradiente de presión  $\vec{\nabla}P$  y del caudal  $Q$  en un tubo capilar largo. En este tipo de dispositivo, la velocidad de deformación  $\dot{\gamma}$  no es constante: varía desde cero en el centro del tubo hasta un valor máximo en las paredes y consecuentemente la interpretación de los resultados no es directa.

La caracterización reológica de los fluidos utilizados en las experiencias EFAF fue realizada usando un reómetro de cilindros concéntricos Contraves Low Shear 30 Couette en el rango de velocidades de deformación  $\dot{\gamma}$  de  $0.0016\text{ s}^{-1} \leq \dot{\gamma} \leq 87\text{ s}^{-1}$ . Se realizaron mediciones en muestras provenientes de la solución madre, de la solución con Waterblue, y de la solución con NaCl, obteniéndose resultados similares en los tres casos.

En las EFAL se caracterizaron los fluidos mediante mediciones reológicas realizadas con un reómetro de cono y plato Paar Physica MCR300, obteniéndose resultados similares a los obtenidos para las EFAF.

En la figura 2.1 se observan los valores de viscosidad efectiva en función de la velocidad de deformación obtenidos en la caracterización reológica realizada para las EFAF, y los ajustes correspondientes por el modelo de Carreau. Puede observarse que para toda velocidad de deformación los valores de viscosidad para 1000 ppm son mayores que para 500 ppm, siendo también la pendiente en la zona de ley de potencias mayor para 1000 ppm.

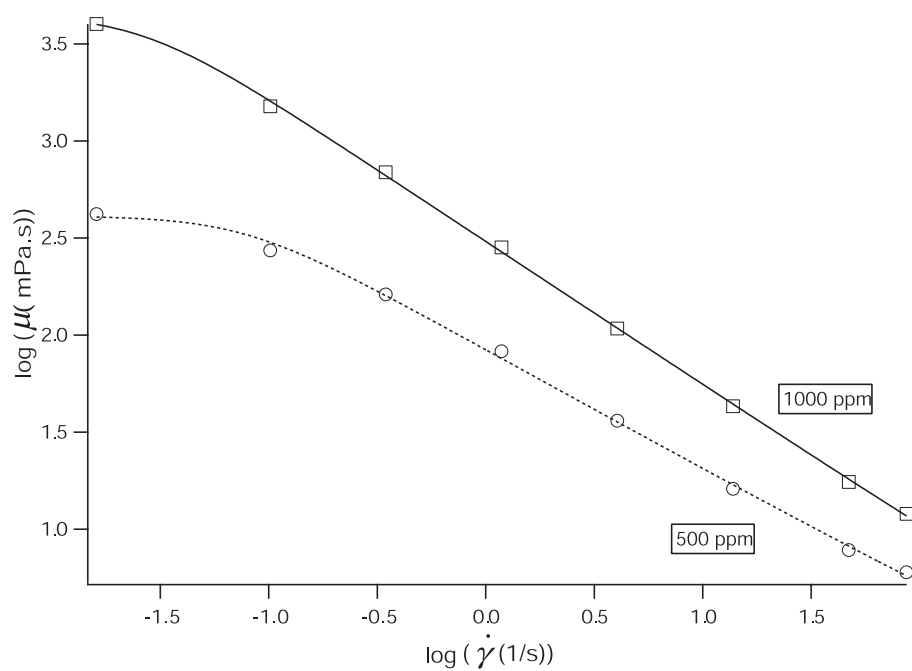


Figura 2.1: Valores de la viscosidad efectiva en función de la velocidad de deformación obtenidos para las soluciones de 500 y 1000 ppm, con el ajuste correspondiente por el modelo de Carreau.

De los ajustes con el modelo de Carreau de 4 parámetros se obtuvieron los valores presentados en la tabla 2.1:

Concentración de polímero ppm	$n$	$\dot{\gamma}_0$ $s^{-1}$	$\mu_0$ $mPa.s$
1000	$0.26 \pm 0.02$	$0.026 \pm 0.004$	$4500 \pm 400$
500	$0.38 \pm 0.04$	$0.07 \pm 0.02$	$410 \pm 40$

Tabla 2.1: Valores de los parámetros del modelo de Carreau obtenidos por ajuste. Tal como se expresó en la sección 1.4.2.2, el valor de  $\mu_\infty$  es muy difícil de estimar experimentalmente por la aparición de inestabilidades. Se utiliza entonces el valor límite teórico, que es el valor de solvente ( $H_2O$ ):  $0.001mPa.s$

## 2.3 El dispositivo experimental de las EFAF

En esta sección describiremos el dispositivo experimental utilizado en las experiencias con fracturas constituídas por superficies con propiedades geométricas autoafines realizadas en el Laboratorio FAST.

### 2.3.1 La fractura “autoafín”

La fractura utilizada fue construida en acrílico transparente para poder utilizar la técnica de transmisión de luz, que describiremos en la sección 2.5. Esta técnica presenta ventajas (respecto de otras técnicas habitualmente utilizadas, como las basadas en la medición de conductividad o la actividad de radiotrazadores) pues permite determinar la concentración de un trazador en cualquier posición de la fractura. Se eligió el acrílico como material por la facilidad que presenta para ser trabajado utilizando una fresadora específica para modelado en materiales blandos, y por su alto grado de transparencia luego del fresado.

### 2.3.2 Diseño de la fractura

La morfología de la rugosidad de la fractura se diseñó mediante un programa desarrollado en lenguaje “C” que genera numéricamente una superficie autoafín de 1024 por 1024 píxeles (una matriz de 1024 por 1024 elementos) utilizando el algoritmo de medio-punto [27], y considerando un exponente



característico de 0.8 (ver 1.2.5). Siendo que la autoafinidad es una propiedad estadística, se pueden a priori generar infinitas superficies que sean autoafines con un exponente dado. En la práctica se realizan varias corridas del algoritmo y se elige la superficie que se presente más apropiada (poca amplitud de alturas, ausencia de alturas "singulares") para el proceso de fresado.

Una vez determinada la superficie se genera una similar, pero dispuesta a una distancia  $d$  de la primera. De esta forma tenemos dos superficies autoafines separadas por una distancia  $d$  en todo punto  $(x, y)$  de las superficies. Esta distancia definirá la apertura media de la fractura. En la figura 2.2 podemos ver un esquema que representa estas etapas. Luego se procede

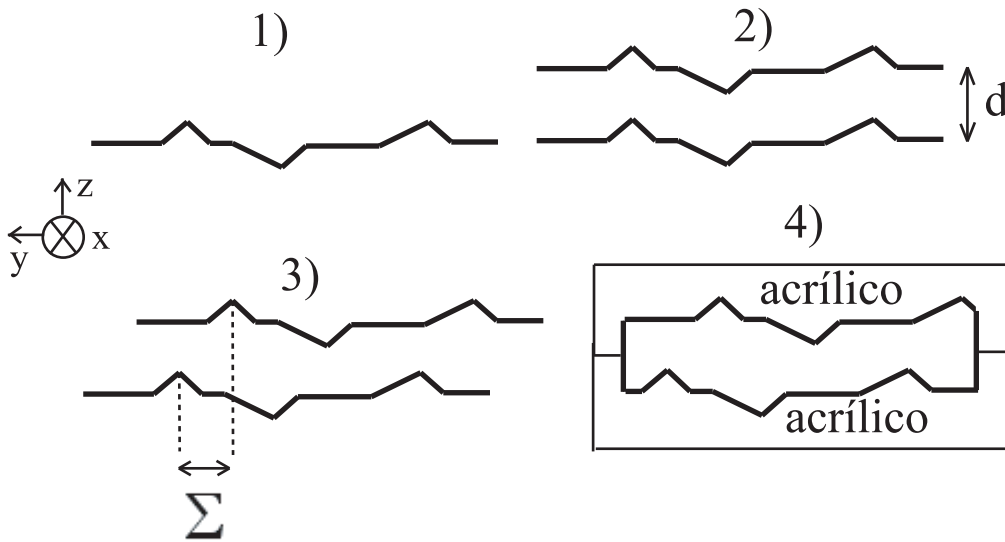


Figura 2.2: Esquema en corte transversal del proceso de generación del campo de aperturas a transferir al acrílico. Primero se genera numéricamente la superficie autoafín (1), luego se la duplica y se separa el duplicado una distancia  $h$  de la primera (2). Luego se genera el desplazamiento lateral (3). Este campo de aperturas obtenido será el que tendrá la fractura una vez fresadas las superficies en el acrílico (4).

a generar un desplazamiento lateral (o de corte) de una superficie respecto de la otra. Como se mencionó en la introducción, este desplazamiento lateral simula los movimientos de corte que suceden frecuentemente en la corteza terrestre. En este caso se eligió realizar un desplazamiento tal que posteriormente resulte perpendicular a la dirección del flujo dentro de la fractura (ver 2.2c).

La magnitud del desplazamiento lateral  $\Sigma$  es la máxima posible antes de que se produzca algún contacto entre las superficies. En la figura 2.3 podemos

observar un esquema del desplazamiento relativo entre las superficies constituyentes de la fractura.

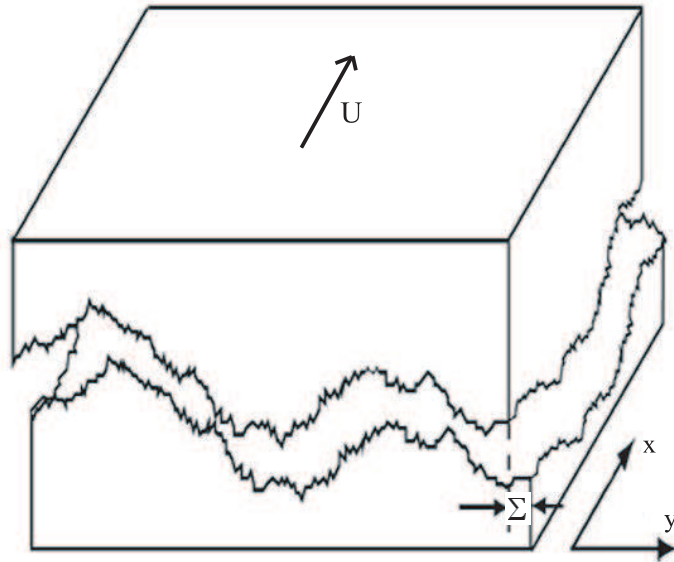


Figura 2.3: Esquema de la disposición relativa entre las superficies constituyentes de la fractura. La magnitud del desplazamiento lateral  $\Sigma$  está dada por el primer punto de contacto entre superficies. El vector  $\vec{U}$  representa la dirección en la que luego se establecerá el flujo axial en la fractura, siendo ésta perpendicular al desplazamiento lateral.

En este punto, y debido a varias razones, es necesario acotar el tamaño de la fractura. Por un lado si el tamaño de la fractura fuese demasiado grande, el material puede pandearse durante el proceso de fresado (esto fue verificado en pruebas preliminares). Por otro, es conveniente reducir el tamaño de las zonas de inyección y drenaje de fluido, a fin de limitar problemas hidráulicos en el montaje.

En este caso las dimensiones de la fractura se eligieron de 1024 píxeles (en la dirección de flujo  $\hat{x}$ ) por 510 píxeles (en la dirección perpendicular al flujo,  $\hat{y}$ ) en la superficie numérica generada por algoritmo, lo que es equivalente a 17 cm de largo por 8.5 cm de ancho.

Si consideramos la superficie autoafín original  $z(x, y)$ , entonces el campo de aperturas  $h(x, y)$  queda determinado por la ecuación 2.1.

$$h(x, y) = z(x, y + \Sigma) - z(x, y) + d \quad (2.1)$$

donde  $h(x, y)$  es el campo de aperturas,  $z(x, y)$  describe a la superficie autoafín. Esta información se almacena en tres matrices, una de alturas para cada superficie y otra de aperturas  $h(x, y)$ , cada una de 1024 por 510 elementos.

En la figura 2.4 vemos un mapa codificado en 256 niveles de gris del campo de aperturas generado por el algoritmo de medio punto [27]. Este campo de aperturas es el que tendrá la fractura una vez fresadas las superficies en el acrílico. En las posiciones donde el nivel de gris vale cero, la apertura vale cero, en las posiciones donde el nivel de gris vale 255, la apertura vale 0.15 cm. Cada nivel de gris corresponde entonces aproximadamente a  $5.8 \times 10^{-4}$  cm.

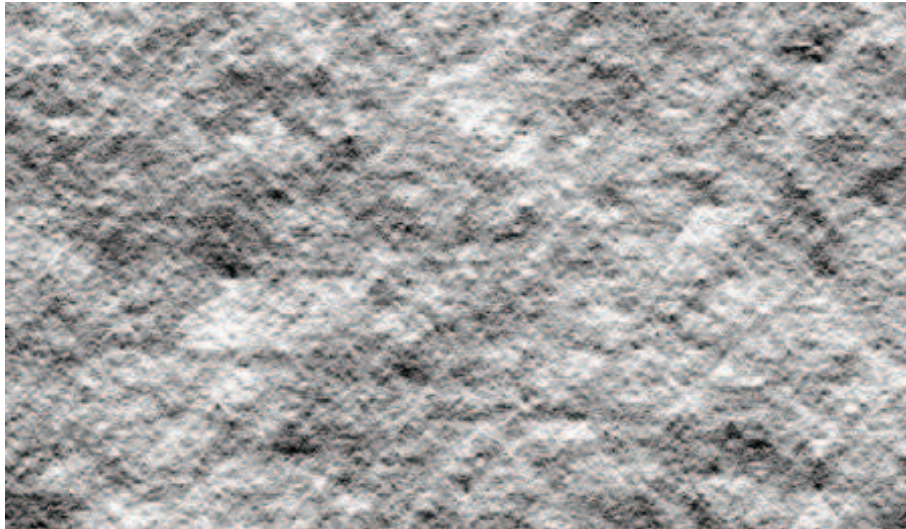


Figura 2.4: Mapa de 1024 por 510 píxeles codificado en 256 niveles de gris del campo de aperturas numérico (el color blanco corresponde al nivel de gris 255, y a una apertura de 0.15 cm; el color negro corresponde al nivel de gris 0, y a una apertura de 0 cm). Cada nivel de gris representa aproximadamente  $5.8 \times 10^{-4}$  cm de apertura en la fractura física.

En la figura 2.5 observamos un histograma de la distribución de las aperturas del mapa de la figura 2.4.

En la tabla 2.2 podemos ver los parámetros estadísticos que describen el campo de aperturas  $h(x, y)$  y de la superficie autoafín  $z(x, y)$ .

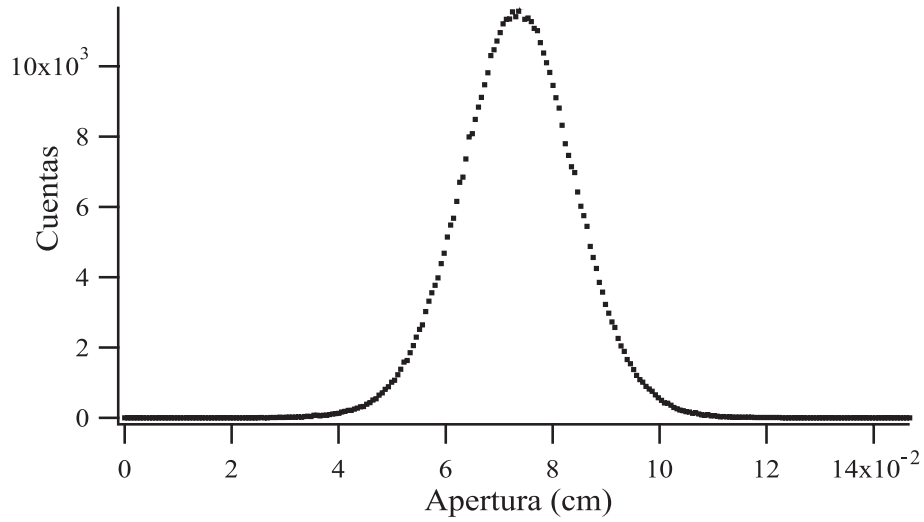


Figura 2.5: Histograma del campo de aperturas digital de la fractura generado por el algoritmo de medio punto. En la tabla 2.2 podemos ver los parámetros estadísticos que describen esta distribución.

$\langle h \rangle_{xy} =$	$0.075cm$
$\sigma_{xy}(h) =$	$0.011cm$
$min(h) =$	$0.0028cm$
$max(h) =$	$0.15cm$
$max(z) - min(z) =$	$1.92cm$
$\sigma(z) =$	$0.306cm$

Tabla 2.2: Parámetros estadísticos descriptivos de la superficie autoafín  $z(x, y)$  y del campo de aperturas  $h(x, y)$ .

Un parámetro importante para caracterizar el grado de desorden del campo de aperturas es  $S = \sigma_{xy}(h) / \langle h \rangle_{xy} = 0.15$ . Cuando  $S$  es pequeño (como en este caso) significa que las variaciones de apertura se dan en distancias relativamente grandes.

### 2.3.3 Fresado de las superficies

El siguiente paso lo constituye el fresado digital de la fractura. Para ello se fresa cada superficie en un paralelepípedo de acrílico, proceso que puede durar varias semanas por superficie, según su tamaño. La fresadora digital Roland Modela Pro MDX-500 está controlada por una computadora a través de un software especial, que lee las matrices de alturas y aperturas para luego realizar el fresado del bloque de acrílico.

El fresado debe hacerse en dos etapas: en la primera, una herramienta "gruesa" retira la mayor parte del acrílico del bloque. En la segunda, una herramienta semiesférica más pequeña efectúa el grabado fino, permitiendo transferir al acrílico la superficie autoafín con una precisión de  $600 \mu m$ . De la versión digital en 1024 por 510 píxeles de la superficie autoafín, se obtiene la superficie en acrílico de 17 cm por 8.5 cm (resultando el volumen poral de la fractura de aproximadamente  $11 \text{ cm}^3$ ). Adicionalmente, en cada uno de los dos lados mas largos de cada superficie autoafín se deja una banda de 1 cm de ancho por 17 cm de largo. Estas bandas son fresadas de forma tal que cumplen una doble función: por un lado permiten ajustar con precisión la posición relativa entre las dos superficies autoafines (apertura y desplazamiento lateral), por el otro, al encastrar perfectamente cuando se monta la fractura, se logra un sellado lateral muy eficiente. En la figura 2.6 se puede observar una fotografía de una de éstas superficies.

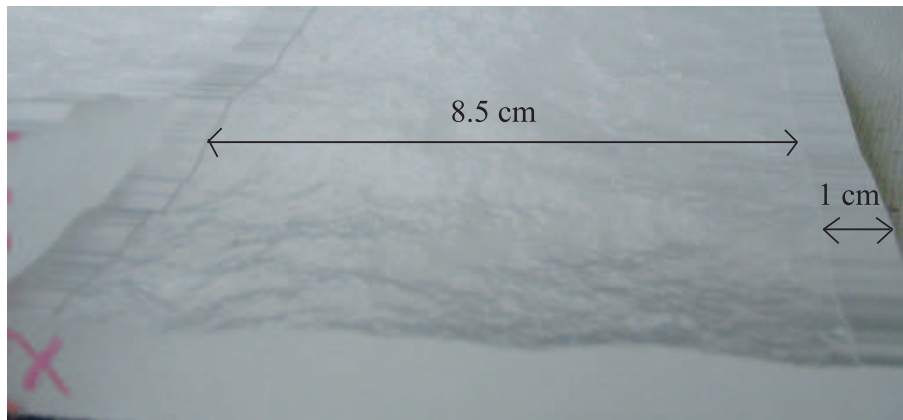


Figura 2.6: Fotografía en vista superior de una de las superficies constituyentes de la fractura, donde se observan las bandas laterales adicionales, que permiten establecer la separación prevista entre superficies.

Una vez generadas las dos superficies de la fractura, se procede a efectuar una limpieza profunda de ambas para extraer restos de acrílico y del aceite de lubricación utilizado durante el fresado. Para esto se utiliza en primer lugar agua y luego el solvente conocido como "White spirit", que no daña el acrílico.

### 2.3.4 Montaje de la fractura

Para el montaje de la fractura en primer lugar se coloca una superficie sobre la otra de forma tal que las bandas laterales encastran perfectamente. Para garantizar el sellado lateral, la fractura es prensada sobre sus lados mas largos utilizando un juego de prensas a tornillo diseñado especialmente. Se introducen bandas de goma entre las prensas y el acrílico de manera que la presión ejercida sea uniforme. La presión de prensado fue controlada cuidadosamente para evitar la deformación del acrílico y en consecuencia la deformación del campo de aperturas original.

Asimismo, una vez sujeta la fractura con las prensas, se adiciona sellador de silicona sobre el encastramiento lateral para reducir la posibilidad de pérdida de fluidos por los laterales.

En la figura 2.7 se puede observar la zona de ingreso de fluido y el lateral de la fractura.

Posteriormente se procede a montar el sistema fractura-prensa en un soporte que permite disponer la fractura verticalmente. La configuración vertical permite obtener mejores condiciones para el ingreso de los fluidos a la fractura. Mediante la utilización de un reservorio de provisión con movi-

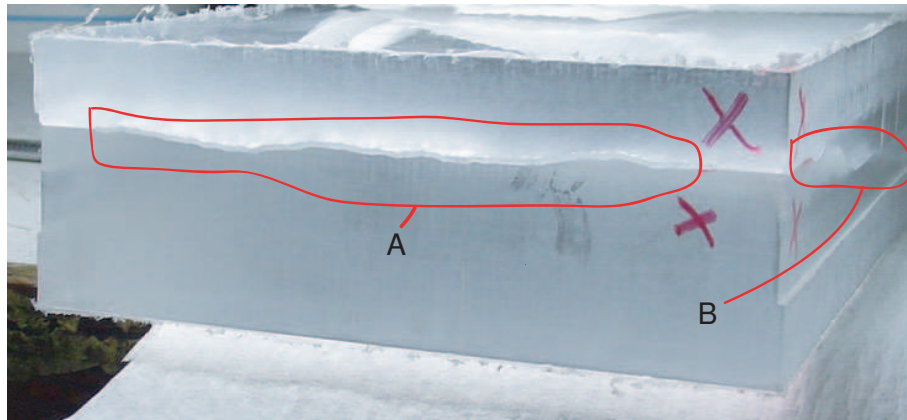


Figura 2.7: Fotografía de la fractura montada donde se observa la zona de entrada de fluido (A), y el encastre lateral (B).

miento vertical, se puede realizar en forma ágil y sistemática la operación de reemplazo de la provisión de fluido a la fractura. Este reservorio de provisión provee fluido a la fractura por la zona de ingreso inferior y es sostenido por una plataforma de altura graduable que le proporciona el movimiento vertical. Además esta configuración permite minimizar perturbaciones cuando se establece el contacto entre los fluidos residentes en el reservorio y en la fractura (como se explicará en la sección 2.3.6) al comenzar cada experiencia.

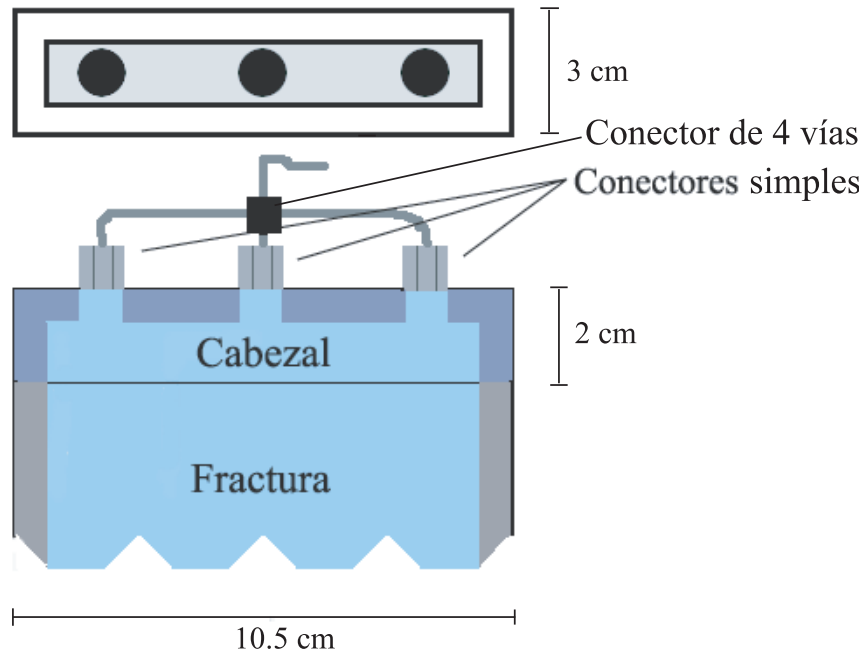


Figura 2.8: Esquema en planta (arriba) y corte (abajo) del cabezal de acrílico utilizado como sistema de salida de fluido y su colocación respecto de la fractura.

Un cabezal de acrílico (ver figura 2.8) que se pega a la parte superior (salida) de la fractura utilizando sellador de siliconas permite la salida de fluido de la fractura hacia la bomba de caudal constante que opera en succión durante las experiencias. En la figura 2.9 se observa un esquema de las conexiones.

Las tuberías de teflón, las válvulas (Swagelok) y los conectores son de 1/8 de pulgada. En la bomba de caudal constante (Harvard) se dispone una jeringa plástica de 60 ml (rosca luer-lock). Asimismo, la válvula de 3 vías permite conectar la jeringa al reservorio de purga.

Debido a los enormes problemas que presenta la inyección en este tipo de sistemas (debiéndose generar inicialmente una interfase abrupta entre diferentes fluidos como condición inicial) como también la estanqueidad absoluta, el dispositivo experimental debe ser el más sencillo posible que cumpla con los objetivos.

Una vez montado el sistema fractura-prensa en el soporte, se coloca el panel luminoso detrás de éste, y la cámara (Coolsnap SF, 12 bits, 4096 niveles de gris) delante, de forma tal que la luz que incide normalmente a la superficie de la fractura se transmite a través de ella, y es detectada por la cámara (ver



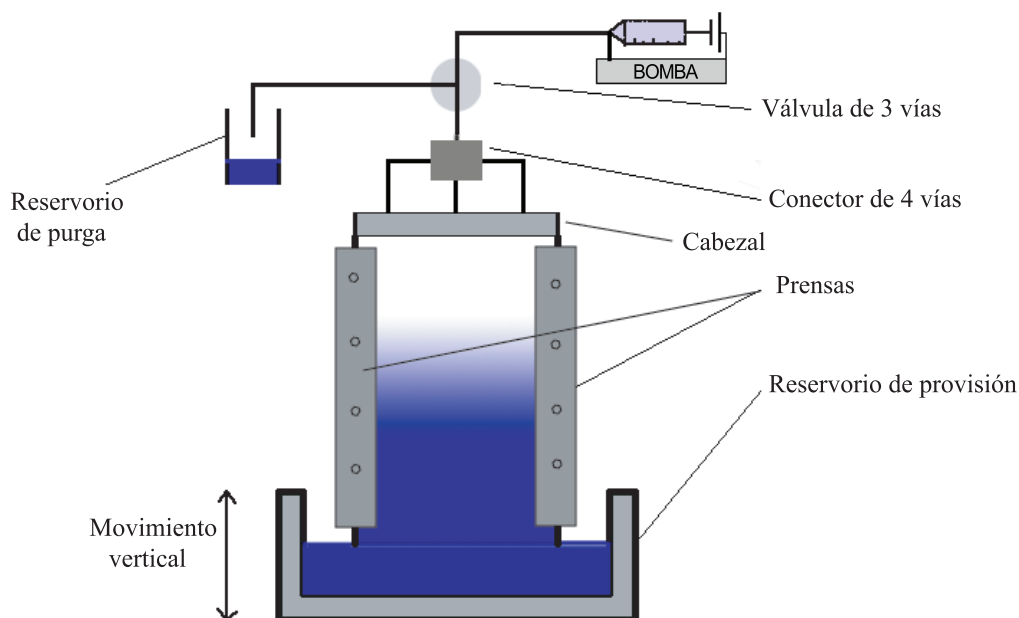


Figura 2.9: Esquema del montaje utilizado en las EFAF, donde se muestran las conexiones de las cañerías. El reservorio de provisión puede ser bajado y retirado, para limpieza y posterior llenado, sin perturbar el fluido residente en la fractura.

figura 2.10). El panel luminoso posee un balastro electrónico para evitar fluctuaciones en la intensidad de luz emitida. (De todas formas se utiliza una referencia para controlar fluctuaciones en la iluminación). En la figura 2.10 se puede ver un esquema del montaje experimental. La cámara está conectada a un cronómetro digital capaz de enviarle pulsos de disparo (trigger) para la adquisición de imágenes a intervalos de tiempo fijos y preconfigurables.

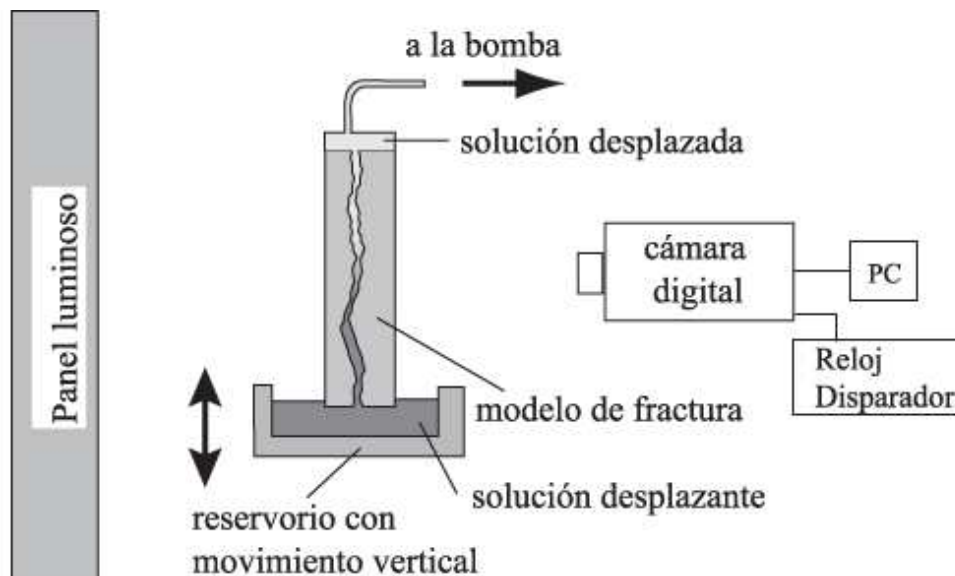


Figura 2.10: Esquema del dispositivo experimental utilizado en las EFAF, perspectiva lateral.

### 2.3.5 Saturación inicial de la fractura

Para evitar la presencia de burbujas de aire atrapado cuando se llena por primera vez de líquido la fractura, inicialmente se inyecta  $CO_2$  con el objetivo de desalojar el aire. Como el  $CO_2$  es mucho más soluble que el aire en el agua, cualquier burbuja remanente se disuelve rápidamente. Se pone entonces la bomba en succión y se aspira agua del reservorio de provisión a caudal muy bajo para obtener una saturación lo más homogénea posible (la saturación completa de la fractura con agua dura aproximadamente 24 hs). Una vez finalizado este proceso se procede a desplazar el agua con el fluido correspondiente para comenzar las experiencias.

### 2.3.6 Metodología de medición

Se efectuaron experiencias para caudales entre 0.01 y 2 ml/min ( $3 < Pe < 600$ ), pudiendo variar su duración total entre 10 minutos y 33 horas. Para cada caudal se realiza la experiencia directa e inversa, es decir, el fluido con colorante desplaza al fluido sin colorante y luego a la inversa. Cada experiencia es clasificada según si es directa o inversa, por el caudal correspondiente, y por la reología de los fluidos utilizados.

Por ejemplo para una experiencia directa, la fractura se halla inicialmente saturada de fluido sin colorante, mientras que en el reservorio de provisión de fluido se encuentra el fluido con colorante. Los fluidos no están en contacto. El

fluido que está en la fractura se mantiene dentro de ella debido al predominio de las fuerzas capilares sobre las gravitatorias.

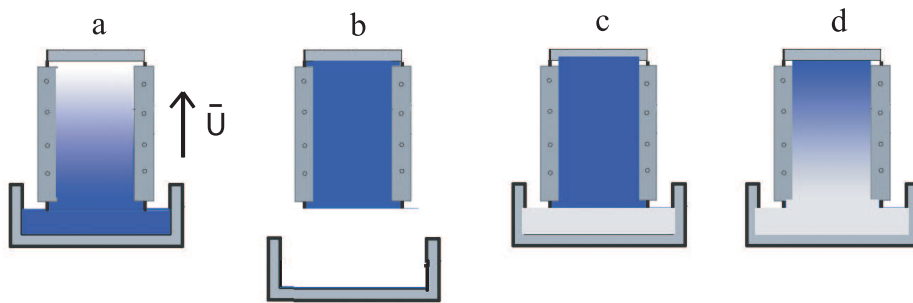


Figura 2.11: Esquema del procedimiento de cambio de fluido en las EFAF.

Se eleva el reservorio hasta que los fluidos entran en contacto. La alta viscosidad de las soluciones refluidizantes a bajas velocidades de corte estabiliza la zona de contacto. No se observaron en ningún momento pequeñas turbulencias u otros fenómenos al realizar el contacto entre fluidos. Tampoco se observan indicios de que exista fluido con colorante dentro de la fractura antes de comenzar la experiencia. En la figura 2.12 se observa una fotografía de las condiciones iniciales de una experiencia.

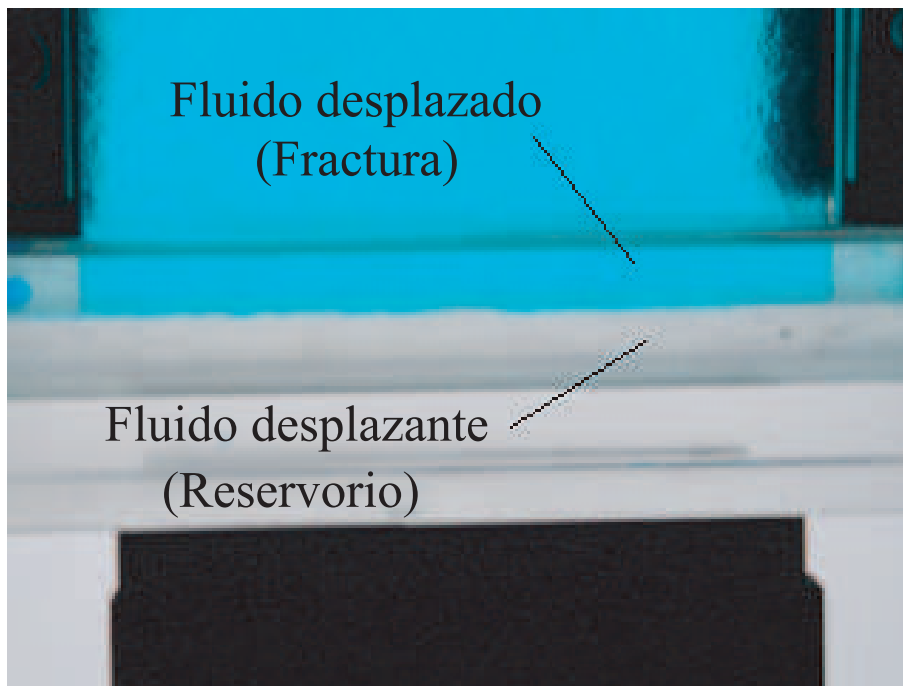


Figura 2.12: Fotografía de la zona de contacto inicial entre fluido desplazante y desplazado.

En ese momento se toma la primera imagen (con la fractura completamente saturada de fluido desplazado, sin colorante) y se conecta la bomba (que estaba succionando fluido del reservorio de purga) a la fractura mediante la válvula de 3 vías (ver figura 2.9). El fluido del reservorio de provisión (con colorante) comienza a desplazar al fluido residente en la fractura (figura 2.11a). Una vez que el fluido desplazante saturó completamente la fractura, se toma la última imagen y se detiene la bomba. Finalizada la experiencia, se baja el reservorio de provisión (figura 2.11b), se lo limpia cuidadosamente, se lo coloca en la plataforma de soporte nuevamente y se vierte solución sin colorante (figura 2.11c) para proseguir con la experiencia inversa (figura 2.11d). Una pequeña tapa plástica con un orificio en el fondo hace las veces de sistema estanco, para evitar que se generen burbujas de aire al verter los fluidos en el reservorio de provisión.

Las experiencias inversas se realizan con propósitos de verificación. Las diferencias entre las magnitudes físicas que surjan de las experiencias directas e inversas permiten estimar la precisión de la técnica experimental. Posteriormente se encontró que los resultados correspondientes a ambos tipos de experiencias presentaban muy buena concordancia.

La cámara adquiere aproximadamente 100 imágenes, consistiendo final-

mente el registro de cada experiencia en un archivo TIFF multicapa de 12 bits de niveles de gris, que contiene un mapa (una imagen) de la intensidad de luz transmitida en toda posición de la fractura para cada tiempo  $t$  correspondiente a una imagen adquirida. El intervalo de tiempo entre imágenes fue variado en forma inversamente proporcional al caudal de modo de obtener el mismo número de imágenes en todas las experiencias independientemente de su duración. Esto facilita el análisis posterior a la vez que permite mantener acotados los tamaños de los archivos (del orden de 1 Gb por experiencia).

## 2.4 El dispositivo experimental de las EFAL

En esta sección describiremos el dispositivo experimental utilizado para las experiencias con la fractura modelo que posee una distribución aleatoria de rugosidades, realizadas en el Laboratorio del GMP. Al igual que en el caso de las EFAF, se realizaron experiencias con fluidos no newtonianos de características reofluidizantes, pero en este dispositivo también experiencias con fluidos newtonianos.

### 2.4.1 El modelo de fractura

El modelo de fractura corresponde al espacio libre entre dos superficies transparentes dispuestas horizontalmente. La superficie superior es una placa plana de vidrio "float", mientras que la inferior es una placa de fotopolímero rugoso (la rugosidad está constituida por 5400 obstáculos cuasi-cilíndricos sobre una base plana) que lleva adosada debajo otra placa plana de vidrio "float" que funciona de soporte rígido. La transparencia de las superficies permite la utilización de la técnica de visualización por transmisión de luz.

### 2.4.2 Diseño de la fractura

El primer paso fue diseñar el patrón de obstáculos a grabar en el fotopolímero. Esto se hace mediante un programa de computadora realizado en Visual Basic que distribuye 5400 círculos al azar dentro de la superficie de un rectángulo que representará el modelo de fractura (de 35 por 12 cm). Los círculos tienen 0.14 cm de diámetro y se establece una distancia mínima 0.21 cm entre dos centros de círculos (1.5 veces el diámetro). La distancia media entre círculos es de 0.36 cm y la compacidad bidimensional es de 0.2.

En los laterales de los lados más largos de la fractura se dejan 2 bandas de 35 cm de largo por 4 cm de ancho en las cuales no se distribuyen obstáculos, dado que sobre ellas se colocará posteriormente el separador que mantiene la distancia entre el fotopolímero y el vidrio superior.

El programa genera un archivo postscript (ver figura 2.13) que se imprime sobre acetato, obteniéndose una "máscara" que es transparente en las posiciones donde hay obstáculos y en las bandas laterales; mientras que en las posiciones donde no hay obstáculos es opaca.

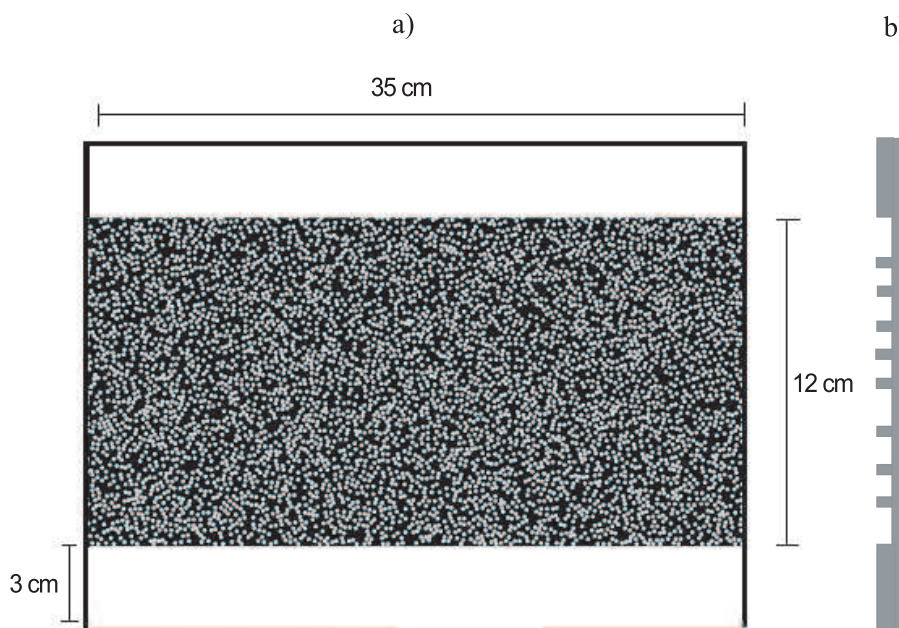


Figura 2.13: (a) Patrón de círculos generados por computadora utilizado para grabar obstáculos de la superficie rugosa. (b) Corte transversal de la superficie rugosa.

### 2.4.3 Grabado del ftopolímoro

El grabado del patrón de obstáculos en el ftopolímoro se realiza irradiando la superficie con luz ultravioleta.

Esta técnica consiste en colocar la "máscara" con el patrón de obstáculos sobre la placa lisa de polímoro fotosensible, de forma que solamente las zonas del ftopolímoro que coinciden con los obstáculos reciban radiación. La radiación polimeriza las zonas con obstáculos, haciéndolas resistentes al agua. Posteriormente se irradia el dorso de la placa de ftopolímoro durante un intervalo de tiempo dado (este intervalo de tiempo determina la altura final de los obstáculos), y luego se realiza un lavado con agua. Luego de este proceso se obtiene una plancha de ftopolímoro de aproximadamente 0.3 cm de alto, donde los obstáculos y las bandas laterales tienen una altura 0.035 cm mayor que la zona donde no hay obstáculos (ver figuras 2.13 y 2.14).

#### 2.4.4 Montaje de la fractura

Una vez obtenida la placa de fotopolímero se la pega sobre una de las placas de vidrio utilizando cinta adhesiva transparente doble faz, quedando la superficie con los obstáculos hacia arriba. Sobre cada una de las zonas laterales libres de obstáculos se colocan sendas bandas de plástico mylar de 35 cm por 4 cm por 0.037 cm de espesor, que harán las veces de separador entre el fotopolímero y el vidrio superior; y sirven también para el sellado de los laterales de la fractura. En la figura 2.14 se puede observar un esquema del montaje del modelo de fractura.

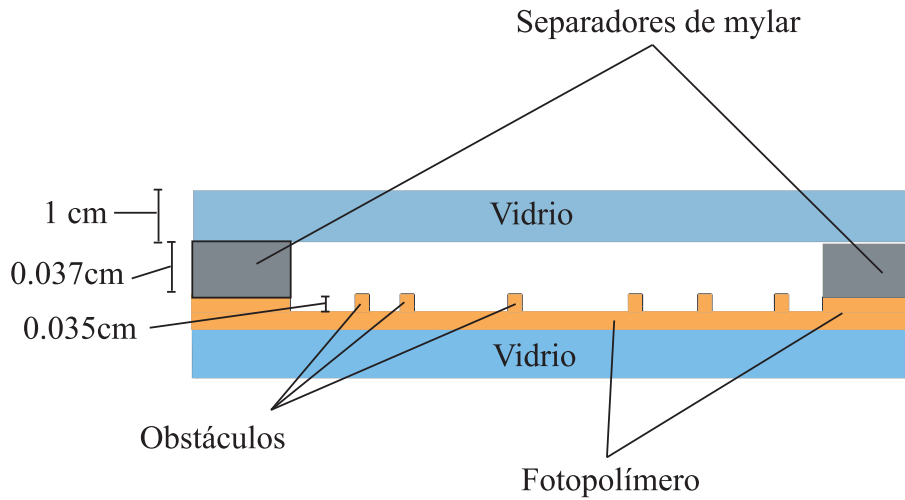


Figura 2.14: Corte transversal del montaje del modelo de fractura utilizado en las EFAL.

El área útil de la fractura modelo queda entonces de 35 x 12 cm, siendo la apertura aproximadamente 0.037 cm en las posiciones donde hay obstáculos y de 0.072 cm en las posiciones donde no los hay. La apertura media de la fractura ( $\langle h(x, y) \rangle_{xy}$ ) se estima geoméricamente en 0.065 cm y la desviación standard de las aperturas ( $\sigma_{xy}(h(x, y))$ ) en 0.016 cm.

Para mejorar el sellado lateral y minimizar la posibilidad de pérdidas se añade sellador de silicona en las juntas laterales, y posteriormente se coloca el conjunto en un juego de prensas que presionan sobre las bandas laterales en forma uniforme (ver figura 2.15).

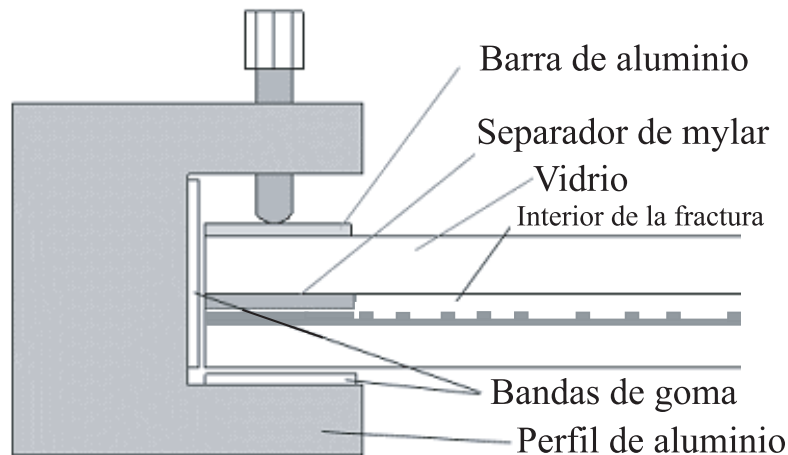


Figura 2.15: Esquema del sellado lateral y prensado en el modelo de fractura utilizado en las EFAL.

Dado que el peso del sistema modelo-prensas de las EFAL es de aproximadamente 8 kilogramos, debido al vidrio y al tamaño de las prensas de aluminio, se decidió trabajar en este caso en una configuración horizontal, y de esta manera apoyar el sistema en una mesa para tener mayor estabilidad.

La provisión de fluido a la fractura se realiza mediante un reservorio de acrílico en forma de cubeta, con la superficie superior abierta para introducir los fluidos, y un orificio lateral que coincide con la entrada de la fractura. Las juntas entre la fractura y el reservorio son selladas con sellador de siliconas. El reservorio de provisión es fijo, y para controlar el nivel de fluido en el mismo se utiliza un bloque de acrílico macizo. Éste permite, al sumergirlo, elevar el nivel de fluido por sobre la entrada de la fractura. Asimismo retirándolo se puede disminuir el nivel de fluido del reservorio por debajo de la entrada de la fractura, para posterior vaciado, limpiado y llenado. Este procedimiento será explicado en detalle en la sección 2.4.5

En cuanto al sistema de salida de fluido, es análogo al utilizado en las EFAF.

En la figura 2.16 se muestra un esquema del dispositivo experimental que acabamos de describir.

La fractura modelo se coloca sobre una mesa de iluminación que posee un calado central que permite el paso de luz a través de una placa difusora de acrílico blanco translúcido. En la figura 2.17 podemos observar un esquema que muestra cómo está construida la mesa de iluminación.



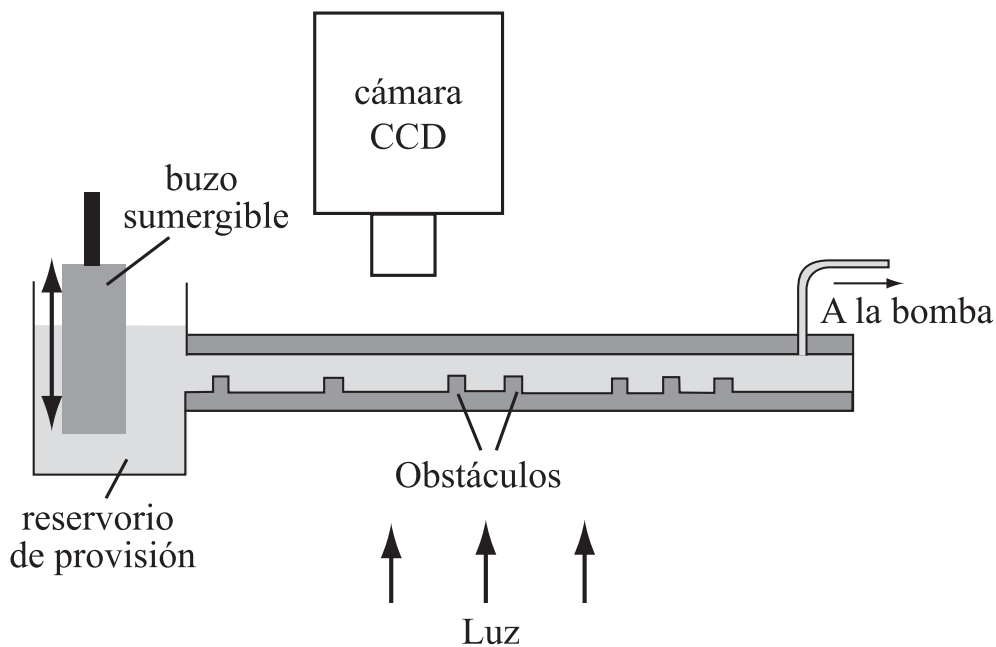


Figura 2.16: Esquema del dispositivo experimental utilizado en las EFAL.

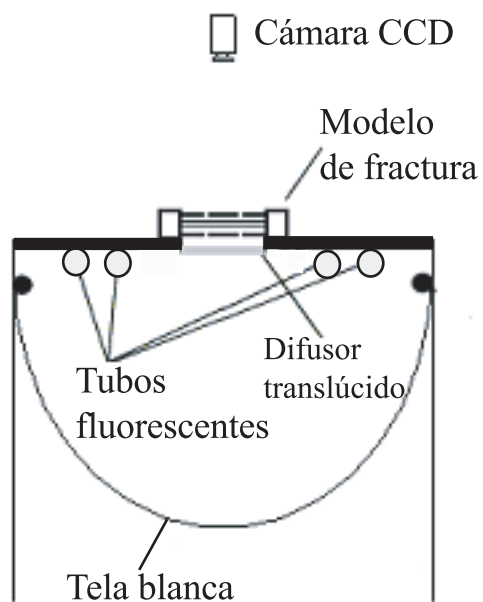


Figura 2.17: Corte transversal de la mesa de iluminación utilizada en las EFAL

El sistema de adquisición de imágenes es análogo al utilizado en las EFAL.

### 2.4.5 Metodología de medición

El procedimiento de saturación de la fractura modelo es análogo al utilizado en las EFAL.

Se efectuaron experiencias para caudales comprendidos entre 0.014 y 1.4 ml/min, de forma tal que los números de Peclet correspondientes y la duración de las experiencias son de orden similar a los de las EFAL ( $3 < Pe < 600$ ). Se realizaron también experiencias inversas complementarias de las directas con propósitos de verificación.

La metodología de medición es similar a las de las EFAL, la única diferencia es el sistema de provisión de fluido al modelo de fractura. Como se mencionó en 2.4.4, este procedimiento se realiza mediante la utilización de un bloque macizo de acrílico sumergible, que posee dos asas para su manipulación. Este procedimiento se realiza tal como se describe en la figura 2.18.

Al finalizar una experiencia directa por ejemplo (figura 2.18a), se procede a vaciar y limpiar el reservorio absorbiendo el líquido remanente mediante una potente bomba de vacío conectada a una pipeta (figura 2.18b). Luego se vierte el fluido para la experiencia siguiente llenando el reservorio pero dejando el nivel de fluido por debajo de la entrada de la fractura (figura 2.18c). Posteriormente se sumerge el bloque haciendo que el nivel de fluido supere la entrada de la fractura (figura 2.18d). Se realiza entonces la experiencia inversa (figura 2.18e) (quedando siempre el nivel de fluido por encima de la entrada de la fractura dado que el bloque tiene mucho mayor volumen que la fractura).

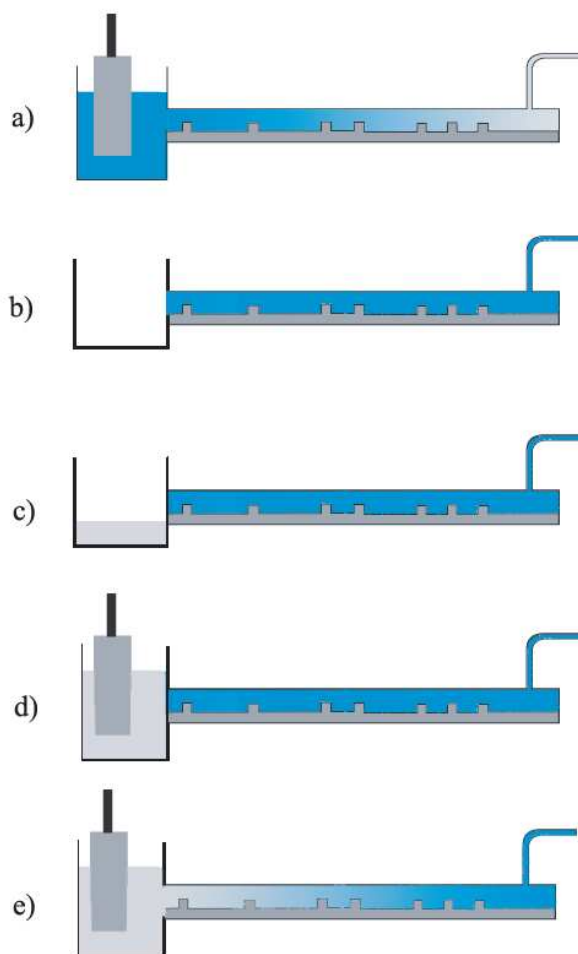


Figura 2.18: Esquema del procedimiento de cambio de fluido en las EFAL.

## 2.5 La técnica de transmisión de luz

La técnica de transmisión de luz utilizada en este trabajo permite obtener la concentración local de trazador a partir de la medición de la intensidad de luz transmitida a través de la fractura.

Cada vez que la cámara adquiere, la luz generada por el panel luminoso que se transmite a través de la fractura es captada por el sensor de la cámara, obteniéndose en la computadora una imagen de  $N \times M$  píxels en niveles de gris. **Así, cada posición  $(x, y)$  en la fractura puede asociarse a un píxel  $(n, m)$  de la imagen obtenida por la cámara, dentro de la resolución que ésta permite.**

En el caso de las EFAL la resolución espacial fue de 40 píxels por cm, en

el caso de las EFAF de 55 píxels por cm.

En cada experiencia se obtienen aproximadamente 100 imágenes con la evolución temporal de las intensidades transmitidas en todo punto de la fractura. En la figura 2.19 se puede observar una imagen tomada a la mitad del transcurso de tiempo de una experiencia.



Figura 2.19: Imagen en niveles de gris tomada a la mitad del transcurso de una experiencia directa con solución polimérica de 500 ppm en las EFAF, caudal 1 ml/min. Se puede observar como el fluido coloreado (derecha) desplaza al fluido sin colorear.

Para poder obtener las concentraciones locales de trazador a partir de las imágenes en niveles de gris, fue necesario desarrollar y validar experimentalmente un modelo de transmisión de luz, como así también generar una curva de calibración que relacione ambas magnitudes.

A continuación describiremos el modelo y el procedimiento para obtener las concentraciones.

### 2.5.1 La ley de Lambert-Beer

La ley de Lambert-Beer permite relacionar la intensidad de luz transmitida a través de una capa de espesor  $h$  que contiene una solución de concentración  $c$  de un soluto dado. La ley se expresa según la ecuación 2.2

$$I = I_{max} \exp(-\mu h c) \quad (2.2)$$

donde  $\mu$  es el coeficiente de absorción del soluto en cuestión,  $I^{max}$  la intensidad de luz incidente,  $I$  la intensidad de luz transmitida,  $c$  la concentración de soluto y  $h$  el espesor de la capa atravesada por la luz. Esta ley tiene validez en el rango de concentraciones y espesores pequeños, y a priori  $\mu$  puede ser función de la longitud de onda incidente. Sin embargo se ha mostrado que, aún en el rango de bajas concentraciones, diversos tipos de solutos se apartan del comportamiento descrito por el modelo Lambert-Beer (Detwiler [17]). En experiencias preliminares que realizamos en nuestra configuración experimental, se verificaron comportamientos que se apartaban de los descritos por esta ley.

Se postuló entonces una ley mas general que permite describir la absorción de luz a través de nuestra fractura y se realizaron las pruebas correspondientes para verificar su validez.

### 2.5.2 La ley de Lambert-Beer modificada

Consideremos ahora una versión modificada de la ley de Lambert-Beer, dada por la ecuación 2.3:

$$I = I_{max} \exp(-\mu f_1(h) f_2(c)) \quad (2.3)$$

donde  $f_1(h)$  es una función de  $h$  y  $f_2(c)$  es una función de  $c$ , valiendo ambas funciones cero cuando su argumento es cero.

Esta ley permite considerar el comportamiento de la transmisión de luz como una modificación de la Ley de Lambert-Beer, siendo bastante general dado que no hay restricciones en cuanto a cómo se deben comportar  $f_1$  y  $f_2$ , pero sin embargo nos proporciona propiedades muy útiles para relacionar las intensidades transmitidas con las concentraciones de colorante.

Consideremos la transmisión de luz según esta ley a través de una capa de solución de espesor variable  $h_{x,y}$  en la posición  $(x, y)$ , y cuya concentración es  $c_{x,y}$  en la posición  $(x, y)$  de la capa.

Supongamos que podemos despreciar por ejemplo fenómenos de refracción, que generen en la cámara una imagen distorsionada del campo de aperturas. En ese caso, la transmisión de luz medida para un pixel  $(x, y)$  depende solamente del espesor  $h(x, y)$  y la concentración  $c(x, y)$  de solución en ese pixel, y no existe influencia de la concentración de las zonas vecinas (en la sección 2.5.5 se describirá la verificación experimental que nos permite realizar esta hipótesis). Entonces podemos considerar la transmisión de luz en cada posición  $(x, y)$  en forma independiente.

Asumamos ahora que  $c_{x,y}$  es uniforme en el espesor de la capa. Esta hipótesis puede justificarse si consideramos casos donde la difusión molecular tiene suficiente tiempo de desarrollarse en el espesor. Si calculamos el tiempo característico de difusión molecular en un espesor  $h$ , definido en 1.3.2.5 y dado por  $\tau_d = \frac{h^2}{D_m}$ , utilizando los valores típicos de  $h$  de las fracturas utilizadas ( $0.07\text{cm}$ ), y el coeficiente de difusión molecular  $D_m$  del "WaterBlue" ( $6.5 \times 10^{-10}\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ) se obtiene  $\tau_d = 753\text{s} = 12$  minutos, lo cual valida la hipótesis para las experiencias realizadas.

Supongamos una intensidad incidente no uniforme (caso general) que vale  $I_{x,y}^{max}$ . Definamos  $I_{x,y}$  como la intensidad transmitida a través de la capa en la posición  $(x, y)$ , y consideremos 3 casos:

1.  $c_{x,y} = 0$ , luego  $I_{x,y} = I_{x,y}^{max}$
2.  $c_{x,y} = c_{x,y}^i$ , luego  $I_{x,y} = I_{x,y}^{max} \exp(-\mu f_1(h_{x,y}) f_2(c_{x,y}^i)) \equiv I_{x,y}^i$
3.  $c_{x,y} = c^{max}$ , luego  $I_{x,y} = I_{x,y}^{max} \exp(-\mu f_1(h_{x,y}) f_2(c^{max})) \equiv I_{x,y}^{min}$

donde  $c_{x,y}^i$  puede ser conocida o desconocida, y  $c^{max}$  conocida. Construyamos ahora la función  $F_{x,y}^i$  definida como:

$$F_{x,y}^i = \frac{\ln\left(\frac{I_{x,y}^i}{I_{x,y}^{max}}\right)}{\ln\left(\frac{I_{x,y}^{min}}{I_{x,y}^{max}}\right)} = \frac{f_2(c_{x,y}^i)}{f_2(c^{max})} \equiv f_3(c_{x,y}^i) \quad (2.4)$$

donde  $f_3$  es a priori desconocida e incluye a  $c^{max}$  como parámetro.

Entonces la ley predice que  $F_{x,y}^i$  sólo dependerá de  $c_{x,y}^i$  pero no del espesor local  $h_{x,y}$ .

**Esta propiedad nos permitirá el cálculo de la concentración  $c_{x,y}^i$ , aún en el caso de que  $h_{x,y}$  no sea uniforme.**

$A_{x,y}^i = \ln\left(\frac{I_{x,y}^i}{I_{x,y}^{max}}\right)$  y  $A_{x,y}^{min} = \ln\left(\frac{I_{x,y}^{min}}{I_{x,y}^{max}}\right)$  son las definiciones de las adsorbancias relativas de los casos 2) y 3).

De la ecuación 2.4 se puede despejar la concentración:

$$c_{x,y}^i = f_3^{-1}(F_{x,y}^i) \quad (2.5)$$

Esto implica que de ser posible determinar  $f_3^{-1}$ , entonces midiendo  $I_{x,y}^{max}$ ,  $I_{x,y}^i$  y  $I_{x,y}^{min}$  se podría calcular la concentración local de colorante  $c_{x,y}^i$ .

### 2.5.3 Validación experimental de la ley de Lambert-Beer modificada

La validación del modelo, en cuanto a la medición de la concentración  $c^i(x, y)$ , involucra verificar que se cumpla para nuestro sistema la propiedad de la función  $F_{x,y}^i$  descrita anteriormente.

En la práctica, cada posición  $(x, y)$  se asocia a un pixel  $(n, m)$  en la imagen de la fractura y tenemos:

$$\begin{aligned} h_{x,y} &\rightarrow h_{n,m} \\ c_{x,y}^i &\rightarrow c_{n,m}^i \end{aligned}$$

donde las magnitudes asociadas al pixel  $(n, m)$  son un promedio sobre una superficie de aproximadamente  $4 \times 10^{-4}$  cm (1 pixel cuadrado).

**Entonces la propiedad a verificar es que  $F_{n,m}^i$  dependa de  $(n, m)$  sólo a través de  $c_{n,m}^i$  (que no dependa de  $h_{n,m}$ ). En el caso de que  $c_{n,m}^i$  sea homogénea sobre toda la fractura,  $F_{n,m}^i$  debe tomar el mismo valor en todos los píxeles  $(n, m)$ .**

Para realizar la verificación se adquirieron imágenes de la fractura completamente saturada con soluciones de diferentes concentraciones  $c^i$  “patrón” de colorante. Se hace corresponder  $c^{max}$  a la concentración de la solución coloreada usada en las experiencias,  $I_{n,m}^{max}$  a la imagen adquirida cuando la fractura está saturada con una solución sin colorante, y  $I_{n,m}^{min}$  a la imagen adquirida cuando la fractura está saturada con la solución coloreada.

Para cada una de las concentraciones “patrón”  $c^i$ , se adquiere la imagen  $I_{n,m}^i$ . Luego se calcula  $F_{n,m}^i$  y se realiza un histograma de la distribución de valores de  $F_{n,m}^i$  sobre todos los píxeles  $n, m$ .

En las EFAF se utilizó  $c^{max} = 0.3$  (g/1000g) y  $c^i = 0.075 ; 0.125 ; 0.25 ; 0.3 ; 0.375 ; 0.5$  (g/1000g). En las EFAL se utilizó  $c^{max} = 0.4$  (g/1000g) y  $c^i = 0.05 ; 0.1 ; 0.2 ; 0.3 ; 0.4$  (g/1000g).

En la figura 2.20 podemos observar como ejemplo un histograma de los valores de  $F_{n,m}^{0.25}$  sobre la imagen de la fractura saturada con concentración 0.25g/1000g (EFAF). Se puede observar una distribución de tipo gaussiana muy fina. A partir de un ajuste de tipo gaussiano se pueden obtener la desviación cuadrática media  $\sigma_{n,m}(F_{n,m}^i)$  y el valor medio  $\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}$  de las distribuciones de las diferentes  $F_{n,m}^i$ . Se realizó la estimación del error relativo porcentual  $e^i = \frac{\sigma_{n,m}(F_{n,m}^i)/2}{\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}} * 100$ .

En el caso de la distribución de la figura 2.20,  $\sigma_{n,m}(F_{n,m}^i) = 0.0142 \pm 0.0001$  y  $\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m} = 0.484 \pm 0.001$ , obteniendo  $e = 1\%$ . Se verificó que para todas la  $c^i$  “patrón” en el rango de concentraciones utilizado en las experiencias, este error es menor al 3%.

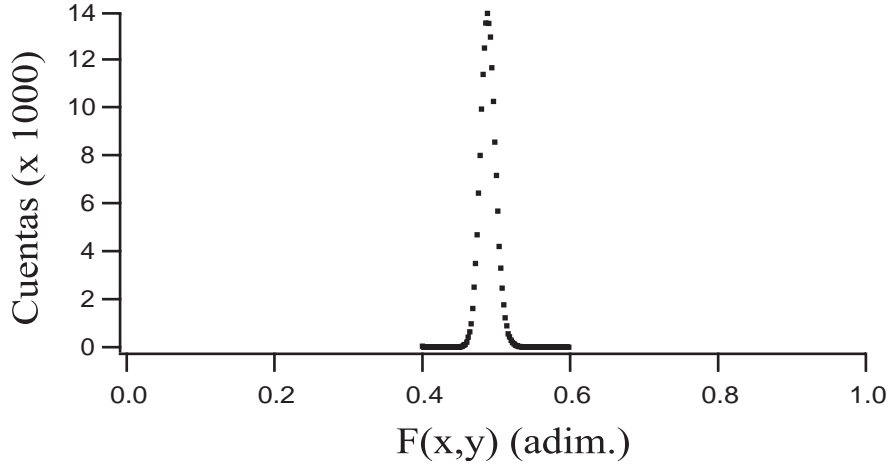


Figura 2.20: Histograma de los valores de  $F^{0.25}(n, m)$  obtenidos sobre la imagen de la fractura saturada con concentración 0.25 g/1000g. Realizando un ajuste de tipo gaussiano se pueden obtener la desviación cuadrática media  $\sigma_{n,m}(F_{n,m}^i)$  y el valor medio  $\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}$  de la distribución, a saber:  $\sigma_{n,m}(F_{n,m}^i) = 0.0142 \pm 0.0001$  y  $\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m} = 0.484 \pm 0.001$ .

A partir de la validación del modelo de Lambert-Beer extendido se puede aproximar  $F_{n,m}^i$  por  $\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}$  con un error relativo porcentual menor al 2% cuando la concentración es homogénea en toda la fractura. Esta propiedad fue utilizada para la obtención de una curva de calibración que permitiera determinar  $f_3^{-1}$  experimentalmente.

### 2.5.4 Curva de calibración

Haciendo uso de la ecuación 2.5, se puede establecer experimentalmente una curva de calibración que permita determinar  $f_3^{-1}$ .

Para ello debemos tener en cuenta que cuando la concentración es uniforme en toda la fractura, podemos aproximar  $F_{n,m}^i$  por  $\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}$ , y entonces la ecuación 2.6 queda:

$$c^i = f_3^{-1}(\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}) \quad (2.6)$$

Midiendo  $(\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m})$  para las concentraciones “patrón”  $c^i$ , obtenemos la curva de calibración (ver figura 2.21). Luego interpolando los puntos experimentales podemos obtener una expresión analítica de  $f_3^{-1}$ .



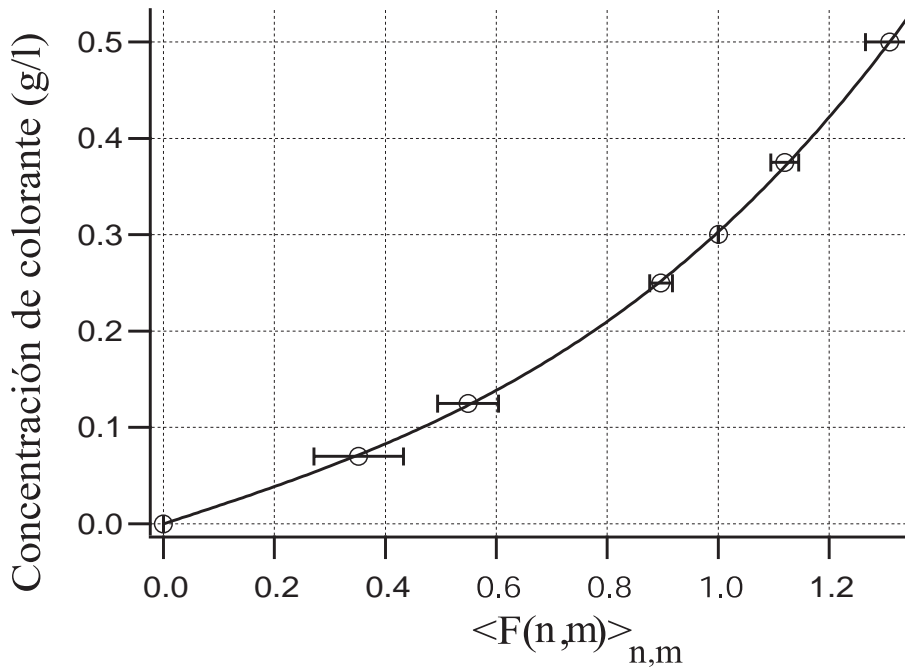


Figura 2.21: Obtención de la curva de calibración para las EFAF. Las barras de error representan el error al considerar  $F(x, y)$  constante sobre todos los  $x, y$ . La línea llena muestra el ajuste por un polinomio de grado 3 que se utilizó como curva de calibración.

Una vez determinado ( $\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}$ ) para cada concentración “patrón”, se procedió a realizar un ajuste que brindara una expresión analítica para la conversión de intensidades de luz transmitidas en concentración. El ajuste se realizó utilizando un polinomio de grado 3, quedando descripta la relación entre ( $\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}$ ) y la concentración por la ecuación 2.7.

$$c_i = b_1(\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}) + b_2((\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}))^2 + b_3((\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}))^3 \quad (2.7)$$

Para el caso de las EFAF los valores obtenidos durante el ajuste fueron:  $b_1 = 0.18 \pm 0.02$ ,  $b_2 = 0.01 \pm 0.04$  y  $b_3 = 0.11 \pm 0.02$ .

En el caso de las EFAL, se realizó un procedimiento similar utilizando un polinomio de segundo grado. En cada caso se utilizó el polinomio de menor

grado que permitiera un buen ajuste, pues las variaciones son relativamente suaves (pequeñas desviaciones de Lambert-Beer), y por lo tanto la curva de referencia no tiene gran sensibilidad al grado de polinomio utilizado:

$$c_i = b_1(\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}) + b_2((\langle F_{n,m}^i \rangle_{n,m}))^2 \quad (2.8)$$

con:

$$b_1 = 0.14 \pm 0.01, \quad b_2 = 0.25 \pm 0.01$$

Una vez obtenida la expresión analítica para la curva de calibración, en la práctica ésta se aplica a todas las imágenes  $I(x, y, t)$ , obteniéndose entonces los mapas de concentración normalizada  $c/c^{max}(x, y, t)$  para todas las experiencias (figura 2.22). Estimamos el error en la determinación de la concentración en el orden del 3%.

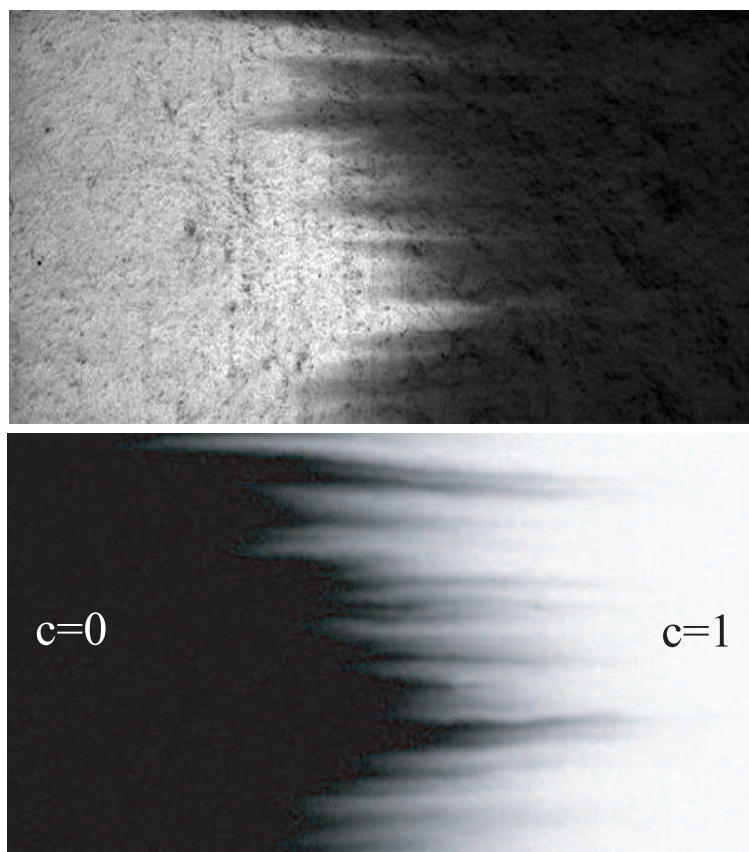


Figura 2.22: Arriba: La misma imagen de la figura 2.19. Abajo: El mapa de concentraciones correspondiente. El color blanco (negro) corresponde al valor 1 (0) de concentración de colorante.

### 2.5.5 Verificación del campo de aperturas de la fractura

En esta sección presentaremos la verificación experimental que justifica la hipótesis, mencionada en la sección anterior, que permite descartar fenómenos de refracción que generen que la cámara adquiera una imagen distorsionada del campo de aperturas. También se muestra el grado de correspondencia entre el campo de aperturas digital original generado por algoritmo y el de la fractura modelo ya montada. Es necesario verificar esta correspondencia dado que, si, por ejemplo la prensa que sostiene la fractura ejerciera demasiada presión sobre ella, el acrílico podría deformarse y el campo de aperturas podría modificarse.

Consideremos las imágenes de la fractura para los casos de concentración homogénea  $c = 0$  ( $I_{n,m}^{max}$ ) y  $c = c^{max}$  ( $I_{n,m}^{min}$ ).

Consideremos  $A_{x,y}^{min}$ :

$$A_{x,y}^{min} = \ln \left( \frac{I_{n,m}^{min}}{I_{n,m}^{max}} \right) \quad (2.9)$$

Según nuestro modelo de transmisión de luz tenemos:

$$A_{x,y}^{min} = \ln \left( \frac{I_{n,m}^{min}}{I_{n,m}^{max}} \right) = -\mu f_2(c^{max}) f_1(h_{n,m}) = -cte \times f_1(h_{n,m}) \quad (2.10)$$

Si realizamos la aproximación:

$$f_1(h_{n,m}) \simeq h_{n,m} \quad (2.11)$$

(esto es, considerar pequeñas desviaciones del modelo de Lambert-Beer en cuanto a la dependencia con el espesor), tenemos:

$$A_{x,y}^{min} \simeq -cte. \times h_{n,m} \quad (2.12)$$

Entonces  $A_{x,y}^{min}$  da una aproximación al campo de aperturas a menos de una constante multiplicativa.

En la figura 2.23 podemos ver una comparación cualitativa entre  $A_{x,y}^{min}$  y el campo de aperturas original generado por algoritmo.

Se observa una buena correspondencia en intensidad inclusive en detalles finos.

La buena correspondencia espacial permite establecer que la imagen del campo de aperturas obtenido por la cámara no sufre distorsiones (por refracción por ejemplo) respecto del campo de aperturas original generado por algoritmo.

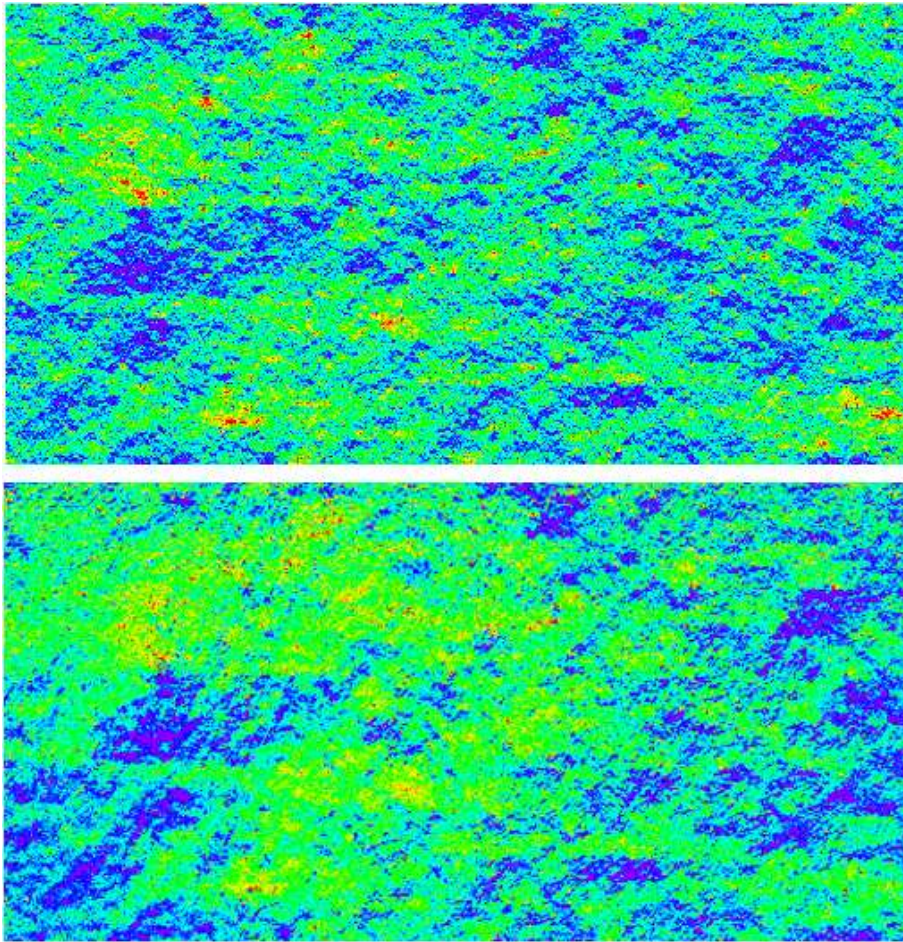


Figura 2.23: Imagen superior: Imagen en falso color del campo de aperturas generado por algoritmo. Imagen inferior: Imagen en falso color del campo de aperturas obtenido mediante las imágenes de la fractura saturada con fluido coloreado y con fluido sin colorear ( $I_{n,m}^0$ ), en el dispositivo ya montado. El color claro corresponde a aperturas pequeñas y el oscuro a aperturas grandes.

En el siguiente capítulo presentaremos las metodologías de análisis y los resultados de las EFAF.



# Capítulo 3

## Experiencias con fracturas “autoafines” (EFAF): análisis y resultados

En este capítulo se presentan las experiencias realizadas en uno de los modelos experimentales: la fractura de geometría autoafín. Se exponen los métodos de interpretación y se analizan los resultados obtenidos.

### 3.1 Introducción

Como se describió en el capítulo anterior, utilizando la técnica de transmisión de luz se puede calcular la variación local de concentración de trazador  $c(x, y, t)$  para cualquier posición en la fractura. En la figura 3.1 se muestran los mapas de concentraciones en falso color para diferentes caudales de inyección (al tiempo correspondiente a la mitad del trancurso de una experiencia). Puede observarse como la zona de mezcla o frente de desplazamiento (zona de concentraciones intermedias) modifica su estructura al variar el caudal de inyección.

Los resultados se presentan frecuentemente en función del número de Peclet ( $Pe$ ), definido en la sección 1.3.2.4, como  $Pe = Ud/D_m$ , donde  $U$  es la velocidad media de flujo,  $d$  es la apertura media de la fractura, y  $D_m$  es el coeficiente de difusión molecular.

En la sección 1.3.2.1 se describieron los dos mecanismos principales que intervienen en el proceso de dispersión: el que se debe a las variaciones macroscópicas (o globales) de velocidad a gran escala asociadas a la geometría del medio por un lado y los que se relacionan con la acción combinada de las variaciones locales de velocidad en el espesor junto a la difusión molecular por otro.

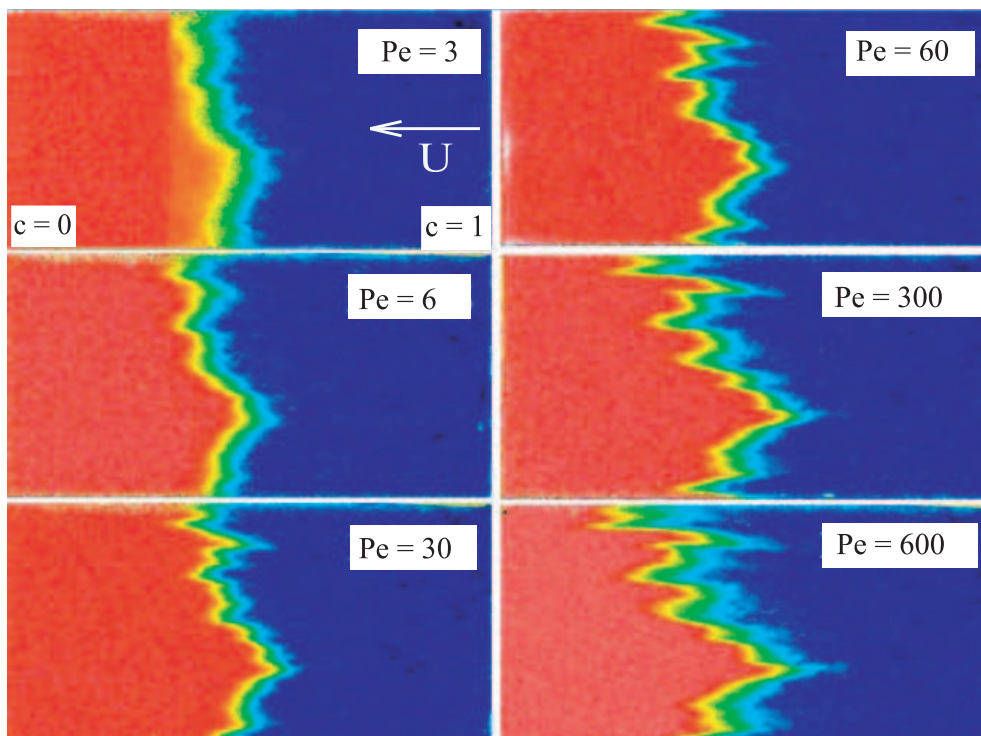


Figura 3.1: Mapas de concentraciones en falso color para diferentes caudales de inyección (o diferentes  $Pe$ ). Se puede observar como el frente de desplazamiento modifica su estructura al variar el caudal.



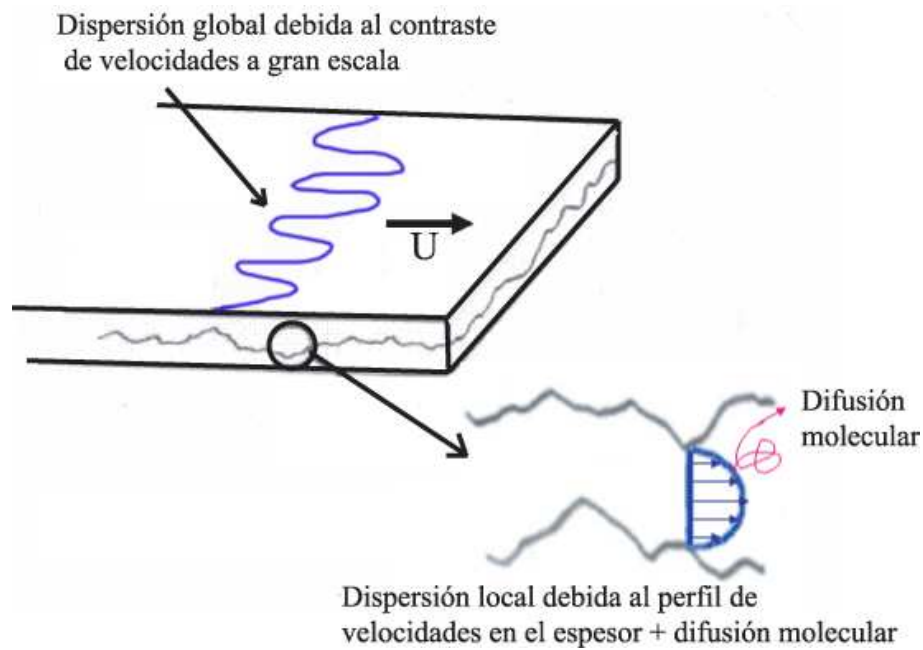


Figura 3.2: Esquema ilustrativo de los mecanismos principales de dispersión, el asociado a las variaciones a gran escala de la velocidad (que se pone de manifiesto al comparar distintas posiciones en el ancho de la fractura) y el mecanismo de Taylor, asociado al proceso de mezcla local, producto de la variación de velocidades en el espesor junto a la difusión molecular.



En la figura 3.2 y 3.3, en un esquema y en un mapa de concentraciones de una experiencia real respectivamente, se ilustran los mecanismos citados en la geometría de la fractura.

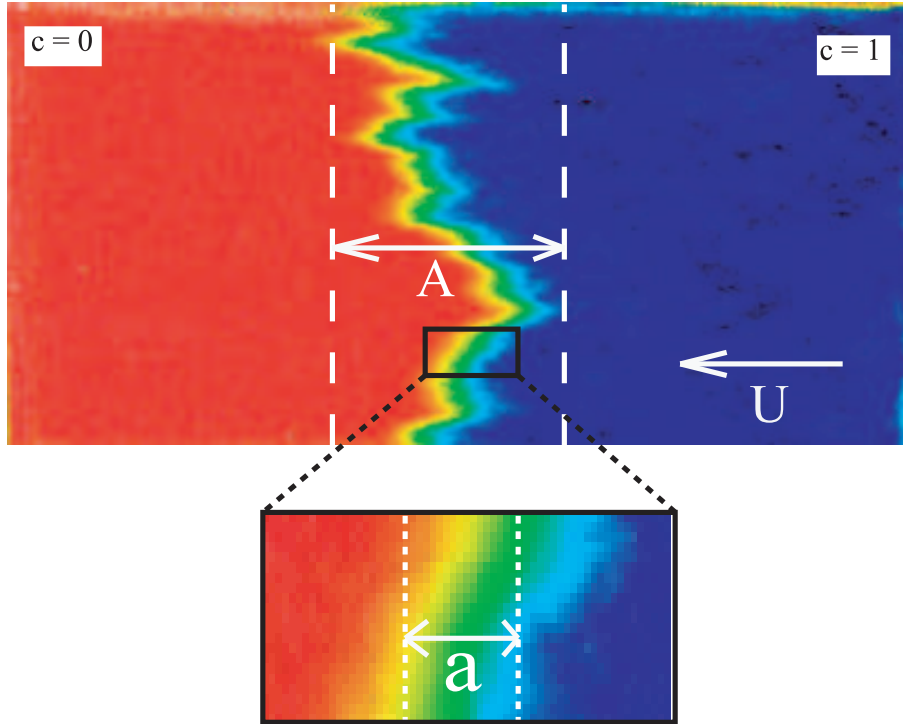


Figura 3.3: Mapa de intensidades normalizadas codificado en falso color correspondiente a la mitad de transcurso de una experiencia para  $Pe = 60$  (1000 ppm). La banda en color verde (claro) es el frente de desplazamiento (o zona de mezcla). La distancia  $A$  representa la magnitud del esparcimiento asociado a los mecanismos globales, mientras que la distancia  $a$  representa la que corresponde a los mecanismos locales).

Para poder identificar y caracterizar en detalle los diferentes procesos mencionados, se realizaron diversos tipos de análisis utilizando distintas metodologías. En la siguiente sección describiremos cada una de las metodologías utilizadas para el análisis e interpretación de las EFAF.

### 3.2 Variaciones temporales de concentración

En la sección 1.3.2.4 se presentó la ecuación macroscópica de convección-dispersión (ecuación 1.12), y la solución para condiciones iniciales de tipo función escalón en la concentración (ver ecuación 1.16).

Resulta de interés entonces estudiar si ésta solución describe en forma satisfactoria las variaciones temporales locales de concentración obtenidas experimentalmente, y luego caracterizar los momentos gaussianos de estas variaciones temporales de concentración (valor medio y la desviación cuadrática media). En el caso que la solución represente bien los datos experimentales, se pueden calcular de esta forma el tiempo medio de tránsito (que corresponde al primer momento gaussiano) y el coeficiente de dispersión (que se deriva del segundo momento gaussiano, la desviación cuadrática media) asociados a la variación temporal de concentración.

Si dividimos el denominador y el numerador del argumento de la función error de la ecuación 1.16 por la velocidad media  $U$ , se obtiene la siguiente expresión:

$$c = \frac{1}{2} \left[ 1 \pm \operatorname{erf} \left( \frac{t - \bar{t}}{\sqrt{4 \frac{D}{U^2} t}} \right) \right] \quad (3.1)$$

donde el signo positivo corresponde al caso en el que una solución con trazador desplaza una sin trazador y el signo negativo al caso inverso.

A partir de la ecuación 3.1 se genera la función de ajuste de  $c(t)$ , dada por la expresión:

$$c(t) = \frac{1}{2} \left[ \left( 1 \pm \operatorname{erf} \left( \frac{t - w_0}{2w_1 \sqrt{t}} \right) \right) \right] \quad (3.2)$$

Comparando con la ecuación 3.1 los parámetros de ajuste  $w_0$  y  $w_1$  quedan definidos como:

$$w_0 = \bar{t}, \quad w_1 = \sqrt{\frac{D}{U^2}}$$

Una de las principales ventajas de calcular los momentos gaussianos en este tipo de variaciones realizando un ajuste (en lugar del cómputo directo sobre los datos utilizando las integrales que los definen) es que resulta un método más robusto al ser menos sensible a la existencia de ruido o singularidades en los datos experimentales.

De esta forma una vez realizado el ajuste se obtienen  $w_0$  y  $w_1$ , para una dada velocidad media  $U$  (que puede ser determinada de diferentes formas tal como se verá en las secciones siguientes), y pudiéndose obtener  $D$  de la siguiente manera :

$$w_1 = \sqrt{\frac{D}{U^2}} \Rightarrow D = w_1^2 U^2$$

En la figura 3.4 se puede observar, a modo de ejemplo, la variación temporal de la concentración normalizada para una posición dada y el correspondiente ajuste con la función de la ecuación 3.2. Puede observarse que existe una buena concordancia entre ambos.

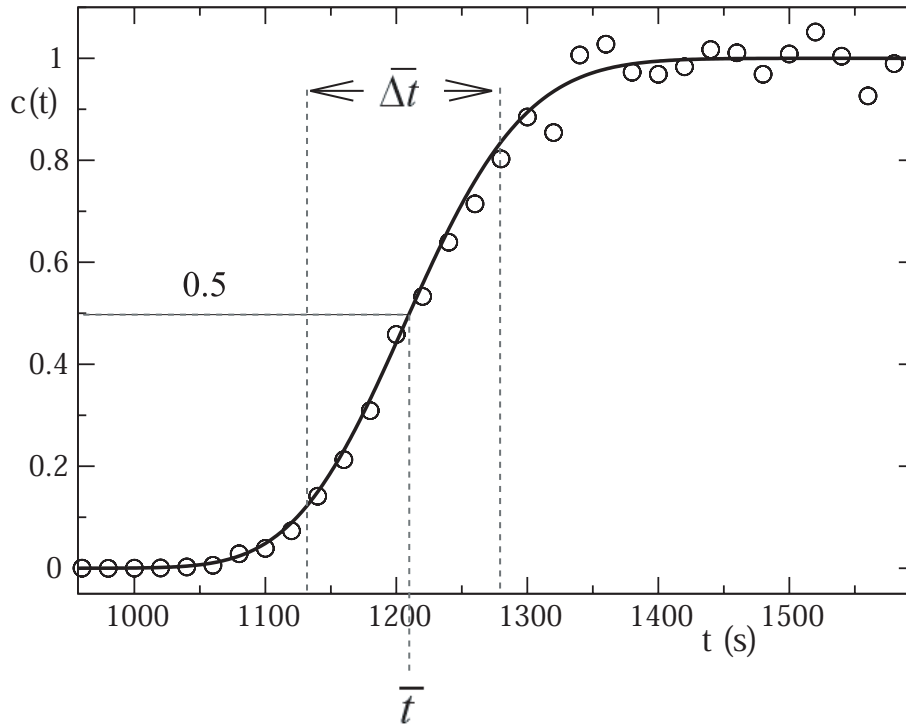


Figura 3.4: Variación temporal de la concentración normalizada  $c(t)$  para  $x = 168 \text{ mm}$  y  $y = 36 \text{ mm}$  para una experiencia con solución de  $1000 \text{ ppm}$  en las EFAF ( $Pe = 150$ ). En línea llena se muestra el ajuste utilizando la función de la ecuación 3.1. En línea punteada se muestran en forma cualitativa los momentos gaussianos correspondientes a esa variación temporal.

### 3.3 Análisis de la transición global-local mediante un diagrama espacio-temporal

En primer lugar se implementó una de las técnicas que se utilizan habitualmente en el estudio del fenómeno de dispersión [31, 42], el análisis de las variaciones temporales de concentración a través de la creación de un diagrama espacio-temporal.

Como se describió en el capítulo anterior, el registro de cada experiencia consta de una secuencia de mapas de concentración normalizada  $c(x, y)$  (como el que se observa en la figura 2.22) correspondientes a los tiempos de adquisición de imágenes (típicamente se tomaron 100 imágenes por experiencia). Las dimensiones de cada mapa  $c(x, y)$  son  $N \times M$  pixels, donde  $N$  está relacionado con la longitud de la fractura y  $M$  con el ancho de la misma.

Para construir el diagrama espacio-temporal se procede de la siguiente manera:

En el mapa de concentración  $c(x, y)$  correspondiente a un tiempo dado, se considera una banda de ancho  $(b - a)$  pixeles dada por  $0 < x < N, a < y < b$ ; ( $b$  y  $a$  son dos valores arbitrarios). Luego se realiza un promedio de la banda en la dirección  $y$ , según:

$$c(x, t_0) = \langle c(x, y, t_0) \rangle_{a < y < b} \quad (3.3)$$

obteniéndose un vector  $c(x, t_0)$  de  $N$  elementos. Variando el ancho  $(b - a)$  de la banda se pueden estudiar características locales ( $(b - a) \sim 1$ ) o globales (si  $(b - a) \sim M$ ). Se repite este procedimiento para todos los mapas  $c(x, y)$  correspondientes a diferentes tiempos, obteniéndose  $c(x)$  para cada tiempo  $t$ .

Arreglando los vectores  $c(x)$  en una matriz en orden de tiempo creciente (tal como se muestra en la figura 3.5), se genera el diagrama espacio-temporal  $c(x, t)$ .

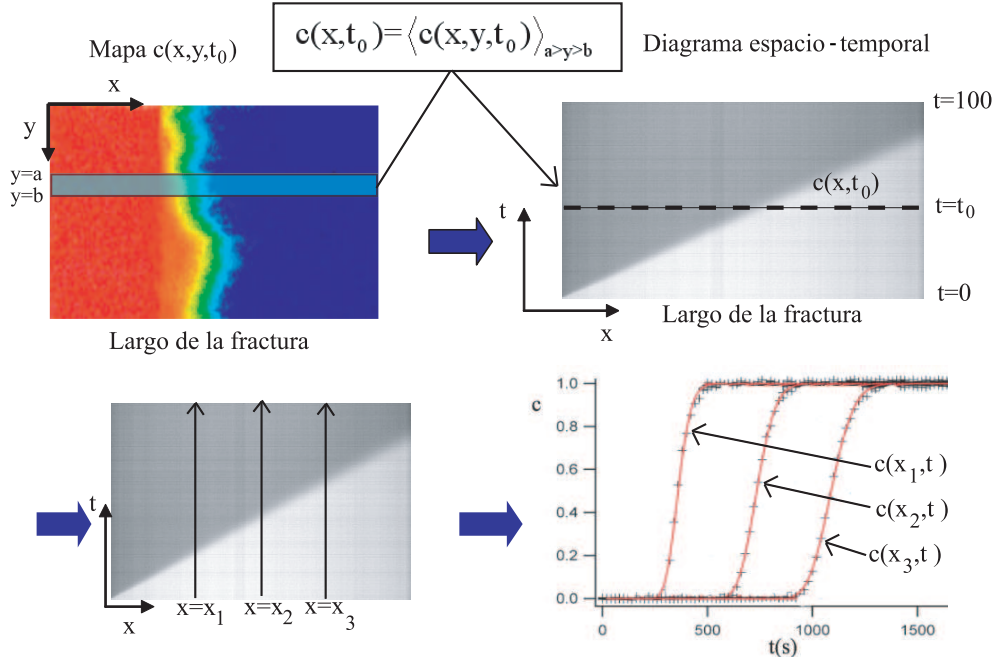


Figura 3.5: Esquema de la construcción del diagrama espacio-temporal  $c(x, t)$  y de la obtención de las variaciones temporales de concentración asociadas a distintas posiciones en el largo de la fractura.

Una vez obtenido el diagrama, se consideran los perfiles temporales de concentración  $c(x_i, t)$  correspondientes a una serie de puntos equiespaciados  $x_i$  en la longitud de la fractura. Se ajustan entonces estos perfiles utilizando la expresión 3.2, obteniéndose los parámetros de ajuste  $w_0(x_i)$  y  $w_1(x_i)$  para cada curva  $c(x_i, t)$  (ver figura 3.6).

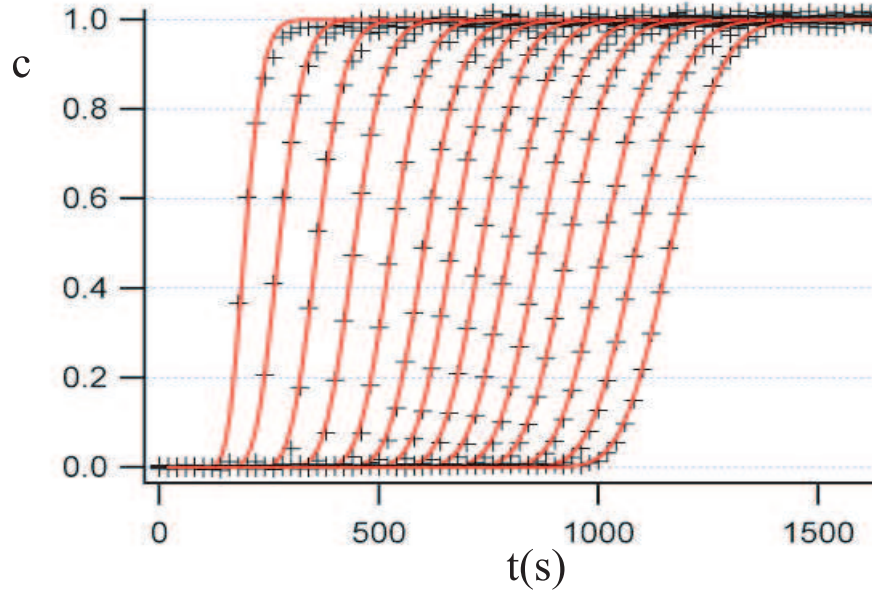


Figura 3.6: Variación temporal de la concentración  $c(x_i, t)$  con su correspondiente ajuste por la función de la ecuación 3.2 para diferentes valores de  $x_i$  tomados a lo largo de la fractura. Los datos corresponden a una experiencia a  $Pe = 160$  para solución de 500 ppm.

Se representa luego la variación de la posición  $x_i$  en función del tiempo de tránsito  $t(x_i)$ . Realizando un ajuste con una función lineal, se obtiene la velocidad media  $U$  de la pendiente de dicho ajuste (ver figura 3.7).

Conociendo  $U$  y el parámetro de ajuste  $w_1 = \sqrt{\frac{D}{U^2}}$ , se calcula el coeficiente de dispersión  $D(x_i)$  para cada curva  $c(x_i, t)$ .

Utilizando el diagrama espacio-temporal se puede estudiar si el proceso es de tipo difusivo o convectivo.

Si el proceso es convectivo se debe cumplir (ver ecuación 1.19):

$$\bar{\Delta}t \propto \bar{t} \Rightarrow (\bar{\Delta}t)^2 \propto \bar{t}^2 \quad (3.4)$$

mientras que si es difusivo

$$\bar{\Delta}t \propto \sqrt{\bar{t}} \Rightarrow (\bar{\Delta}t)^2 \propto \bar{t} \quad (3.5)$$

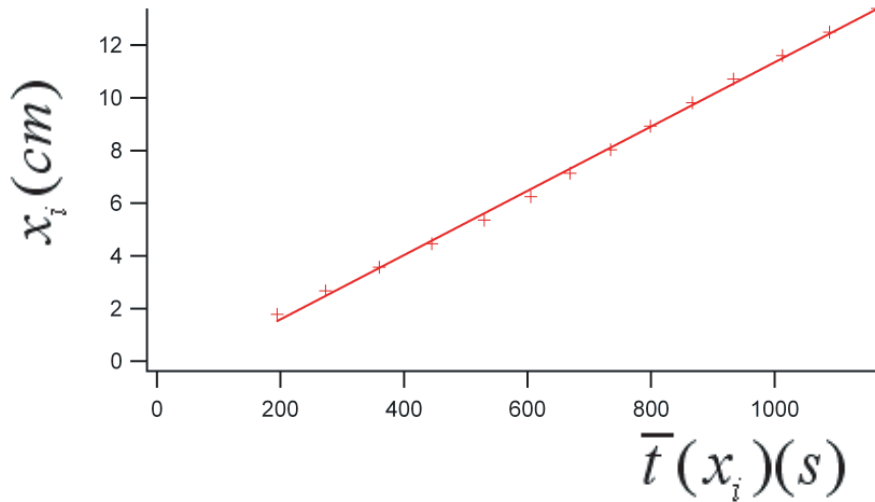


Figura 3.7: Variación de la posición  $x_i$  con el tiempo de tránsito  $\bar{t}(x_i)$  y el ajuste lineal para obtener la velocidad  $U$ . Los datos corresponden a una experiencia a  $Pe = 160$  para solución de 500 ppm.

De esta forma, graficando  $(\bar{\Delta t})^2$  en función de  $\bar{t}$  se puede caracterizar la naturaleza del proceso.

Para ello se calculan los valores de  $(\bar{\Delta t})^2(x_i) = \frac{D(x_i)}{U^2} \bar{t}(x_i)$  y se grafica su variación con  $\bar{t}(x_i)$ .

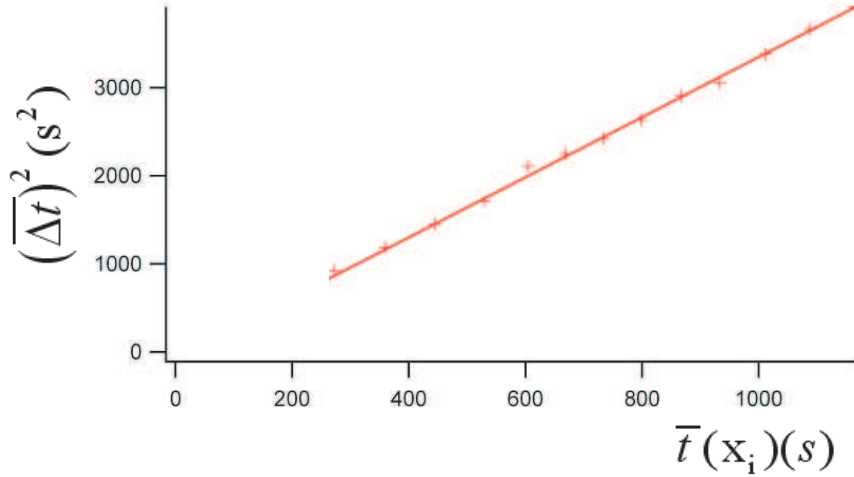


Figura 3.8: Variación de la desviación cuadrática media en función del tiempo de tránsito y el ajuste correspondiente por una función lineal para obtener el coeficiente de dispersión global. La variación lineal de  $\Delta t^2$  con  $\bar{t}$  implica un comportamiento de tipo difusivo. Los datos corresponden a una experiencia a  $Pe = 160$  para solución de 500 ppm.

En la figura 3.8 se observa la variación de la desviación cuadrática media en función del tiempo de tránsito y el ajuste correspondiente por una función lineal. La variación lineal de  $\Delta \bar{t}^2$  con  $\bar{t}$  implica un comportamiento de tipo difusivo. Se puede obtener entonces el coeficiente de dispersión  $D$  representativo a través de la pendiente del ajuste, dada por  $\frac{D(x_i)}{U^2}$  ( $U$  se obtiene a partir del ajuste de la figura 3.7 )

Este resultado fue obtenido para todas las experiencias cuando se considera una banda de ancho  $(b - a) \leq 5$  pixeles (si se realiza un análisis sobre una banda de un pixel el ruido es considerable, pero al utilizar una banda del orden de 5 pixeles éste se reduce sin perderse el carácter local del análisis).

En el caso de considerar una banda de ancho  $(b - a) \simeq 400$  pixeles (el ancho de la fractura), se obtuvieron variaciones de la desviación cuadrática media en función del tiempo de tránsito como la que se observa en la figura 3.9, indicando que el proceso es convectivo.

Este estudio permite concluir que los mecanismos locales de dispersión (cuando se considera una banda de pocos pixeles) son de tipo difusivo, mientras que a escala global los mecanismos predominantes son los convectivos, asociados a una inhomogeneidad a gran escala en el campo de velocidades.

En vista de que la escala de observación resulta crucial en el análisis, se decidió desarrollar otro método para obtener información más detallada y precisa, basado en el análisis de las variaciones de concentración en la escala



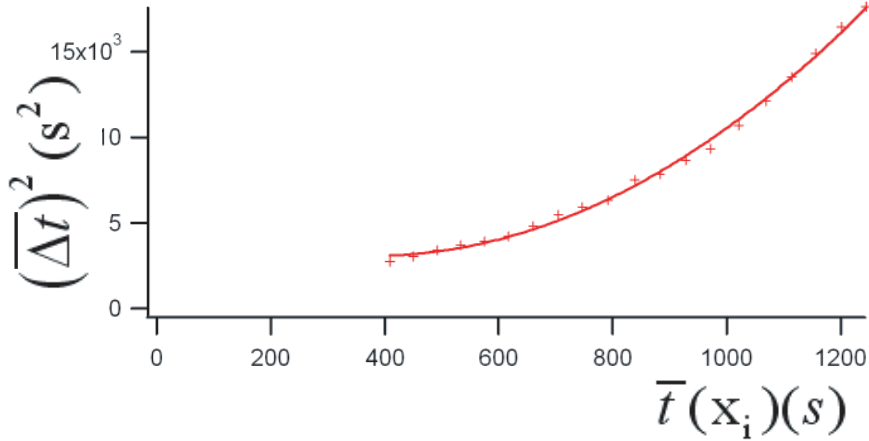


Figura 3.9: Variación de la desviación cuadrática media en función del tiempo de tránsito y el ajuste correspondiente por una función cuadrática. En este caso la definición de un coeficiente de dispersión carece de sentido físico. La variación cuadrática de  $\Delta\bar{t}^2$  con  $\bar{t}$  implica un comportamiento de tipo convectivo. Los datos corresponden a una experiencia a  $Pe = 160$  para solución de 500 ppm.

espacial correspondiente a un pixel (la menor que permite nuestro dispositivo experimental), para luego a partir de allí poder estudiar los mecanismos globales y locales. Este método es más costoso en tiempo de procesamiento de los datos pero puede proveer importante información adicional como por ejemplo la estructura geométrica del frente de desplazamiento, tal como veremos en la sección siguiente.

### 3.4 Variaciones temporales locales de concentración (VTLC)

Para realizar un estudio a la escala del pixel (1 pixel  $\simeq 0.18$  mm) que permita un análisis más detallado de los fenómenos locales y globales, se utilizó el método VTLC (variaciones temporales locales de concentración). El mismo consiste en realizar un ajuste de  $c(t)$  con la función de la ecuación 3.2 para todas y cada una de las posiciones (píxeles)  $(x, y)$  independientemente.

Entonces del ajuste realizado para cada posición  $(x, y)$  se obtienen valores independientes  $w_0(x, y)$ ,  $w_1(x, y)$ , y a partir de ellos se calculan  $t(x, y)$  y  $D(x, y)$ .

La velocidad media  $U(x, y)$  en cada posición se aproxima por  $x/\overline{t(x, y)}$ , siendo  $x$  la distancia del pixel  $(x, y)$  al origen de la fractura (zona de ingreso

de fluido a la fractura).

El ajuste nos permite entonces obtener, para cada pixel correspondiente a una posición en la fractura, el tiempo de tránsito  $\overline{t(x, y)}$  y el coeficiente de dispersión  $D(x, y)$ , relacionados con el valor medio y el ancho de la variación temporal de concentraciones respectivamente (ver 1.3.2.5). A través del análisis de las variaciones de estas dos cantidades se puede estudiar el aporte relativo de los diferentes mecanismos al fenómeno de transporte.

### 3.4.1 Método VTLC: Análisis relacionados con la distribución de tiempos de tránsito del trazador

Las variaciones espaciales de los tiempos de tránsito  $\overline{t(x, y)}$  permiten estudiar la estructura del flujo a gran escala y la existencia de canales preferenciales en el mismo.

En la figura 3.10 se muestra a modo de ejemplo un mapa en niveles de gris de los tiempos de tránsito  $\overline{t(x, y)}$  normalizados. Este tipo de mapas facilita la detección de canalización porque permite establecer visualmente, en forma cualitativa, la correlación espacial de los tiempos de tránsito sobre la fractura. Puede observarse la presencia de bandas de longitud similar a la de la fractura, lo que indica que la longitud de correlación de tiempos de tránsito es de ese orden.



Figura 3.10: Mapa en niveles de gris de los tiempos de tránsito normalizados  $t^* = \overline{t(x, y)}U/x$  ( $Pe=150$ , solución de 1000 ppm). Esta normalización permite saber en cada posición si el tiempo de tránsito es mayor o menor que el asociado a la velocidad media  $U$  del frente de desplazamiento. El flujo es de izquierda a derecha. Las regiones oscuras (claras) corresponden a zonas donde  $t^* < 1$  ( $t^* > 1$ ). El campo de visión es de  $16 \times 7.5$  cm, y la inyección se encuentra a 1 cm a la izquierda del borde izquierdo.

Una característica importante del análisis del mapa de tiempos de tránsito es que permite determinar las coordenadas  $(x, y)$  del frente de desplazamiento (o frente de iso-concentración) para un instante  $t$  dado.

Una forma de hacerlo es la siguiente: a un tiempo dado  $t_0$ , se considera el conjunto de puntos  $(x, y)$  tales que  $\overline{t(x, y)} = t_0$ . Estos puntos  $(x, y)$  determinan las coordenadas del frente de desplazamiento para  $t = t_0$  (dado que si el frente está pasando por la posición  $(x, y)$  a  $t = t_0$ , entonces el tiempo de tránsito correspondiente a esa posición es  $t_0$ ).

Otra forma de definir el frente de desplazamiento consiste en calcular una línea de iso-concentración a un tiempo  $t_0$ , conformada por todos los puntos  $(x, y)$  para los cuales  $c = 0.5$ .

En la figura 3.11 se puede observar un mapa de concentraciones codificado en niveles de gris donde se muestra la coincidencia entre los frentes de desplazamiento determinados de las dos formas descritas, observándose una marcada concordancia.

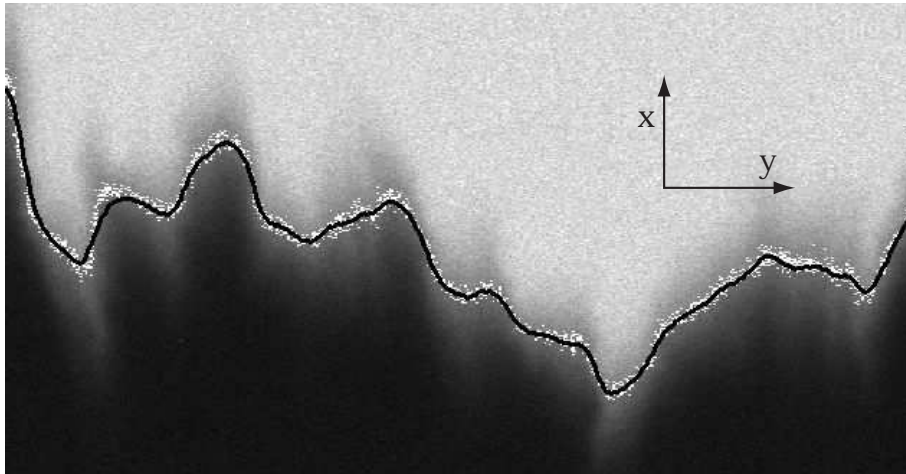


Figura 3.11: Mapa de concentraciones codificado en niveles de gris (blanco:  $c = 1$ , negro:  $c = 0$ ) correspondiente a la mitad del transcurso de una experiencia ( $t = 800s$ ) con solución polimérica de 1000 ppm ( $Pe = 150$ ). La línea llena muestra el perfil  $x_f(y)$  definido como los  $(x, y)$  tal que  $\overline{t(x, y)} = 800s$  (la primera forma de obtener el frente  $x_f(y)$ ). Los puntos blancos corresponden a los  $(x, y)$  tal que  $c(x, y) = 0.50 \pm 0.03$ .

En lo sucesivo, el frente de desplazamiento será caracterizado para cada tiempo  $t$  por la línea dada por  $x_f(y, t)$  que corresponde a la curva de isoconcentración  $c(x, y) = 0.5$ .

Es importante destacar que el frente de desplazamiento así definido está relacionado con el tiempo de tránsito en cada pixel (primer momento gaussiano)

pero no con la desviación cuadrática media (segundo momento gaussiano).

Esto permite identificar por separado la componente de dispersión global del frente asociada a variaciones a gran escala del campo de velocidades (que llamaremos también macrodispersión) de la componente local de dispersión.

En la figura 3.12 se pueden ver un ejemplo de los frentes de desplazamiento  $x_f(y, t)$  para distintos tiempos en el transcurso de una experiencia. Puede observarse que el frente de desplazamiento mantiene considerablemente su estructura, mientras su amplitud va aumentando, en concordancia con lo observado en la figura 3.10 en cuanto a una longitud de correlación de tiempos de tránsito del orden del tamaño de la fractura (como ya se mencionó los canales preferenciales pueden tener longitudes del orden de la fractura).

Para estudiar cuantitativamente estas correlaciones de velocidad a gran escala y relacionarlas con las propiedades dominantes de transporte a escala global, se procedió a analizar la dinámica del frente de desplazamiento.

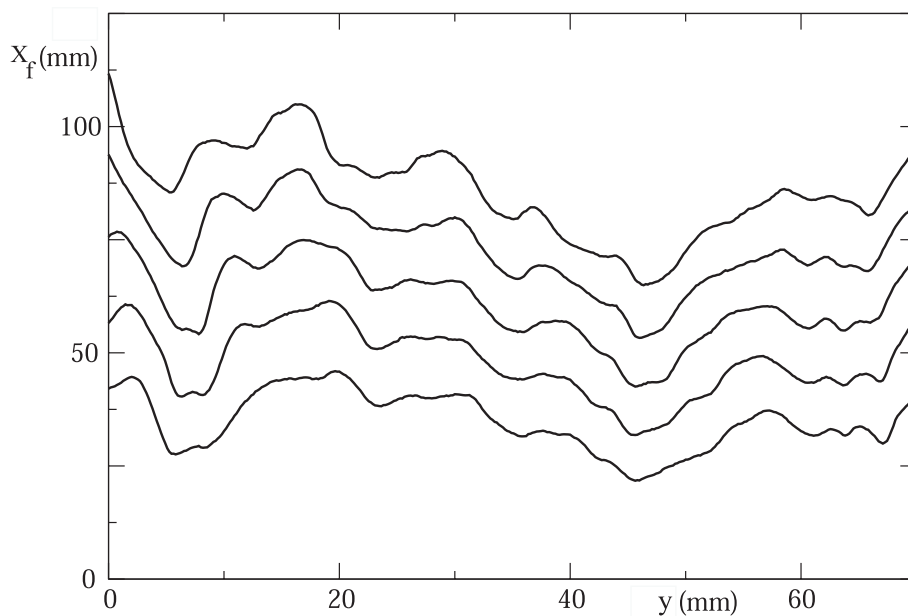


Figura 3.12: Perfil de los frentes de desplazamiento a  $t = 6.5, 8, 9.5, 11, 12.5$  minutos para una experiencia con solución polimérica de 1000 ppm ( $Pe=150$ ).

#### 3.4.1.1 Análisis del fenómeno de dispersión global (o macrodispersión)

Para caracterizar la posición y amplitud del frente de desplazamiento utilizamos el valor medio de  $x_f(y, t)$  respecto de la coordenada  $y$ ,  $\langle x_f(y) \rangle_y$  y su

desviación standard  $\sigma_y(x_f(y))$ , definida como  $\sigma_y^2(x_f(y)) = \langle (x_f(y) - \langle x_f(y) \rangle_y)^2 \rangle_y$ . En la figura 3.13 se puede observar un esquema que muestra cómo estas propiedades estadísticas caracterizan al frente de desplazamiento.

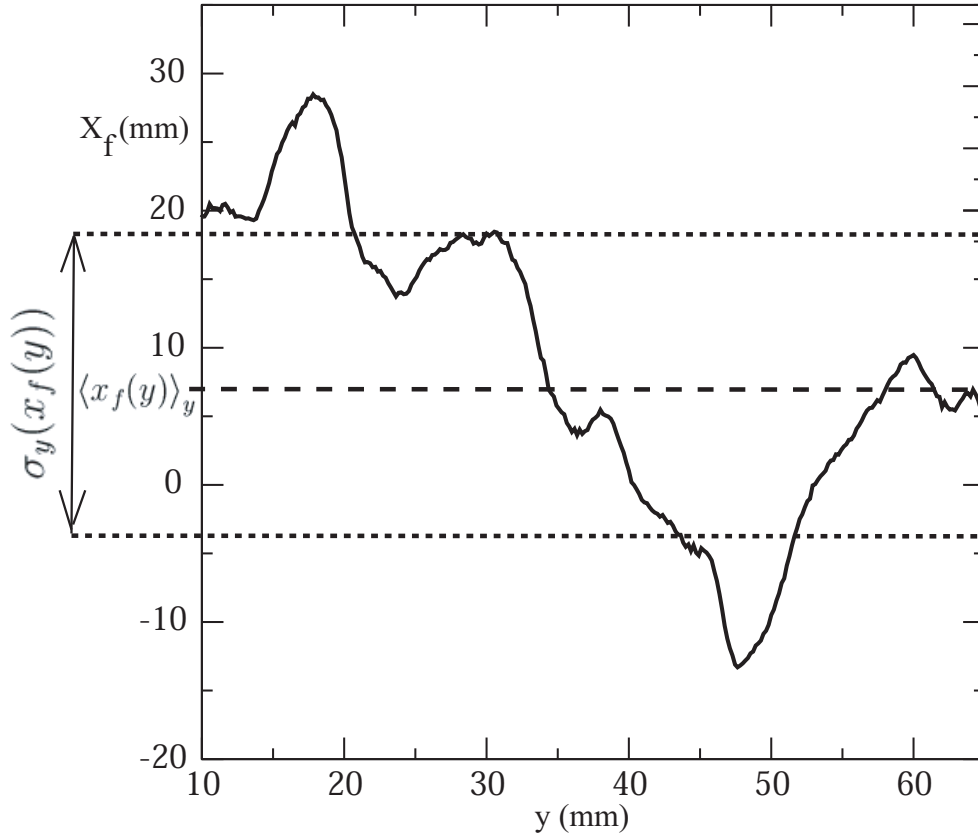


Figura 3.13: Esquema ilustrativo de cómo las propiedades estadísticas del frente de desplazamiento  $x_f(y)$  describen su posición  $\langle x_f(y) \rangle_y$  y su amplitud  $\sigma_y(x_f(y))$ .

La variación temporal de  $\langle x_f(y) \rangle_y$  está dada por la velocidad media de flujo impuesta por la bomba, que es igual al caudal de inyección dividido por la sección transversal dada por la apertura media y el ancho de la fractura. Se observó en todas las experiencias realizadas una variación lineal de  $\langle x_f(y) \rangle_y$  con el tiempo, con excelente concordancia entre la velocidad media  $U$  calculada a partir del caudal de la bomba y la velocidad dada por la pendiente de la variación lineal de  $\langle x_f(y) \rangle_y$  con el tiempo.

La desviación standard  $\sigma_y(x_f(y))$  caracteriza la amplitud longitudinal del frente de desplazamiento, y su variación con el tiempo (o equivalentemente con la posición media  $\langle x_f(y) \rangle_y = Ut$ ) puede brindar información sobre la

relación de velocidades entre diferentes posiciones a lo ancho de la fractura, por ejemplo, si el frente es de tipo plano o existen canales rápidos y lentos.

La variación temporal de  $\sigma_y(x_f(y))$  indica si los mecanismos de transporte a gran escala presentan características difusivas o convectivas (ver 1.3.2.5). En el caso de existir canales preferenciales de flujo, tal como lo sugieren las figuras 3.10 y 3.12, la diferencia de velocidades entre diferentes canales es el mecanismo predominante de dispersión a nivel global y en ese caso la amplitud del frente debería incrementarse linealmente con el tiempo (ver ecuación 1.17), en contraste con el caso difusivo donde la amplitud del frente debería variar como la raíz cuadrada del tiempo (ver ecuación 1.18).

En la figura 3.14 se puede observar, a modo de ejemplo, la variación temporal de  $\sigma_y(x_f(y))$  para dos experiencias realizadas con una solución de 1000 ppm.

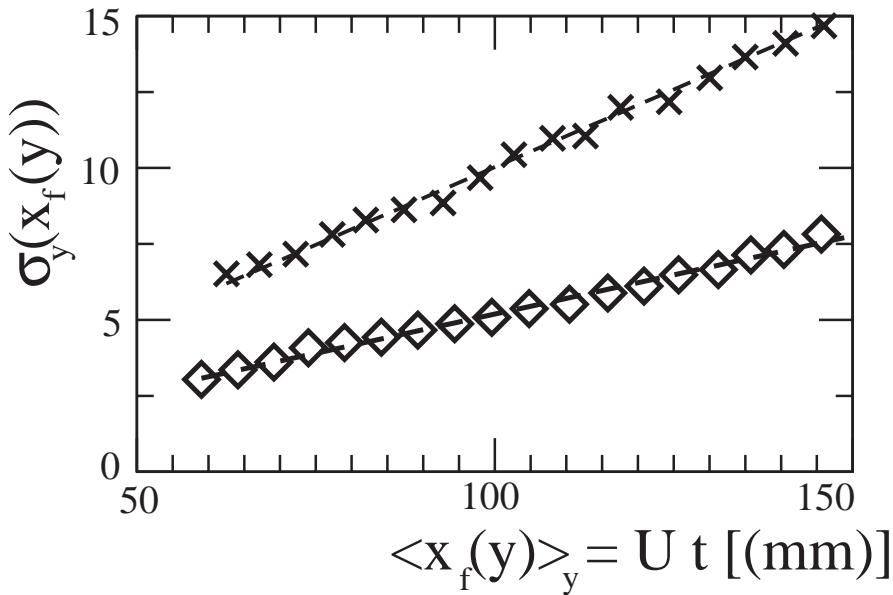


Figura 3.14: Variación de la desviación standard  $\sigma_y(x_f(y))$  del frente de desplazamiento con  $\langle x_f(y) \rangle_y$  para los caudales de inyección correspondientes a  $Pe = 60$  ( $\nabla$ ) y  $Pe = 600$  ( $\times$ ). En línea a trazos se observa una regresión lineal sobre los datos.

En general se observó una variación marcadamente lineal con el tiempo de  $\sigma_y(x_f(y))$ , por lo tanto se pudo concluir que el mecanismo de transporte a gran escala es de tipo convectivo.

Esto concuerda con el resultado obtenido en la sección 3.3 (ver figura 3.9).

Siendo las variaciones temporales de  $\sigma_y(x_f(y))$  y de  $\langle x_f(y) \rangle_y$  ambas de tipo lineal para cada caudal, el cociente de ambas debería ser entonces indepen-

diente del tiempo para cada experiencia y se puede utilizar para caracterizar cómo varía la distribución relativa de velocidades al variar  $U$  (entre distintas experiencias), tal como se detalla en la sección siguiente.

### 3.4.1.2 Modificación de la distribución de velocidades al variar el caudal de inyección

El análisis del frente de desplazamiento puede brindarnos información importante respecto de como se modifica la estructura del campo de velocidades cuando se varía el caudal de inyección (o lo que es lo mismo el número de  $Pe$ ). En la sección 1.4.2.2 se mostró como varía la viscosidad con la velocidad de deformación en los fluidos reofluidizantes y en la sección 1.4.3 se dedujo que el flujo de este tipo de fluidos puede tener componentes newtonianas y no newtonianas al variar la velocidad media  $U$ . También se indicó cómo se modificaba el perfil de velocidades y como se incrementaba la diferencia de velocidades entre canales de diferente permeabilidad al pasar de un flujo newtoniano a uno tipo ley de potencias.

En trabajos previos sobre este tipo de sistemas [43, 12] se estudió la anisotropía de las permeabilidades generada por el desplazamiento relativo entre dos superficies autoafines. En el caso de un desplazamiento perpendicular a la dirección de flujo, éste genera un aumento relativo de la permeabilidad y de la correlación a gran escala de las aperturas en la dirección de flujo (canales longitudinales). Esto permite aproximar la estructura de flujo por un arreglo bidimensional de canales paralelos independientes, donde la velocidad en una posición dada  $(x, y)$  de la fractura se puede escribir como  $\bar{v}(x, y) = v(y) \hat{x}$ , donde  $\hat{x}$  es el versor en la dirección de flujo. Las figuras 3.10 y 3.12 sugieren que esta descripción es pertinente en nuestro sistema. En el apéndice B se muestra un cálculo estimativo de cómo  $v(y)$  depende el campo de aperturas  $h(x, y)$  en el caso de fluidos descritos por el modelo de ley de potencias.

En el marco del modelo de canales paralelos independientes, consideremos que el frente inicialmente se halla a  $t = 0$  en la entrada de la fractura. Entonces la posición  $x$  a un tiempo  $t$  será:

$$x(y, t) = v(y)t, \langle x(y, t) \rangle_y = \langle v(y) \rangle_y t = Ut \quad (3.6)$$

Luego

$$\frac{x(y, t)}{\langle x(y, t) \rangle_y} = \frac{v(y)}{\langle v(y) \rangle_y} \quad (3.7)$$

Más aún, la desviación cuadrática media definida por:

$$\sigma_y^2(x_f(y, t)) = \left\langle (x_f(y, t) - \langle x_f(y, t) \rangle_y)^2 \right\rangle_y \quad (3.8)$$

debe satisfacer:  $\sigma_y(x_f(y, t)) = \sigma_y(v(y)) t$ , donde  $\sigma_y(v(y))$  es la desviación cuadrática media de las velocidades.

Combinando con la ecuación 3.7 tenemos:

$$\frac{\sigma_y(x_f(y, t))}{\langle x_f(y, t) \rangle_y} = \frac{\sigma_y(v(y)) t}{\langle v(y) \rangle_y t} = \frac{\sigma_y(v(y))}{\langle v(y) \rangle_y} \equiv \frac{\sigma_v}{U} \quad (3.9)$$

El análisis del frente de desplazamiento permite entonces determinar como varía la distribución de velocidades entre canales al variar la velocidad media  $U$  (experimentalmente impuesta por la bomba) y al modificar las características reológicas de los fluidos.

Por otra parte, tal como se detalló en la sección 1.4.3, existe una velocidad media crítica  $U_c$  para la cual las velocidades de deformación superan el umbral que caracteriza la transición del comportamiento tipo newtoniano (plateau newtoniano de bajas velocidades) al comportamiento tipo ley de potencias.

De la caracterización reológica de los fluidos utilizados se obtiene el valor de transición  $\dot{\gamma}_0$  (ver 2.2.2) para cada concentración de polímero, y entonces se puede calcular la velocidad media crítica, como  $U_c = \dot{\gamma}_0 d/6$  ( $d$  es la apertura media de la fractura).

Para las soluciones de 500 ppm (1000 ppm), el valor de  $U_c$  obtenido de esta forma es 0.001 cm/s (0.0003 cm/s). Los números de Peclet críticos ( $Pe_c$ ) correspondientes a estas velocidades medias son respectivamente 11 y 4. Las velocidades medias utilizadas para este cálculo son solamente representativas; el gradiente de velocidades puede variar de forma significativa entre un punto y otro de la fractura. Por otro lado, para la máxima velocidad de deformación dada por el rango de medición del reómetro utilizado, ( $87s^{-1}$ ) el comportamiento corresponde a la zona de ley de potencias (ver figura 2.1). Esa velocidad de deformación correspondería en la fractura a una velocidad media dada por:  $U = 87s^{-1}d/6 = 1$  cm/s. Como las velocidades medias de



las experiencias realizadas son, en todos los casos, al menos un orden de magnitud menores que 1 cm/s, sabemos entonces que las mayores velocidades de deformación en el flujo corresponden todavía al modelo de ley de potencias.

Luego los casos de flujos de fluidos newtonianos ( $U \ll U_c$ ) o flujos regidos exclusivamente por el modelo de ley de potencias ( $U \gg U_c$ ), constituyen los casos límites para muy bajos y muy altos caudales de inyección en las experiencias realizadas.

Lamentablemente no se dispone de una descripción detallada del campo de velocidades en tres dimensiones dentro de la fractura, dado que, debido a la naturaleza autoafín de las superficies, la grilla adecuada para la resolución numérica con una precisión espacial razonable implica tiempos de corrida fuera de las posibilidades reales aún utilizando computadoras muy potentes.

Sin embargo, a partir de las ecuaciones de Stokes (se considera en todos los casos un número de Reynolds bajo) sabemos que tanto para fluidos newtonianos o fluidos regidos exclusivamente por el modelo de ley de potencias, si multiplicamos la velocidad media por un factor dado, las velocidades locales se multiplican por el mismo factor (las ecuaciones son homogéneas). En ambos casos  $\sigma_v/U$  debería ser independiente del caudal. En virtud del resultado presentado en 1.4.3 para dos capilares de diferente radio (ver ecuación 1.54), para el caso de ley de potencias podemos esperar que el contraste relativo de velocidades  $\sigma_v/U$  sea mayor que para el caso newtoniano.

Nos interesa entonces estudiar la transición entre estos dos regímenes de  $\sigma_v/U$  constante, a través del análisis de  $\frac{\sigma_y(x_f(y,t))}{\langle x_f(y,t) \rangle_y}$ .

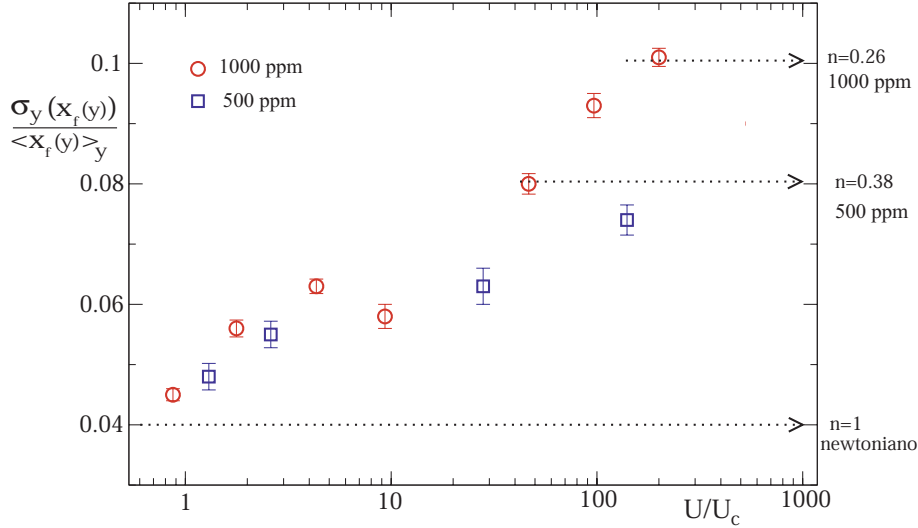


Figura 3.15: Variación de  $\frac{\sigma_y(x_f(y,t))}{\langle x_f(y,t) \rangle_y}$  con la velocidad adimensionalizada  $U/U_c$ .  $\circ$  : 1000 ppm,  $\square$  : 500 ppm . Los límites indicados en línea punteada corresponden al desarrollo teórico presentado en el apéndice B.

En la figura 3.15 se puede observar la variación de  $\frac{\sigma_y(x_f(y,t))}{\langle x_f(y,t) \rangle_y}$  con la velocidad adimensionalizada  $U/U_c$ . Las líneas punteadas a la derecha del gráfico corresponden a los límites para el caso de flujo en la zona de ley de potencias, que surgen del cálculo que se desarrolla en el modelo teórico que se presenta en el apéndice B (utilizando los valores de  $n$  obtenidos en la caracterización reológica de las soluciones de 1000 ppm y 500 ppm). Puede observarse que la tendencia general (es decir, la variación creciente entre los dos límites de ambas series, el aumento más acentuado para la solución de 1000 ppm) se enmarca dentro del comportamiento y los valores límites predichos por el modelo. Sin embargo no es evidente que este modelo simple permita una descripción precisa de la transición entre comportamientos reológicos.

### 3.4.1.3 Análisis de la geometría del frente de desplazamiento

Algunos autores (Roux [18], Auradou [9], Drazer [12]) estudiaron la forma del frente de desplazamiento en este tipo de sistemas, y sus resultados indicarían que éste tiene una geometría relacionada con la de las superficies que componen la fractura. En particular el frente presentaría características autoafines (sobre un rango finito de escalas de longitudes) con exponente característico similar al de las superficies (ver 1.2.5). Esto implicaría que a través del análisis de la geometría del frente de desplazamiento se puede obtener importante

información de la morfología de las superficies y del campo de aperturas.

En la figura 3.16 se pueden observar los frentes de desplazamiento  $x_f(y)$  (calculados tal como se describió en la sección 3.4.1) correspondientes a un caudal relativamente alto ( $Pe = 300$ ) y a un caudal relativamente bajo ( $Pe = 3$ ), y en cada caso para las soluciones de 500 ppm y 1000 ppm.

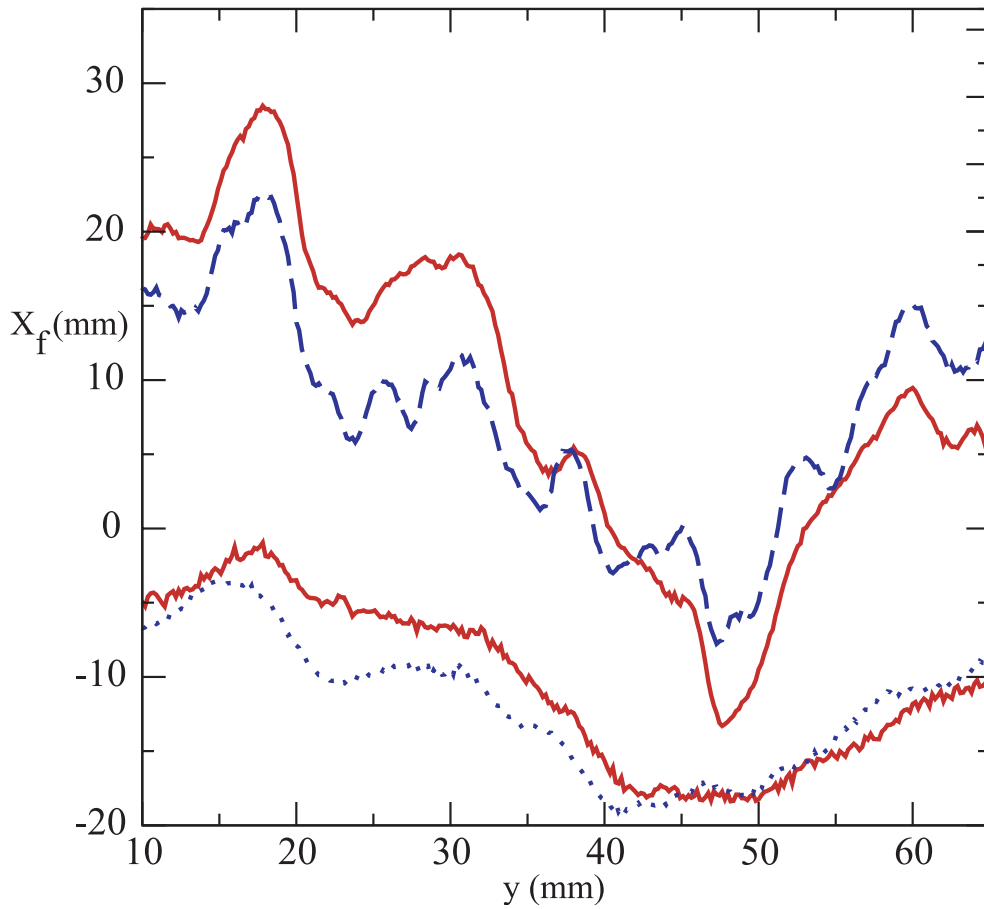


Figura 3.16: Gráfico de los frentes  $x_f(y)$  para el tiempo correspondiente a la mitad de transcurso de una experiencia. La línea sólida (a trazos) corresponde a soluciones de 1000 ppm (500 ppm). Las líneas superiores (inferiores) corresponden a  $Pe = 300$  ( $Pe = 3$ ). Los dos juegos de líneas han sido separados verticalmente en 20 mm para facilitar la visualización.

Cualitativamente se puede constatar que para el caudal bajo ( $Pe = 3$ ) los frentes de 500 ppm y 1000 ppm son prácticamente coincidentes, lo cual resulta esperable, pues, como se describió en la sección 1.4.3, a caudales bajos las velocidades de deformación son bajas y el fluido se comporta como un fluido newtoniano.

Para  $Pe = 300$ , puede observarse que el frente correspondiente a la solución de 1000 ppm presenta mayor amplitud global (o mayor amplitud a escalas de longitud grandes), mientras que el correspondiente a 500 ppm presenta mayor rugosidad (o también se puede decir que presenta mayor amplitud para escalas de longitud pequeñas). Para la solución de 500 ppm se observan detalles geométricos (asociados al campo de aperturas) que no pueden observarse en el frente correspondiente a la solución de 1000 ppm. Como  $Pe = 300 \gg Pe_c$  para ambas soluciones ( $Pe_c$  vale 4 para 1000 ppm y 11 para 500 ppm, ver 3.4.1.2), podemos esperar que la estructura de flujo tenga un alto grado de componente tipo ley de potencias, diferenciándose para los casos de soluciones de 500 y 1000 ppm.

Para caracterizar la geometría del frente de desplazamiento se implementó la técnica conocida como MIN-MAX, especialmente apta para el estudio de perfiles con características autoafines.

Esta técnica consiste en analizar las máximas amplitudes del frente ( $\max(x_f) - \min(x_f) = \Delta x_f$ ) dentro de una ventana de tamaño variable ( $\Delta y$ ), y ver como varía esta amplitud máxima con el tamaño de la ventana. En este sentido el método MINMAX analiza cómo varía la amplitud del frente en función de la escala espacial que se considere. En la práctica el valor de  $\Delta x_f$  se promedia sobre todas las posiciones posibles de la ventana  $\Delta y$  en el frente.

En el caso de una curva con propiedades autoafines, de exponente característico  $\zeta_f$  (ver 1.2.5), se cumple  $\Delta x_f \propto \Delta y^{\zeta_f}$ .

Si bien el método MINMAX se utilizó para analizar los frentes (correspondientes a la mitad del transcurso de una experiencia) de todas las experiencias realizadas, se presentan los casos más representativos de los resultados, correspondientes a un caudal relativamente bajo ( $Pe = 3 \ll Pe_c$ ) y uno relativamente alto ( $Pe = 300 \gg Pe_c$ ).

En primer lugar se realizó un análisis con el objetivo de verificar si los frentes de desplazamiento de las experiencias presentaban efectivamente propiedades autoafines.

Para ello se grafica  $\Delta x_f / \Delta y^{\zeta_f}$  en función de  $\Delta y$  para cada frente  $x_f(y)$ , para  $\zeta_f = 0.8$  (recordemos que las superficies autoafines constituyentes de la fractura fueron generadas con exponente característico 0.8).

En la figura 3.17 se puede observar que efectivamente  $\Delta x_f / \Delta y^{\zeta_f}$  toma un valor constante sobre un amplio rango de tamaños de ventana. Puede observarse además que el límite inferior del dominio autoafín crece ligeramente con la concentración de polímero de la solución considerada. Para tamaños de ventana inferiores a este límite, la pendiente de la curva es aproximadamente 0.2, reflejando un comportamiento donde  $\Delta x_f \propto \Delta y$  (euclidiano, no autoafín). Podemos concluir que en esta escala de longitudes el frente no “copia” las características autoafines de la superficie constituyente de la frac-

tura.

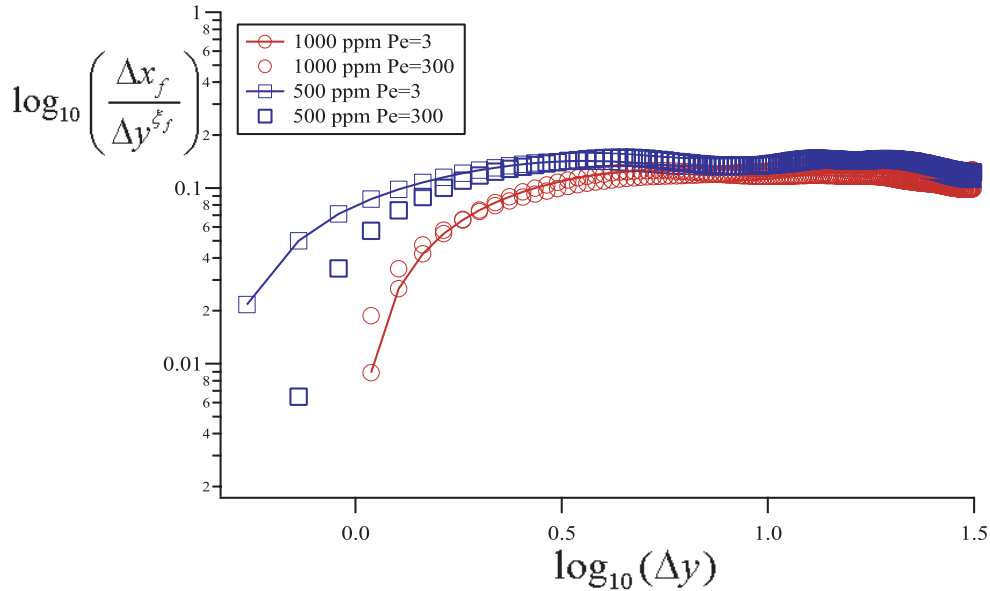


Figura 3.17: Variación de  $\log_{10}(\Delta x_f/\Delta y^{\zeta_f})$  con  $\log_{10}(\Delta y)$  para  $\zeta_f = 0.8$ .  $\Delta x_f$  y  $\Delta y$  están expresados en *mm*.  $\circ$  : 1000 ppm,  $\square$  : 500 ppm. El conjunto de puntos con línea sólida corresponde a  $Pe = 3$ , el conjunto de puntos sin línea sólida corresponde a  $Pe = 300$ .

En segundo lugar, una vez estudiada la autoafinidad de los frentes, se procedió a estudiar cuantitativamente el fenómeno de la dependencia de la amplitud del frente con la escala, que se describió al analizar la figura 3.16.

Para esto se utiliza una representación similar a la de la figura 3.17 (con los mismos datos), con la diferencia que en el eje vertical se representa  $\Delta x_f(\Delta y)/\Delta y$  en lugar de  $\Delta x_f(\Delta y)/\Delta y^{\zeta_f}$ . En este caso no se busca analizar la autoafinidad de los frentes sino estudiar sus amplitudes relativas en diferentes escalas espaciales.

En la figura 3.18 se pueden observar la variación del logaritmo decimal de  $\Delta x_f(\Delta y)/\Delta y$  con el logaritmo decimal del tamaño de ventana  $\Delta y$  para los frentes (a mitad de transcurso de la experiencia) correspondientes a las experiencias a  $Pe = 3$  y  $Pe = 300$ , y para las soluciones de 500 ppm y 1000 ppm. El valor  $\max(x_f) - \min(x_f) = \Delta x_f$  se presenta normalizado por el tamaño de la ventana  $\Delta y$  para reducir la amplitud de sus variaciones globales y hacer más visible la diferencia entre curvas.

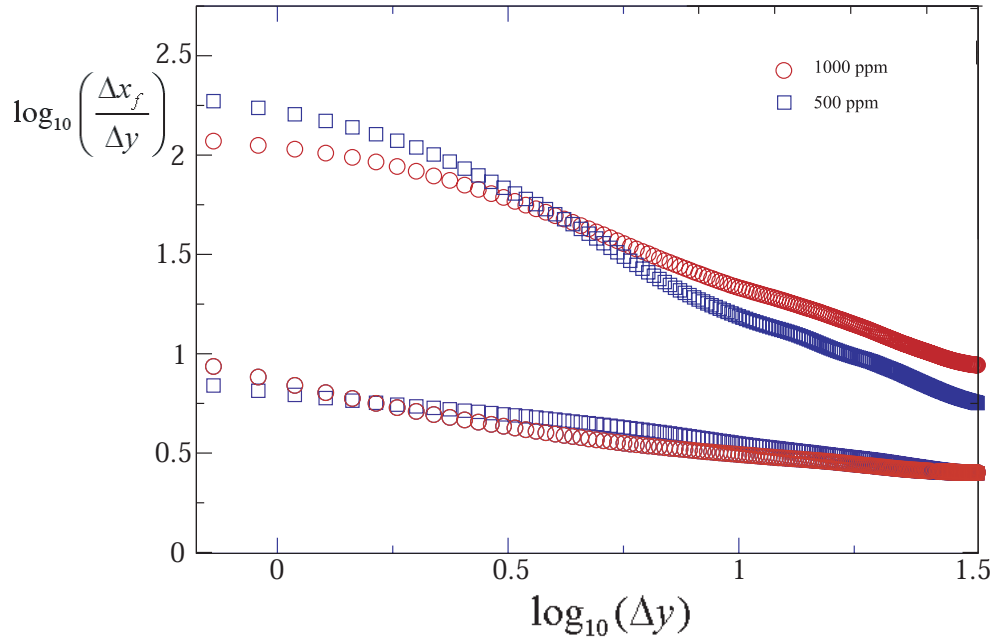


Figura 3.18: Variación de  $\log_{10}(\Delta x_f/\Delta y)$  con  $\log_{10}(\Delta y)$  para los frentes de la figura 3.16 correspondientes a 1000 ppm ( $\circ$ ) y 500 ppm ( $\square$ ).  $\Delta x_f$  y  $\Delta y$  están expresados en  $mm$ . El par de curvas superiores corresponde a  $Pe = 300$ , mientras que el par de curvas inferiores corresponden a  $Pe = 3$ .

Así como los frentes para  $Pe = 3 < Pe_c$  (500 ppm y 1000 ppm) de la figura 3.16 son coincidentes en alto grado, sus respectivas curvas MINMAX son también coincidentes. Para  $Pe = 300 > Pe_c$ ,  $\Delta x_f/\Delta y$  es mayor que para  $Pe = 3$  para todos los tamaños considerados de ventana. Asimismo en la región autoafín estudiada en la figura 3.17, la curva presenta una variación lineal decreciente con  $\Delta y$  tal como podía esperarse. Se observa que el comportamiento de  $\Delta x_f/\Delta y$  depende de la concentración de polímero. La solución de 1000 ppm presenta mayor amplitud en tamaños de ventana mas grandes, mientras que la solución de 500 ppm muestra mayor amplitud en los detalles finos, o sea en los tamaños de ventana mas pequeños. Mediante este estudio se puede establecer cuantitativamente una transición entre ambos dominios, correspondiente a un tamaño de ventana de  $4mm$ . Se verificó que esta longitud de transición depende del  $Pe$ , no pudiéndose caracterizar para caudales bajos. Cabe destacar que la mayor amplitud de la solución de 1000 ppm en tamaños de ventana mas grandes es coherente con la mayor amplitud global del frente para esta solución, analizada en la sección anterior (ver figura 3.15).

La atenuación de los detalles finos del frente que se evidencia cuando la

concentración de polímero aumenta puede deberse al aumento de la difusión de momento en la dirección transversal al flujo al aumentar la viscosidad (es decir un incremento de las fuerzas de arrastre entre capas paralelas que se mueven a distinta velocidad). Esto atenuaría los gradientes locales de velocidad a pequeña escala sin modificar las propiedades de flujo a gran escala.

### 3.4.2 Método VTLC: Análisis relacionados con el coeficiente de dispersión local

En la sección anterior se describieron los tipos de análisis llevados a cabo considerando la distribución de tiempos de tránsito, y cómo éstos dan información sobre la estructura global del flujo. En esta sección analizaremos el coeficiente de dispersión  $D(x, y)$  para obtener información sobre el proceso de mezcla que tiene lugar localmente en cada línea de corriente.

En primer lugar se debe establecer la pertinencia de definir un coeficiente de dispersión tal como fue definido en 1.3.2.5, asociado a un proceso de dispersión Fickiano caracterizado por la ecuación 1.15.

En la figura 3.4 se mostró cómo los datos experimentales de la variación temporal de concentración normalizada pueden ser ajustados en forma satisfactoria por la solución de la ecuación 1.15.

Como se detalló en la sección 3.4, el método VTLC consiste en ajustar con dicha solución la variación temporal de la concentración en cada pixel  $(x, y)$ . De este ajuste se obtienen los valores  $D(x, y)$  del coeficiente de dispersión local en cada punto de la fractura.

Consideremos ahora la variación de  $D(x, y)$  con la posición  $(x, y)$ .

En la figura 3.19 se puede observar la distribución de valores del coeficiente de dispersión  $P(D)$  en función de la posición longitudinal  $x$ . Para un valor dado  $x_i$  (si cortamos con una línea vertical), el gráfico representa un histograma de los valores de  $D(x_i, y)$  codificado en niveles de gris. Los puntos mas claros indican valores de  $D$  mas frecuentes.

En (b) puede verse que el valor medio de  $P(D)$  tiene una leve deriva creciente entre  $x = 45mm$  y  $x = 125mm$ . La relativa uniformidad de los valores de  $D(x, y)$  sobre distintas posiciones a lo largo de la fractura contribuye a caracterizar el tipo de dispersión y asociarla a procesos de tipo Fickianos. Estos argumentos validan la definición de un único coeficiente de dispersión en nuestro sistema.

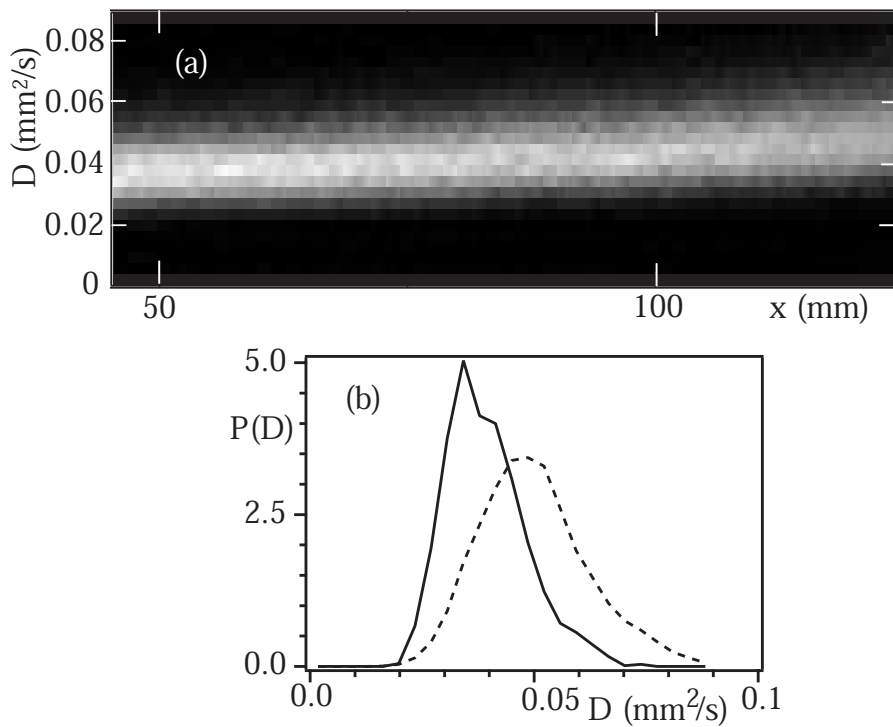


Figura 3.19: Distribución de valores del coeficiente de dispersión  $P(D)$  en función de la posición longitudinal  $x$  para una experiencia con solución de 1000 ppm ( $Pe=150$ ). Se muestran datos para  $x \geq 45 \text{ mm}$ , donde el régimen de dispersión está claramente establecido y las variaciones de concentración son correctamente ajustadas por la solución de la ecuación 1.15. En (a) se muestra un mapa en niveles de gris de  $P(D)$  en función de los valores de  $x$  y  $D$ . Los puntos mas (menos) claros indican valores de  $D$  mas (menos) frecuentes. En (b) se muestran las distribuciones de  $P(D)$  para  $x = 45 \text{ mm}$  (línea llena) y  $x = 125 \text{ mm}$  (línea punteada).



En la sección 3.4 se describió el cálculo del coeficiente de dispersión  $D(x, y)$  para cada posición  $(x, y)$  en la fractura. A partir de la distribución de valores  $D(x, y)$  sobre la fractura se calcula el valor representativo  $\bar{D}$  del coeficiente de dispersión y su desviación  $\Delta D$  como:

$$\bar{D} = \langle D(x, y) \rangle_{x,y}, \Delta D = \sigma_{x,y}^2(D(x, y)) \quad (3.10)$$

En lo sucesivo  $\bar{D}$  será notado  $D$  directamente.

Puede resultar de interés luego estudiar la dependencia del coeficiente de dispersión con el número de Peclet. En la figura 3.20 se puede observar la variación del coeficiente de dispersión (adimensionalizado con  $D_m$ ) con el número de  $Pe$ , donde hemos superpuesto para comparación las predicciones analíticas de la fórmula de Taylor, para el caso de una celda de Hele-Shaw de apertura igual a la apertura media de la fractura rugosa, dadas por la ecuación 1.50. Puede observarse que a bajos  $Pe$  ambas series de datos tienden al valor 1, mientras que para altos  $Pe$ ,  $D/D_m$  tiende a un crecimiento cuadrático en  $Pe$ . Este comportamiento es en general válido tanto para soluciones newtonianas como para soluciones reofluidizantes. Para  $Pe$  altos la serie correspondiente a la solución de 500 ppm comienza a tomar valores mayores que la de 1000 ppm, mientras que ambas están por debajo del valor teórico para el caso newtoniano. Puede observarse que este comportamiento es acorde al hecho de que, para  $Pe < Pe_c$ , ambos fluidos se comportan como newtonianos y deben tener la misma tendencia, mientras que para  $Pe > Pe_c$ , la componente de ley de potencias en el flujo es importante, y los valores tienden a los predichos por la ecuación 1.50. Cabe recordar los valores de  $Pe_c$ : 11 (500 ppm) y 4 (1000 ppm).

En la figura 3.21 se puede observar la variación de la dispersividad  $l_d = D/U$  (definida en la sección 1.3.2.5) adimensionalizada con la apertura media de la fractura.

Se puede constatar que el mínimo teórico ( $Pe = 14.5$ ) para un fluido newtoniano (ver ecuación 1.52) coincide con los datos experimentales.

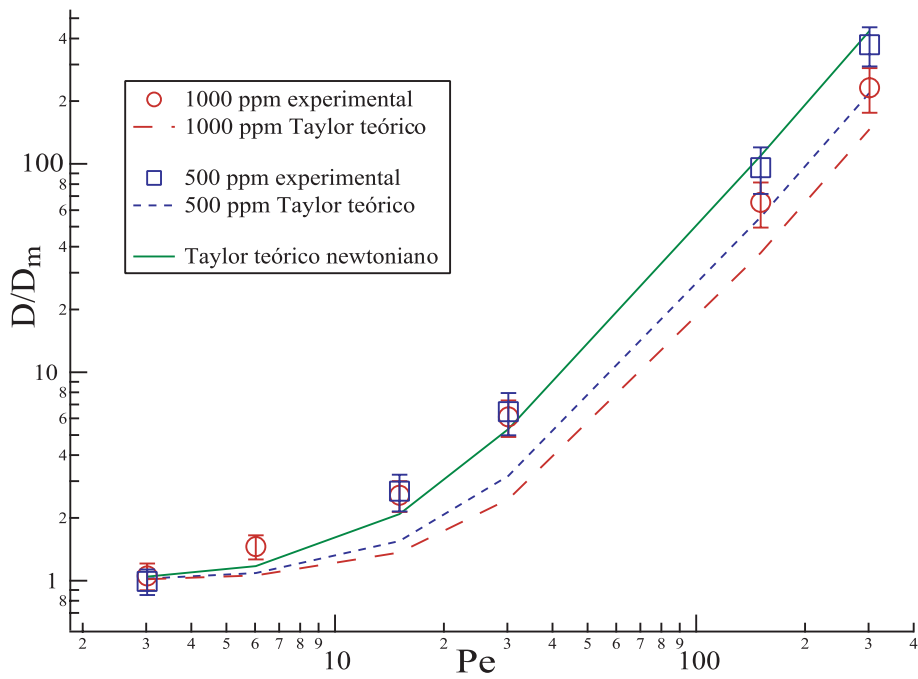


Figura 3.20: Variación del coeficiente de dispersión adimensionalizado en función del número de  $Pe$ .  $\circ$ :1000ppm ;  $\square$ : 500 ppm. Las líneas sólida, punteada y a trazos, corresponden a la predicción de la ecuación 1.50 para  $n = 1, n = 0.38, n = 0.26$  (estos dos últimos obtenidos en la caracterización reológica de las soluciones de 500 y 1000 ppm. Las barras de error representan los valores de  $\Delta(D/D_m)$ . )

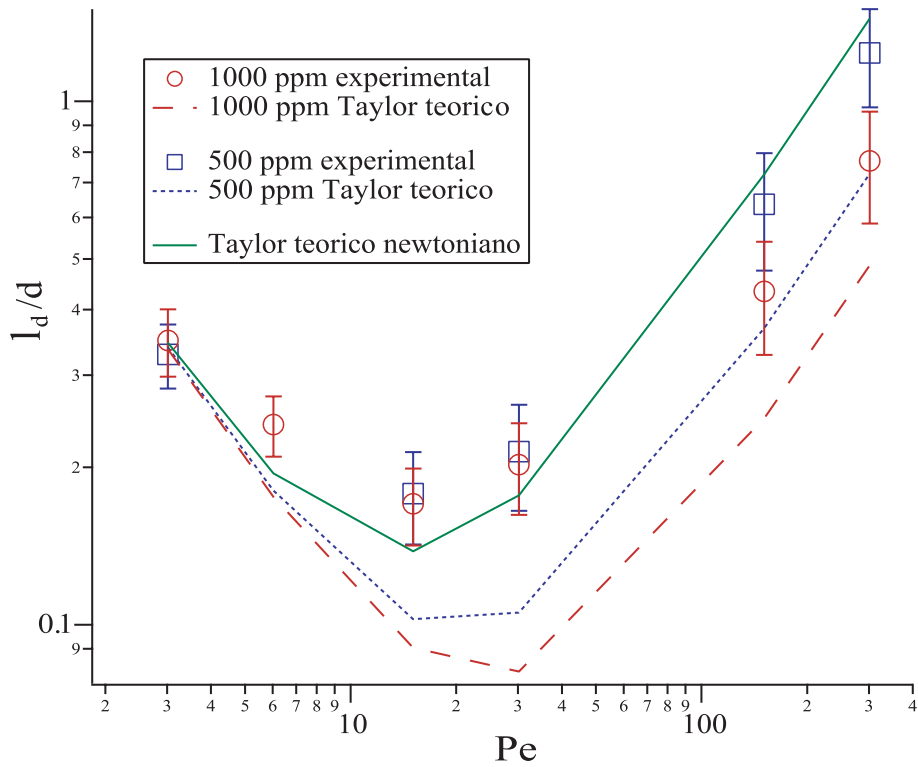


Figura 3.21: Variación de la dispersividad  $l_d = D/U$  adimensionalizada con la apertura media de la fractura  $d$ , en función de  $Pe$ .  $\circ$ : 1000ppm ;  $\square$ : 500 ppm. Estas curvas están construidas a partir de los mismos datos de la figura 3.20. Se puede observar como el mínimo coincide con el que puede calcularse teóricamente de la ecuación 1.52. Las barras de error representan los valores de  $\Delta(l_d/d)$ , obtenidos de la distribución de  $l_d$  como se mostró en la ecuación 3.10.

### 3.4 Variaciones temporales locales de concentración (VTLC) 103

---

Estos resultados indican que la dispersión a escala local es un proceso de tipo difusivo, contrariamente a lo que sucede en la escala global, y que el mecanismo de Taylor es el predominante.

En este capítulo hemos descrito las metodologías de análisis utilizadas para las EFAF y los resultados obtenidos. Se realizó en primer lugar un análisis a través de un diagrama espacio-temporal, con el cual se pudo estudiar el tipo de mecanismo de transporte predominante a escala local y global, resultando la escala local gobernada por mecanismos difusivos y la global por mecanismos convectivos. Luego se presentó el método VTLC, que permite realizar un análisis más preciso y localizado, determinándose a partir de los mapas de tiempos de tránsito la forma del frente de desplazamiento. A partir del análisis de la dinámica del frente de desplazamiento, se estudió cómo se modifica la distribución relativa de velocidades con el caudal de inyección y para diferentes propiedades reológicas de los fluidos. El crecimiento lineal en el tiempo de la amplitud del frente de desplazamiento permitió confirmar también el predominio de mecanismos convectivos a escala global. También en virtud de esta variación lineal puede determinarse para cada experiencia un único valor de amplitud normalizada del frente, que caracteriza la magnitud de las fluctuaciones de las velocidades locales respecto de la velocidad media, y estudiar su variación con el caudal de inyección. A través de este análisis pudo establecerse cómo las propiedades reológicas de los fluidos inciden en la distribución relativa de velocidades, siendo las soluciones más concentradas de polímero las asociadas a una mayor amplitud de fluctuaciones relativas de velocidad. Además se correlacionaron las fluctuaciones relativas observadas para diferentes fluidos con los respectivos parámetros que caracterizan las transiciones entre sus distintos comportamientos reológicos

Posteriormente se analizó la geometría del frente de desplazamiento, se verificó su naturaleza autoafín, y se estudió la variación de su amplitud esta vez respecto de la escala espacial de observación. Pudo concluirse que a escalas mayores que una dada longitud de transición, las soluciones más concentradas poseen mayor amplitud, mientras que para escalas menores la amplitud es mayor para las soluciones menos concentradas. También se observa que para menores concentraciones el frente de desplazamiento “copia” con más detalle la geometría de la rugosidad, mientras que para mayores concentraciones el frente pierde detalle de la rugosidad probablemente debido a la mayor viscosidad relativa.

En los análisis relacionados con el coeficiente de dispersión local, se estableció la pertinencia de definir un único coeficiente de dispersión para cada experiencia caracterizando al proceso de transporte como de tipo fickiano. Luego analizando los valores del coeficiente de dispersión, pudo establecerse

que el comportamiento difusivo observado a escala local mediante el análisis con el diagrama espacio-temporal puede asociarse con el mecanismo de dispersión de Taylor. Asimismo se verificó cómo este comportamiento depende de las características reológicas que presenta cada fluido a distintas velocidades medias de flujo, estableciéndose las zonas de transición entre diferentes comportamientos en función de los parámetros reológicos de los fluidos.

Estos análisis permiten extrapolar la información básica de las propiedades reológicas de los fluidos a la situación de flujo y transporte en la fractura rugosa, y establecer además como las diferentes propiedades reológicas pueden servir para caracterizar las heterogeneidades a diferentes escalas.

En el capítulo siguiente se presentarán las metodologías de análisis utilizadas para las EFAL y los resultados correspondientes.

## Capítulo 4

# Experiencias con fracturas “aleatorias” (EFAL): análisis y resultados

En el capítulo anterior se han expuesto los métodos de análisis y los resultados obtenidos para las EFAF. Las diferentes características estructurales de cada fractura modelo hacen que las técnicas apropiadas para el análisis de los resultados deban ser determinadas en cada caso particular. En esta sección, describiremos las metodologías utilizadas para el análisis e interpretación de las experiencias con fracturas aleatorias (EFAL) y las discutiremos brevemente comparándolas con las utilizadas en la EFAF. Presentaremos luego los resultados correspondientes.

### 4.1 Introducción

Como se describió en el capítulo 2, la fractura modelo utilizada en las EFAL está constituida por una superficie plana y lisa, y otra también plana y lisa, pero con el agregado de una distribución aleatoria de obstáculos cuasi-cilíndricos, cuya altura es aproximadamente la mitad de la apertura de la fractura (considerando esta apertura en las posiciones donde no hay obstáculos, ver figura 2.13). En la figura 4.1 se presentan los mapas de concentración (a tiempo igual a la mitad del transcurso de una experiencia) correspondientes a seis experiencias representativas de las EFAL. Los mapas superiores corresponden a  $Pe$  bajos ( $Pe = 3$ ), mientras que los inferiores corresponden a  $Pe$  altos ( $Pe = 300$ ). Además, las imágenes de izquierda a derecha corresponden a la solución AG (agua-glicerol), la solución de 500 ppm, y la solución de 1000 ppm.

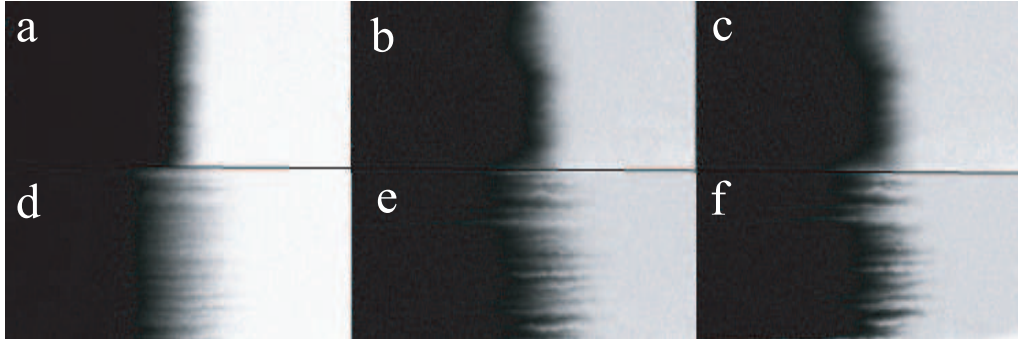


Figura 4.1: Cuadro representativo de las EFAL: mapas de concentración a tiempo igual a la la mitad de transcurso de una experiencia. a)  $Pe = 3$ , solución AG (agua-glicerol); b)  $Pe = 3$ , solución de 500 ppm; c)  $Pe = 3$ , solución de 1000 ppm; d)  $Pe = 300$ , solución AG; e)  $Pe = 300$ , solución de 500 ppm; f)  $Pe = 300$ , solución de 1000 ppm.

Para caudales bajos (o equivalentemente  $Pe$  bajos) puede observarse que el frente de desplazamiento se presenta relativamente plano, mientras que para caudales altos se observa la presencia de ondulaciones (o “dedos”) en el frente. Se realizaron pruebas que consistieron en disponer la fractura verticalmente y desplazar fluido coloreado con fluido sin colorear e inversamente. Estas experiencias tienen como objetivo descartar la posibilidad de que las ondulaciones se generen por una diferencia de densidad entre los fluidos desplazante y desplazado (inestabilidad gravitatoria [44]). Si las ondulaciones tuvieran origen en una diferencia de densidad entre ambos fluidos, una de las dos configuraciones de inyección debe ser estable. Al observar su presencia en ambos casos se descartó esta posibilidad. Entonces se atribuyeron las ondulaciones exclusivamente a la geometría de la fractura.

Cualitativamente se puede ver que la forma de las ondulaciones varía con la concentración de polímero, siendo los “dedos” menos numerosos y de mayor ancho cuanto mayor es la concentración de polímero, y más acentuados para caudales mayores.

## 4.2 Discusión sobre los métodos de análisis

Desde el punto de vista geométrico, en la fractura modelo con distribución aleatoria de obstáculos las fluctuaciones de apertura tienen lugar en escalas de longitud mucho menores que en el caso de las fracturas autoafines (en una pequeña distancia se puede pasar de una posición correspondiente a un obstáculo a una posición donde no hay obstáculo, variando la apertura a

la mitad aproximadamente). Adicionalmente, la distribución aleatoria de los obstáculos puede generar que la correlación espacial de aperturas sea de corto rango.

En este marco es discutible la validez del modelo de canales paralelos presentado en el capítulo anterior, ni es tan evidente una separación entre los mecanismos locales y globales de dispersión, dado que las escalas de longitud en las que éstos tienen lugar pueden ser del mismo orden.

La estructura del frente de desplazamiento puede dar información de las escalas asociadas a los diferentes mecanismos (realizando una identificación similar a la presentada en la figura 3.3 del capítulo anterior).

En la figura 4.2 se puede observar un mapa de concentraciones para una experiencia de las EFAL ( $Pe=300$ ), y en la figura 4.3 se comparan las diferentes formas de frente de desplazamiento para el caso de las EFAF y de las EFAL. Puede verse que la discriminación entre fenómenos locales y globales es más compleja en las EFAL dado que ambos fenómenos tienen lugar en escalas de longitud similares.

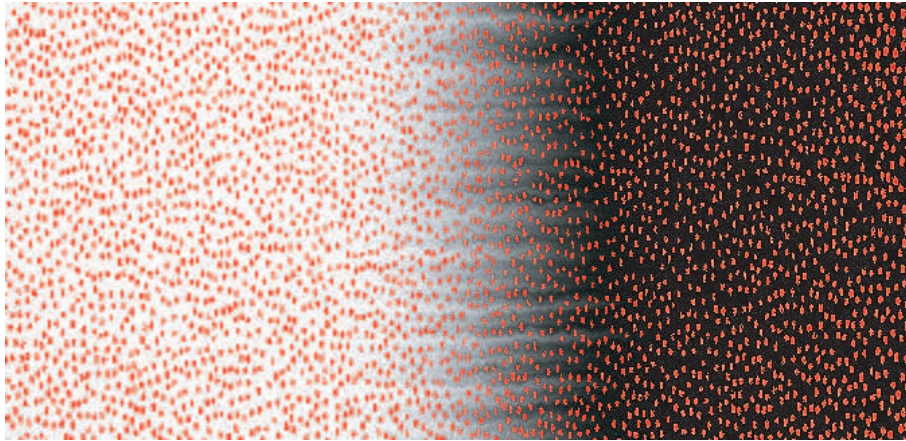


Figura 4.2: Mapa de concentraciones en niveles de gris (blanco:  $c=1$ , negro:  $c=0$ ) para una experiencia con soluciones newtonianas en las EFAL ( $Pe=300$ ). Los puntos corresponden a los obstáculos.



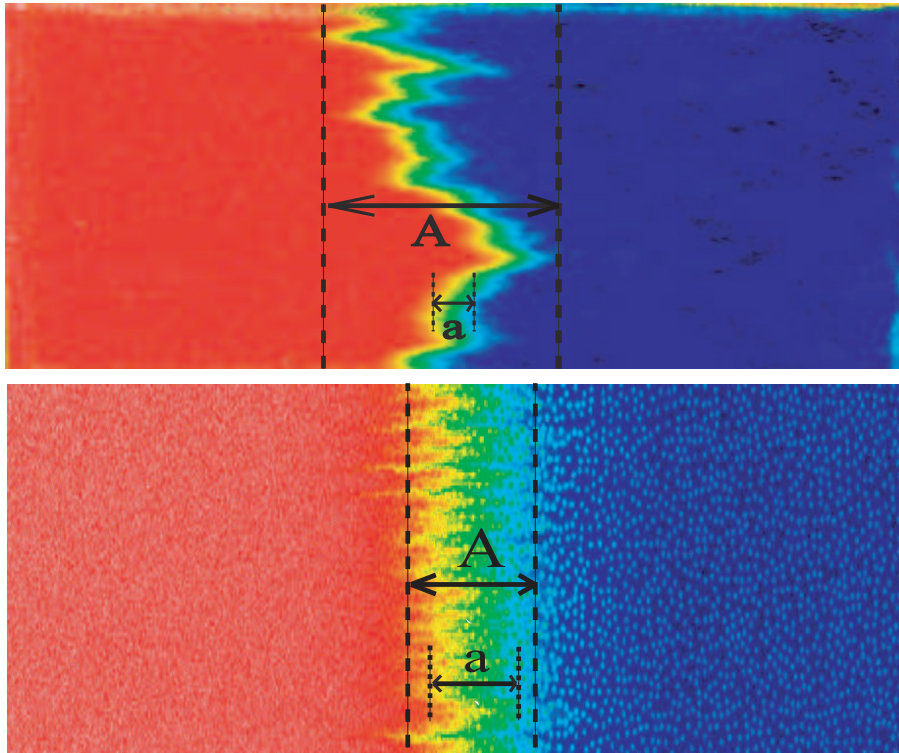


Figura 4.3: Mapas de intensidades normalizadas codificados en falso color correspondiente a la mitad de transcurso de una experiencia. La banda en color verde (claro) es el frente de desplazamiento (o zona de mezcla). La distancia  $A$  representa la magnitud del esparcimiento asociado a los mecanismos globales, mientras que la distancia  $a$  representa la que corresponde a los mecanismos locales). Ambos mapas corresponden a una experiencia con solución de 1000 ppm y  $Pe = 60$  (superior: EFAF, inferior: EFAL). Puede observarse el tamaño relativo de los obstáculos.

De estas consideraciones surgió la necesidad de determinar cuáles de las técnicas y conceptos utilizados para el análisis e interpretación de las EFAF eran adecuados para analizar las EFAL, pues aquéllos consideran las escalas locales y globales en forma independiente.

En este caso los análisis deben tener en cuenta la influencia de la geometría (las variaciones de apertura) a nivel local, interactuando con el mecanismo de dispersión de Taylor.

En virtud de estos argumentos, en algunos casos las metodologías utilizadas para las EFAF fueron modificadas para adecuar el análisis a las propiedades del sistema físico de las EFAL.

### 4.3 Análisis de la transición global-local mediante un diagrama espacio-temporal

Como en el caso de las EFAF, se realizó en primer lugar un análisis de las variaciones temporales de concentración a través de la creación de un diagrama espacio-temporal. La construcción del diagrama espacio-temporal y el análisis correspondiente fueron descritos en la sección 3.3.

Los diagramas generados utilizando una banda de pocos pixeles o de una cantidad de pixeles del orden del ancho de la fractura resultaron similares.

En la figura 4.4 puede observarse las variaciones temporales de concentración para distintas posiciones, y, en la figura 4.5, la variación del tiempo medio de tránsito en función de la posición, de cuya pendiente se obtiene la velocidad del frente. Los valores de velocidad obtenidos para una banda de pocos pixeles o para una donde la cantidad de pixeles es del orden del ancho de la fractura resultaron análogos.

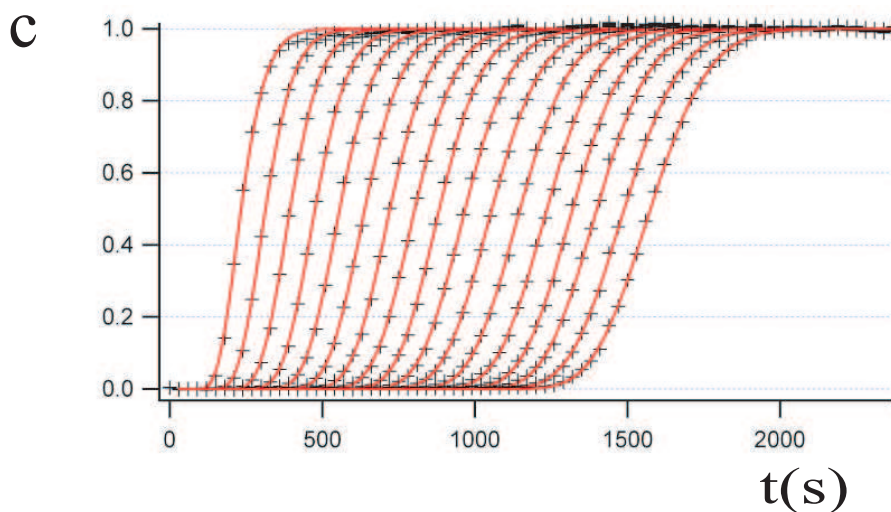


Figura 4.4: Variación temporal de la concentración  $c(x_i, t)$  con su correspondiente ajuste por la función error de la ecuación 3.2 para diferentes valores de  $x_i$  en el largo de la fractura. Los datos corresponden a una experiencia a  $Pe = 170$  para solución de AG (agua + glicerol).

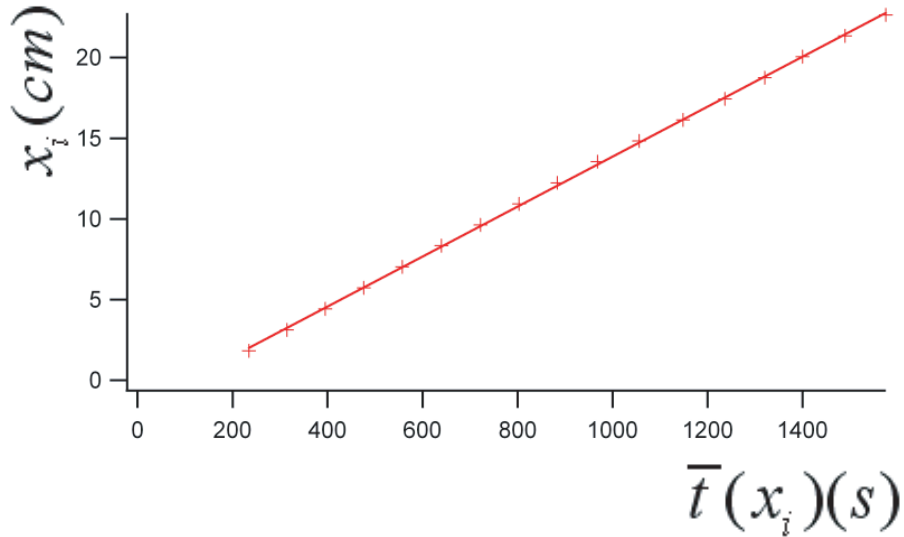


Figura 4.5: Variación de la posición  $x_i$  con el tiempo medio de tránsito  $\bar{t}(x_i)$  y el ajuste lineal para obtener la velocidad  $U$ . Los datos corresponden a una experiencia a  $Pe = 170$  para solución de AG.

Una marcada diferencia respecto de las EFAF se obtuvo al analizar la desviación cuadrática media en función del tiempo de tránsito para los dos tipos de banda.

En las figuras 4.6 y 4.7 se muestran estas variaciones que en ambos casos resultan ser lineales (indicando un comportamiento difusivo) y de similar pendiente dentro del error del ajuste. En consecuencia los valores del coeficiente de dispersión obtenidos de ambos ajustes son similares.

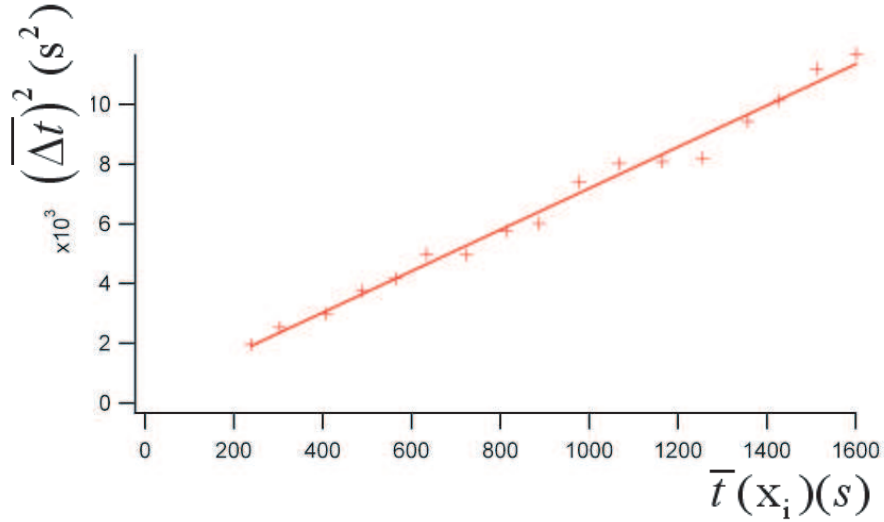


Figura 4.6: Variación de la desviación cuadrática media en función del tiempo de tránsito para una banda de 5 pixeles y el correspondiente ajuste por una función lineal. Los datos corresponden a una experiencia a  $Pe = 170$  para solución de AG.

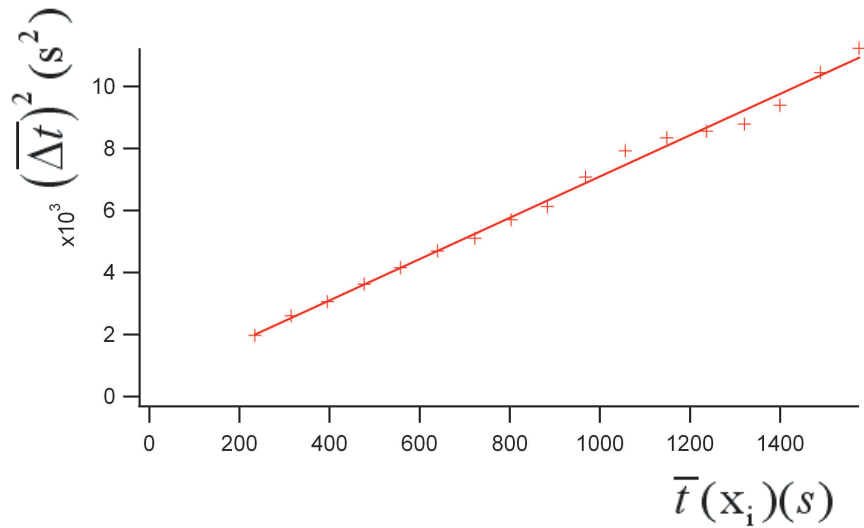


Figura 4.7: Variación de la desviación cuadrática media en función del tiempo de tránsito para una banda de ancho similar al ancho de la fractura (aprox. 400 pixeles) y el correspondiente ajuste por una función lineal. Los datos corresponden a una experiencia a  $Pe = 170$  para solución de AG. Las pendientes de las variaciones en esta figura y de la anterior son iguales dentro del error del ajuste.

Este resultado contrasta fuertemente con el obtenido para una banda de ancho similar al ancho de la fractura en el caso de las EFAF, donde la variación de la desviación cuadrática media crecía en forma cuadrática con el tiempo de tránsito (indicando un comportamiento convectivo). Esta diferencia pone de manifiesto la fuerte influencia de las propiedades de la rugosidad.

#### 4.4 Variaciones temporales locales de concentración (VTLC)

El método VTLC es una herramienta que nos provee de los dos primeros momentos gaussianos de las variaciones temporales de concentración (el tiempo medio de tránsito y la desviación cuadrática media) en cada posición de la fractura independientemente. Al igual que las EFAF, las EFAL también fueron procesadas con este método que fue descrito en 3.4, y mediante el cual se obtiene para cada pixel correspondiente a una posición en la fractura, el tiempo de tránsito  $t(x, y)$  y el coeficiente de dispersión  $D(x, y)$ . En la figura 4.8 puede observarse cómo la función error de la ecuación 3.1 ajusta correctamente los datos experimentales de las EFAL así como se observaba en la figura 3.4 para el caso de las EFAF.

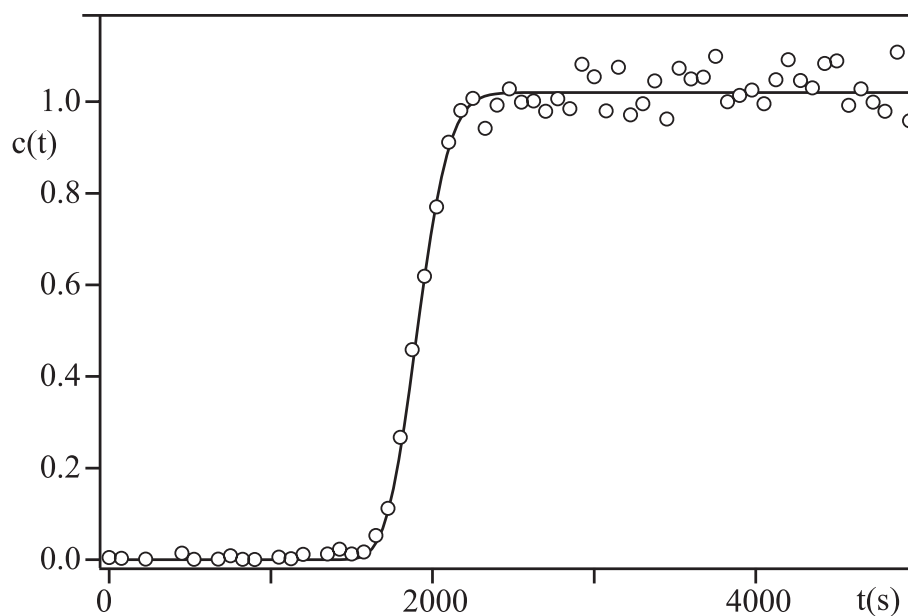


Figura 4.8: Variación temporal de la concentración normalizada  $c(t)$  para  $x = 110$  mm  $y = 45$  mm para una experiencia con solución de 500 ppm en las EFAL ( $Pe = 69$ ). En línea llena se muestra el ajuste utilizando la función de la ecuación 3.1. Los parámetros obtenidos del ajuste son  $t(x, y) = 1923$  s y  $D/U^2 = 10.75$  s.

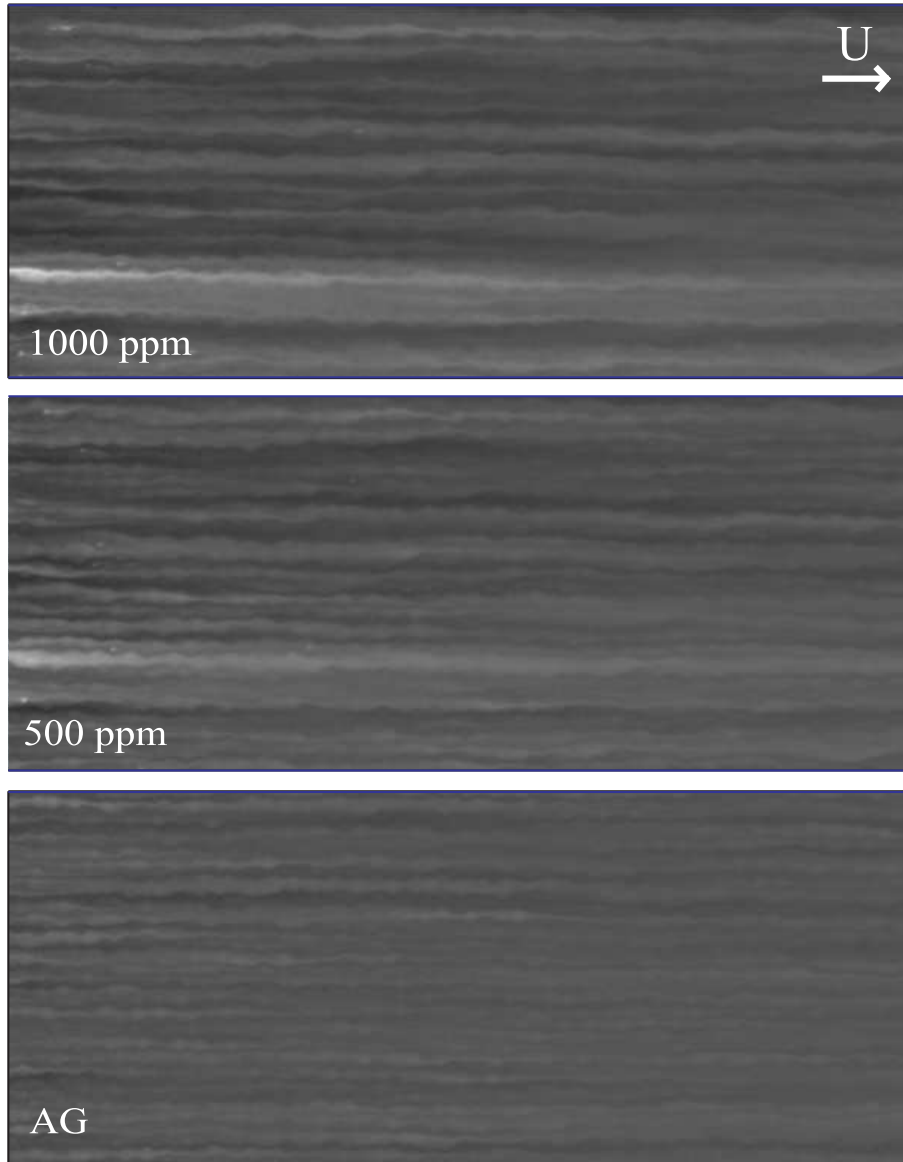


Figura 4.9: Mapas en niveles de gris de los tiempos de tránsito normalizados  $t^* = \overline{t(x, y)U/x}$ . Superior: 1000 ppm ( $Pe = 340$ ); medio: 500 ppm ( $Pe = 340$ ), inferior: solución AG ( $Pe = 450$ ). Para todas  $U = 0.028\text{cm/s}$ . Esta normalización permite determinar, en cada posición, si el tiempo de tránsito es mayor o menor que el asociado a la velocidad media  $U$  del frente de desplazamiento. El flujo es de izquierda a derecha. Las regiones oscuras (claras) corresponden a zonas donde  $t^*$  es  $< 1$  ( $t^*$  es  $> 1$ ). El campo de visión de cada mapa es de  $15 \times 7$  cm, y la zona de inyección de fluido se encuentra 3 cm a la izquierda del borde izquierdo de la imagen.

#### 4.4.1 Método VTLC: Análisis relacionados con la distribución de tiempos de tránsito del trazador

En la figura 4.9 se muestra, a modo de ejemplo, un mapa en niveles de gris de los tiempos de tránsito  $\bar{t}(x, y)$  normalizados. Los obstáculos influyen marcadamente en la distribución de tiempos de tránsito, observándose un conjunto de estrías finas (asociadas a las ondulaciones en el frente descritas en 4.1), cuyo ancho crece marcadamente cuando se incrementa la concentración de polímero (mientras que la cantidad de estrías se reduce). Asimismo las estrías se definen menos nítidamente para posiciones más lejanas respecto de la inyección. Para caudales muy bajos no se observan las estrías, y conforme el caudal aumenta se van haciendo visibles.

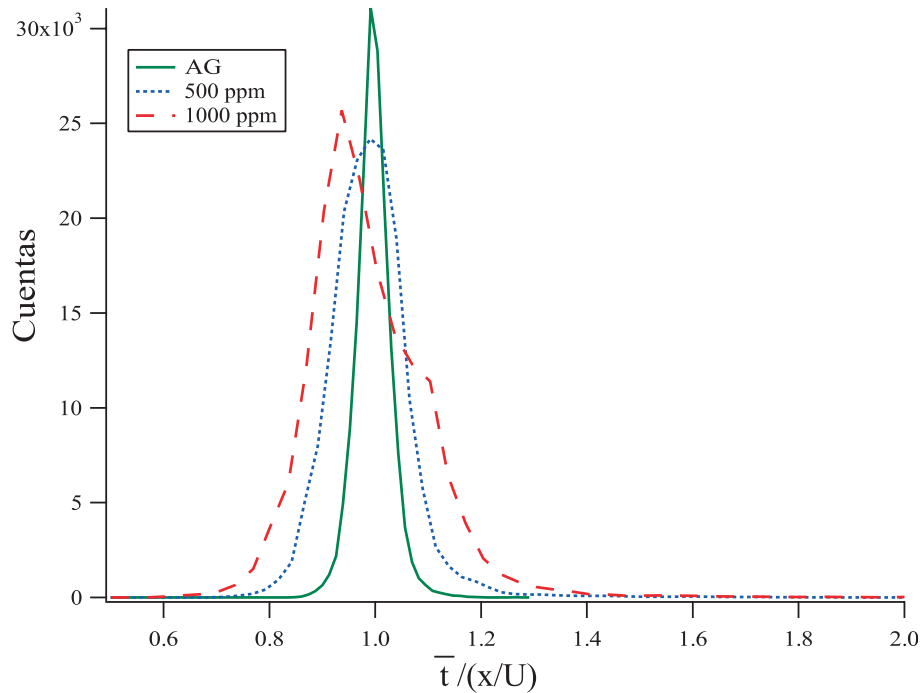


Figura 4.10: Histogramas sobre los valores de los mapas de la figura 4.9. En línea sólida: solución AG, punteada: 500 ppm, a trazos: 1000 ppm.

Para las EFAL también se obtuvieron los frentes de desplazamiento  $x_f(y)$  de las dos formas descritas en 3.4.1, verificándose la concordancia entre ambos métodos.

En la figura 4.11 se puede observar un mapa de concentraciones codificado en niveles de gris donde se muestra la coincidencia entre los frentes de desplazamiento determinados de las dos formas, tal como se observaba en el análisis de las EFAF.



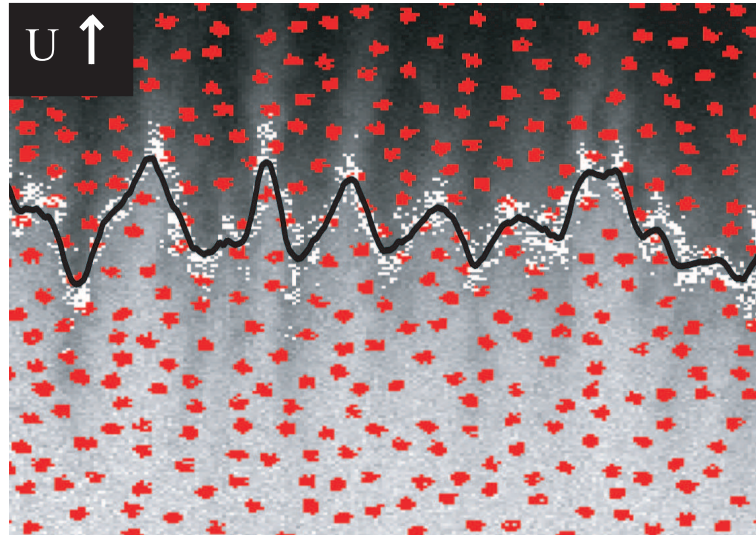


Figura 4.11: Mapa de concentraciones codificado en niveles de gris (blanco:  $c = 1$ , negro:  $c = 0$ ) para la mitad del transcurso de una experiencia ( $t = 800$  s) con solución polimérica de 1000 ppm ( $Pe = 170$ ). El campo de visión es de  $70 \times 50$  mm. La línea llena negra muestra el perfil  $x_f(y)$  definido como los  $(x, y)$  tal que  $\overline{t(x, y)} = 800s$ . Los puntos blancos corresponden a los  $(x, y)$  tal que  $c(x, y) = 0.50 \pm 0.03$ . Los puntos corresponden a la distribución de obstáculos.

En la figura 4.12 se muestra la estructura de los frentes de desplazamiento para  $Pe = 300$  y  $Pe = 6$ , para la solución de AG y polimérica 1000 ppm. Se pueden observar las ondulaciones que se describían en la introducción 4.1. Cualitativamente se observó que la amplitud global del frente es mayor para la solución de polímero más concentrada, al igual que el ancho característico de las ondulaciones.

Por otra parte, para la solución AG el frente parece copiar más fielmente las características de la rugosidad, dado que se revelan detalles más finos. Esto concuerda con lo observado en el estudio cuantitativo realizado para las EFAL en la sección 3.4.1 del capítulo anterior.

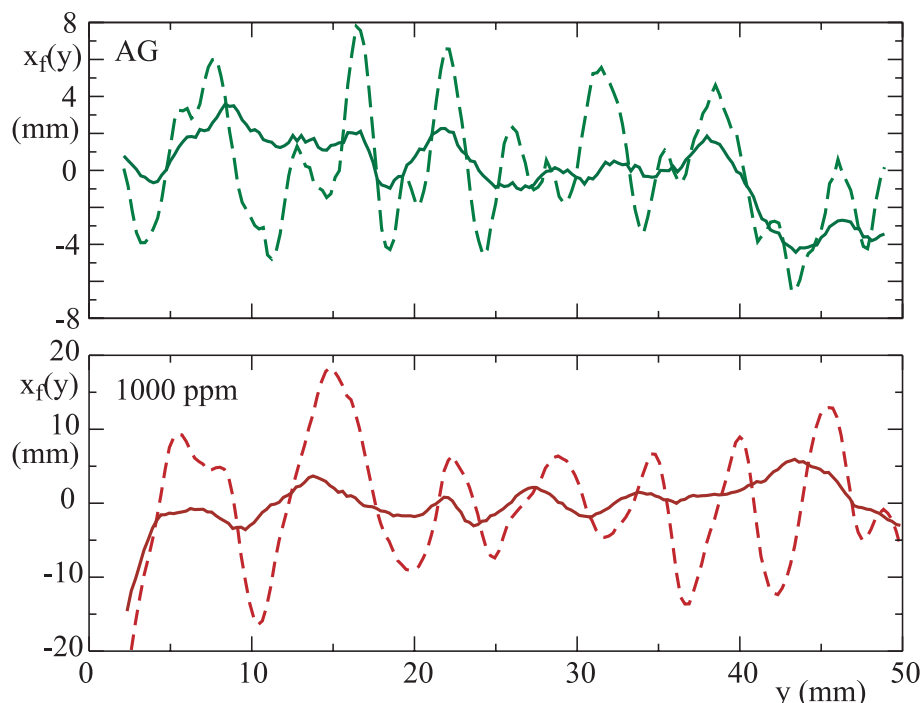


Figura 4.12: Perfil de los frentes de desplazamiento a mitad del transcurso de una experiencia. Arriba: solución de AG, Línea a trazos:  $Pe = 450$  ( $U = 0.028$  cm/s), línea sólida  $Pe = 8.6$  ( $U = 5.4 \times 10^{-4}$  cm/s). Abajo: solución de 1000 ppm, Línea a trazos:  $Pe = 340$  ( $U = 0.028$  cm/s), línea sólida  $Pe = 6.6$  ( $U = 5.4 \times 10^{-4}$  cm/s). Nótese la diferente amplitud de los frentes.

#### 4.4.2 Método VTLC: Análisis relacionados con el coeficiente de dispersión local

En esta sección analizaremos el coeficiente de dispersión  $D(x, y)$  para obtener información sobre el proceso de mezcla que tiene lugar localmente en cada línea de corriente. Como se discutió en la sección 4.2, en el caso de las EFAL los mecanismos locales y globales no pueden ser tan fácilmente identificados como en el caso de las EFAF, y por lo tanto al analizar localmente debemos tener en consideración la influencia de mecanismos que combinan las variaciones locales de velocidad en el espesor y la difusión molecular.

En la sección 4.3 se mostró que la variación de la desviación cuadrática media en función del tiempo de tránsito indica un comportamiento difusivo al considerarlo local y globalmente.

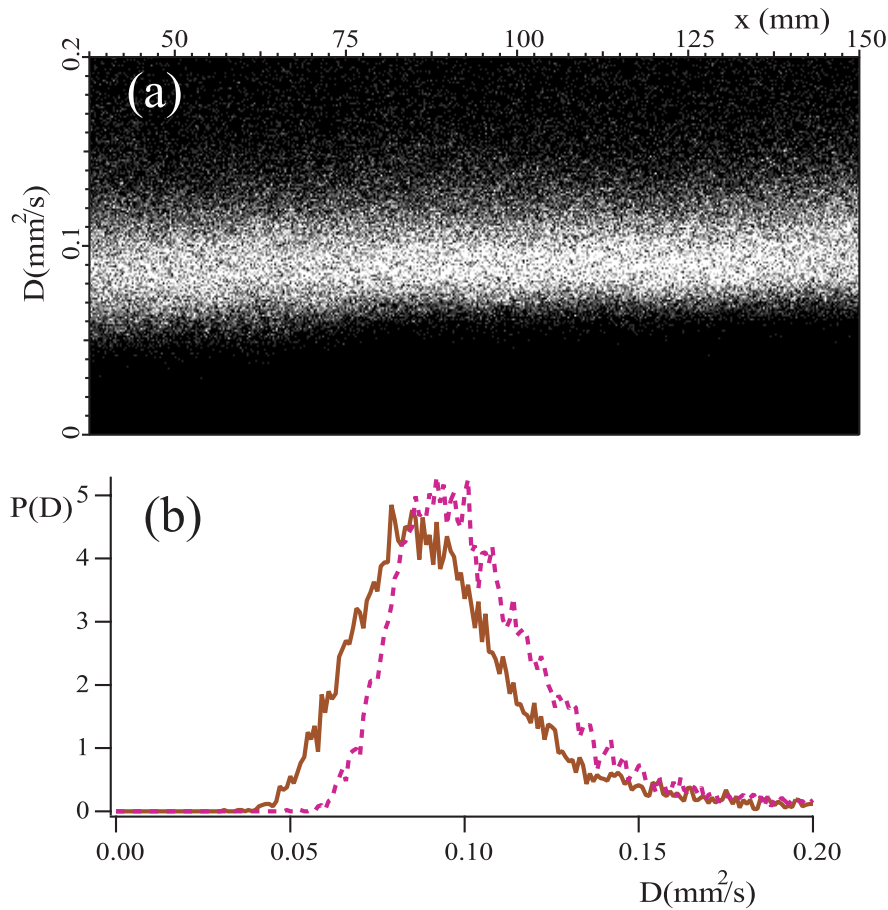


Figura 4.13: Distribución de valores del coeficiente de dispersión  $P(D)$  en función de la posición longitudinal  $x$  para una experiencia con solución de 1000 ppm ( $Pe=170$ ). Se muestran datos para  $x \geq 50\text{mm}$ , donde el régimen de dispersión está claramente establecido y las variaciones de concentración son correctamente ajustadas por la solución de la ecuación 1.15. En (a) se muestra un mapa en niveles de gris de  $P(D)$  en función de los valores de  $x$  y  $D$ . Los puntos más (menos) claros indican valores de  $D$  más (menos) frecuentes. En (b) se muestran las distribuciones de  $P(D)$  para  $x = 50\text{mm}$  (línea llena) y  $x = 125\text{mm}$  (línea punteada).

En la figura 4.13 se puede observar la distribución de valores del coeficiente de dispersión  $P(D)$  en función de la posición longitudinal  $x$ . Para un valor dado  $x_i$  (si cortamos con una línea vertical), el gráfico (a) representa un histograma de los valores de  $D(x_i, y)$  codificado en niveles de gris. Los puntos mas claros indican valores de  $D$  mas frecuentes.

En (b) puede verse que el valor medio de  $P(D)$  tiene una leve deriva creciente entre  $x = 50mm$  y  $x = 125mm$ . La relativa uniformidad de los valores de  $D(x, y)$  sobre distintas posiciones a lo largo de la fractura contribuye a caracterizar el tipo de dispersión y asociarla a procesos de tipo Fickianos. Estos argumentos, conjuntamente con el hecho de que las variaciones de concentración están bien representadas en toda la fractura por la solución de la ecuación 1.15, demuestra la pertinencia de definir un único coeficiente de dispersión en cada una de las EFAL, tal como sucedía en el caso de las EFAF.

Los valores de los coeficientes de dispersión obtenidos global y localmente con el método del diagrama espacio-temporal (ver 4.3) son muy similares entre sí (ver figura 4.3, 4.6 y 4.7), pudiendo ser los globales hasta un 5% mayores que los locales como máximo en algunos casos. Por otro lado los valores de los coeficientes de dispersión obtenidos a través del método VTLC concuerdan con los respectivos locales del método del diagrama espacio-temporal.

En la figura 4.14 puede observarse la variación del coeficiente de dispersión adimensional  $D/D_m$  con  $Pe$ . Los valores representativos y su desviación, como así los de la dispersividad, están calculados tal como fueron definidos en 3.4.2. Hemos superpuesto para comparación las predicciones analíticas de la fórmula de Taylor, para una celda de Hele-Shaw de paredes lisas y de apertura igual a la apertura media de la fractura, dadas por la ecuación 1.50.

En la figura 4.15 se puede observar la variación de la dispersividad adimensionalizada con la apertura media de la fractura.

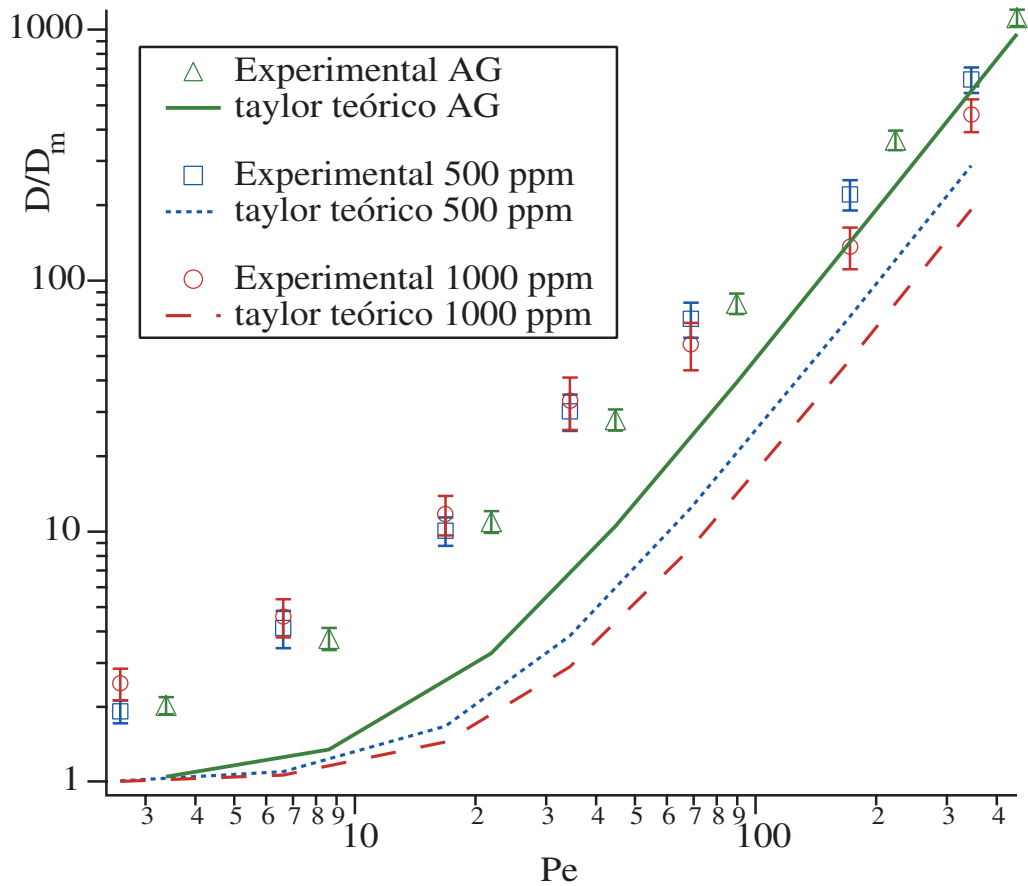


Figura 4.14: Variación del coeficiente de dispersión adimensionalizado en función de  $Pe$ .  $\triangle$ : AG,  $\circ$ : 500 ppm,  $\square$ : 1000 ppm. Las líneas sólida, punteada y a trazos, corresponden a la predicción de la ecuación 1.50 para  $n = 1, n = 0.38, n = 0.26$  (estos dos últimos obtenidos de la caracterización reológica de las soluciones de 500 y 1000 ppm). Las barras de error representan los valores del error  $\Delta(D/D_m)$ . Los valores de  $Pe$  son diferentes para la solución AG debido a que el valor de  $D_m$  cambia.

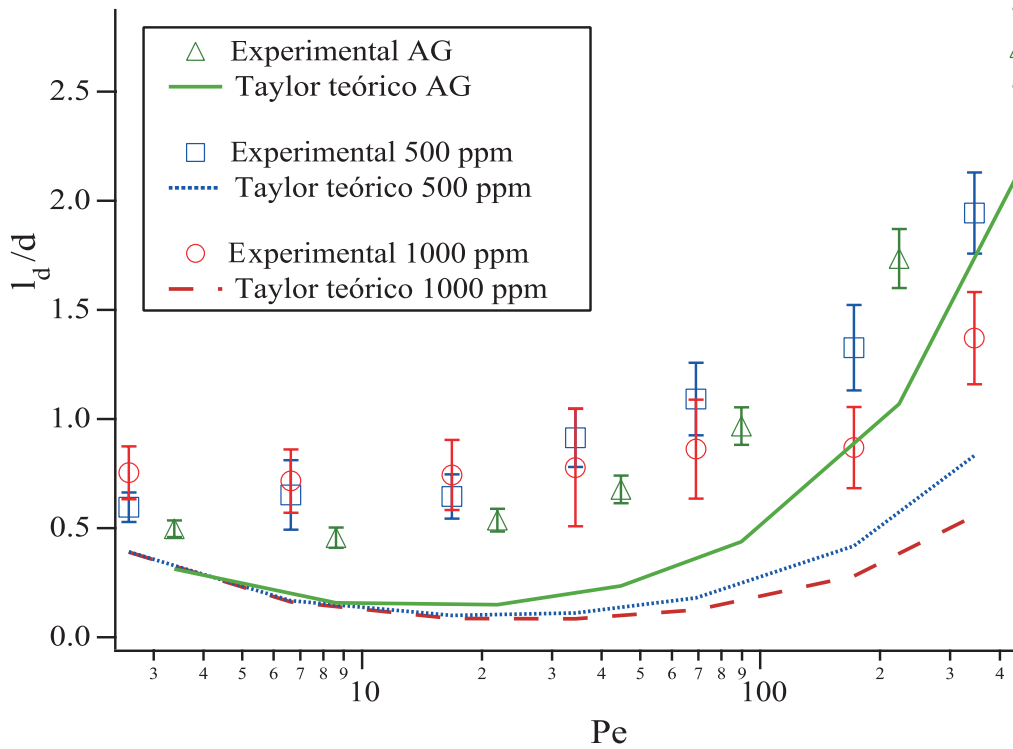


Figura 4.15: Variación de la dispersividad  $l_d$  adimensionalizada con la apertura media de la fractura  $d$ , en función de  $Pe$ .  $\Delta$ : AG,  $\circ$ : 500 ppm,  $\square$ : 1000 ppm. Las barras de error representan los valores del error  $\Delta(l_d/d)$ . Las líneas sólida, punteada y a trazos, corresponden a la predicción de la ecuación 1.50 para  $n = 1$ ,  $n = 0.38$ ,  $n = 0.26$  (estos dos últimos obtenidos en la caracterización reológica de las soluciones de 500 y 1000 ppm).

Puede observarse el comienzo del régimen de dispersión de Taylor para  $Pe > 50$ . La dispersividad en esta región decrece con la concentración de polímero tal como hemos mencionado en la sección 1.4.3 debido al aplanamiento del perfil de velocidades. Para  $Pe < 50$  la dispersividad tiende a ser constante indicando que el mecanismo predominante es el geométrico. Los valores experimentales son mayores que los obtenidos analíticamente a través del modelo de Taylor-Aris [32]. Además se puede observar que en este rango de  $Pe$ , la dispersividad es mayor cuanto mayor es la concentración de polímero. Esto es producto de la influencia de las características reofluidizantes del fluido, que tienden a aumentar el contraste entre las velocidades de los diferentes caminos de flujo. Para  $Pe$  muy bajos observamos que los valores de dispersividad para los 3 fluidos utilizados tienden a ser iguales, lo cual es acorde con lo observado en las EFAF al considerar los valores de dispersividad para  $Pe < Pe_c$  (El  $Pe_c$  es el  $Pe$  característico donde se observa la transición entre el comportamiento newtoniano y de tipo ley de potencias). Para estos valores las velocidades de deformación en el flujo son bajas y las soluciones poliméricas se comportan como newtonianas. Los valores de  $Pe_c$  para las EFAL, considerando la apertura media de la fractura, son 9 y 3 para 500 ppm y 1000 ppm respectivamente.

#### 4.4.2.1 Modelo de dispersión geométrica

En la sección 1.3.2.8 se caracterizó el fenómeno de dispersión geométrica en fracturas y se presentó un modelo que lo describe.

Según este modelo, si incluimos el término de dispersión geométrica, la dispersividad adimensionalizada puede escribirse como:

$$\frac{l_d}{d} = \frac{1}{Pe} + \alpha_G + \alpha_T Pe. \quad (4.1)$$

donde  $\alpha_G$  es el término de dispersión geométrica (ver ecuación 1.41) que no depende de  $Pe$  y  $\alpha_T$  es el coeficiente de  $Pe$  en el término de dispersión de Taylor, que corresponde al valor de  $f(n)$  de la ecuación 1.52. Para  $Pe$  mayores que  $1/\alpha_G$  (intermedios y altos), la contribución directa de la difusión molecular a la dispersión es despreciable, y tenemos:

$$\frac{l_d}{d} = \alpha_G + \alpha_T Pe. \quad (4.2)$$

El comportamiento que se observa en la figura 4.15 responde cualitativamente a este modelo: para  $Pe$  bajos, la dispersión geométrica debida a las fluctuaciones de velocidad asociadas a la rugosidad predomina y luego  $\frac{l_d}{d}$  es constante con  $Pe$ ; para  $Pe$  altos, la dispersión de Taylor domina y  $\frac{l_d}{d}$  varía linealmente con  $Pe$ . En este caso ambas contribuciones se suman de forma tal que  $\frac{l_d}{d}$  satisface la ecuación 4.2.

Para verificar cuantitativamente si el modelo describe correctamente los datos experimentales, y además obtener los valores de los parámetros  $\alpha_G$  y  $\alpha_T$  correspondientes, se ajustaron los datos experimentales con la función de la ecuación 4.2.

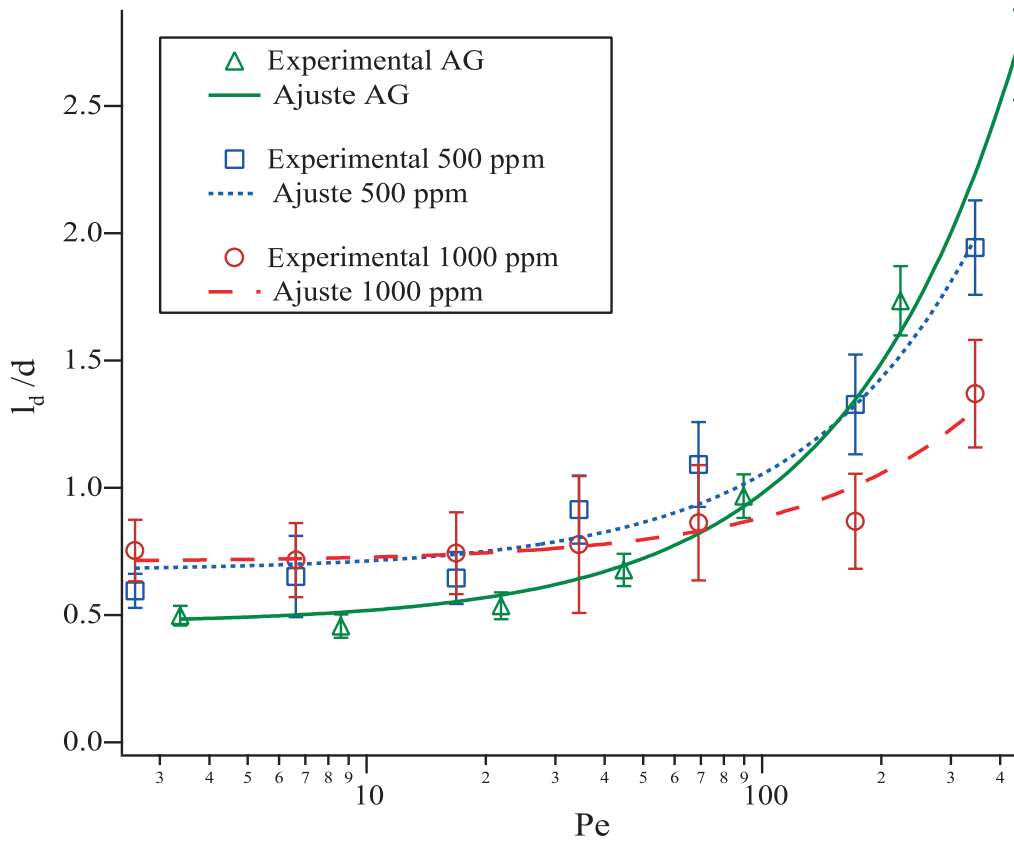


Figura 4.16: Variación de la dispersividad  $l_d$  adimensionalizada con la apertura media de la fractura  $d$ , en función de  $Pe$ .  $\Delta$ : AG,  $\circ$ : 500 ppm,  $\square$ : 1000 ppm. Las barras de error representan los valores de  $\Delta(l_d/d)$ . Las líneas sólida, punteada y a trazos, corresponden respectivamente al ajuste por la función de la ecuación 4.2.

En la tabla 4.1 se presentan los valores de los parámetros del modelo obtenidos por ajuste sobre los datos experimentales.



Fluido	$\alpha_G$	$\Delta\alpha_G$	$\alpha_T$	$\Delta\alpha_T$	$\alpha_G/\alpha_T$
AG	0.47	0.04	$51 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	92
500 ppm	0.67	0.05	$38 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	177
1000 ppm	0.71	0.03	$17 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	417

Tabla 4.1: Valores de los parámetros  $\alpha_G$  and  $\alpha_T$  obtenidos por ajuste sobre los datos experimentales de la figura 4.15.

#### 4.4.2.2 Dispersión geométrica y reología

El ajuste de los datos experimentales pone en evidencia que el coeficiente  $\alpha_G$  que caracteriza la dispersión geométrica crece con la concentración de polímero. En el modelo de dispersión geométrica descrito en la sección 1.3.2.8 se mostró cómo  $\alpha_G$  depende de la longitud de correlación de las velocidades  $\xi$  y de la amplitud relativa de las fluctuaciones de las mismas  $\varepsilon$  según:

$$\alpha_G \propto \frac{\xi \varepsilon^2}{d} \quad (4.3)$$

donde  $d$  es la apertura media de la fractura.

En la sección 3.4.1.2, figura 3.15, se presentaron los resultados que se desarrollan en el apéndice B, a través de los cuales se puede estimar el factor de aumento de la amplitud relativa de las fluctuaciones de velocidad  $\frac{\sigma_v}{U}$  para el caso de un fluido cuya viscosidad se comporta según el modelo de ley de potencias (1.4.2.1) respecto del caso newtoniano. Este factor vale  $(1+n)/2n$  donde  $n$  es el índice reológico que caracteriza el fluido. Realizando la hipótesis de que  $\frac{\sigma_v}{U}$  describa bien las fluctuaciones relativas de velocidad  $\varepsilon$  del modelo de dispersión geométrica, y utilizando los valores medidos de  $n$  para los fluidos utilizados (ver 2.1), podemos calcular el aumento de  $\alpha_G$  que predice este modelo para las soluciones poliméricas respecto de las newtonianas. Se asume que  $\xi$  se mantiene constante para los distintos fluidos (en algunos trabajos [17, 18]  $\xi$  se estima de la distribución de aperturas de la fractura). En ese caso tenemos  $\frac{\alpha_G^{500ppm}}{\alpha_G^{agua}} = 3.2$  y  $\frac{\alpha_G^{1000ppm}}{\alpha_G^{agua}} = 5.8$ .

Si utilizamos los valores experimentales de la tabla 4.1, estos factores son respectivamente  $\frac{\alpha_G^{500ppm}}{\alpha_G^{agua}} = 1.42$  y  $\frac{\alpha_G^{1000ppm}}{\alpha_G^{agua}} = 1.51$ . La diferencia puede deberse a la existencia del plateau newtoniano de bajas velocidades que no es tenido en cuenta por el modelo de ley de potencias. La viscosidad en la zona de bajas velocidades de deformación es menor que la prevista por el modelo de

ley de potencias, resultando en la disminución del contraste de velocidades y luego de  $\alpha_G$ .

#### 4.4.2.3 Estimación numérica de la dispersión geométrica para el caso newtoniano

Para poder verificar los valores de  $\alpha_G$  obtenidos a través del ajuste de los datos experimentales, se requiere una estimación de los valores de  $\xi$  y  $\varepsilon$  de la ecuación 4.3. Experimentalmente, su determinación involucra el seguimiento de partículas no-difusivas que es difícil de realizar en geometrías confinadas. Se decidió entonces estimar los parámetros a través de una simulación numérica. Para ello se utilizó el método “Lattice BGK” en dos dimensiones. Este método permite resolver la ecuación de Darcy-Brinkman [45], para un campo de permeabilidades derivado de la estimación geométrica del campo de aperturas correspondiente a la fractura “aleatoria” utilizada en las experiencias. La descripción completa de la técnica y su aplicación puede verse en el trabajo de Talon [46]. El coeficiente de Brinkman utilizado es del orden de la apertura media.

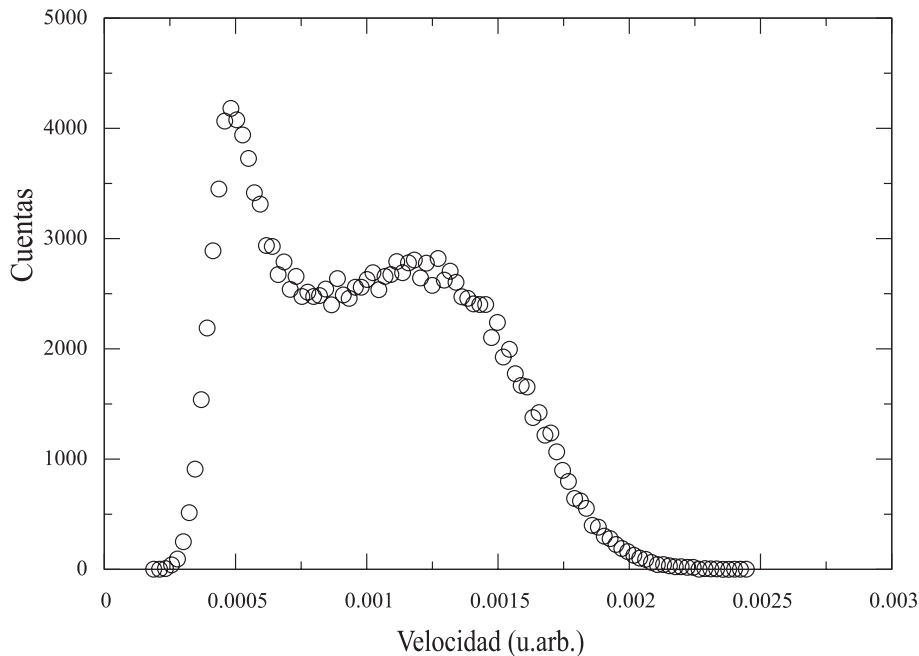


Figura 4.17: Histograma sobre los valores de  $v_x(x, y)$  obtenidos mediante la simulación numérica, para  $U = 0.001$  en unidades arbitrarias. Se observa una distribución bimodal probablemente debido a los dos valores característicos de apertura en la fractura.

En la figura 4.17 se puede observar un histograma de los valores de la velocidad local  $v_x(x, y)$  obtenidos mediante la simulación. En la figura 4.10 se podía observar una distribución de tiempos de tránsito experimental con tendencia a la bimodalidad para la solución de 1000 ppm. Consideramos probable que el aumento en el contraste de velocidades entre caminos para la solución polimérica ponga en evidencia esta característica del campo de velocidades, mientras que para el caso newtoniano no se observa, ya sea porque la limitada resolución experimental para estimar velocidades locales a través de los tiempos de tránsito no es suficiente, o bien por la existencia de un mecanismo de homogeneización (difusión) transversal de la concentración más eficiente en el caso newtoniano.

A partir del campo de velocidades obtenido de la simulación, se calcula su función de auto-correlación, según la referencia [47]. En la figura 4.18 puede verse la función de auto-correlación y su respectivo ajuste por una función gaussiana para obtener  $\varepsilon$  y  $\xi$ .

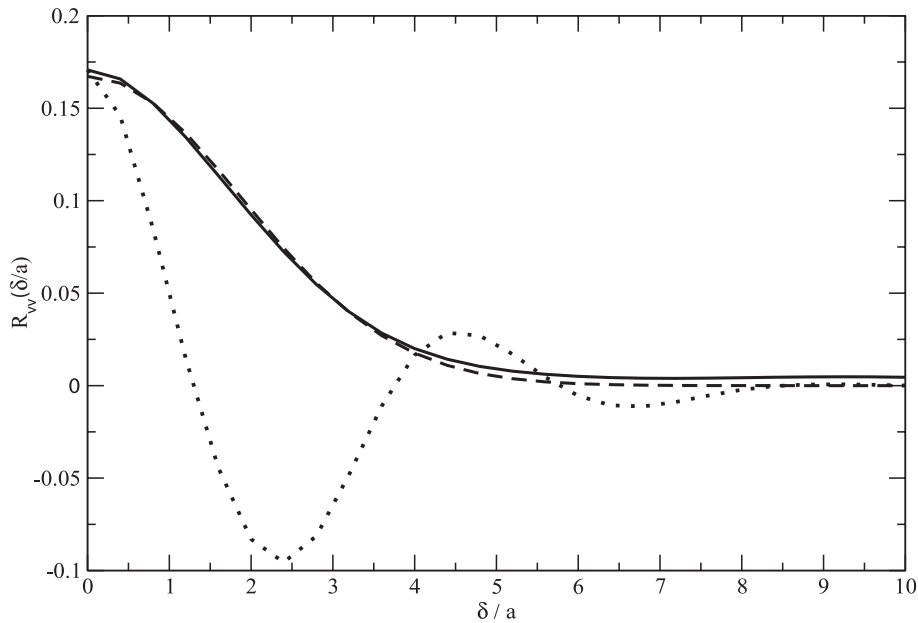


Figura 4.18: Covarianza de la componente de velocidad paralela al flujo como función de la amplitud del intervalo normalizado  $\delta/a$ . La línea sólida (punteada) corresponde al intervalo  $\vec{\delta}$  considerado paralelo (transversal) a la dirección de flujo. Línea a trazos: Ajuste por la función gaussiana  $R = \varepsilon^2 \exp(-\frac{|\vec{\delta}|^2}{\xi^2})$  con  $\varepsilon^2 = 0.17$  y  $\xi/a = 2.65$ .

Con los valores de  $\varepsilon^2$  y  $\xi$  obtenidos del ajuste ( $\varepsilon^2 = 0.17$ ,  $\xi/a = 2.65$ ), se obtiene un valor de  $\alpha_G$  de 0.45, en buena concordancia con el valor experi-

mental  $0.47 \pm 0.04$  (ver tabla 4.1). Este trabajo fue realizado en colaboración con Laurent Talon, del Laboratorio FAST.

#### 4.4.2.4 Dispersión de Taylor y reología

Como se puede observar en la figura 4.16, cuando  $Pe$  crece, los valores de  $\frac{l_d}{d}$  para los diferentes fluidos se cruzan, siendo mayores los correspondientes a los fluidos de menor concentración de polímero. En el rango de  $Pe$  altos el comportamiento de  $\frac{l_d}{d}$  es lineal en  $Pe$ , lo cual indica un predominio del mecanismo de Taylor. El coeficiente  $\alpha_T$  cuantifica la magnitud de la dispersión de Taylor. Su valor teórico para el caso de fluidos newtonianos o del tipo ley de potencias se obtiene de la ecuación 1.51, teniendo en cuenta que  $\alpha_T = f(n)$ . El valor teórico de  $\alpha_T$  para el caso newtoniano es  $\alpha_T = 1/210 = 0.0047$ , el cual resulta en buena concordancia con el obtenido del ajuste de los datos experimentales,  $0.0051 \pm 0.0002$ .

Para el caso de los fluidos reofluidizantes, los valores teóricos son 0.0024 (500 ppm) y 0.0016 (1000 ppm). Estos son iguales o menores que los obtenidos del ajuste de los datos experimentales (respectivamente 0.0038 y 0.0017). Esto podría explicarse por el hecho de que la estimación teórica no tiene en cuenta el plateau newtoniano de bajas velocidades, cuya presencia hace que el aplanamiento del perfil de velocidades (ver 1.4.3), que reduce la dispersión de Taylor, no sea tan marcado. Por lo tanto, los coeficientes obtenidos experimentalmente deberían ser mayores que los predichos considerando el modelo de ley de potencias. Adicionalmente esto debería observarse más en la solución de 500 ppm, debido a que la transición del plateau newtoniano a la zona del modelo de ley de potencias se produce a mayores velocidades de deformación y por ello el aplanamiento del perfil de velocidades es menor respecto del caso de 1000 ppm (ver figura 1.14). La forma explícita del perfil de velocidades al considerarse el plateau newtoniano de bajas velocidades puede verse en el trabajo de Gabbanelli [38].

En este capítulo hemos descrito las metodologías de análisis utilizadas para las EFAL y los resultados obtenidos, como así la aplicación de un modelo para describirlos. Se presentó en primer lugar una discusión sobre las diferentes características de los frentes de desplazamiento en las EFAL respecto de las EFAF, y sobre los métodos de análisis adecuados para su interpretación. Seguidamente se presentaron los resultados del método del diagrama espacio-temporal, observándose que el comportamiento de la dispersión es difusivo tanto a escala local como a escala global, contrastando esto último con las EFAF donde el comportamiento a escala global era convectivo. Posteriormente se describieron cualitativamente las formas de los frentes de despla-

miento en función de  $Pe$  y de la reología. En los análisis relacionados con el coeficiente de dispersión, se estableció la pertinencia de definir un único coeficiente de dispersión asociado a una experiencia y se presentaron los resultados de dispersividad y coeficiente de dispersión adimensionales, observándose el “cruce” (o  $Pe$  crítico) de cambio entre los comportamientos para diferentes reologías. Para  $Pe$  bajos, la dispersividad es mayor cuanto mayor es la concentración de polímero, y por otra parte es constante con  $Pe$  para los 3 fluidos considerados. Para  $Pe$  altos, la dispersividad es mayor cuanto menor es la concentración de polímero, y se comporta en forma lineal con  $Pe$  para los 3 fluidos considerados. Este comportamiento parece estar de acuerdo con el modelo que considera un término de dispersión geométrica y un término de dispersión de Taylor (presentado en las secciones 1.3.2.8 y 4.4.2.1), predominantes a bajos y altos  $Pe$  respectivamente. Utilizando este modelo se ajustaron los datos experimentales, obteniéndose los parámetros asociados a cada tipo de dispersión. Para poder contrastar los valores obtenidos de los parámetros asociados a la dispersión geométrica, se realizó una simulación numérica, hallándose los resultados en buena concordancia para el caso newtoniano. Respecto de los parámetros asociados a la dispersión de Taylor, se compararon los valores del ajuste con la predicción teórica de la fórmula de Taylor generalizada a un fluido de tipo ley de potencias de índice reológico  $n$ , donde  $n = 1$  corresponde a un fluido newtoniano. En este caso se encontró buena concordancia para el caso de la solución newtoniana de AG, mientras que las ligeras discrepancias para las soluciones de 500 y 1000 ppm fueron analizadas a la luz de la existencia del plateau newtoniano de bajas velocidades, que no es tenido en cuenta por el modelo de ley de potencias. Se estableció que la corrección de los valores teóricos a tener en cuenta al considerar la existencia del plateau newtoniano va en la dirección correcta respecto del ajuste de los datos experimentales, incluso discriminando entre diferentes propiedades reológicas.

En el siguiente capítulo discutiremos comparativamente los resultados de las EFAF y de las EFAL y presentaremos las conclusiones del trabajo.

# Capítulo 5

## Discusión y conclusiones

### 5.1 Introducción

En los capítulos 3 y 4 se han presentado las metodologías de análisis y los resultados correspondientes a las EFAF y a las EFAL. En este capítulo se discutirán estos resultados comparativamente y se presentarán las conclusiones del trabajo.

### 5.2 Discusión comparativa de los resultados

#### 5.2.1 Mecanismos de transporte predominantes

Uno de los objetivos principales de este trabajo fue la comparación entre dos tipos de fracturas con rugosidades de diferentes características. La fractura que denominamos “autoafín”, la cual presenta longitudes de correlación de largo alcance dado que existe un desplazamiento relativo perpendicular a la dirección de flujo entre las superficies constitutivas [8, 9]. La magnitud de estas longitudes de correlación fue verificada indirectamente en el marco de este trabajo mediante la detección de canales de flujo a lo largo de la fractura. Por otro lado, la fractura que denominamos “aleatoria”, la cual posee longitudes de correlación de corto alcance.

La incidencia de la longitud de correlación del campo de aperturas en el mecanismo de transporte a nivel global fue estudiada en ambos tipos de experiencias:

En las EFAF, las propiedades de transporte a nivel global fueron directamente relacionadas con la presencia de canales preferenciales (macrodispersión) asociados a longitudes de correlación de largo alcance. Se identificaron las propiedades convectivas del frente de desplazamiento que surgen de la existencia de estos canales, y se analizó la modificación de la distribución

relativa de velocidades entre canales al cambiar las propiedades reológicas de los fluidos en cuestión.

En las EFAL se encontró, por el contrario, que las propiedades de transporte tanto a nivel local como global presentan características difusivas y similares. Consideramos que esto puede estar asociado a que la longitud de correlación de corto alcance no da lugar a la canalización, y además a la posible existencia de difusión transversal debida a gradientes laterales de concentración, provenientes de fluctuaciones locales en la velocidad vinculadas a variaciones de apertura en longitudes de onda pequeñas. Esta difusión transversal actuaría generando transporte entre diferentes líneas de corriente y homogeneizando la concentración en la dirección transversal al flujo.

Para el análisis a nivel local, en las EFAF, la distinción entre mecanismos locales y globales pudo realizarse en forma clara, pudiéndose entonces caracterizar el mecanismo de dispersión de Taylor como predominante. Asimismo los diferentes regímenes reológicos de cada tipo de fluido fueron identificados al analizar el flujo dentro de la fractura a diferentes escalas, pudiéndose caracterizar su influencia en el fenómeno de dispersión.

En las EFAL, la distinción entre las escalas correspondientes a mecanismos locales y globales no puede visualizarse tan claramente, ya que las variaciones de apertura influirían en el proceso de dispersión a nivel local. Para analizar estas experiencias a nivel local se tuvo en cuenta, además de la dispersión de Taylor, un mecanismo adicional, la dispersión geométrica.

Considerando este último mecanismo se pueden describir bien las características difusivas de nuestros resultados experimentales. Un resumen de este análisis se puede observar en la tabla 5.1, donde se muestran los mecanismos predominantes en cada fractura modelo y en cada escala.

Experiencia	Dispersividad local	Dispersividad global
EFAL	Difusivo: Taylor + Geométrico	Difusivo: Taylor + Geométrico
EFAF	Difusivo: Taylor	Convectivo: Canales Preferenciales

Tabla 5.1: Comportamiento de la dispersividad a escala global y local para las dos fracturas modelo estudiadas. Difusivo:  $\Delta \bar{x} \propto \sqrt{\bar{t}}$ ,  $\Delta \bar{t}^2 \propto \bar{t}$ . Convectivo:  $\Delta \bar{x} \propto t$ ,  $\Delta \bar{t}^2 \propto \bar{t}^2$ .

### 5.2.2 Mecanismos vs. Reología

En la sección 1.4.3 se presentaron ejemplos sobre la influencia de las propiedades reológicas de los fluidos en los mecanismos de dispersión en casos simples (geometrías sencillas y comportamientos reológicos simplificados). En general, a través de las experiencias realizadas se pudieron extrapolar estas predicciones a la situación de flujo en una fractura rugosa, incluso teniendo en cuenta las propiedades reológicas reales de los fluidos (la existencia de un plateau newtoniano de bajas velocidades por ejemplo).

En la sección 3.4.1.3 se podía ver además cómo algunos aspectos de los diferentes mecanismos de dispersión pueden modificarse a diferentes escalas según las propiedades reológicas de los fluidos. Se analizó entonces cómo a través de la forma del frente de desplazamiento obtenemos información sobre la naturaleza de las superficies componentes de la fractura en distintas escalas espaciales según la reología de los fluidos.

Consideremos el mecanismo de dispersión de Taylor. En la sección 1.4.3 se mostró que para un fluido reofluidizante que tiene un comportamiento reológico del tipo ley de potencias el coeficiente de dispersión disminuye cuando la concentración de polímero crece (cuando el índice reológico  $n$  disminuye). Esto es debido a un aplanamiento en el perfil de velocidades en el espesor de la fractura (ver figura 1.12).

El análisis de los coeficientes de dispersión obtenidos para las EFAF (sección 3.4.2) muestra cómo el comportamiento newtoniano de las soluciones poliméricas a bajas velocidades de deformación incide en la variación del coeficiente de dispersión con el  $Pe$ .

Para  $Pe$  altos, los fluidos de diferentes concentraciones se comportan según la predicción de Taylor considerando el modelo de ley de potencias (ecuación 1.50), dado que cuanto mayor es el  $Pe$ , las velocidades de deformación asociadas al flujo corresponden cada vez más a la zona de ley de potencias.

Un comportamiento similar se observó en el caso de las EFAL para altos  $Pe$ , pudiéndose diferenciar claramente el comportamiento de los fluidos con diferentes propiedades reológicas.

A  $Pe$  intermedios y bajos, las grandes variaciones relativas de apertura en distancias pequeñas dan lugar a la dispersión geométrica. A través del ajuste de los datos experimentales se pudo establecer que este mecanismo se acentúa cuando la concentración de polímero se incrementa. Este tipo de comportamiento fue observado en experiencias en medios porosos [39], donde el coeficiente de dispersión aumenta con la concentración de polímero.

Asimismo cuando analizamos la dispersión global indicamos cómo en el caso de la existencia de longitudes de correlación de gran alcance (EFAF), los contrastes de velocidad entre canales crecen cuando la concentración de



polímero aumenta. En la figura 3.15 se mostró un estudio cuantitativo de este fenómeno, junto al cálculo teórico para obtener los límites del aumento relativo del contraste de velocidades cuando el flujo tiende a estar completamente descrito por el modelo de ley de potencias (apéndice B).

Un modelo simple que describe el incremento de la dispersión debido al aumento de los contrastes de velocidad entre canales se presentaba en el ejemplo de la sección 1.4.3 para flujo en dos capilares de diferente radio (permeabilidad).

La influencia de la reología en los diferentes mecanismos de dispersión se puede resumir en la tabla 5.2.

Uno de los aspectos más importantes observados experimentalmente sobre la influencia de las propiedades reofluidizantes de los fluidos en las dos fracturas modelo fue que el frente de desplazamiento modifica su estructura en diferentes escalas espaciales cuando la concentración de polímero varía. La estructura a gran escala incrementa su amplitud cuando la concentración de polímero es mayor, mientras que disminuye la amplitud de los detalles finos. Esto último se traduce en que, cuando la concentración de polímero disminuye, el frente refleja con más detalle la geometría de las superficies de la fractura.

Mecanismo	Cuando la concentración de polímero crece
Dispersión de Taylor	Decrece
Dispersión Geométrica	Crece
Macrodispersión (canalización)	Crece

Tabla 5.2: Comportamiento observado de los diferentes mecanismos de transporte con la variación de concentración de polímero reofluidizante.

Se presentan a continuación las conclusiones del trabajo.

### 5.3 Conclusiones

En el presente trabajo se realizó un estudio experimental del proceso de transporte y dispersión en dos fracturas modelo con superficies rugosas de diferentes características geométricas, y utilizando fluidos de diferentes propiedades reológicas. Las experiencias realizadas permiten analizar cuantitativamente los diferentes mecanismos de transporte en función de la rugosidad y su dependencia con las propiedades reológicas de los fluidos. Presentaremos a

continuación un comentario sobre el dispositivo experimental y las técnicas utilizadas, y posteriormente las conclusiones generales del trabajo.

### 5.3.1 Dispositivo experimental

Resulta novedosa la técnica consistente en diseñar las superficies autoafines de las fracturas mediante un algoritmo para luego fresarlas digitalmente en acrílico (utilizada en las EFAL). Permitted la creación de una fractura que presenta las características morfológicas de las fracturas rocosas naturales sin los defectos macroscópicos que suelen tener las copias por moldeo.

Similarmente la técnica de grabado por luz ultravioleta permitió controlar con un alto grado de precisión la distribución de obstáculos en la superficie rugosa utilizada en las EFAL. La realización de experiencias de desplazamiento suele involucrar grandes dificultades en el montaje y puesta a punto, debido a problemas hidráulicos y de inyección. Sin embargo se lograron obtener las configuraciones experimentales más aptas en cada caso, pudiéndose soslayar los grandes problemas de la inyección de fluido a la fractura y de la generación de las condiciones iniciales sin perturbaciones. Por ejemplo la generación de flujo por succión, si bien es propensa a ocasionar problemas hidráulicos por las presiones negativas, permitió lograr que la zona inicial de contacto entre fluidos no sufriera perturbaciones.

### 5.3.2 La técnica experimental y metodología de medición

Consideramos que una de las grandes ventajas de la técnica experimental de transmisión de luz utilizada (respecto de otras de uso habitual como por ejemplo la medición de conductividad de un trazador salino) es que permitió calcular la variación temporal de la concentración de trazador en todo punto de la fractura, sin ningún tipo de alteración en las superficies (como el agregado de electrodos, etc.). El sistema de adquisición de datos utilizado posibilitó una resolución espacial del orden del 0.1% de la longitud característica de las muestras, y una resolución temporal del orden del 1% de los tiempos característicos de cada experiencia, por lo cual lo consideramos sumamente satisfactorio.

Utilizando un modelo de transmisión de luz, verificado experimentalmente, se obtuvo una buena precisión en la medición de la concentración (el error porcentual se estimó en el 3%).

Las experiencias cubrieron aproximadamente dos órdenes de magnitud de números de  $Pe$  para los 3 (o 2) fluidos utilizados. Esto permitió estudiar los mecanismos de dispersión predominantes para un amplio rango de caudales

de inyección o velocidades medias de flujo, como así también una amplia gama de propiedades reológicas de los fluidos.

Para caudales mucho mayores a los utilizados en las experiencias la difusión molecular no tendría tiempo suficiente para homogeneizar las concentraciones en el espesor de la fractura invalidando la técnica experimental (este tiempo fue estimado en la sección 2.5.2). Asimismo, si el caudal es muy alto el flujo puede ser turbulento. Para caudales menores, la duración de las experiencias superaría las 48 hs, pudiendo aparecer problemas varios como fluctuaciones del caudal en el tiempo, pérdida de la estanqueidad del sistema, inestabilidad de las soluciones y otros que pueden presentarse cuando las experiencias se extienden por un lapso de tiempo muy prolongado.

Por otra parte la preparación de soluciones de polímero más concentradas que las utilizadas se dificulta por el tiempo involucrado en la disolución progresiva en agua (36 hs para 1000 ppm) y la gran presión que debería suministrar la bomba para establecer un flujo en una geometría confinada.

Por estos argumentos consideramos que nuestras experiencias cubren un espectro muy amplio de las situaciones físicas que, asociadas a los fenómenos que constituyen el objeto de nuestro estudio, pueden ser estudiadas bajo condiciones experimentales aceptables.

### 5.3.3 Metodología de procesamiento de datos

Las metodologías de procesamiento de datos utilizadas fueron variadas y funcionales al objetivo de cada estudio. Se implementaron análisis tradicionales como el uso de diagramas espacio-temporales que permiten el análisis de los procesos de transporte a nivel local y global. Por otro lado se desarrolló el método VTLC (variaciones temporales locales de concentración) para analizar los procesos a la mínima escala local que permite la resolución del dispositivo experimental, y poder determinar valores locales y distribuciones sobre la fractura de los tiempos de tránsito y coeficientes de dispersión. Este método permitió además definir la forma de los frentes de desplazamiento y poder estudiarlos desde diversos ángulos (su estructura geométrica en relación a las superficies de la fractura, la variación de su amplitud en función del caudal y de las propiedades reológicas de los fluidos). Es de destacar la concordancia entre los valores obtenidos por los diferentes métodos.

### 5.3.4 Conclusiones generales

El presente trabajo nos provee de algunos de los elementos necesarios para responder a preguntas tales como:

¿Cuáles son los mecanismos predominantes de transporte y dispersión en fracturas rugosas, de acuerdo al tipo de rugosidad?

¿Cuál es la influencia de las propiedades reológicas de los fluidos en estos mecanismos?

¿Es posible caracterizar las propiedades de la rugosidad a través de experiencias de dispersión y utilizando diferentes tipos de fluidos?

Las respuestas a estas preguntas pueden también enriquecer las técnicas y procedimientos existentes a la hora de, por ejemplo, barrer eficientemente el fluido que yace en un reservorio fracturado, o de caracterizar un sistema de fracturas para su explotación o estudio.

En la fractura modelo autoafín, pudimos establecer que, debido a las longitudes de correlación de gran alcance, existe el fenómeno de canalización, por lo cual globalmente el mecanismo de dispersión predominante es convectivo. Sin embargo debido a que las fluctuaciones de apertura son suaves, la dispersión de Taylor predomina a escala local observándose un comportamiento difusivo. En la fractura modelo “aleatoria” se mostró por el contrario tanto a la escala local como global un comportamiento difusivo, con valores del coeficiente de dispersión y dispersividad muy similares entre sí. A  $Pe$  intermedios y bajos se observa la presencia de dispersión geométrica, mientras que a  $Pe$  altos predomina la dispersión de Taylor. Respecto de la reología, pudimos determinar cómo se ve afectado cada uno de los mecanismos observando que en algunos casos la dispersión se incrementa (canalización, geométrico), mientras que en otros se reduce (dispersión de Taylor). Además se pudo establecer que la forma del frente de desplazamiento guarda información sobre la rugosidad, y que esta información se relaciona a diferentes escalas espaciales según las propiedades reológicas del fluido.

### 5.3.5 Perspectivas

Creemos que este trabajo abre las puertas al estudio de las propiedades de flujo de fluidos complejos en sistemas fracturados. Una próxima etapa podría estar dirigida a estudiar cómo afecta la dirección del desplazamiento entre superficies en fracturas autoafines en el fenómeno de dispersión.

También resultaría de gran interés, para el caso de las fracturas modelo “aleatorias”, estudiar cómo la modificación de la compacidad de la rugosidad, el tamaño o la forma de los obstáculos influyen en los mecanismos de dispersión de Taylor o de dispersión geométrica.

Otra tema que podría ser desarrollado con este tipo de dispositivo experimental y utilizando fracturas modelos, es el estudio del flujo donde existe transporte de partículas o flujos que involucren frentes reactivos (por ejemplo, reacciones autocatalíticas).

Por otro lado, sería interesante poder incorporar el comportamiento reológico en forma completa en las ecuaciones de transporte desarrollando los métodos numéricos adecuados.

# Apéndice A

## Obtención del perfil de velocidades no-newtoniano

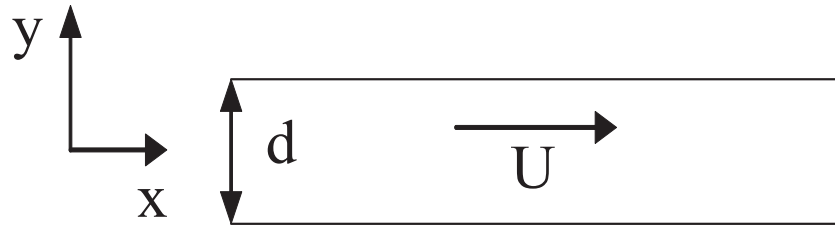


Figura A-1: Sistema de coordenadas en la celda de Hele-Shaw

Consideremos un flujo viscoso entre dos placas plano-paralelas separadas una distancia  $d$  y el sistema de coordenadas de la figura A-1, en ese caso, integrando la ecuación de movimiento, tenemos para  $y$  entre 0 y  $d/2$  :

$$\tau_{yx} = \Delta P y \quad (\text{A-1})$$

donde  $\tau_{yx}$  es el esfuerzo de corte y  $\Delta P$  el gradiente de presiones en el interior de la celda. Este gradiente es constante en todo el volumen de la celda si el flujo es laminar y estacionario.

En el caso de los fluidos no newtonianos se cumple (ver inciso 1.3) :

$$\tau_{xy} = k \dot{\gamma}^n \quad (\text{A-2})$$

donde  $n$  es el exponente característico, la velocidad de deformación (o velocidad de corte) y  $k$  la consistencia del fluido.

Además como:

$$\dot{\gamma} = \frac{du_x}{dy} \quad (\text{A-3})$$

donde  $u_x$  es la velocidad del fluido, combinando las ecuaciones tenemos

$$\frac{du_x}{dy} = \left( \frac{\Delta P y}{k} \right)^{1/n} \quad (\text{A-4})$$

con  $y$  entre 0 y  $d/2$

y si integramos aplicando a ambos lados el operador  $\int_y^{d/2} dy$  obtenemos

$$u_x = \left( \frac{\Delta P}{k} \right)^{1/n} \frac{n}{n+1} \left[ \left( \frac{d}{2} \right)^{\frac{n}{n+1}} - y^{\frac{n}{n+1}} \right] \quad (\text{A-5})$$

Si queremos tener el valor de la velocidad como función de la velocidad media (que es función del caudal) podemos usar :

$$Q = 2a \int_0^{d/2} u_x dy \quad (\text{A-6})$$

(siendo  $Q = U \times d \times a$  ,  $a$  es el ancho de la celda)

donde se usa la simetría de reflexión para integrar en el intervalo  $(0, d/2)$

Se obtiene :

$$Q = a \left( \frac{\Delta P}{k} \right)^{1/n} \left( \frac{n}{2n+1} \right) \frac{d^{\frac{2n+1}{n}}}{2^{\frac{n}{n+1}}} \quad (\text{A-7})$$

y finalmente tenemos para  $y$  entre 0 y  $d/2$

$$u_x = 2^{\frac{n+1}{n}} U \left( \frac{2n+1}{n+1} \right) \left[ \frac{1}{2^{\frac{n+1}{n}}} - \left( \frac{y}{d} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (\text{A-8})$$

La distribución de velocidades para la coordenada  $y$  entre 0 y  $-d/2$  es simétrica respecto a la de  $y$  entre 0 y  $d/2$ . En el caso newtoniano de  $n = 1$  recuperamos el perfil de Poiseuille :

$$u_x = 6 U \left[ \frac{1}{4} - \left( \frac{y}{d} \right)^2 \right] \quad (\text{A-9})$$





# Apéndice B

## Cálculo de la amplitud de las fluctuaciones relativas de velocidad $\frac{\sigma_v}{U}$ para reología de tipo ley de potencias

En la sección 3.4.1.2 se presentaba un modelo de canales paralelos independientes, en el cual se asume  $\bar{v}(x, y) = v(y) \hat{x}$  ( $\hat{x}$  es la dirección del flujo). Consideremos el caso de un fluido newtoniano. En cada canal la velocidad está vinculada al gradiente de presión  $\nabla P$  según la ecuación de Darcy:

$$v = \frac{d^2}{12\mu_0} \nabla P \quad (\text{B-1})$$

donde  $d$  es la apertura hidráulica del canal y  $\mu_0$  la viscosidad.

Para el caso de un fluido descrito por el modelo de ley de potencias, se obtiene una expresión de Darcy generalizada [38]:

$$v \propto \left( \frac{d^2 \nabla P}{12\mu_{eff}} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (\text{B-2})$$

con  $\mu_{eff} = \mu_0 \dot{\gamma}_0^{1-n} / (2d^{n-1}) ((2n+1)/3n)^n$ , donde  $\dot{\gamma}_0$ ,  $\mu_0$  y  $n$  son los parámetros reológicos descritos en la sección 1.4.2.2. En ese caso tenemos:

$$v \propto d^{\frac{1+n}{n}} \quad (\text{B-3})$$

En estudios previos [48, 36] se mostró, asumiendo fluctuaciones suaves en la apertura, que la apertura hidráulica está bien aproximada por la apertura geométrica. Para la fractura “autoafín”, la apertura hidráulica  $d(y)$  correspondiente a cada canal podría estimarse del campo de aperturas  $h(x, y)$  de

la fractura, según  $d(y)^2 = \langle h(x, y)^2 \rangle_x$ . La validez de este modelo fue testada numéricamente utilizando un campo de aperturas similar al de nuestra fractura modelo “autoafín” [43]. En lo sucesivo utilizaremos la nomenclatura  $h(y)$  en lugar  $d(y)$  dado que esta apertura hidráulica de cada canal esta asociada al campo de aperturas geométrico  $h(x, y)$ .

Considerando la apertura hidráulica de cada canal dada por  $h(y)$  y utilizando la ecuación B-3, tenemos:

$$v(y) \propto h(y)^{\frac{1+n}{n}} \quad (\text{B-4})$$

En la figura B-1 se puede observar una comparación entre el perfil  $h(y)$  obtenido del campo de aperturas diseñado para la fractura modelo “autoafín”, y el frente de desplazamiento caracterizado por la línea de isoconcentración para una experiencia de las EFAF.

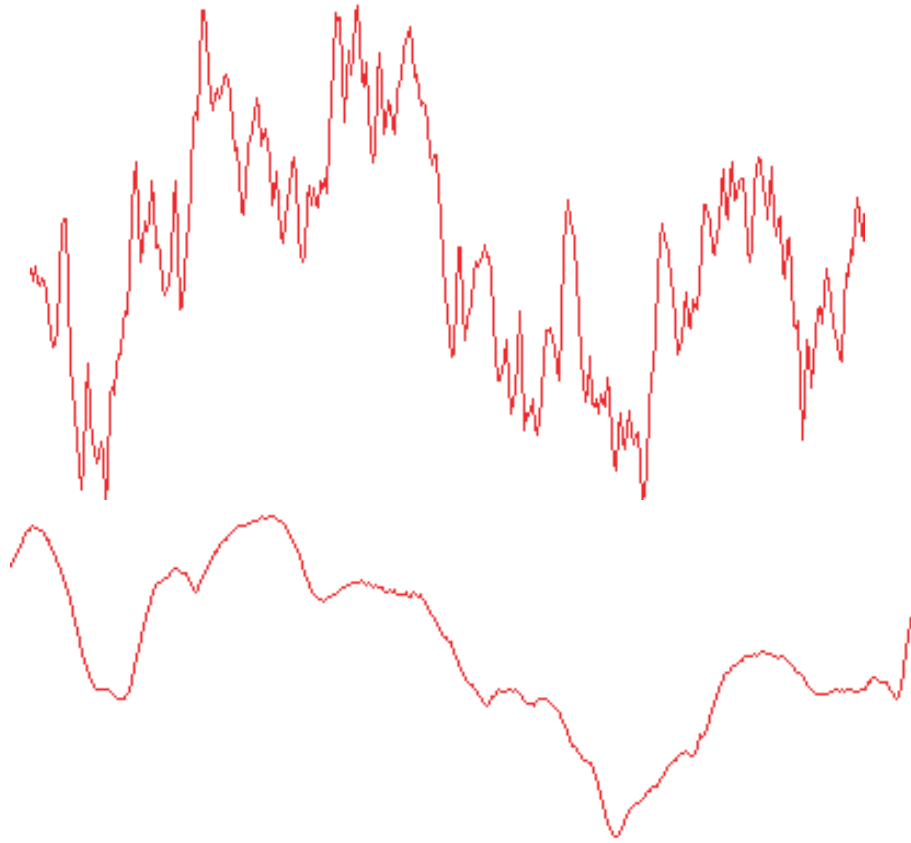


Figura B-1: Comparación cualitativa: Abajo: Frente de desplazamiento caracterizado por la línea de iso-concentración para la mitad del transcurso de una experiencia de las EFAF con solución de 1000 ppm ( $Pe = 600$ ). Arriba: perfil  $h(y)$  dado por  $h(y)^2 = \langle h(x, y)^2 \rangle_x$ , correspondiente al campo de aperturas  $h(x, y)$  de la fractura modelo “autoafín”.

En la figura B-2 puede observarse que los valores de  $h(y)$  siguen una distribución de tipo gaussiana.

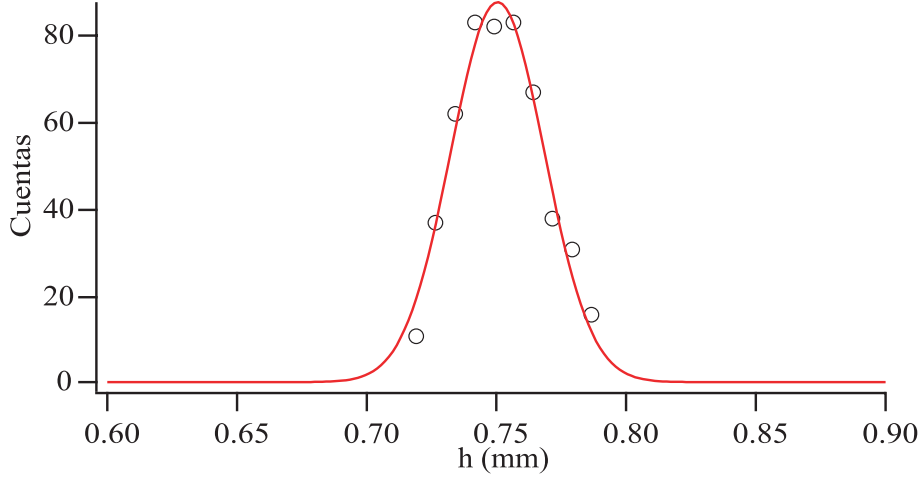


Figura B-2: Histograma de valores de  $h(y)$  para el campo de aperturas de la fractura modelo “autoafín” de las EFAF y su correspondiente ajuste por una función gaussiana.

En virtud de carácter gaussiano de la distribución de  $h(y)$ , para poder calcular los momentos  $\sigma_y(v(y)) = \left( \langle v(y)^2 \rangle_y - [\langle v(y) \rangle_y]^2 \right)^{1/2}$  y  $\langle v(y) \rangle_y$ , debemos calcular integrales de la forma:

$$\langle h^\alpha \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{h^\alpha}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(h-\bar{h})^2}{2\sigma^2}\right) dh \quad (\text{B-5})$$

donde denominamos  $h$  a  $h(y)$ ,  $\bar{h}$  a  $\langle h(y) \rangle_y$  y  $\sigma$  a  $\sigma_y(h(y))$  por brevedad y donde  $\alpha$  es arbitrario. Si realizamos un cambio de variable  $w = \frac{h-\bar{h}}{\sigma}$  tenemos:

$$\langle h^\alpha \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\sigma w + \bar{h})^\alpha}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{w^2}{2}\right) dw = (\bar{h})^\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(S_h w + 1)^\alpha}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{w^2}{2}\right) dw \quad (\text{B-6})$$

donde  $S_h = \frac{\sigma_y(h(y))}{\langle h(y) \rangle_y}$  mide la magnitud de las fluctuaciones relativas de apertura hidráulica. En el campo de aperturas diseñado para la fractura modelo autoafín utilizada en las EFAF,  $S_h = 0.022$ .

Si  $S_h \ll 1$ , y teniendo en cuenta que el integrando tiende a cero para

$|w| \gg 1$  entonces podemos utilizar la aproximación:

$$(S_h w + 1)^\alpha = 1 + \alpha S_h w + \frac{S_h^2 w^2}{2} \alpha(\alpha - 1) + O(S_h^3) \quad (\text{B-7})$$

y finalmente calculando la integral tenemos:

$$\langle h^\alpha \rangle = (\bar{h})^\alpha \left( 1 + \frac{S_h^2 w^2}{2} \alpha(\alpha - 1) \right) \quad (\text{B-8})$$

Podemos entonces usar este resultado para calcular los momentos gaussianos asociados a  $v(y)$ , según:

$$\sigma_y(v(y)) = cte. \sigma_y \left( (h(y))^{\frac{n+1}{n}} \right) = cte. \left( \left\langle (h(y))^{\frac{2n+2}{n}} \right\rangle_y - \left[ \left\langle (h(y))^{\frac{n+1}{n}} \right\rangle_y \right]^2 \right)^{1/2} \quad (\text{B-9})$$

y:

$$\langle v(y) \rangle_y = cte. \left\langle (h(y))^{\frac{n+1}{n}} \right\rangle_y \quad (\text{B-10})$$

resultando:

$$\frac{\sigma_y(v(y))}{\langle v(y) \rangle_y} \simeq \frac{\left(\frac{n+1}{n}\right) S_h}{1 + \frac{S_h^2}{2} \left(\frac{n+1}{n}\right) \left(\frac{1-n}{n}\right)} \simeq \left(\frac{n+1}{n}\right) S_h \quad (\text{B-11})$$

Dado que  $S_h = 0.022$ ,  $n_{500ppm} = 0.38$ ,  $n_{1000ppm} = 0.26$ , los valores estimados de  $\frac{\sigma_y(v(y))}{\langle v(y) \rangle_y}$  son 0.106 para 1000 ppm y 0.081 para 500 ppm.

Utilizando la ecuación 3.9 (recordamos):

$$\frac{\sigma_y(x_f(y, t))}{\langle x_f(y, t) \rangle_y} = \frac{\sigma_y(v(y)) t}{\langle v(y) \rangle_y t} = \frac{\sigma_y(v(y))}{\langle v(y) \rangle_y} \equiv \frac{\sigma_v}{U} \quad (\text{B-12})$$

tenemos:

$$\left( \frac{\sigma_y(x_f(y, t))}{\langle x_f(y, t) \rangle_y} \right)_{500\text{ppm}} = 0.081 \quad (\text{B-13})$$

y:

$$\left( \frac{\sigma_y(x_f(y, t))}{\langle x_f(y, t) \rangle_y} \right)_{1000\text{ppm}} = 0.106 \quad (\text{B-14})$$

Estos valores límites son los que se observan en la figura B-3 que copiamos aquí:

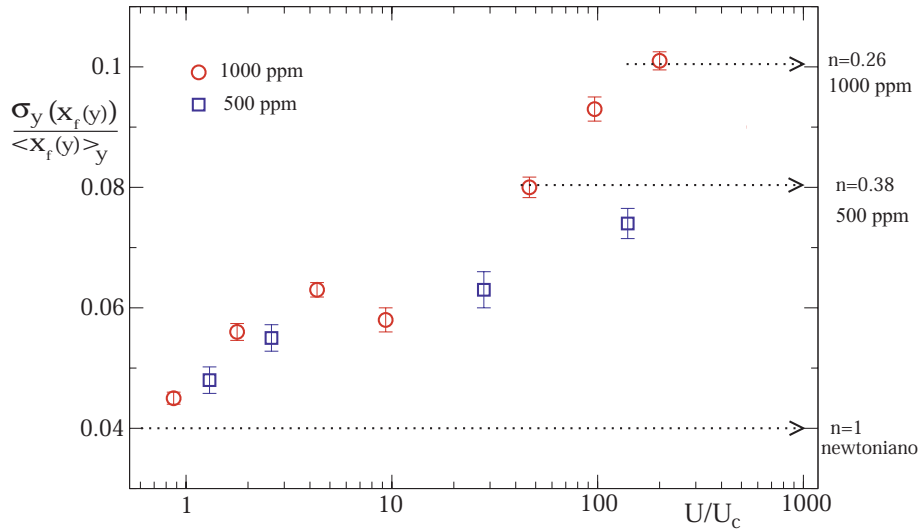


Figura B-3: Variación de  $\frac{\sigma_y(x_f(y, t))}{\langle x_f(y, t) \rangle_y}$  con la velocidad adimensionalizada  $U/U_c$ .

Los círculos (cuadrados) corresponden a la solución de 1000 ppm (500 ppm). Los límites indicados en línea punteada corresponden al desarrollo teórico presentado en este apéndice.

# Bibliografía

- [1] Bear J, Tsang CF, y de Marsily G. *Flow and contaminant transport in fractured rock*. Academic Press, Inc, San Diego, 1993.
- [2] Sahimi M. *Flow and transport in porous media and fractured rock: from classical methods to modern approaches*. VCH, Weinheim, Germany, 1995.
- [3] National Research Council. *Rock fractures and fluid flow: contemporary understanding and applications*. National Academy Press, Washington DC, 1996.
- [4] National Research Council. *Conceptual models of flow and transport in the fractured vadose zone*. National Academy Press, Washington DC, 2001.
- [5] Adler PM y Thovert JF. *Fractures and fracture networks*. Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1999.
- [6] Evans DD, Nicholson TJ, y Rasmussen TC. *Flow and transport through unsaturated fractured rock*. AGU geophysical monograph series, 2001.
- [7] B.Berkowitz. Characterizing flow and transport in fractured geological media: A review. *Advances in Water Resources*, (28), p. 69 86, 2005.
- [8] Yeo I. W., M. H. De Freitas, y R. W. Zimmerman. Effect of shear displacement on the aperture and permeability of a rock fracture. *Int. J. Rock Mech. and Min. Sci.*, 35 (8), p. 1051 1070, 1998.
- [9] Auradou H., G. Drazer, J. P. Hulin, y J. Koplik. Permeability anisotropy induced by a shear displacement of rough fractured walls. *Water Resour. Res.*, 40, 2005.
- [10] Neretnieks I., T. Eriksen, y P. Tahtinen. Tracer movement in a single fissure in granite rock: Some experimental results and their interpretation. *Water Resour. Res.*, 18, p. 849 858, 1982.



- 
- [11] Tsang Y. W. y C.F. Tsang. Channel model of flow through fractured media. *Water Resour. Res.*, 23 (3), p. 467 479, 1987.
- [12] Drazer G., H. Auradou, J. Koplik, y J. P. Hulin. Self-affine fronts in self-affine fractures: Large and small-scale structure. *Phys. Rev. Lett.*, (92), 2004.
- [13] Becker M. y A. Shapiro. Tracer transport in fractured crystalline rock: Evidence of nondiffusive breakthrough tailing. *Water Resour. Res.*, 36, p. 1677 1686, 2000.
- [14] Dronfield D. y Silliman S. Velocity dependence of dispersion for transport through a single fracture of variable roughness. *Water Resources Research*, 29 (10), 1993.
- [15] Ippolito I., G. Daccord E.J., Hinch J., y Hulin J.P. Echo tracer dispersion in model fractures with a rectangular geometry. *J. Contaminant Hydrology*, 16 (8), p. 1952 1961, 1994.
- [16] L. W. Gelhar. *Stochastic Subsurface Hydrology*. Prentice Hall, 1993.
- [17] Detwiler R., H. Rajaram, y R. J. Glass. Solute transport in variable aperture fractures: An investigation of the relative importance of Taylor dispersion and macrodispersion. *Water Resour. Res.*, (36), p. 1611 1625, 2000.
- [18] S. Roux, F. Plouraboue, y J. P. Hulin. Tracer dispersion in rough open cracks. *Transport In Porous Media*, 32, p. 97 116, 1998.
- [19] Bird R.B., R.C Armstrong, y O. Hassager. *Dynamics of polymeric liquids vol.1*. Wiley, New-York, 1987.
- [20] Fadili A. P. Tardy y A. Pearson. A 3d filtration law for power-law fluids in heterogeneous porous media. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 106, p. 121 146, 2002.
- [21] Shah C.B. y Y.C. Yortsos. Aspects of flow of power-law fluids in porous media. *AIChE Journal*, 41 (5), p. 1099 1112, 1995.
- [22] F.A.L. Dullien. *Porous Media: Fluid Transport and Pore Structure, Second Edition*. Academic Press, San Diego, 1992.
- [23] B. B. Mandelbrot. *The Fractal Geometry of Nature*. Freeman, New York, 1982.

- [24] Bouchaud E. The morphology of fracture surfaces: A tool for understanding crack propagation complex materials. *Surface Review And Letters*, 10, p. 797 814, 2003.
- [25] J. Boffa, C. Allain, y J.P. Hulin. Experimental analysis of fracture rugosity in granular and compact rocks. *Eur Phys J AP*, 2, p. 281 289, 1998.
- [26] Schmittbuhl J., Schmitt F., y Scholz C.H. Scaling invariance of crack surfaces. *J Geophys Res*, 100 (4), p. 5953 5973, 1995.
- [27] Feder J. *Fractals*. Plenum, New York, 1988.
- [28] Bear J. *Dynamics of Fluids in Porous Media*. American Elsevier, New York, 1972.
- [29] Taylor G. I. Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube. *Proc. Roy. Soc. London*, Ser A 1137 (219), p. 186 203, 1953.
- [30] G. Daccord M. Vartuli, J.P. Hulin. Taylor dispersion in a polymer solution flowing in a capillary tube. *AIChE Journal (American Institute of Chemical Engineering)*, 41 (7), p. 1622 1628, 1995.
- [31] Koplik J. *Hydrodynamics dispersion in random networks. in Disorder and mixing. Serie E*. Kluwer Academic, Dordrech, 1988.
- [32] R. Aris. On the dispersion of a solute in a fluid flowing through a tube. *Proceedings of the Royal Society*, (235), p. 67 77, 1956.
- [33] Boschan A. *Estudio de transporte y dispersión en medios fracturados*. Tesis de Licenciatura, Universidad de Buenos Aires, 2002.
- [34] Saffman P. G. A theory of dispersion in porous medium. *Journal of Fluid Mechanics*, 6, p. 321 349, 1959.
- [35] Gelhar L. W. Application of stochastic models to solute transport in fractured rocks. *Swedish. Nuclear Fuel and Waste Management Company*, 1987.
- [36] Brown S. R. Fluid flow through rock joints: The effect of surface roughness. *J. Geophys. Res. B*, (92), p. 1337 1347, 1987.
- [37] P.J. Carreau, D.C. R. de Kee, y R.P. Chabra. *Rheology of Polymeric Systems: Principles and Applications*. Hanser/Gardner Publications, Cincinnati, 1997.

- [38] S.Gabbanelli, G.Drazer, y J.Koplik. Lattice boltzmann method for non-newtonian (power-law) fluids. *Phys. Rev. E*, 72, 2005.
- [39] DOnofrio A. *Dispersión de trazadores en flujos de soluciones poliméricas en medios porosos*. Tesis de Doctorado, Tesis de Doctorado, Universidad de Buenos Aires, 2000.
- [40] Bluhm T. L., Deslandes Y., Marchessault R. H., Perez S., y Rinaudo M. Solid-state and solution conformations of scleroglucan. *Carbohydr. Res.*, 100, p. 100, 1982.
- [41] Horobin R.W. y Kiernan J.A. *Conns Biological Stains: A Handbook of Dyes, Stains and Fluorochromes for Use in Biology and Medicine*. BIOS Scientific Publishers Ltd., 2002.
- [42] J.P. Hulin y T.J. Plona. Echo tracer dispersion in porous media. *Physics of Fluids*, A1, p. 1341 1347, 1989.
- [43] H. Auradou, G. Drazer, A. Boschan, J. P. Hulin, , y J. Koplik. Flow channelization in a single fracture induced by shear displacement. *Geothermics*, 35, p. 576 588, 2006.
- [44] Obernauer Silvia. *Inestabilidades entre fluidos miscibles en medios porosos*. Tesis de Doctorado, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - Universidad de Buenos Aires, 1999.
- [45] Brinkman H. C. A calculation of the viscous exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles. *Appl. Sci. Res.*, A (1), p. 27 39, 1947.
- [46] L. Talon, J. Martin, N. Rakotomalala, D. Salin, y Y.C. Yortsos. Lattice bkg simulations of macrodispersion in heterogeneous porous media. *Water Resour. Res.*, (39), p. 1135, 2002.
- [47] Kitadinis P.K. *Introduction to geostatistics. Applications in hydrogeology*. Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [48] R.Zimmerman, S.Kumar, y G.Bodvarsson. Lubrification theory analysis of the permeability of rough-walled fractures. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, 28, p. 325 331, 1991.