



Transferts de fluides dans les milieux fracturés : Effets d'échelle

Olivier Bour

► To cite this version:

Olivier Bour. Transferts de fluides dans les milieux fracturés : Effets d'échelle. Sciences de la Terre. Université Rennes 1, 1996. Français. NNT: . tel-00619329

HAL Id: tel-00619329

<https://theses.hal.science/tel-00619329>

Submitted on 6 Sep 2011

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.

O. BOUR

ISSN 1240-1498

ISBN 2-905532-79-3

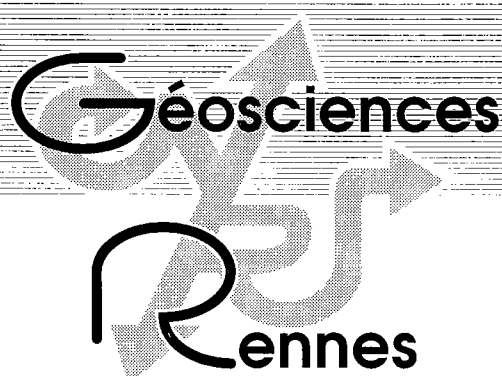
transferts de fluides dans les milieux fracturés

EFFETS D'ECHELLE

MEMOIRES

1997

n° 80



MEMOIRES DE GEOSCIENCES - RENNES

N° 80

Olivier BOUR

**Transferts de Fluides dans les Milieux Fracturés :
Effets d'Echelle**

**Thèse de Doctorat de l'Université de RENNES
soutenue le 17 Octobre 1996**

**Géosciences - Rennes
UPR-CNRS n°4661
Université de Rennes I
Campus de Beaulieu
F - 35042 - RENNES Cédex
(France)**

1997

ISSN : 1240-1498

ISBN : 2-905532-79-3

1997

**GEOSCIENCES-RENNES
UPR-CNRS n°4661
Université de Rennes I - Campus de Beaulieu
F-35042-RENNES Cédex (France)**

Olivier BOUR

**Transferts de fluides dans les milieux fracturés :
Effets d'échelle.**

Mémoires de Géosciences Rennes, n°80, 272 p.

Remerciements¹

Je tiens à remercier sincèrement toutes les personnes qui ont contribué, par leurs critiques, leurs encouragements, et leur amitié à la réalisation de ce travail. Je tiens à remercier en particulier les membres du jury qui ont tous réussis la performance d'être présents le jour de la soutenance bien que cette journée ait coïncidé avec une grève de la fonction publique de l'automne 1996 (J'en ai été quitte pour quelques frayeurs, et quelques contradictions vite résolues - Comment faire grève le jour de sa soutenance ?). Merci à Philippe Davy, non seulement pour son encadrement (un mélange de disponibilité, de rigueur et de rares coups de gueule), mais aussi pour sa confiance, sa curiosité et son enthousiasme qui m'ont toujours encouragé à développer librement certains aspects de la thèse.

Olivier Goubin m'a initié aux rudiments de la programmation et a développé les premiers programmes informatiques. Cette collaboration s'est rapidement transformée en une solide amitié. Merci à Pierre Gavrilenko pour les discussions toujours enrichissantes que nous avons eues. Frédéric Touchard m'a fait quitter mon écran d'ordinateur pour m'intéresser aux problèmes de terrain et m'a permis d'apprécier un "été des Indiens" (parfois capricieux) qui existe également certaines années en Bretagne. Les discussions avec Jean-Raynald Aupépin ont toujours été très profitables. Un grand merci également à tous les membres de Géosciences Rennes, pour leur aide, les discussions débridées, et des coups de mains de dernière minute. Sylvain Blais et Yves Guéguen m'ont initié aux joies de l'enseignement et m'ont aidé à surmonter quelques difficultés. Je tiens à remercier sincèrement Noëlle Odling et à Paul Gillespie qui m'ont fourni des exemples de réseaux de joints numérisés très bien documentés. J'en profite pour remercier Ian Lerche pour ces deux belles années passées aux Etats-Unis avant de commencer ma thèse. Son franc-parler m'a notamment permis d'apprendre le "real English" fort utile...

Merci également à Yannick (I think that girl is nice!), Yvelines (une alsacienne aux U.S.), Georges, Patrizia (la Ziverella), Gertrude, Juan-Luigi, John (I want to go, now!), Thor, Graham, Carole, Abder (sourire malin), Pierrot le Grec, Annick (sourire et amitié constante), Geneviève, le Garçon, Dédel (la Rouby), les Alleaux, les Dé-Dé, Titi-Nana, Michel, Florence, Thomas, le De U., Yann, le Doge, Cécile (c'est mignon), Muriel, Dom (El Cardon), Isabelle et Gunther, Joseph, Juan-Carlos, Richard (encore merci pour ta contribution bibliographique), Isa, Philippe (la boule), et tous les autres, et bien sur Yves et Françoise.

Merci également à ceux qui m'ont fait confiance et qui m'ont accueilli tout au long de ce parcours.

Grazie a tutti e grazie a te

¹ Les éditions Academic Press, Hermann, et l'AGU, sont sincèrement remerciées pour les droits de reproduction de certaines figures utilisées dans le manuscrit.

Sommaire

Introduction Générale	3
 Chapitre I	
Modélisations et Propriétés de Transport des Milieux Fracturés	7
Préambule	9
I.1. Transferts de fluides dans les milieux fracturés	
I.1.1. Structures des réseaux de failles	9
I.1.2. Propriétés hydrauliques des milieux fracturés	11
I.1.2.1. Notion de perméabilité	11
I.1.2.2. Notion de Volume Élémentaire Représentatif	13
I.1.2.3. Dépendance d'échelle	14
I.1.2.4. Ecoulement dans une fracture	21
I.1.2.5. Dépendance avec la pression et la température	23
I.1.2.6. Propriétés de dispersion	27
I.1.2.7. Autres domaines d'application	30
I.2. Les approches développées	
I.2.1. La théorie des milieux effectifs	31
I.2.2. La théorie de la percolation	33
I.2.2.1. Description de la théorie de la percolation	33
I.2.2.2. Applications aux milieux fracturés	40
I.2.2.3. Limites à l'utilisation de la théorie de la percolation	42
I.2.3. Les modèles à double porosité	43
I.2.4. Les modèles à fractures discrètes déterministes	45
I.2.5. Les modèles à fractures discrètes statistiques	45
I.2.6. Modèle discontinu équivalent	50
I.2.7. Les modèles fractals	53
I.3. Originalité de l'approche proposée	57
I.3.1. Le changement d'échelle	57
I.3.2. Poids des hypothèses conceptuelles	58
I.3.3. Méthodologie développée	60
I.3.4. Outils développés	62

Chapitre II

<i>Lois d'échelle dans les réseaux de failles</i>	63
<i>Introduction</i>	65
<i>II.1. Les réseaux de failles</i>	
II.1.1 Failles et Joints, aspect mécanique	67
II.1.2 Analyse statistique des champs de failles	67
II.1.3 Réseaux de failles étudiés	69
<i>II.2 La distribution des longueurs de failles</i>	73
<i>II.3 Distribution spatiale des réseaux de failles</i>	
II.3.1 Introduction	79
II.3.2 Méthodes	80
II.3.2.1 Définitions	80
II.3.2.2 Méthodes de mesures	82
II.3.2.3 Limites des méthodes et domaine de validité des lois d'échelles	87
II.3.3 Un exemple de calcul	
II.3.3.1 Distribution spatiale des traces de failles	92
II.3.3.2 Distribution spatiale des barycentres de failles	96
II.3.3.3 Variabilité des résultats selon les méthodes utilisées	99
<i>II.4 Relation longueur-position : Génétique des réseaux de failles</i>	
II.4.1 Outil méthodologique : la fonction de corrélation	103
II.4.2 Réseaux de joints	103
II.4.3 Réseaux de failles	107
II.4.4 Synthèse des résultats	109
II.4.5 Rôle de la distribution des longueurs de failles	112
<i>II.5 Tentative de modélisation</i>	
II.5.1 Distribution spatiale des longueurs de failles	115
II.5.2 Rôle de la distribution des orientations de failles	118
<i>II.6 Enseignements et conséquences</i>	
II.6.1 Propriétés Hydrauliques	121
II.6.2 Propriétés mécaniques	121
II.6.3 Relation entre la distribution des longueurs et la dimension fractale?	125
<i>II.7 Conclusions</i>	129

Chapitre III

<i>Propriétés de connectivité des réseaux de failles</i>	<i>131</i>
<i>Introduction</i>	<i>133</i>
<i>Article "Connectivity of random fault networks following a power-law fault length distribution", O. Bour and P. Davy, Water Resour. Res., 33 (7), p. 1567-1583, 1997</i>	<i>135</i>
<i>Article "On the connectivity of three dimensional fault networks", O. Bour and P. Davy, soumis à Water Resources Research</i>	<i>153</i>

Chapitre IV

<i>Application aux milieux naturels</i>	<i>191</i>
<i>Introduction</i>	<i>193</i>
<i>IV.1. Article "Application of percolation theory to 2D natural fracture networks"</i>	<i>195</i>
<i>IV.2. Partie expérimentale et perspectives de l'approche développée</i>	<i>233</i>
<i>IV.2.1. Introduction</i>	<i>233</i>
<i>IV.2.2. Caractéristiques du site étudié</i>	<i>233</i>
<i>IV.2.3. Buts généraux de l'étude</i>	<i>235</i>
<i>IV.2.4. Protocole expérimental : quelle expérience pour quelle information ?</i>	<i>237</i>
<i>IV.2.5. Résultats</i>	<i>239</i>
<i>IV.2.6. Perspectives : Quel modèle pour quelles prédictions ?</i>	<i>240</i>
<i>IV.2.7. Distributions de perméabilité</i>	<i>241</i>
<i>Conclusions générales et perspectives</i>	<i>243</i>
<i>Références bibliographiques</i>	<i>249</i>

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les roches sont constituées par un assemblage de minéraux qui forment un squelette solide, et de vides qui permettent les transferts de fluides. Ces vides correspondent à des pores, des fissures ou des failles (terme générique employé pour les discontinuités de type faille, fracture ou joint). L'étude des écoulements de fluides dans les roches s'est longtemps limitée au cas des milieux poreux. Toutes les roches présentent une certaine porosité, même faible, ne serait-ce qu'aux joints de grains. En fonction de l'importance de la porosité et de la connection des pores entre eux, la perméabilité des roches varie de plusieurs ordres de grandeur. Selon les valeurs de perméabilité, on distingue généralement les roches perméables, les roches semi-perméables et les roches dites imperméables [Castany, 1982]. Cette classification très simple est limitée car elle n'intègre pas les structures de plus grandes tailles que sont les failles. Ces dernières sont parfois des lieux privilégiés d'écoulement, car les vides y sont nombreux et importants. Le plan de faille leur assure, en outre, une bonne connectivité. Des transferts de fluides non négligeables ont ainsi été observés dans des massifs pourtant réputés « imperméables ».

Depuis une quinzaine d'années, l'étude des circulations de fluides dans les milieux fracturés a connu un intérêt croissant. L'hydrologie des milieux peu perméables, susceptibles d'apporter un confinement aux produits enfouis (déchets ménagers, industriels, ou nucléaires), est actuellement en pleine expansion. L'amélioration des ressources en eaux souterraines est un objectif d'autant plus important que les risques de pollutions des eaux de surfaces augmentent. Dans les massifs de socles, comme en Bretagne et en Afrique, la gestion des ressources en eau nécessite la compréhension des écoulements dans les fractures qui sont les principaux vecteurs des transferts de fluide. La récupération des produits pétroliers du sous-sol et l'amélioration des ressources géothermiques présentent également des enjeux économiques importants.

Les écoulements de fluide dans les milieux fracturés sont malheureusement complexes à modéliser. Ce point sera plus particulièrement abordé dans le premier chapitre de la thèse qui, après une revue bibliographique des propriétés de transport des milieux fracturés, est consacré aux différentes approches antérieurement développées pour modéliser les écoulements de fluide dans les milieux fracturés et à une justification de celle développée au cours de ce travail. Plus précisément, les expériences de terrain, quoique très difficiles à mettre en place, ont montré que les propriétés hydrauliques des massifs fracturés étaient très variables [Cacas *et al.*, 1990a ; Neretnieks, 1993]. Que ce soit à travers une seule fracture ou un réseau de fractures, les tests d'injections fournissent des valeurs de conductivité hydraulique pouvant varier sur plusieurs ordres de grandeur selon le point d'injection. La source de cette complexité provient sans doute de la géométrie complexe des réseaux de failles. L'irrégularité et la rugosité des surfaces de plans de failles conduisent à un écoulement en chenaux à l'intérieur des failles [Tsang et Tsang, 1987]. Outre cet aspect, la conductivité hydraulique dépend de l'arrangement des fractures et, plus particulièrement, de leur degré d'interconnexion. A cela, s'ajoute des effets d'échelles qui sont dues à une distribution spatiale irrégulière et à une grande distribution de tailles. A l'inverse des pores, dont la taille n'excède jamais plus de quelques millimètres, les failles ne présentent pas d'échelle caractéristique, et peuvent atteindre des dimensions kilométriques. La modélisation (et donc la prédiction) des transferts de fluides dans les milieux fracturés va donc d'abord poser le problème de l'intégration à l'échelle macroscopique, de cette superposition de structures de tailles très variables.

Pour aborder ce problème, nous avons développé une approche basée sur la théorie de la percolation [Stauffer et Aharony, 1992]. Cette théorie permet de relier les propriétés géométriques d'une population d'éléments aux propriétés de transports, à l'aide de paramètres globaux, a priori simple à mesurer, telle que la densité d'élément. Si les fluides circulent dans les failles, les réseaux de failles doivent répondre aux principes fondamentaux de la théorie de la percolation. Une des questions principales posées au cours de cette thèse, est d'adapter la théorie de la percolation à la géométrie des réseaux de failles, afin de déterminer la contribution des différentes familles de longueurs de failles.

Toutefois, cette approche nécessite au préalable une meilleure caractérisation de la géométrie des réseaux de failles, ce qui sera l'objet du second chapitre. Ces dernières années, des hypothèses crédibles sur la géométrie des réseaux de failles, et plus particulièrement sur leur organisation hiérarchique, ont été proposées [Allègre *et al.*, 1982 ; Turcotte, 1986 ; Hirata, 1989]. Toutefois les différents modèles semblent faire encore l'objet de controverses [Chilès, 1988 ; Odling, 1992]. Afin de vérifier l'existence de relations d'échelles, tant pour la distribution des longueurs que pour la distribution des densités de failles, nous avons entrepris une analyse statistique de plusieurs réseaux de failles naturels. L'aspect méthodologique concernant l'établissement de relations d'échelle, sera particulièrement privilégié. Nous avons

également tenté d'établir le nombre minimal de paramètres statistiques nécessaires pour décrire un système de failles, de déterminer les causes de leur variabilité ainsi que leur domaine de validité.

Relier la géométrie des réseaux de failles à l'écoulement des fluides, impose de définir dans un premier temps les propriétés de connectivité. A cette question, la théorie de la percolation, même si elle reste très incomplète, nous fournit une base de travail indispensable. Il a été montré par exemple, que la densité des failles et leurs longueurs étaient des paramètres très importants pour la connectivité du réseau [Robinson, 1983, 1984]. Pour compléter cette approche et lui fournir des bases conceptuelles en accord avec la géométrie des réseaux de failles, nous avons entrepris une étude théorique sur l'applicabilité de la théorie de la percolation aux systèmes de failles. Afin d'utiliser des distributions statistiques réalistes, notre étude se base sur les résultats du second chapitre et permet de compléter les premiers travaux existant sur le sujet [Hestir et Long, 1990 ; Berkowitz, 1995]. Une des questions essentielles de notre étude est d'établir le rôle d'une large distribution de longueurs de failles. Cette analyse est exposée dans le troisième chapitre sous la forme de 2 articles, le premier présentant une analyse détaillée bidimensionnelle, le second, une généralisation en trois dimensions.

Enfin dans une quatrième partie, nous tentons de relier cette approche théorique au milieu naturel. Une application de la théorie de la percolation à des réseaux de fractures naturels est présentée sous la forme d'un troisième article en préparation. Puis, nous discutons les implications et les perspectives de l'approche développée au cours de ce travail, concernant les coefficients de transports des systèmes naturels. Notre propos est illustré à l'aide des premiers résultats hydrologiques d'une étude expérimentale menée en collaboration avec *Frédéric Touchard*, étudiant en thèse à Géosciences Rennes.

Certains points ne sont pas, ou très peu, abordés au cours de notre étude. C'est le cas en particulier, des problèmes liés à l'écoulement des fluides à l'échelle de la fracture. Nous nous sommes placés à l'échelle du réseau de failles pour plusieurs raisons : i) par souci de simplification, passage obligé pour comprendre globalement les propriétés des systèmes ; ii) les expériences de sites font référence à des échelles proches du kilomètre, qui impliquent en général un réseau de failles connectées ; iii) les études à l'échelle de la fracture sont déjà nombreuses [Tsang, 1984 ; Abelin et al., 1985 ; Gentier, 1986 ; Brown, 1987 ; Moreno et al., 1988 ; Mourzenko et al., 1995] ; mais leurs résultats ne sont souvent pris en compte que partiellement dans les modèles de réseaux de failles, pour des raisons de compréhension théorique et de temps de calcul.

CHAPITRE I

MODELISATIONS ET PROPRIETES DE TRANSPORT

DES MILIEUX FRACTURES

a)



b)



Figure I.1 : a) Vue de la faille de San-Andreas (Californie) (échelle kilométrique), d'après Wallace [1990] ; b) affleurement de grès recoupés par des fractures remplies de quartz (échelle métrique), d'après Ramsay et Huber [1987].

PREAMBULE

Ce chapitre est constitué de trois parties. La première partie a pour but d'essayer d'offrir au lecteur une vision aussi générale que possible des problèmes liés à l'écoulement des fluides dans les milieux fracturés. Il y sera notamment question des différents types d'écoulements et des effets d'échelles associés aux réseaux de failles. Sans être exhaustive, la deuxième partie est consacrée à une présentation des différentes approches développées pour modéliser les propriétés de transports dans les systèmes de failles. Les limites des différentes approches seront plus particulièrement discutées dans la troisième partie, afin de faire ressortir l'originalité de l'approche développée au cours de ce travail.

I.1. _____ TRANSFERTS DE FLUIDES DANS LES MILIEUX FRACTURES

I.1.1. Structures des réseaux de failles

Bien que les milieux poreux puissent se révéler très hétérogènes, la taille des pores n'excède jamais quelques millimètres. Au contraire, les fractures ne sont pas limitées par une échelle caractéristique et peuvent atteindre des tailles gigantesques (Fig.I.1). Le séisme de Loma Prieta, en Californie (17 Octobre 1989), a provoqué une fracture qui s'est propagé sur une distance d'environ 35 kilomètres pour un déplacement maximal de plus de 4 mètres en profondeur [Borcherdt, 1994].

Les fractures se produisent lorsque la contrainte locale excède le seuil de rupture local. Elles sont les principaux marqueurs de la déformation dans la croûte supérieure. On distingue différents types de fractures, selon l'amplitude du déplacement entre les deux compartiments séparés par la fracture [Mattaeur, 1973] :

- Lorsque la direction de déplacement est contenue dans le plan de la fracture, on parle de failles. L'ordre de grandeur du déplacement, aussi appelé rejet, varie considérablement (du millimètre à plusieurs dizaines de kilomètres) ;
- Lorsque le déplacement relatif est normal au plan de fracture, on emploie le terme de joint ou diacalse. En général le déplacement est très petit ou nul. Le terme joint est plus général que le terme diacalse qui est le plus souvent limité aux discontinuités perpendiculaires à la stratification sédimentaire. Les joints ne sont jamais isolés mais forment un réseau, parfois dense (Fig.I.2).

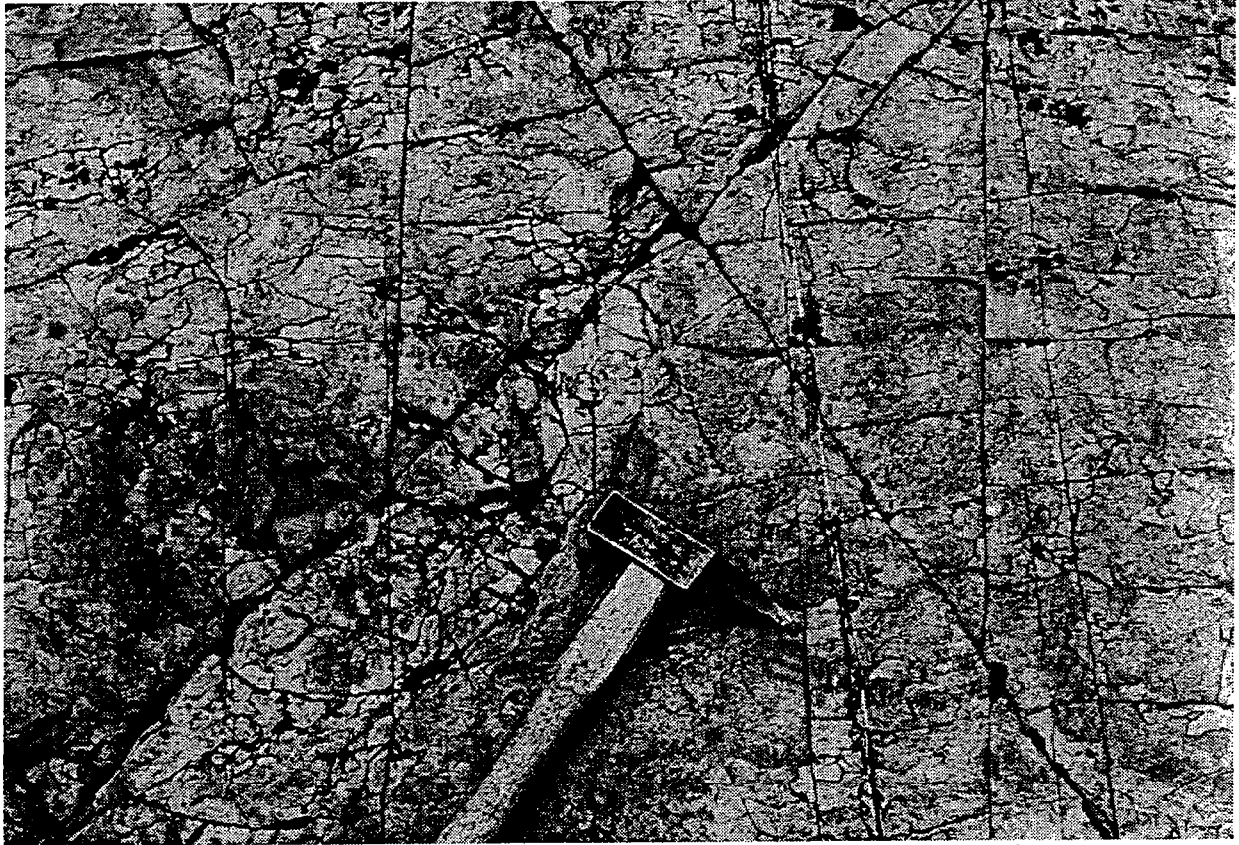


Figure I.2 : Réseaux de joints, St Tudwals, N Wales, Royaume-Uni, d'après Ramsay et Huber [1987].

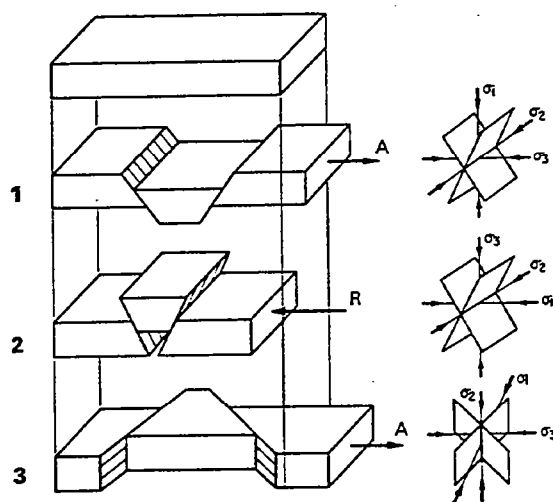


FIGURE 5.9

Allure théorique prise par des failles conjuguées symétriques avec axe principal de la déformation et champ de contrainte correspondants.

- 1) Failles normales ;
- 2) failles inverses ; 3) décrochements.

Figure I.3 : Bloc diagramme des différents types de failles, d'après Mattauer [1973].

Selon le sens du déplacement dans le plan de faille, on distingue généralement trois types de failles qui traduisent un état de contrainte différent (Fig.I.3) :

- les failles normales, la contrainte principale maximale est verticale ;
- les failles inverses, la contrainte principale minimale est verticale ;
- les failles décrochantes, la contrainte principale intermédiaire est verticale.

Les failles normales et inverses sont inclinées ; les failles décrochantes sont verticales. Si cette simplification permet d'établir une nomenclature couramment utilisée, tous les intermédiaires sont rencontrés dans la nature. Les failles peuvent parfois apparaître isolées, mais sont en général groupées en réseau dont la géométrie dépend des directions principales de la déformation. Par ailleurs, la très grande variabilité de longueur des failles, du millimètre à la centaine de kilomètres (Fig.I.1), implique potentiellement toutes les échelles, sans qu'il soit possible de définir, a priori, une échelle caractéristique. Ces différentes propriétés conduisent à une géométrie complexe qu'il est difficile d'analyser dans son ensemble, car l'information disponible fait référence à une échelle caractéristique d'observation.

Les échelles impliquées par l'écoulement des fluides sont elles aussi très vastes. Selon la profondeur considérée, l'origine, la composition chimique et l'état des fluides varient. L'origine des fluides dans les domaines continentaux est principalement météorique. Divers processus, tel le pompage sismique [Sibson 1975] peuvent conduire à l'enfouissement des fluides en profondeur. La profondeur de pénétration maximum des fluides d'origine météorique est estimée entre 10 et 20 kilomètres [Costain et al., 1987, Torgersen, 1990]. A ces profondeurs, d'autres types de fluides interviennent, d'origine endogène (métamorphique et magmatique).

1.1.2. Propriétés hydrauliques des milieux fracturés

1.1.2.1. Notion de perméabilité

La perméabilité est une propriété de transport qui permet de mesurer la facilité avec laquelle un fluide traverse une roche. On la définit en général à travers la loi de Darcy, qui s'écrit :

$$Q = -\frac{k}{\eta} * \frac{dp}{dx},$$

où Q est la vitesse d'infiltration, η , la viscosité du fluide, dp/dx , le gradient de pression, et k la perméabilité du milieu. Cette loi simple permet de séparer le rôle du fluide, décrit par la viscosité η , du rôle du solide décrit par la perméabilité k . La perméabilité k a les dimensions d'une surface¹ :

¹ Plutôt que d'exprimer la perméabilité en m^2 , on préfère en général utiliser le Darcy noté D (1darcy = $0.987.10^{-12}$ m^2).

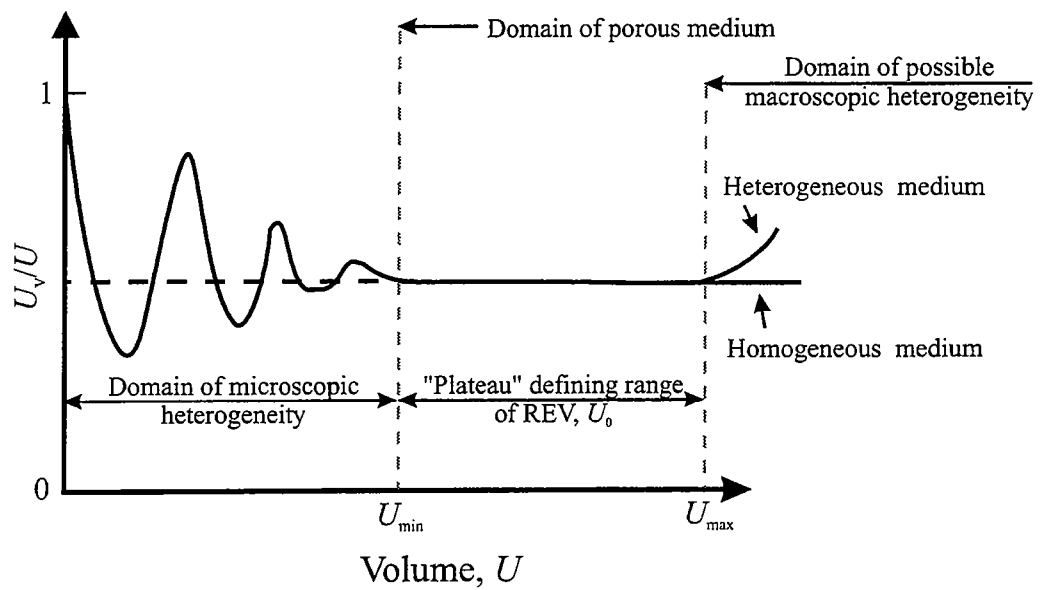


Figure I.4 : Domaine d'existence d'un Volume Élémentaire Représentatif, modifié d'après Bear [1993].

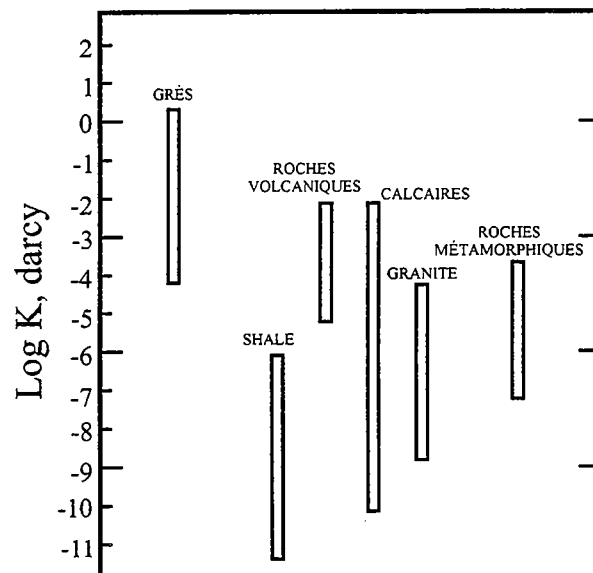


Figure I.5 : Perméabilités mesurées en laboratoire, pression hydrostatique < 10 MPa, $T=25^{\circ}\text{C}$, modifié d'après Brace [1980].

$$[k] = [Q][\eta] \left[\frac{dx}{dp} \right] = [m.s^{-1}][Pa.s][m.Pa^{-1}] = [m^2]$$

Si le milieu est isotrope, la perméabilité est un scalaire. Dans le cas contraire, la perméabilité s'exprime au moyen d'un tenseur reliant deux entités vectorielles, le flux et le gradient de pression. La loi de *Darcy* correspond à une solution linéaire approchée de Navier-Stokes, qui n'est valable que lorsque le nombre de Reynolds est très inférieur à 1. Cette condition est généralement remplie dans le cas des milieux géologiques. Toutefois, lorsque la perméabilité du milieu devient trop élevée, et que la viscosité du fluide est trop faible, comme dans le cas de gaz, l'écoulement peut devenir turbulent.

La notion de perméabilité pose cependant un problème d'échelle si on veut la définir précisément. Elle fait référence implicitement à une définition ou à une mesure ponctuelle qui n'a pas de sens en-dessous d'une certaine échelle [*de Marsilly*, 1986]. A l'échelle des pores ou des grains la perméabilité n'a plus de sens physique. La notion de Volume Élémentaire Représentatif (V.E.R.), parmi d'autres approches, a été utilisée pour définir les propriétés locales du milieu.

I.1.2.2. — *Notion de Volume Élémentaire Représentatif*

L'approche V.E.R. considère qu'il est possible de décrire localement les propriétés du milieu (la perméabilité par exemple) à partir d'un certain volume de matériaux, le V.E.R., qui permettra de définir la propriété moyenne du volume en question [*de Marsilly*, 1986]. Il s'agit d'une intégration spatiale qui suppose implicitement une représentation du milieu où le caractère répétitif des formes géométriques entraîne une certaine régularité statistique, de telle sorte qu'il soit possible de « moyenner » les propriétés hydrodynamiques du milieu à l'échelle du V.E.R.

Pour cela il est nécessaire de considérer un volume δV suffisamment grand pour contenir un nombre statistiquement significatif de pores, mais suffisamment petit pour pouvoir être considéré comme ponctuel. Ainsi défini, δV est un *volume élémentaire représentatif* (V.E.R.). La figure I.4 exprime la variation possible de la moyenne d'un paramètre, en fonction du volume δV . Pour de petites tailles, les fluctuations de resteront élevées, la moyenne ne sera pas représentative. S'il existe un domaine d'échelle pour lequel les moyennes sont invariantes, le milieu poreux peut être traité de manière continu, bien que sa microstructure soit fortement discontinue. Dans le cas des milieux poreux, le domaine d'existence d'un V.E.R est, en général, limitée à petite échelle par les variations microstructurales du milieu, et à grande échelle, par des macrostructures d'origine géologique, telles que des variations de faciès sédimentaire, ou de lithologie. Entre ces échelles, il est éventuellement possible de définir un domaine pour lequel le concept de volume élémentaire représentatif est pertinent.

Si cette approche s'est révélée assez fructueuse dans le cas des milieux poreux, son application aux milieux fracturés est limitée, en particulier par la large distribution de dimensions des failles.

Pour qu'un milieu fissuré ou fracturé se prête à une telle approche, il est nécessaire que i) le réseau de fractures soit dense et très bien connecté [Long et Whiterspoon, 1985], ii) la distribution d'ouvertures de fissures soit étroite pour ne pas introduire de localisation des écoulements dans des chemins préférentiels [Charlaix et al., 1987]. Si ces conditions sont remplies, on pourra alors définir un "milieu poreux équivalent". Dans le cas de milieux suffisamment hétérogènes, il n'existe *a priori*, aucune échelle pour laquelle les valeurs moyennes des variables hydrodynamiques sont stationnaires. Dans ce cas, les mesures de perméabilité peuvent dépendre de la taille du volume échantillonné. La mesure de perméabilité devient indissociable de l'échelle de mesure. C'est ce qu'illustre les différentes compilations de mesures de perméabilités.

1.1.2.3. __Dépendance d'échelle

Mesurer la perméabilité des roches sur des échantillons prélevés est toujours une expérience délicate surtout lorsque les perméabilités sont faibles. Fréquemment les barres d'erreur de mesure sur un échantillon peuvent atteindre un ou plusieurs ordre de grandeur. Théoriquement, en utilisant la loi de Darcy, il suffit d'appliquer un gradient de pression sur la surface d'un échantillon et de mesurer le flux de fluide, pour en déduire la perméabilité de l'échantillon (D'autres techniques existent, notamment lorsque les perméabilités sont faibles, inférieures à 10^{-18} m^2). Malheureusement, les conditions d'échantillonnage ne sont plus aussi simples dès qu'il s'agit d'intégrer un volume de roche élevé qui comprend des structures de dimensions variables. A partir d'une certaine échelle, on s'appuie en général sur les données de puits, et non plus sur des mesures à partir d'échantillons prélevées. L'interprétation des mesures nécessite, au moins en partie, une compréhension au préalable de la distribution spatiale des hétérogénéités du milieu. En particulier, on peut s'attendre à des différences importantes entre la mesure de la perméabilité d'une seule faille et la mesure de la perméabilité d'un réseau de failles².

Dès 1975, Kiraly [1975] propose une vision schématique de l'évolution de la perméabilité en fonction de l'échelle de mesure (Fig.I.6a). Il distingue trois échelles de mesure principales afin de définir des ordres de grandeurs : celle du laboratoire, celle des puits de forages et celle des bassins. L'augmentation de la perméabilité moyenne avec l'échelle de mesure serait due à l'effet des macrofissures (les failles) et au réseau karstique (son rapport porte sur l'hydrogéologie des terrains karstiques), dont les effets ne se font sentir que lorsque l'échelle de mesure augmente. Son analyse s'appuie sur un certain nombre de mesures réalisées dans des terrains karstiques, à « petite », « moyenne » et « grande » échelle. Toutefois, Kiraly déplore que de nombreux auteurs

² Une telle différence n'apparaîtra que pour les roches dont la perméabilité de matrice est faible, comme les roches cristallines ou les argiles (Fig.I.5). En revanche, dans le cas des grès qui sont des roches à porosité élevée, la perméabilité est dominée par l'écoulement dans les pores ; les failles ont peu d'influence sur la perméabilité globale (sauf si elles sont imperméables et créent des barrières à l'écoulement).

a)

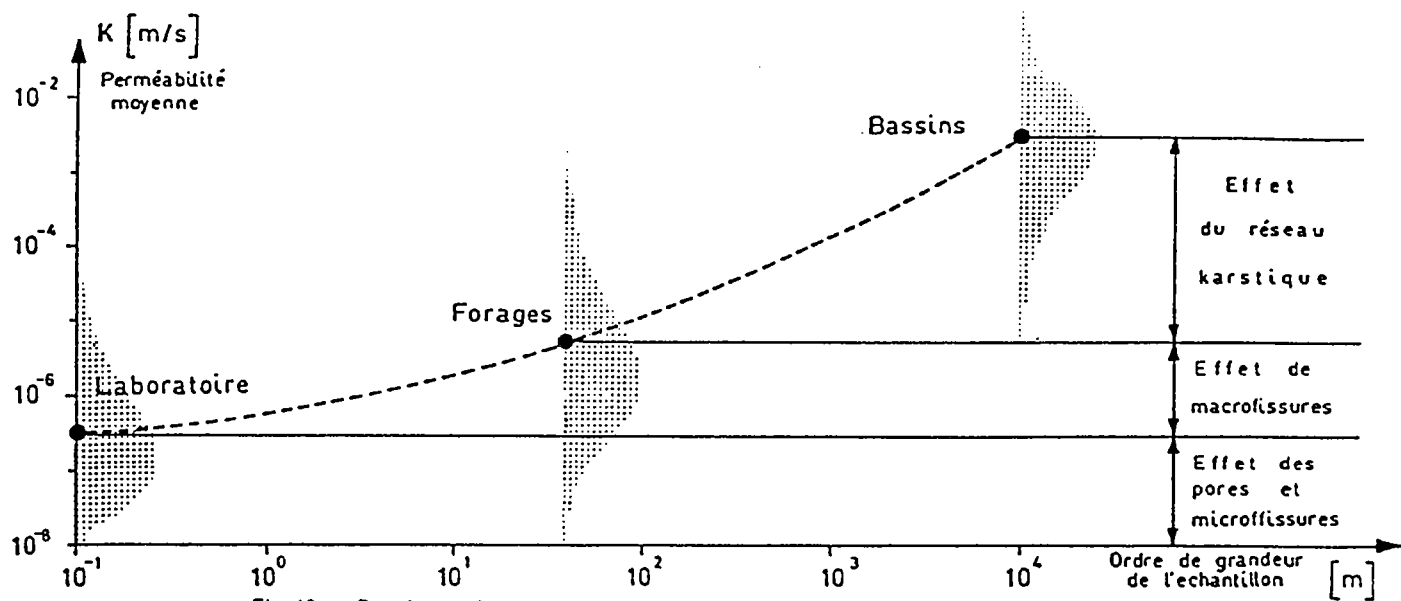


Fig. 19. — Représentation schématique de l'effet d'échelle sur la perméabilité dans le karst.

b)

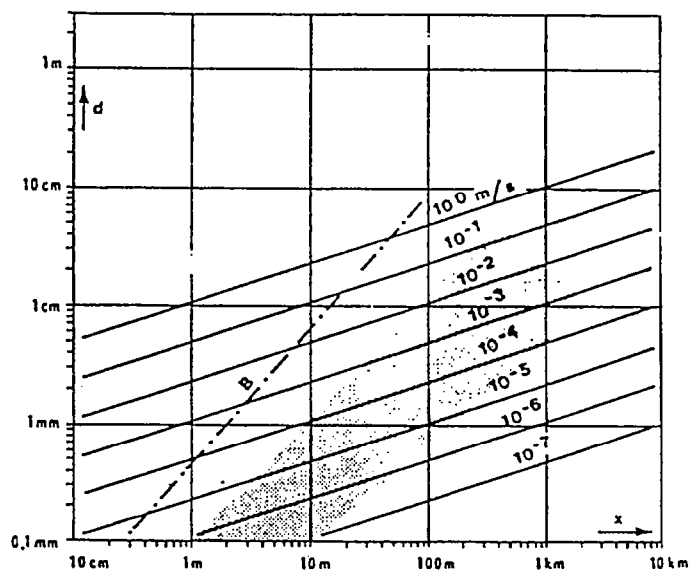
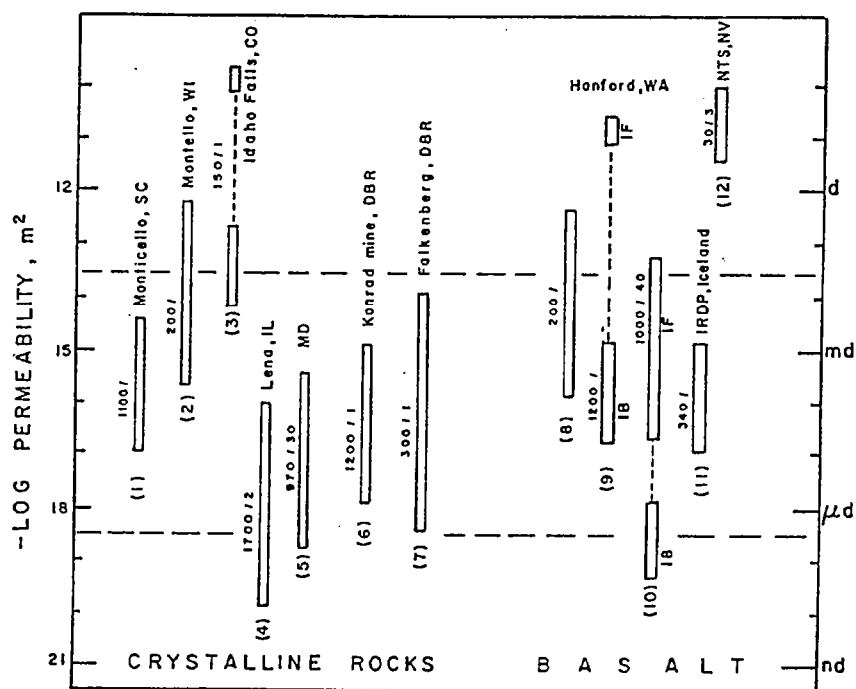


Fig. 22. — Effet d'échelle sur la perméabilité pour les réseaux de fissures.

Figure I.6 : Effets d'échelle sur la perméabilité d'après Kiraly [1975].

a)



b)

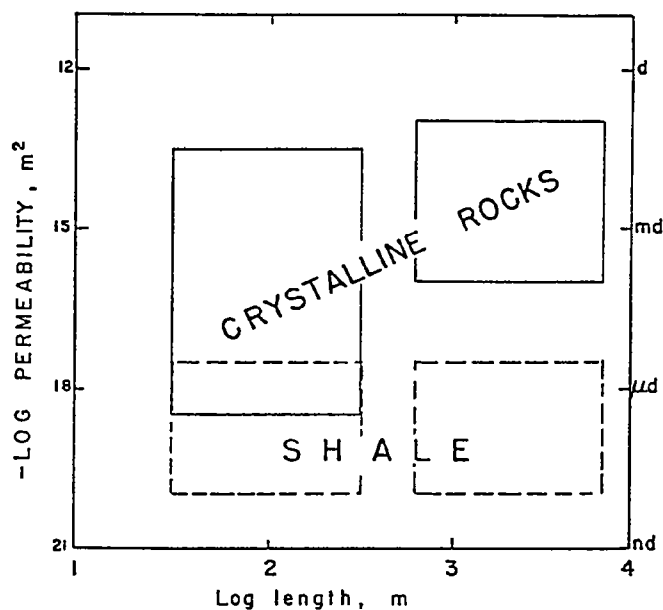


Figure I.7 : Effets d'échelle sur la perméabilité d'après *Brace* [1984]. a) Mesures de perméabilités. Les rectangles représentent la gamme de valeurs obtenues sur un ou plusieurs puits. Les petits chiffres placés au-dessus de chaque rectangle indiquent la profondeur maximale. b) Schéma synthétique résumant les effets d'échelles.

se contentent encore de donner uniquement la valeur de perméabilité moyenne sans fournir la distribution statistique des données.

Kiraly [1975] propose également un modèle pour expliquer une telle évolution (Fig.I.6b). Dans un premier temps, à l'aide d'un modèle très simple, il calcule la perméabilité d'un réseau connecté de fissures en fonction de leur espacement et de leur ouverture. Dans son modèle, il fait plusieurs hypothèses : la perméabilité d'une fissure est proportionnelle au cube de son ouverture ; les fractures sont planes ; l'écoulement a lieu dans tout le plan de la fracture ; la connectivité des fractures est parfaite. Dans de tels modèles, sur lesquels nous reviendrons, la perméabilité globale du réseau est proportionnelle au cube de l'ouverture des fractures, et inversement proportionnel à leur espacement moyen (équivalent à la maille du réseau). Dans un diagramme bilogarithmique, où l'ouverture, d , est reportée en fonction de l'espacement des fractures, x , on obtient des droites d'iso-perméabilité parallèles, ayant des pentes égales à 0.33 (Fig.I.6b). Par ailleurs, des mesures ont permis d'établir une relation empirique suivant une loi de puissance entre l'ouverture des fractures d et leur espacement x [Böcker, 1973]:

$$d = x^A + C.$$

Si l'on admet pour les milieux naturels, la coexistence de réseaux de fissures d'ordres de grandeurs différents, depuis le réseau de microfissures jusqu'au réseau de failles, ainsi que la validité de l'équation précédente, il suffit que A soit supérieur à 0.33, pour conduire à un effet d'échelle. C'est effectivement le cas selon les données de Böcker [1971], où $A=1.087$ et C est voisin de 3.37. Dans les échantillons examinés x varie de 0.5 à 10 centimètres. Toutefois si on extrapole cette loi aux grandes échelles, on obtient la droite B, qui montre effectivement une augmentation de la perméabilité en fonction de l'échelle de mesure (Fig.I.6b). Dans le même temps, *Kiraly* [1975] a reporté sur ses diagrammes, les valeurs de perméabilités attendues à grandes échelles et dans les forages (zones grisées) qui montrent également une variation similaire (Fig.I.6b).

Bien qu'elle soit très simplifiée et très schématique, l'analyse de *Kiraly* [1975] permet d'insister sur deux points : i) l'augmentation de la perméabilité avec l'échelle de mesure ; ii) le rôle possible de structures géométriques « emboîtées » depuis l'échelle de la microfissure jusqu'à l'échelle des failles kilométriques. Pour améliorer cette approche, il propose d'étudier les propriétés de connectivité, d'espacement, et d'ouvertures en fonction de la longueur des fractures. Selon son analyse, on s'attend à ce que la perméabilité augmente en fonction de la longueur des fractures. Ce travail précurseur est hélas passé quasiment inaperçu ; même les autres compilations ne font pas référence à cette analyse³.

³ Publiée dans des revues trop peu connues.

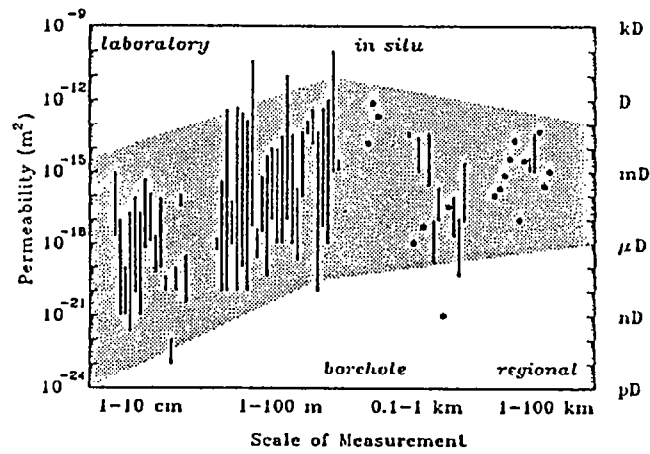


Fig. 1. Permeability of crystalline rocks and characteristic scale of measurements: Bars mark the maximum permeability range when several individual values are reported, stars represent single values. The shaded region is a personal view of the data trend. (Table 1 identifies both geographic location and references for all data by their relative position in the plot, from left to right.)

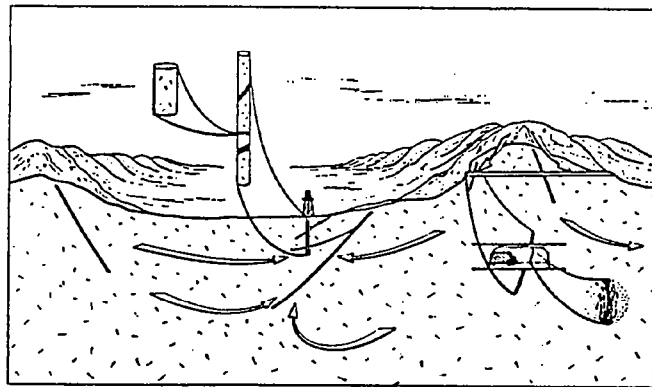


Fig. 2. Different mechanisms leading to the scale effect presented in Figure 1 as well as different characteristic length scales for laboratory measurements, borehole tests, and regional scale measurements (illustrated here in a motorway tunnel).

Figure I.8 : Effets d'échelle sur la perméabilité d'après Clauser [1992].

Brace [1980 ; 1984] définit également trois échelles de mesures (Fig.I.7b) : l'échelle crustale (0.5-5 km), l'échelle du puits (30-300 mètres) et l'échelle du laboratoire (5-15 cm). Ces conclusions principales tirées de la figure I.7a, sont les suivantes :

1. Les valeurs de perméabilité mesurées dans le puits pour les roches cristallines varient de 10^{-18} à 10^{-13} m^2 ;
2. Pour quelques niveaux, la perméabilité peut atteindre les valeurs élevées de 10^{-15} à 10^{-13} m^2 , pour des profondeurs allant jusqu'à 2-3 kilomètres. Ces valeurs élevées s'apparenteraient à des niveaux de fractures ;
3. Les perméabilités déduites de la migration des séismes [Zoback et Hickman, 1982] ou d'autre phénomènes crustaux de grande échelle varient de 10^{-16} à 10^{-14} m^2 , valeurs équivalentes aux niveaux les plus perméables mesurées sur puits.

Coyle et Zoback [1988] ont obtenu des valeurs beaucoup plus faibles pour la perméabilité de roches fracturées, de 10^{-16} à 10^{-18} m^2 , sans doute parce que les mesures ont été effectuées in situ et à grande profondeur. Il reste que, pour les granites, les valeurs obtenues pour les roches fracturées, connectées et perméables, sont toujours de quelques ordres de grandeur supérieures à celles des échantillons sains. En général, on attend une perméabilité de failles fonction de leur longueurs, les plus grandes failles étant les plus perméables [Stone, 1984].

Toutefois, d'autres auteurs ont mesuré la perméabilité des roches aux alentours des grandes failles actives [Morrow et Byerlee, 1988, 1992], et la perméabilité du matériel prélevé à l'intérieur de ces failles [Morrow et al., 1984]. La perméabilité des matériaux argileux prélevés à l'intérieur des failles est très faible et varie de 10^{-22} à 10^{-18} m^2 . Elle paraît contrôlée principalement par la taille des grains. Ces faibles valeurs de perméabilité ont conduit les auteurs à proposer que les lieux préférentiels de circulation des fluides sont les joints et les petites failles tandis que les failles au-delà d'une certaine dimension, seraient plutôt des zones de barrières aux fluides à cause du développement de gouges imperméables. Ceci suggérerait que les grandes failles au déplacement important sont moins perméables que les petites failles de faible déplacement et qui produisent peu de matériel altéré.

Une compilation plus récente [Clauser, 1992], confirme et complète les précédentes compilations (Fig.I.8). Elle montre en particulier que la perméabilité semble augmenter de trois ordres de grandeur de l'échelle du laboratoire à l'échelle du puits. En revanche, elle semble à peu près constante de l'échelle du puits à l'échelle kilométrique. Une étude hydrogéologique détaillée du site de Mirror Lake (U.S.A.) conduit à des conclusions similaires [Hsieh et al., 1994]. Les auteurs comparent les valeurs déduites de tests hydrauliques à l'échelle du puits (échelle métrique), entre puits voisins (échelle hectométrique) et à l'échelle du bassin (échelle kilométrique). A l'échelle du puits, les valeurs obtenues varient de 6 ordres de grandeurs, de 10^{-2} mD à 10^4 mD . La gamme de variation est identique à l'échelle hectométrique ; certaines valeurs sont même supérieures lorsque des groupes de failles très conductrices sont échantillonnées.

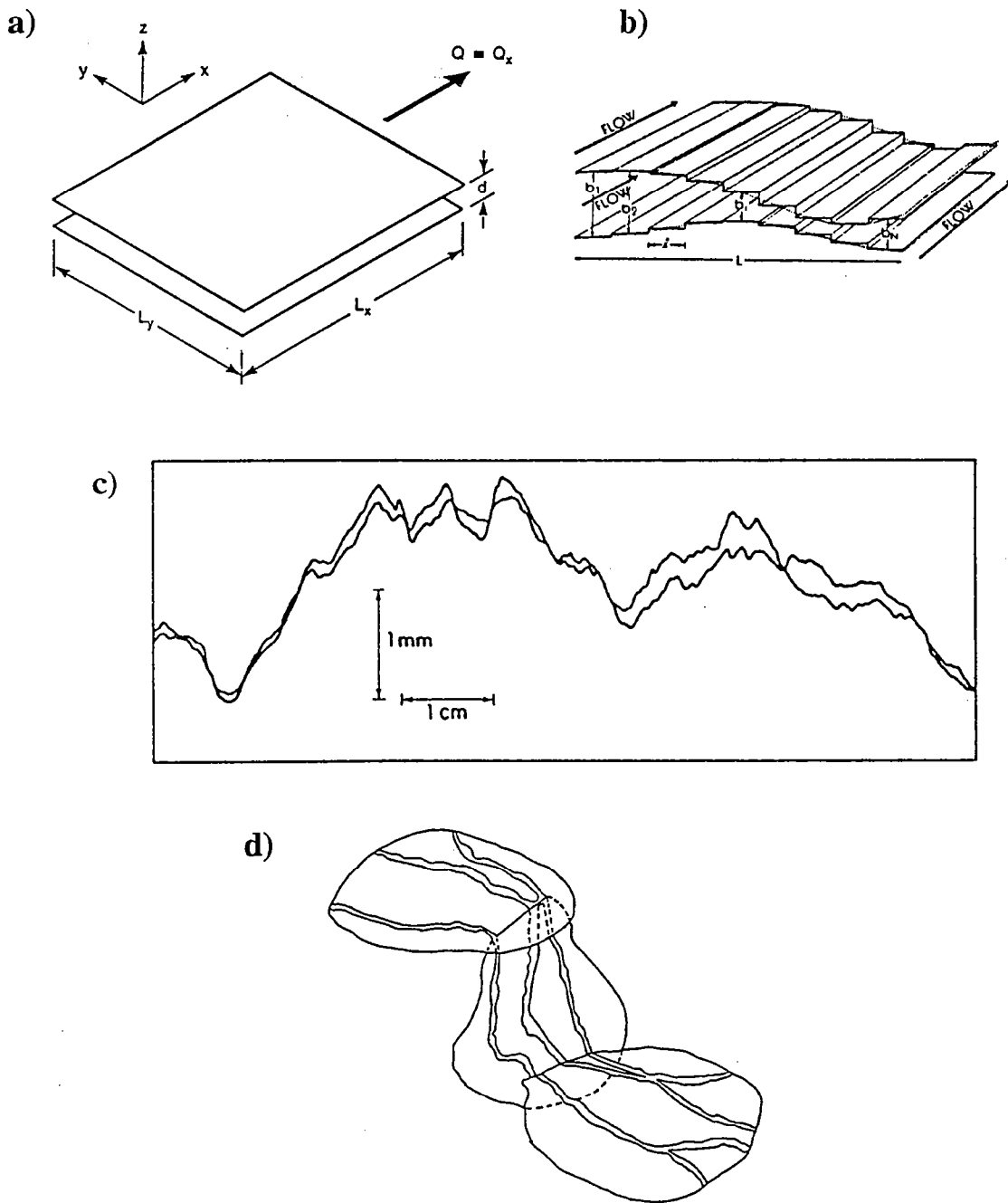


Figure I.9 : a) Modèle de plaque parallèle, figure issue de *Brown* [1987] ; b) Profils de rugosité des surfaces d'une fracture dans un granitique, d'après *Billaux et al.* [1984] ; c) Modèle conceptuel des surfaces d'une fracture, d'après *Neuzil et al.* [1981] ; d) Diagramme schématique d'écoulement en chenaux dans les fractures, d'après *Tsang et Tsang* [1987].

Grâce à un modèle de bassin-versant, ils obtiennent également une valeur de perméabilité à l'échelle kilométrique voisine de 10 mD.

Une telle dépendance de la mesure de perméabilité avec l'échelle de mesure, témoigne de l'hétérogénéité des milieux fracturés. Cette dépendance ne permet pas de définir une perméabilité des milieux fracturés, dans le sens de *Darcy*, qui convient à un milieu homogène. En particulier, il n'est pas possible de définir une valeur représentative d'un coefficient de transport qui puisse être extrapolé à l'échelle macroscopique. Tout au plus, pourra-t-on parler de perméabilité équivalente, dans la mesure où celle-ci permettra d'estimer le coefficient de transport attaché à l'échelle de mesure. Dans les chapitres suivants, nous nous efforcerons d'utiliser le terme de perméabilité équivalente. Ce critère permettra entre autre d'effectuer des comparaisons entre différents réseaux ou à différentes échelles. Dans aucun cas, il ne s'agira de la perméabilité au sens de *Darcy*.

1.1.2.4. __Ecoulement dans une fracture

Afin de réaliser des modèles d'écoulements dans les systèmes de failles, de nombreuses études se sont intéressées dans un premier temps à l'écoulement dans une fracture. Les premiers modèles considéraient que la perméabilité K d'une faille est une fonction de l'ouverture b séparant les deux lèvres de la faille [Snow, 1965 ; Kiraly, 1971] :

$$q = -\frac{wb^3}{12\eta} \frac{\Delta P}{L}$$

où q est le flux de fluide, $\Delta P/L$ est le gradient de pression appliqué sur la fracture, w la largeur de la fracture (dans le plan normal à l'écoulement), et η la viscosité du fluide. Ce modèle suppose que le flux dans la faille est laminaire mais surtout que la fracture peut être modélisée par deux plaques parallèles (Fig.I.9a). La validité de ce modèle a été testée sur des échantillons naturels avec des résultats satisfaisants [Trimmer *et al.*, 1980, Witherspoon *et al.*, 1980].

Pourtant, il s'est avéré, très rapidement, que cette simple loi devait être modifiée pour prendre en compte des ouvertures variables au sein d'une même faille (Fig.I.9c) [Neuzil *et Tracy*, 1981 ; Tsang *et Witherspoon*, 1983 ; Tsang, 1984]. Si ce modèle peut s'appliquer au cas des fractures ouvertes, il n'en est plus de même pour les fractures partiellement fermées. De nouvelles mesures d'ouvertures de fractures sont venues confirmer ces travaux théoriques (Fig.I.9b) [Billaux *et al.*, 1984]. D'autres mesures plus récentes ont confirmé les résultats [Gentier, 1986; Wong *et al.*, 1989; Vickers *et al.*, 1992]. Des expériences de terrains ont aussi montré que le modèle de plaques parallèles n'était sans doute pas adéquat, car il ne prend pas en compte la rugosité des plans de failles [Abelin *et al.*, 1983; 1985; Neretnieks, 1985].

Le rôle de la distribution des ouvertures locales de la fracture sur le fonctionnement hydraulique d'une faille a été abordé par deux approches différentes. La première s'est intéressée à la distribution des zones de circulation des fluides et a montré que les fluides utilisaient des

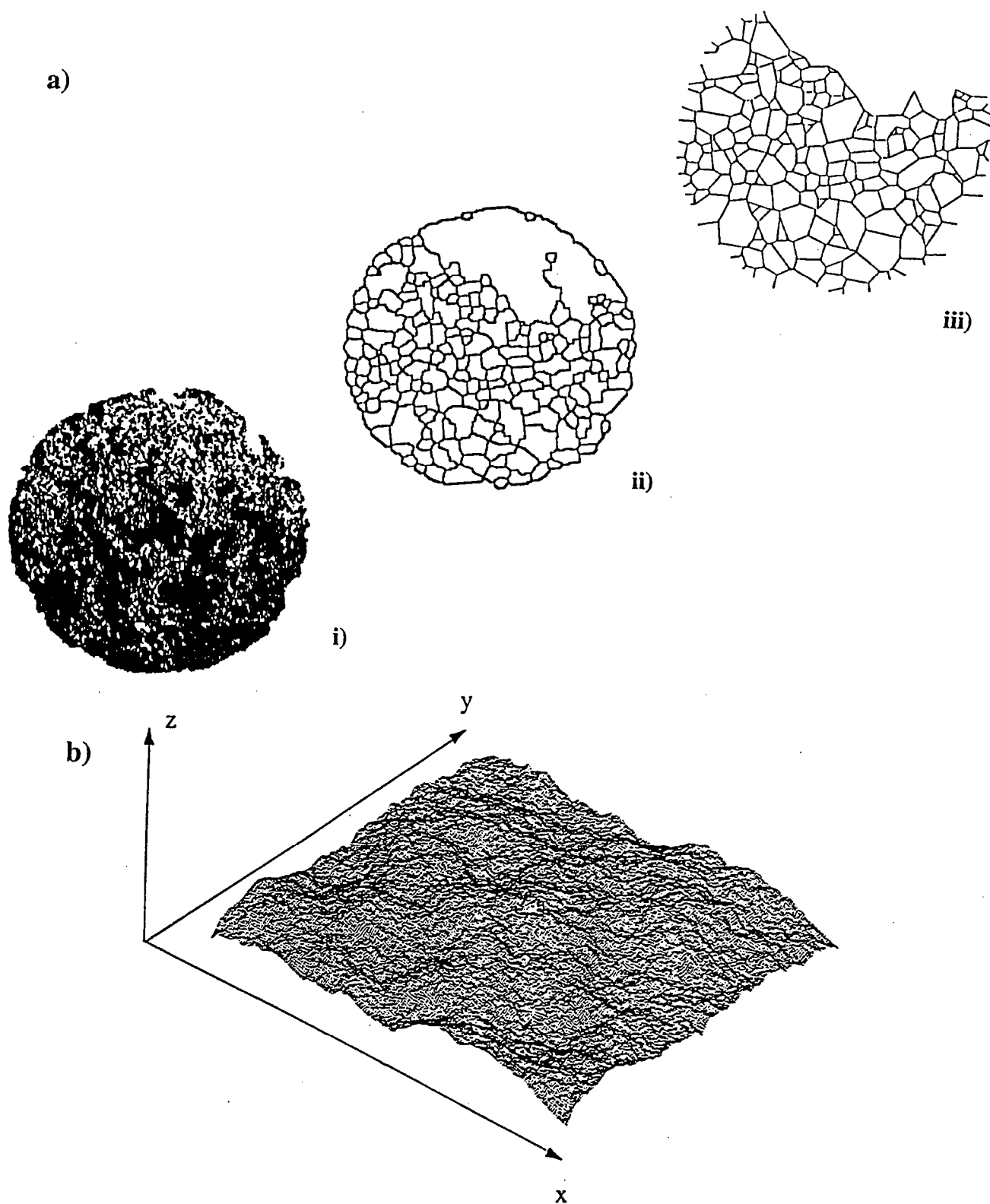


Figure I.10 : a) Représentation d'une fracture par des chenaux linéaires, d'après *Billaux* [1990] : i) image binaire des points de contact et des vides sous contrainte normale ; ii) représentation du squelette connecté ; iii) réseau de liens linéaires après suppression des branches mortes. b) Exemple numérique d'une surface fractale self-affine, d'après *Plouraboué et al.* [1995].

chemins préférentiels qui ne représentent qu'une faible proportion de la surface totale de la faille (Fig.I.10a) [Pyrak-Nolte *et al.*, 1987 ; Billaux, 1990]. A partir de cette observation, un modèle de flux en chenaux à travers les fractures a été développé (Fig.I.9d) [Tsang *et Tsang*, 1987]. Ce concept a été utilisé avec un certain succès pour modéliser l'hétérogénéité des circulations de fluides dans une fracture [Moreno *et al.*, 1988 ; 1990]. La deuxième approche est basée sur la rugosité des plans de failles. Les auteurs proposent, et argumentent, un modèle self-similaire pour décrire la rugosité du plan de faille (Fig.I.10b) [Brown *et al.*, 1986 ; Brown, 1987 ; Power *et Tullis*, 1991]. Les simulations effectuées, à partir de ce modèle, montrent aussi des circulations de fluide très hétérogènes [Brown, 1987 ; 1989 ; Thompson, 1991]. Cette deuxième approche s'est trouvée confortée par de nombreuses mesures expérimentales qui ont montrées que la surface des failles répondait au modèle fractal, avec un exposant qui semble universel [Schmittbuhl *et al.*, 1993 ; Plouraboué *et al.*, 1995]. Malheureusement, si la géométrie des surfaces de fractures commence à être bien décrite, il paraît encore difficile de relier les coefficients d'écoulement à la géométrie de la fracture. Par ailleurs, d'autres paramètres, comme l'état de contrainte, sont susceptibles de modifier considérablement la géométrie de l'écoulement, ce qui rend difficile toute généralisation.

1.1.2.5. __Dépendance avec la pression et la température

La pression et de la température jouent un rôle non négligeable sur les propriétés hydrauliques des milieux fracturés. En général on observe une diminution des mesures de perméabilités en fonction de la profondeur de mesure⁴ (Fig.I.11a). Cette diminution semble surtout prononcée dans les 100 premiers mètres [Kiraly, 1975 ; Lee *et Farmer*, 1993]. Plusieurs effets peuvent concourir à cet effet : i) la pression lithostatique tend à diminuer l'ouverture des fractures, qui deviennent moins conductrices en profondeur, ii) la densité de fractures diminue avec la profondeur (de nombreuses fractures en surface sont dues à un effet de décompression, au moins dans les dix premiers mètres de profondeur).

Certaines études se sont intéressées d'un point de vue expérimental ou numérique, à la variation de la perméabilité en fonction de la pression, mais, pour l'essentiel, elles restent limitées au cas des microfissures [voir revue de Gueguen *et al.*, 1996]. A l'aide de modèles statistiques, Gavrilenko *et Gueguen* [1989] ont montré en particulier que la perméabilité diminuait fortement avec les premiers incréments de pression, suite à la fermeture des fissures (Fig.I.11b). Lorsque la pression augmente plus fortement, la diminution de perméabilité est moins importante en raison de la surface rugueuse des cracks qui ne permet pas leur fermeture complète.

⁴ Bien que les valeurs de conductivités hydrauliques diminuent de manière globale avec la profondeur, on peut se demander si la dispersion des données ne reste pas constante avec la profondeur...

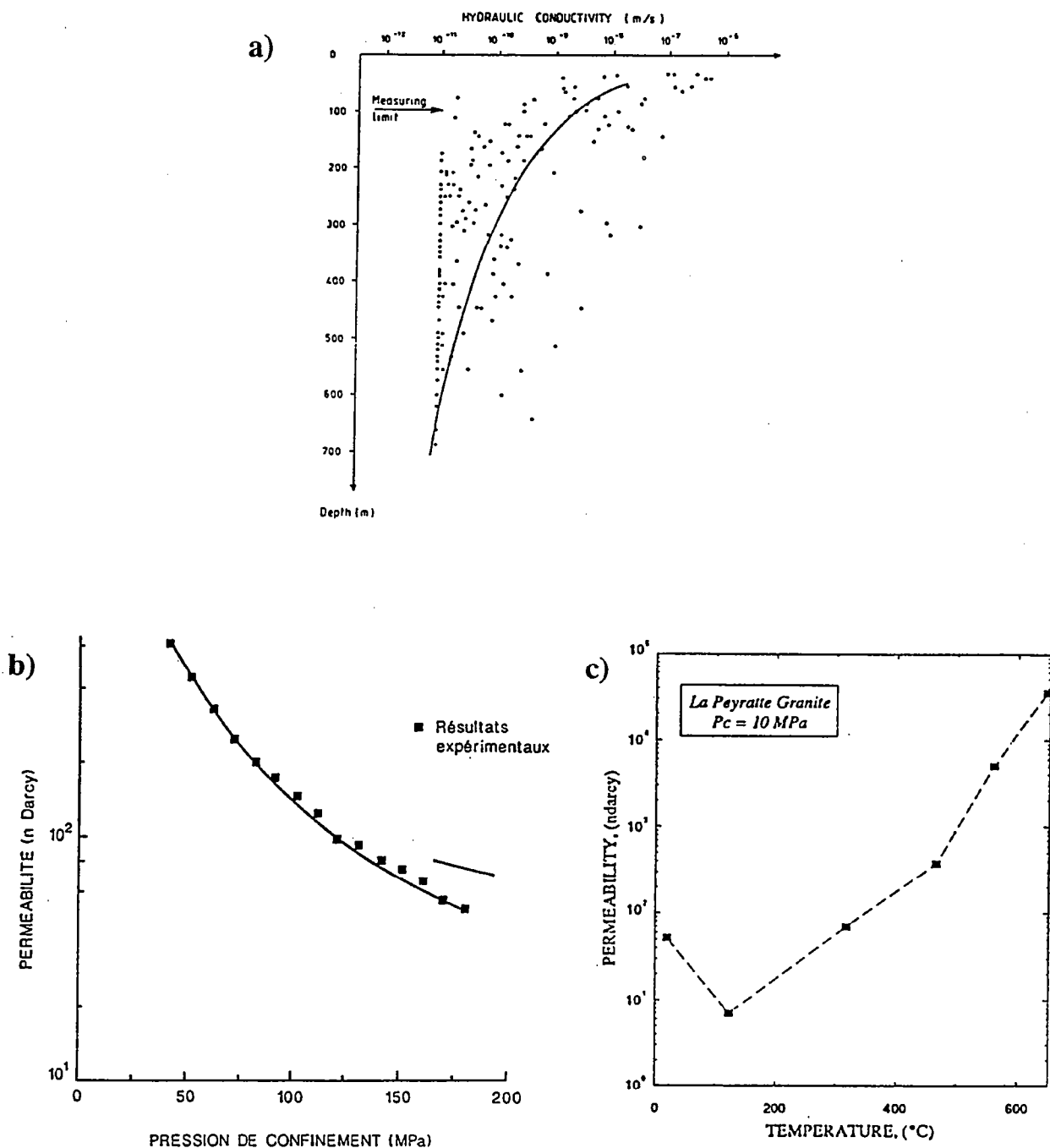


Figure I.11 : a) Corrélation entre la profondeur et la conductivité hydraulique, d'après *Neretnieks* [1993] ; b) Variations de la perméabilité avec la pression de confinement dans le cas d'une porosité de fissures. Les points de mesures sont issues de *Bernabé* [1986] (granite de Chelmsford et granite de Barre) et la courbe en trait plein correspond à une modélisation de *Gavrilenko et Guéguen* [1989]. c) Variations de la perméabilité en fonction de la température de chauffage, échantillon sec, d'après *Darot et al.* [1992].

La comparaison avec les résultats expérimentaux fournit d'excellents résultats, à l'inverse des modèles qui ne prennent pas en compte la rugosité de surface des cracks.

De nouvelles techniques expérimentales sont développées, notamment pour caractériser les variations de perméabilités d'une fracture d'échelle métrique en fonction de la contrainte appliquée (*Gentier, Cornet*, communications personnelles). Cependant, le protocole expérimental est difficile à mettre en place, et ne permet pour le moment que des études limitées à l'échelle de la fracture. Les contraintes en place sont également fortement suspectées d'influencer l'anisotropie de conductivité d'un système de failles, certaines directions de fractures étant plus conductrices [voir *Cornet* 1989]. La prise en compte d'un tel paramètre paraît toutefois difficile à réaliser tant que certaines caractéristiques géométriques importantes des réseaux de failles, tels la connectivité, les ouvertures et la distribution spatiale des failles, ne seront pas correctement décrits.

Les effets de la température sont encore moins bien contraints à l'échelle du système de failles. Les expériences de laboratoires ont été essentiellement menées sur des échantillons de laboratoire, chauffés à sec, puis refroidis [*Darot et al.*, 1992]. La perméabilité, mesurée après le retour de l'échantillon à sa température initiale, diminue puis augmente fortement de 2 ou 3 ordres de grandeurs en fonction de la température de chauffage (Fig.I.11c). Ces variations résultent de changements microstructuraux dus à l'expansion des minéraux. L'expansion des minéraux tend à refermer les vides dans un premier temps, ce qui explique la diminution de perméabilité. A plus forte température, l'expansion différentielle des minéraux et les gradients de températures locaux, conduisent à une augmentation de la fissuration. Cette microfissuration thermique est responsable de l'augmentation de perméabilité [*Darot et al.*, 1992 ; *Gueguen et al.*, 1996]. Toutefois, à l'aide d'un modèle combinant la thermoporoélasticité à la mécanique des roches, *Le Ravalec et Gueguen* [1994] ont montré que l'augmentation de perméabilité était sans doute limitée. Pour des températures élevées, la propagation des cracks tend à augmenter leur longueur sans augmenter leur ouverture, ce qui les rends plus sensibles aux effets de pression, et conduit à une diminution de la perméabilité [*Le Ravalec et Guéguen*, 1994].

Les processus de dissolution-recristallisation, qui sont contrôlés par les gradients de température, de pression et de contraintes déviatoriques [*Guéguen et Palciauskas*, 1992], conduisent également à une cimentation progressive de la roche. On a obtenu, par exemple, des perméabilités de fissures cicatrisées (10^{-19} à 10^{-22} m², Cajon Pass [*Morrow et Byerlee*, 1992]) aussi faibles que le matériau granitique sain. La cinétique de ces processus est encore mal connue et dépend des conditions physico-chimiques des fluides et minéraux en place [*Gratier*, 1986]. L'évolution temporelle des perméabilités de failles reste un problème entier. Il existe d'autres phénomènes transitoires, rapides à l'échelle des temps géologiques, qui affectent fortement les perméabilités de fractures. On peut citer la propagation de séismes, qui peuvent induire des perméabilités de fractures élevées [*Zoback et Hickman*, 1982; *Costain et al.*, 1987]. Longtemps

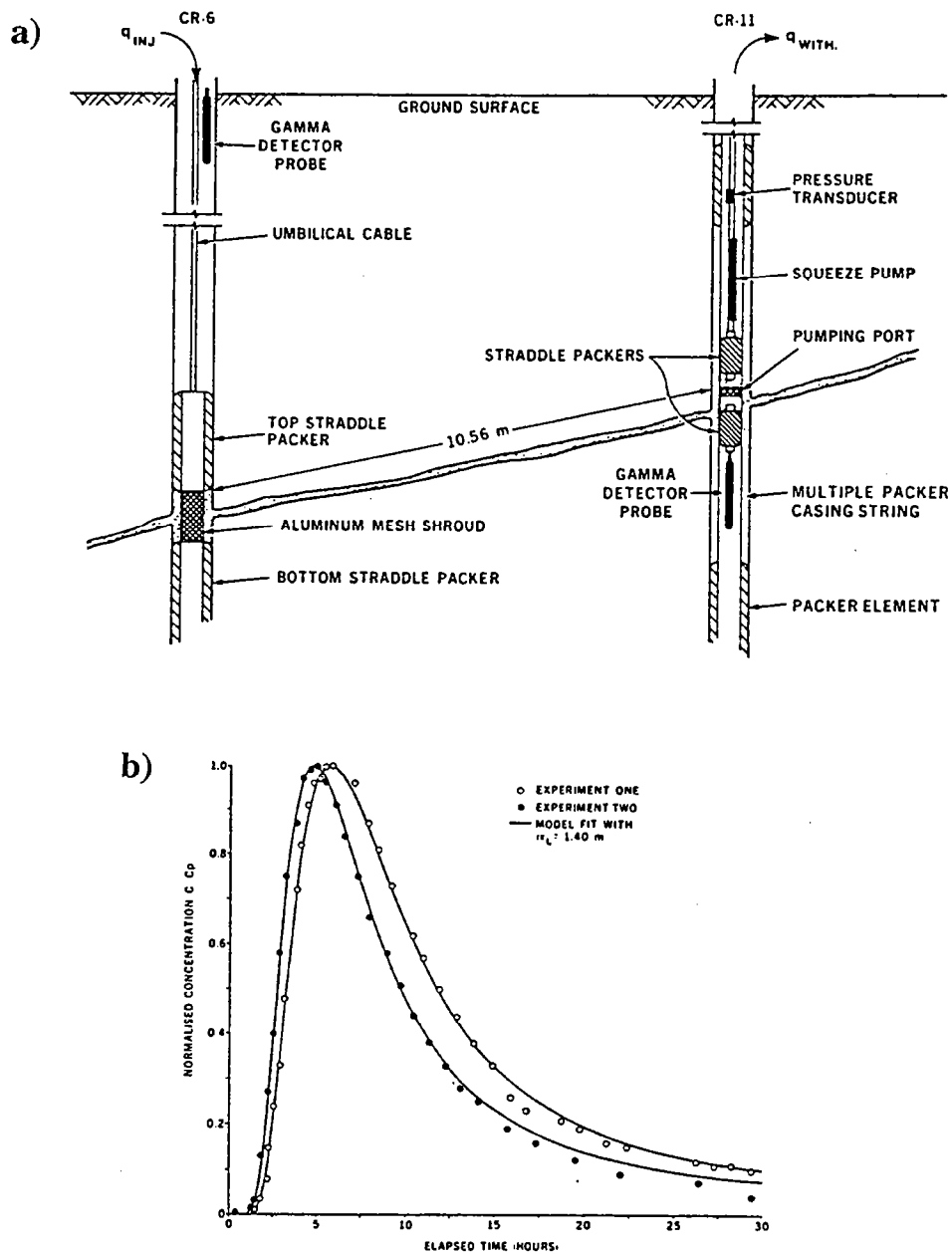


Figure I.12 : Dispersion à l'intérieur d'une fracture unique, d'après Nowakowski [1985] : a) diagramme schématique du protocole expérimental ; b) comparaison des résultats du modèle avec les données expérimentales (points). Les valeurs sont normalisées par la concentration au pic

négligée, l'importance des circulations de fluides dans la mécanique des séismes est actuellement remis au goût du jour [Rice, 1992 ; Sibson, 1992].

1.1.2.6. *Propriétés de dispersion*

La complexité géométrique des milieux fracturés ne se limite pas à l'écoulement des fluides, mais intervient également dans les processus de dispersion. La dispersion hydrodynamique traite des phénomènes de mélange de deux fluides miscibles dont les contrastes de viscosité et de densité sont faibles. La dispersion dans les milieux géologiques est un processus très important, car il concerne les phénomènes de pollutions, la migration de polluants, l'intrusion de sel dans les aquifères etc..⁵. Notre but à travers ce paragraphe n'est pas de fournir une description exhaustive de ce processus, qui ne sera que très peu abordé au cours de la thèse, mais de fournir au lecteur, un aperçu des problèmes liés à la caractérisation de ce phénomène.

La dispersion hydrodynamique résulte de deux processus de mélange : i) la diffusion moléculaire ; ii) la dispersion cinématique ou convective. Le deuxième processus de mélange apparaît dès que le champ de vitesse n'est plus uniforme, suite aux conditions limites, à la morphologie du milieu ou encore aux interactions physico-chimiques avec la surface de la phase solide. Lorsqu'une concentration de particules est injectée en un point d'un système soumis à un champ de vitesse non uniforme, les particules, des traceurs dans tous les cas, des polluants dans certains cas, ne vont pas arriver ensemble en un autre point. Par exemple, la distribution des temps d'arrivée en un plan perpendiculaire à l'écoulement principal sera large, et peut se caractériser par un pic d'arrivée et une queue de distribution. Cette courbe de dispersion est fréquemment utilisée pour remonter aux paramètres hydrodynamiques du milieu.

Les propriétés de dispersion des milieux fracturés nécessitent la compréhension du phénomène à plusieurs stades : i) à l'intérieur de la fracture où l'irrégularité des surfaces de fractures conduisent à une forte dispersion ; ii) aux intersections de fractures où les hypothèses de mélange sont très importantes ; iii) à l'échelle du réseau de failles où les mécanismes de dispersion vont dépendre du degré de connectivité et du champ de vitesse. A notre connaissance, il n'existe pas de modèle qui puisse intégrer une telle complexité, pour des raisons théoriques et à cause des temps de calculs nécessaires.

La dispersion à l'échelle de la fracture a été abondamment étudiée, d'un point de vue numérique, ou expérimental [Neretnieks, 1980, 1993 ; Nowakowski *et al.*, 1985 ; Raven *et al.*, 1988 ; Moreno *et al.*, 1988 Birgersson *et al.*, 1993 ; Nowakowski *et Lapcevic*, 1994 ; Tsang, 1995]. Ces différentes études ont tenté de mieux comprendre les échanges entre les fractures et la matrice rocheuse, et d'établir des bases d'interprétation des données. Le principe expérimental était en général assez simple, des traceurs étaient injectés dans une fracture à partir d'un puits et

⁵ Et accessoirement, les processus de mélange dans la tasse de café...

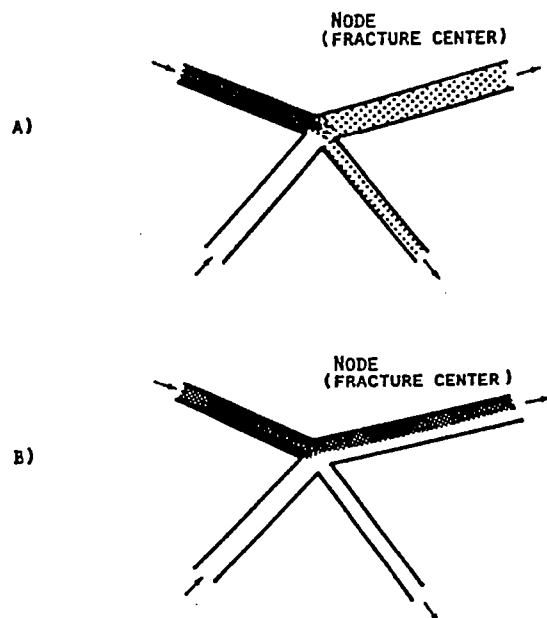


Figure I.13 : Dispersion aux intersections de fractures, d'après *Cacas et al.* [1989] : a) hypothèse de mélange complet ; b) hypothèse sans mélange aux intersections de fractures.

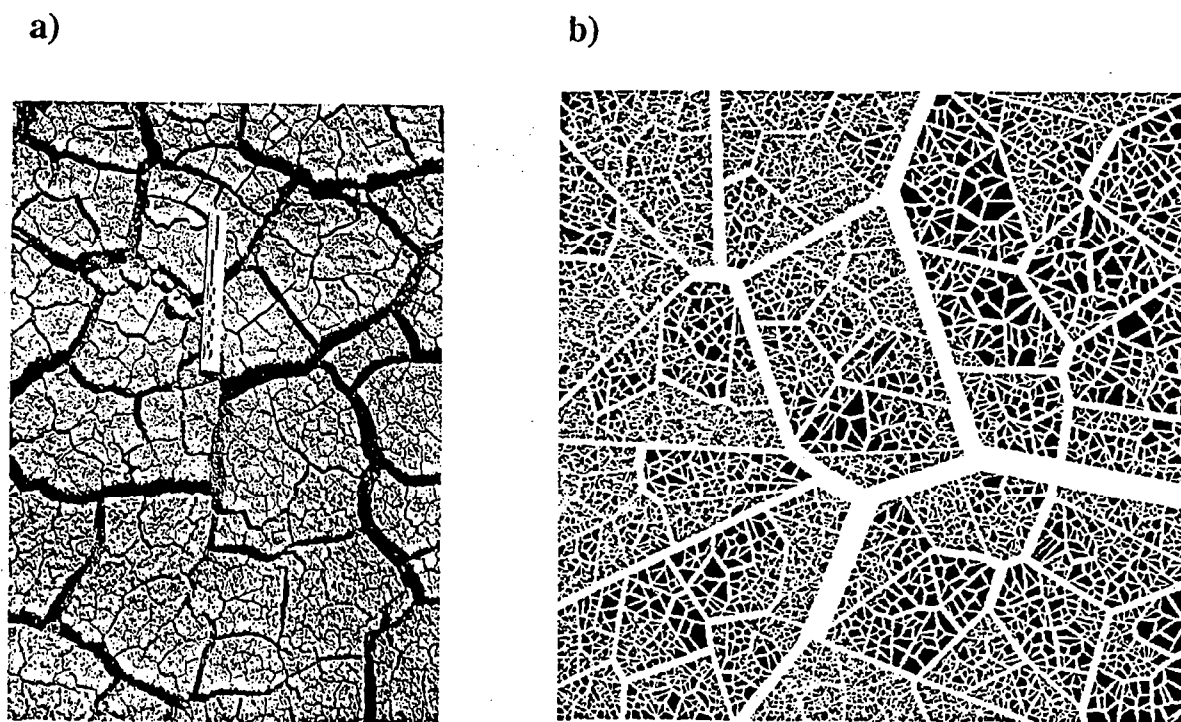


Figure I.14 : a) Surface d'un sol desséché, b) Modèle fractal de sol. D'après *Perrier et al.* [1995].

recupérés (si tout se passait bien!) dans un autre puits peu distant du premier (Fig.I.12a). Un exemple typique de courbe de concentration est donné dans la Fig.I.12b. Les données sont ensuite interprétées à l'aide d'un modèle basé sur l'équation de diffusion-convection [Sahimi, 1995] dans laquelle un certain nombre de paramètres sont calibrés (Fig.I.12b). Malheureusement, bien que ces modèles, analytiques ou numériques, aient été complexifiés pour rendre compte des nombreux paramètres entrant en jeu, leur application semble limitée au cas par cas. En fait, il s'avère difficile de reproduire avec le même jeu de paramètres, différentes données obtenues sur le même site mais dans des conditions différentes, ce qui est une fois de plus révélateur de l'hétérogénéité du milieu.

Le problème de la dispersion aux intersections de fractures a été abordé dans un premier temps en considérant des comportements extrêmes : soit un mélange complet, soit aucun mélange (Fig.I.13). En fait il apparaît qu'un continuum de situations entre ces deux extrêmes peut être rencontré selon les champs de vitesses locaux et la géométrie des fractures. Berkowitz *et al.* [1994] proposent notamment de calculer le nombre de *Peclet* local⁶ pour déduire les conditions de mélange à chaque intersection de fractures.

A l'échelle du réseau de failles, l'approche a été simplifiée en utilisant des chenaux représentant les propriétés effectives des fractures. Quelques modèles ont tenté de reproduire en partie les données obtenues à l'échelle d'un site [Cacas *et al.*, 1990b]. La plupart des modèles réalisés ont plutôt essayé d'étudier les propriétés de dispersion des milieux fracturés d'un point de vue théorique en supposant un réseau de fractures discrètes, et une distribution d'ouvertures, d'orientation et de longueurs de fractures [Smith *et Schwartz*, 1984 ; 1993 ; Hull *et al.*, 1987]. Généralement l'écoulement est résolu dans un premier temps, et les propriétés de dispersion sont calculées en utilisant la technique des marcheurs aléatoires. Dans la plupart des cas, les paramètres qui influencent le plus les propriétés de dispersion sont l'orientation des fractures par rapport à la direction globale de l'écoulement, la densité de fractures, et la distribution des ouvertures de fractures.

Les problèmes liés à l'échelle de mesure sont encore largement incompris. Des compilations de données mesurées à différentes échelles ont également été établies, mais leur interprétation est encore largement débattue [Neumann, 1990 ; Gelhar *et al.*, 1992 ; Dagan, 1994]. Dans le cas de milieux fracturés, il existe peu d'attendus théoriques, hormis le développement de Ross [1986] qui considère l'éventualité d'une distribution fractale des réseaux de failles.

⁶ $Pe = vr/D$, où v est la vitesse moyenne du fluide à l'intersection de la fracture, r le rayon de la l'intersection de la fracture considérée, et D le coefficient de diffusion.

1.1.2.7. __Autres domaines d'application

Parmi d'autres domaines où la compréhension des écoulements dans les milieux fracturés demeure insuffisante, on peut citer le cas des écoulements pluri-phasiques dont l'intérêt économique n'est pourtant pas négligeable. Les phénomènes d'écoulement pluri-phasique sont particulièrement complexes et dépendent d'un grand nombre de facteurs, dont les forces gravitaires, de capillarité, de viscosité, de leur tension de surface, de la morphologie des pores ou des fractures, de la géométrie du réseau de fractures, de sa connectivité etc.. [Sahimi, 1995]. Les études ont essentiellement été effectuées dans les milieux poreux. Bien que les réservoirs pétroliers soient fréquemment fracturés et que l'écoulement soit biphasique voire triphasique (eau, huile, gaz) (Fig.I.14); très peu d'applications ont porté sur les milieux fracturés, hormis quelques études de cas simples décrivant la migration secondaire des huiles à travers une faille [Watts, 1987 ; Du Rouchet, 1981]. La littérature pétrolière s'est surtout intéressée au modèle à double-porosité [Kazemi et al., 1993], dont nous reparlerons. Ce type de modèle néglige la géométrie complexe des réseaux de failles et ne permet pas de prendre en compte sa connectivité. Toutefois, bien que ce problème paraisse en amont des préoccupations actuelles, qui se limitent à la compréhension de l'écoulement monophasique, un regain d'intérêt s'est manifesté par un certain nombre d'études, tant expérimentales [Pyrak-Nolte et al., 1992 ; Kueper, 1994 ; Nicholl et al., 1994] que numériques [Mukhopadhyaya et Sahimi, 1992]. Ces applications semblent pour le moment limitées à la compréhension des phénomènes d'écoulement biphasique à l'intérieur d'une fracture. Comme le souligne Sahimi [1995], ce champ de recherche reste d'une manière générale très peu développé.

Les écoulements en milieux fracturés ne concernent pas uniquement les domaines souterrains saturés en fluides. En particulier, les sols, dont la compréhension des caractéristiques hydrodynamiques est aussi très importante pour établir des bilans à l'échelle du bassin versant, sont également des milieux parfois fracturés (Fig.I.14a). La fracturation des sols est essentiellement due à un processus de dessiccation. L'écoulement dans de tels milieux dépend de nombreux paramètres, dont la déformabilité du milieu, sa teneur en eau, les forces capillaires et bien sûr les caractéristiques structurales du milieu. Dans ce domaine aussi, les nouvelles voies de recherche tentent d'établir un lien entre les caractéristiques hydrodynamiques et les caractéristiques géométriques du milieu, notamment par le biais d'une hiérarchisation des structures géométriques (Fig.I.14b) [Rieu et Sposito, 1991 ; Perrier, 1995]. Bien que la problématique soit différente de celle des milieux fracturés de plus grande profondeur, des caractéristiques communes importantes existent, telle la nécessité d'intégrer des structures de dimensions très variables.

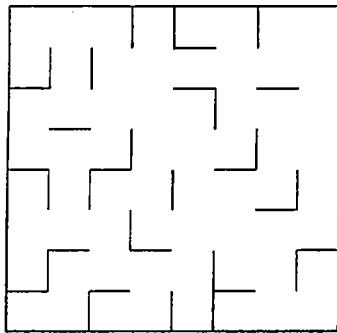
I.2. ____ LES APPROCHES DEVELOPPEES

La revue du chapitre précédent n'est certes pas exhaustive, car les milieux fracturés impliquent de nombreuses situations. Toutefois, elle a permis à la fois d'illustrer le champ d'applications et de passer en revue les principaux paramètres dont dépendait l'écoulement. Il est clair que les milieux fracturés sont des milieux très hétérogènes, que l'on considère un réseau de failles, ou une fracture. La modélisation (et donc la prédiction) des transferts de fluides dans les milieux fracturés va donc d'abord poser le problème de l'intégration de ces hétérogénéités dans les modèles. Pour tenter de résoudre cette question plusieurs approches ont été proposées simultanément. Elles reposent toutes sur des modèles géométriques de failles qui définissent les observables pertinents. Dans un cas, il s'agira de l'espacement des failles, dans un autre cas, de la distribution statistique des paramètres géométriques (orientation, densité, longueur) etc.. La théorie des milieux effectifs et la théorie de la percolation fournissent un cadre théorique au passage de propriétés locales à des propriétés globales des milieux hétérogènes. Les deux paragraphes suivants décrivent les principes de ces deux théories.

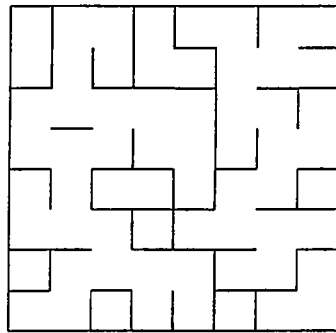
I.2.1. La théorie des milieux effectifs

L'approche la plus naturelle pour modéliser un système hétérogène est de rechercher le système homogène le plus proche. Tout le problème est de relier les propriétés de ce milieu équivalent aux caractéristiques géométriques et hydrauliques du milieu naturel hétérogène. Dans la théorie des milieux effectifs [Kirpatrick, 1973], on a poussé à l'extrême cette approche en supposant que le rôle de chaque hétérogénéité peut se décrire par l'interaction entre l'hétérogénéité et un milieu effectif homogène. Le principe général est d'introduire successivement, dans un milieu de perméabilité uniforme, des hétérogénéités correspondant à une distribution statistique donnée. A chaque étape, on calcule la nouvelle perméabilité effective en minimisant l'interaction de l'hétérogénéité introduite et du milieu homogène. La perméabilité globale du milieu effectif sera la valeur de la perméabilité obtenue après l'introduction de toutes les hétérogénéités de la distribution. Cela nécessite la connaissance des valeurs locales de conductivités hydrauliques. De plus, il doit y avoir absence de corrélations spatiales entre les éléments conducteurs, puisqu'ils sont introduits indépendamment les uns des autres. Ce n'est pas toujours le cas, en particulier dans les milieux faiblement connectés, où la position d'un élément peut être critique pour assurer l'écoulement à l'échelle du système. Dans le cas des failles, leur large distribution de tailles peut également introduire des corrélations sur de grandes distances. Par ailleurs, la théorie des milieux effectifs ne permet pas de prédire correctement les propriétés hydrauliques du milieu lorsque les distributions de conductances sont fortement contrastées, comme le cas de distributions exponentielles décroissantes [David et al., 1990]. A ce titre, Belfield et Sovich ont obtenu des

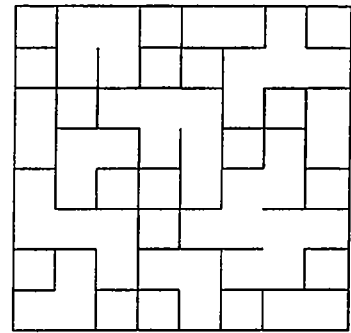
a)



$p=0.3$

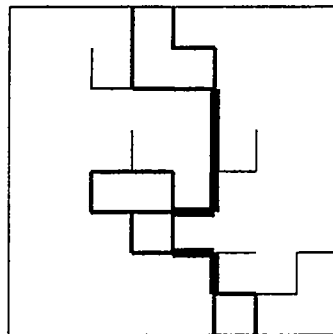


$p=0.5$



$p=0.7$

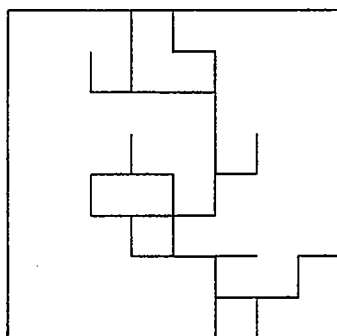
b)



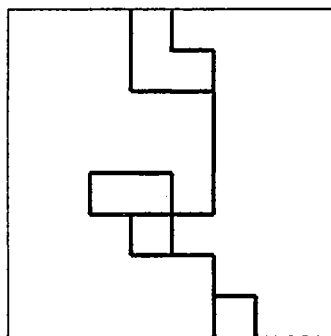
— liens rouges
— blobs
— bras morts

c)

Amas percolant



backbone
(épine dorsale)



liens rouges

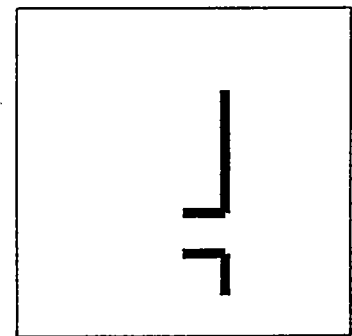


Figure I.15 : a) percolation de liens sur un réseau carré pour différentes probabilités d'occupation. Le seuil de percolation est atteint pour $p \sim 0.5$; b) représentation des différents types de liens dans l'amas percolant, c) Amas percolant, backbone et liens rouges.

distributions d'ouvertures de fractures qui suivent des lois de puissance qu'il paraît difficile de concilier avec cette approche.

1.2.2. La théorie de la percolation

La théorie de la percolation s'applique aux milieux où l'écoulement est concentré dans un certain nombre d'éléments dispersés dans une matrice imperméable. Cette théorie à base statistique, relie les propriétés physiques moyennes du système, la connectivité, la perméabilité, etc..., à une propriété géométrique simple, comme, par exemple, la densité d'éléments. Ainsi *Broadbent* et *Hammersley* ont introduit pour la première fois cette théorie pour étudier la circulation de l'air dans un filtre de masque à gaz [*Broadbent et Hammersley*, 1958]. Selon le pourcentage de canaux bouchés dans le masque à gaz, l'air s'arrête de circuler. La notion de seuil, passage entre l'état connecté du réseau et celui déconnecté pour lequel l'air ne circule plus, est centrale dans la théorie de la percolation. Au voisinage de ce seuil, il n'est plus possible de décrire le système par un milieu effectif car les longueurs de corrélation des fluctuations deviennent infiniment grandes. Tout l'intérêt de la théorie de la percolation est de permettre de décrire certaines propriétés du réseau, telle que la conductivité de l'amas infini, au voisinage du seuil de percolation, lorsque l'hétérogénéité du système est maximale. Cette théorie a rencontré un franc succès pour modéliser les écoulements de fluide, la propagation des incendies de forêts, des épidémies, et surtout la modélisation des transitions de phases critiques [*Stauffer et Aharony*, 1992].

1.2.2.1. Description de la théorie de la percolation

Imaginons un réseau carré de liens, dont la densité d'occupation varie⁷. Soit p la probabilité qu'un site soit occupé et $1-p$, la probabilité qu'il soit vacant. Si p est trop faible, le système est composé de petits amas, constitués d'un seul ou plusieurs liens (Fig.I.15a). Lorsque p augmente, la taille moyenne des amas va croître. Le seuil de percolation est atteint lorsqu'il existe un chemin continu de liens qui permettent de passer d'un bord à l'autre du système. Statistiquement, ce seuil correspond à une probabilité critique, p_c . Le chemin continu est appelé *amas percolant* (Fig.I.15c).

Dans l'amas percolant, tous les liens n'ont pas la même importance (Fig.I.15b). Les liens qui ne participent pas à l'écoulement sont appelés *bras morts* ("dead ends"). Ils se greffent sur l'*épine dorsale* de l'amas (le "backbone"). Chaque lien du backbone a au moins deux chemins indépendants pour rejoindre les limites du système. À l'intérieur du backbone on distingue

⁷ Le lecteur en mal d'imagination, pourra se référer au cas du chauffeur de taxi new-yorkais qui essayait désespérément de trouver un chemin pour éviter les embouteillages !

Tableau I.1 Valeurs des seuils de percolation pour différents réseaux réguliers, d'après *Stauffer et Aharony* [1992] :

	carré	triangulaire	cubique simple	cubique centré	Cubique faces centrées
Seuil de percolation	0.50000	0.34729	0.2488	0.1803	0.119

Tableau I.2 Valeurs de différents exposants de la théorie de la percolation en 2 et 3D, d'après *Stauffer et Aharony* [1992] :

	D	D_{Back}	β	ν	μ
$d=2$	91/48	1.6	5/36	4/3	1.30
$d=3$	2.53	1.74	0.41	0.88	2.0

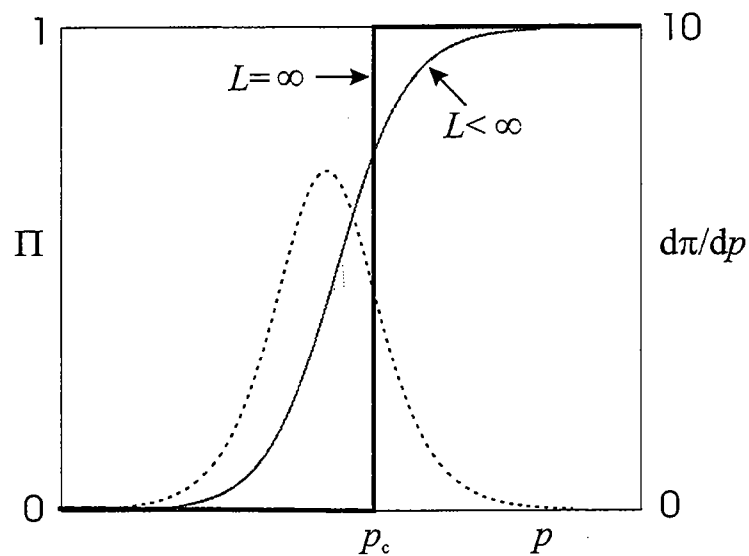


Figure 1.16 : Effets de tailles-finies (modifié d'après *Stauffer et Aharony* [1992]) : diagramme schématisant l'évolution de la probabilité Π d'avoir un amas qui traverse entièrement le système selon la taille L du système. La courbe en pointillés correspond à $d\Pi/dp$; la largeur du pic varie selon $L^{1/\nu}$.

également les parties où l'écoulement est en parallèle, les "*blobs*", des parties où l'écoulement est en série, les *liens rouges*. Sans les liens rouges, le réseau redevient déconnecté. Ces liens sont donc particulièrement importants, puisqu'ils concentrent l'écoulement et contrôlent les coefficients de transports du système. Lorsque p augmente suffisamment ($p > p_c$), il existe de nombreux chemins possibles pour traverser le système (il n'existe plus de liens rouges), on retrouve les caractéristiques d'un milieu homogène.

Tout l'intérêt de la théorie de la percolation est de décrire les propriétés physiques du système au voisinage du seuil, et de proposer des relations simples qui les relient à la géométrie du système. La plupart des quantités ou propriétés physiques, s'exprime sous la forme d'une loi de puissance du type $(p - p_c)^x$, où $(p - p_c)$ représente l'éloignement au seuil de percolation. L'exposant x est dit universel car il ne dépend que de la dimension euclidienne du système et non pas de détails locaux comme la forme géométrique des éléments constitutifs, ou la nature des connections. Cette propriété d'universalité est très importante puisqu'elle permet d'appliquer la théorie de la percolation à une très large classe de problèmes physiques différents. Autrement dit, le comportement d'une propriété physique ne dépend pas des détails géométriques du système, mais seulement de propriétés très globales, à savoir l'éloignement au seuil de percolation, et la dimension euclidienne du système.

En revanche, le seuil de percolation n'est pas universel et dépend de la géométrie des éléments constitutifs du système. Ainsi pour un réseau de liens carrés, p_c égal 0.5, tandis que la probabilité critique au seuil de percolation est égal à ~ 0.34 dans le cas d'un réseau de liens triangulaires (Tableau I.1). En toute rigueur, p_c n'est établi que pour une taille de système infinie. Dans ce cas, la probabilité de connection est égale à 1 lorsque $p > p_c$ et à 0 lorsque $p < p_c$. Les applications de la théorie de la percolations aux systèmes physiques naturels sont bien évidemment restreintes à des systèmes de taille finies. Dans ce cas, au lieu d'observer un seuil très abrupt entre un état déconnecté et un état connecté, la transition de percolation s'élargit. La probabilité de connexion évolue de manière sigmoïde en fonction de la probabilité d'occupation p (Fig.I.16a). Certaines configurations seront connectées même pour $p < p_c$. Ces effets de tailles finies sont bien connus et se décrivent comme

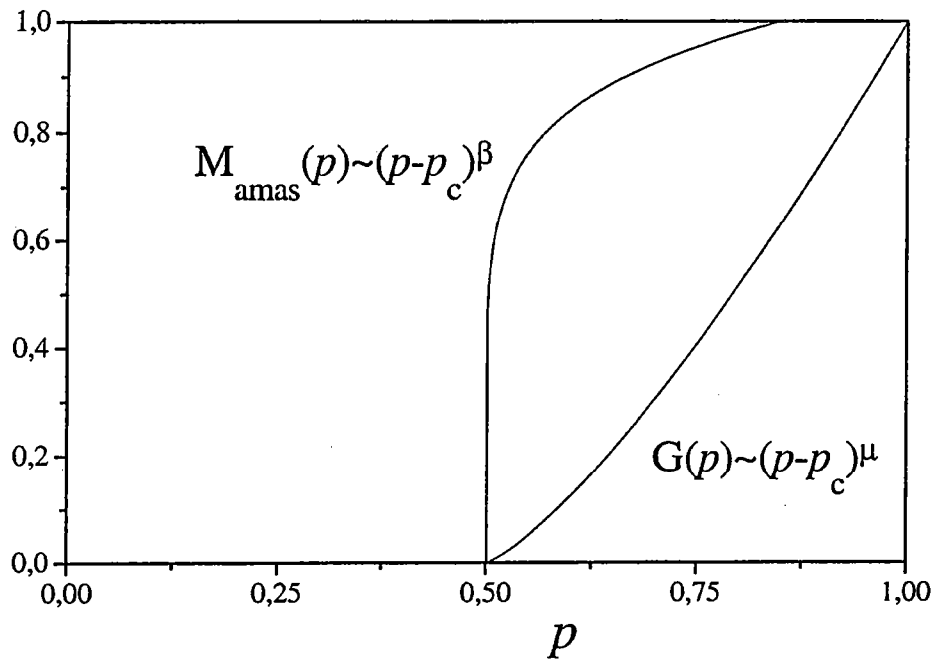
$$\Delta \sim L^{-1/\nu} \quad (1)$$

où Δ est l'écart-type associée à l'erreur de mesure du seuil de percolation pour une taille de système, L [Stauffer et Aharony, 1992]. De même, on a

$$p_c(L) - p_c^\infty \sim L^{-1/\nu}$$

où $p_c(L)$ est la valeur moyenne du seuil de percolation pour une taille finie de système L . Ce résultat s'interprète en introduisant la longueur de corrélation ξ , qui représente la taille maximum des amas. ξ est également appelé longueur de connectivité. En dessous du seuil de percolation, ξ sera contrôlée par la taille des plus grands amas. Au seuil de percolation, la longueur de corrélation diverge et devient comparable à la taille du système L . Au-dessus du seuil de

a)



b)

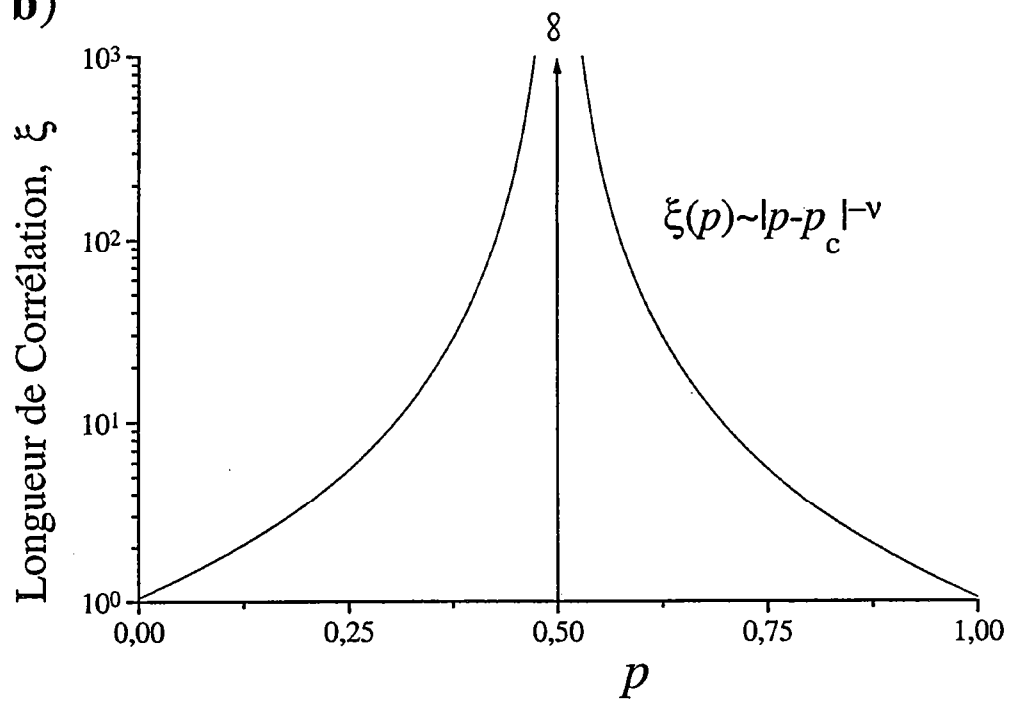


Figure I.17 : a) Variations de la probabilité d'appartenir à l'amas percolant (P_{amas}) et de la conductivité effective, G , selon la probabilité d'occupation p ; b) Variations de la longueur de corrélation selon la probabilité d'occupation p .

percolation, ξ est contrôlée par la taille des plus grands amas hormis l'amas percolant. Pour $p > p_c$, ξ représente en quelque sorte la taille des « trous » (ou des vides) à l'intérieur de l'amas percolant. De manière générale, ξ se comporte comme

$$\xi(p) \sim |p - p_c|^{-\nu} \text{ (Fig.I.17b).}$$

Proche du seuil de percolation, ξ devient comparable à L , ce qui conduit à l'expression ().

De manière similaire, un certain nombre d'autres lois s'appliquent parmi lesquelles :

$$P(p) \sim (p - p_c)^\beta$$

$$K(p) \sim (p - p_c)^t$$

où P est la proportion de liens qui appartiennent à l'amas infini, et K la conductivité du système. β et t sont leurs exposants respectifs (Tableau I.2). Notons que la variation de la conductivité du système n'évolue pas de la même manière que la proportion de liens appartenant à l'amas percolant (Fig.I.17a). En effet, au voisinage du seuil, l'augmentation de p se traduit surtout par une augmentation du nombre de bras morts qui ne contribuent pas à l'écoulement. Ce n'est que lorsque les liens rouges vont disparaître et que le nombre de chemins indépendants va croître, que la conductivité du système augmente de manière significative.

La divergence de la longueur de corrélation proche du seuil de percolation, entraîne l'absence de toute échelle caractéristique, hormis la taille du système, L , et la taille des éléments constitutifs, ξ_0 . Cette absence d'échelle caractéristique se traduit par une géométrie fractale de l'amas percolant et du backbone telle que:

$$M(L) \sim L^D$$

$$M_B(L) \sim L^{D_B}$$

$$M_{sc}(L) \sim L^{D_r}$$

où M est la masse de l'amas infini, M_B , la masse du backbone et M_{lr} , la masse des liens rouges. Les différentes valeurs des exposants critiques sont donnés dans le tableau 1. Au-dessus du seuil de percolation, ξ est inférieure à L , ce qui se traduit de manière générale par

$$K(L, \xi) \sim L^{-\nu} \text{ et } M(L, \xi) \sim L^D \text{ si } L \ll \xi$$

$$K(L, \xi) \sim \xi^{-\nu} \text{ et } M(L, \xi) \sim \xi^D \text{ si } L \gg \xi$$

Lorsque $\xi < L$ (c'est à dire lorsque $p > p_c$), les lois d'échelles ne sont valides que pour des tailles inférieures à ξ (Fig.I.18).

Les applications de la théorie de la percolation ne se limitent pas aux exemples précédents, mais permet aussi de décrire de nombreux autres processus, comme, entre autres, la diffusion dans les milieux mal connectés. A ce titre, le lecteur intéressé pourra consulter le livre de *Stauffer et Aharony* [1992], concernant la théorie de la percolation, ou le livre de *Sahimi* [1994], à propos de ses applications.

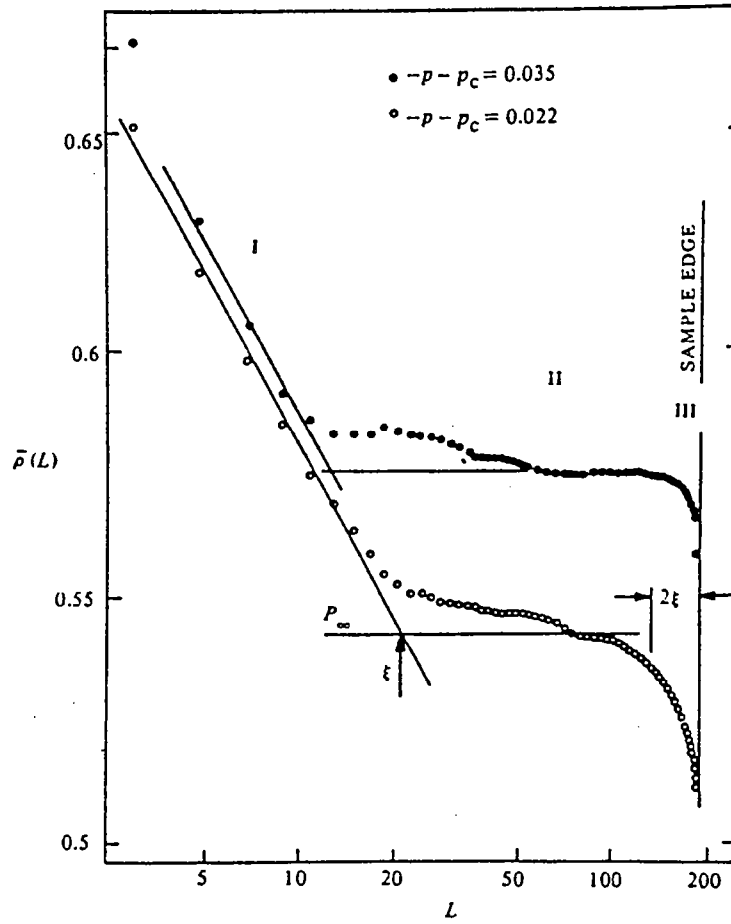


Fig. 16. Density of sites which are connected to a point on the largest percolating cluster on a square lattice, at $p - p_c = 0.035$ (solid circles) and $p - p_c = 0.022$ (open circles), within a box of size L around an occupied site. The slope for $L < \xi$ is $D - d = -0.1$, and the plateau for $L > \xi$ is $P(p)$. From Kapitulnik *et al.* (1984).

Figure I.18 : Structure de l'amas percolant pour $p > p_c$, d'après Stauffer et Aharony [1992].

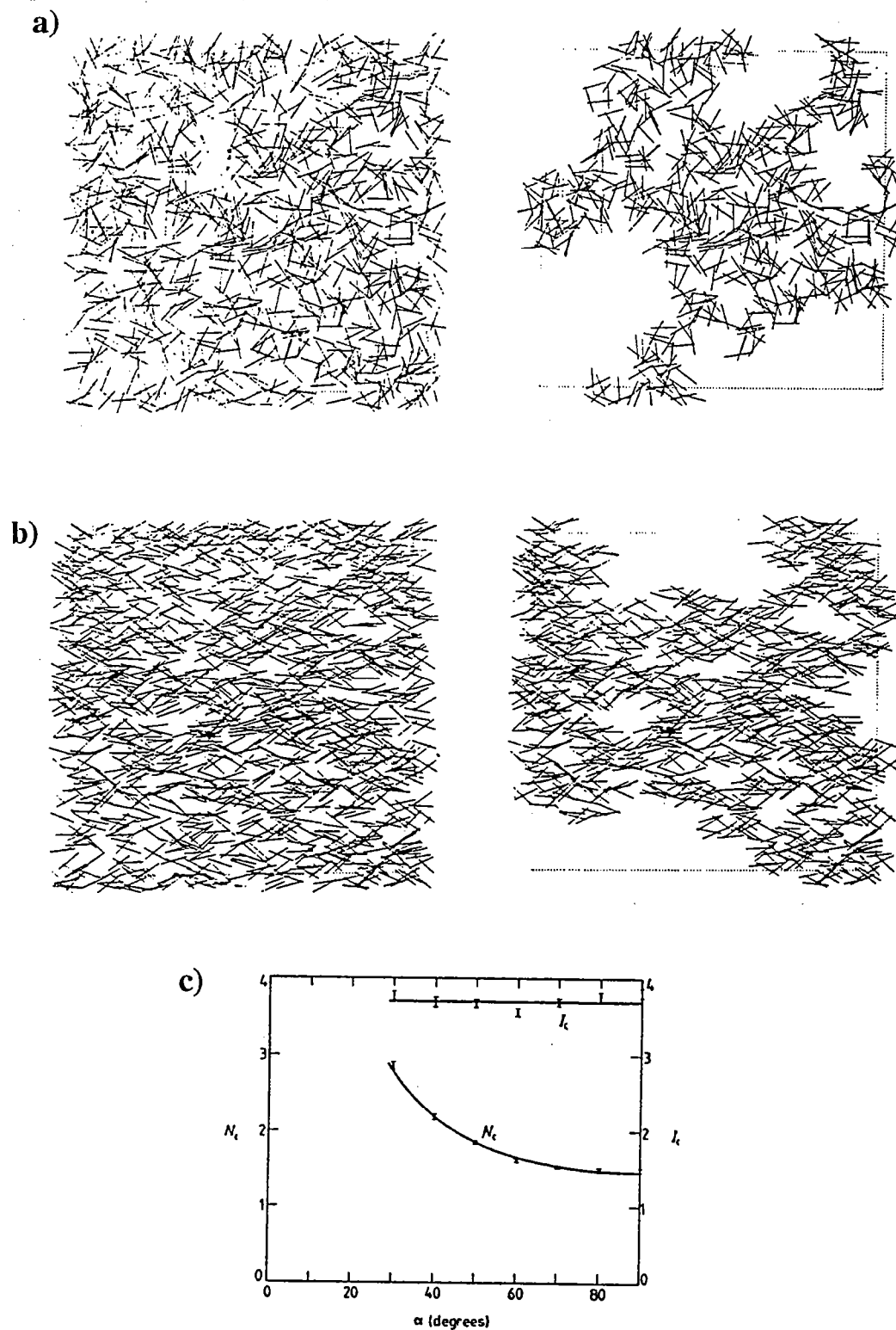


Figure 1.19 : Exemples de réseaux de fractures au seuil de percolation, d'après Robinson [1983] : a) réseau total et amas percolant pour une distribution uniforme d'orientations entre -90 et 90° ; b) réseau total et amas percolant pour une distribution uniforme d'orientations entre -45 et 45° ; c) variations du nombre moyen d'intersections par fracture, I_c , et de la densité de fracture, N_c , en fonction de la gamme d'orientations possible.

1.2.2.2. — Applications aux milieux fracturés

Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'utilisation de cette théorie pour modéliser les phénomènes de transport dans les milieux fracturés [voir la récente revue de *Berkowitz et Balberg*, 1993] ou le livre de *Sahimi*, [1995]. En introduisant de manière aléatoire un certain nombre de fractures, plusieurs auteurs ont pu tester l'influence de la densité de fracturation, le rôle des distributions d'ouverture, des spectres de longueurs de failles, des variations d'orientation des failles etc.. (Fig.I.19a) [*Robinson*, 1983 ; 1984 ; *Englman et al.*, 1983 ; *Charlaix et al.*, 1984 ; 1987]. Un des premiers enjeux a été d'établir un critère de percolation. Pour un système bidimensionnel de fractures de longueur l , le paramètre de percolation est défini par le produit adimensionnel :

$$p = \frac{Nl^2}{L^2}$$

où N est le nombre de fractures, et L , la taille du système. Plus les fractures sont grandes, moins le nombre de fractures nécessaires pour atteindre le seuil de percolation est élevé. Pour des systèmes infiniment grands, dans le cas d'une distribution uniforme d'orientations de fractures, le seuil de percolation obtenu selon les notions d'aires exclues⁸ [*Balberg et al.*, 1984], ou grâce à des réalisations numériques [*Robinson*, 1983 ; 1984], est très voisin de 5.6. Ceci confirme les premiers résultats de *Pike et Seager* [1974]. Toutefois, *Robinson* [1983 ; 1984] montre que dans le cas d'une distribution d'orientations non-uniforme, le bon invariant est le nombre moyen d'intersections par élément qui est voisin de 3.6 en 2 dimensions (Fig.I.19c).

Un deuxième enjeu a été d'établir la validité des exposants de la théorie de la percolation. Pour cela, différents exposants ont été mesurés, comme l'exposant ν de la longueur de corrélation [*Robinson*, 1984 ; *Wilke et al.*, 1985], la dimension fractale de l'amas percolant [*Balberg*, 1986], ou encore l'exposant t de la conductivité [*Balberg*, 1986 ; *Balberg et al.*, 1991]. Toutes ces études montrent l'applicabilité de la théorie de la percolation aux systèmes de fractures (Fig.I.20). D'autres études en 3 dimensions, basées sur une forme de fracture en disque, ou en plan, ont confirmé les résultats obtenus en 2D [*Robinson*, 1984 ; *Wilke et al.*, 1985].

Toutes ces études ont eu le grand mérite de montrer que la théorie de la percolation pouvait s'appliquer à l'étude des transferts de fluide par les réseaux de failles. Sur cette base théorique, il a été possible de relier les propriétés hydrologiques macroscopiques des réseaux de fractures à leur caractéristiques géométriques [*Dienes*, 1982 ; *Englmann et al.*, 1983 ; *Gueguen et al.*, 1986 ; *Gueguen and Dienes*, 1989 ; *Balberg et al.*, 1991 ; *Hestir et Long*, 1990]. Ces prédictions ont pu numériquement être vérifiées sur des distributions statistiques de lignes conductrices.

⁸ L'aire exclue (ou le volume exclu) est définie comme l'aire (ou le volume) entourant une fracture à l'intérieur de laquelle ne peut pénétrer une autre fracture sans qu'il y ait intersection. Il s'agit bien sûr d'un paramètre moyen qui est défini pour une distribution d'orientations.

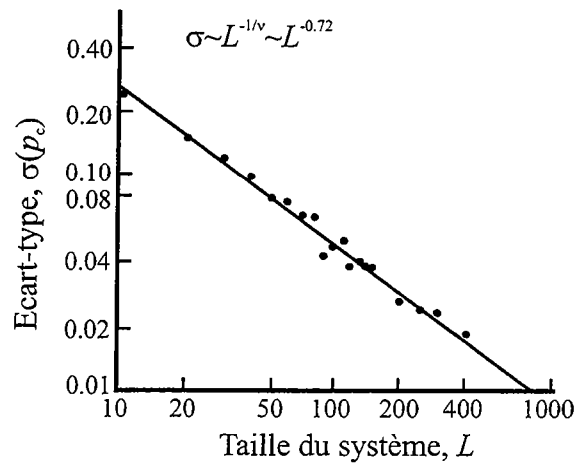


Figure I.20 : Variations de l'écart-type associé à la densité critique de fractures au seuil de percolation, en fonction de la taille du système (la taille des fractures est fixée à 2 unités, modifié d'après *Robinson* [1984]). La pente de la courbe fournit un exposant $1/v$ égal à 0.722, en très bon accord avec la théorie de la percolation qui prédit $3/4$.

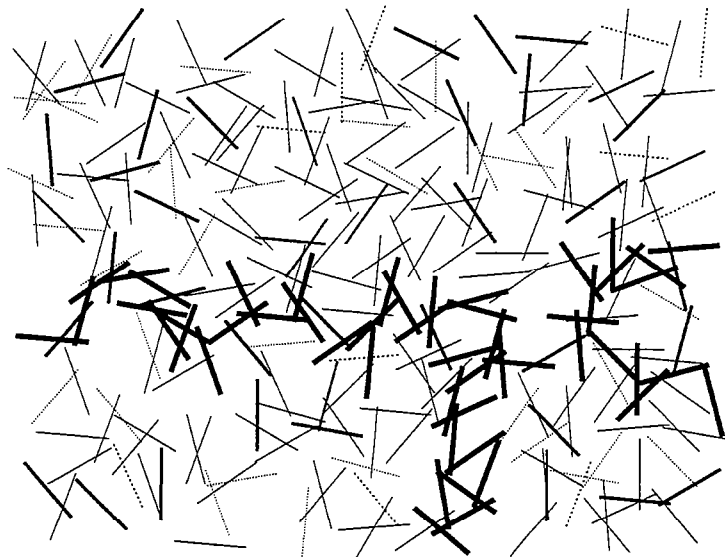


Figure I.21 : Illustration schématique du cas d'un réseau de fractures bien connectées ayant une large distribution d'ouvertures. L'écoulement principal aurait lieu dans un sous-réseau de fractures très conductrices (traits épais), proche du seuil de percolation, modifié d'après *Charlaix et al.* [1987].

Charlaix et al. [1987] ont étendu cette approche en étudiant les propriétés de percolation d'un réseau de fractures ayant une large distribution d'ouvertures. Ils montrent que même dans le cas d'un réseau bien connecté, on peut définir un sous-réseau critique constitué d'éléments très conducteurs qui va contrôler les coefficients de transport du milieu (Fig.I.21). Les autres éléments contribuent surtout à l'augmentation de la connectivité, mais ne vont pas augmenter considérablement la conductivité du milieu car ils sont nettement moins conducteurs. Bien qu'un système puisse être largement au-dessus du seuil de percolation, si la distribution d'ouvertures est suffisamment large, il est possible de se rapprocher d'un système voisin du seuil en ne considérant qu'un sous-réseau critique constitué des éléments les plus conducteurs. Une approche similaire a été introduite avec succès par *Katz et Thompson* [1987] pour traiter les phénomènes d'écoulement en milieu poreux. Toutefois, ces études demeurent assez théoriques et aucune application directe à des réseaux de failles naturels n'a jamais été réalisée à notre connaissance⁹.

1.2.2.3. Limites à l'utilisation de la théorie de la percolation

Certaines hypothèses, formulées sur la distribution spatiale des éléments, leur distribution de tailles, et sur la nature imperméable du milieu, pourraient constituer une limitation majeure de l'application de ces résultats aux réseaux naturels de failles. Toutes les lois statistiques au voisinage du seuil de percolation ont été obtenues en supposant une distribution aléatoire des fractures, c'est à dire en supposant une croissance indépendante des individus. Or, les études sur la mécanique de la croissance de fractures ont montré que les failles étaient spatialement corrélées. Ce résultat n'est pas étonnant en soi puisque des phénomènes comme la concentration des contraintes aux extrémités des failles entraînent une probabilité plus élevée de nucléation au voisinage des failles préexistantes [*Segall et Pollard*, 1980]. Cette organisation générale des failles entre elles est d'ailleurs bien connue des géologues, qui en déduisent des informations nécessaires à la compréhension de l'histoire tectonique. Cette corrélation spatiale, inhérente au processus de croissance des fractures, a en particulier comme conséquence importante d'abaisser le seuil de percolation de ces systèmes [*Reuschlé*, 1992].

Par ailleurs, l'application de la théorie de la percolation suppose que la taille des éléments constitutifs du réseau est très inférieure à la taille du système. Or les réseaux de failles présentent des distributions de longueurs de failles très large. Certaines études ont tenté de prendre en compte cette large distribution de longueurs [*Charlaix et al.*, 1984 ; *Hestir et Long*, 1990 ; *Berkowitz*, 1995 ; *Watanabe et Takahashi*, 1995], mais de nombreuses questions subsistent, ne serait-ce que dans la détermination précise du seuil de percolation en 3 dimensions [*Baudet et al.*, 1985 ; *Guyon et al.*, 1989].

⁹ Un domaine d'application voisin traite de la conductivité de réseaux bidimensionnels de fibres.

Enfin, la théorie de la percolation suppose que seuls les éléments constitutifs sont conducteurs, le milieu étant imperméable¹⁰. Les milieux géologiques sont pourtant toujours perméables et connectés. Il existe toujours une certaine perméabilité de micro-fractures, ou de pores aux joints de grains minéralogiques. L'éventuelle application de la théorie de la percolation s'adresse surtout aux milieux géologiques dont la matrice est très peu perméable, tels les granites ou les argiles¹¹ [Brace, 1984]. Dans ce cas, le contraste entre les coefficients de transport de la matrice et des fractures est tel que l'on peut considérer la matrice comme imperméable. Cela revient à pousser à l'extrême l'analyse de Charlaix et al. [1987] et à ne considérer que les liens les plus conducteurs.

1.2.3. Les modèles à double porosité

Les premiers modèles simulaient les milieux fracturés de manière continue en utilisant des porosités différentes pour représenter les deux milieux : la matrice et les fractures [Barenblatt et al, 1960 ; Warren and Root, 1963]. Dans ces modèles à double-porosité, la matrice avait une porosité élevée et une perméabilité faible tandis que les fractures avaient une faible porosité et une perméabilité élevée (Fig.I.22a). L'écoulement a lieu dans les deux milieux séparément, et les échanges ont lieu aux interfaces. Les écoulements sont régis par les équations classiques des milieux continus [Sahimi, 1995]. Un exemple idéalisé d'un tel modèle est donné par Warren and Root [1963] (Fig.I.22b). Ces modèles font intervenir deux volumes représentatifs élémentaires, l'un pour la matrice, l'autre pour les fractures. Si l'on veut caractériser le comportement du système par un seul V.E.R., il est nécessaire de moyenner le comportement pour une échelle qui contient de nombreux blocs de matrices et de nombreuses fractures. Ces modèles ont été améliorés jusqu'à contenir plusieurs porosités et perméabilités (*multi-porosity models*) [Kazemi et al., 1969 ; Moench, 1984 ; Bai et al., 1993].

Bien que ces modèles aient contribué à améliorer nos connaissances sur les phénomènes d'écoulement dans les milieux fracturés, ils présentent de nombreux inconvénients et ne paraissent appropriés que dans quelques cas précis tel que celui d'un réseau uniforme de fractures bien connectées et dont la distribution d'ouvertures est étroite. Ces modèles ne peuvent en effet prendre en compte les caractéristiques géométriques complexes des réseaux de failles qui se traduisent parfois par une faible connectivité. Ils reposent sur l'existence d'un V.E.R. pour les fractures, qui reste dans bien des cas hypothétique. Ils ne peuvent reproduire les effets de seuil.

¹⁰ ou éventuellement l'inverse !

¹¹ Cette théorie peut cependant être aussi appliquée dans les bassins sédimentaires, où les failles peuvent éventuellement agir comme des barrières à l'écoulement. Dans ce cas le milieu est considéré comme conducteur, et les éléments comme isolants.

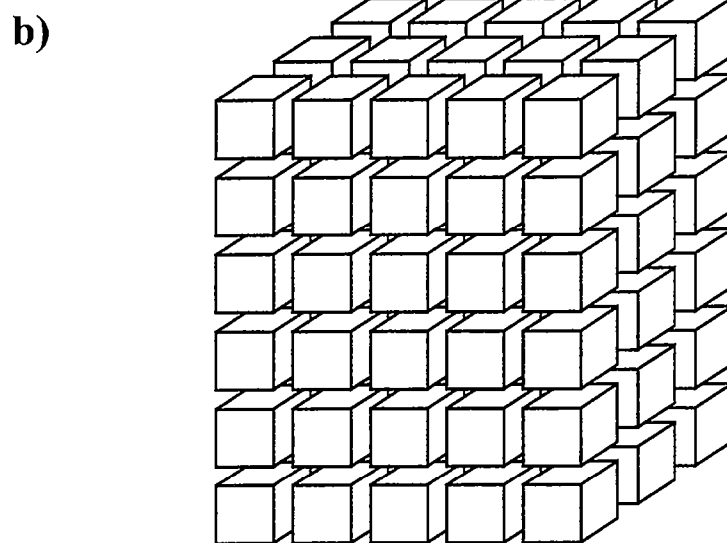
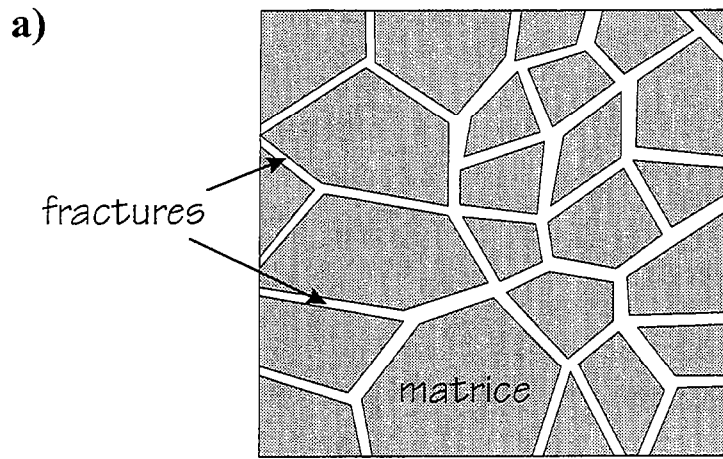


Figure I.22 : Modèle à double porosité : a) schéma conceptuel d'un réservoir fracturé, b) modèle idéalisé de *Warren and Root* [1963], les blocs représentent la matrice rocheuse.

Par ailleurs, ces modèles se révèlent incapables de reproduire de manière adéquate les mesures à petites échelles. Il est donc vite apparu la nécessité d'utiliser des modèles de fractures discrètes.

1.2.4. Les modèles à fractures discrètes déterministes

Les premiers modèles à fractures discrètes étaient déterministes ; les fractures étaient représentées par des plaques parallèles d'extension infinies dont l'espacement était constant [Snow, 1965 ; Snow, 1969]. Ces modèles ont eu l'avantage d'offrir des solutions analytiques et permettaient de tester l'influence de l'espacement des fractures, ou encore de mesurer l'anisotropie du système en fonction de l'orientation des différentes familles de fractures. Pour les mêmes raisons que les modèles continus, ils ne sont malheureusement pas appropriés à la plupart des milieux fracturés.

1.2.5. Les modèles à fractures discrètes statistiques

Les modèles à fractures discrètes reposent sur une approche probabiliste qui consiste à substituer à la notion d'intégration spatiale des propriétés du milieu, utilisée dans la définition de V.E.R., la notion, beaucoup plus riche, de moyenne d'ensemble prise sur l'ensemble des "réalisations" possibles du milieu. Cette approche, dite stochastique, repose sur la notion de milieux "aléatoire" développée par Matheron [1967]. Elle est justifiée par notre connaissance partielle du milieu. Afin de pallier à cette méconnaissance, on considère que les propriétés du milieu en un point peuvent être définies comme des variables aléatoires, dont les variations dans l'espace seront étudiées grâce à des fonctions aléatoires (voir de Marsily, [1984; 1986] pour une discussion plus approfondie). L'intérêt de cette approche probabiliste est d'utiliser des fonctions continues et différentiables caractérisant les propriétés locales, qui peuvent être intégrés mathématiquement dans l'espace. Nous reviendrons dans la troisième partie de ce chapitre sur les hypothèses fondamentales de cette approche.

Dans le cas des milieux fracturés, elle a été utilisée afin de reproduire les résultats d'essais hydrologiques à partir (i) de la géométrie du réseau de failles et (ii) d'hypothèses sur leurs conductivités hydrauliques. Cette approche a beaucoup progressé à la suite des travaux des compagnies pétrolières et des grandes expériences de terrains effectuées, par exemple, en Suède (Stripa, Aspö), au Canada ou en France (site de Fanay-Augères), qui ont fourni les premières données suffisamment complètes pour une telle modélisation.

L'une des premières innovatrices dans ce domaine a été Jane Long [Long et al. 1982, Long 1983, Long et Witherspoon 1985]. Son premier modèle numérique a été construit pour générer des réseaux de failles en deux dimensions et mesurer la perméabilité du réseau en appliquant un différentiel de pression de part et d'autre du système (Fig.I.23). Ce modèle a tout d'abord servi de

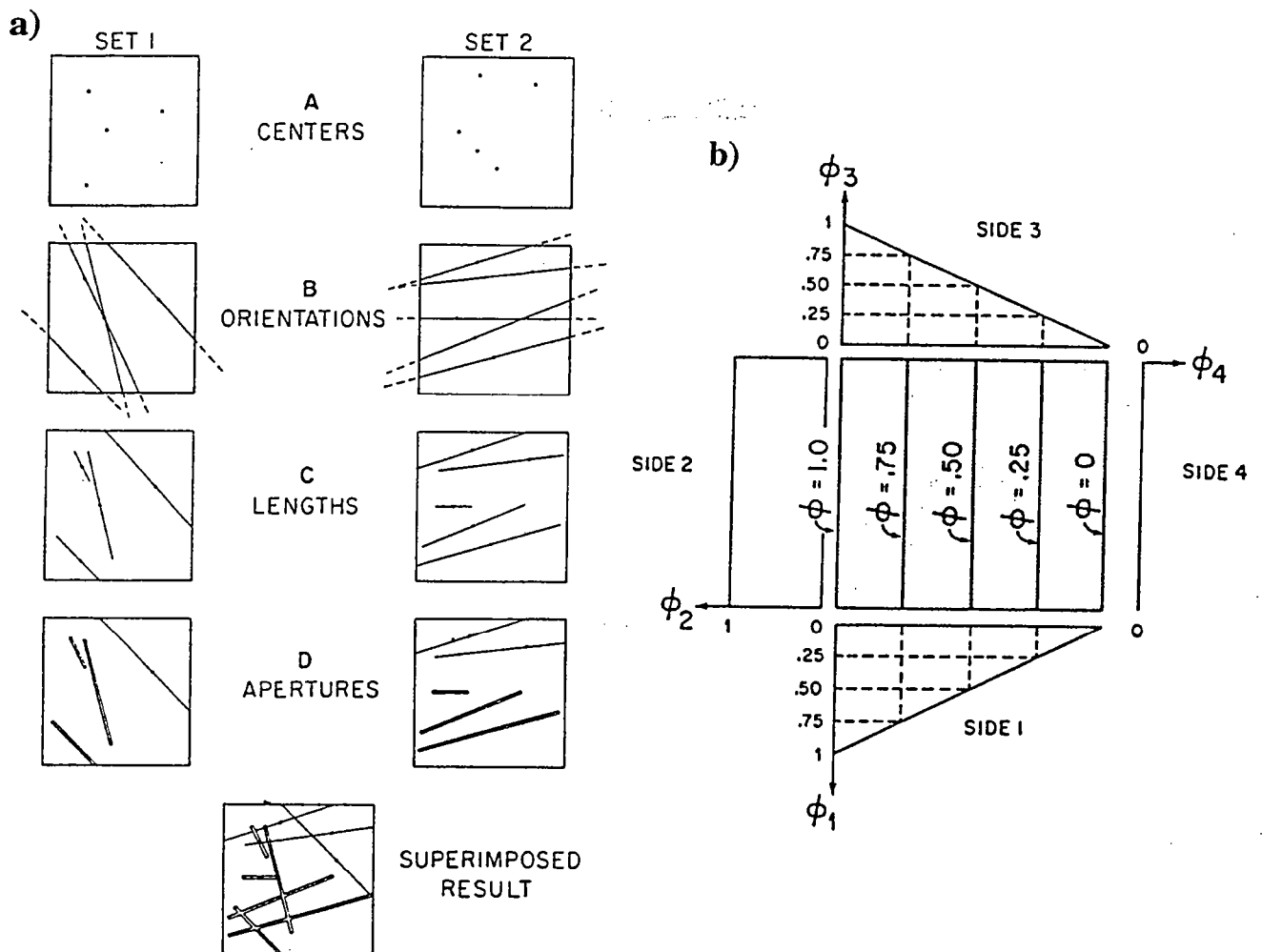


Figure I.23 : a) génération d'un réseau de fracture, b) conditions aux limites appliquées pour le calcul de perméabilité. D'après Long et al. [1982].

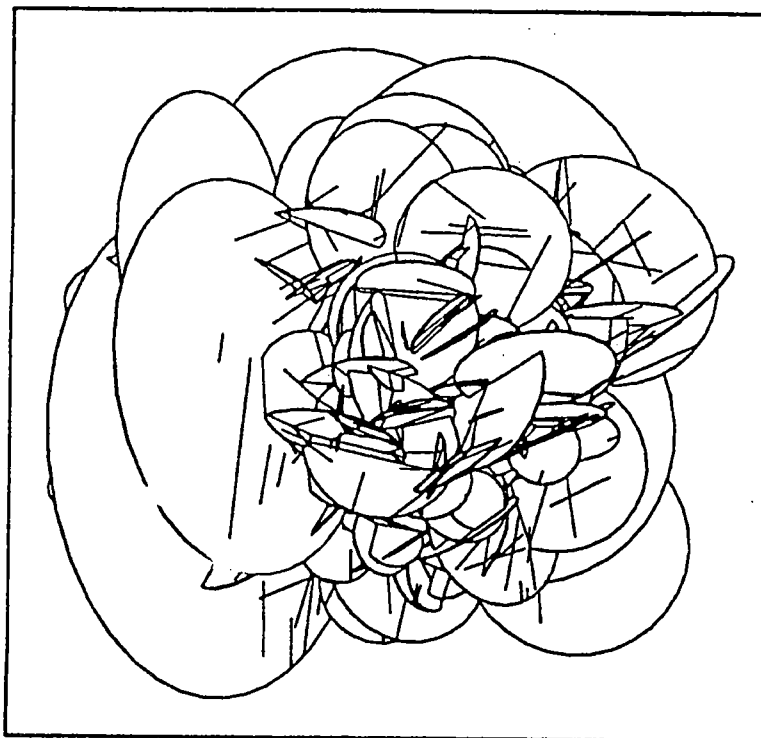


Figure I.24 : Modèle tridimensionnel d'un réseau de fractures, d'après Billaux [1990].

support à des études théoriques sur l'importance de la densité de fracturation, de la longueur des failles sur la conductivité globale et l'anisotropie du réseau. Ses résultats, basés aussi sur une distribution aléatoire des failles, confirment ceux obtenus grâce à la théorie de la percolation. Elle montre notamment que les concepts de milieu poreux équivalent peuvent se révéler inadéquat selon la connectivité des réseaux. Les premiers résultats obtenus à Stripa confirmaient par ailleurs le caractère hétérogène de l'écoulement dans certains milieux fracturés [Neretnieks, 1985] et encourageaient la réalisation de modèles à fractures discrètes. Dès 1985, un modèle 3 dimensions a été proposé [Long et al., 1985], les failles étant alors représentées par des disques et non plus par des lignes d'extension finie (Fig.I.24).

L'application à des cas réels s'est faite plus tardivement, et a nécessité la mise en place de critères statistiques issus de données de terrains [Andersson et al., 1984 ; Long et Billaux, 1987]. A partir de données de terrains obtenues sur le site de Fanay-Augères, Long et Billaux [1987] ont notamment montré comment il était possible de générer un réseau de failles bidimensionnel à l'aide d'une analyse géostatistique poussée. Les critères utilisés pour reproduire statistiquement le réseau de failles ont été l'orientation, la longueur et la densité. Le réseau ainsi obtenu est proche du seuil de percolation ; seulement ~0.1% des fractures contribuent à l'écoulement d'un bord à l'autre du système. Cependant, comme le soulignent les auteurs, cette faible connectivité n'est le résultat que d'une seule réalisation issues des paramètres statistiques moyens, et ne reflète peut-être pas l'état du système naturel qui peut être contrôlé par les valeurs extrêmes statistiques. Par ailleurs, comme l'ont montré les résultats de la théorie de la percolation, le réseau de fractures en 3 dimensions est sans doute mieux connecté.

Dans le même temps, une réflexion était entamée pour étudier la faisabilité et la capacité de prédiction des modèles en fonction du degré d'informations recueillies [Andersson et Thunvik, 1986 ; Andersson et Dverstop, 1987]. Il est par exemple suggéré de limiter la partie stochastique du réseau aux données non disponibles, et d'utiliser les autres données cartographiées directement dans le modèle [Andersson et Dverstop, 1987]. Malgré ces améliorations, les résultats restent toutefois très dépendants des distributions statistiques, notamment du rayon moyen des fractures. L'importance de la distribution des ouvertures de fractures est elle aussi soulignée [Andersson et Dverstop, 1987].

Malheureusement, le temps de calcul nécessaire à ces modèles est devenu très long ce qui en a limité l'utilisation à des problèmes de petite échelle. Une étude très complète, tri-dimensionnelle, a permis d'améliorer beaucoup les résultats [Cacas et al., 1990a,b] grâce à certaines simplifications qui permettaient de diminuer le temps de calcul. Les fractures ont été modélisées par des disques au lieu de plan d'écoulement et la grande amélioration a été de considérer le flux à l'intérieur des fractures non plus comme uniforme, mais concentré à l'intérieur de canaux d'écoulement qui reliaient les centres de chaque fracture (Fig.I.25). Dès lors il était possible de faire varier les conductivités de chaque fracture sans toutefois augmenter de manière trop

importante le temps calcul. Cette amélioration était liée aux récents développements des connaissances sur la répartition non uniforme de l'écoulement dans les fractures [Gentier 1986, Neretnieks 1987, Tsang et Tsang 1987]. Dans ce modèle les fractures sont aussi distribuées de manière aléatoire, leur ouverture servant d'outil de calibration par rapport à des tests d'injection. La taille, l'orientation et la densité des fractures sont statistiquement similaires aux études de terrains réalisées sur le site de Fanay-Augères. En supposant que le champ de perméabilité suivait un processus ergodique et stationnaire, il a été possible de calibrer le modèle à petite échelle en reproduisant la distribution des taux d'écoulement issue d'un grand nombre de tests d'injections. Une fois le modèle calibré à petite échelle, une tentative de validation du modèle a été entreprise à grande échelle [Cacas et al., 1990a]. Le modèle a aussi permis de prédire raisonnablement les propriétés dispersives du milieu [Cacas et al., 1990b], qui paraissent surtout dépendantes de la structure d'écoulement. Cette deuxième étude a permis d'effectuer indépendamment, une seconde validation du modèle d'écoulement.

D'autres modèles [Dverstorp et Andersson, 1989 ; Dershowitz et al, 1992, Nordquist et al., 1992, Chiles et al., 1992], notamment développés grâce aux données du site de Stripa, en Suède, ont été conçus, mais ils n'ont pas fondamentalement amélioré les résultats précédemment établis. L'approche stochastique n'est pas limitée aux modèles discrets et s'applique aussi aux modèles continus. Si l'application de tels modèles a surtout été utilisée pour les milieux poreux, où la taille des hétérogénéités est somme toute relativement faible, elle connaît un regain d'intérêt concernant les milieux fracturés [Shapiro, 1994 ; Dverstorp, 1995 ; Tsang, 1995]. Avec l'augmentation des performances des ordinateurs, il est en effet possible d'utiliser un maillage fin dans lequel les zones de fractures très conductrices sont modélisées à l'aide de corrélations à longue distance [Tsang, 1995]. Des modèles hybrides (*dual-porosity models*) permettant de générer des réseaux fractures discrètes et de prendre en compte la perméabilité de matrice ont aussi été réalisés [Dershowitz et al., 1992], notamment pour mieux décrire les phénomènes de dispersion [Clemo et Smith, 1989 ; Smith et Schwartz, 1993].

La nécessité d'utiliser des critères statistiques plutôt que d'utiliser directement les données recueillies sur le terrain est due à la limitation des données sur les sites d'études. Les modèles sont destinés à effectuer une modélisation tridimensionnelle, or il est impossible d'avoir à sa disposition le réseau de failles en trois dimensions. On ne dispose au plus que de données parcellaires obtenues soit en une dimension dans des puits, soit en deux dimensions le long des parois de tunnels. Cette information, bien que très utile, reste fragmentaire, d'où la nécessité d'utiliser des modèles statistiques pour reproduire les réseaux de failles en trois dimensions. Malheureusement la génération aléatoire de failles a exactement les mêmes inconvénients que ceux précédemment établis lors de la discussion sur la théorie de la percolation, à savoir que la méthode ne respecte pas l'organisation intrinsèque des réseaux.

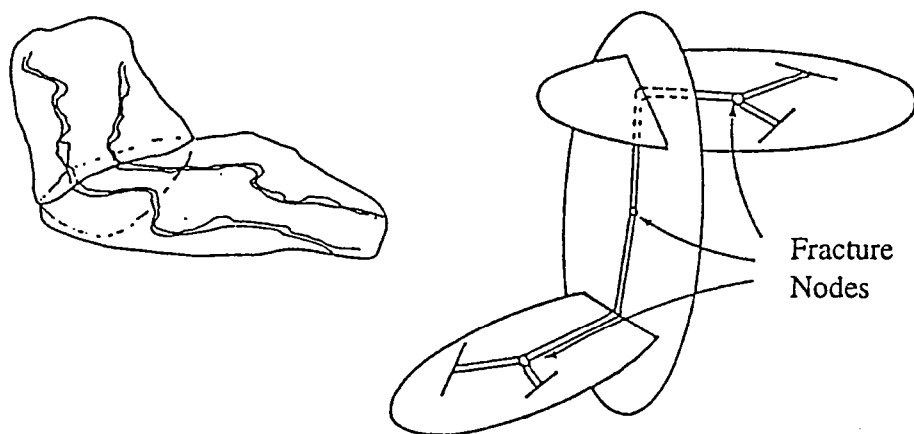


Figure I.25 : Effets de chenalisation dans des plans de fractures et modèle de chenaux équivalents, d'après *Cacas* [1989].

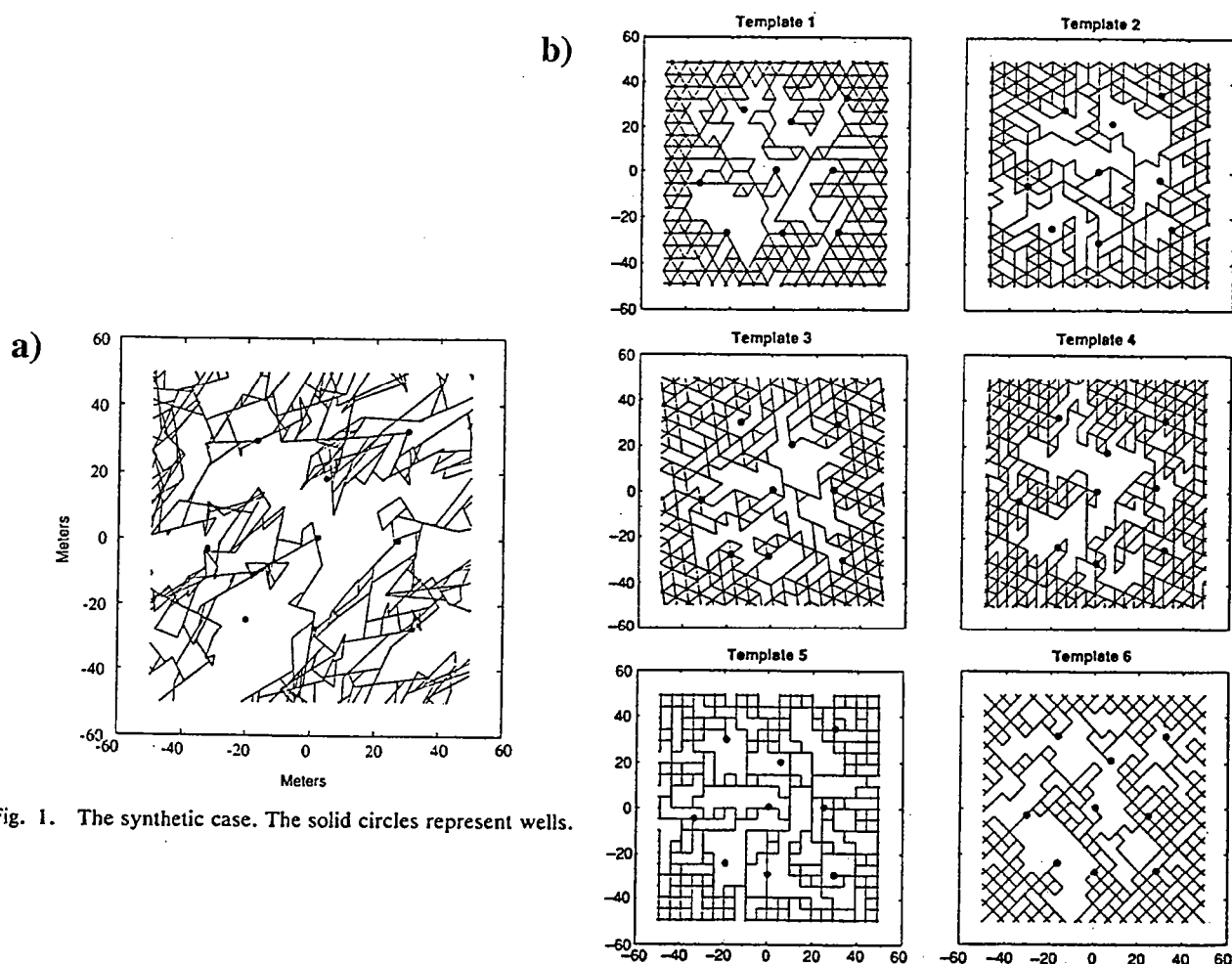


Fig. 1. The synthetic case. The solid circles represent wells.

Fig. 2. Annealing solutions to the synthetic case shown in Figure 1 for different template geometries (1-6). The solid circles represent wells.

Figure I.26 : Modèle discontinu équivalent d'après *Mauldon et al.* [1993]. Tests synthétiques : a) réseau de fractures numérique, les points correspondent à des puits fictifs ; b) solutions obtenues après inversion par recuit simulé selon différentes géométries de réseaux.

Les expériences de terrain ayant montré qu'une très faible partie des fractures participait à l'écoulement, *Jane Long* décide d'abandonner le modèle conceptuel de fractures discrètes au profit d'un modèle discontinu équivalent obtenu par les méthodes inverses de recuit simulé [*Long et al.*, 1991].

1.2.6. Modèle discontinu équivalent

Que ce soit sur le site de Fanay-Augères (France), où les données hydrologiques montrent que le système est mal connecté bien que le grand nombre de fractures suggère l'inverse [*Billaux et al.*, 1989], ou sur le site de Stripa (Suède) où 94% de la transmissivité hydraulique a été obtenue dans seulement 4% du volume de roche testé [*Olsson et al.*, 1988], ou encore sur le site de Grimsel (Suisse), toutes les données hydrologiques semblent indiquer que les systèmes étudiés sont proches du seuil de percolation. Selon *Long et al.* [1991] et *Mauldon et al.* [1993], il est donc nécessaire d'identifier aussi précisément que possible le système de failles connectées qui assure l'écoulement (soit le backbone). Pour arriver à ce but, ils proposent d'utiliser un modèle discontinu équivalent et d'inverser les données de puits via ce modèle à l'aide des méthodes de recuit simulé.

Ces méthodes ont été développées à l'origine par *Kirpatrick et al.* [1983], en tant que procédure d'optimisation. Comme la plupart des procédures d'optimisation, le but de ces méthodes est de converger vers une solution qui présente un écart minimum avec les observations. Elles nécessitent i) une série de configurations possibles du système, ii) une méthode pour transformer successivement la configuration du système, iii) une fonction « coût » à minimiser, iv) une variable « température » dont la dépendance en fonction du nombre d'itérations est à définir. *Long et al.* [1991] et *Mauldon et al.* [1993], étudient le cas d'un réseau régulier à maille carré où chaque lien représente une fracture qui peut être conductrice ou non. A chaque configuration possible correspond un état de connectivité¹². La fonction coût est calculée en fonction de l'écart entre les données hydrologiques simulés et celles observées. La « température » est une variable qui définit l'amplitude ou la limite du changement de coût possible d'une configuration à une autre. Afin d'éviter de tomber dans un minimum local, il est ainsi possible d'explorer d'autres solutions qui sont moins bonnes - c'est à dire dont la fonction coût est supérieure - dans une limite qui est fonction de la température.

Sur les quelques exemples synthétiques (Fig.I.26) et le cas expérimental envisagés par *Mauldon et al.* [1993], la méthode semble fournir d'assez bons résultats quoique limités au cas

¹² En revanche, pour un même état de connectivité, il existe de nombreuses configurations possibles. A noter que ce premier modèle était surtout destiné à reproduire un état de connectivité entre puits. En cela, l'approche est assez similaire à la théorie de la percolation.

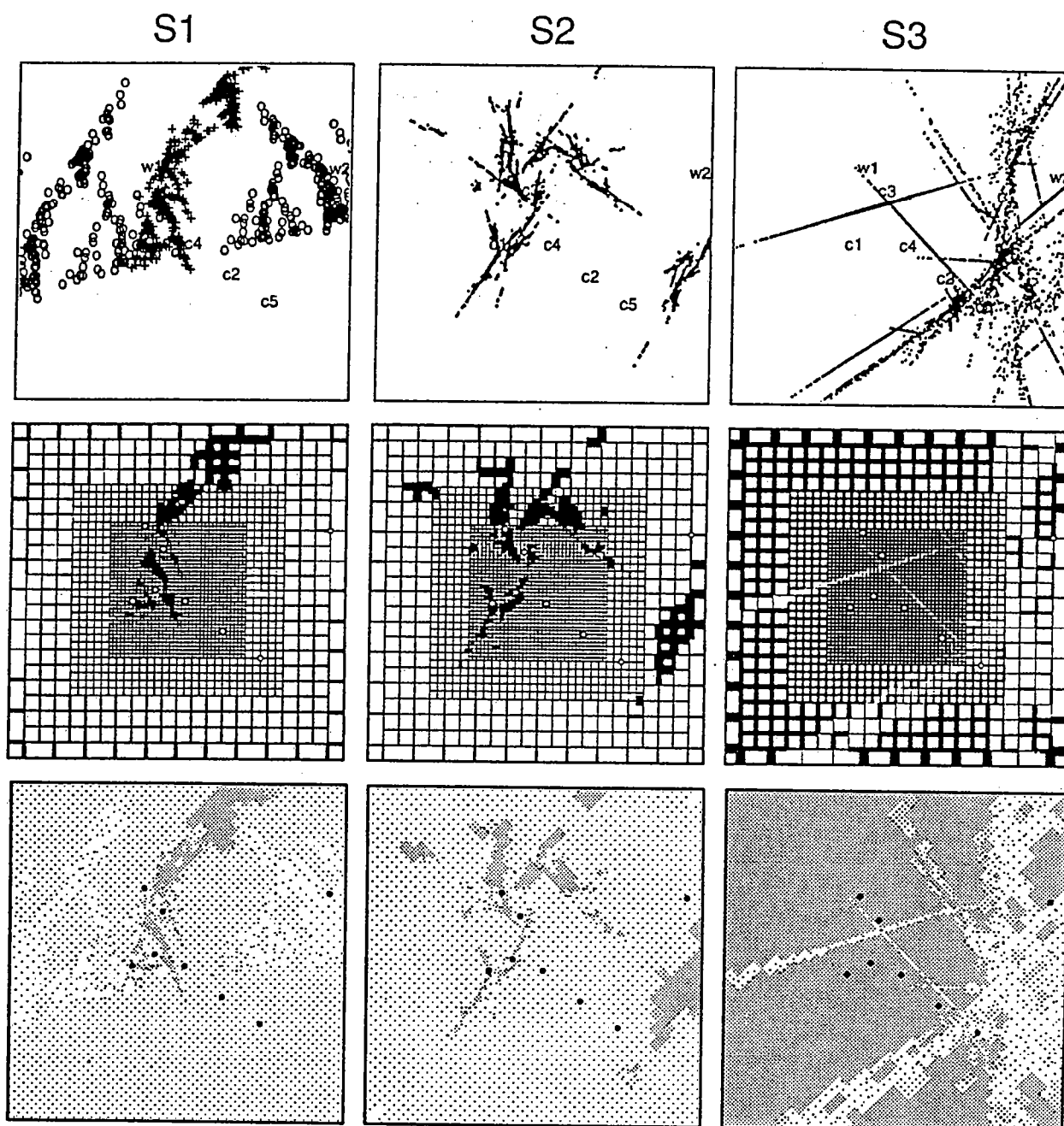


Figure 32. Results of three inversions for the Stripa C1-2 interference test: (top) final attractor for each case; (middle) TRINET lattice plotted with element thickness proportional to transmissivity; (bottom) a plot of effective aquifer transmissivity $\bar{T}$, where heavier shading denotes greater transmissivity. For case S1, attractor points which increase properties are shown as pluses, and points which decrease properties are shown as open circles. For case S2, attractor points increase properties; for case S3, points decrease properties. The range of transmissivity levels shown is $T_0/100$ to $40T_0$, although several elements have more extreme values.

Figure I.27: Modèle discontinu équivalent d'après Doughty *et al.* [1995]. Résultats de trois inversions appliquées au site de STRIPA (Suède).

stationnaire (les seules données hydrologiques modélisées étant les niveaux de puits). Les solutions obtenues fournissent des résultats comparables aux données mesurées ou imposées dans le cas des tests synthétiques. *Doughty et al.* [1994] proposent une amélioration du modèle où les configurations possibles sont générées par des systèmes de fonctions itératives (IFS *Barnsley*, [1988]). L'intérêt est de diminuer le temps de calcul nécessaire (en 2D les IFS dépendent de 6 paramètres), et de reproduire des structures hiérarchisées en accord avec certaines données expérimentales. Les IFS sont ensuite projetées sur un réseau de mailles sur lequel est effectué le calcul d'écoulement. Si les résultats obtenus sont meilleurs que ceux obtenus en considérant un réseau uniforme (ce qui n'est pas très surprenant), le modèle fournit à chaque fois plusieurs solutions possibles, dont il est difficile de déterminer la pertinence (Fig.I.27). Pour les deux cas expérimentaux étudiés, seulement 3 inversions ont été réalisées ; toutes donnent à peu près des résultats acceptables, bien que la géométrie des zones conductrices soit à chaque fois très différentes. Selon *Doughty et al.* [1994], cette non-unicité de la solution (propre aux méthodes inverses) reflète le manque de données, mais permet de localiser éventuellement les zones susceptibles de fournir de précieux enseignements (i.e. les zones intéressantes à forer). Pour pallier à cette non-unicité de la solution, les auteurs proposent plusieurs suggestions, dont la prise en compte de différents types de données, ou encore le conditionnement de certaines solutions.

Bien que les résultats paraissent encourageants et prometteurs, ces premiers résultats restent préliminaires dans la mesure où i) les réseaux étudiés sont bidimensionnels, ii) l'ensemble des solutions ne semble pas avoir été exploré. Ces imperfections proviennent essentiellement des méthodes de recuit simulé qui sont très coûteuses en temps de calcul. Tout le problème est de savoir si l'on cherche à obtenir une solution approchée acceptable ou si l'on recherche la meilleure solution, ou tout au moins l'ensemble des meilleures solutions, ce qui nécessite des méthodes sophistiquées, coûteuses en temps de calcul. La fonction coût ne permet pas toujours de déterminer les meilleures solutions, et il est parfois nécessaire d'inclure d'autres critères qui peuvent être difficiles à déterminer. La baisse de température en fonction du nombre d'itérations, est aussi un paramètre particulièrement important qui doit être bien géré. Cette opération est relativement simplifiée dans le modèle de *Long et al.* [1991] et *Mauldon et al.* [1993]. En réalité, plus la fonction coût dans l'espace des configurations possible, est simple, plus la recherche des meilleures solutions s'avère aisée. Au contraire, plus elle est complexe, plus l'opération est difficile. Or il n'est pas certain qu'un milieu proche du seuil de percolation, c'est à dire un milieu qui présente des fluctuations quelle que soit l'échelle, soit parfaitement adapté à ce genre d'approche. Un tel milieu risque en effet de présenter une fonction coût complexe à explorer.

1.2.7. Les modèles fractals

Plutôt que de supposer une distribution aléatoire de failles, d'autres modèles ont supposé que la géométrie de réseaux est fractale, comme le suggèrent certaines études [Barton et Hsieh, 1989 ; Turcotte, 1986]. Acuna et Yortsos [1995] ont ainsi étudié numériquement la réponse transitoire d'un réseau de failles fractals soumis à un essai de pompage. Leurs travaux constituent une suite logique aux premiers développements théoriques de Barker [1988] repris par Chang et Yortsos [1990 ; 1993]. Dans leur modèle, les réseaux de failles sont générés selon un système de fonctions itératives (IFS, iterated function system) introduites par Barnsley [1988], ou selon un tapis de sierpinski, sur la base théorique du modèle de fragmentation de Turcotte [1986]. Bien que les modèles générés à l'aide d'IFS soient plus agréables à l'œil suite aux distorsions introduites par les IFS, tous les modèles se ressemblent beaucoup (Fig.I.28). A partir de tests synthétiques, ils montrent dans un premier temps l'adéquation des développements de Chang et Yortsos [1990 ; 1993]. Ils présentent ensuite des résultats expérimentaux obtenus sur plusieurs puits [Acuna et al. ; 1992] pour lesquels les variations de pression présentent un comportement similaire aux tests synthétiques. Ils en déduisent un caractère fractal des milieux de pompages. Ils ne peuvent cependant pas avoir accès à la dimension fractale du milieu, D , car les variations temporelles de pression dépendent à la fois de D et de θ , un autre exposant issu de la théorie de la percolation [Stauffer et Aharony, 1992].

Si leur modèle est intéressant, et permet de relier la dépendance en loi de puissance des variations temporelles de pression observée en quelques puits, à la géométrie fractale de l'écoulement, il ne permet pas d'en comprendre la nature. Est-ce qu'une telle géométrie provient directement de la géométrie du réseau de failles comme le suggère leur étude? Pourtant, leurs modèles n'incluent pas de bras morts alors que de telles structures sont généralement observées dans les réseaux de failles naturels. Doit-on alors supposer que leurs réseaux ne représentent que le backbone des réseaux de failles? Les réseaux de failles naturels ne seraient dans ce cas pas fractals, mais seraient proches du seuil de percolation. Par ailleurs, comme les auteurs le font remarquer, les ouvertures de failles sont constantes dans leurs modèles, et il n'est pas dit qu'un modèle euclidien mais dont la distribution des ouvertures soit large ne puisse rendre compte de telles variations de pression.

Cette revue n'est pas exhaustive, son but étant simplement de présenter les principaux modèles de circulations de fluides en milieux fracturés. D'autres modèles ont été proposés suivant d'autres approches, tels les modèles issus de la théorie des groupes de renormalisation [Madden, 1976 ; 1983 ; 1993 ; King, 1987 ; 1989 ; Aharony et al., 1991 ; Gavrilenko et Gueguen, soumis] dont nous aurons l'occasion de reparler au cours du chapitre 4. Certaines méthodes d'homogénéisation ont été beaucoup appliquées aux milieux poreux [Quintard et Whitaker, 1987], mais ne semblent pas encore adaptées aux écoulements hétérogènes dans les milieux fracturés. Certains travaux

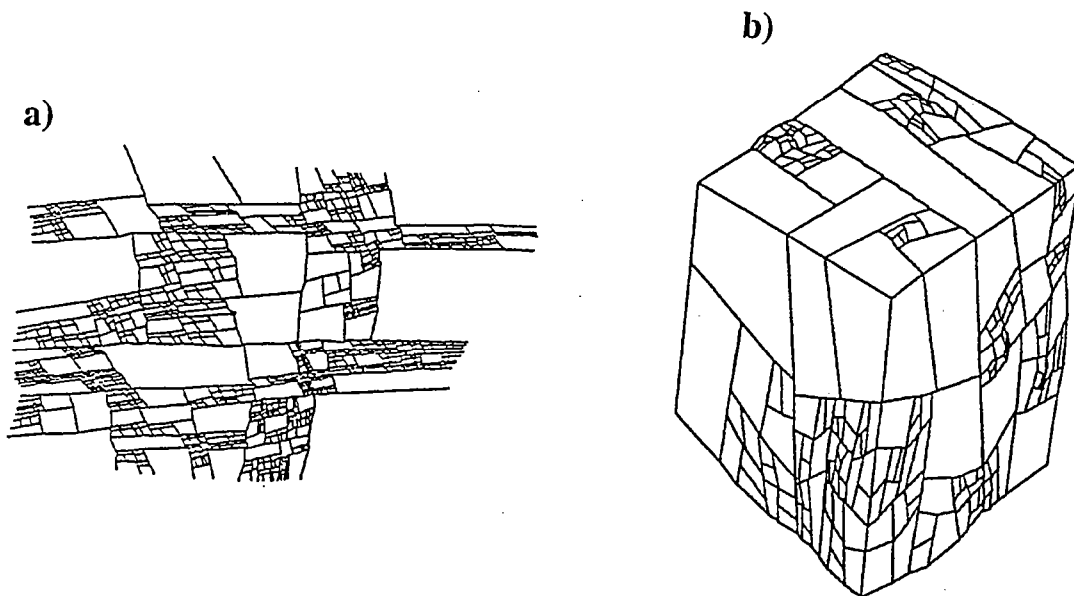


Figure I.28 : Modèles fractals de réseau de fractures selon *Acuna et Yortsos* [1995], *a)* réseau bidimensionnel, la dimension fractale D est égale à 1.65, *b)* modèle tridimensionnel, $D=2.65$.

basés sur les automates cellulaires [*Rothman*, 1988], sont très prometteurs, mais sont encore limités par le temps de calcul à des problèmes de petite échelle comme l'écoulement dans une fracture [*Genaabeek et Rothman* 1996].

Dans la partie suivante, nous apportons une analyse plus critique des approches exposées précédemment. Leur capacité à prendre en compte les effets d'échelles est notamment discutée, ainsi que leurs bases conceptuelles. Cette analyse nous permettra de dégager l'originalité de l'approche développée au cours de ce travail.

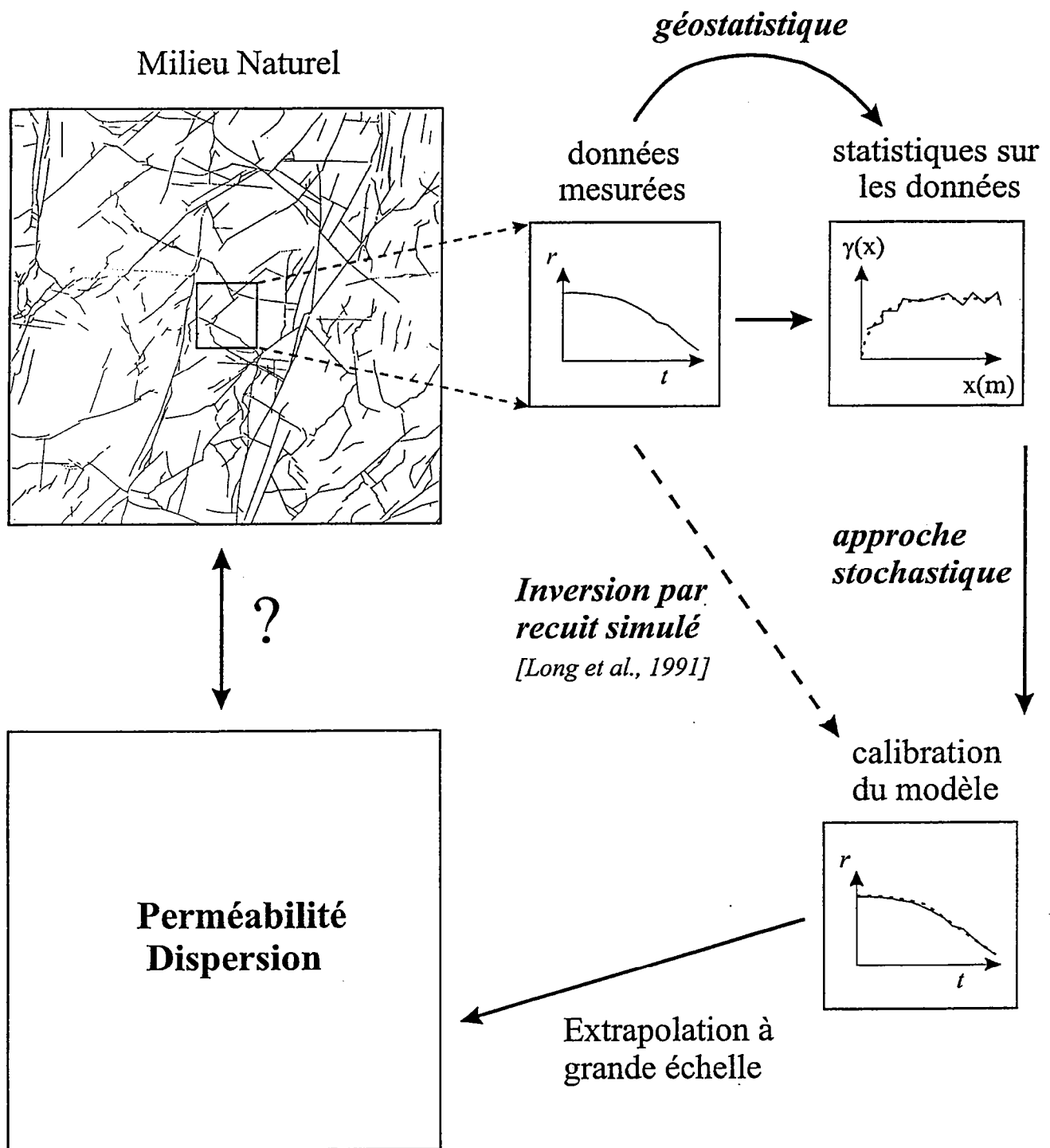


Figure I.29 : Représentation très schématique (et partielle) de quelques approches utilisées pour modéliser les écoulements de fluides dans les milieux fracturés.

I.3. ____ ORIGINALITE DE L'APPROCHE PROPOSEE

I.3.1. *Le changement d'échelle*

La diversité des modèles et des approches précédentes illustre bien la difficulté de modéliser les écoulements dans les milieux fracturés. Une partie des différentes approches est résumée de manière très schématique (et partielle) sur la figure I.29. La difficulté principale réside dans notre connaissance très imparfaite du milieu naturel à l'échelle du site. Comme nous l'avons déjà souligné, la géométrie tridimensionnelle des milieux fracturés n'est pas connue, et les seules données hydrologiques disponibles sont mesurées en général à petite échelle. Cette connaissance fragmentaire justifie à elle seule l'utilisation de modèles probabilistes.

L'approche stochastique a permis de beaucoup progresser dans ce domaine. Tout l'intérêt de l'approche stochastique est de tenter de pallier au manque d'informations, en se basant sur des propriétés statistiques du milieu naturel. Une fois ce premier point réalisé à l'aide des outils de la géostatistique, il sera possible d'effectuer un grand nombre de réalisations - de simulations - de telle sorte que l'ensemble des réalisations permette de caractériser en moyenne le milieu ainsi que sa variabilité. Si le modèle est correctement calibré, la distribution statistique des résultats du modèle doit correspondre à la distribution des mesures effectuées en divers points de l'espace. Cette approche suppose que les paramètres hydrauliques (qui dépendent intrinsèquement de la géométrie du réseau de failles) répondent à un processus aléatoire stationnaire et ergodique. L'hypothèse de stationnarité suppose que la loi de probabilité de la propriété étudiée est la même en tout points de l'espace. Cela permet de supposer que la distribution statistique des propriétés du milieu qui n'ont pas été observées, est identique à la distribution statistique du milieu qui a été étudié¹³. L'hypothèse ergodique suppose que la distribution des réalisations en un point est équivalente à la distribution des réalisations dans l'espace. D'un point de vue pragmatique, comme l'on ne dispose en général que d'une seule réalisation (le milieu naturel), cela consiste à déterminer la distribution de l'ensemble des réalisations possibles à partir d'une moyenne d'espace dans le milieu considéré. Pour que l'hypothèse ergodique soit valide, il est nécessaire que la variance de la moyenne d'espace tende vers zéro aux grandes échelles [Dagan, 1989]. Si toutes ces conditions sont respectées, il est alors possible d'effectuer un changement d'échelle afin de prédire le comportement du milieu à l'échelle régionale.

Tout le problème réside dans le changement d'échelle. La théorie de la percolation nous apprend qu'une géométrie très simple (éléments de petites tailles distribués aléatoirement dans l'espace), peut conduire à une physique complexe lorsque le système est proche du seuil de percolation. Cette physique complexe se traduit par une dépendance d'échelle de la structure

¹³ Si le processus n'est pas stationnaire, il n'est pas possible de passer d'observations bidimensionnelles à un modèle tridimensionnel. Un changement d'échelle n'est pas non plus envisageable.

géométrique de l'écoulement (le backbone est fractal au seuil de percolation) et des coefficients de transport. Dans ce cas, les hypothèses relatives à l'approche stochastique deviennent invalides puisque les fluctuations statistiques augmentent avec l'échelle. La justification du changement d'échelle par l'approche stochastique dépend donc du degré d'hétérogénéité du système.

L'approche développée par Long *et al.* [1991] par la méthode inverse de recuit simulé permet d'obtenir directement un modèle à partir des données hydrauliques, sans avoir à effectuer une caractérisation statistique du milieu (Fig.I.29). Toutefois les prédictions du modèle sont très dépendantes de la validité du modèle géométrique. De plus, l'extrapolation à grande échelle reste mal définie. Si l'utilisation d'IFS (iterated function systems Barnsley [1988]) permet d'obtenir une structure de l'écoulement hiérarchisée dans l'espace [Mauldon *et al.* 1993], qui suggère quelques possibilités pour effectuer un changement d'échelle, le moyen d'y parvenir n'est pas encore clairement énoncé. Par ailleurs, comme l'a montré la théorie de la percolation, les propriétés du système peuvent être dépendantes de l'échelle jusqu'à la longueur de corrélation du système, puis invariantes au-delà. Sans connaître la longueur de corrélation du système, un changement d'échelle sur la base d'un modèle hiérarchique peut s'avérer hasardeux.

1.3.2. Poids des hypothèses conceptuelles

En réalité, les modélisations d'écoulement de fluides en milieu fracturé se heurtent à deux questions essentielles qui vont être au centre de notre étude:

- *Quels sont les critères importants à prendre en compte pour caractériser les propriétés de transport des milieux fracturés ?*
- *Comment peut-on effectuer un changement d'échelle pour en déduire une perméabilité équivalente à l'échelle d'un site ?*

Les réponses à ces questions divergent selon les approches. Pour Long *et al.* [1991], un des critères important est la faible connectivité des réseaux de failles. Pour Acuna *et Yortsos* [1995], il s'agit de la géométrie fractale des réseaux de failles. Selon l'approche stochastique, il est nécessaire de prendre en compte la distribution statistique des paramètres géométriques et hydrologiques¹⁴. Ces différentes approches conduisent à des hypothèses conceptuelles dont les bases reposent sur des principes géométriques, bien que leurs auteurs s'en défendent parfois. Suite à une remarque des "reviewers" qui notaient que la distribution des fractures pouvait ne pas correspondre à un modèle de Poisson, Hestir *and Long* [1990] signalaient, dans leur conclusion, que *"le fait important à garder en mémoire, est que notre but premier n'est pas d'essayer de modéliser la géométrie des fractures; notre principal problème est de modéliser le comportement*

¹⁴ Selon Astérisque et Obélisque cela donne : *Selon l'approche stochastix, il est nécessaire de prendre en compte la distribution statistix des paramètres géométrix et hydrologix*

hydrologique". Si cette remarque est empreinte de bon sens; il n'en reste pas moins vrai que le comportement hydrologique dépend pour partie de la distribution statistique des failles. Dans les milieux à faible perméabilité de matrice, les fluides percolent à travers le réseau de failles. Si les failles ne sont pas distribuées aléatoirement; les résultats d'*Hestir et Long* [1990] ne sont pas corrects. A l'inverse, si les réseaux de failles sont distribués aléatoirement, il est inutile de modéliser les réseaux de failles suivant un modèle fractal, comme *Acuna et Yortsos* [1995].

De la même manière *Cacas et al.* [1990], font remarquer que leur approche peut être biaisée si à grande échelle, l'apparition de nouvelles structures, telles que des grandes failles, engendrent une modification significative de l'écoulement. Il est en effet difficile d'observer des grandes failles par des mesures de petite échelle. La probabilité de les observer est faible, et les observations sont de toute façon limitées par la taille de la fenêtre d'observation. Dans ce cas, les auteurs proposent une approche déterministe qui consiste à repérer les grandes structures à l'aide des outils de l'imagerie géophysique, puis de les incorporer dans les modèles stochastiques de manière déterministe. Cette approche mixte a été suivie par *Dverstorp* [1995] pour tenter de réaliser un modèle prédictif des propriétés de dispersion sur le site d'Aspö. Dans son modèle, les fractures sont représentées de manière stochastique à petite échelle, autour de containers enfouis à un kilomètre de profondeur, tandis qu'à grande échelle, les failles reconnues par les méthodes géophysiques ou les tests hydrauliques, sont disposées de manière déterministe.

Si cette approche pragmatique relève elle aussi du bon sens, elle ne répond pas entièrement au problème, car cela suppose une échelle pour laquelle il est possible de générer les fractures de manière stochastique et une autre pour laquelle on se doit de les modéliser selon une approche déterministe. Comment est-il alors possible de définir l'échelle pour laquelle il n'est plus nécessaire de disposer les failles de manière déterministe ? Par ailleurs, pourquoi limiter le rôle des petites fractures autour des containers ? Ne peuvent-elle pas jouer aussi un rôle à grande échelle, notamment sur les propriétés de dispersion ? La seule manière de répondre à ces questions est d'établir le rôle des différentes familles de longueurs de failles comme le suggère *Marsily* [1985]. Si les grandes fractures sont au-dessus du seuil de percolation, tandis que les petites sont sous le seuil de percolation, il est en effet clair qu'il ne sera nullement nécessaire de rechercher à caractériser entièrement le système, seule l'information de grande échelle sera pertinente. La procédure d'échantillonnage pourra être modifiée en conséquence. Sans réponse à ces questions, les hypothèses relatives à la conceptualisation des modèles peuvent conduire à une grande incertitude concernant leur capacité de prédiction.

C'est bien le propos de *Dverstorp* [1995] qui a également testé un modèle stochastique continu sur le même jeu de données. Les deux modèles, l'un discret, l'autre continu, reposent sur des hypothèses conceptuelles très différentes. Ils ont été calibrés et partiellement validés à partir des mesures d'écoulement. Ils ont été ensuite utilisés et testés pour prédire les propriétés de dispersion du milieu. Comme le souligne l'auteur, l'enveloppe de prédictions des deux modèles

permet de mesurer les conséquences de notre incertitude conceptuelle. Cette gamme de prédictions est en fait si large dans chacun des modèles, qu'il est difficile de faire la distinction entre les deux modèles [Dverstorp, 1995]. Autrement dit, bien que les deux modèles reposent sur des hypothèses conceptuelles très différentes, ils sont si peu contraints que leur prédictions sont très similaires. L'auteur suggère que des connaissances plus approfondies sur l'écoulement dans les fractures les plus conductrices, mal défini sur le site d'Aspö, permettraient de réduire cette gamme d'incertitude.

Une autre approche possible serait d'apporter *a priori* des contraintes fortes sur les hypothèses conceptuelles, et non *a posteriori* sur la base des résultats du modèle quand à l'écoulement du milieu. La modélisation des écoulements en milieux fracturés donne en effet l'impression que quelles que soient les hypothèses conceptuelles sur lesquelles elle repose, il est toujours possible de valider au moins en partie le modèle utilisé sur la base de paramètres hydrologiques. Les paramètres hydrologiques se révèlent donc insuffisants pour valider une approche, à moins de disposer d'un très grand nombre de données, ce qui paraît irréaliste et surtout peu rentable économiquement. Une autre approche consiste à déterminer d'autres critères de validation qui peuvent être établis sur la base de critères géométriques. Est-ce qu'un réseau de failles est proche du seuil de percolation ? Dans le cas contraire, quelle est sa longueur de corrélation ? Quelle est l'information pertinente ; les grandes failles ou bien les petites ? Il est évident que ces questions n'ont pas de réponse univoque¹⁵, un site pouvant se révéler bien connecté, un autre beaucoup plus proche du seuil de percolation. C'est pourquoi on s'efforcera au cours de cette thèse de présenter une méthodologie qui puisse permettre de répondre au moins en partie à ces questions.

1.3.3. Méthodologie développée

Pour mener de manière efficace cette approche, il est nécessaire de bien connaître la géométrie des systèmes de failles. Le problème est qu'on ne connaît pas exactement la distribution statistique des failles. Un certain nombre de modèles statistiques ont été proposés, dont le modèle de distribution fractale, mais les résultats des différentes études se révèlent parfois contradictoires¹⁶. Par ailleurs, il paraît aussi important d'établir le nombre minimal de paramètres statistiques nécessaires pour décrire un système de failles, de déterminer la cause de leur variabilité ainsi que leur domaine de validité. Pour tenter de répondre à ces questions, nous avons tout d'abord entrepris une analyse statistique de plusieurs réseaux de failles naturels. Cette analyse sera exposée dans le second chapitre.

D'un point de vue hydrologique, caractériser la distribution statistique des failles est insuffisant. Il est aussi nécessaire de caractériser l'importance des différents critères statistiques

¹⁵ Tout comme, il n'existe sans doute pas une approche univoque face à la multitude des situations géologiques !

¹⁶ Une analyse des différents résultats sera présentée au cours du chapitre II.

pour modéliser l'écoulement des fluides dans les milieux fracturés. Tout le problème est de relier la géométrie des réseaux de failles à l'écoulement des fluides. A cette question, la théorie de la percolation, même si elle reste très incomplète, nous fournit toutefois une base de travail importante. Il a été montré par exemple que la densité des failles et leurs longueurs étaient des paramètres très importants pour la connectivité du réseau [Robinson, 1983, 1984]. Pour compléter cette approche et lui fournir des bases conceptuelles en accord avec la géométrie des réseaux de failles, nous avons entrepris une étude théorique sur l'applicabilité de la théorie de la percolation aux systèmes de failles. Afin d'utiliser des distributions statistiques réalistes, notre étude se base sur les résultats du second chapitre et permet de compléter les premiers travaux de [Hestir et Long, 1990 ; Berkowitz, 1995 ; Watanabe et Takahashi, 1995]. Une des questions essentielles de notre étude sera d'établir le rôle d'une large distribution de longueurs de failles. Cette analyse sera exposée dans le troisième chapitre sous la forme de 2 articles, le premier présentant une analyse détaillée bidimensionnelle, le second, une généralisation en trois dimensions.

Enfin dans une quatrième partie, nous tenterons de relier cette approche théorique au milieu naturel. Dans un premier temps, nous présenterons une application de la théorie de la percolation à des réseaux de fractures naturels sous la forme d'un troisième article. Puis, nous discuterons les implications de l'approche développée, notamment quant aux coefficients de transports des systèmes naturels. Notre propos sera en particulier illustré à l'aide des premiers résultats hydrologiques d'une étude expérimentale menée en collaboration avec Frédéric Touchard, également étudiant en thèse à Géosciences Rennes.

Le problème du changement d'échelle restera toujours au centre de notre étude. Au cours du chapitre II, nous insisterons particulièrement sur la distribution spatiale des réseaux de failles, en tentant de dégager certaines relations d'échelle, si elles existent. A travers l'application de la théorie de la percolation, nous tenterons d'établir une méthodologie qui permette de définir une procédure adéquate au changement d'échelle, grâce à la détermination de la longueur de corrélation des systèmes fracturés. Enfin, nous avons choisi un protocole expérimental apte à décrire la dépendance des paramètres d'écoulement selon l'échelle de mesure.

En revanche, certains points ne seront pas, ou très peu, abordés au cours de notre étude, en particulier, les problèmes liés à l'écoulement des fluides à l'échelle de la fracture. Nous nous sommes placés à l'échelle du réseau de failles pour plusieurs raisons : i) par souci de simplification, passage obligé pour comprendre globalement les propriétés des systèmes ; ii) les expériences de sites font référence à des échelles proches du kilomètre, qui impliquent en général un réseau de failles connectées ; iii) les études à l'échelle de la fracture sont nombreuses, mais leurs résultats ne sont souvent pris en compte que partiellement dans les modèles de réseaux de failles, pour des raisons de temps de calcul. Il est certain que les propriétés d'écoulement et de dispersion à l'échelle du site dépendent de l'écoulement à l'intérieur des fractures. En particulier, le temps de résidence des contaminants dépend de la géométrie complexe des surfaces de

fractures. Toutefois, le volume de roche potentiel pouvant être investi par les contaminants va dépendre de la géométrie du réseau de faille connectées.

1.3.4. Outils développés

Pour réaliser ce travail, il nous a fallu développer un certain nombre de techniques. Si les propriétés géométriques des champs de faille ont été particulièrement étudiées à Rennes [Davy *et al.*, 1990 ; Davy, 1993], leur application sur les propriétés d'écoulement des fluides n'avaient pas été développées. Outre les outils qui existaient déjà (analyse de la distribution des failles dans l'espace, de la distribution des densités, de la distributions des longueurs et des orientations: programme FRACT), plusieurs outils fondamentaux ont été développés:

- LABEL : programme destiné à l'étude de la connexion du système.
- FLUX : programme destiné à calculer la conductivité globale d'un réseau de faille (par analogie électrique). Le module GRID permet la transformation d'un réseau de faille en un réseau régulier de conductances. Le module RENORM, permet le transfert d'échelle sur la base de la théorie de la renormalisation.
- PERCO : programme basé sur la théorie de la percolation, génère de manière aléatoire un certain pourcentage d'éléments conducteurs sur un réseau à maille carré, et calcule la conductivité globale du réseau.
- PERCOLATEUR : programme basé sur la théorie de la percolation, génère de manière aléatoire un réseau bidimensionnel de failles dont les longueurs peuvent suivre différents types de distribution. Le module SIERPINSKI permet de générer un réseau de failles fractal.
- PERCOLATEUR_3D : programme basé sur la théorie de la percolation, génère de manière aléatoire un réseau tridimensionnel de plans orthogonaux dont les longueurs peuvent suivre différents types de distribution.
- PERMEA : programme destiné à calculer la conductivité équivalente des réseaux de failles générés par le programme PERCOLATEUR. Ce programme réalisé principalement par Jean-Raynald Aupépin, permet par ailleurs de calculer l'écoulement en régime transitoire.

CHAPITRE II

LOIS D'ECHELLE DANS LES RESEAUX DE FAILLES

Introduction

Les modèles d'écoulement de fluide en milieu fracturé utilisent en général des paramètres statistiques pour décrire la géométrie des systèmes de failles. Malheureusement, l'obtention de ces paramètres est basée sur un traitement statistique de données limitées par l'échelle d'observation. Cela revient implicitement à déterminer, a priori, une échelle caractéristique qui gouverne les propriétés hydrauliques d'un réseau de failles. Face à cette simplification, les géologues restent parfois perplexes, car il est bien connu que l'observation des réseaux de failles échappe, quelque peu, à la notion d'échelle. Un réseau observé sur une image satellitaire peut très bien avoir un degré de ressemblance remarquable avec un affleurement métrique [Tchalenko, 1970]. Cette invariance d'échelle a conduit plusieurs auteurs à supposer que les réseaux de failles étaient self-similaires [Allègre et al., 1982; King, 1983; Turcotte, 1986] et qu'ils occupaient un espace de dimension fractionnaire répondant au modèle popularisé par Benoît Mandelbrot [1982]. L'apport de la théorie fractale a été de montrer que les petites structures ne sont pas du bruit mais sont liées aux grandes par un lien génétique. L'application de cette théorie a connu un véritable essor depuis une dizaine d'années, que ce soit pour caractériser la distribution spatiale des failles [Barton et Larsen, 1985; Okubo et Aki, 1987; LaPointe, 1988; Hirata 1989; Davy et al., 1990; Odling, 1992; Gillepsie et al., 1993; Gautier et Lake, 1993], ou la distribution des longueurs de failles [Reches, 1976; Segall et Pollard, 1983; Reches, 1986; Gudmunsson, 1987; Villemain et Sunwoo, 1987; Childs et al., 1990; Main et al., 1990; Scholz et Cowie, 1990; Gautier et Lake, 1993; Davy 1993b].

Ces différentes lois d'échelle présentent l'intérêt de décrire les systèmes de failles comme un processus cohérent à toutes les échelles. Les implications sont de deux ordres i) la compréhension des processus de croissance des réseaux de failles ii) la possibilité de prédire une partie de la géométrie des réseaux de failles en deçà de l'échelle d'observation. Cette deuxième implication permet en particulier d'effectuer des bilans quantitatifs du rôle des failles sur la déformation totale ou les transferts de fluides, qui ne soient pas limités par l'échelle d'observation. Sans un modèle statistique satisfaisant, cette opération peut s'avérer délicate voire erronée. Les principales questions qui se posent sont les suivantes :

- Quel est le nombre minimal de paramètres statistiques nécessaires pour décrire un système de failles ?
- Quelle est la cause de leur variabilité ?
- Quel est leur domaine de validité ? Existe-t-il des échelles caractéristiques ?
- Quel est leur pertinence dans l'établissement de bilans de transferts de fluides ? Quel sont leurs implications ?

De nombreuses études ont tenté de répondre à ces questions, mais les réponses apportées apparaissent parfois contradictoires, notamment en ce qui concerne la distribution spatiale des

failles. Quelques auteurs proposent une organisation hiérarchique des réseaux de failles [Allègre *et al.*, 1982 ; Turcotte, 1986 ; Hirata, 1989], mais certaines mesures semblent prouver l'inverse [Chilès, 1988 ; Odling, 1992]. Doit-on alors voir dans les fractals, un effet de mode, ou s'agit-il plus simplement de difficultés expérimentales de mesure liées à la qualité de l'échantillonnage et aux méthodes employées ? Pour tenter de clarifier en partie cette situation, nous avons entrepris une étude systématique, basée sur différentes méthodes de mesure, de plusieurs réseaux de failles et de joints observés à des échelles variables. En collaboration avec *Eric Bonnet* [1996], nous avons également utilisé des réseaux de failles issus d'expériences analogiques pour lesquelles les conditions cinématiques étaient parfaitement contrôlées. Ces réseaux permettent de mesurer les propriétés statistiques des failles à différents stades de maturation.

II.1.LES RESEAUX DE FAILLES

Les fluides peuvent s'écouler dans toutes sortes de discontinuités (joints, diaclases, failles) qui n'ont ni la même signification mécanique ni la même géométrie. Ce chapitre sera consacré à l'étude de la géométrie des réseaux de failles ou de joints. Nous utiliserons fréquemment le terme générique de fracture pour éviter une certaine redondance dans l'exposé, particulièrement lorsque la distinction entre ces deux types de discontinuités ne se justifiera pas.

II.1.1 Failles et Joints, aspect mécanique

Les failles sont l'expression principale de la déformation fragile dans la croûte supérieure élastique. Leur manifestation a été abondamment étudiée, notamment en laboratoire, en mécanique des roches. La mise en charge d'un échantillon provoque une déformation d'abord élastique qui, si le chargement se poursuit, évolue vers la rupture de l'échantillon lorsque le seuil de rupture est atteint. La rupture se traduit par une localisation de la déformation le long d'une fracture, et un glissement d'un compartiment par rapport à l'autre. Dès et déjà, il convient de noter le caractère discontinu de ce mode de déformation où la zone déformée est très localisée au milieu de la roche saine, peu fracturée. Ce mode de déformation implique des échelles géologiques très vastes, de l'échelle microscopique à l'échelle continentale.

La distinction mécanique entre failles et joints réside dans le mode de propagation. Les joints correspondent au mode I de propagation, le déplacement est normal au plan du joint, tandis que dans le cas des failles, le déplacement est de type cisailant, dans le plan de la faille (mode II). La géométrie des réseaux de joints est très variable [Pollard et Aydin, 1988]. En particulier les joints, ou plutôt les diaclases, sont souvent associés à une échelle caractéristique, celle des bancs sédimentaires, qui conduit à une certaine périodicité de la déformation [Pollard et Aydin, 1988]. La distribution des longueurs de joints est aussi en général plus réduite que celle des failles. Toutefois, en l'absence d'échelle caractéristique, la déformation peut apparaître aussi hétérogène [Segall et Pollard, 1983].

II.1.2 Analyse statistique des champs de failles :

Une faille est caractérisée par au moins 5 paramètres : sa longueur l , sa position dans l'espace r , son orientation θ , son ouverture b et son rejet d . L'analyse statistique des champs de failles nécessite donc la connaissance d'au moins cinq distributions : distributions de longueurs, d'orientations, de positions, d'ouvertures et de rejets.

La distribution des ouvertures a déjà été évoquée dans le chapitre 1. On peut rappeler les résultats de Belfield et Sovich [1995], qui obtiennent des distributions d'ouvertures qui suivent des lois de puissance. L'analyse des rejets de failles ne sera pas abordée au cours de ce chapitre. Elle a toutefois suscité un certain intérêt dans l'espoir de mieux contraindre les processus de

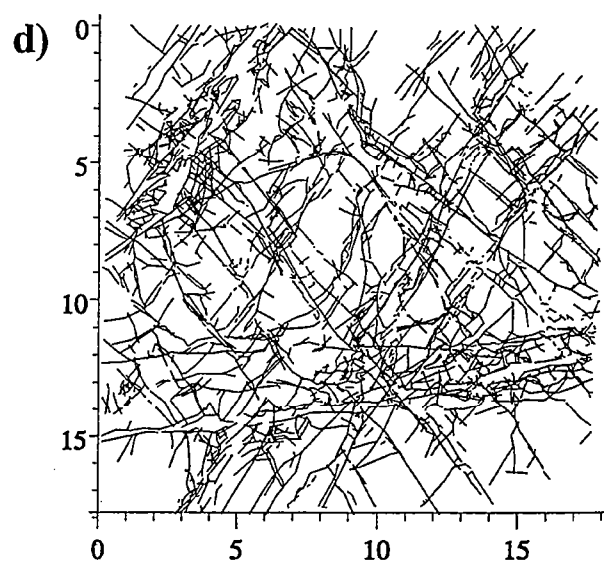
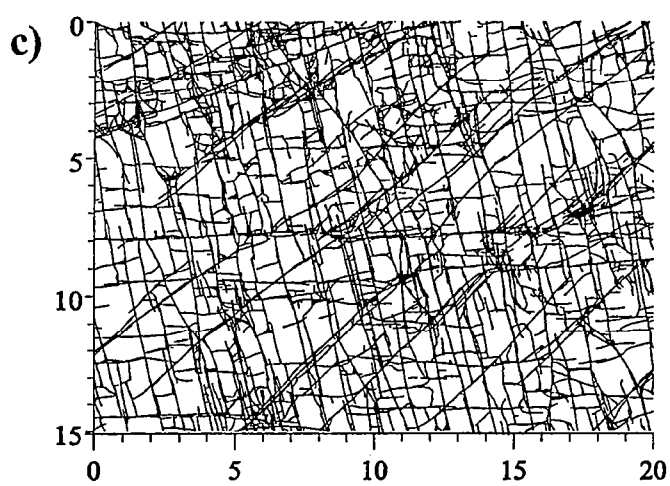
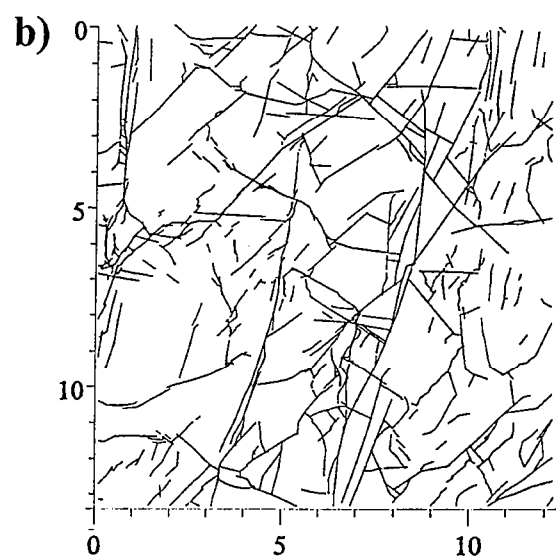
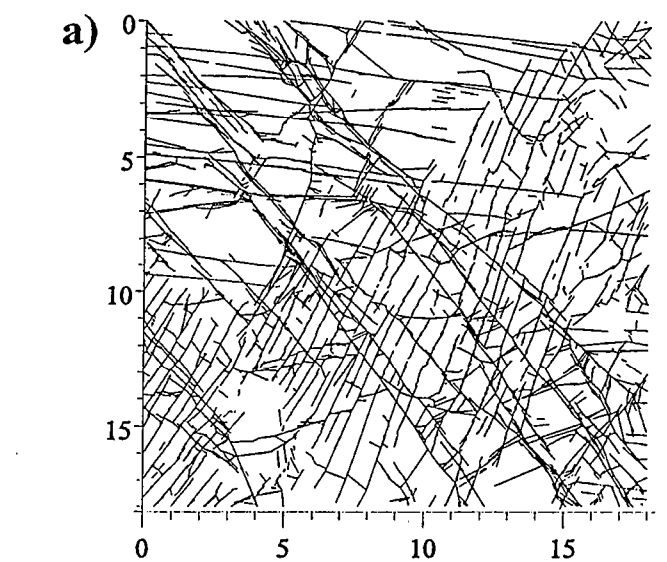


Figure II.1 : Cartes de réseaux de joints (échelle métrique) a) Hornelen1 [Odling, 1992], b) Hornelen2 [Odling and Webman, 1991], c) Whinney Hill [Gillepsie et al., 1993], d) Lannon [Lapointe et Hudson, 1985].

croissance des failles et d'établir des calculs de déformation totale [Davy *et al.*, 1990 ; Scholz *et Cowie*, 1990 ; Marrett *et Allmendinger*, 1991]. La loi généralement admise relie le rejet de la faille à sa longueur :

$$d \sim l^n$$

où n est un exposant égal à 1 ou à 1.5 selon les auteurs [Cowie *et Scholz*, 1992 ; Gillepsie *et al.*, 1992]. L'universalité d'une telle loi reste à prouver. Cartwright *et al.* [1995] proposent au contraire que la dispersion des données proviennent des processus de coalescence entre failles.

Ce chapitre sera surtout consacré à l'étude de la distribution spatiale des failles et à une revue bibliographique des résultats portant sur la distribution des longueurs de failles. La distribution spatiale des traces de failles intègre une certaine complexité puisqu'elle dépend de la position des failles, de leurs longueurs, et de leurs orientations. Il est possible de réduire cette complexité en décrivant la distribution spatiale des positions de failles [Davy *et al.*, 1990]. Dans ce cas, chaque faille est représentée par un point qui correspond à sa position. Toutefois, cette approche nécessite de définir le concept de faille au sein d'un réseau qui présente de nombreux branchements. Selon une description cinématique, chaque faille est définie par une cohérence spatiale des rejets. D'après cette définition, le passage d'une faille à une autre sera marqué par un changement brutal d'orientation ou de rejet [Davy, 1993a].

Afin que cette étude ne soit pas limitée à un seul exemple naturel, nous avons effectué une analyse statistique sur plusieurs réseaux naturels de failles ou de joints, observés à différentes échelles.

II.1.3 Réseaux de failles étudiés :

Les réseaux de joints cartographiés à l'échelle de l'affleurement sont les suivants:

- deux réseaux de joints cartographiés dans des grès d'âge Dévonien de Norvège (Fig.II.2a) [Odling, 1992 ; Odling *and Webman*, 1991]. L'un deux a déjà fait l'objet d'une étude statistique détaillée [Odling, 1992] (Fig.II.1a). Leur origine est due à la libération des contraintes lors du soulèvement du bassin à la fin de l'orogène Calédonien. Les joints sont globalement perpendiculaires à la stratification. L'épaisseur des bancs sédimentaires est de 2 mètres. Les excellentes conditions d'affleurements dans le plan de stratification, ont permis d'étudier plusieurs réseaux de joints, cartographiés à des échelles différentes [Odling, soumis].
- un réseau de joints régulièrement espacés, très bien documenté, cartographié dans des grès d'épaisseur métrique, en Angleterre (Fig.II.1c) [Gillepsie *et al.*, 1993].
- un réseau de joints lui aussi très bien documenté provenant du Nord des Etats-Unis, dans des dolomites paléozoïques (Fig.II.1d) [Lapointe *et Hudson*, 1985].

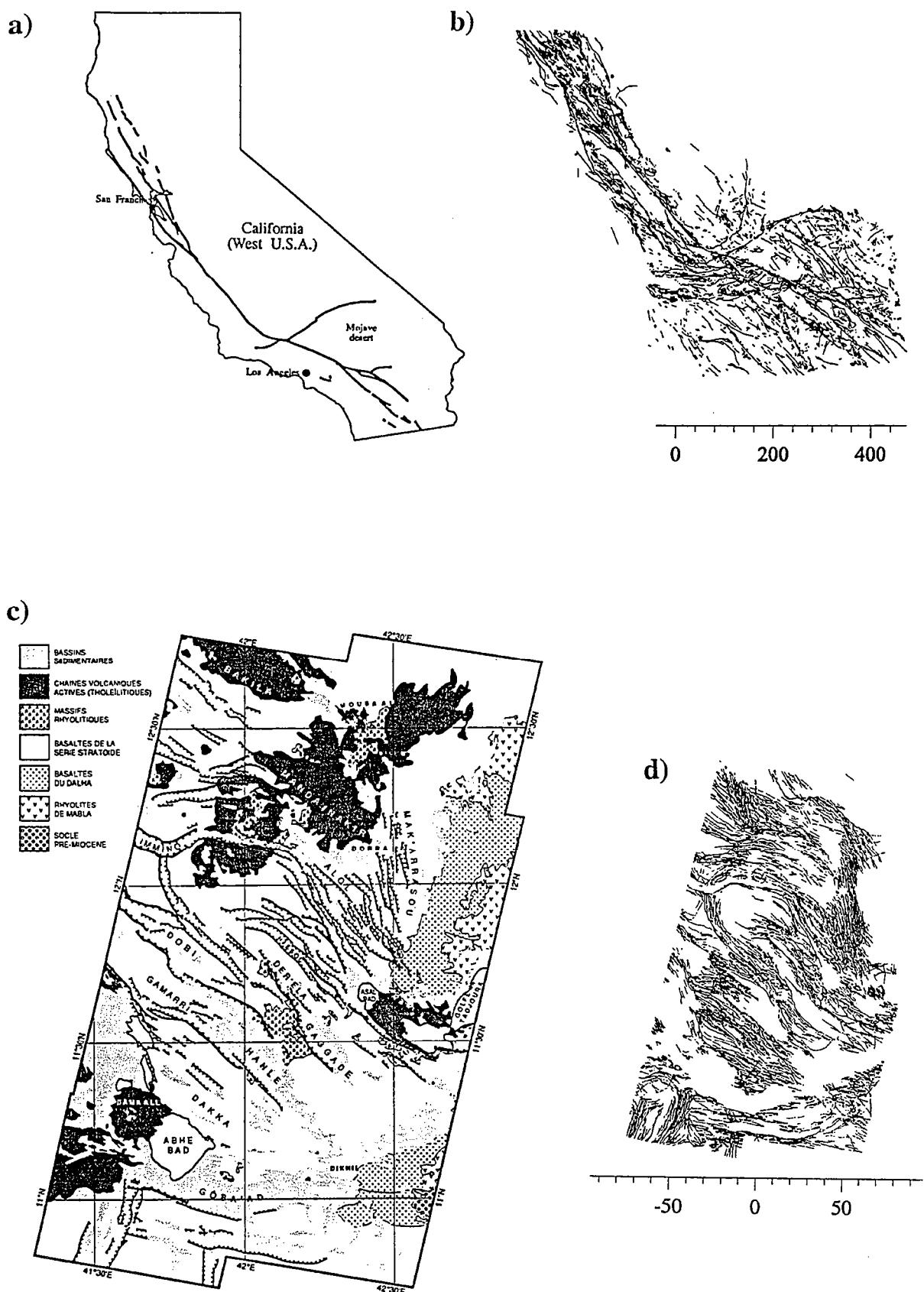


Figure II.2 : Carte de réseaux de failles (échelle kilométrique) a) Carte simplifiée du réseau de failles californien, d'après Davy [1993] b) réseau numérisé d'après la carte de Jennings [1988], c) Carte géologique simplifiée de la région des Afar d'après Souriot [1993] d) réseau de failles des Afar [Souriot, 1993].

Les deux réseaux de failles d'échelle continentale que nous avons utilisés correspondent au réseau de failles de Californie, (Fig.II.2a) [Jennings, 1988], et au réseau de failles des Afar (Fig.II.1b) où la qualité des affleurements et le décalage de récentes coulées volcaniques en font un excellent objet d'étude [Souriot, 1993]. Le réseau de failles de Californie est suffisamment important pour permettre une étude distincte des parties Nord et Sud du réseau, qui présentent des caractéristiques géométriques assez différentes. Au Nord, la déformation est principalement décrochante et localisée autour de la faille de San Andréas; au Sud, la déformation est globalement plus distribuée sans doute à cause des composantes chevauchante et extensive de la déformation, respectivement à l'Ouest et à l'Est de la faille de San Andréas. Malgré l'intérêt que présente le réseau de failles des Afar, ce réseau présente quelques lacunes d'observation dans des régions recouvertes par des lacs ou par de très récentes coulées volcaniques sans qu'il soit réellement possible de connaître leur degré de fracturation.

Par ailleurs, en collaboration avec Eric Bonnet [Bonnet, 1996], nous avons aussi travaillé sur des réseaux de failles obtenus à partir d'expériences analogiques (Fig.II.3). Ces expériences permettent d'étudier l'évolution des paramètres statistiques des réseaux de failles à différents stades de maturation des réseaux. Leur but était de mieux contraindre les modes de déformation de la lithosphère continentale [Davy et al., 1995 ; Bonnet, 1996]. Le principe expérimental reproduit la stratification rhéologique de la lithosphère en superposant une couche de sable (comportement de type Mohr-Coulomb avec un angle de friction interne de 30°), sur deux couches de silicones (fluide à viscosité newtonienne), le tout reposant sur un sirop de glucose dont la résistance aux contraintes cisailantes est négligeable. Le mode de déformation résultant du raccourcissement uniaxial appliqué, dépend du rapport des résistances des milieux fragile-ductile [Davy et al., 1995 ; Bonnet, 1996]. Lorsque la couche fragile est beaucoup plus résistante que les couches ductiles, la déformation est localisée à l'intérieur de deux bandes de déformation (Fig.II.3a). Un réseau hétérogène mais distribué sur l'ensemble du système, apparaît aux premiers stades de la déformation; puis, seul un sous-réseau de failles reste actif après la localisation de la déformation. Au contraire, lorsque les couches visqueuses ont une résistance comparable à la couche fragile, la déformation est globalement homogène et surtout non-localisante macroscopiquement. Les réseaux de failles ont une distribution beaucoup plus homogène et régulière (Fig.II.3b). Ces réseaux sont donc très intéressants puisqu'ils présentent des caractéristiques géométriques très différentes selon le mode de déformation. En outre, ils permettent d'étudier la variation des paramètres statistiques au cours de la déformation.

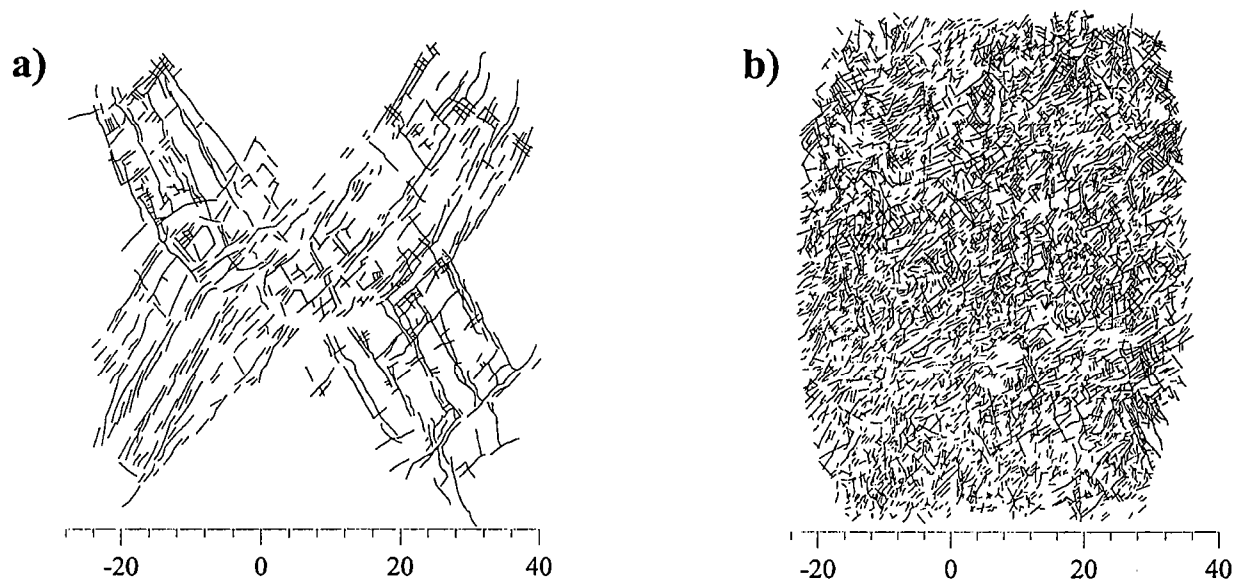


Figure II.3 : Exemples de réseaux de failles expérimentaux (échelle centimétrique) [Bonnet, 1996], *a*) expérience localisante : la déformation est localisée à l'intérieur de 2 bandes de cisaillement, *b*) expérience non-localisante : la déformation est distribuée sur l'ensemble du système.

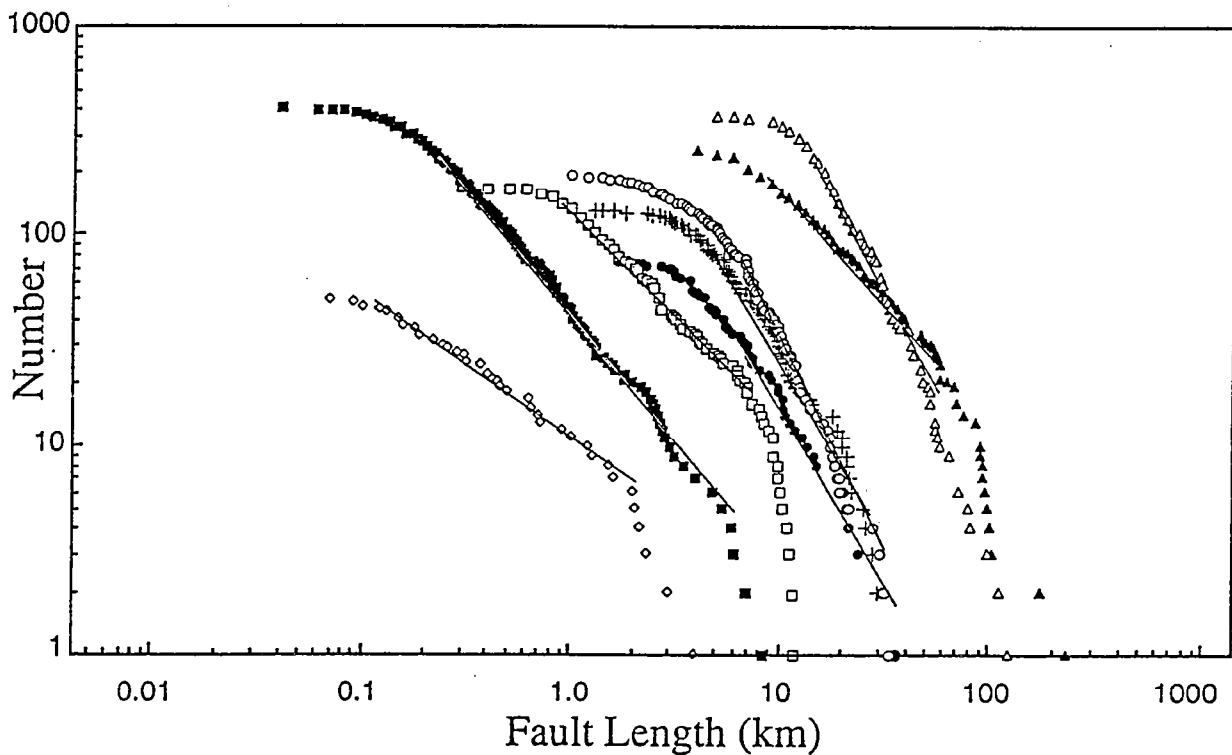


Figure II.4 : Exemples de distributions cumulées de longueurs de failles, d'après [Cladouhos et Marrett, 1996]. Les pentes des différentes distributions fournissent l'exposant c des lois de puissance ($c=a-1$, cf. texte).

II.2 La distribution des longueurs de failles

Les réseaux de failles sont toujours caractérisés par une large distribution de longueurs de failles. Différents modèles de distribution ont été proposés, distribution log-normale, distribution exponentielle, loi de puissance. Tous ces modèles n'ont pas la même signification et ne sont pas forcément tous appropriés.

Un des premiers modèles proposés, couramment employé en statistique et en géostatistique et particulier, était la loi log-normale. Ce modèle implique que la densité de failles, $n(l)$, possède un maximum ce qui est contraire aux observations géologiques qui révèlent que plus les failles sont petites plus elles sont nombreuses. En fait, la loi log-normale permet de pallier au manque d'observation aux petites échelles [Einstein et Baecher, 1983 ; Barton et Zoback, 1992 ; Odling, soumis] et n'a pas de réelle signification physique en terme de processus de croissance de failles.

Depuis une dizaine d'années, le modèle le plus répandu est la loi d'échelle du type :

$$n(l) = \alpha l^{-a}$$

où $n(l)$ est le nombre de failles compris entre l et $l+dl$ et a est un exposant¹ pouvant varier en général de 1 à 3 (Fig.II.4 et II.5). Les causes de la variabilité de cet exposant sont multiples et parfois riches d'enseignements.

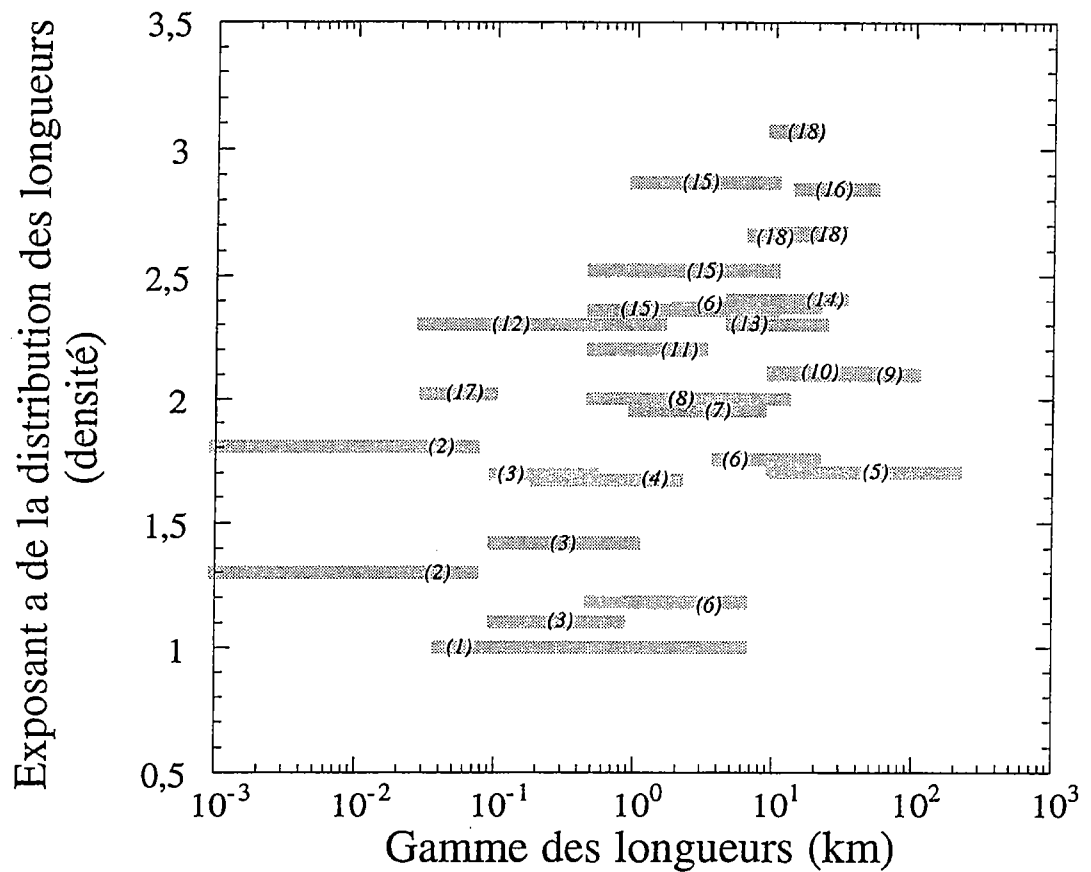
Une des premières causes est la qualité de l'échantillonnage. Les effets de troncature (liés au sous-échantillonnage des failles dont la longueur est inférieure à l'échelle de résolution), et de « censoring » (liés au sous-échantillonnage des grandes failles dont les extrémités ne sont pas observables dans la fenêtre d'observation) sont bien connus [Chilès et de Marsilly, 1993]. Si on peut s'abstraire des effets de « censoring » soit en corrigeant les données [Baecher et Laenney, 1978], soit en étudiant des champs de failles qui ne soient pas limités à une fenêtre d'observation ; il est difficile de corriger les effets de troncature sans un modèle de distribution préalable. C'est en partie pour prédire la distribution des longueurs de failles sous l'échelle d'observation que l'on essaye d'établir des modèles de distribution.

Dans le cas d'une loi de puissance, l'exposant peut être mesuré soit à partir de la fonction densité $n(l)$, soit à partir de la distribution cumulée $C(l)$ mesurant le nombre de failles dont la longueur est supérieure à l :

$$C(l) = \int_l^{\infty} n(l) dl$$

Si $n(l)$ est une loi de puissance (l^{-a}), alors $C(l)$ sera aussi une loi de puissance caractérisée par un exposant $-a+1$. La distribution cumulée permet de lisser les données mais pose plusieurs

¹ Cet exposant a souvent été interprété comme la dimension fractale du réseau de failles alors que ce n'est pas une dimension topologique, excepté dans certains cas qui seront discutés ultérieurement.



- | | | |
|---------------------------|------------------------------|-------------------------------|
| (1) Gudmunsson, 87 | (7) Kakimi, 80 | (13) Davy, 93 |
| (2) Segall et Pollard, 83 | (8) Bonnet, 96 | (14) Villemin et Sunwoo, 87 |
| (3) Gauthier et Lake, 93 | (9) Scholz et Cowie, 90 | (15) Watterson et al., 96 |
| (4) Krantz, 88 | (10) Blackstone, 88 | (16) Steward, 80 |
| (5) Main et al., 90 | (11) Scott et Castellano, 84 | (17) Knott et al., 96 |
| (6) Yielding et al., 96 | (12) Scholz et al., 93 | (18) Cladouhos et Marrett, 96 |

Figure II.5 : Compilation des différentes valeurs de l'exposant a , [Bonnet, 1996]. Chaque valeur de a est reportée en fonction de la gamme des longueurs de failles correspondant au réseau étudié.

problèmes comme le souligne Davy [1993a]: « i) le lissage introduit par cette intégrale ne permet pas d'évaluer les erreurs liées aux fluctuations de distribution, les erreurs sur les exposants de $C(l)$ sont largement sous-estimées ; ii) $C(l)$ fait souvent apparaître des artefacts liés à des problèmes d'échantillonnage des grandes failles ». Il recommande donc dans la mesure du possible d'utiliser la distribution en fréquence $n(l)$ [Davy, 1993a].

Un exemple de tels artefacts est donné dans la figure II.6. A partir de la distribution en fréquence, $n(l)$, des longueurs de failles du réseau sud-californien, il est possible d'obtenir un modèle de distribution selon une loi de puissance pour des longueurs de failles comprises entre 4 et 30 kilomètres (Fig.II.4a). L'exposant a déduit du modèle est égal à -2.11. Ce modèle ne rend pas compte des petites failles ($l < 4$ kilomètres) pour lesquelles l'effet de troncature est important, ni des grandes failles qui sont trop peu nombreuses et pour lesquelles l'erreur est très importante. Si maintenant on cherche à vérifier la validité de l'exposant à partir de la distribution cumulée $C(l)$, le meilleur modèle de distribution en loi de puissance pour exactement la même gamme de longueur, fournit $a \sim -2.4$ (ligne en pointillé, Fig.II.4b). L'écart entre les deux détermination de a atteint 0.3 (valeur largement supérieure à l'estimation de l'incertitude donnée par la méthode des moindres carrés). Cet écart s'explique en réalité très facilement dès que l'on tient compte de la borne supérieure de l'intégrale qui n'est pas infinie comme le supposait le modèle précédent. Dans la pratique, $C(l)$ est donnée par deux termes :

$$C(l) = \int_l^{l_{\max}} n(l) dl \sim l^{-a+1} - l_{\max}^{-a+1}$$

où $l_{\max}$ correspond aux plus grandes failles du système. Un deuxième modèle qui tient compte des deux termes, fournit cette fois-ci pour les mêmes données : $a \sim -2.1$ et $l_{\max} \sim 65$ kilomètres (Fig.II.4b, ligne pleine) , valeurs qui sont en parfait accord avec la distribution $n(l)$.

Si de tels artefacts ne sont pas trop importants, Davy [1993a] propose également de déterminer le meilleur modèle de distribution, à partir du rapport des deux distributions. Si $n(l)$ est une loi de puissance, alors $C(l)$ est aussi une loi de puissance, donc le rapport des deux distributions, $n(l)/C(l)$, doit être une fonction linéaire de l . Au contraire, si $n(l)$ est une loi exponentielle, le rapport des deux distributions doit être constant.

La qualité de l'échantillonnage ne peut toutefois expliquer qu'une partie de la variabilité des résultats obtenus (Fig.II.5), à moins d'envisager que nous sommes de bien piètres observateurs ! Heureusement pour nous, d'autres mécanismes peuvent être invoqués, comme la probabilité d'observer dans un plan, une faille de longueur l , l'évolution des réseaux de failles au cours de la déformation [Davy, 1993b ; Bonnet, 1996], la dépendance en fonction du mode de déformation [Bonnet, 1996], ou encore de la lithologie.

En général, la probabilité d'observer une faille de longueur l dans un plan, $p(l)$, est proportionnelle à la longueur l de la faille. Toutefois, les failles de longueur supérieure à

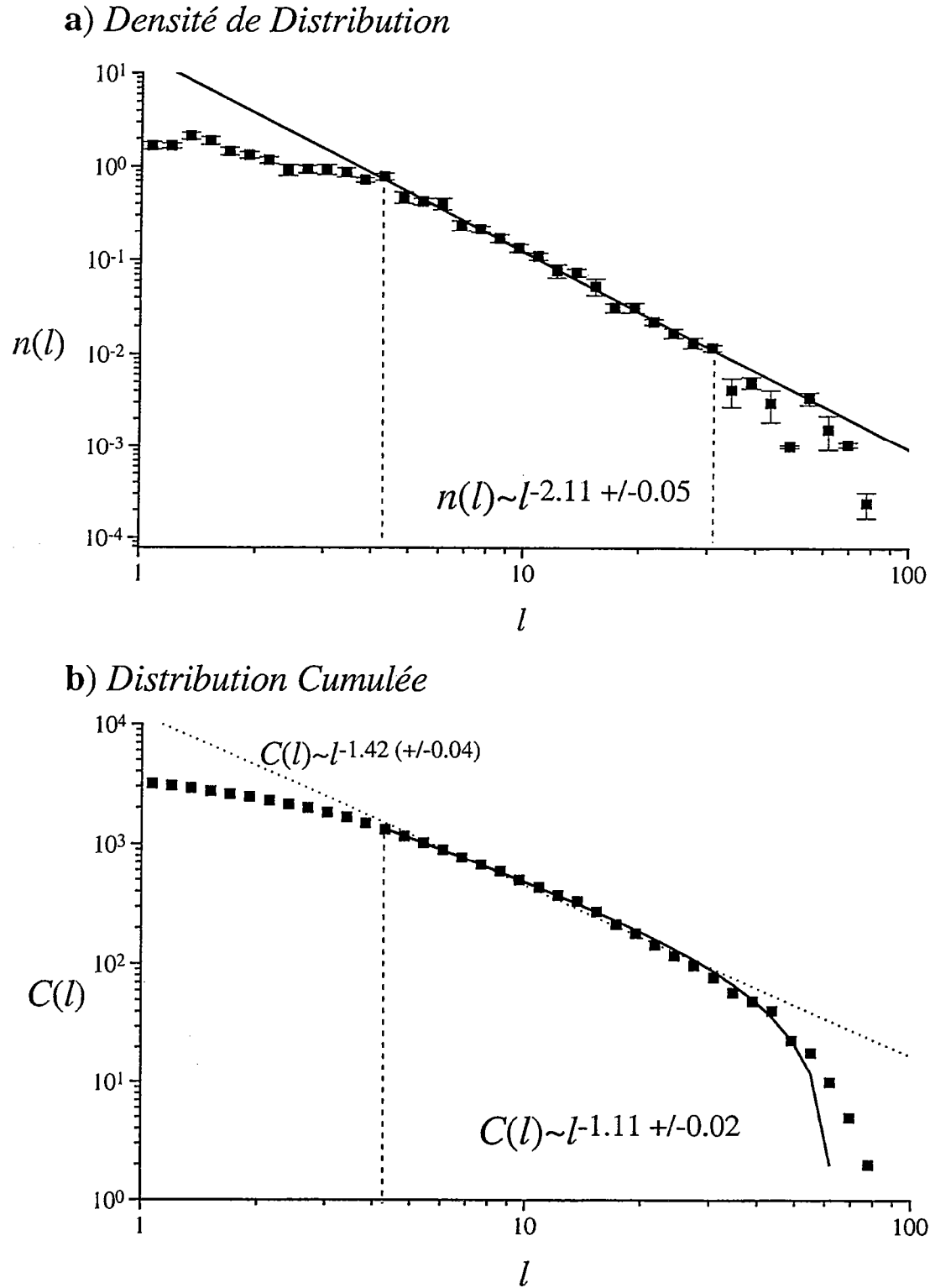


Figure II.6 : Distribution des longueurs du réseau de failles Sud-californien. a) densité de distribution, $n(l)$ (les carrés pleins correspondent aux points de mesure, la droite en trait fin, au modèle de distribution en loi de puissance ($a \sim 2.1$), et les lignes verticales en pointillés, aux limites de validité du modèle. b) distribution cumulée, $C(l)$ (la ligne en pointillés correspond au meilleur modèle en loi de puissance qui ne tient pas compte des effets de tailles finies : $C(l) \sim \int_l^\infty l^{-2.42} dl$; la courbe en trait plein, correspond à un modèle en loi de puissance borné par la taille des plus grandes failles : $C(l) \sim \int_l^{65 \text{ km}} l^{-2.1} dl$).

l'épaisseur de la croûte élastique ($L_c \sim 10-15$ kilomètres) ont une probabilité d'observation dans un plan égale à 100%. On s'attend donc à obtenir des distributions de longueurs en 2D ou en 3D équivalentes : $n_{3D}(l > L_c) = n_{2D}(l > L_c)$.

En revanche pour les failles de longueurs inférieures, la distribution tridimensionnelle sera donnée par

$$n_{2D}(l) = n_{3D}(l) \cdot p(l) = \alpha l^{-a} \text{ soit } n_{3D}(l < L_c) = \alpha l^{-a-1}.$$

Or, les valeurs de a sont en effet en général plus élevées, comprises entre 2 et 3, pour des gammes de longueurs supérieures au kilomètre, tandis qu'elles sont comprises entre 1 et 2 pour des gammes de longueurs inférieure à 10 kilomètres (Fig.II.5). *Davy* [1993a] propose que cette différence reflète le passage d'un échantillonnage bidimensionnel à un échantillonnage tridimensionnel.

A partir de modélisations analogiques, *Davy* [1993a] et *Bonnet* [1996] ont montré par ailleurs que la distribution des longueurs de failles évoluait au cours du temps. Cette évolution est marquée par une diminution de la valeur de a grâce aux processus de coalescence, qui favorise la croissance des grandes failles. Lorsque qu'apparaît le processus de localisation, la distribution des longueurs se stabilise avec un exposant a proche de 2.0 [*Bonnet*, 1996]. A partir de simulations numériques, *Cowie et al.* [1995] et *Cladouhos et Marrett* [1996], ont aussi obtenu des distributions de longueur de failles qui suivaient une loi de puissance dont l'exposant a diminue également au cours de la déformation. *Cowie et al.* [1995] obtiennent eux aussi un exposant proche de 2.0, au moment de la localisation. *Sornette et Davy* [1991] ont proposé un modèle de croissance de failles basé sur des considérations énergétiques, qui prédit lui aussi un régime stationnaire limite caractérisé par une loi de puissance dont l'exposant est égal à 2.

Enfin, toujours à partir d'expériences analogiques réalisées cette fois pour différents rapports des résistances des milieux fragile-ductile, *Bonnet* [1996] a montré que le type de distribution de longueurs était fortement dépendant du mode de déformation. Lorsque la déformation est distribuée, il obtient des distributions exponentielles. Certaines analyses statistiques de réseaux de failles cartographié en domaine océanique (où la déformation est distribuée), confirme ces résultats [*Carbotte et MacDonald*, 1994 ; *Cowie et al.*, 1995]. En revanche, lorsque la déformation est localisée, les distributions de longueurs obtenues suivent des lois de puissance [*Bonnet*, 1996], en accord avec de nombreuses données recueillies en domaine continental.

Malgré une forte dispersion des données, la loi d'échelle semble être un bon candidat pour caractériser les lois de distributions des longueurs. Toutefois, selon le mode de déformation ou la présence d'échelle caractéristique, d'autres types de lois peuvent répondre aux distributions naturelles [*Davy*, 1993a ; *Bonnet*, 1996]. L'évolution des réseaux de failles au cours de la déformation est aussi un paramètre important qui peut expliquer une telle variabilité. En revanche, les attendus théoriques, basés sur une approche mécanique, qui permettraient

d'expliquer le sens de telles distributions sont peu développées et laissent en suspens de nombreuses questions.

II.3 Distribution spatiale des réseaux de failles :

Un problème d'ordre méthodologique

II.3.1 INTRODUCTION

Dans l'espoir de pouvoir appliquer les théories fractales aux champs de failles, de nombreuses études ont essayé de quantifier en deux dimensions les relations d'échelle spatiales [Barton and Larsen, 1985; Okubo et Aki, 1987, Aviles et al., 1987; Lapointe, 1988; Hirata, 1989; Davy et al., 1990; Velde et al., 1991; Vignes-adler et al, 1991; Barton et Zoback, 1992; Matsumato et al, 1992; Gautier et Lake, 1993, Ouillon et al, 1996]. Ces différentes études ont été réalisées avec plus ou moins de rigueur [voir revue de Davy, 1993a], mais elles montrent toutes que la distribution spatiale des densités de failles peut être décrite par des lois d'échelle, l'exposant de la loi d'échelle (ou dimension fractale) variant entre 1. et 1.8.

Cependant, d'autres études ont infirmé ces résultats en montrant que certains réseaux de failles ne pouvaient pas être caractérisés par une loi d'échelle simple [Chiles, 1988; Odling, 1991; Gillepsie et al, 1993]. Chiles [1988], travaillant sur les propriétés statistiques d'un réseau bidimensionnel de failles, a montré que la dimension de similarité (box-dimension) calculée variait continûment selon l'échelle de mesure, d'une valeur de 1 aux petites échelles à une valeur de 2 pour les grandes échelles. Les dimensions fractionnaires, mesurées précédemment, pourraient alors n'être qu'une valeur intermédiaire (entre 1 et 2) sans réalité matérielle. Néanmoins, si ce réseau étudié ne peut être caractérisé par une dimension constante, une distribution aléatoire de failles ne parvient pas non plus à reproduire ses propriétés statistiques. Odling [1991] sur un réseau de joints (les joints sont des fractures qui ne montrent pas de déplacement), a montré que la dimension fractale évoluait aussi de 1 (l'échelle de la faille) à une dimension de 2 (échelle du réseau rempli homogènement) avec l'échelle de mesure, sans obtenir de pallier intermédiaire permettant de supposer que le réseau étudié pouvait être fractal. Des simulations de réseaux de failles distribuées aléatoirement mais en respectant la distribution des orientations et des longueurs du réseau original ont fourni des résultats similaires. Enfin, Gillepsie et al. [1993] ont testé l'influence des méthodes utilisées sur différents réseaux de failles et de joints. Selon eux, les réseaux de failles peuvent être caractérisés par une distribution fractale ce qui n'est pas le cas des réseaux de joints qui sont trop régulièrement espacés. Ils soulignent toutefois que la technique du recouvrement (Box-counting) est très sensible aux effets de bords et doit être appliquée avec beaucoup de précautions pour mesurer correctement la dimension fractale. Remarquons que les joints se forment généralement dans des couches sédimentaires dont

l'épaisseur joue le rôle d'échelle caractéristique contrôlant leur périodicité. Il n'est donc pas surprenant que ces réseaux ne présentent pas de lois d'échelle.

Suivant une approche plus théorique, des études numériques ont essayé de décrire les processus de rupture dans les milieux désordonnés, en utilisant des réseaux de poutres ou de fusibles [De Arcangelis *et al.*, 1989 ; Hansen *et al.*, 1991 ; Vanneste et Sornette, 1992 ; Davy *et al.*, 1995]. Ces auteurs ont montré que les résultats étaient surtout sensibles à deux paramètres : le degré de désordre (importance des queues de distribution des seuils de rupture) et la redistribution des courants (analogue à une redistribution des contraintes suite à un séisme) [Hansen *et al.*, 1991 ; Vanneste et Sornette, 1992]. En fonction de ces paramètres, la géométrie du réseau de liens cassés pouvait évoluer d'un réseau homogènement distribué, analogue à ceux obtenus en théorie de la percolation et de dimension égale à 2, à un réseau très linéaire de dimension égale à 1.

La variabilité des mesures de dimensions fractales peut donc éventuellement s'expliquer par la variété des mécanismes de déformation, et/ou par la faiblesse des procédures d'échantillonnage qui conduisent à des artefacts de mesure. Les méthodes utilisées pour mesurer les dimensions des réseaux de failles peuvent aussi être inadéquates; dans ce cas, les réseaux de failles ne sont pas fractals mais il existe une gamme d'échelle pour laquelle ces réseaux ne sont plus des lignes ($D=1$), mais ne remplissent pas encore le plan ($D=2$). On obtient une gamme de dimensions locales intermédiaires entre 1 et 2 dont la valeur moyenne n'a pas de sens physique. La qualité de l'échantillonnage peut aussi avoir un rôle important quant aux valeurs de dimensions obtenues. Les résultats peuvent enfin être dépendant du type de réseau de failles: un réseau de failles fournissant une dimension fractale variable, un réseau de joints, homogène, non fractal, fournissant une dimension de 2.

Ces incertitudes limitent non seulement l'utilisation de modèles fractals en hydrogéologie, ce qui se justifie au vu des données, mais stérilisent aussi la réflexion quant aux problèmes de transferts d'échelle. Doit-on voir dans les fractals un effet de mode, et continuer à rechercher certaines échelles caractéristiques, ou doit-on considérer les milieux fracturés comme une succession d'échelles emboîtées ayant un lien génétique entre elles ? Devant les conséquences divergentes de ces deux approches, il apparaît nécessaire d'apporter une réponse aussi claire que possible.

II.3.2 METHODES

II.3.2.1 Définitions

L'intérêt des théories fractales s'adresse aux systèmes complexes, dont la géométrie présente des détails à toutes les échelles et se traduit par une dimension non-entière. Il est en effet possible de décrire un objet par son recouvrement de « sphères » de dimension d et de rayon ε (si $d=1$, la

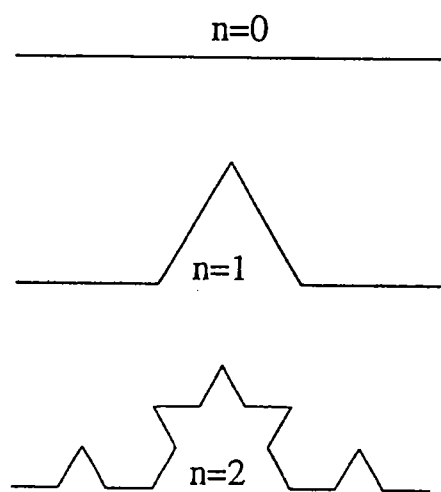


Figure II.7 : Courbe de Kock, 3 stades d'itérations successif sont représentés.

sphère est un segment ; $d=2$, un disque ; $d=3$, une boule). Il a été montré que lorsque ε tend 0, il existait une dimension critique D telle que la mesure de recouvrement tendait vers l'infini si $d < D$, et tendait vers 0 si $d > D$. Pour les objets de géométrie simple, D est simplement égale à la dimension topologique de l'objet (0 pour un point, 1 pour une ligne, 2 pour un plan, etc.). Dans le cas d'objets fractals, dont la géométrie est plus complexe et fait apparaître des détails à toutes les échelles, D n'est plus une dimension entière. Pour illustrer ce point, prenons l'exemple classique de la courbe de Koch. Cette courbe est construite par itérations successives en subdivisant chaque segment de longueur l_k , en 4 segments de longueur $l_{k+1}=l_k/3$ (Fig.II.7). A chaque subdivision, la longueur de la courbe se trouve ainsi augmenté d'un tiers. Si l'opération est répétée un grand nombre de fois, selon que l'on mesure sa longueur avec des segments de dimension 1 ou son aire avec des disques de dimension 2, la mesure tendra respectivement vers l'infini ou vers 0 lorsque ε tend vers 0. Dans ce cas, on peut montrer que la dimension fractale est $\log(4)/\log(3)=1.26$. Physiquement, elle traduit un degré d'occupation de l'espace compris entre celui d'une ligne (de dimension 1) et celui d'un plan (de dimension 2).

II.3.2.2 Méthodes de mesures

La principale méthode de calcul de dimension fractale utilisée dans le cas de réseaux de failles est la méthode du box-counting (Fig.II.8b). Elle est issue de la notion de recouvrement, et consiste à dénombrer le nombre N_b de boîtes nécessaires pour recouvrir un objet selon la taille ε des boîtes :

$$N_b(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-D}.$$

La dimension de l'objet (dimension de similarité, D) sera donnée par:

$$D = - \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \log N_b(\varepsilon) / \log(\varepsilon)$$

Une deuxième méthode (Fig.II.8a), basée sur une mesure ponctuelle, en un point P , consiste à calculer la masse moyenne M du système compris dans un cercle de rayon r , centré en P , qui doit varier comme :

$$M(P, r) \sim r^{D_m}$$

En faisant varier le rayon r du cercle, on en déduit la dimension de masse, D_m

$$D_m = \lim_{r \rightarrow \infty} \log M(P, r) / \log(r)$$

Pour un système composé de segments de droite, tels les réseaux de failles, la masse est égale à la somme des longueurs des segments compris dans le sous-système de taille r .

Dans le cas de purs fractals, les deux méthodes fournissent des résultats similaires, la dimension de masse étant égale à la dimension de similarité. Pour obtenir des valeurs précises de D_m , il est néanmoins nécessaire de moyenner les résultats sur un grand nombre de points p . Le choix des points doit être effectué avec précaution pour éviter les effets de bords. Ces deux méthodes sont complémentaires puisque la première s'applique à un système de taille Λ constant

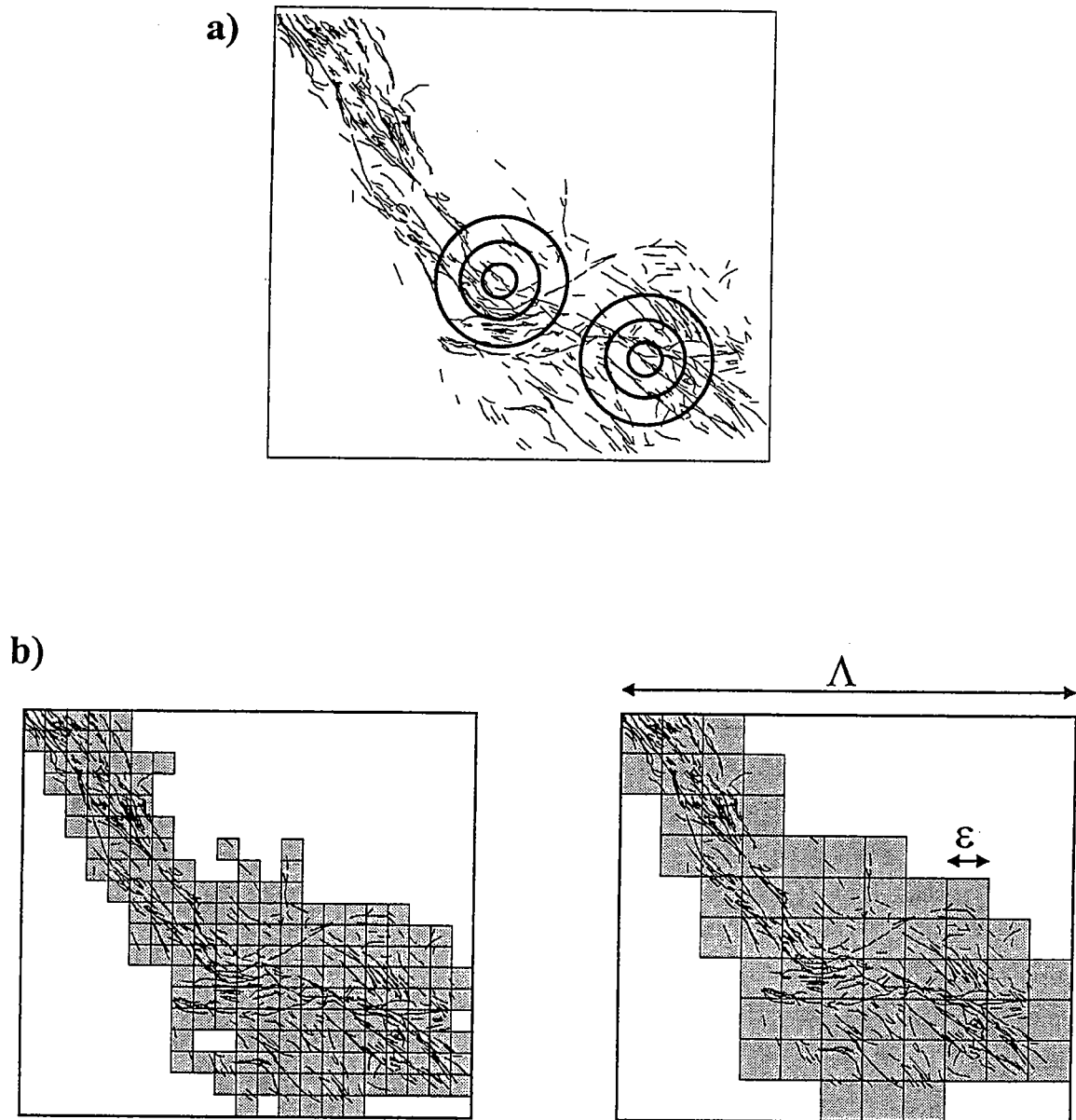


Figure II.8 : a) Illustration schématique du calcul de dimension fractale par la méthode des masses : en N points du système, la masse moyenne de failles (somme des longueurs de faille) incluse dans des cercles de rayon, r , croissant est calculée. b) Illustration schématique du calcul de dimension fractale par la méthode des boîtes : pour des tailles de boîtes croissante (ϵ), on calcule le nombre de boîtes nécessaire pour recouvrir le système. Pour d'évidentes raisons de commodité de dessin, les tailles de boîtes choisies dans l'exemple sont élevées. Or, pour de telles tailles, ce n'est plus la distribution spatiale des failles que l'on mesure, mais l'irrégularité du périmètre du réseau de failles (cf. paragraphe 2.3).

mais d'échelle de résolution ϵ variable, tandis que la seconde (dimension de masse) échantillonne des systèmes de tailles variables pour une échelle de résolution ϵ , constante. Dans le cas d'un réseau de failles bidimensionnel, composé d'une population de failles de dimension 1 distribué dans un espace de dimension 2, les valeurs de dimensions obtenues doivent être comprises entre 1, la dimension d'une ligne, et 2, la dimension d'un plan.

On peut pousser plus loin l'analyse en étudiant la distribution des densités locales de failles. La méthode du recouvrement est, en effet, très simplificatrice puisqu'elle ne fait pas intervenir la densité de fracturation : pour chaque site elle attribue localement une valeur 0 ou 1 selon son taux d'occupation. La densité de fracturation a une distribution statistique beaucoup plus riche puisqu'on peut définir une moyenne, un écart-type, et tous les moments statistiques d'ordre plus élevé. Si l'objet est un fractal pur, tous ces moments peuvent être décrits par des lois de puissance dont les exposants sont en progression arithmétique avec l'ordre de la distribution (voir [Davy, 1993a] pour une discussion plus approfondie); en d'autres termes, les zones intensément fracturées ont la même dimension que le système lui-même. Ceci n'est pas vrai pour tous les objets et on peut généraliser la théorie fractale en introduisant des propriétés multifractales pour lesquelles les dimensions mesurées dépendent de la densité de fracturation.

Pour illustrer ce point particulier, on peut reprendre l'exemple fourni par Gouyet [1992]. Supposons que la distribution des diamants à la surface du globe soit fractale, mais qu'elle ne soit pas homogène, c'est-à-dire qu'il y ait des régions où il y ait des grosses pierres et d'autres où les diamants soient à l'état de trace. Une mesure de dimension fractale tendra soit vers 2 ou 0, selon que les diamants sont répartis uniformément sur la surface du globe ou concentrés dans des régions privilégiées. Dans un cas la recherche de diamants sera aisée mais la rentabilité très limitée, tandis que dans l'autre cas, la recherche sera beaucoup plus difficile, mais fructueuse. L'information reste pauvre car elle ne permet pas d'estimer le prix de l'effort en fonction de la taille des diamants. En revanche, la distribution des différents moments, qui prend en compte le poids relatif des objets, complète cette information.

Hentschell et Proccacia [1983] ont proposé une méthode pour calculer une dimension D_q pour chaque moment d'ordre q . Pour cela, dans chaque site est définie une probabilité d'occupation p_i , comme étant la masse locale normalisée à la masse totale de l'objet (dans le cas d'un réseau de faille la masse de failles est caractérisée par la longueur de failles incluse dans un site, $p_i = M_i / M_T$). Notons que la somme des probabilités est bien égale à 1. Les moments d'ordre q sont alors définis comme

$$M_q(\epsilon) = \sum p_i^q$$

où ϵ est l'échelle de résolution. On peut alors montrer que M_q varie selon une loi de puissance:

$$M_q(\epsilon) = \epsilon^{(q-1)D_q}$$

Les dimensions D_q sont appelées dimensions généralisées d'ordre q [Hentschell et Proccacia, 1983]. Calculer le moment d'ordre 0 revient à dénombrer le nombre de sites occupés,

indépendamment de la densité locale de failles. En revanche, pour $q > 0$, D_q est une mesure de la répartition des zones de densités locales de plus en plus fortes. Le moment d'ordre 1 est défini par la fonction information :

$$I(\varepsilon) = -\sum p_i \ln(p_i), \text{ et } e^{I(\varepsilon)} \sim \varepsilon^{-D_1}$$

où D_1 est la dimension d'information. Si l'objet est un fractal pur toutes les dimensions doivent être équivalentes tandis que si l'objet est un multifractal les dimensions d'ordre supérieur doivent décroître.

Enfin, si les méthodes de mesures précédemment citées, sont parfaitement adéquates dans le cas de fractals déterministes, comme le cas de la courbe de Von Koch, elles peuvent devenir inadéquates voire propices à des sources d'erreurs, dans le cas de fractales statistiques [Vicsek, 1992]. Pour ces dernières, on associe à la loi de récurrence, une ou plusieurs lois probabilistes précisant le choix de l'application de tel ou tel générateur à chaque itération (Fig.II.9). A de rares exceptions près, on ne rencontre que des fractales statistiques dans la nature. Dans ce cas, Vicsek [1992] recommande d'utiliser le terme d'invariance d'échelle plutôt que le terme de self-similarité qui n'a de sens que statistiquement. La fonction de corrélation à deux points apparaît plus appropriée à des mesures expérimentales [Hentschel et Procaccia, 1983 ; Vicsek, 1992]. La fonction de corrélation est définie comme la probabilité que deux points séparés d'une distance r appartiennent à la même structure :

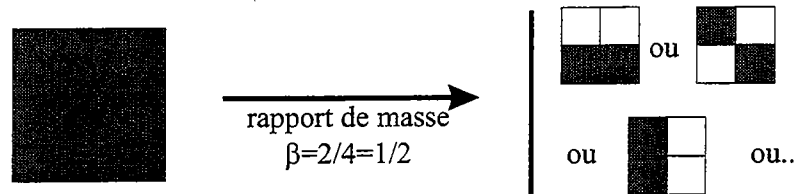
$$C(r) = \frac{1}{N^2} N_d(R < r)$$

où N est le nombre de points et N_d , le nombre de doublets de points dont la distance est inférieure à r [Hentschel et Procaccia, 1983]. La dimension de corrélation est donnée par :

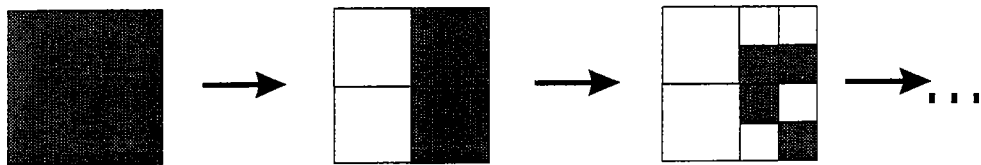
$$D_c = \lim_{N \rightarrow \infty} \log C(r) / \log(r)$$

Pour appliquer cette méthode à des réseaux de failles, qui font référence à des objets linéaires et non à des points, il est possible d'utiliser les barycentres des failles comme points de mesure des positions des failles. Cela permet de dissocier la distribution spatiale des failles de la distribution des longueurs qui leur est associée. Cette dissociation peut être importante puisqu'une distribution de longueurs appropriée peut conduire à des résultats différents selon que l'on calcule la distribution des masses de failles où la distribution spatiale des barycentres des failles [Davy, 1990 ; Sornette et al., 1993]. Le choix d'utiliser les barycentres plutôt que les points milieux est justifié par la courbure éventuelle des failles. Notons enfin que la méthode du box-counting, et la méthode des masses, sont bien sur, aussi applicables pour calculer la distribution spatiale des barycentres des failles. Dans ce cas, la masse de failles correspond au nombre de failles dont les barycentres sont inscrit dans un disque de rayon r . En théorie, la dimension de corrélation, D_c , est égal à D_2 [Hentschel et Procaccia, 1983], de même qu'il est possible de calculer la distribution du nombre de triplets, quadruplés, etc., pour obtenir les différents moments d'ordre q , D_3 , D_4 , etc..

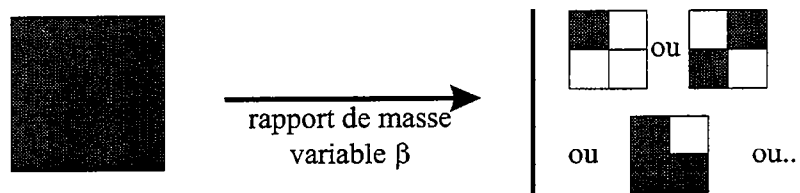
a) Générateur d'une fractale statistique :



Construction d'une fractale statistique avec le générateur précédent :



b) Générateur d'une fractale statistique hétérogène :



Construction d'une fractale statistique hétérogène avec le générateur précédent :

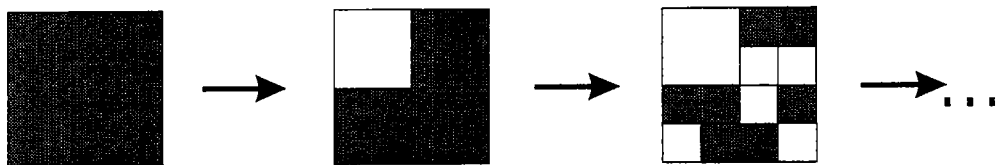


Figure II.9 : Principe des fractales statistiques homogènes (a), et hétérogènes (b), modifié d'après [Gouyet, 1992]

II.3.2.3 Limites des méthodes et domaine de validité des lois d'échelles :

Le dernier point à aborder avant de clore cette partie est le domaine de validité des lois d'échelle. Si dans le cas de fractals théoriques, il est possible d'envisager une valeur de dimension fractale constante quelle que soit l'échelle considérée, les systèmes physiques auxquels on s'intéresse répondent à des processus qui n'ont de sens que dans une gamme d'échelle finie. Un système physique ne peut être fractal que pour une gamme d'échelle bornée par la taille du système Λ et son échelle de résolution ξ , échelle qu'il est souvent difficile de déterminer a priori. Davy [1993a] a proposé une méthode qui permet d'obtenir cette échelle a posteriori par la relation

$$\Lambda/\xi = (M/\Lambda^d)^{1/(D-d)}$$

où M est la masse totale de failles et d la dimension topologique de l'objet. La loi d'échelle n'est définie qu'entre Λ et ξ . Pour tous les réseaux, il est possible de définir une pseudo-densité de failles M/Λ qui définira la gamme de validité de la loi d'échelle par le biais de la relation ci-dessus. En d'autres termes, ce critère permet d'avoir une approche quantitative de la qualité de l'échantillonnage.

Cette gamme d'échelle limitée pose en outre un problème de mesure de dimensions fractales qui ne sont définies en principe que lorsque $r \rightarrow \infty$ ou $\varepsilon \rightarrow 0$. On ne peut donc espérer déduire une valeur de dimension, fiable statistiquement, que si la dimension mesurée est suffisamment stable dans la gamme d'échelle de mesure. Dans le cas contraire, il n'est pas possible d'en déduire une valeur unique puisque si la dimension varie selon l'échelle de mesure, la gamme d'échelle est trop limitée pour extrapoler des valeurs de dimensions pour $r \rightarrow \infty$ ou $\varepsilon \rightarrow 0$. Par ailleurs, l'intérêt des théories fractales est de permettre un transfert d'échelle simple qui ne se conçoit que si la dimension mesurée est suffisamment stable pour une gamme d'échelle de mesure aussi grande que possible. On peut ainsi douter de la pertinence des résultats acquis par Hirata [1989] qui obtient des valeurs de dimensions variant de 1.05 à 1.6 pour différents réseaux de failles, alors que dans chacun des cas, les mesures présentent une courbure manifeste qui traduit une variation de la dimension selon ε (Fig.II.10). De surcroît cet effet est sans doute dû à la faible qualité de l'échantillonnage.

La représentation des données dans un diagramme bi-logarithmique atténue fortement les fluctuations et ne facilite pas l'appréciation de la stabilité de la dimension mesurée. Pour s'affranchir de cette difficulté, le calcul de la pente locale de la courbe des points de mesure, soit la dimension apparente en r , $D_{ap}(r)$, permet d'apprécier beaucoup mieux la stabilité de la mesure de dimension fractale [Davy et al., 1990]. La dimension apparente fournit en outre une idée de l'incertitude de mesure qui est difficilement estimée par le calcul d'un coefficient de corrélation qui reste en général très voisin de 1 dans un diagramme bi-logarithmique. Dorénavant, nous utiliserons ce critère de manière à peu près systématique dans nos calculs.

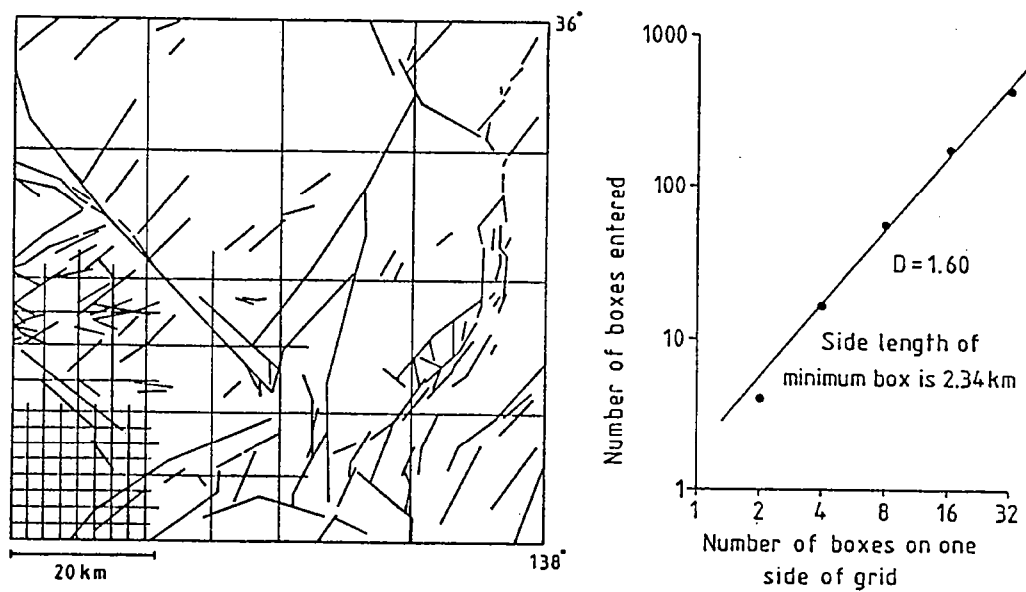


Figure II.10 : Application de la méthode des boîtes à un système de failles actives du Japon, d'après [Hirata, 1989]. Les points de mesure montrent une courbure manifeste, qui résulte de la faiblesse de l'échantillonnage.

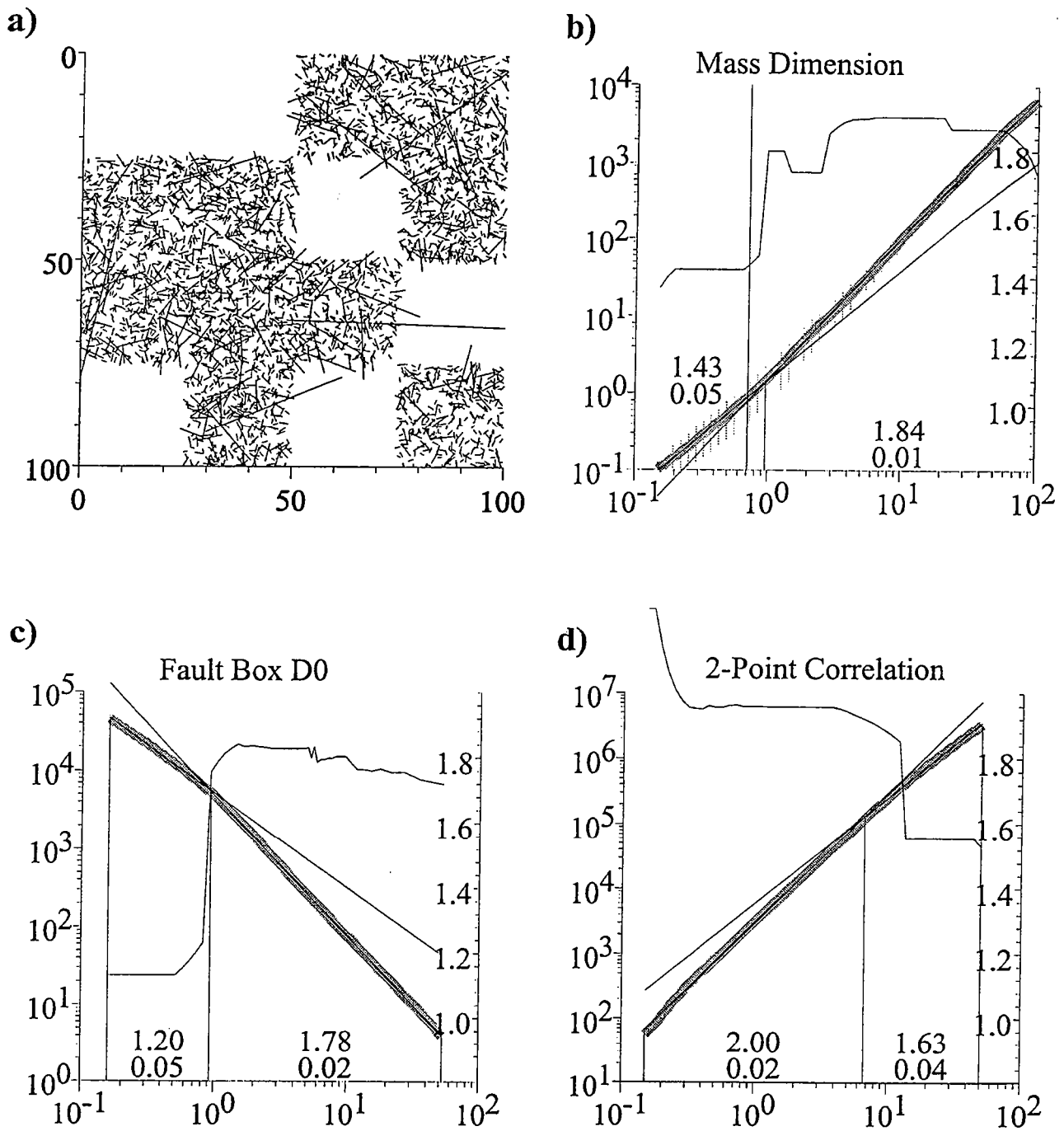


Figure II.11 : Illustration de l'influence des effets de bords. *a)* réseau de fractures simulés selon un processus de poisson (les zones exemptes de fractures sont les zones « interdites »). Dans chacun des graphes suivants, les points de mesure sont représentés par une courbe épaisse grise, la courbe en trait fin correspond aux valeurs de dimension apparente (moyenne mobile sur 5 points) dont l'abscisse est reporté à droite des graphes. Les traits fins verticaux délimitent les domaines de validité des lois d'échelle. *b)* dimension de masse : $D_m=1.84\pm 0.01$, *c)* dimension de similarité : $D_0=1.78\pm 0.02$, *d)* dimension de corrélation (fonction de corrélation à 2 points) : $D_2=2.00\pm 0.02$.

Par ailleurs toutes les méthodes utilisées sont sensibles aux effets de taille finie. Dans le cas de réseaux de failles, Walsh et Watterson [1993] ont montré que la méthode du Box-Counting devait être appliquée avec précaution car lorsque ε tend vers Λ , ce n'est plus l'organisation spatiale des failles que l'on mesure, mais le périmètre du réseau de failles. Pour éviter ce biais, ils préconisent de mesurer la dimension fractale du réseau dans un sous-système dont les bords sont réguliers et définissent un rectangle de dimension 2.

Pour illustrer cet effet, nous avons généré numériquement des réseaux de failles dont la répartition spatiale bien qu'aléatoire, reste confinée dans un espace réduit, de préférence irrégulier (Fig.II.11). Les zones inoccupées représentent l'analogie numérique de zones mal échantillonnées suite à de mauvaises conditions d'affleurement. Si la fonction de corrélation fournit bien une dimension égale à 2, en accord avec la distribution aléatoire des failles, la dimension de masse et la dimension de similarité fournissent une valeur plus faible, de l'ordre de 1.8, définie sur presque deux ordres de grandeur. Pourtant cette valeur n'a pas de sens physique puisqu'elle ne décrit pas l'organisation spatiale des failles, mais provient uniquement des effets de bords et de la mauvaise qualité de l'échantillonnage. La fonction de corrélation à deux points paraît nettement mieux adaptée pour éviter ces éventuels biais de mesure.

Pour tester les différentes méthodes de calcul, nous avons aussi utilisé des réseaux de failles simulés dont la géométrie correspond à une fractale hétérogène. Pour générer de tels réseaux de failles, nous avons utilisé la méthode du tapis de Sierpinski qui permet d'obtenir une distribution statistiquement fractale des emplacements possibles des barycentres des failles. A ce réseau de barycentres est superposée une distribution des longueurs qui suit une loi de puissance caractérisée par un exposant a (Fig.II.12a). Afin de limiter le nombre de tests, nous présentons uniquement les résultats obtenus sur 5 réseaux de 14000 failles dont la dimension fractale est égale dans chacun des cas à 1.7, mais dont l'exposant des longueurs varie. La distribution des orientations est uniforme. Plus l'exposant de la distribution des longueurs est faible, plus la masse totale de failles incluse dans le système est importante. Dans chacun des cas, la taille du système est fixée à 1000 et la plus petite longueur de failles possible égale à 1. Le but de ces tests est d'établir qualitativement la précision des différentes méthodes et d'illustrer le rôle de la distribution de longueur sur le calcul de la dimension fractale.

Les résultats obtenus sur les réseaux de failles simulés montrent en effet que la distribution spatiale des traces de failles varie en fonction de la valeur de l'exposant de la distribution des longueurs a (Fig.II.12b). Si pour $a > 2$, les valeurs déduites sont à peu près toutes équivalentes, et varient autour de la valeur définie de 1.7, pour a inférieur ou égal à 2, les valeurs de dimension fractale obtenues peuvent atteindre 2. Les fluctuations des valeurs de dimension apparente calculées à partir de la distribution spatiale des barycentres, permettent d'estimer la précision des mesures. Le calcul de la dimension de boîtes présente les plus grandes fluctuations (Fig.II.12d), tandis que les valeurs de dimension apparente déduites de la fonction de corrélation, sont

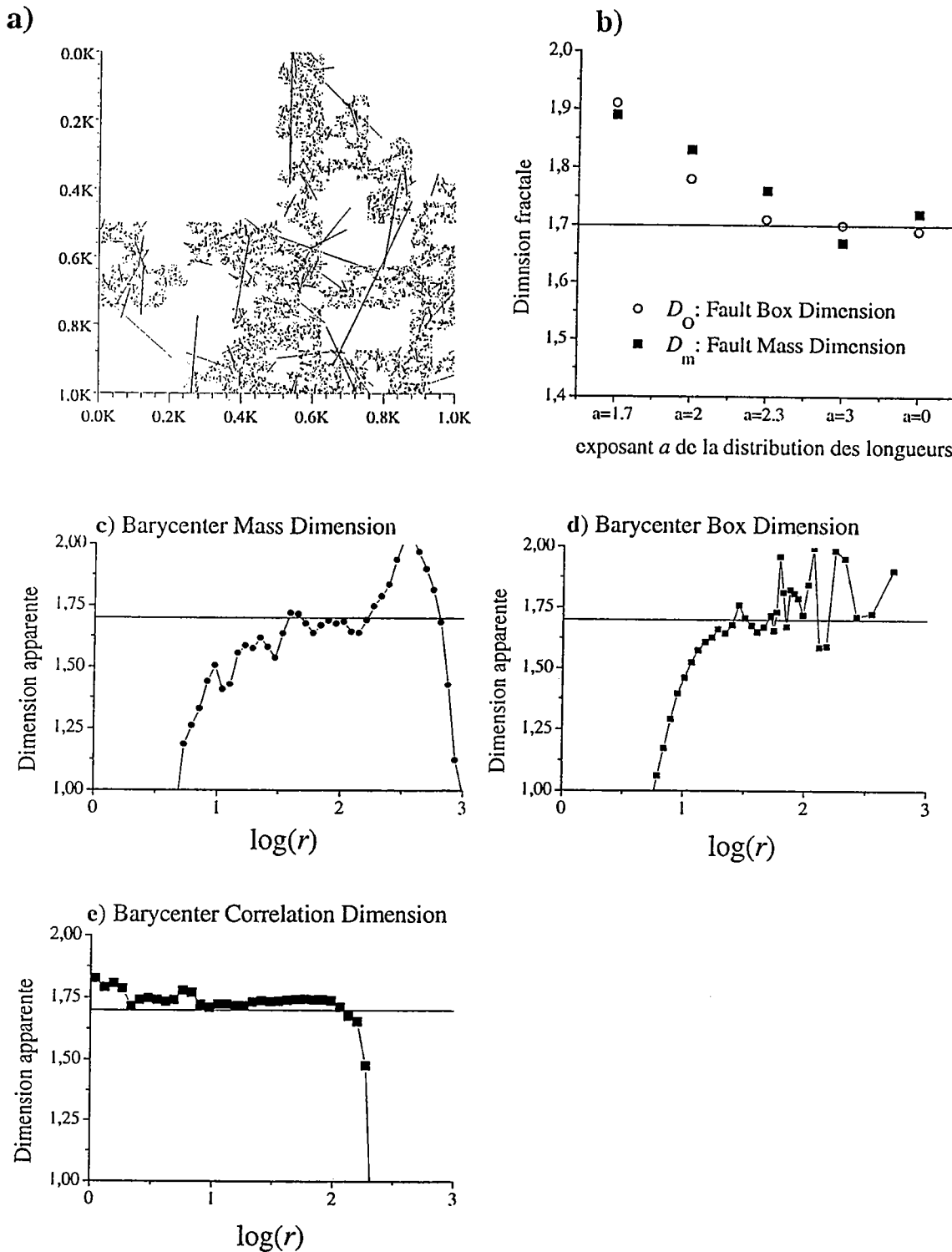


Figure II.12 : Influence de la distribution des longueurs de failles sur le calcul de dimension fractale : tests synthétiques. *a)* exemple de réseau de fractures simulés (les points-milieux des fractures sont générés selon une distribution fractale ($D=1.7$), la distribution des longueurs suit une loi de puissance dont l'exposant a est égal à 0 (fractures de longueur constante), 1.7, 2.0, 2.3, et 3.0). Dans l'exemple fourni, $a=2.3$. *b)* Dimension fractale obtenue selon la valeur de l'exposant des longueurs a (cercles ouverts : dimension de similarité D_0 ; carrés pleins : dimension de masse, D_m). Les graphes *c*, *d* et *e*, représentent l'évolution de la dimension apparente en fonction de r , selon les différentes méthodes de calculs. Bien que dans chacun des cas, l'objet de référence soit identique (la distribution spatiale des points-milieux), les différentes méthodes présentent une sensibilité très variable. La fonction de corrélation permet d'obtenir une dimension apparente très stable sur une large gamme d'échelle.

remarquablement stables autour de la valeur de 1.7 (Fig.II.12e). La fonction de corrélation appliquée aux barycentres semble être de loin la meilleure méthode pour calculer la dimension fractale. Ceci s'explique par son degré d'information élevé, qui repose sur l'ensemble des distances points à points.

Quoique volontairement restreints à quelques exemples afin de ne pas alourdir la présentation, ces quelques tests illustrent assez bien les problèmes méthodologiques liés aux mesures de dimension fractales sur des réseaux de failles naturels.

Enfin, une des dernières précautions à prendre provient du phénomène physique sous-jacent. Il est, en effet, illusoire de penser que les systèmes naturels puissent être fractals du micron à l'échelle continentale. Certaines échelles caractéristiques du système physique (épaisseur des couches sédimentaires, épaisseur de la croûte fragile, etc.) peuvent avoir un rôle déterminant dans l'analyse statistique des systèmes naturels [Pacheco *et al.*, 1992 ; Davy, 1993b ; Volant *et Grasso*, 1994 ; Ouillon *et al.*, 1996]. La mesure de dimension fractale n'est pas seulement justifiée dans le but de caractériser un processus physique particulier, qui reste parfois obscur, mais aussi par la détermination de seuils de coupures dans ces lois d'échelles. Ces seuils de coupures peuvent fournir des informations importantes sur les changements des processus physiques dominants et les échelles caractéristiques du système.

II.3.3 UN EXEMPLE DE CALCUL :

II.3.3.1 Distribution spatiale des traces de failles :

Nous avons vu précédemment que pour caractériser l'invariance statistique d'un champ de failles, nous pouvions nous servir du calcul de la dimension de masse. Pour quantifier cet effet sur un réseau naturel, nous présentons l'évolution moyenne de la masse totale de failles (la somme des longueurs, Mf) incluse dans un carré de côté r (Fig.II.13). Rappelons que pour une ligne, la masse du système, Mf , varie comme r tandis que pour un réseau homogène, Mf varie comme r^2 . Pour un champ de failles, si le réseau est fractal, Mf variera comme r^{Dm} , où Dm , représente la dimension de masse et doit être comprise entre 1, la dimension d'une ligne et 2, la dimension du plan. Pour vérifier la constance de Dm , nous avons aussi reporté l'évolution de la valeur de la dimension apparente en fonction de r (Fig.II.13b).

Dans le cas de ce réseau, pour lequel la majorité des fractures sont des joints, un regard sur nos mesures suffit pour se convaincre que le réseau n'apparaît pas fractal (Fig.II.13a). La dimension apparente (Fig.II.13b), qui fournit une valeur locale de la dimension de masse, montre une augmentation assez brusque de la valeur de 1, aux petites échelles (correspondant à la description d'une ligne), jusqu'à atteindre des valeurs maximum de 2 (correspondant à la description d'un réseau homogène). Aux très fortes valeurs de r , la dimension apparente chute brusquement à

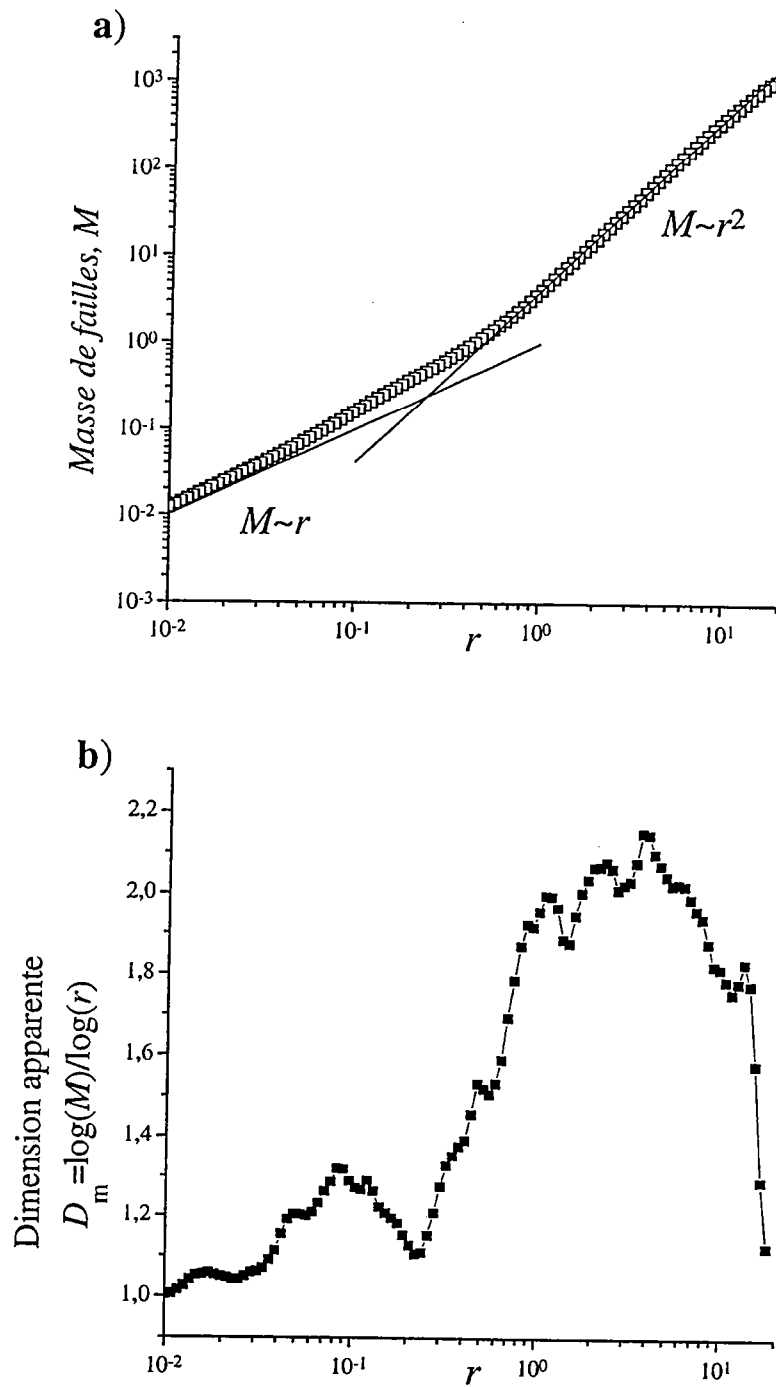


Figure II.13 : Application de la méthode des masses au réseau de joints Hornelen I ([Odling, 1992]), a) évolution de la masse moyenne, $M(r)$, en fonction de l'échelle de mesure, r ; b) évolution de la dimension apparente en fonction de l'échelle de mesure, r . Aux très faibles valeurs de r , la dimension mesurée est celle d'une ligne ($D_m \sim 1$), tandis qu'aux fortes valeurs de r , la dimension mesurée est celle d'un plan ($D_m \sim 2$).

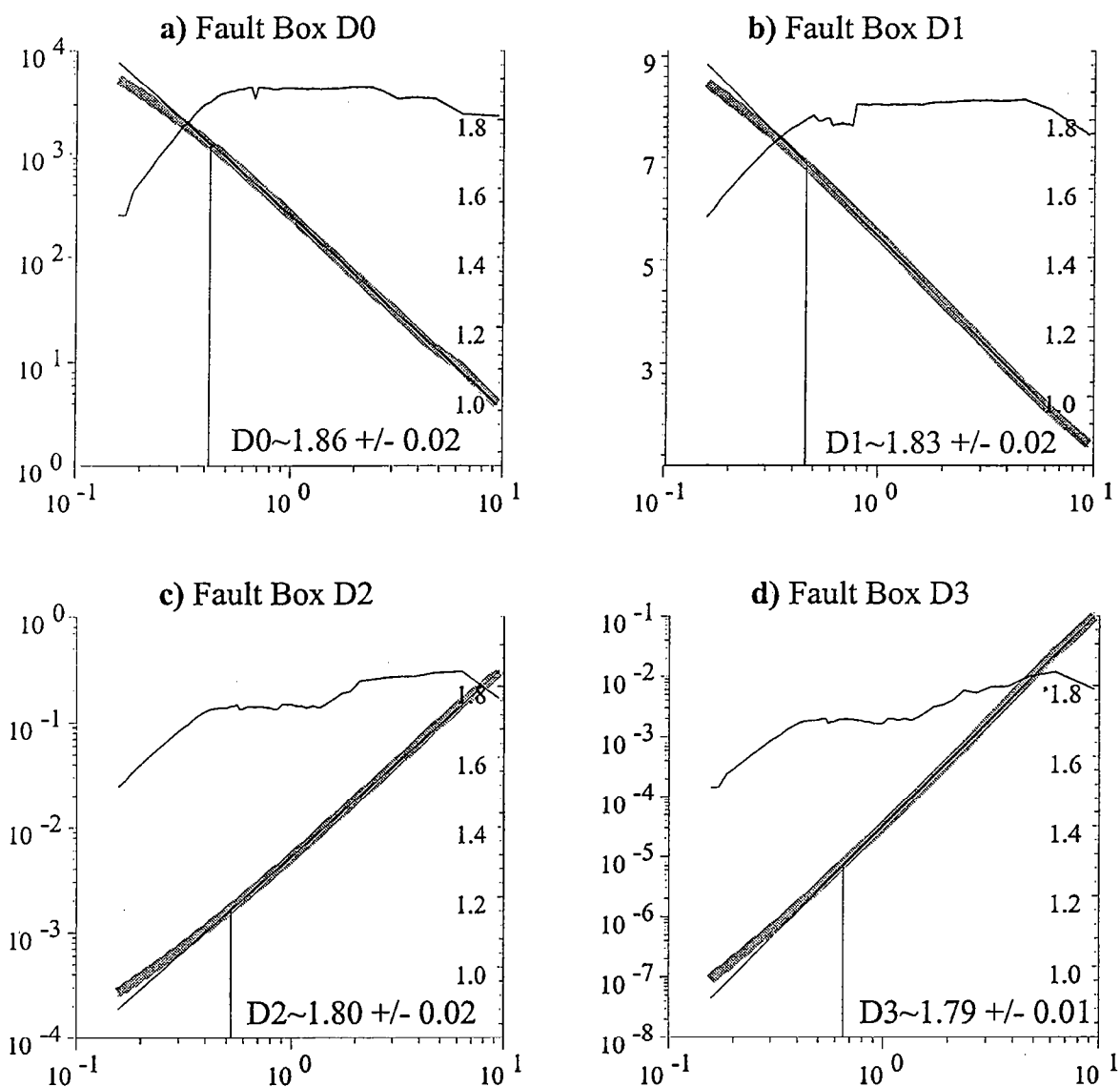


Figure II.14 : Application de la méthode des boîtes au réseau de joints Hornelen I ([Odling, 1992]). Pour chacun des graphes (calcul des différents moments d'ordre q , de $q=0$ à $q=3$), les mesures sont reportées en ligne épaisse grisée, la courbe en trait fin correspond à la dimension apparente (moyenne mobile sur 5 points) dont l'abscisse est reportée sur la droite des graphes. Les droites verticales en pointillés délimitent les limites de validité des lois d'échelles.

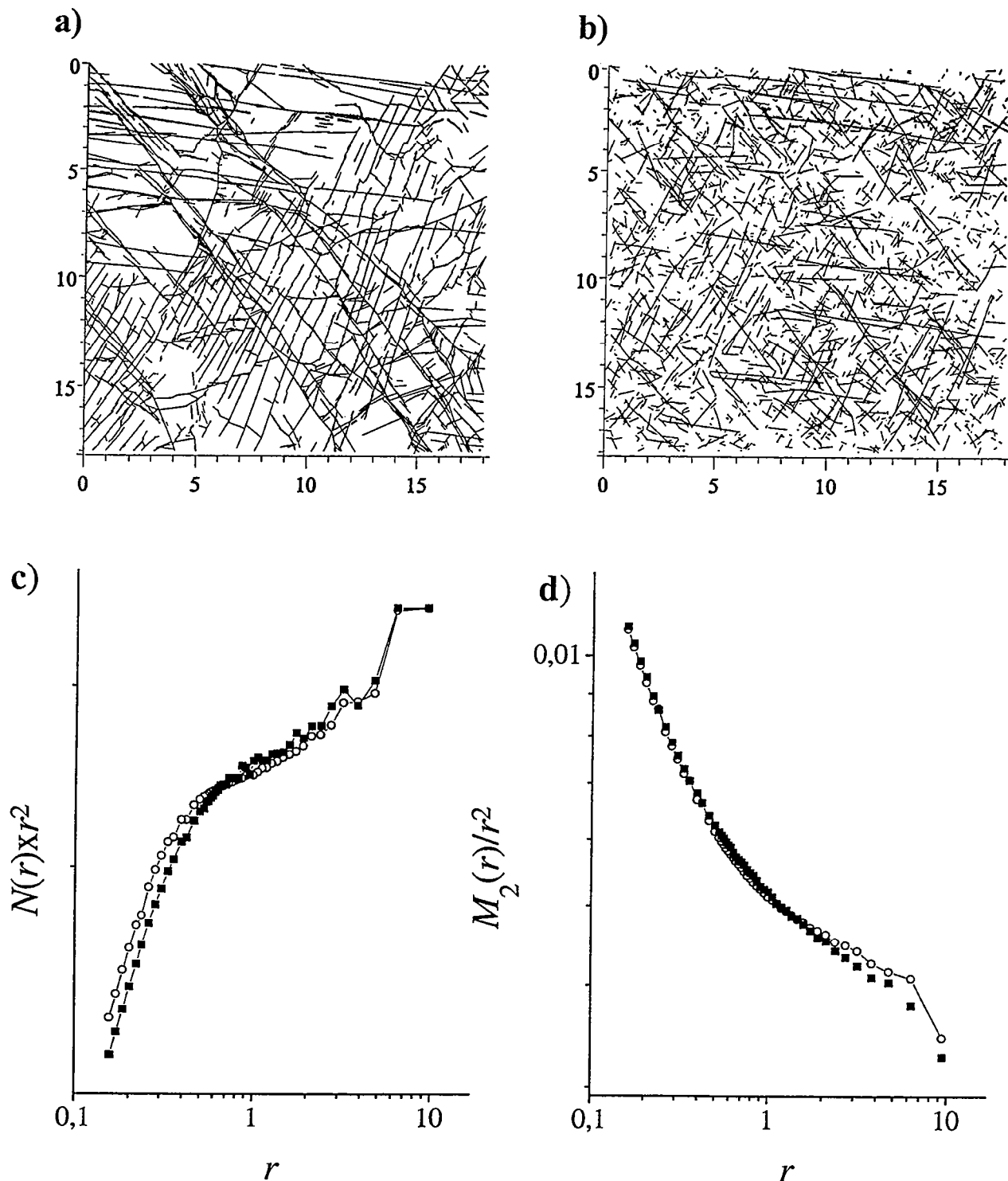


Figure II.15 : a) Carte d'un réseau naturel (Hornelen1 [Odling, 1992]), b) Exemple d'une simulation numérique où les positions des joints du réseau Hornelen1 (graphe a), ont été redistribuées uniformément dans le système. Graphe c et d : comparaison des résultats de la méthode des boîtes appliquée sur les 2 types de réseau (carrés pleins : réseau naturel, cercles ouverts : réseaux décorrelés). Evolution du moment d'ordre 0, (c) et du moment d'ordre 2 (d). Pour amplifier d'éventuelles différences, les mesures ont été normalisés par r^2 .

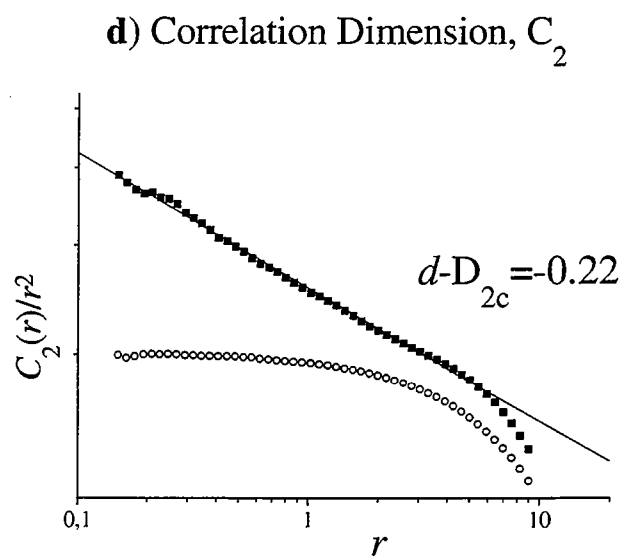
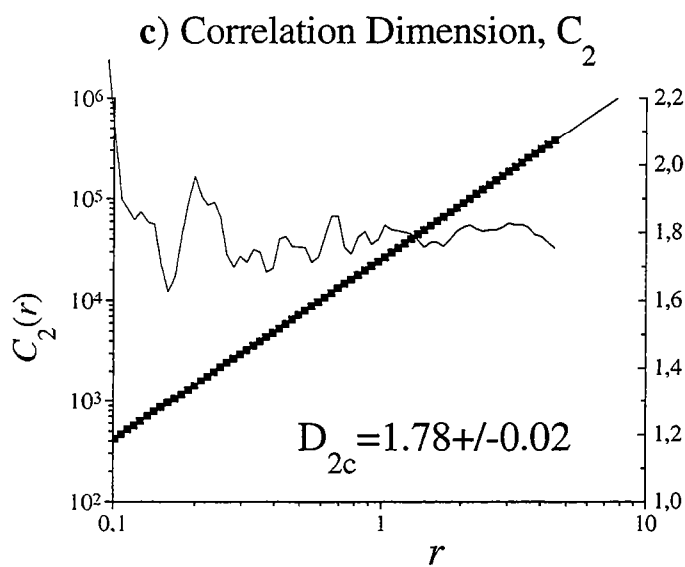
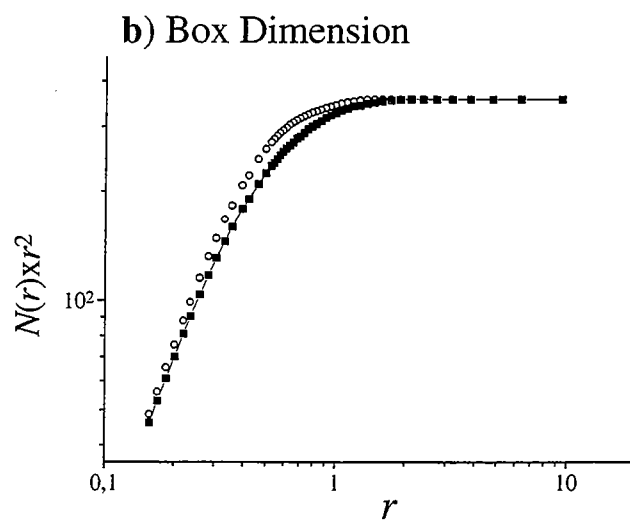
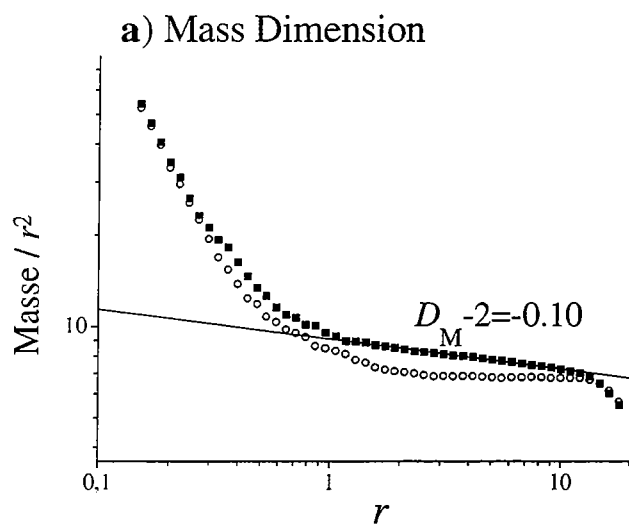
cause des effets de bords (échantillonnage en-dehors du système). A aucun endroit n'apparaît de plateau, c'est-à-dire une valeur constante de D_{ap} , susceptible d'indiquer une invariance d'échelle de ce réseau.

La méthode des boîtes fournit des valeurs des dimensions d'ordre q plus faibles (Fig.II.14), de l'ordre de 1.8, qui diminuent très légèrement de 1.86 à 1.79, de $q=0$ à $q=3$. La moyenne mobile des dimensions apparentes montre un plateau qui paraît bien défini. Malgré tout, les valeurs déduites restent voisines de 2.0, ce qui rend difficile leur interprétation. Pour s'assurer de la validité des mesures, nous avons reproduit les mesures sur 10 réalisations analogues au réseau de joints naturel, ayant les mêmes distributions de longueurs et d'orientations mais dont les positions de failles sont distribuées aléatoirement (distribution uniforme dans l'espace) (Fig.II.15b). Pour réaliser ces nouveaux réseaux, on a attribué à chaque fracture du réseau naturel (Fig.II.15a) une translation aléatoire sans modifier sa longueur et son orientation. Afin d'éviter que les fractures ne sortent du système, la valeur maximum de l'amplitude possible de la translation dépend du rapport longueur de joint sur taille de système. D'un point de vue géologique, la différence entre les deux réseaux est criante bien que le seul paramètre qui ait varié soit l'organisation spatiale des joints. Si ces nouvelles réalisations paraissent avoir moins de grandes fractures, cela est dû à l'arrangement en échelon de nombreux joints dans le réseau naturel.

Les mesures effectuées sur le réseau naturel (carrés pleins) et celles moyennées sur l'ensemble des dix réalisations (cercles ouverts) sont quasiment identiques, que ce soit pour le moment d'ordre 0 (Fig.II.15c), ou le moment d'ordre 2 (Fig.II.15d). Pour amplifier les éventuelles différences entre les deux jeux de données, les mesures ont été normalisées par r^2 . Deux explications peuvent satisfaire à ce résultat : soit la méthode n'est pas appropriée pour différencier l'organisation spatiale du réseau de joints de celle d'un analogue dont les positions sont distribuées aléatoirement, soit l'organisation spatiale des traces de joints de ce réseau ne répond tout simplement pas au modèle fractal. Ce résultat avait déjà été obtenu sur ce même réseau en employant aussi la méthode des boîtes [Odling, 1992].

II.3.3.2 Distribution spatiale des barycentres de failles :

Les mêmes méthodes ont été appliquées sur les barycentres des failles. La méthode des masses appliquée soit au réseau naturel, soit aux réalisations ayant une distribution spatiale aléatoire, fournit dans les deux cas des résultats très similaires (Fig.II.16a). Il semble que les données acquises à partir du réseau naturel s'alignent sur une droite pour des valeurs de r allant de 1 à 10. Malheureusement, non seulement la valeur déduite de D_m , 1.9, reste trop proche de 2.0, mais la gamme d'échelle pour laquelle est déduite cette valeur correspond à peine à un ordre de grandeur. Il est donc difficile d'en tirer un résultat pertinent. La méthode des boîtes n'apporte elle non plus aucun résultat discriminant (Fig.II.16b). Les calculs des moments d'ordre q n'apportent aucun



Légende page suivante.... $\longrightarrow$

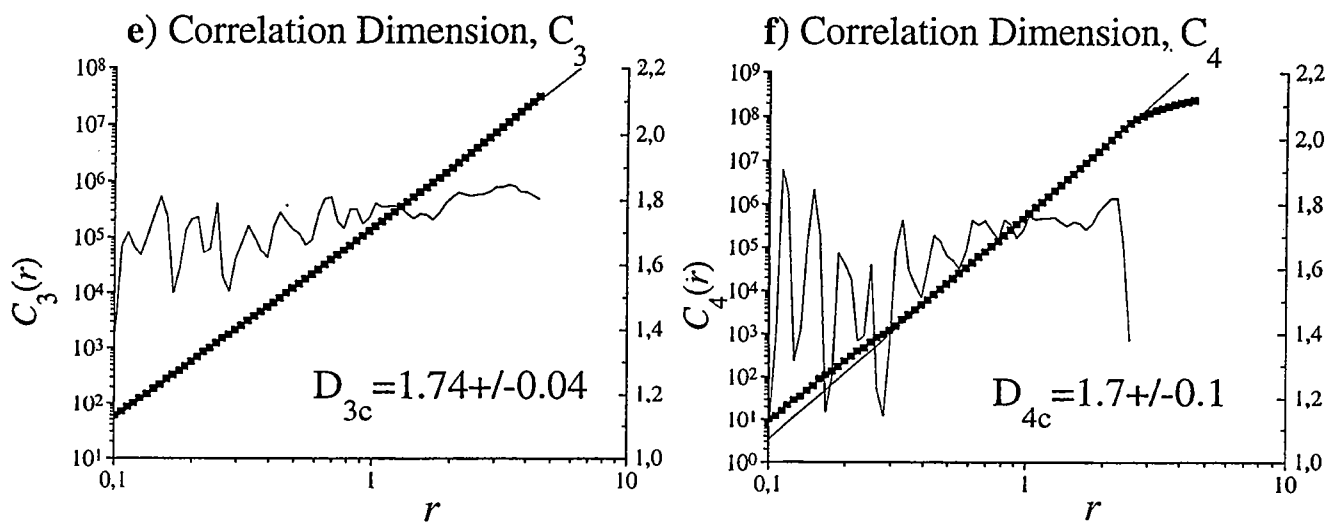


Figure II.16 : Distribution spatiale des barycentres de fractures calculée selon les différentes méthodes (réseau Hornelen1 [Odling, 1992]).

a) Méthode des masses : l'évolution de $M(r)/r^2$ est très peu différente de celle obtenue à partir des réseaux décorrelés (cercles ouverts).

b) Méthode des boîtes : évolution du moment d'ordre 0 normalisé par r^2 . Cette méthode ne permet pas non plus de différencier les mesures issues du réseau naturels de celles issues des réseaux décorrelés.

c) fonction de corrélation à 2 points : le nombre de doublets de points dont la distance pris 2 à 2, est inférieure à r , évolue comme $r^{1.78}$. La dimension apparente (courbe en trait fin) oscille très faiblement autour de 1.8 (abscisse à droite du graphe).

d) évolution de $C(r)/r^2$ dans le cas du réseau naturel (carrés pleins) et des réseaux décorrelés (cercles ouverts). Les deux mesures traduisent une dépendance d'échelle nettement différente.

e) Moment d'ordre 3 calculé par la fonction de corrélation (évolution du nombre de triplets de points dont les distances 2 à 2 sont inférieures à r).

f) Moment d'ordre 4 calculé par la fonction de corrélation (évolution du nombre de quadruplés de points dont les distances 2 à 2 sont inférieures à r). La dimension apparente (courbe en trait fin) est plus bruitée, mais la valeur moyenne de la dimension obtenue n'est pas significativement différente du moment d'ordre 2.

résultat supplémentaire, la dimension apparente variant de manière continue de 1 à 2, malgré le nombre relativement important de données (2131 failles).

En revanche, les résultats obtenus à l'aide de la fonction de corrélation à deux points sont bien meilleurs. Dans un diagramme bi-logarithmique, les données s'alignent parfaitement sur une droite sur presque 2 ordres de grandeurs, et les valeurs de dimension apparente fluctuent très faiblement autour de la valeur moyenne de 1.78 (Fig.II.16c). La courbe s'infléchit aux fortes valeurs de r , à cause des effets de taille finie. La comparaison des résultats avec ceux acquis à partir des réalisations aléatoires montre clairement une dépendance d'échelle différente d'un réseau homogène (Fig.II.16d). Bien que les données soient plus bruitées (Fig.II.16e et f), le calcul des moments d'ordre supérieur, basé sur le nombre de triplets, ou de quadruplés, dont la distance est inférieure à r , montre aussi une invariance d'échelle nette et stable selon r . Les valeurs déduites ne sont pas significativement différentes du moment d'ordre 2.

Au vu de ces différents résultats contradictoires, la première conclusion qui s'impose est d'ordre méthodologique. Bien que les méthodes aient été appliquées sur le même objet, les barycentres des fractures, les résultats diffèrent nettement selon les méthodes utilisées. Si la fonction de corrélation apparaît comme une des méthodes les plus appropriées pour des mesures expérimentales [Hentschell et Proccacia, 1983 ; Viscek, 1992 ; Volant et Grasso ; 1994], il est cependant intéressant d'essayer de comprendre i) pourquoi les résultats sont si contradictoires, ii) leur éventuelle signification respective. Est-ce seulement un problème méthodologique, ou cela reflète-t-il des caractéristiques propres à la géométrie des réseaux de failles ?

II.3.3.3 Variabilité des résultats selon les méthodes utilisées

Pour tenter de résoudre ce problème, reprenons la définition de deux des méthodes utilisées, la méthode des masses et la fonction de corrélation à 2 points. Appliquée aux barycentres des fractures, la méthode des masses décrit le nombre moyen de barycentres autour de chaque barycentre dans un disque de rayon r . Pour les grandes valeurs de r , il y aura plusieurs autres barycentres inscrits dans chacun des disques. En revanche pour les petites valeurs de r , la majorité des disques ne contiendra qu'un seul point, le point de mesure. Ceci conduit à un terme correctif, $f(r)$, tel que :

$$M(r) = \alpha r^D + f(r),$$

où $f(r)$ est égal à une constante ou à une fonction linéaire de r , selon que l'on calcule le nombre de barycentres, ou bien la masse de failles. Cet effet va être particulièrement important à petite échelle, dès lors que le terme $f(r)$ devient dominant. En tenant compte des effets de tailles finies qui vont aussi limiter la gamme d'échelle pour laquelle on peut espérer voir le premier terme de l'équation précédente dominer, il n'est pas très surprenant que la méthode des masses fournissent de si pauvres résultats. Cette méthode ne permet d'avoir des résultats que pour une gamme

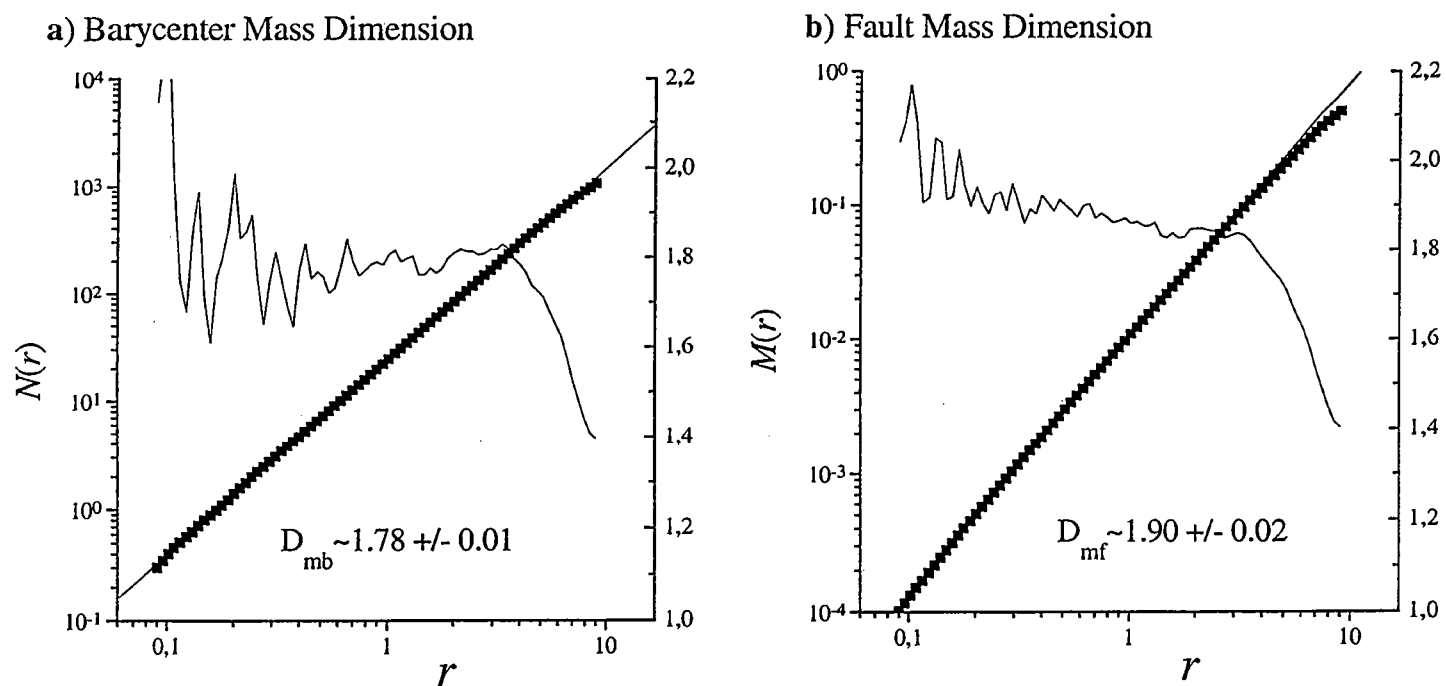


Figure II.17 : Méthode des masses appliquée en ne tenant pas compte des points isolés (cf. texte).

d'échelle comprise entre la distance moyenne inter-faille et la taille du système. La méthode des boîtes est sensible au même effet.

En revanche, la fonction de corrélation à deux points décrit la probabilité moyenne de trouver un autre point (ou une autre masse) à une distance r , quel que soit le voisinage du point. Cette probabilité est égale au nombre de points (ou à la masse de faille) que l'on est susceptible de rencontrer à une distance r , moyenné sur l'ensemble des points. Or dans cette mesure, n'interviennent pas les objets isolés pour lesquels la contribution est nulle. Autrement dit cette mesure est indépendante du terme correctif $f(r)$. C'est pourquoi, la fonction de corrélation permet d'obtenir de si bons résultats, même pour de faibles valeurs de r , car la limite de résolution n'est plus la distance moyenne inter-faille, mais devient la distance minimale inter-faille.

Pour vérifier cela, nous avons appliqué à nouveau la méthode des masses, mais en modifiant légèrement les règles de calculs. Au lieu de calculer la masse totale inscrite dans un disque de rayon r autour de chaque barycentre, nous avons calculé la masse autour de chaque barycentre dans un disque de rayon r , sans prendre en compte la masse spécifique du point de mesure. Par cette nouvelle méthode de calcul, la masse des points isolés devient nulle et cela permet de supprimer le terme correctif $f(r)$. En appliquant cette nouvelle méthode de calcul au barycentres des failles, on retrouve des résultats en excellent accord avec la fonction de corrélation à deux points (Fig.II.17a). Appliquée aux traces des failles, cette nouvelle méthode fournit une valeur de dimension plus élevée, mais qui n'est guère stable comme le montre la décroissance de 2 à 1.8 de la dimension apparente (Fig.II.17b). Cet effet est sans doute dû à un effet de troncature des longueurs de failles qui dépend de la taille des disques, r . Lorsque r est élevé la majorité des failles ont leur longueur comprise dans les disques, tandis que lorsque r est faible, la longueur des failles est très fréquemment tronquée.

L'analyse détaillée des résultats des différentes méthodes de calcul, nous a permis de clarifier les problèmes méthodologiques liés à la mesure de dimension fractale. Nous avons choisi de ne présenter que les résultats obtenus sur un réseau de fractures pour ne pas rendre l'exposé trop fastidieux. Les résultats obtenus sur les autres réseaux sont très similaires à ceux présentés, ni moins bons, ni meilleurs, et n'apportent qu'une confirmation. Ni la méthode des masses, ni la méthode des boîtes n'ont fourni de résultats concluants, les mesures n'ayant jamais été significativement différentes de celles acquises sur des réalisations analogues au réseaux naturels mais dont les failles sont redistribuées aléatoirement. Dans aucun des cas, il n'a été possible d'en déduire une valeur pertinente de dimension fractale, soit parce que la dimension n'était pas stable, soit parce qu'elle tendait vers la valeur de 2, celle d'un réseau uniforme. Pourtant certains des réseaux étudiés contiennent plus de 6000 failles. Cette analyse confirme les résultats de *Chilès* [1988], d'*Odling* [1991], et de *Berkowitz* [communication personnelle], qui ont également montré sur un ou plusieurs jeux de données, que ces méthodes ne permettait pas d'obtenir de résultats pertinents pour caractériser la géométrie des champs de failles. Comme nous avons pu le voir, la

dimension déduite peut très facilement s'avérer n'être qu'une dimension moyenne, intermédiaire entre 1 et 2, sans avoir de signification physique. La variabilité des résultats obtenus auparavant peut sans doute s'expliquer simplement par la qualité de l'échantillonnage et le soin apporté aux mesures comme le soulignent *Chiles et de Marsilly* [1993]. Ces méthodes sont sans doute en partie inadéquates à cause des termes correctifs qu'elles contiennent, à l'inverse de la fonction de corrélation à deux points qui décrit les relations d'espacement et de regroupement des points pour une plus large gamme d'échelle, de la distance minimale inter-faille à la taille du réseau. D'autres particularités géométriques propres aux réseaux de failles sont aussi à mettre en cause comme nous allons le voir dans la suite de l'exposé.

II.4 Relation longueur-position : Génétique des réseaux de failles

II.4.1 Outil méthodologique : la fonction de corrélation

Nous avons vu précédemment que la fonction de corrélation à deux points était particulièrement bien adaptée pour décrire la distribution spatiale des positions de failles. Malheureusement, elle ne décrit pas à priori la distribution spatiale des traces de failles, et les autres méthodes de calcul paraissent inadéquates. Cette analyse se révèle insuffisante pour décrire totalement le système, car rien ne permet d'affirmer que la distribution des traces de failles est fractale simplement parce que celle des barycentres l'est. Pour caractériser l'agencement spatial des traces de failles, nous avons encore une fois utilisé la fonction de corrélation :

$$\Gamma(r) = \langle n(\vec{r}_0)n(\vec{r}_0 + \vec{r}) \rangle / \langle n(\vec{r}_0) \rangle$$

mais cette fois en pondérant la mesure par $n(\vec{r})$, la densité locale de masse. $\langle n(\vec{r}) \rangle$ est la valeur moyenne des densités locales, et dépend de la taille de l'échantillon alors que $\Gamma(r)$ n'en dépend pas [Gouyet, 1992]. Si toutes les densités locales des points de mesures sont égales à 1, cela revient à calculer la fonction de corrélation à deux points. Dans le cas d'une large distribution de densité locale l'utilisation de l'expression précédente permet de rendre compte de l'agencement spatiale des densités locales. Les deux approches sont très complémentaires, puisque la première s'attache à décrire la distribution spatiale des objets indépendamment de leur poids - cas par exemple de la distribution spatiale des séismes indépendamment de leur moment sismique - tandis que la seconde s'applique à déterminer la distribution spatiale d'une grandeur physique, telle la distribution spatiale des moments sismiques par exemple.

Pour calculer l'agencement relatif des masses de failles dans l'espace, il suffit d'appliquer la relation précédente où la densité locale en chaque barycentre, correspond à la longueur de la faille. Réduire la taille de l'échantillon à sa plus simple expression, celle du point de mesure, est certes une simplification, mais elle permet de comparer directement les deux types de mesures selon que l'on tienne compte ou non des longueurs de failles.

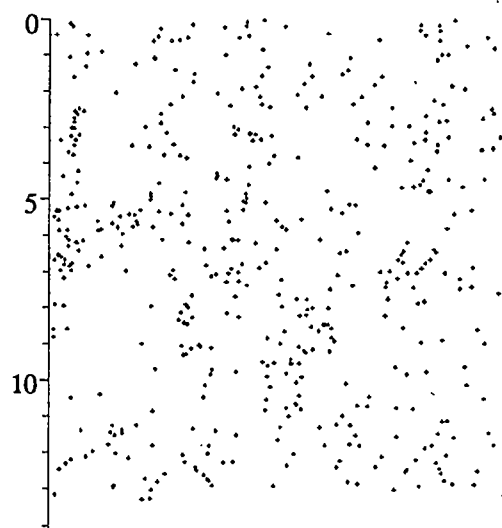
II.4.2 Réseaux de joints

Quel que soit le réseau de joints étudié, l'application de la fonction de corrélation à deux points, permet d'établir une invariance d'échelle de la distribution spatiale des barycentres des fractures (Fig.II.18). La dimension de corrélation a toujours été obtenue avec une précision très satisfaisante, et est comprise entre 1,7 et 1,8. Dans chacun des cas, les fluctuations de la dimension apparente restent faibles, et l'effet de plateau autour de la valeur moyenne est bien marqué. En particulier, les calculs effectués à partir du réseau de Whinney Hill, montrent une invariance d'échelle sur plus de 2 ordres de grandeur (Fig.II.18e). Cette large gamme d'échelle

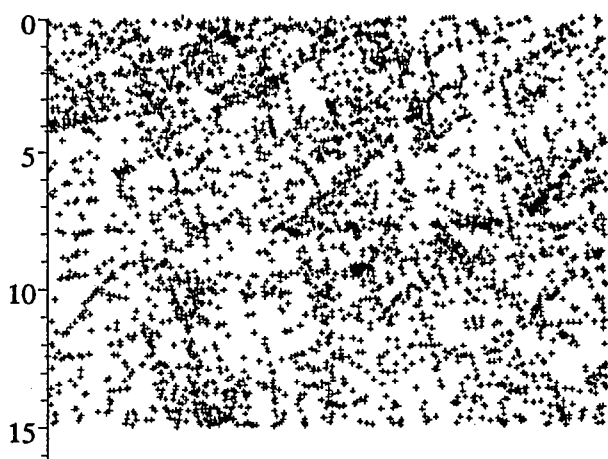
a) Réseau Hornelen1 : $D_c=1.78$.



b) Réseau Hornelen2 : $D_c=1.71$.



c) Réseau Whinney Hill : $D_c=1.72$.



d) Réseau Lannon : $D_c=1.78$.

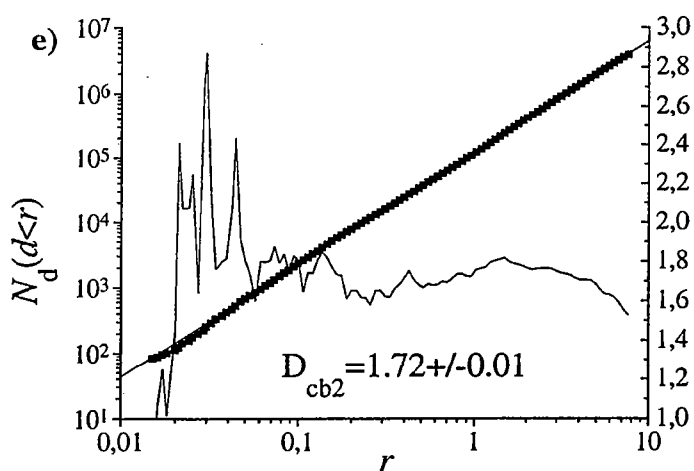
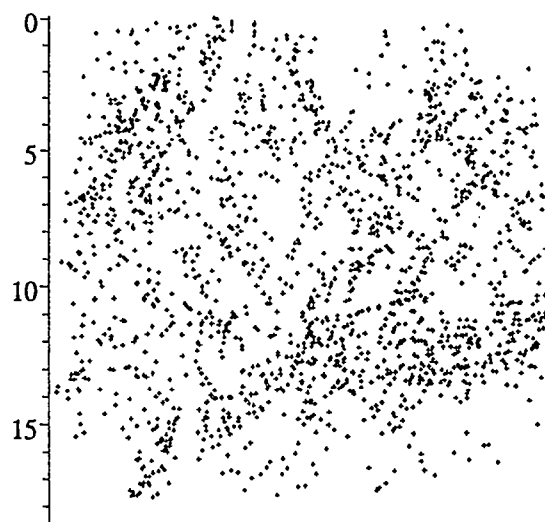
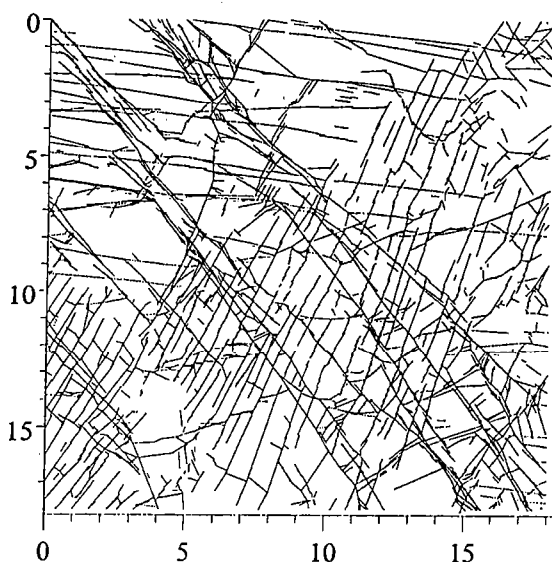
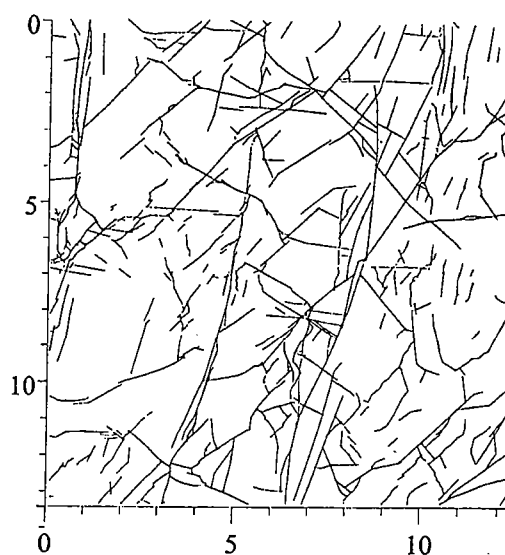


Figure II.18 : Distribution spatiale des barycentres des différents réseaux de joints: dimension de corrélation, a) Hornelen1, b) Hornelen2, c) Whinney Hill, d) Lannon. Pour chaque réseau, la position des barycentres a été représentée par une croix. e) Calcul de la distribution spatiale des barycentres par la fonction de corrélation à 2 points (réseau Whinney Hill (c)).

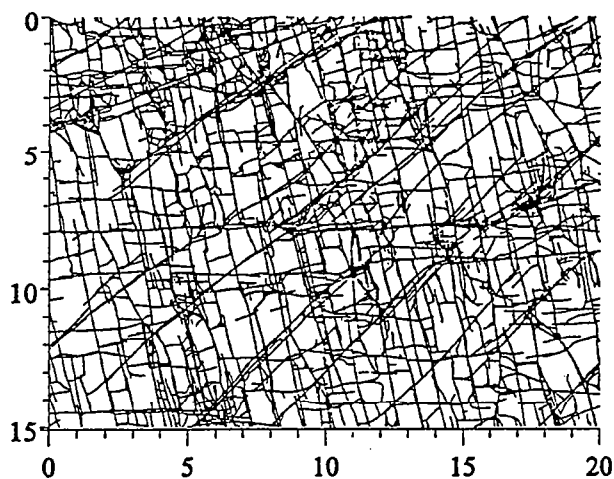
a) Réseau Hornelen1 : $D_c=2.00$.



b) Réseau Hornelen2 : $D_c=1.99$.



c) Réseau Whinney Hill : $D_c=1.96$.



d) Réseau Lannon : $D_c=2.00$.

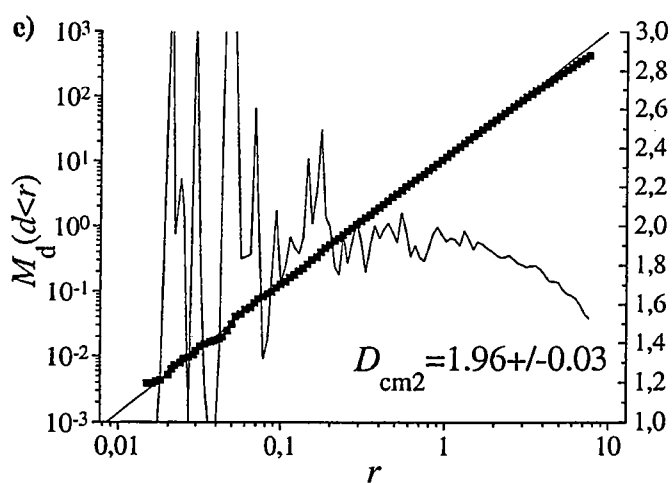
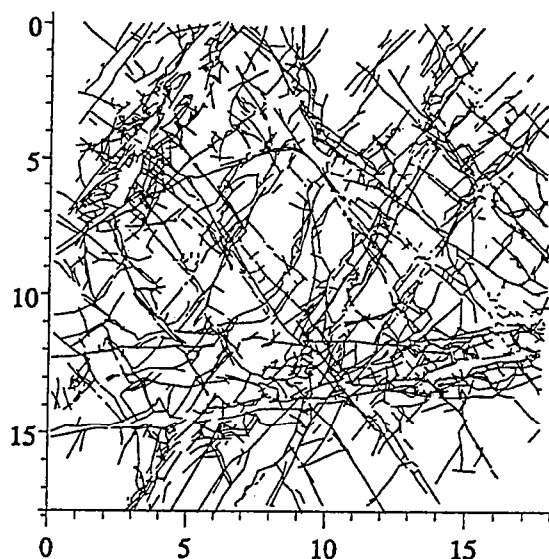


Figure II.19 : Distribution spatiale des traces de joints : dimension de corrélation obtenue selon les différents réseaux de joints étudiés, a) Hornelen1, b) Hornelen2, c) Whinney Hill, d) Lannon, e) Calcul de la distribution spatiale des traces de failles par la fonction de corrélation à 2 points (réseau Whinney Hill (c)).

a) Réseau Nord-Californien : $D_c=1.67$.



b) Réseau Sud-Californien : $D_c=1.66$.



c) Réseau Nord-Californien : $D_c=1.91$.



d) Réseau Sud-Californien : $D_c=1.86$.

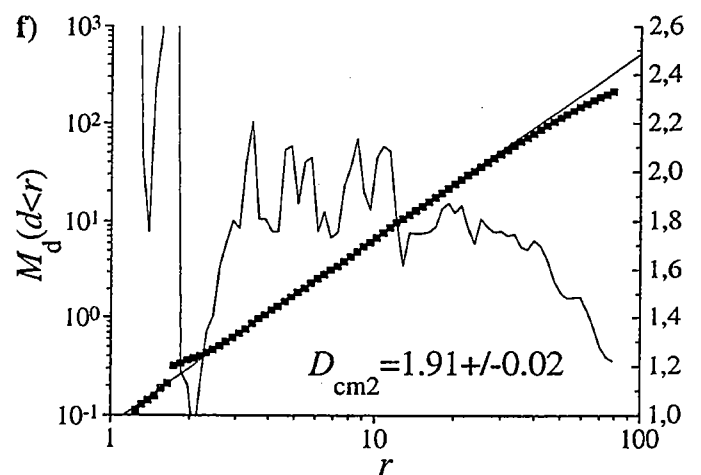
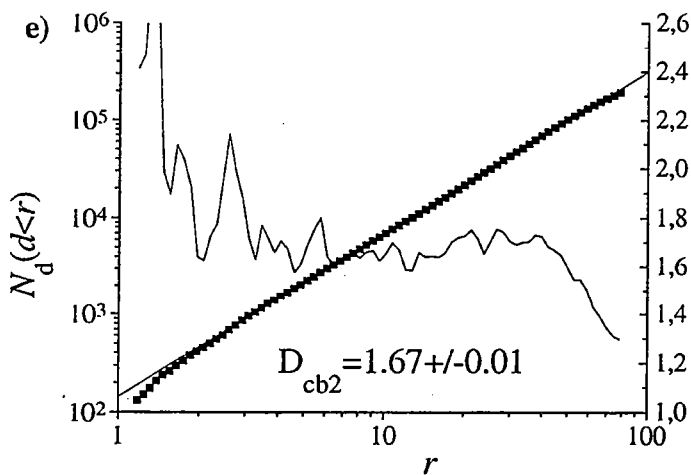


Figure II.20 : Distribution spatiale des réseaux de failles a) Nord-Californie, b) Sud-Californie, c) Nord-Californie, d) Sud-Californie. Calcul de la distribution spatiale des barycentres (graphe e) et des traces de failles (graphe f) par la fonction de corrélation à 2 points (réseau de failles nord-californien).

s'explique par l'excellente qualité de l'échantillonnage qui a permis de cartographier plus de 4000 fractures.

En revanche, l'application de la fonction de corrélation en pondérant la mesure en chaque barycentre par la longueur de la fracture, fournit des valeurs de dimensions plus élevées, très proche de 2 (Fig.II.19). Bien que la variabilité des mesures soient légèrement plus élevée, comme le montre les fluctuations de la dimension apparente, il est clair que la dépendance d'échelle s'écarte très nettement des valeurs précédemment établies à partir de la fonction de corrélation à deux points. Des valeurs de dimension aussi élevées, proche de 2, suggèrent que l'agencement des masses de fractures est réparti dans l'espace de manière beaucoup plus homogène que celui des barycentres.

II.4.3 Réseaux de failles

Les résultats obtenus sur les réseaux de failles d'échelle continentale tel le réseau de failles de Californie, sont très similaires (Fig.II.20). Les valeurs de dimension déduites de la fonction de corrélation à deux points sont légèrement plus faibles, voisines de 1.65. Ceci est peut-être dû au périmètre irrégulier de ces réseaux de failles. En effet les résultats obtenus sur des simulations qui impliquent une translation aléatoire de chaque faille à l'intérieur d'un périmètre identique, ne fournissent pas la valeur attendue de 2, qui correspond à une distribution spatiale aléatoire, mais des valeurs légèrement plus faibles, voisines de 1.93. Ces plus faibles valeurs ne sont donc peut-être que le reflet d'un périmètre irrégulier du réseau de failles qui conduit à un léger biais aux mesures. Les valeurs de dimension déduites de la distribution spatiale des masses de failles, sont, elles aussi, légèrement plus faibles (Fig.II.20) de l'ordre de 1.9, mais restent significativement plus élevées que celles fournies par la fonction de corrélation à deux points.

En revanche, les résultats obtenus sur le réseau de failles des Afar ne permet pas d'en tirer des résultats aussi concluants (Fig.II.21). En effet, la dimension apparente diminue continûment avec r , sans montrer d'effet de plateau bien marqué. Seule la fonction de corrélation à deux points permet de déceler un léger plateau, mais sur une gamme d'échelle trop réduite - à peine un demi ordre de grandeur - pour permettre d'en déduire un résultat pertinent (Fig.II.21a). Les autres méthodes (Box-Counting, dimension de masse), n'apportent, elles non plus, aucun résultats concluants. Ces résultats ne peuvent être dus à la qualité de l'échantillonnage qui est en l'occurrence excellente, malgré quelques lacunes d'affleurement dans les bassins sédimentaires. Cependant, ils peuvent peut-être s'expliquer par la nature du réseau de failles des Afar, qui traduit une déformation principalement extensive. L'espacement entre les failles semble fortement dépendante de l'épaisseur de la croûte élastique qui varie dans l'espace (Fig.II.21c) [Souriot, 1993]. L'existence d'une telle échelle caractéristique va à l'encontre d'une distribution fractale. Par ailleurs, les mesures de dimension fractale en plan ne sont peut-être pas appropriées dans ce cas précis. En effet, la grande majorité des failles sont des failles normales, dont le plan de faille

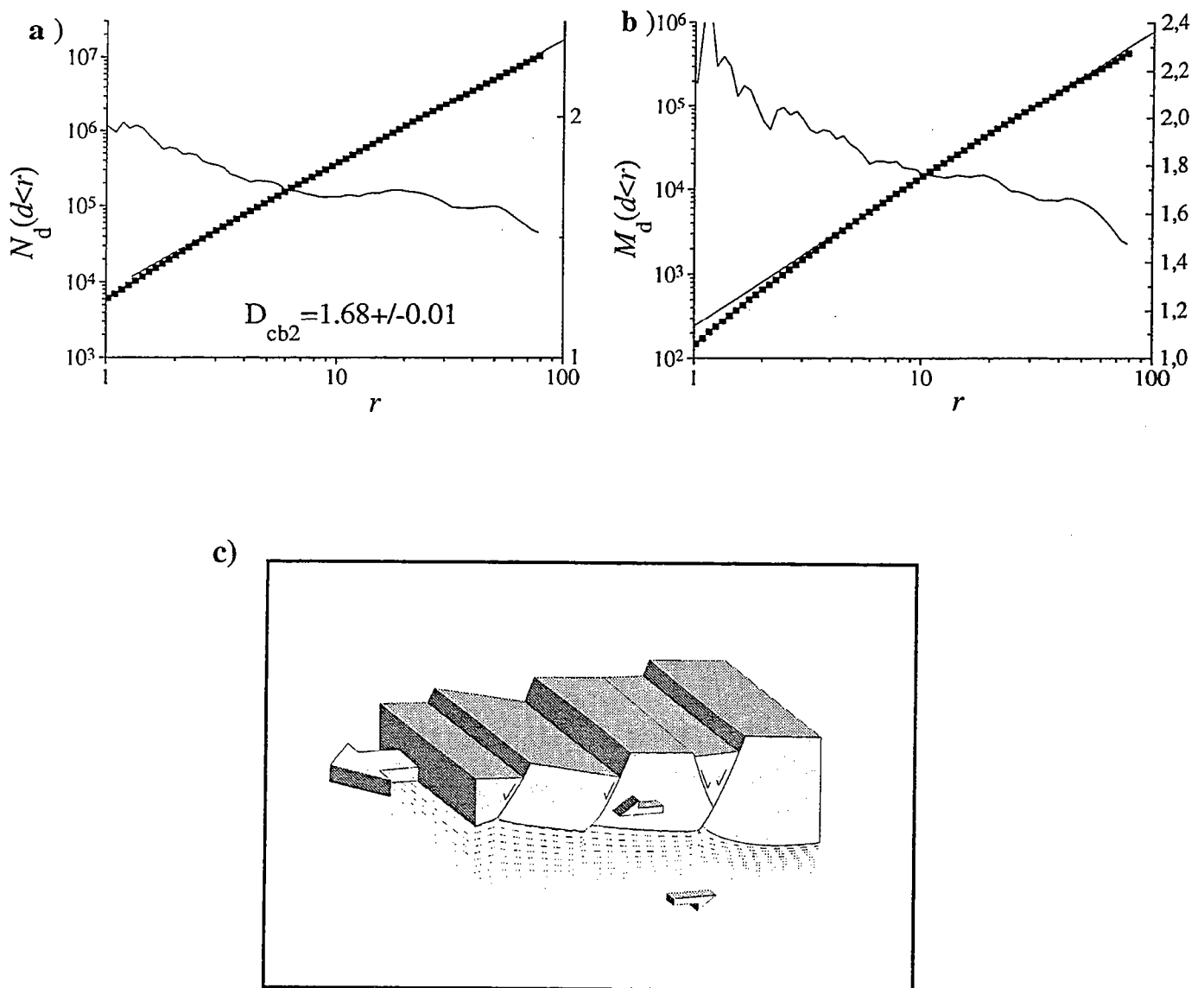


Figure II.21 : Calcul de la fonction de corrélation à 2 points sur le réseau de failles des Afar, *a)* application aux barycentres des failles, *b)* application aux traces de failles. *c)* Interprétation schématique des relations entre l'espacement des failles et l'épaisseur de croûte dans la région des Afars, d'après Souriot [en préparation].

fait un angle d'environ 70° par rapport à la surface. Les distances inter-failles sont donc biaisées à la fois entre failles de même pendage, et entre failles de pendage opposé où la distance inter-faille dépend de la distance entre la surface du sol et le point de jonction des failles en profondeur. Pour s'affranchir de ces biais, le plus simple serait d'effectuer une analyse similaire non plus à partir d'un relevé en carte du réseau de failles, mais à partir d'un relevé en coupe verticale. Malheureusement, la difficulté d'obtenir un relevé précis des failles en profondeur, ne permet pas d'effectuer une telle analyse statistique. Au contraire, les réseaux de failles et de joints précédents sont perpendiculaires au plan de surface.

II.4.4 Synthèse des résultats

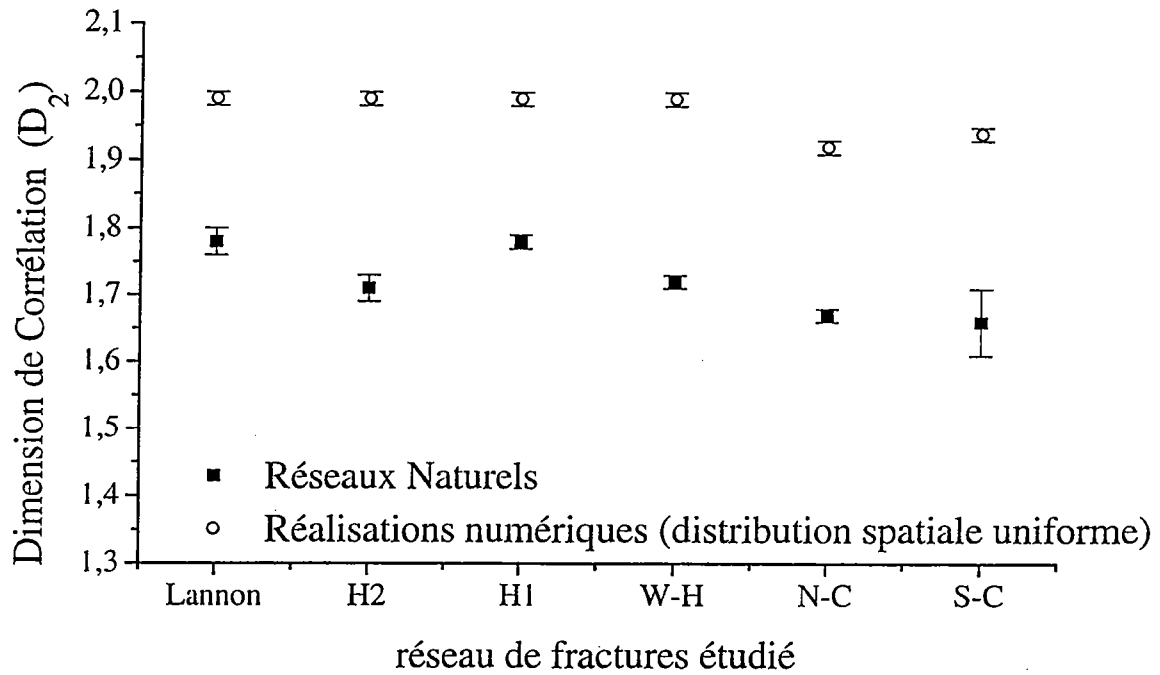
Hormis dans le cas du réseau des Afar, tous les résultats indiquent que la distribution spatiale des barycentres des failles est fractal, avec une dimension variant de ~ 1.7 à 1.8 . Les valeurs de dimensions obtenues sont fiables et diffèrent nettement des valeurs de dimension obtenues dans le cas de réseaux naturels redistribués aléatoirement (Fig.II.22a). Pour tester la sensibilité de la méthode, nous avons aussi calculé la fonction de corrélation à deux points à partir de points de mesure choisis de manière aléatoire pour chacune des failles. Les résultats obtenus sont très stables, indiquant que le choix du barycentre des failles comme indicateur de la position des failles n'est pas très important. Il est vrai que le choix au hasard du point de mesure est d'autant plus grand que la fracture est grande. En revanche, pour les petites failles, qui sont les plus nombreuses, la position de la faille sera pratiquement la même que l'on choisisse comme point représentatif le barycentre ou un point quelconque de la faille. La méthode de mesure n'est pas non plus très sensible à la détermination précise des longueurs de failles. Les conclusions de cette analyse apparaissent donc assez robustes.

En revanche, lorsque l'on analyse la corrélation spatiale entre les longueurs de failles, les dimensions obtenues sont voisines de 2 (Fig.II.22b), indiquant une répartition beaucoup plus homogène des masses de failles dans l'espace. Le calcul de la distribution spatial des triplets et des quadruplés ne modifie pas les résultats, les dimensions d'ordre q restant très voisines de la dimension de corrélation (Fig.II.23). Seule la précision de la mesure a légèrement diminué. Dans aucun des cas, les mesures ne permettent d'invoquer une distribution spatiale multifractale.

Pour expliquer les différences de répartition spatiale des barycentres des fractures et des masses, on peut invoquer deux hypothèses :

- 1) soit il existe une corrélation entre la position des failles et leur longueurs de manière à homogénéiser la distribution spatiales des masses.
- 2) soit la distribution des longueurs conduit nécessairement à une distribution spatiale uniforme quelle que soit la répartition spatiale des barycentre de failles.

a) Distribution spatiale des barycentres de fractures



b) Distribution spatiale des traces de fractures

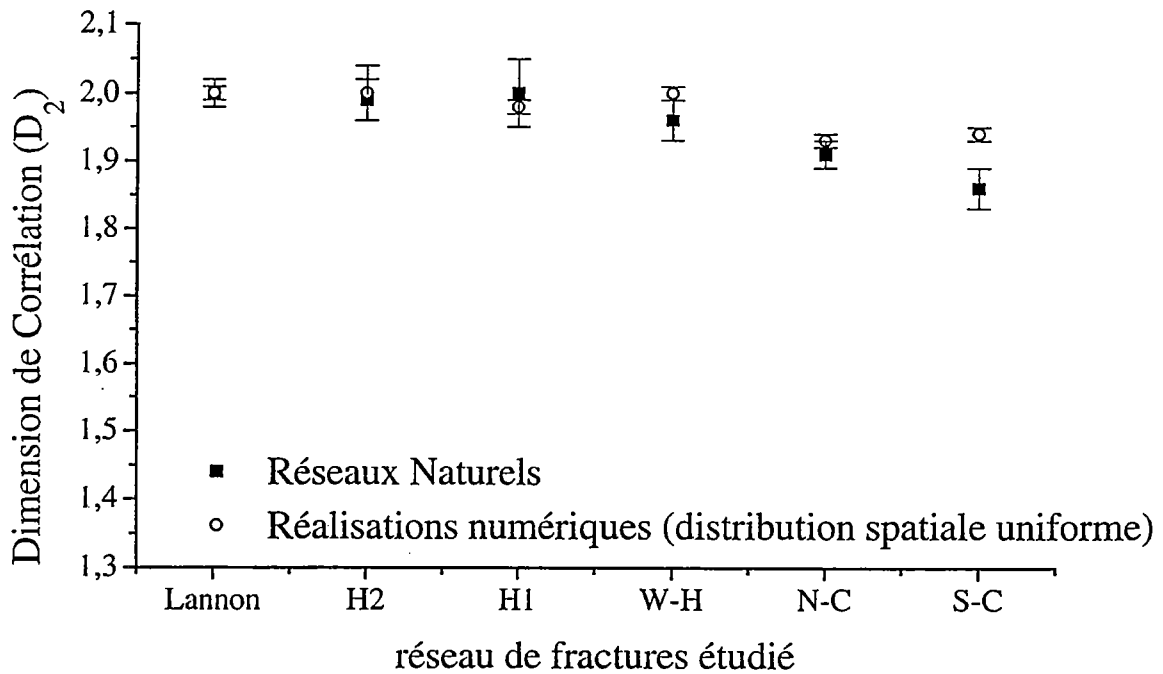
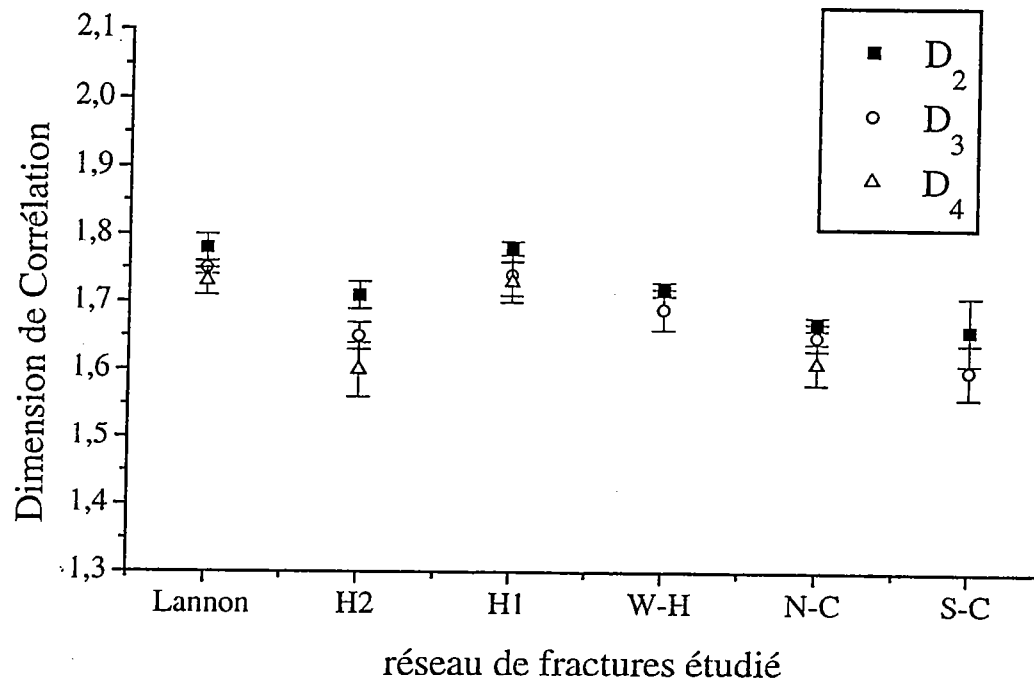


Figure II.22 : Synthèse des résultats obtenus à partir de la fonction de corrélation à 2 points (H1 : Hornelen1, H2 : Hornelen2, W-H : Whinney Hill, N-C : Nord-Californie, S-C : Sud-Californie).

a) Distribution spatiale des barycentres de fractures.



b) Distribution spatiale des traces de fractures

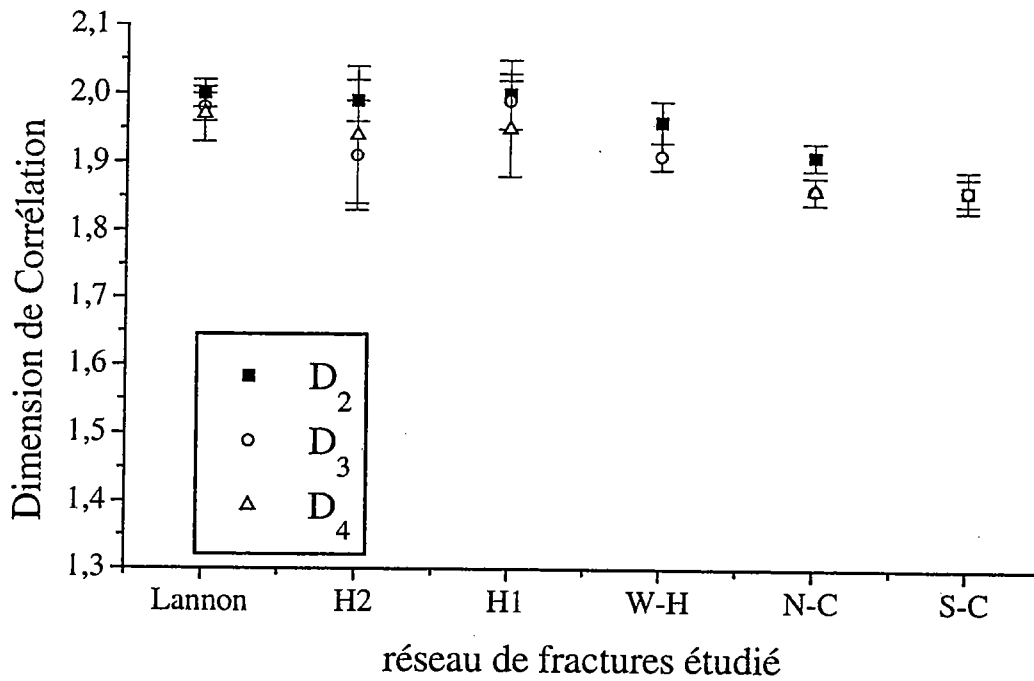


Figure II.23 : Valeurs des différents dimensions d'ordre q (de $q=2$ à $q=4$), (H1 : Hornelen1, H2 : Hornelen2, W-H : Whinney Hill, N-C : Nord-Californie, S-C : Sud-Californie).

II.4.5 Rôle de la distribution des longueurs de failles

Nous avons déjà vu à travers les exemples synthétiques que la distribution des longueurs de failles pouvaient dans certains cas modifier nettement la valeur de dimension fractale obtenue selon que l'on caractérisait la distribution spatiale des positions de failles ou bien des traces de failles (Fig.II.12). Ceci est vérifié sans qu'il y ait besoin d'invoquer une corrélation entre la position des failles et leur longueur. Pour tester si cet effet peut, à lui seul, expliquer les résultats obtenus précédemment, nous avons redistribué au hasard les longueurs de failles tout en conservant la distribution spatiale des barycentres (Fig.II.24b). Numériquement, cela revient à choisir pour chaque longueur de faille, une position au hasard parmi toutes les positions de barycentres possibles et non encore occupée. Pour éviter que les grandes longueurs de failles ne sortent du système, la position des grandes failles est allouée en priorité par un tirage au sort parmi tous les barycentres dont la position est telle que la longueur attribuée ne dépasse pas les limites du système.

Ces nouvelles réalisations présentent donc globalement des distributions spatiale, de longueurs et d'orientations, strictement identiques aux réseaux de fractures naturels, mais grâce à cette méthode de redistribution au hasard des longueurs, on s'assure que les trois distributions, spatiale, de tailles et d'orientations, sont bien indépendantes entre elles. Les réalisations ainsi obtenues (Fig.II.24b) sont assez éloignées du réseau naturel initial (Fig.II.24a), mais présentent des concentrations de fractures assez importantes qui proviennent de la non-homogénéité de la distribution spatiale des barycentres.

Pour obtenir des résultats robustes statistiquement, les résultats sont, à chaque fois, moyennés à partir de dix réalisations indépendantes. L'application de la fonction de corrélation à deux points fournit des résultats strictement identiques à ceux obtenus sur le réseau de fracture naturel puisque la position des barycentres n'a pas varié (Fig.II.25a). En revanche, la distribution spatiale des masses se caractérise, cette fois, par une dépendance d'échelle similaire à celle des barycentres (Fig.II.25b). Dans les deux cas, les valeurs de dimensions sont quasiment identiques quel que soit le réseau de fractures étudié (Fig.II.25c). Sans corrélations locales entre la position et la longueur des fractures, la distribution des longueurs se révèle incapable de conduire à une répartition homogène des masses de failles. Pour expliquer la répartition homogène des masses de fractures, obtenues sur les réseaux naturels, il est donc nécessaire d'invoquer une corrélation entre la position des fractures et leurs longueurs.

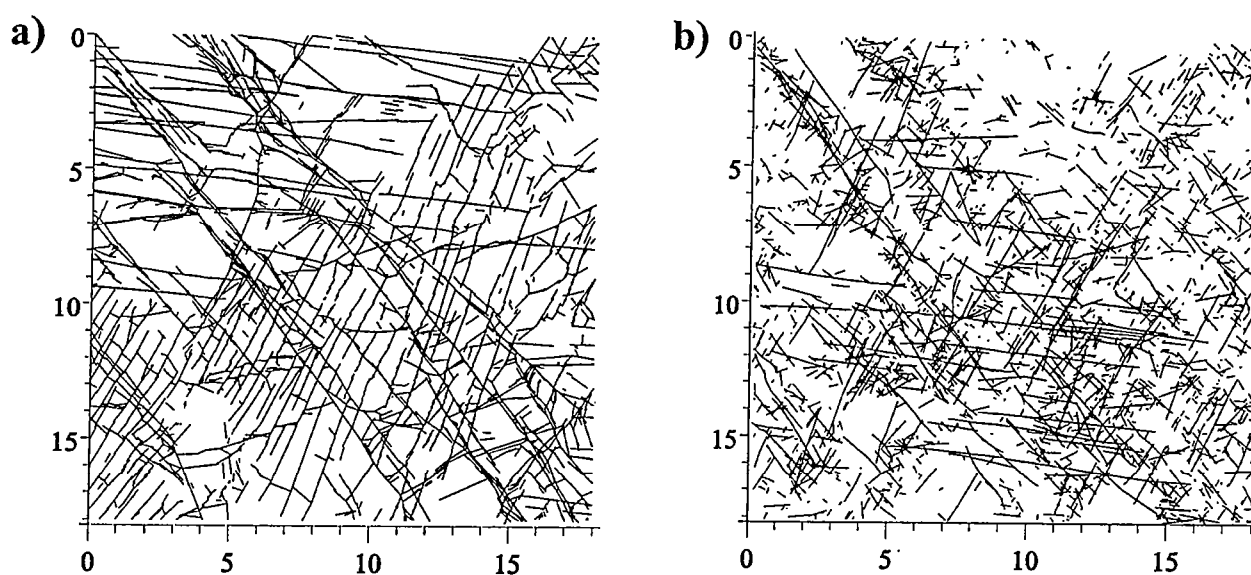


Figure II.24 : *a)* Carte d'un réseau de fractures naturel (Hornelen1), *b)* simulation numérique où les positions des fractures sont identiques au graphe (*a*) mais où les longueurs ont été redistribuées aléatoirement. Entre l'exemple *a)* et *b)* chaque fracture a été remplacée par une autre selon un tirage au sort.

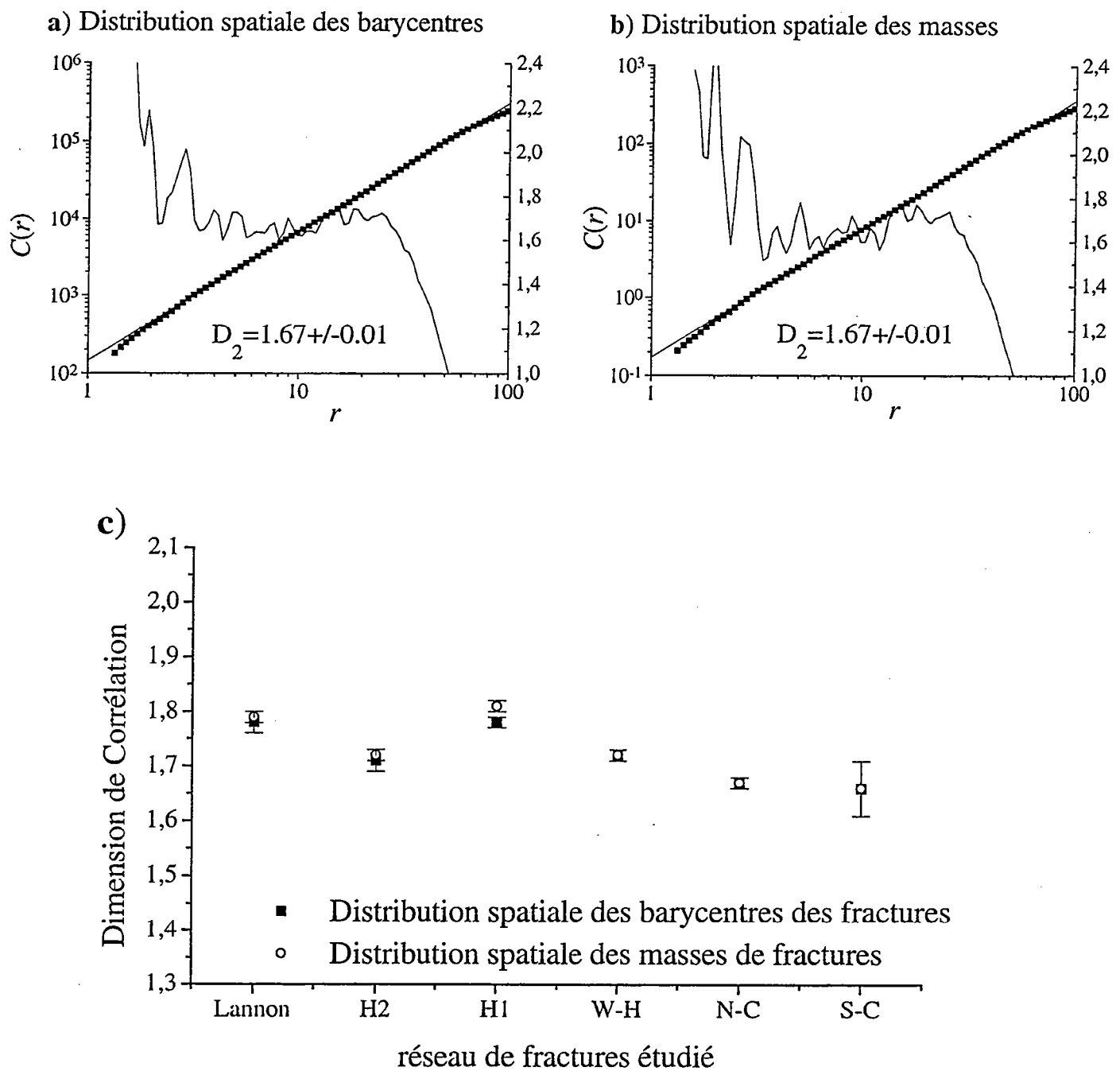


Figure II.25 : Résultats obtenus lorsque longueurs et positions des fractures sont décorréliées (Fig II.24b). Graphes a) et b) : un exemple de calcul correspondant au réseau nord-californien. c) synthèse des résultats : quel que soit le réseau de fractures étudié, la distribution spatiale des masses de fractures est équivalente à celle des barycentres lorsque longueurs et positions de failles sont décorréliées.

II.5 Tentative de modélisation

II.5.1 Distribution spatiale des longueurs de failles

Maintenant qu'il est établi que des corrélations existent entre la longueur et la position des failles, on peut pousser plus loin l'analyse en essayant de comprendre comment les longueurs de failles se distribuent dans l'espace. Afin d'obtenir une distribution spatiale des masses de failles homogène, la répartition spatiale la plus satisfaisante serait de placer les grandes failles dans les endroits les plus isolés et les plus petites dans les endroits où les fractures sont les plus nombreuses. Intuitivement, ce modèle est satisfaisant puisqu'il doit conduire à une meilleure homogénéisation des masses de failles dans l'espace en concentrant les petites fractures de faible masse, en dispersant les grandes fractures de masse élevée.

Pour réaliser des simulations numériques qui reproduisent un tel agencement des fractures dans l'espace, nous avons dans un premier temps déterminé la distance du plus proche voisin de chaque barycentre afin de définir un critère d'isolement. Les distances sont ensuite classées de manière à établir un ordre d'isolement des différentes fractures. Il suffit ensuite de replacer les plus grandes fractures dans les endroits les plus isolés, et les plus petites dans les endroits où les fractures sont les plus nombreuses. Pour conserver un caractère « aléatoire » au tirage au sort de la position, le choix de la position s'effectue dans une gamme de positions possibles, qui ont un ordre d'isolement très proche. Les réalisations ainsi obtenues (Fig.II.26b) présentent des caractéristiques assez proches des réseaux de fractures naturels (Fig.II.26a). En particulier, les petites fractures ont tendance à se grouper en amas de manière similaire au réseau de fracture naturel. En revanche, les orientations locales des fractures ne sont pas toujours respectées ce qui donne parfois une image assez chaotique de l'agencement des fractures, particulièrement dans les zones en relais où les fractures sont normalement toutes alignées.

Malheureusement, de telles réalisations ne permettent pas de reproduire une distribution des masses de fractures similaire à celle des réseaux naturels. Par exemple, les résultats obtenus à partir du réseau de joints de Whinney Hill, montrent un écart important aux faibles valeurs de r , entre les données calculées sur le réseau naturel et celles calculées à partir des réalisations basées sur une redistribution des longueurs de fractures en fonction de leur degré d'isolement (Fig.II.26c). Un comportement similaire a été obtenu quel que soit le réseau de fractures étudié. Ce comportement aux faibles valeurs de r , traduit sans doute un manque de grandes fractures dans les amas de fractures. Afin d'améliorer ce résultat, il nous a paru intéressant d'introduire la seule distribution pour l'instant négligée dans ces analyses, la distribution des orientations.

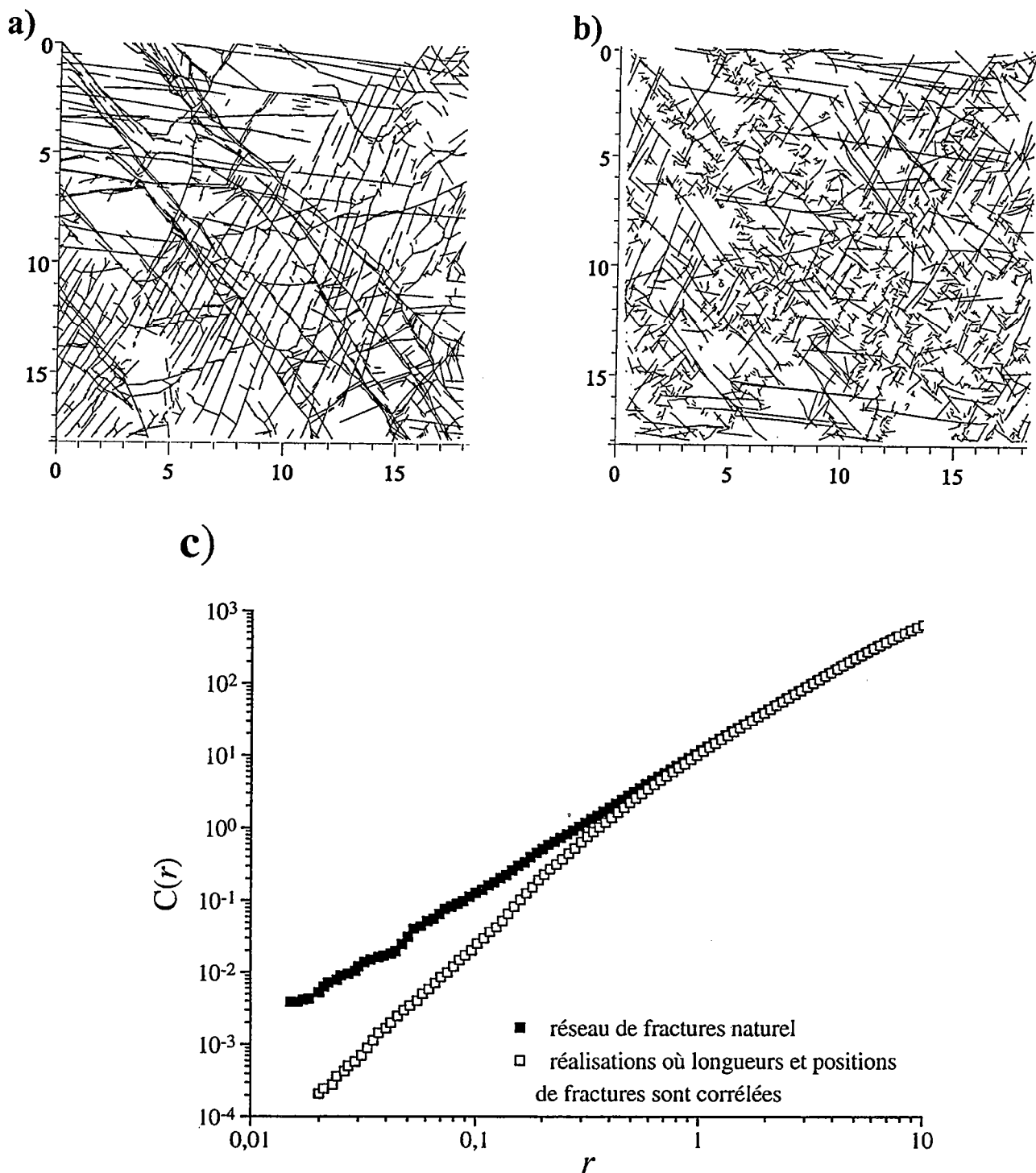


Figure II.26 : *a*) Carte d'un réseau de fractures naturel (Hornelen1), *b*) simulation numérique où les positions des fractures sont identiques au graphe (*a*) mais où les plus grandes fractures ont été placées dans les positions les plus isolées, *c*) Comparaison de l'évolution de la fonction de corrélation (appliquée aux traces de fractures) calculée sur le réseau naturel de Whinney Hill (carrés pleins) et sur 10 réalisations (carrés ouverts), où longueurs et positions de fractures sont corrélées de manière analogue au graphe (*b*). Pour les faibles valeurs de r , les deux types de mesures montrent un comportement différent indiquant l'inadéquation entre la réalisation (graphe *b*) et le réseau naturel (graphe *a*).

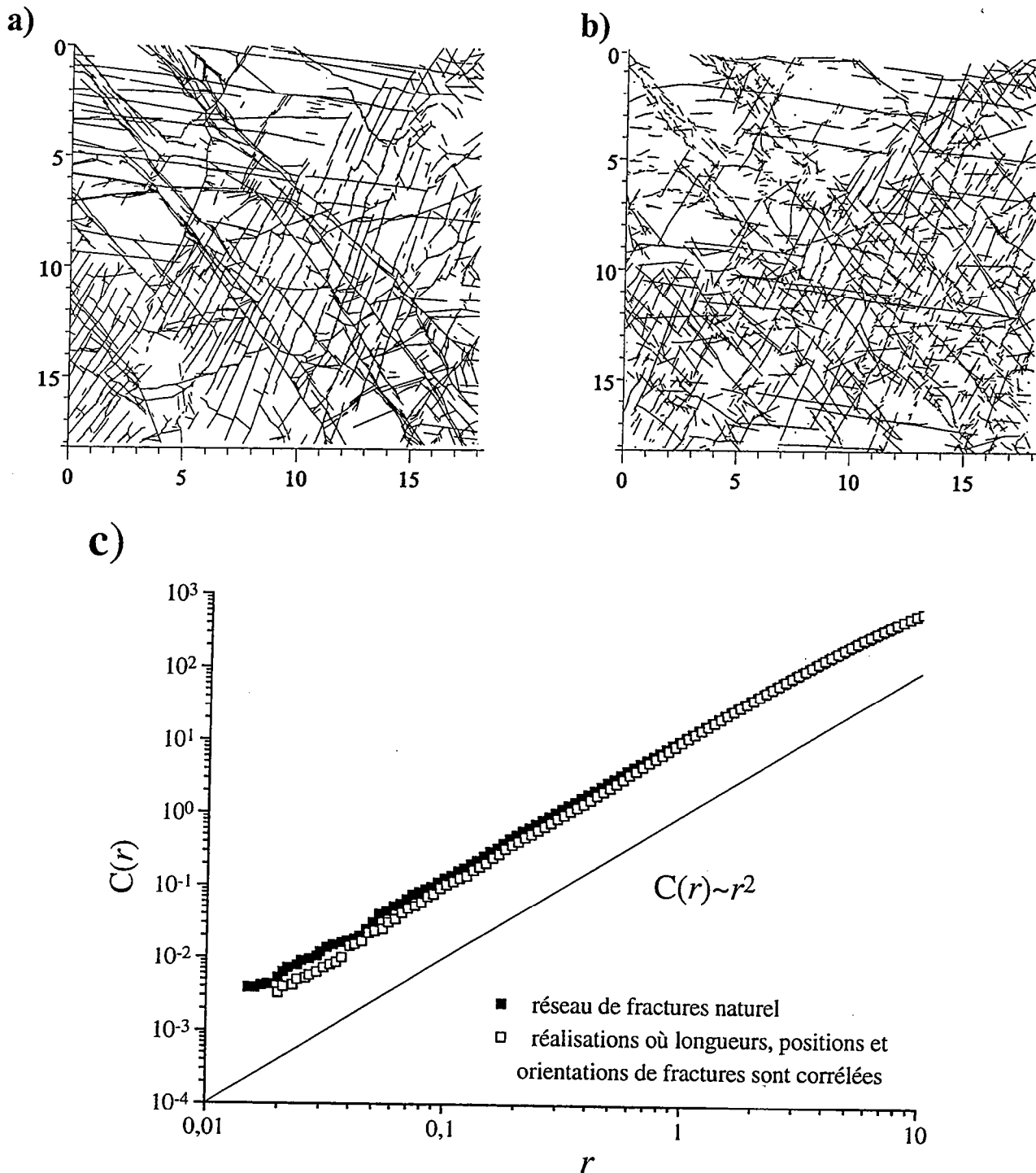


Figure II.27 : a) Carte d'un réseau de fractures naturel (Hornelen1), b) réalisation numérique où les longueurs de fractures sont placées en fonction de leur degré d'isolement et en fonction de leur orientations, c) Dépendance d'échelle des masses de fractures calculée sur le réseau naturel de Whinney Hill (carrés pleins) et sur 10 réalisations où longueurs et positions de fractures sont corrélés de manière analogue au graphe b (carrés ouverts).

II.5.2 Rôle de la distribution des orientations de failles

D'un point de vue purement géométrique, il est en effet peu satisfaisant de négliger la distribution des orientations de failles qui semble être un paramètre géométrique important dans l'agencement spatial des fractures. Par exemple, les zones en relais sont constituées de fractures de même orientation. Afin d'améliorer la reproduction des réseaux naturels, nous avons donc considéré qu'en chaque position de fracture, l'orientation devait être conservée. Autrement dit, la substitution d'une faille par une autre n'est possible que si les deux fractures ont les mêmes orientations. Pour tester cette hypothèse, nous avons repris le modèle précédent en y incorporant la distribution des orientations. La recherche en chaque barycentre du plus proche voisin n'est plus effectuée parmi toutes les failles mais seulement parmi les failles de même orientation. Au vu des distributions des orientations qui présentent en général trois orientations dominantes, seulement trois classes d'orientation ont été définies.

Les réseaux de fractures ainsi obtenus (Fig.II.27b) présentent un degré de ressemblance avec le réseau initial (Fig.II.27a) qui s'est nettement amélioré. Les petites fractures ont tendance à se grouper en amas, et la disposition des grandes fractures est assez conforme avec celle du réseau initial, en particulier pour les fractures d'orientations Nord 30°. Il est vrai que le modèle est devenu nettement conditionné, d'abord d'un point de vue global, puisque les trois types de distributions, spatiale, de longueurs et d'orientations, sont conservées, mais aussi d'un point de vu local, puisque les positions et orientations locales des fractures sont strictement respectées, seules les longueurs de fractures sont redistribuées en fonction de l'isolement de chaque fracture. La différence majeure entre la nouvelle réalisation et celle cartographiée sur le terrain apparaît dans le quart Nord-Est pour lequel on n'observe peu de grandes fractures.

Malgré ces petites imperfections, la fonction de corrélation traduit cette fois un agencement spatial des masses de fractures beaucoup plus homogène quelque soit r , en accord avec les mesures effectuées directement sur le réseau naturel (Fig.II.27c). L'écart entre les deux mesures est devenu très faible. Le comportement global de la courbe est respecté de manière très satisfaisante, comme le montre la comparaison des valeurs de dimension obtenues dans les deux cas (Fig.II.28).

Il semble donc que la distribution spatiale des failles dans l'espace, témoigne d'importantes corrélations. La position des failles suit un agencement fractal, caractérisé par une dimension de corrélation proche de 1.7. En revanche la distribution spatiale des masses de failles est beaucoup plus homogène, ce qui ne peut s'expliquer que par une corrélation entre la distribution spatiale des failles et la distribution des longueurs. Selon différentes simulations effectuées, il semble qu'une telle corrélation se traduise par une dispersion ou un regroupement des failles selon leurs longueurs et en fonction de leurs orientations. De telles corrélations traduisent une organisation

spatiale importante dont les implications, tant d'un point de vue mécanique, qu'hydraulique, sont intéressantes à discuter.

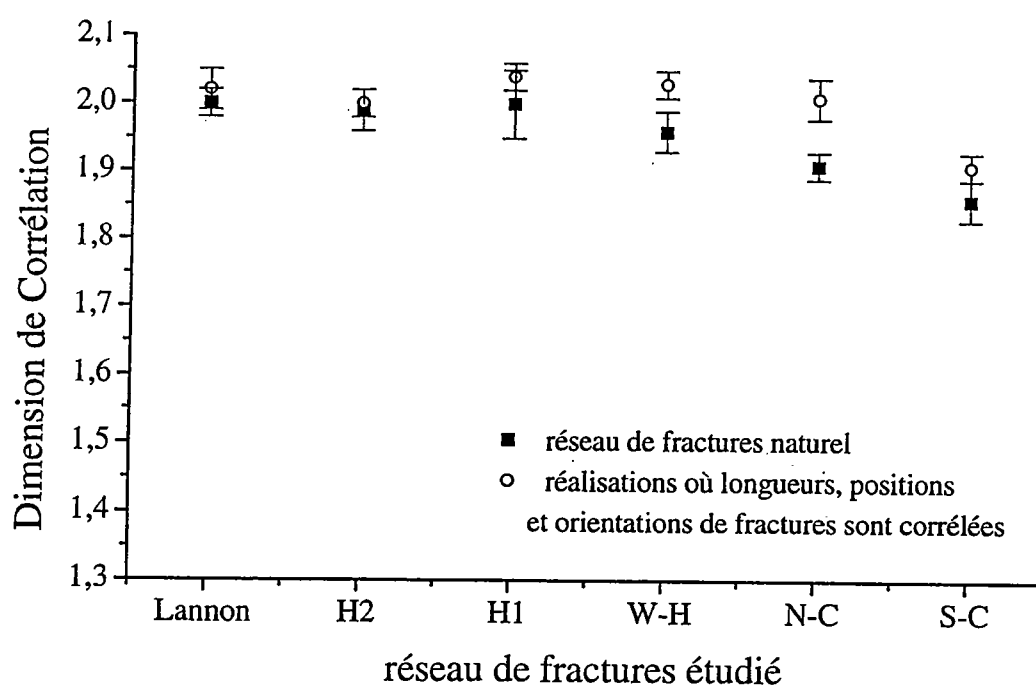


Figure II.28 : Comparaison des dimensions de corrélation obtenues à partir des réseaux naturels et à partir des réalisations où longueurs, positions et orientations de fractures sont corrélées.

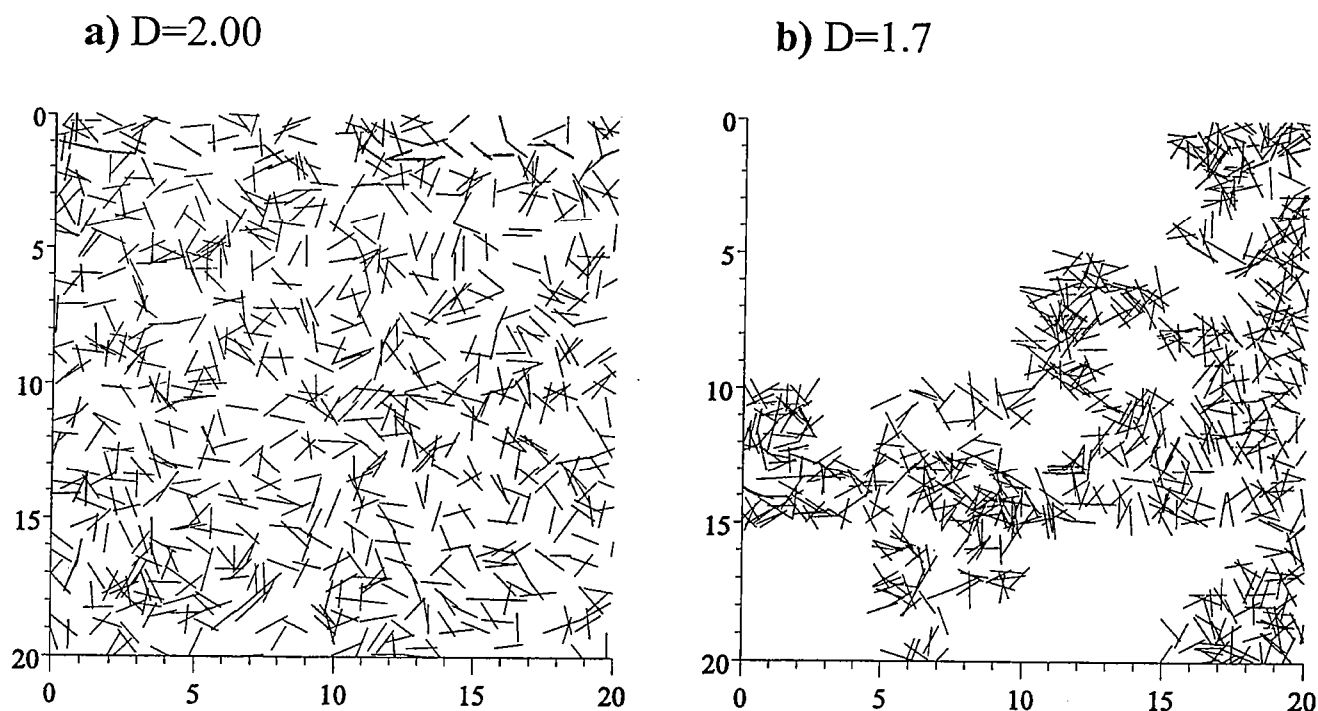


Figure II.29 : Illustration schématique de l'influence de la dimension fractale sur la connectivité entre failles : *a*) réseau de 800 failles, $D=2.0$ (distribution spatiale uniforme) ; le nombre moyen d'intersections par faille est égal à 0.79 ; *b*) réseau de 800 failles, $D=1.7$; le nombre moyen d'intersections par faille est 1.86. (Pour générer un réseau de failles fractal, on se sert d'une procédure analogue à celle décrite en figure II.9. Les procédures de calcul de connectivité sont décrites dans le chapitre III).

II.6 Enseignements et conséquences

II.6.1 Propriétés Hydrauliques

Dans la plupart des modèles discrets d'écoulement en milieu fracturé, les centres des fractures sont engendrés aléatoirement par un processus de Poisson [Long *et al.*, 1982 ; Cacas *et al.*, 1990a]. Dans ce cas, l'un des paramètres importants du modèle sera la densité de fractures qui est en général déterminée par des mesures de terrain. Mais si les réseaux de failles sont fractals, comme le montre notre analyse sur plusieurs exemples, la densité de fracturation n'est plus un paramètre pertinent puisqu'il dépend de l'échelle de mesure. Outre ce paramètre, les propriétés du milieu, tel la connectivité du réseau de fracture, ne seront pas correctement reproduites par le modèle. Une distribution spatiale fractale entraîne une occupation de l'espace partielle, donc une augmentation de la probabilité de connection entre failles (Fig.II.29). Certains modèles ont bien tentés de reproduire une distribution de failles en amas [Long *et Billaux*, 1987 ; Chilès, 1988 ; Billaux, 1990], mais toujours selon des processus poissonniens qui supposent l'existence d'une échelle caractéristique de taille d'amas.

Enfin, si le support géométrique de l'écoulement est fractal, les propriétés hydrauliques du milieu vont dépendre, elles aussi, de l'échelle de mesure sans qu'il soit possible de définir de volume où les fluctuations deviennent négligeables. Cela va à l'encontre de l'approche stochastique qui suppose que les processus aléatoires sous-jacents sont ergodiques et stationnaires. Pour que l'hypothèse ergodique soit valide, il est nécessaire que la variance de la moyenne d'espace tende vers zéro, lorsque le volume étudié augmente [Dagan, 1989]. Il faut cependant nuancer nos propos puisque si la distribution spatiale des barycentres des failles est fractale, celle des traces de failles apparaît répartie de manière plus uniforme dans l'espace. Il n'est donc pas certain que la disposition spatiale des failles ait un rôle si déterminant sur la géométrie de l'écoulement. Déterminer le rôle des différents paramètres géométriques sera précisément l'objet du troisième chapitre de la thèse.

II.6.2 Propriétés mécaniques :

La géométrie des réseaux de failles est à la base de toute analyse mécanique. Il est donc intéressant de commenter nos résultats, afin de mieux comprendre les raisons mécaniques qui peuvent avoir entraîné une corrélation entre la longueur et la position des fractures. Les travaux théoriques ont montré que la distribution des contraintes autour d'un crack n'était pas homogène. En supposant un milieu parfaitement élastique, les contraintes aux extrémités d'un crack isolé supposé plan et sans cohésion seront donné par

$$\sigma_{ij} = K_n (2\pi r)^{-1/2} f_{ij}(\theta)$$

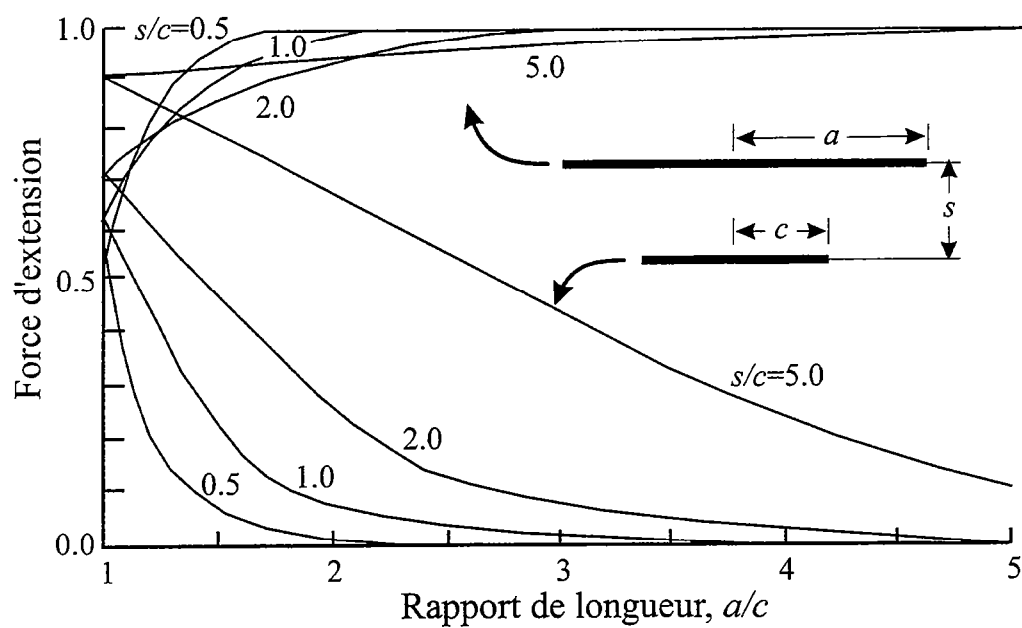


Figure II.30 : Rôle de la distance inter-crack sur la propagation de deux cracks parallèles en fonction de leur demi-longueur respective (a et c) et de la distance de séparation s , modifié d'après *Segall et Pollard* [1983]. La force d'extension est normalisée par rapport à celle d'un crack isolé.

où r est la distance à l'extrémité du crack et θ , l'angle avec le plan du crack [Jaeger et Cook, 1979]. K_n est appelé le facteur d'amplification des contraintes. Il dépend du mode de propagation mais est toujours proportionnel à la racine carré de la demi-longueur du crack. L'amplification des contraintes aux extrémités des fractures est donc proportionnelle à la racine carré de la longueur de la fracture et décroît avec la distance.

De nombreuses études traitent des interactions mécaniques dans une population de fractures [Hori et Nemat-Nasser, 1985 ; Lockner et Madden, 1991 ; Reuschlé, 1992]. Toutefois, ce point s'écarte du propos de la thèse, c'est pourquoi nous nous contenterons simplement de relater les travaux de Segall et Pollard [1983] qui ont étudié la propagation de deux cracks parallèles en fonction de leur longueur respective et de leur espacement (Fig.II.30). Si leur espacement est suffisamment grand, les 2 cracks vont se propager. Si l'espacement est suffisamment faible, le crack le plus long va se propager au dépend du plus petit dont la propagation peut rapidement être inhibée selon le rapport des longueurs. L'espacement pour lequel la propagation du plus petit crack est inhibée, varie avec la longueur du plus long. Ces résultats théoriques leurs permettent d'interpréter les caractéristiques géométriques d'un réseau de joints cartographié dans des roches granitiques [Segall et Pollard, 1983]. Ce réseau présente une distribution des espacements de joints très large, couvrant deux ordres de grandeurs. La distribution des longueurs de joints suit une loi de puissance, caractérisé par un exposant a variant de 1,2 à 1,8. Selon eux, la distribution des longueurs est le résultat des interactions mécaniques, les joints les plus grand ayant inhibé la propagation des plus petits. Plus la propagation des grands joints est favorisée, plus la distance d'interaction augmente et plus la propagation des petits joints sera inhibée. L'espacement hétérogène des joints serait dû à l'absence d'échelle caractéristique du milieu [Segall et Pollard, 1983].

Toujours selon Segall et Pollard [1983], chaque joint a une zone d'influence mécanique proportionnelle à sa longueur. A l'intérieur de cette zone, la propagation ou la nucléation de plus petits joints peut être inhibée. On peut donc aussi interpréter la variabilité des espacements comme la conséquence des interactions mécaniques qui sont fonction de la longueur des joints. Cela implique une corrélation spatiale entre l'espacement des joints et leur longueurs. Nos résultats s'interprètent très bien dans ce cadre. L'intérêt de notre analyse est de quantifier statistiquement une telle corrélation sur différents réseaux de fractures. Si cette interprétation est correcte, notre analyse suggère en outre i) qu'une population de fractures conserve la trace des interactions mécaniques, ii) que les interactions mécaniques sont présentes à toutes les échelles. On peut même pousser plus loin l'analyse en se demandant s'il n'existe pas une relation directe entre la distribution des longueurs de fractures et la distribution spatiale des barycentres des fractures, puisque la zone d'influence des interactions mécaniques est fonction de la longueur des fractures.

a)

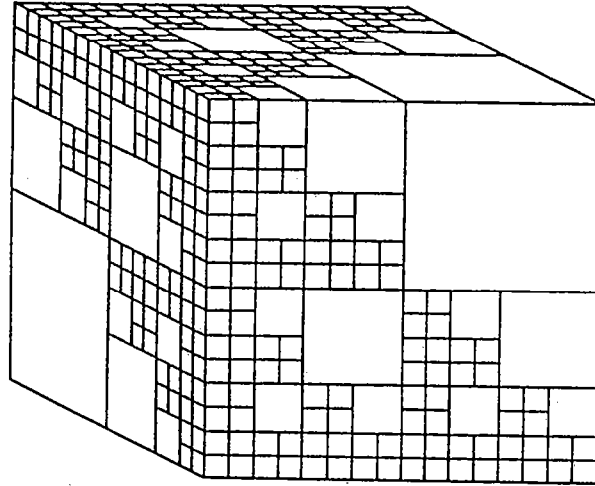
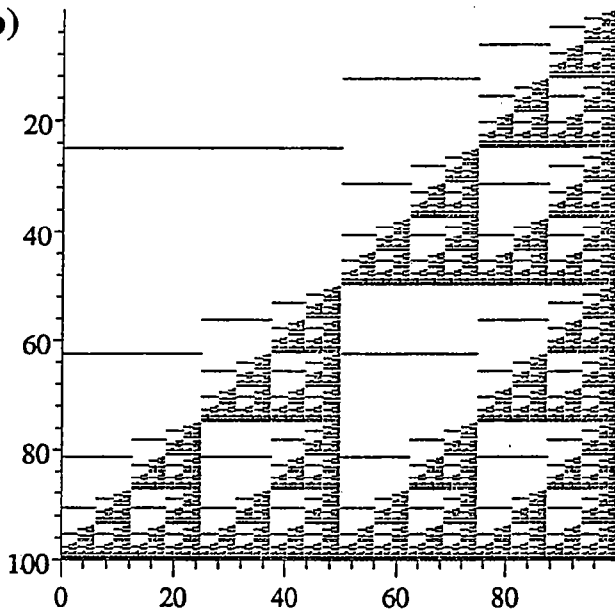


Figure 3.3. Illustration of a fractal model for fragmentation. Two diagonally opposite cubes are retained at each scale. With $r_1 = h/2$, $N_1 = 2$ and $r_2 = h/4$, $N_2 = 12$ we have $D = \ln 6 / \ln 2 = 2.5850$.

b)



c)

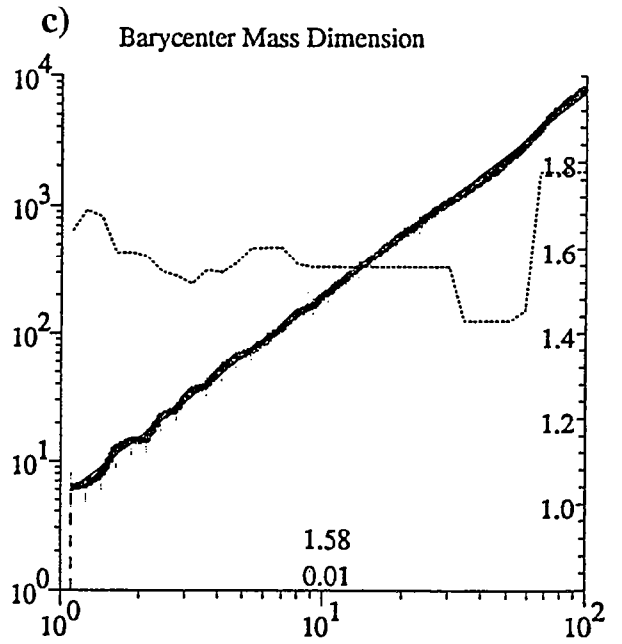


Figure II.31 : a) Modèle apollonien tridimensionnel de fragmentation, d'après Turcotte [1992] ; b) réseau de fractures bidimensionnel analogue au modèle apollonien décrit en a) ; c) calcul de la dimension de masse.

II.6.3 Relation éventuelle entre la distribution des longueurs et la dimension fractale

Pour illustrer ce point, il est intéressant de décrire le comportement de certains objets fractals : les apolloniens. Dans les apolloniens, on met des grosses boules puis des plus petites autour, puis des plus petites aux interstices et ainsi de suite ; le but étant de remplir l'espace par une succession d'éléments dont la taille décroît (Fig.II.31a). La distribution de tailles des éléments suit une loi d'échelle :

$$C(>r) \sim r^{-D}$$

où C est la distribution cumulée du nombre d'élément dont la taille est supérieure à r , et D est la dimension fractale. Ce genre de modèle a été notamment utilisé pour décrire des processus de fragmentation [Turcotte, 1992]². Si on substitue à chaque carré de côté r , une faille de longueur r (Fig.II.31b), la distribution cumulée des failles de longueur supérieure à r , fournit également la valeur correcte de dimension fractale : $D = \log(3)/\log(2) \sim 1.58$. Afin d'aller plus loin dans l'analyse et de calculer les différents moments de la distribution des longueurs, il est possible de formuler en deux dimensions le problème de la façon suivante :

la distribution de longueurs qui suit une loi de puissance, peut s'écrire :

$$N(l, r) = \alpha(r) l^{-a}$$

où a est égal à $D+1$ et $\alpha(r)$ est un terme de densité qui décrit la proportion moyenne de faille dans un sous-système de taille r . La distribution des barycentres des failles est fractale, ce qui implique que le nombre de failles inscrit dans un disque de rayon r doit varier comme r^D :

$$N(r) = \int_{l_{\min}}^r N(l) dl \sim r^D$$

Pour a supérieur à 1, la borne inférieure de l'intégrale domine, donc $\alpha(r) \sim r^D$ (Fig.II.31c). Si à chaque faille est associée une surface (ici définie comme l^2), leur distribution spatiale est donnée par:

$$S(r) = \int_{l_{\min}}^r N(l) l^2 dl \sim \alpha(r) [l^{-a+3}]_{l_{\min}}^r$$

On peut obtenir $S(r) \sim r^2$ si $a=D+1$. Dans ce cas, le plan est bien occupé par les surfaces de failles. Toutefois, lorsque $a=D+1$, la distribution spatiale des masses de failles est fractale car

$$M(r) = \int_{l_{\min}}^r N(l) l dl \sim \alpha(r) [l^{-a+2}]_{l_{\min}}^r \sim r^D.$$

Un tel modèle, basé sur l'occupation de l'espace par les surface de failles ne peut fournir une distribution spatiale uniforme de longueurs de failles, comme cela a été observé dans les paragraphes précédents. Néanmoins, on peut s'inspirer de ce modèle afin de suggérer une relation

² Par une extension sans doute abusive, quelques auteurs ont cru qu'il suffisait de mesurer la distribution cumulée des longueurs de failles pour en déduire la dimension fractale de l'objet. Malheureusement, ceci n'est vérifié que dans certains cas précis tels les modèles apolloniens. Dans les autres cas, il n'y a pas de relation évidente et démontrée entre la dimension topologique de l'objet et l'exposant de la distribution de tailles.

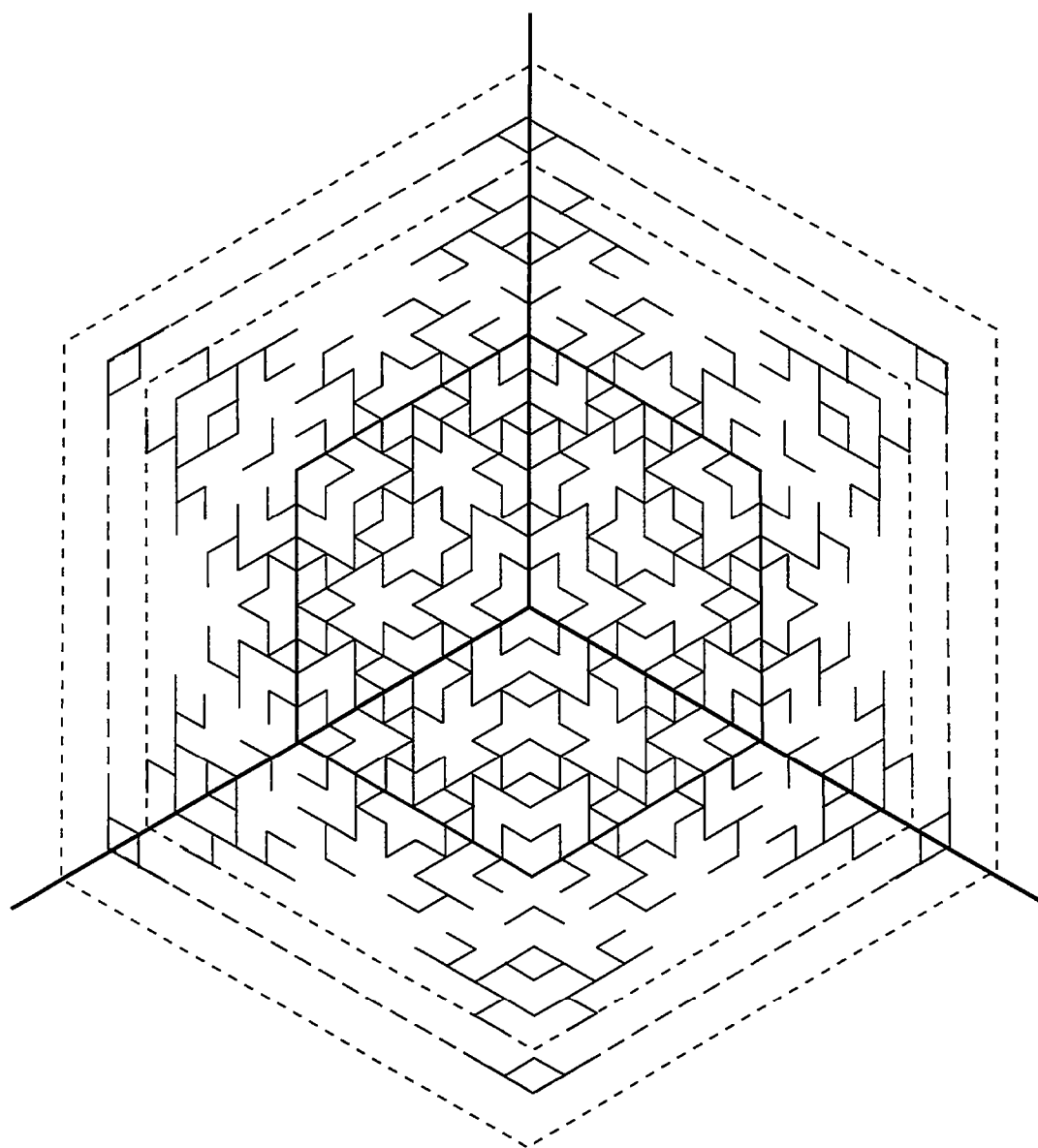


Figure II.32 : modèle de réseaux de failles dont la géométrie est fractale, modifié d'après *King* [1983].

qui permette d'obtenir une distribution spatiale des masses de failles répartie uniformément dans l'espace, tout en conservant une distribution fractale des barycentres des failles. Si a est égal à D , on obtient :

$$N(r) \sim \alpha(r) \left[l^{-a+1} \right]_{l_{\min}}^r \sim r^D \text{ soit } \alpha(r) \sim r^D$$

$$\text{et } M(r) \sim \alpha(r) \left[l^{-a+2} \right]_{l_{\min}}^r \sim r^2$$

Notons que dans ce cas, le modèle n'est plus un apollonien. Cette illustration très simplifiée permet de montrer comment la distribution des longueurs de failles peut être éventuellement liée génétiquement à la distribution fractale des failles. La distribution des longueurs la plus adaptée pour répondre une telle corrélation, est la distribution en loi de puissance, puisque c'est la seule qui n'ait pas d'échelle caractéristique. Si l'on en croit l'équation précédente, le modèle le plus simple en 2 dimensions impliquerait $a=D$.

King [1983] a proposé un modèle géométrique de réseaux failles assez similaire dont nous rappelons très brièvement le principe. Son modèle est basée sur des arguments cinématiques. L'idée essentielle repose sur la continuité des déplacements imposés aux conditions limites. Dans son modèle, les plus grandes failles ne peuvent assurer la continuité des déplacements car le déplacement est nul aux points de jonctions des failles. Il est donc nécessaire de créer des failles de second ordre de longueur plus petite pour transmettre une partie supplémentaire du déplacement. Pour accommoder totalement le déplacement imposé aux limites du système, il sera nécessaire de créer des failles de troisième ordre puis des failles de quatrième ordre et ainsi de suite (Fig.II.32). Dans son modèle, $a= D+1$. Il discute des valeurs possible de D et propose $D=2$, ce qui entraîne $a=3$. Toutefois sa détermination de D reste ambiguë car elle est basée sur la distribution cumulée des longueurs alors que son modèle n'est pas un apollonien.

Si ces modèles permettent de proposer des approches novatrices pour comprendre les processus de croissance de réseaux de failles, ils sont cependant très difficiles à valider. Certes la distribution des longueurs de failles semble suivre en général une loi de puissance, mais la variabilité des exposants a , ne permet pas d'en déduire un modèle général. Cette variabilité paraît liée à l'évolution temporelle du réseau de failles [Davy, 1993 ; Cowie *et al*, 1995 ; Cladouhos *et Marrett*, 1996 ; Bonnet, 1996]. Doit-on supposer alors que la dimension fractale des réseaux de failles évoluent au cours du temps ? Les résultats de Bonnet [1996] obtenus à partir de l'analyse statistique de réseaux de failles issus d'expériences analogiques tendent à le montrer. Toutefois il ne parvient pas à établir une relation entre a et D [Bonnet, 1996].

L'établissement d'une telle relation se heurte aussi à la qualité de l'échantillonnage. Les modèles de distribution de longueurs sont éventuellement assez bien contraints, mais sont établis pour $r=L$, la taille du système. Pour $r < L$, rien ne permet d'affirmer que ces modèles soient représentatifs. On peut même se demander quelle doit être la taille du système pour obtenir un modèle satisfaisant de distribution des longueurs. En superposant des distributions de longueurs

obtenues à des échelles différentes, Odling [soumis] parvient à définir une loi de puissance sur plusieurs ordres de grandeurs. Si elle ne conserve que les informations cartographiées à petite échelle (réseau Hornelen¹), le modèle de distribution des longueurs le plus satisfaisant est log-normal. Peut-être est-ce seulement au prix d'une observation détaillée à différentes échelles que l'on parviendra à établir une relation entre a et D (si elle existe ...).

Pour le moment, il demeure difficile d'apporter des réponses sur l'origine de la corrélation entre la longueur et la position des failles. Cette corrélation a , sans doute, sa source dans les interactions mécaniques responsables de la croissance ou de l'inhibition des fractures au cours du temps. De nombreuses autres questions restent sans réponse, mais cette analyse peut éventuellement servir de base à d'autres études, notamment expérimentales [voir Bonnet, 1996], afin de mieux comprendre un domaine lui aussi très passionnant : les processus de croissance des réseaux de failles.

II.7 Conclusions

Au terme de ce chapitre, il apparaît clair que la géométrie des réseaux de failles est caractérisée par des lois d'échelle. La distribution des longueurs de failles suit en général une loi de puissance, dont l'exposant a est toutefois peu contraint. La source de cette variabilité semble due en partie à la qualité de l'échantillonnage, mais aussi à l'évolution temporelle des réseaux de failles qui favorise les processus de coalescence des grandes failles [Davy, 1993 ; Cowie *et al*, 1995 ; Cladouhos *et* Marrett, 1996 ; Bonnet, 1996].

L'analyse détaillée des résultats des différentes méthodes de calcul, nous a permis de clarifier les problèmes méthodologiques liés à la mesure de dimension fractale. Ni la méthode des masses, ni la méthode des boîtes n'ont fourni de résultats concluants, les mesures n'ayant jamais été significativement différentes de celles acquises sur des réalisations analogues au réseaux naturels mais dont les positions de failles étaient redistribuées uniformément dans le système. Cette analyse confirme les résultats de *Chilès* [1988], d'*Odling* [1991], et de *Berkowitz* [communication personnelle], acquis sur un ou plusieurs jeux de données. La dimension déduite peut très facilement s'avérer n'être qu'une dimension moyenne, intermédiaire entre 1 et 2, sans signification physique. La variabilité des résultats antérieurs peut sans doute s'expliquer simplement par la qualité de l'échantillonnage, le soin apporté aux mesures, et la pertinence des méthodes de mesure utilisées.

Sur ce dernier point, la meilleure méthode de mesure est la fonction de corrélation à deux points qui est beaucoup plus précise et moins sensible à certains termes correctifs. Son utilisation pour mesurer d'éventuelles relations d'échelle est à privilégier pour traiter des données géologiques ou géophysiques. En ce qui concerne les réseaux de failles, elle fournit d'excellents résultats. Les dimensions fractales obtenues sont toujours voisines de 1.7 (environ 1.75 pour les réseaux de joints, et 1.65 pour le réseau de failles californien). Seul le réseau de failles de l'Afar pour lequel l'espacement des failles semble être contrôlé par l'épaisseur de la croûte continentale, n'apparaît pas fractal. En revanche, la distribution spatiale des densités de failles est beaucoup plus uniforme ; les dimensions obtenues sont toujours voisines de 2, celle d'un réseau homogène. Nous avons montré que ces résultats ne peuvent s'expliquer que par une corrélation entre la distribution des longueurs et la distribution spatiale des failles; les grandes failles étant relativement isolées tandis que les petites sont plutôt regroupées en amas. En outre, ces résultats suggèrent fortement l'existence d'une relation entre a , l'exposant de la distribution des longueurs et D , la dimension fractale du réseau de failles.

Les réseaux de failles présentent donc un degré d'organisation spatiale élevé qui n'a en général pas été pris en compte dans les modèles d'écoulement de fluides, bien que les conséquences puissent être importantes. Ces résultats statistiques permettent d'extrapoler les lois d'échelles aux données non observables, afin d'établir des bilans quantitatifs sur le rôle des failles dans les

transferts de fluides. L'origine de cette organisation spatiale a, sans doute, sa source dans les interactions mécaniques responsables de la croissance ou de l'inhibition des fractures au cours du temps. Outre l'intégration de ces résultats dans des modèles d'écoulement en milieu fracturé, un des enjeux majeurs des études ultérieures sera d'établir le sens de la description fractale dans les processus de croissance de failles.

CHAPITRE III

PROPRIETES DE CONNECTIVITE DES RESEAUX DE FAILLES

Introduction

Le deuxième chapitre a permis de vérifier et de dégager l'existence de certaines lois d'échelle dans les réseaux de failles. Le but de ce troisième chapitre est d'aller au-delà de cette caractérisation géométrique, et d'étudier les conséquences des lois d'échelles sur les propriétés de connectivité des systèmes fracturés. Les propriétés de connectivité sont importantes car elles déterminent, pour partie, les propriétés de transport. L'approche choisie repose sur la théorie de la percolation qui fournit un support théorique indispensable, même si elle reste très incomplète (voir Chapitre I). Pour pallier cet inconvénient, nous avons entrepris une étude théorique sur l'applicabilité de la théorie de la percolation à la géométrie des systèmes fracturés et en particulier à leur large distribution de longueurs de failles. Une des questions essentielles de notre étude est de quantifier la contribution des différentes familles de longueurs de failles. Cette analyse est exposée sous la forme de 2 articles, le premier présentant une analyse détaillée bidimensionnelle, le second, une généralisation en trois dimensions. Afin de simplifier notre approche et de bien comprendre le rôle respectif des différents paramètres géométriques, nos résultats reposent sur une distribution aléatoire des failles dans le système. Cette simplification sera discutée dans le quatrième chapitre où le rôle de la distribution spatiale sera abordé.

L'analyse théorique développée est, dans chacun des cas, vérifiée à l'aide d'une modélisation numérique. Afin d'utiliser des distributions statistiques réalistes, notre étude se base sur des distributions de longueurs de failles qui suivent des lois de puissance. Ce type de distribution permet en outre des développements analytiques simples, et adresse directement le problème des effets d'échelles, puisqu'une telle distribution ne possède aucune échelle caractéristique. Bien que les distributions de longueurs utilisées soient très larges, nous avons pu montrer qu'une approche basée sur la théorie de la percolation était possible et féconde. En particulier, nous montrons comment le rôle des différentes longueurs de failles peut être quantifié selon la valeur de l'exposant α de la distribution des longueurs. Cette quantification permet de conditionner un choix de modélisation ainsi que le degré d'observation nécessaire.

La géométrie des réseaux de failles au seuil de percolation est également prédite. Rappelons que cette géométrie contrôle pour partie les propriétés de transport. Les distributions de longueurs des éléments qui appartiennent à l'amas percolant ou au "backbone" sont connues, ainsi que leur dimension fractale. Une relation entre ces deux distributions - distribution de tailles d'éléments et distribution spatiale - est également démontrée. Par ailleurs, une implication importante de cette analyse est de montrer que dans certains cas, qui paraissent les plus fréquents dans la nature, la distribution de longueurs conduit à une augmentation de la connectivité avec l'échelle de mesure (figure 18, article 1) jusqu'à une échelle caractéristique ou longueur de corrélation (figure 19, article 1). Les

réseaux de failles sont très bien connectés au-delà de cette échelle tandis qu'ils sont faiblement ou très faiblement connectés en deçà de cette échelle. Cette longueur de corrélation (ou de connectivité) correspond à une échelle d'homogénéisation géométrique du réseau connecté, qui ne prend toutefois pas en compte les éventuels effets d'une large distribution d'ouvertures de failles qui peut notamment conduire à une localisation des écoulements au sein d'un sous-réseau.

Le premier article a été acceptée à *Water Resources Research*. Nous en profitons pour remercier l'AGU pour l'autorisation de reproduction de cet article "*Connectivity of Random Fault Networks Following a Power-Law Fault Length Distribution*" O. Bour and P. Davy, *Water Resources Research*, vol. 33, n°7, pages 1567-1583, 1997, Copyright by the American Geophysical Union. Le second article, "*On the Connectivity of Three-dimensional Fault Networks*", O. Bour and P. Davy, est soumis à *Water Resources Research*.

Connectivity of random fault networks following a power law fault length distribution

Olivier Bour and Philippe Davy

Géosciences Rennes, UPR 4661 CNRS, Rennes, France

Abstract. We present a theoretical and numerical study of the connectivity of fault networks following power law fault length distributions, $n(l) \sim \alpha l^{-a}$, as expected for natural fault networks. Different regimes of connectivity are identified depending on a . For $a > 3$, faults smaller than the system size rule the network connectivity and classical laws of percolation theory apply. On the opposite, for $a < 1$, the connectivity is ruled by the largest fault in the system. For $1 < a < 3$, both small and large faults control the connectivity in a ratio which depends on a . The geometrical properties of the fault network and of its connected parts (density, scaling properties) are established at the percolation threshold. Finally, implications are discussed in the case of fault networks with constant density. In particular, we predict the existence of a critical scale at which fault networks are always connected, whatever a smaller than 3, and whatever their fault density.

Introduction

In fractured rocks of very low matrix permeability, such as crystalline rocks, fluid flow is often very heterogeneous and focused in few fractures, as shown by hydraulic field experiments [Neretnieks, 1985, 1994; Long, 1994]. In this case, classical theories of hydrogeology that consider an equivalent porous media are often difficult to apply. The complexity of fluid flow in fractured rocks is mainly due to the complex geometry of fault patterns where superposed structures of various sizes may all have nonnegligible contributions to the overall flow. This is emphasized by the scale dependence of the permeability of fractured rocks from laboratory to borehole scale [Clauser, 1992], which reflects a broad and heterogeneous distribution of local permeability. The causes of heterogeneity are multiple and poorly constrained by in situ observations: They may result from a broad distribution of apertures or from a very heterogeneous fault network connectivity which depends on a broad distribution of fault length.

In most natural data sets, fault length distributions are very broad. According to the more recent observations of faulted rocks [Segall and Pollard, 1983; Gudmunsson, 1987; Villemain and Sunwoo, 1987; Childs et al., 1990; Main et al., 1990; Scholz and Cowie, 1990; Gautier and Lake, 1993; Davy, 1993] or of analog experiments [Davy et al., 1990; Sornette et al., 1993], fault length distributions follow a power law such as

$$n(l) = \alpha l^{-a}$$

where $n(l) dl$ is the number of faults having a length in the range $[l, l + dl]$, α is a coefficient of proportionality, and a is an exponent varying generally between 1 and 3.

The consequences of such a broad distribution on the fault network connectivity are not known. Numerous applications of percolation theory have described the connectivity of fracture systems, however most of them were devoted to a microscale description of connectivity, dealing with cracks of constant

length [Englman et al., 1983; Robinson, 1983, 1984; Balberg et al., 1984, 1991; Guéguen and Dienes, 1989]. For such systems the percolation threshold, the critical density of cracks necessary to connect the boundaries of the system, is well known, and Robinson [1984] and Balberg [1986] also demonstrate the general applicability of percolation theory through the measurements of some universal exponents.

A large distribution of fault length introduces long-range spatial correlation in the system, particularly in the case of a power law distribution, which has intrinsically no characteristic length scale, except its endmost limits. The only relevant scale is the size of the system studied which may be smaller than the largest faults, so that a system may be eventually connected by considering only large faults. In that case the geometrical characteristics of the connected network may be considerably modified compared to a network made of small faults, especially around the percolation threshold. The fractal dimension of the largest cluster which determines the spatial distribution of the connected network, and the fractal dimension of the backbone which determines the pathways for fluid flow, may be different from the ones predicted by classical percolation theory. Consequently the transport properties of such a system will be in turn greatly modified.

To attempt to clarify some of these questions, we undertake a theoretical and numerical study of the connectivity of two-dimensional fault networks following power law length distributions. To focus our study on the role of the fault length distribution only, fault position and orientation are randomly distributed. In the first part of the paper, we review the principal results of percolation theory applied to fault networks of constant length, and of the geometrical characterization of natural fault data sets. In the second part of the paper, we propose an analytical expression of the percolation threshold in the case of random fault networks following power law length distribution. Then, we compare the theoretical predictions with the results of simulations. Once the validity of the percolation threshold established, we describe the geometrical characteristics (fractal dimension and length distribution) of the "infinite cluster" and of the backbone. Finally, we discuss

Copyright 1997 by the American Geophysical Union.

Paper number 97WR00433.
0043-1397/97/97WR-00433\$09.00

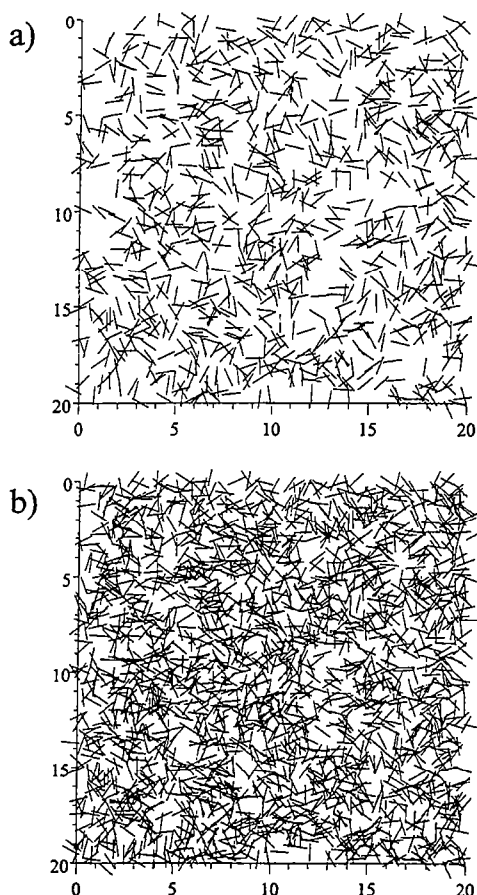


Figure 1. Example of a constant-length ($l = 1$) fault network at different fault densities: (a) below the percolation threshold and (b) at the percolation threshold.

some implications of the results about the connectivity and permeability evolution with scale.

Connectivity and Percolation Theory

We first summarize the principal characteristics of percolation theory without being exhaustive about all the numerous developments which have been made. For a more detailed discussion, we refer the reader to the book by *Stauffer and Aharony* [1992] about the theory, and to the reviews of *Berkowitz and Balberg* [1993] and *Sahimi* [1995] about the applications of percolation theory to flow and transport in porous and fractured media.

Percolation theory applies to a system where the flow is concentrated into a sparse population of elements, such as cracks or faults, in an impervious matrix. This statistical theory links the global physical properties (connectivity, permeability, etc.) to an average measure of its geometrical properties, p , generally related to the density of elements. It is independent on local geometry and depends only on p and the size of the system, L . Below a critical density of objects, the percolation threshold, p_c , a system is not in average connected while above p_c a system is connected by an "infinite" cluster which spans the whole system (Figure 1). Around p_c , the following laws apply:

$$P(p) \sim (p - p_c)^\beta$$

$$\xi(p) \sim (p - p_c)^{-\nu}$$

$$K(p) \sim (p - p_c)^e$$

where P is the probability that any site or bond belongs to the infinite cluster (called the strength of the infinite network [Stauffer and Aharony, 1992]), ξ the correlation or connectivity length, and K the network permeability. These laws are universal, in the sense that β , ν , and e depend only on the Euclidean dimension of the system [Stauffer and Aharony, 1992]. At $p = p_c$ the correlation length diverges so that the relevant length scale is no more ξ but the system size L . The preceding equations then can be rewritten as

$$\begin{aligned} P(L) &\sim L^{-\beta/\nu} \\ K(L) &\sim L^{-e/\nu} \end{aligned} \quad (1)$$

Note that the evolution of the conductivity or of the permeability is not proportional to $P(L)$ (see Table 1 the values of the different exponents in two dimensions) since many links of the infinite cluster do not carry any flow. These links are called "dangling" or "dead ends" [Stauffer and Aharony, 1992]. As one increases p , the mass of the infinite cluster, that is, the total length of the connected elements, grows quickly while the permeability increases slightly because most of the links added are dead ends. Once these links are removed, we are left with the "backbone" (Figure 2). Each link of the backbone has at least two independent routes that lead to the system boundaries. Other important features are "red links," which disconnect the system if removed. At $p \sim p_c$, the sample-spanning cluster, the backbone, and the red links are fractal at any length scale.

The percolation threshold slightly vary with the system size due to finite-size effects, which are modeled by a universal law:

$$p_c(L) - p_c^\infty \sim L^{-1/\nu} \quad (2)$$

where ν is the correlation length exponent [Stauffer and Aharony, 1992]. The larger the system is, the better is the computation of p_c^∞ and the sharper is the threshold (Figure 3a). The error $\Delta(L)$ obtained on $p_c(L)$ induced by finite-size effects varies also like $L^{-1/\nu}$, so that without any knowledge of ν one may plot $p_c(L)$ as a function of $\Delta(L)$ to obtain p_c^∞ by extrapolation at $\Delta = 0$ (Figure 3b) [Stauffer and Aharony, 1992].

Application of Percolation Theory to Fractured Media

In contrast with the universal exponents, the percolation threshold depends on the network topology. In the case of a two-dimensional fracture network of length l randomly distributed in position and orientations, the percolation parameter is defined by a dimensionless product:

Table 1. Percolation Exponents for $d = 2$

	Value
D_C	91/48
D_B	1.6
β	5/36
ν	4/3
e	1.30

Stauffer and Aharony [1992].

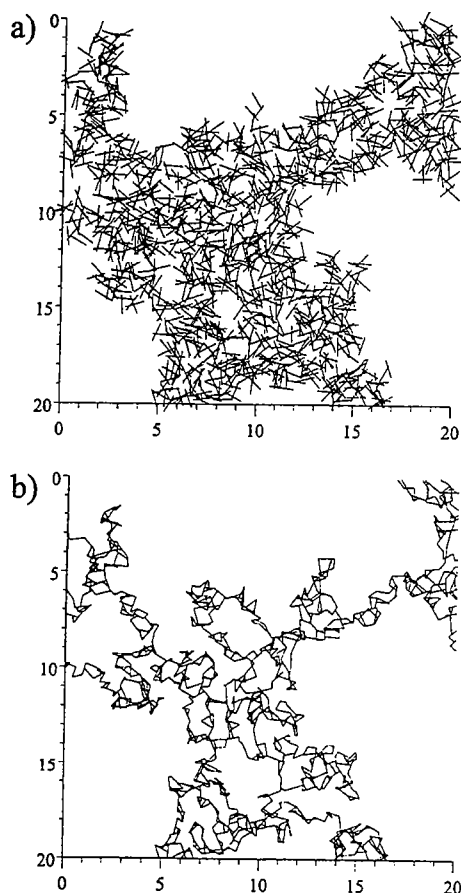


Figure 2. (a) The infinite cluster and (b) the backbone of the network presented in Figure 1b.

$$p = Nl^2/L^2, \quad (3)$$

where N is the number of fractures, L^2 is the system surface, and l is the fracture length. This expression is derived from the connection probability of faults, proportional to the mean surface surrounding each fault, l^2 . The percolation threshold was

obtained from excluded area arguments [Balberg *et al.*, 1984] or from numerical simulations [Robinson, 1983]. In the limit of infinitely large systems, it is equal to ~ 5.6 in two dimensions (Figure 3b). Balberg [1986] calculated the values of different exponents, and showed that two-dimensional random crack systems belong to the same universality class as two-dimensional lattices. This was also demonstrated by Robinson [1984], who finds an exponent of $1/\nu$ equal to 0.72, which is very close to the one predicted by percolation theory. We have also verified these results numerically (see method explained below). Our calculations confirm the percolation threshold obtained from Robinson [1983] (Figure 3), and the adequacy to the percolation theory through the characteristic exponents, ν and D_c (Figure 4).

The percolation theory still holds for a nonrandom distribution of crack orientation; only the percolation threshold is modified. This latter case allows Robinson [1983, 1984] to generalize the determination of the percolation threshold. He found that the right invariant should be the average number of intersections per fracture, which has been found independently of the anisotropy of orientations to be approximately equal to 3.6.

The particular case of fault networks mainly addresses the question of connectivity in a population having a broad length distribution. In the case of a uniform distribution of lengths, $n(l)$, between two extreme values, Robinson [1983, 1984] found that the "good" invariant turns out to be the sum of the invariant of each "subnetwork" of fractures of the same length:

$$p = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \frac{n(l)l^2}{L^2} dl \quad (4)$$

Once more, this result may be rationalized from average excluded-area arguments, considering the probability of intersection of faults [Balberg *et al.*, 1984; Baudet *et al.*, 1985; Charlaix *et al.*, 1986].

However, as pointed out by Baudet *et al.* [1985, p. 405], "this interesting result has to be checked on broader distributions since geostatistical analysis often find large log-normal distributions." Balberg *et al.* [1984] found also that the average of the square length provides much better results because it gives

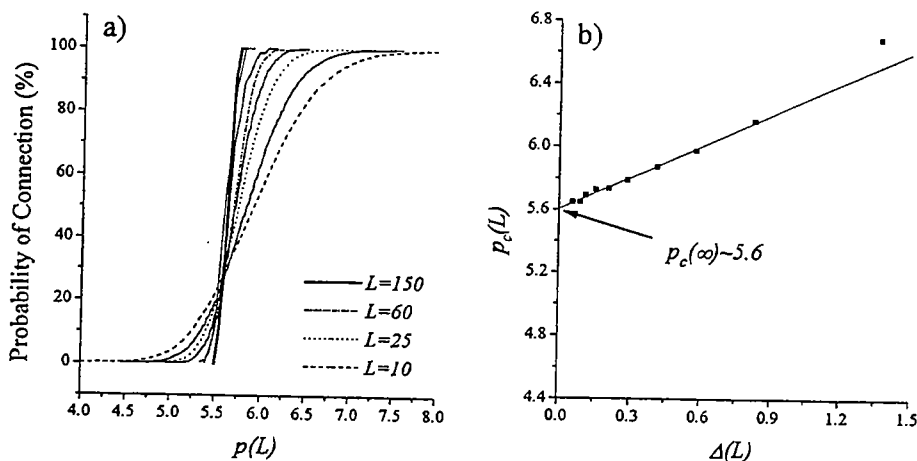


Figure 3. Illustration of finite-size effects for constant-length fault networks ($l = 1$): (a) variation of the probability that a cluster is spanning the whole system for different system sizes. At large system sizes, the transition becomes very sharp. (b) Estimation of the percolation threshold from the equation $p_c(L) - p_c(\infty) \sim \Delta(L)$, where $\Delta(L)$ is the root mean square deviation of the percolation threshold.

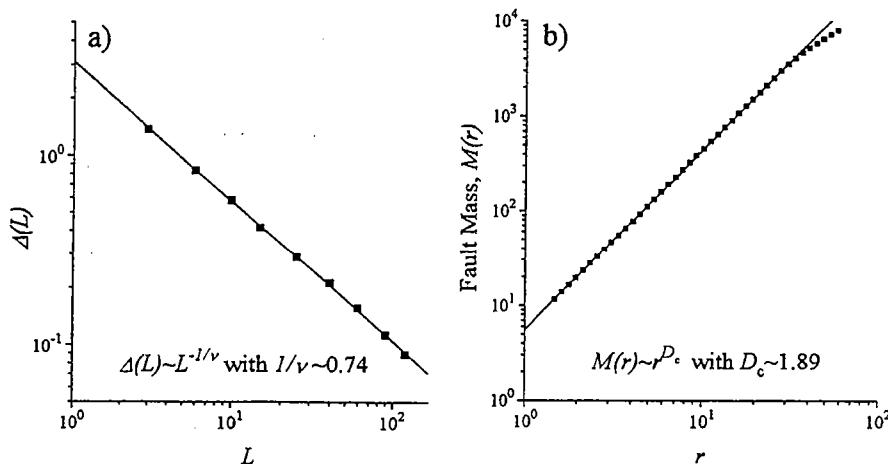


Figure 4. Estimation of some universal exponents in the case of constant length fault networks. (a) Estimation of the correlation length exponent ν from the scale-dependency of the root mean square deviation which should behave as $\Delta(L) \sim L^{-1/\nu}$. The slope provides $1/\nu \sim 0.74$, in agreement with the expected value of 0.75 (Table 1). (b) Plot of the fault mass of the infinite cluster, $M(r)$, versus the disk radius, r . The slope of the curve provides an estimation of the fractal dimension of the infinite cluster, $D_c \sim 1.89$.

more weight to the larger fracture. Berkowitz [1995] determined from a few simulations of random fault networks having a negative exponential distribution that classical percolation theory seems to apply. He also found that the geometrical characteristics of the infinite cluster may vary depending on the length distribution, but no quantification has been achieved.

Up to this point, one may summarize previous results as follows. The case of microfracturing, which involves a network of small, randomly distributed cracks, has been extensively studied, and percolation theory applies well. However, the case of fault patterns which involve large-scale fracturing and a very broad range of fault lengths has not been extensively studied, and the applicability of percolation theory is not already fixed. The reason is partly due to the great complexity of fault systems but also to the poor knowledge until recent times of the geometrical characteristics of fault patterns. This point deserves to be established, regarding the efficiency of the percolation theory, to improve models of fault-network permeability [Wilke et al., 1985; Charlaix et al., 1987; Gavrilenko and Gueguen, 1989; Hestir and Long, 1990; Watanabe and Takahashi, 1995].

Geometrical Characteristics of Natural Fault Patterns

A basic characterization of the fault geometry involves at least four parameters: the length l , the space position r , the orientation θ , and the aperture b . The fault network connectivity thus involves the determination of the distributions of l , r , and θ which may be cross related. We have already discussed, in the previous paragraph, the effects of the fault-orientation distribution [see Robinson, 1983, 1984], which modifies the value of the percolation threshold but not the universal laws so that classical percolation theory applies. For that reason, we limit our study to the case of random orientations.

All recent models of fault length distribution describe the broad dynamics of observed fault lengths. The lognormal distribution model, applied in several studies [Priest and Hudson, 1976; Baecher and Lanney, 1978; Hudson and Priest, 1979], implies a maximum of occurrence probability for a finite fault length. This contradicts geological observations that show that

the number of faults increases as their length decreases. Actually, the lognormal fit covers up the lack of observations at small scale [Einstein and Baecher, 1983] and has no meaningful significance in terms of mechanics of fault growth.

Over the last few years, many studies have proposed a scaling-law relationship, as follows:

$$n(l) = al^{-a},$$

where a is an exponent varying between 1 and 3 [Segall and Pollard, 1983; Gudmunsson, 1987; Villemain and Sunwoo, 1987; Childs et al., 1990; Main et al., 1990; Scholz and Cowie, 1990; Gautier and Lake, 1993; Davy, 1993]. The power law distribution was also supported by models of fault growth, from either numerical calculations [Cowie et al., 1995] or laboratory experiments [Davy et al., 1990; Sornette et al., 1993]. At large lengths the power law distribution gives occurrence larger than those deduced from other classical distributions (exponential, normal, or lognormal). Thus the power law distribution strongly address the role of large elements in the network connectivity. The study of power law length distribution is thus justifiable a priori as a model of natural systems and a posteriori (see results below) as a simplification of the physical problem, because the power law distribution also holds for faults belonging to active subnetworks basic to the percolation theory (infinite cluster, backbone, and red links).

The spatial distribution of fault patterns has also been largely studied in the last few years, with a general accordance to fractal models [Barton and Larsen, 1985; Okubo and Aki, 1987; La Pointe, 1988; Hirata, 1989; Davy et al., 1990; Gautier and Lake, 1993]. The fractal dimension is a measure of the spatial organization of the faults, which is independent on the exponent a and limited by the topological dimension of the system (three for a volume, two for a surface). Davy et al. [1990, 1993] have proposed a general expression for the fault density, such as the number of faults $n(l, L) dl$, whose length is between l and $l + dl$ and belongs to a volume of characteristic length L , is expressed as:

$$n(l, L) dl = \alpha l^{-a} L^D dl$$

In this paper we consider randomly distributed faults, with a trivial dimension of two. We reserve the study of space-correlation effects, as pointed out by *Reuschlé* [1992], to future work.

Results

Two-Dimensional Generation of Random Fault Networks

We consider the connectivity in a square box of size $L \times L$. Each fault is generated with a random orientation and position, so that part of it must belong to the box. Faults are progressively added into the system until a connected network spans the box. The fault lengths are chosen using a surrogate variable whose exponent is related to the exponent a of the expected length distribution (see appendix). The largest length, $l_{\max}$, is in all cases much larger than the system size, L , and may connect by itself the opposite sides of the box. The occurrence of such an event depends on the exponent a . For small values of a the probability to introduce a large fault in the system is large enough to effectively happen. On the other hand, for a large value of a , the probability of having a large fault is very small, and the percolation threshold may be reached with only faults smaller than L , prior to the introduction of large faults. A main objective of our study is precisely to determine the role of small and large faults on the network connectivity, the terms "small" and "large" referring to the system size L . As regards natural data sets, we limit the presentation of our simulations to exponents a in the range 1 to 4, but theoretical predictions apply whatever a .

Percolation thresholds are defined according to rule R2 [*Reynolds et al.*, 1980], that is, when the largest cluster spans the whole system and connects the four sides of the system. However, results obtained with other rules (the largest cluster may span the system in one given direction or in one of both directions) give approximately similar results. An advantage of rule R2 is in decreasing the result variability. The reliability of the results were increased by averaging up to 20,000 simulations for the smallest system sizes and up to 100 for the largest. The clusters are determined from a labeling method developed by *Stauffer and Aharony* [1992], originally from *Hoshen and Kopelman* [1976]. Once the percolation threshold is reached (Figure 5), faults belonging to the largest cluster are classified either as dead ends or backbone elements. To decrease computing time, we developed a versatile recursive method, based on the intersecting points between faults, which calculates the largest cluster that spans the system (Figure 6) and the backbone (Figure 7). By selecting intersecting points, we can separate parts of a fault belonging to the backbone and to dead ends; this is necessary to accurately calculate the mass (cumulative fault lengths) of the backbone (Figure 7). The computation time is reduced enough to treat fracture networks up to 250,000 faults on a IBM RISC computer.

Examples of Fracture Networks at the Percolation Threshold

The observation of the infinite-cluster geometry (Figure 6) at the percolation threshold clearly demonstrates that the connectivity is strongly dependent on the exponent of the fault length distribution a . For $a = 3.5$ the cluster is very ramified and made of quite small faults. For $a = 1.5$ the infinite cluster is made of only a few large faults. For $a = 2.5$ the proportion of small and large faults is quite equal, with small faults mainly intersecting large ones.

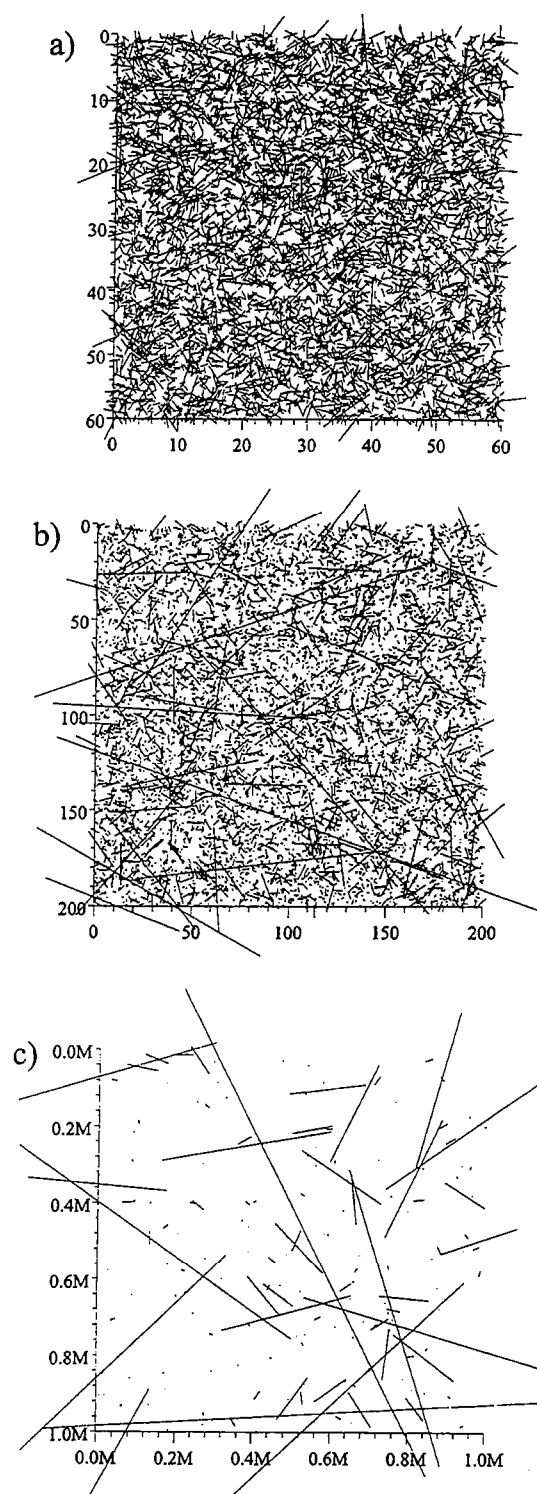


Figure 5. Fault networks at the percolation threshold in the case of power law fault lengths distribution ($N(l) = \alpha l^{-a}$): (a) $a = 3.5$, (b) $a = 2.5$, and (c) $a = 1.5$. Note that the fault number in each simulation is roughly similar despite very different system sizes.

We summarize in Figure 8 the connection probabilities at the percolation threshold for different exponents a . The probability of belonging to the infinite cluster (i.e., the ratio of the number of faults in the largest cluster to the total number of faults) presents two plateaus and a domain of large variations

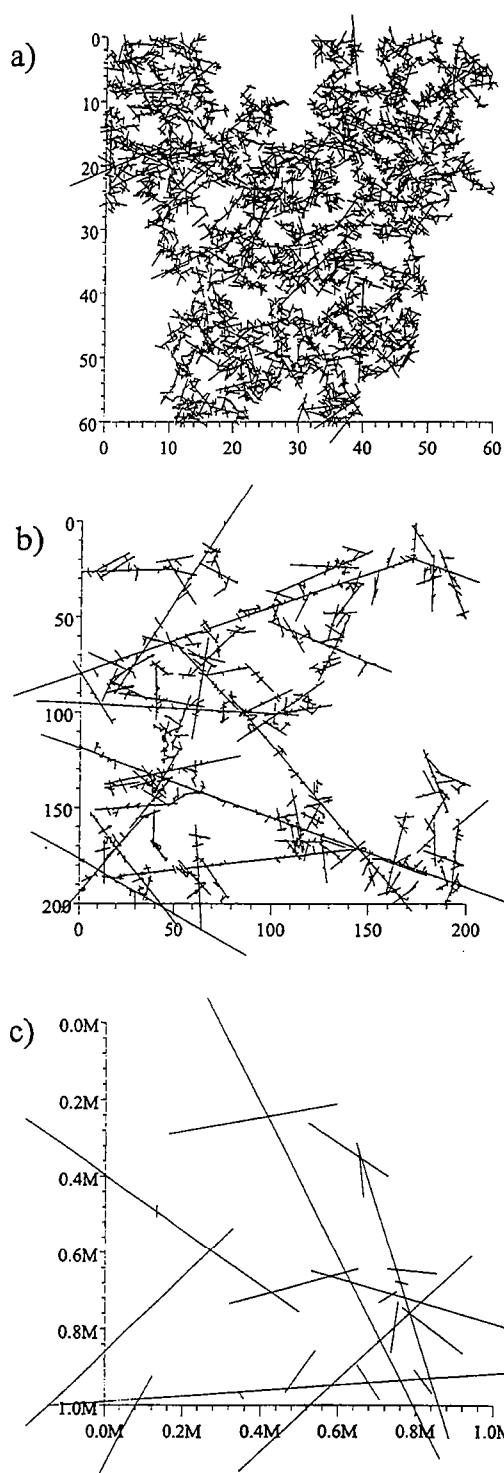


Figure 6. Largest clusters of the fault networks presented in Figure 5: (a) $a = 3.5$, (b) $a = 2.5$, and (c) $a = 1.5$.

between $a = 2$ and $a = 3$ (Figure 8c). For $a < 2$ very few faults belong to the cluster, while for $a > 3$, from 50 to 60% of the faults belong to the infinite cluster. Between these two plateaus the percentage of faults belonging to the cluster varies from 50% to almost 0%. The average number of intersections per fault presents similar variations, with a limit, at large value of the exponent a , equal to 3.6, as predicted from the percolation theory applied to cracks [Robinson, 1984]. Logically, the ratio of

the number of clusters versus the number of faults shows an opposite dependence with a and tends to reach the value of 1 (all clusters are made of a single fault) for low values of a .

To summarize, for $a < 2$ the number of faults belonging to the infinite cluster is very small, almost all clusters are made of a single fault, and the total number of intersections is very low. For $a > 3$ the infinite cluster represents 50 to 60% of the total number of faults, and almost no cluster is made of a single fault. These simple descriptions enable a qualitative understanding of the network connectivity. In the following paragraphs we present a quantification of these observations and the dependency of these parameters on the system size L .

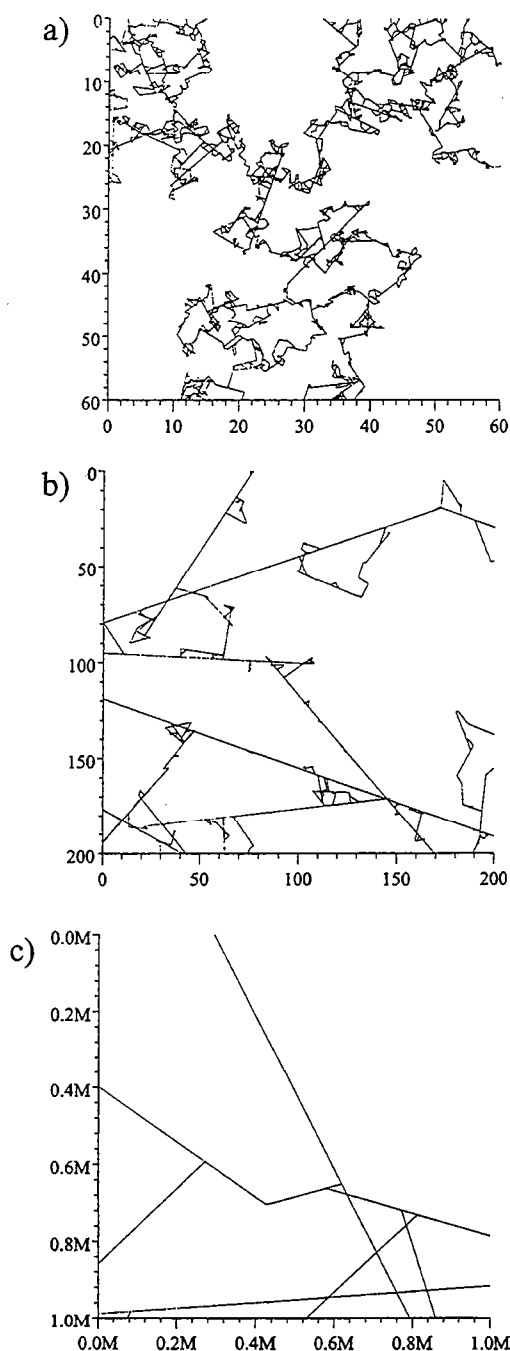


Figure 7. Backbones of the fault networks presented in Figure 5: (a) $a = 3.5$, (b) $a = 2.5$, and (c) $a = 1.5$.

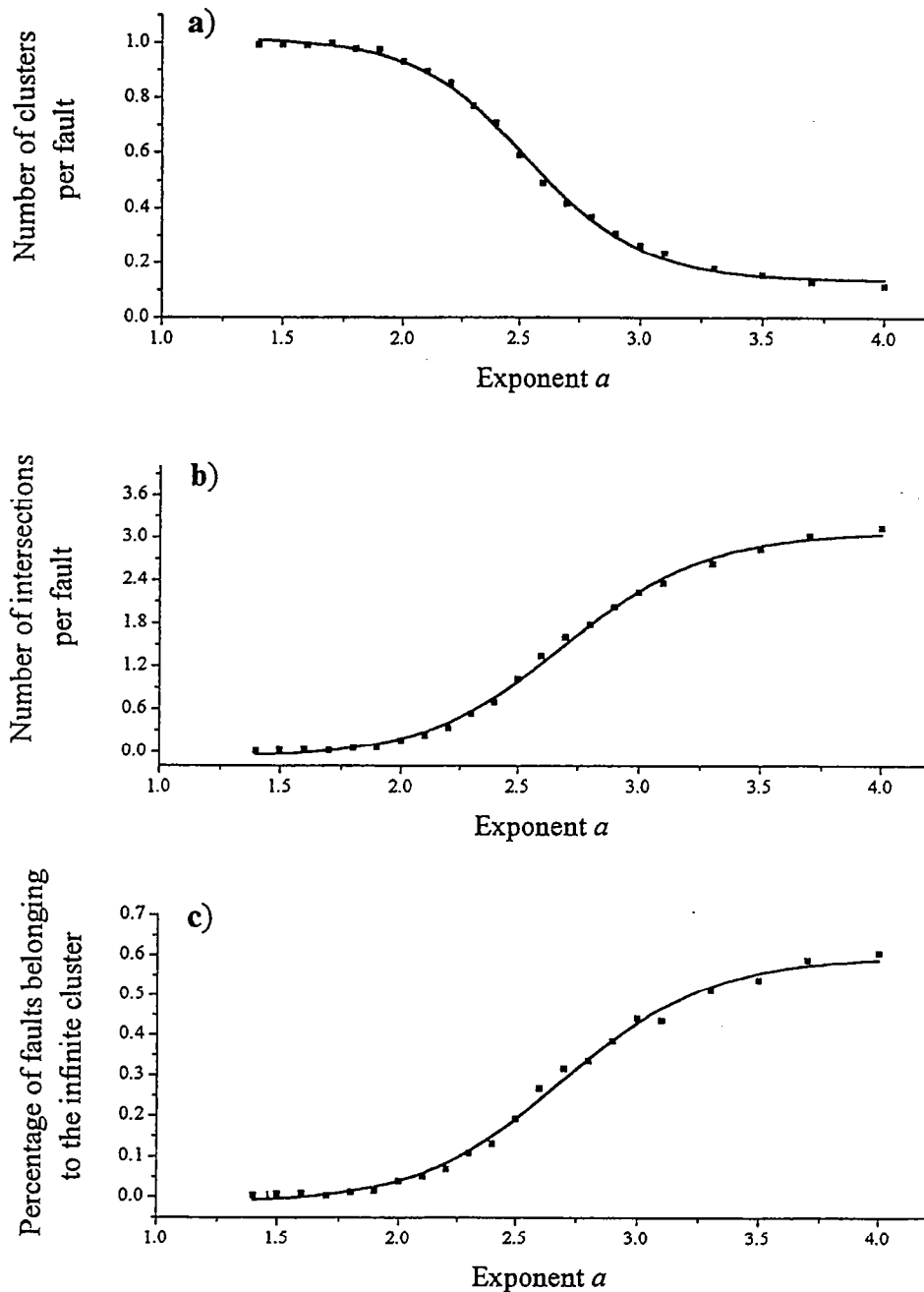


Figure 8. Qualitative estimation of the network connectivity at the percolation threshold depending on the length distribution exponent α : (a) variation of the ratio of the number of clusters versus the number of faults, (b) variation of the number of intersections per fault, and (c) variation of the percentage of faults belonging to the infinite cluster. Whatever the length distribution exponent α , these Monte Carlo simulations have been obtained approximately for the same fault number.

Predicted Scaling at the Percolation Threshold

We first present an analytical analysis of the percolation threshold, which will be a frame for analyzing our calculations. Our reflection is based on the relative contribution of small and large faults for defining the percolation threshold. Because a power law distribution has intrinsically no characteristic length scale, except its endmost limits, the only relevant scale is the system size, which therefore becomes a limit between so-called “small” and “large” faults. The percolation threshold should be the sum of two terms describing the behavior of

“small” and “large” faults, respectively. For small faults, that is, smaller than L , we assume that the excluded-area arguments still hold, so that the expression of (4) is valid. In contrast, “large” faults ensure by themselves a connection through the whole system. Their contribution to the percolation threshold is thus simply the probability for a fault to be in the system (i.e., the number of large faults belonging to the system). Note that concepts basic to the percolation theory holds only for what we call “small” faults.

Thus the expression of $p_C(L)$ should be

$$p_C(L) = \int_{l_{\min}}^L \frac{n(l, L) l^2}{L^2} dl + \int_L^{l_{\max}} n(l, L) dl$$

Note that this simple expression refers to ensemble averages and will be checked with intensive numerical calculations. Considering now a power law distribution for $n(l, L)$:

$$n(l, L) = \alpha_C(L) l^{-a}, \quad (5)$$

where $\alpha_C(L)$ is a fault density term which depends on the system size, L ; $p_C(L)$ becomes

$$p_C(L) = \int_{l_{\min}}^L \frac{\alpha_C(L) l^{2-a}}{L^2} dl + \int_L^{l_{\max}} \alpha_C(L) l^{-a} dl. \quad (6)$$

Except for $a = 3$ or $a = 1$, (6) leads to a sum of power laws, involving the different bounds of the two integrals:

$$p_C = \alpha_C(L) \left[\frac{1}{a-3} \frac{l_{\min}^{3-a}}{L^2} + \left(\frac{1}{3-a} + \frac{1}{a-1} \right) L^{1-a} + \frac{1}{1-a} l_{\max}^{1-a} \right]. \quad (7)$$

This expression simplifies when L is much larger than $l_{\min}$ and much smaller than $l_{\max}$ ($l_{\min} \ll L \ll l_{\max}$). The three terms of (7) define three different regimes of connectivity. For $a > 3$ the first term (lower bound of the "small fault" integral) is dominant, so that p_C scales as $\alpha_C(L) L^{-2}$. This means physically that the smallest faults rule the network connectivity. For $1 < a < 3$ the second term is dominant, and p_C scales as $\alpha_C(L) L^{1-a}$. Note that this term is the sum of the upper bound of the "small-fault" integral and of the lower bound of the "large-fault" integral, meaning that the connectivity is ensured by both large and small faults; $a = 2$ represents a limit for which "large-fault" and "small-fault" integrals are equal. At last, if $a < 1$, p_C is controlled by the largest fault in the system, $l_{\max}$, and scales as $\alpha_C(L)$.

Assuming that p_C is a scale invariant, we must find three regimes for $\alpha_C(L)$:

$$\begin{aligned} \alpha_C(L) &\sim L^{-2} & a > 3 \\ \alpha_C(L) &\sim L^{a-1} & 1 < a < 3 \\ \alpha_C(L) &\sim L^0, \lim_{l_{\max} \rightarrow \infty} \alpha_C(L) = 0 & a < 1 \end{aligned} \quad (8)$$

In the following we do not consider the third case ($a < 1$), which is geologically irrelevant; we also assume that $l_{\max}$ is much larger than L ; $\alpha_C(L)$ may be easily calculated from the total number of faults at the percolation threshold, $N_C(L)$:

$$N_C(L) = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} n(l, L) dl = \frac{1}{a-1} \alpha_C(L) l_{\min}^{-a+1}.$$

Another interesting characteristic is the total fault mass, that is, cumulative length, included in the system, $M_C(L)$, which represents the first-order moment of the fault distribution:

$$M_C(L) = \int_{l_{\min}}^L n(l, L) l dl + \int_L^{l_{\max}} n(l, L) L dl.$$

For a large system the scaling of $M_C(L)$ with L should depend on the exponent a such as:

$$\begin{aligned} M_C(L) &\sim L^2 & a > 3 \\ M_C(L) &\sim L^{a-1} & 2 < a < 3 \\ M_C(L) &\sim L & a < 2 \end{aligned} \quad (9)$$

An important consequence of the different regimes is that the percolation threshold is not reached for a constant fault density (either $N_C(L)/L^2$ or $M_C(L)/L^2$) as long as a is smaller than 3. This important result, and its consequences will be examined further in the discussion.

A classical parameter of the percolation theory is the average number of intersections per fault. This parameter was found to be robust with respect to nonrandom fault orientations distribution [Robinson, 1984] and has been used as a measure of the network connectivity. For two faults of lengths l and l' , respectively, the probability of intersection, $p_1(l, l')$, is equal to their excluded area over the whole surface [Balberg et al., 1984]:

$$p_1(l, l') = \frac{2}{\pi} \frac{l \times l'}{L^2}.$$

Therefore the average number of intersection for a fault of length l is

$$n_1(l, L) = \frac{2}{\pi} l \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} l' \frac{n(l', L)}{L^2} dl'$$

For large system sizes, $n_1(L)$ scales as

$$\begin{aligned} n_1(l, L) &\sim l & a > 3 \\ n_1(l, L) &\sim l L^{a-3} & 2 < a < 3 \\ n_1(l, L) &\sim l L^{-1} & a < 2 \end{aligned}$$

The total number of intersections, $I(L)$, is the integral of $n_1(l, L)$ over the whole length distribution:

$$I(L) = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} n_1(l, L) n(l, L) dl.$$

Following the same reasoning, $I(L)$ should scale as

$$\begin{aligned} I(L) &\sim L^2 & a > 3 \\ I(L) &\sim L^{2a-4} & 2 < a < 3 \\ I(L) &\sim L^0 & a < 2 \end{aligned} \quad (10)$$

We present in the following paragraph numerical calculations that validate the system-size scaling, predicted for $N_C(L)$, $M_C(L)$, and $I(L)$.

Numerical Computations at the Percolation Threshold

To examine the preceding developments, we computed $p_C(L)$, $N_C(L)$, $M_C(L)$, and $I(L)$ by means of simulations calculated at different system sizes. Theoretically, the calculation of $p_C(L)$ should be sufficient to demonstrate the expected scaling. However, because of finite-size effects, the numerical determination of p_C and the determination of the scaling exponents requires very large systems which may be not reached in our computing. The different kinds of finite-size effects which may affect the calculations are (1) classical finite-size effects of percolation theory (equation (2)), (2) finite-size effects applying to $\alpha_C(L)$ (equation (7) and the appendix), and

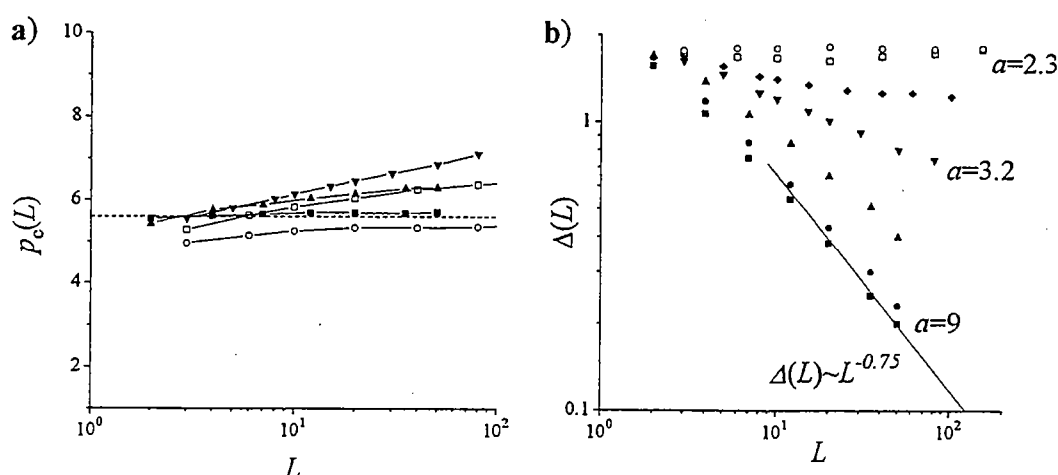


Figure 9. (a) Variations of the percolation parameter at the percolation threshold, $p_c(L)$, depending on the system size L for different fault length exponents a . The dashed straight line corresponds to the value of the percolation threshold for an infinite system size for constant length fault networks ($p_c(\infty) \sim 5.6$). (b) Variations of the root mean square deviation of the percolation threshold, $\Delta(L)$, depending on the system size, L , for different fault length distribution exponents a (squares: $a = 9.0$; circles: $a = 6.0$; up triangles: $a = 4.0$; down triangles: $a = 3.2$; diamonds: $a = 2.8$; open squares: $a = 2.3$; open circles: $a = 1.8$).

(3) curtailing of fault length which cross the boundaries. The latter effect comes from the method to generate faults, which imposes only a portion of any fault to lie inside the box $L \times L$. Since large faults may be generated, the question is to know how the fault portions outside the system may be taken into account in the calculation of p_c , N_c , or M_c . After testing different criteria, we have decided to retain only the portion of fault included in the box of size $L \times L$. Note that the errors induced by this curtailing effect become important when dealing with high moments of the length distribution. This is especially significant for $p_c(L)$, which is its second moment. In contrast, $N_c(L)$ and $M_c(L)$, which are the 0th and 1st moments, respectively, are less sensitive to this effect. This problem has already been pointed out by Robinson [1984] for constant-length fault networks; but his method to solve it is not really applicable in the case of a broad length distribution.

The value of $p_c(L)$ does not present significant variations with L (Figure 9a). Whatever a , computed values of $p_c(L)$ are around 5.6, the expected value for constant length random networks. The greatest variations of $p_c(L)$ with L correspond to a close to 3, at the transition between both regimes of connectivity. Considering the small variations of the numerical results and the difficulty to compute p_c in a multilength system, one may indeed consider $p_c(L)$ as a constant as a first approximation. This hypothesis will be confirmed when calculating $N_c(L)$ and $M_c(L)$.

To characterize classical finite-size effects of percolation theory, we computed the standard deviation $\Delta(L)$ of $p_c(L)$ (Figure 9b). For $a < 3$, $\Delta(L)$ remains constant, indicating that the increase of the system size does not statistically ameliorate the definition of the percolation threshold. In such cases the percolation threshold is dominated by the probability of occurrence of large faults, which is independent of the system size. As a consequence, the associated scaling behaviors of the percolation theory ((1) and (2) for instance), which are mainly based on connectivity properties of small elements, should be irrelevant to such systems. For $a > 3$ the decrease of the variance is significant because small faults rule the overall

connectivity. The universal behavior described by classical percolation theory, $\Delta \sim L^{-0.75}$, is observed for large values of a . For a close to but larger than 3, one expects a similar scaling only at very large system size L , because the probability to observe "large" faults decreases only slowly with L .

The number of faults at the percolation threshold, $N_c(L)$, and the cumulative fault length, $M_c(L)$, show an asymptotic power law behavior at large L , as expected from (8) and (9) (Figure 10). For a close to 3 the asymptotic limit is reached only for large values of L , making difficult the numerical determination of the scale exponent. Important improvements are obtained by introducing corrective terms of (7) in the fit applying to either $N_c(L)$ or $M_c(L)$ (see the appendix for the complete equations). This provides a fit which holds whatever the system size L (thin solid line, Figure 10), in complete agreement with the scaling predicted from (7) when considering p_c to be constant. The calculations show that the scaling exponents of N_c and M_c are dependent on the fault length exponent a , in an excellent agreement with the expected scaling typology expressed in (8) and (9) (Figure 11). Also in agreement with theoretical predictions, we found that the number of intersections per fault of length l , $n_l(l, L)$, varies linearly with l whatever a (Figure 12a), and that the scaling exponents calculated from the total number of intersections $I(L)$ follows the typology expressed in (10) (Figure 12b).

These calculations thus validate the hypothesis formulated in the previous paragraph, that is, that the percolation threshold p_c , as expressed in (6), is independent of the system size L , at least in the limit where L is much larger than the smallest fault $l_{\min}$ and much smaller than the largest fault $l_{\max}$. As a consequence, the fault density is constant only for fault-length exponent a larger than 3. Otherwise, the fault density decreases with the scale L , with an expression given in equations 8 or 9. Note that this scale dependency of the fault density does not imply a fractal dimension smaller than 2 for individual realizations. It is an intrinsic property due to the imposed condition of being at the percolation threshold.

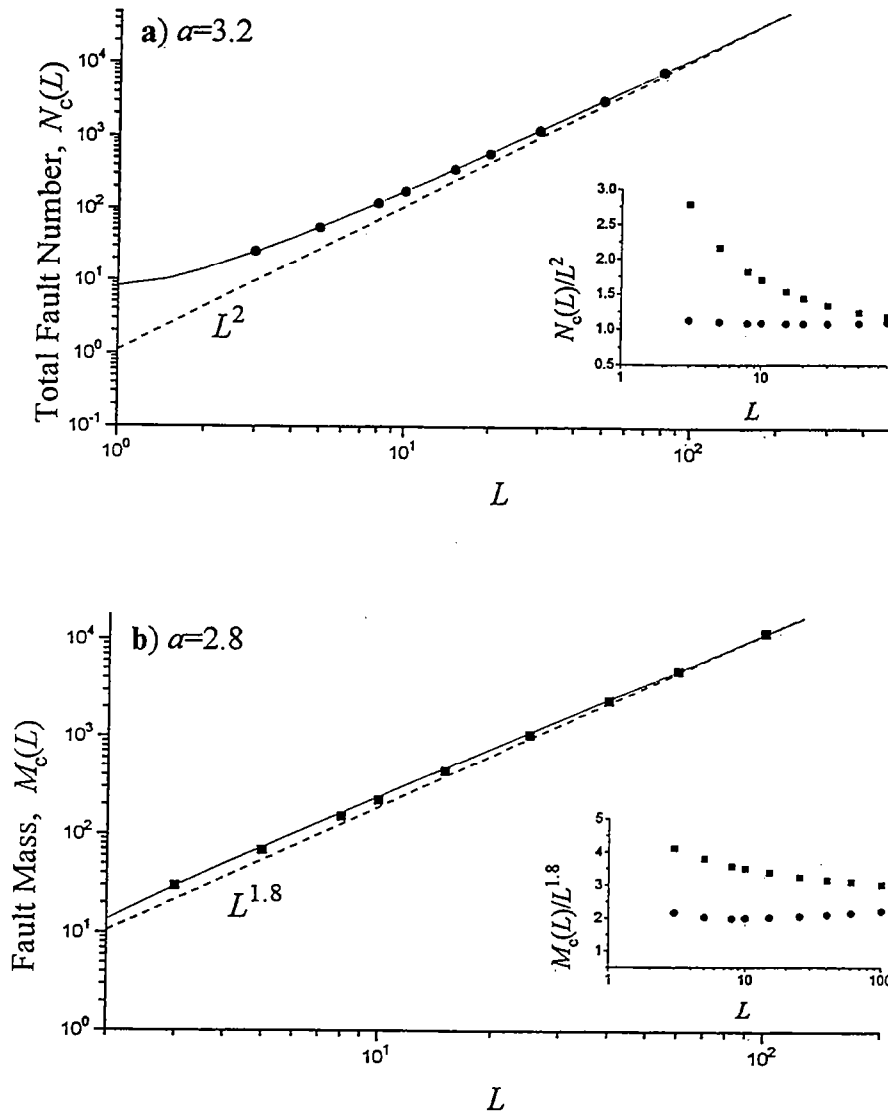


Figure 10. Plots of (a) the number of faults at p_c , $N_c(L)$, for $a = 3.2$, and (b) the fault mass at p_c , $M_c(L)$, for $a = 2.8$, against the system size, L . The straight dashed lines correspond to the predicted scaling at large system sizes, while the solid lines correspond to a model which takes into account finite-size effects (appendix). In the insets are reported the disparity with the predicted scaling of the uncorrected data points (squares) and the corrected data points (circles) according to the method given in the appendix.

The Infinite Cluster and the Backbone

As observed in Figure 6, the geometry of the infinite cluster is qualitatively highly dependent on the fault-length exponent a . Details of this geometry are different from one realization to another, but, as for classical percolation theory, the scale dependency of the infinite network is robust with respect to randomness. As for the total network, we have computed at the percolation threshold the averaged mass, that is, the cumulative length, of faults belonging to the infinite cluster for different system sizes, and derived the scaling exponent, D_c , in the asymptotic limit of large L (Figure 13a). For $a > 3$, D_c is independent of a , and equal to 1.9, in agreement with classical percolation theory (Table 1). For $2 < a < 3$ the exponent D_c is roughly linearly dependent on a , in a similar way than the exponents measured on the total fault network. For $a < 2$, D_c is equal to 1, that is, the basic dimension of any individual fault.

In that case, the infinite cluster, as well as the backbone and the red links, is made of a few very large faults whose number does not increase with the system size. Similar variations are observed for the backbone (Figure 13a).

For conditions where the fault density is scale dependent, D_c is not necessarily the fractal dimension of individual networks, as it is for constant-length fault network. To have a measure of the fractal dimension, we computed the fractal dimension of the infinite cluster for individual realizations by using the mass method [Mandelbrot, 1982]. It consists of measuring the averaged mass of faults (the cumulative fault length), $M(r)$ included in a disk of radius r . $M(r)$ is calculated for 100 points, chosen at random on the object, and far enough from the boundary. If the measured object is fractal, $M(r)$ should vary as

$$M(r) \sim r^{D_M}$$

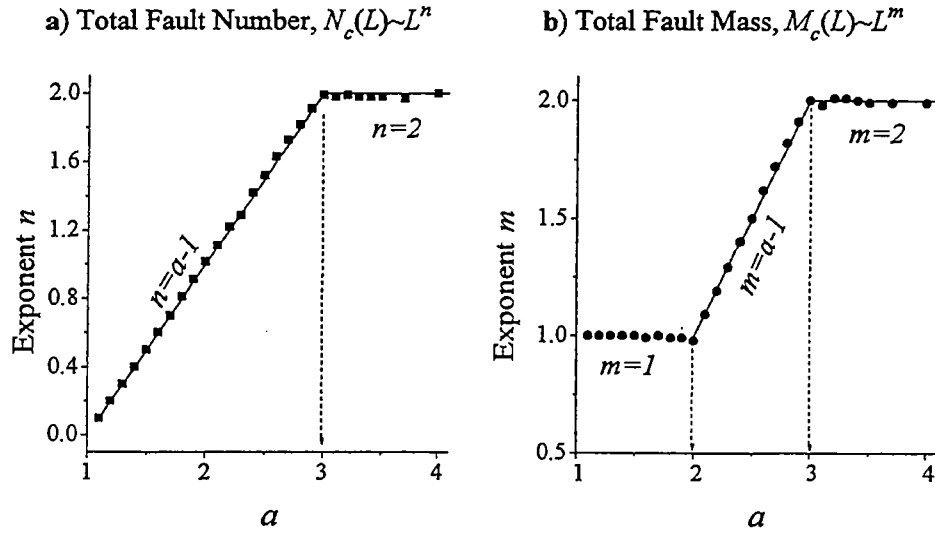


Figure 11. Exponents of the scale dependency of (a) the number of faults, $N_c(L) \sim L^n$, and (b) the fault mass, $M_c(L) \sim L^m$, at p_c , depending on the length distribution exponent a . Straight lines correspond to the theoretical predictions.

where D_M is the mass dimension [Mandelbrot, 1982]. For $a > 3$ or $a < 2$ the fractal dimension D_M and the scale exponent D_C are identical. For $2 < a < 3$ the curve $M(r)$ is characterized by two different power laws, separated by a critical scale, r_c (Figure 13b). The large-scale dimension $D_M^{\text{sup}}(r > r_c)$ is close to ~ 1.9 as it is for constant-length networks. The small-scale dimension $D_M^{\text{inf}}(r < r_c)$ is much smaller and approximately equal to the scaling exponent D_C . The transitional scale r_c is obviously dependent on the system size L of the studied network. It appears to increase quite linearly with L . The signification of r_c will be discussed in further details after having discussed the fault length distribution within the infinite cluster and the backbone. For clarity, hereafter we will use D_C to describe the scaling of the infinite cluster depending on L and use D_M to describe the fractal dimension measured from a single realization.

Fault Length Distributions of the "Infinite Cluster" and of the Backbone

At the percolation threshold the probability that a fault belongs to the infinite cluster increases with the fault length. Therefore the fault length distribution of the infinite cluster, $n_{\text{cluster}}(l)$, should be different than the distribution of the whole network. The difference should be even greater for the fault length distribution of the backbone $n_{\text{back}}(l)$. Note that we consider the entire faults of the backbone, even with their dead-end segments, in contrast with the one discussed by Balberg et al. [1991]. Two examples of these fault distributions are given in Figure 14, for $a = 3.5$, 2.6. Both the fault length distribution of the backbone and of the "infinite cluster" follow a power law (Figure 14a). Their respective exponents a'' and a' are indeed smaller than a and respect the inequality $a'' < a' < a$. For $a = 2.6$ the length distributions are power laws as well, but with at least two different exponents for small and large values of l (Figure 14b). The large-length exponent, a'^{sup} , is slightly smaller than a , while the small-length exponent a'^{inf} is much smaller. The transitional length, l_c , is in some way similar to the critical scale, r_c , observed in the computations of D_M (Figure 13b).

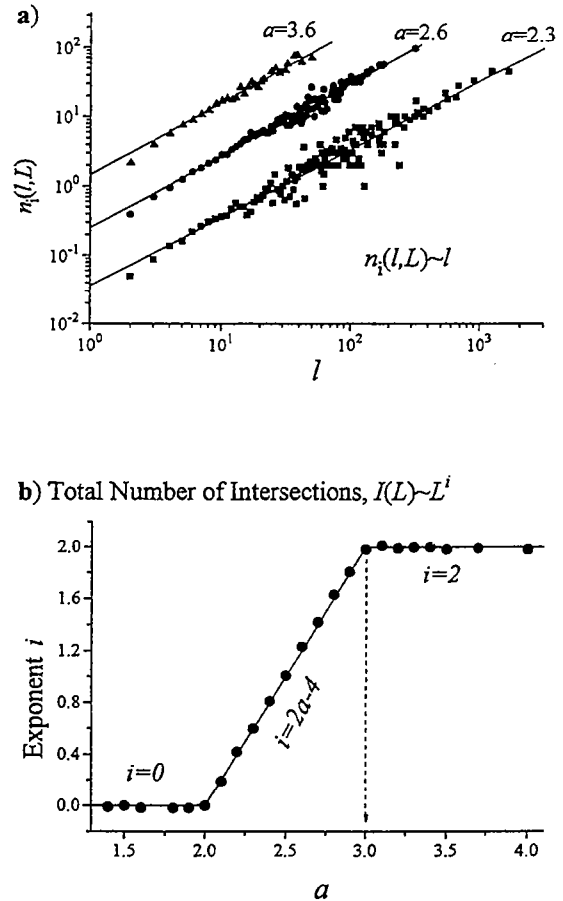


Figure 12. (a) Frequency distribution of the number of intersections per fault of length l , $n_i(l, L)$, for $a = 2.3$, $a = 2.6$, and $a = 3.6$. Each set of data are the results of a single simulation done at large system size. In each case, $n_i(l, L)$ is proportional to l . (b) Exponents of the scale-dependency of the total number of intersections at p_c , $I(L) \sim L^i$, depending on the length distribution exponent a . Straight lines correspond to the theoretical predictions.

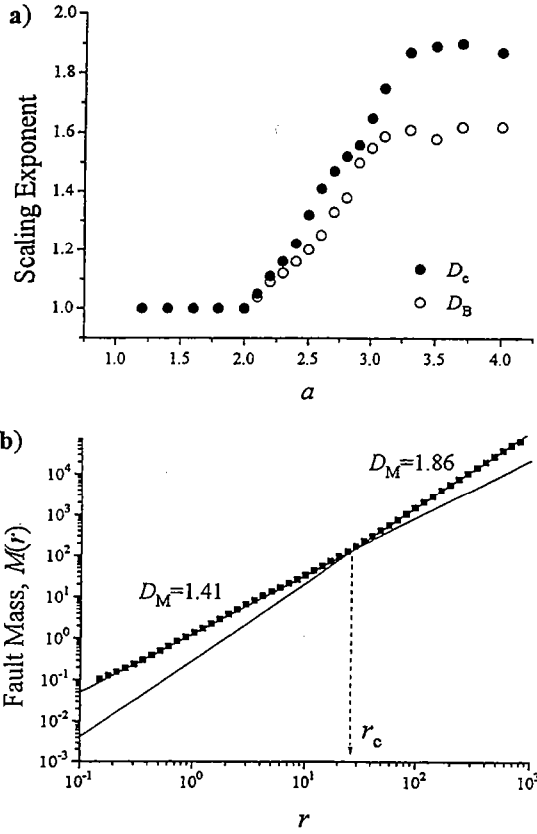


Figure 13. (a) Scaling exponent, D_c , of the infinite cluster (solid circles) and of the backbone (open circles) at the percolation threshold. (b) Plot of the fault mass of the infinite cluster, $M(r)$, versus the disk radius, r , for $a = 2.6$. The curve represents results from a single realization of large system size. Two different scale-dependent behaviors are observed depending on the disk radius r : for $r < r_c$, $D_M \sim 1.41$, while for $r > r_c$, $D_M \sim 1.86$.

These results may be rationalized by defining the probability of a fault to belong to the infinite cluster, $P(l, L)$, which should depend on both the fault length l , and the system size L . $P(l, L)$ is proportional to the area for which all points are at a distance smaller than l to the infinite cluster. This area is obtained by re-covering the fractal infinite cluster with small boxes of length l , that is,

$$A(l, L) \sim l^2 \left(\frac{L}{l} \right)^{D_M}.$$

By normalizing with the system size, L^2 , we obtain an expression of the probability $P(l, L)$:

$$P(l, L) \sim \left(\frac{L}{l} \right)^{D_M-2}$$

The fault length distribution of the infinite cluster is the fault length distribution of the whole network times the probability to belong to the cluster

$$n_{\text{cluster}}(l, L) = \frac{\alpha_c(L)}{L^{2-D_M}} l^{2-a-D_M}$$

Thus the exponent of the fault-length distribution of the infinite cluster, a' is

$$a' = a + D_M - 2 \quad (11)$$

Following the same reasoning, one obtains the exponent of the fault length distribution of the backbone, a'' :

$$a'' = a + D_B - 2,$$

where D_B is the fractal dimension of the backbone.

To examine such predictions, we have computed independently both the length distribution and the fractal dimension of some infinite clusters, for different exponents a . Reliable results were obtained by adding the length distributions of several statistical realizations. Equation (11) perfectly predicts the calculated values, and this whatever the fault-length exponent a (Figure 15). For $2 < a < 3$ results are also consistent with both small-scale and large-scale exponents: $a'^{\text{sup}} = a + D_M^{\text{sup}} - 2$, and $a'^{\text{inf}} = a + D_M^{\text{inf}} - 2$. At large scale, for instance, the fractal dimension of the infinite cluster D_M^{sup} is approximately equal to 1.9, leading to small differences between a'^{sup} and a ($a'^{\text{sup}} - a \approx -0.1$). This interrelationship between spatial and length properties necessarily implies the formal identity between the length and spatial threshold scale, l_c and r_c , respectively. Computations at different system sizes confirms the equality between l_c and r_c , and shows their linear dependence with L (Figure 16).

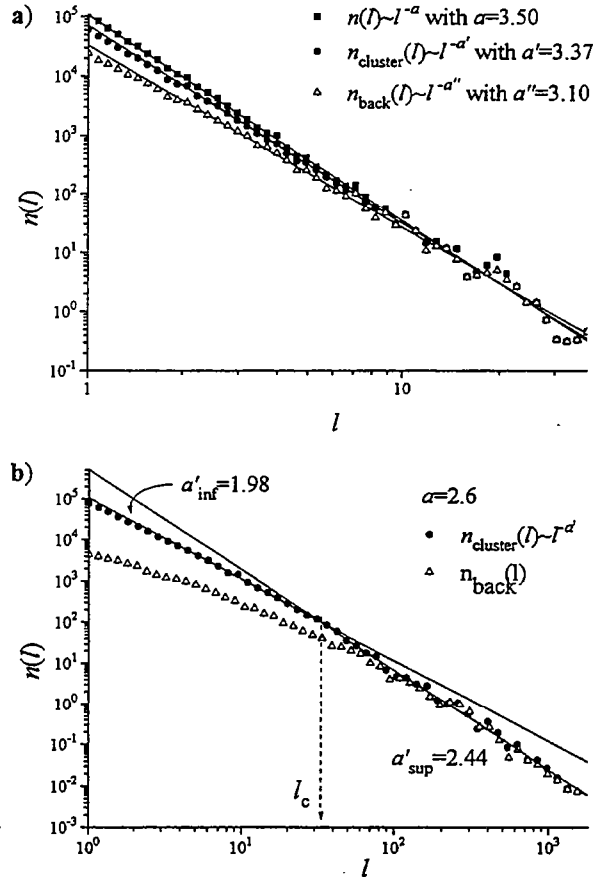


Figure 14. Frequency length distributions of the complete fault network (solid squares), of the infinite cluster (solid circles), and of the backbone (open triangles) at the percolation threshold for (a) $a = 3.5$ and (b) $a = 2.6$. For $a = 2.6$, two behaviors are observed: for $l < l_c$, $a' \sim 1.98$, while for $l > l_c$, $a' \sim 2.44$.

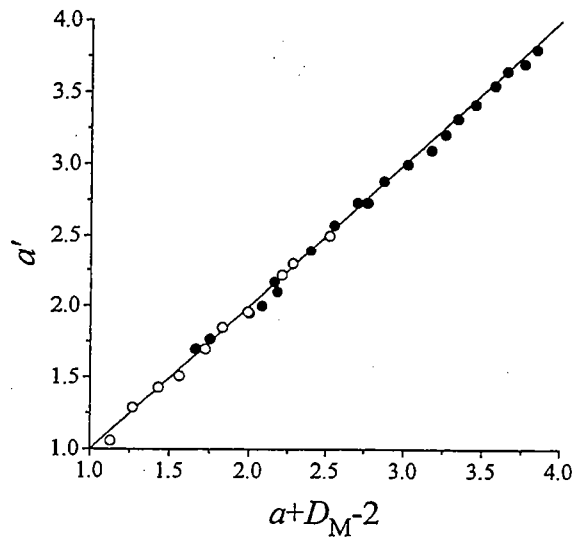


Figure 15. Comparison of the length distribution exponent of the infinite cluster, a' , with the predicted behavior $a + D_M - 2$; a' and D_M have been computed independently from the length distribution and the scale-dependency of the fault mass of the infinite cluster, respectively. The straight line corresponds to the theoretical prediction $a' = a + D_M - 2$. (Solid circles correspond to data obtained for $l > l_c$, while open circles were obtained for $l < l_c$).

The significance of l_c has to be found in the relative role of faults on the network connectivity. For this connectivity regime ($2 < a < 3$), the efficiency of faults on the connectivity is very important for the largest faults, and quite negligible for the smallest ones. More precisely, the geometry of the connected network is not altered by removing faults whose length is smaller than l_c (Figure 17). Faults larger than l_c form a sub-network with a fractal dimension of 1.9, in agreement with percolation theory. For a close to 3, l_c is close to $l_{\min}$ while for a close to 2, l_c becomes close to L . As a consequence, the physical properties of the system (the strength P , or the permeability K) are totally defined with faults lying in the range $[l_c, L]$. Because l_c is proportional to L , some physical prop-

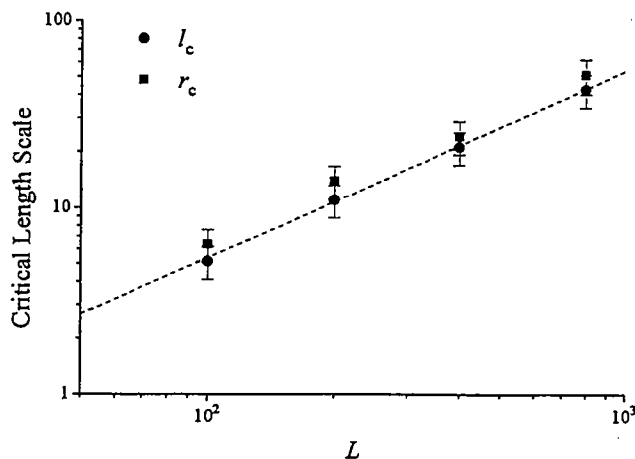


Figure 16. Evolution of the critical length l_c (circles) and of the critical scale r_c (squares) with the system size, L . The dashed line corresponds to a linear dependency with L .

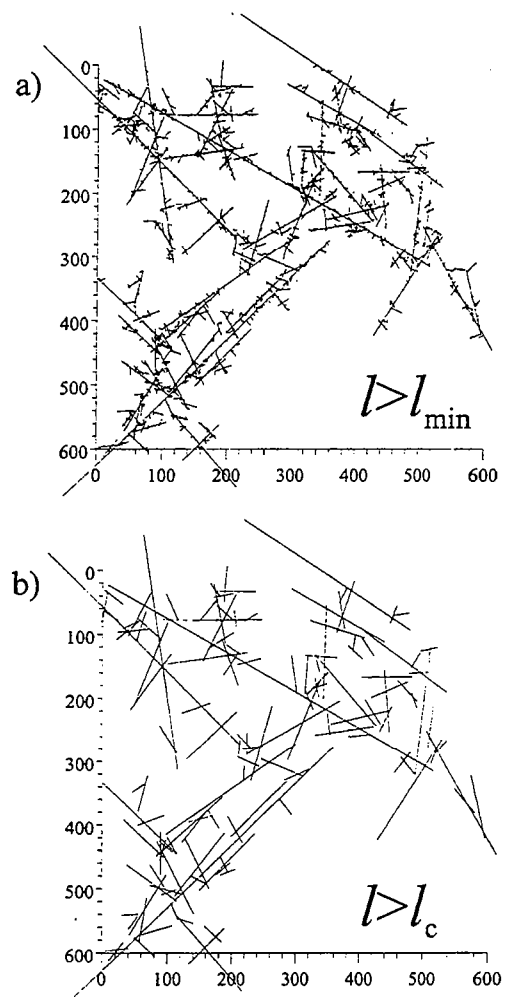


Figure 17. The infinite cluster at the percolation threshold (a) for all of the 3300 faults and (b) for the 150 faults larger than l_c . The exponent a of the length distribution is 2.6.

erties like $\Delta(L)$, which formally depend on the ratio L/l_c , becomes scale independent as observed in Figure 9b.

Implications for the Connectivity of Fault Networks With Constant Density

In all the previous developments, the point was to fully characterize the percolation threshold for networks with very broad length distributions. An important point was to fix a percolation threshold parameter, p_c , independent of L , the size of the system, and of a , the exponent of the fault length distribution. As a consequence of the definition of p_c , the fault density at p_c , $\alpha_c(L)L^{-2}$ has nontrivial scaling properties (equation (8)), especially if $a < 3$. Moreover, the basic hypothesis of the percolation theory (large number of small connected elements) should be irrelevant to such cases, since the connectivity is partly ensured by few large faults (see also discussion in section titled "Numerical Computations at the Percolation Threshold" and Figure 9b). In the following paragraphs we will discuss the consequence of the previous results in the case of a constant fault density, that is, $\alpha(L) \sim L^2$. The conclusions can be easily generalized to the case of a fractal fault network, for which $\alpha(L) \sim L^D$ with $D < 2$.

For a given fault network, the probability to be connected is

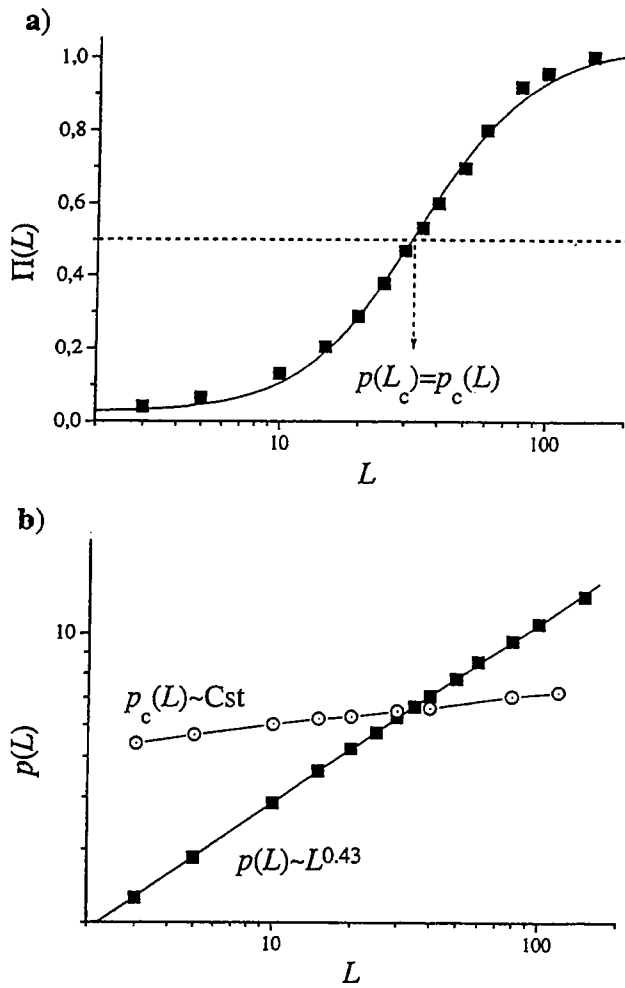


Figure 18. Illustration of the increase of the network connectivity in the case of fault networks having a scale-independent fault density equal to 0.46, for $a = 2.6$. (a) Evolution of the connection probability, $\Pi(L)$, depending on the system size, L . The percolation threshold is reached for $\Pi(L) = 0.5$, at the system size corresponding to $p(L) \sim p_c(L)$. (b) Evolution of the percolation parameter, $p(L)$, depending on the system size, L . The straight line corresponds to a best fit which gives a slope equal to 0.43 in agreement with the predicted behavior $p(L) \sim L^{0.4}$. Monte Carlo data of $p_c(L)$ are given for comparison (open circles).

simply given by comparing the percolation parameter, $p(L)$, which depends on the fault density, with the percolation threshold p_c . For $a > 3$ and at constant fault density ($\alpha(L) \sim L^2$), $p(L)$ is independent of the size of the system L (equation (7)). Then the physical properties of the network are defined by the difference between the percolation parameter p , and the percolation threshold p_c , which fixes the pertinent scale of the problem, that is, the correlation length ξ ($\xi \sim |p - p_c|^{-\nu}$). According to the percolation theory, p , which depends here on the second moment of the length distribution, is the only order parameter which describes the physical properties of the system.

For $1 < a < 3$ the analysis may be quite different since the percolation parameter, $p(L)$, is not necessarily scale independent. In the case of constant density fault networks ($\alpha(L) \sim L^2$), $p(L)$ increases as L^{-a+3} according to (7). Assuming that the connectivity still depends on $p(L) - p_c(L)$, we thus

expect it to significantly increase with the system size L . To check this point, we computed at a constant fault density, the probability to be connected, $\Pi(L)$, for different system sizes L (Figure 18a). $\Pi(L)$ increases from almost 0 up to 1 in relation to the difference between $p(L) - p_c(L)$ (Figure 18b). When $p(L) = p_c(L)$, that is, at a certain critical scale, L_c , the fault network is on average at the percolation threshold and the connection probability is 0.5, as expected. At smaller scale the fault network is on average not connected; at larger scale the connection probability tends to 1, meaning that the fault network is always connected. The critical scale, L_c , which is the size of the system at which a fault network at a given fault density is just connected, may be obtained from the equality $p(L_c) = p_c$ at the percolation threshold.

Let us develop the expression of L_c for a constant adimensional fault density, γ given by

$$\left(\frac{l_{\min}}{L}\right)^2 \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} n(l) dl = \gamma,$$

which leads to

$$\alpha(L) = \gamma(a-1)l_{\min}^{a-3}L^2 \quad (12)$$

By combining (7) and (12), one obtains from the equality $p(L_c) = p_c$ the following analytic expressions for L_c :

$$L_c = l_{\min} \left[(3-a) \frac{p_c}{2\gamma} + \frac{(a-1)}{2} \right]^{1/(3-a)} \quad \text{if } a > 1, a \neq 3$$

$$L_c = l_{\min} \exp \left(\frac{p_c}{2\gamma} - \frac{1}{2} \right) \quad \text{if } a = 3 \quad (13)$$

These expressions are plotted in Figure 19 for $p_c = 6$ and compared with numerical simulations for $a = 2.3$ (Figure 19a). When a is smaller than 3, the connected domain may be reached by increasing either the fault density γ , or the size of the system L (Figure 19a). When a is larger than 3, the connectivity is ensured only if γ is large enough. The curvature of the analytical functions at small system sizes is due to local influence of large faults.

For a given fault network, assuming $1 < a < 3$ and γ is constant, L_c is also necessarily an upper bound of the geometrical scaling properties measured at the percolation threshold. For instance, the fractal dimension of the infinite cluster is 2, the dimension of the embedding space, above L_c (Figure 20). Also the length distribution of faults belonging to the infinite cluster or to the backbone must be characterized by the same exponent a , than the whole fault network, for lengths larger than L_c .

Since most of the observations of natural data sets have shown exponents of the fault length distribution smaller than 3, fault networks should be connected at large scale whatever the fault density. We also expect dramatic changes in the flow and transport properties (equivalent permeability) when increasing the system size because of the increase of the connectivity. This conclusion has to be related to permeability measurements in the natural fault system, which seems to emphasize an important increase by around 3 ~ 4 orders of magnitude from the laboratory scale to the borehole one and no significant increase at larger scales [Clauser, 1992]. However, predicting this evolution remains an open question that we will treat in a further work. Obviously, the percolation theory cannot apply on sys-

terms whose connectivity is dominated by the occurrence probability of large faults. An illustration is given by the case of equally spaced parallel faults of infinite length, where the percolation parameter, $p(L)$, increases as L , while the correlation length is constant and equals simply the fault spacing. But because both small and large faults rule the connectivity for power law length networks, we expect nontrivial applicability of the percolation theory for such systems.

Conclusions

The present work allows us to examine the applicability of percolation theory to fault networks which present a very broad length distribution. We focus on power law length distributions, $n(l) \sim l^{-a}$, which are representative of natural fault networks and enable simple analytical developments. We have first proposed and numerically verified the expression of the percolation threshold, which holds whatever the exponent a . From this expression we have identified a typology of the connectivity with important crossover exponents a of 1, 2, and 3. Basic to this typology is the role of large and small faults, that is, faults larger or smaller than the system size L . For $a >$

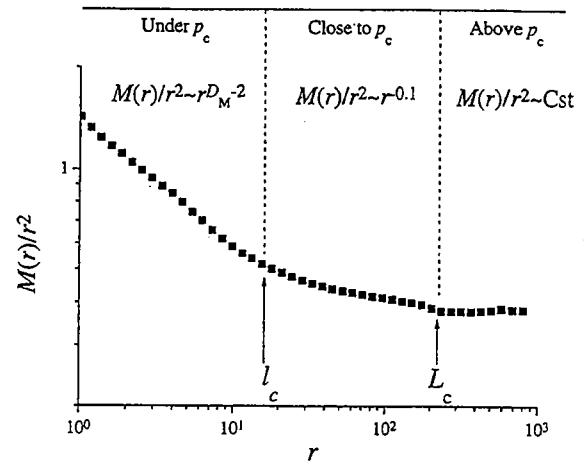


Figure 20. Scaling property of the mass density of the connected cluster, $M(r)/r^2$, for a realization obtained with a power law exponent a of 2.6, and a fault density γ of 0.3. Three regimes can be observed, separated by two characteristic length scales, l_c and L_c (see text for their definition). Above L_c the connected cluster has a constant mass density, $M(r) \sim r^2$.

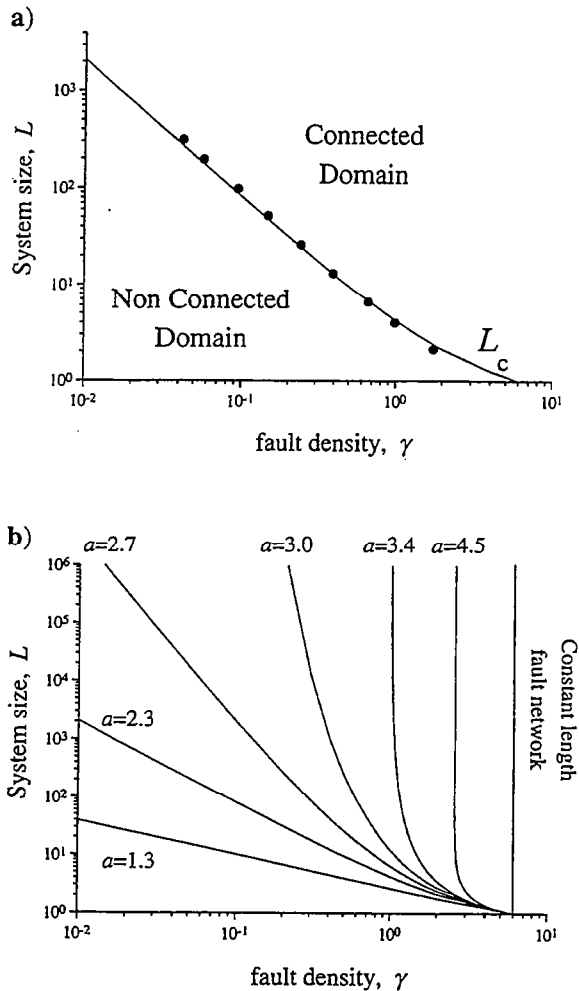


Figure 19. Plot of the critical scale L_c , at which percolation occurs, for different fault density γ . (a) Comparison between the derived analytical expression (equation (13), solid line) with numerical simulations (black circles) for a power law exponent a of 2.3. (b) Plot of $L_c(\gamma)$ for different values of a .

3, small faults rule the connectivity; the system is somewhat equivalent to a constant-length fault network in respect of the percolation theory. For $1 < a < 3$, both small and large faults rule the connectivity in a ratio which depends on a ; $a = 2$ represents the limit where the relative contribution of large and small faults are identical. And last, if a is smaller than 1, the connectivity is ensured by the largest possible fault.

According to this typology, the scaling properties of the infinite cluster and of the backbone (fractal dimension D_M and fault-length distribution exponent a') were defined and related to the general relationship $a' = a + D_M - 2$. When $a > 3$ and $a < 2$, D_M is independent of a and equal to 1.89 and 1, respectively. For $2 < a < 3$, two scaling regimes were demonstrated with a crossover length scale l_c that depends on both the system size L , and the exponent a ; l_c represents the smallest fault that significantly contributes to the connectivity.

A consequence of the preceding developments was discussed for fault networks with a constant fault density. An interesting situation is encountered when $1 < a < 3$, for which the percolation parameter $p(L)$ is scale dependent, and increases with the system size L . For all networks, given the two necessary conditions expressed above (constant fault density and $1 < a < 3$), there always exists a scale L_c for which the percolation threshold is reached, such that $p(L_c) = p_c$. At scales smaller than L_c , the fault network is globally below the percolation threshold and above at larger scales. Above L_c we found trivial scaling properties for the connected network; one thus expects L_c to be basic to any homogenization scale of the fault network.

Further developments concerning the calculation of the permeability, the role of fault aperture, and the three-dimensional behavior are in preparation.

Appendix

Generation of Power Law Length Distributions

The simplest way to generate a given distribution $n(l)$ is to use the surrogate variable $l'(l)$, which is randomly distributed;

l' is determined by equaling the probability function of l' , which is constant, and of l :

$$dl' \sim n(l) dl$$

Given $n(l) \sim l^{-a}$, one obtains the expression relating l' and l :

$$l \sim l'^{1/(1-a)}$$

Finite-Size Effects

The total fault number in the system, $N_C(L)$, as well as the total fault mass, $M_C(L)$, may be written as

$$N_C(L) = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} n(l, L) dl = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \alpha_C(L) l^{-a} dl$$

$$M_C(L) = \int_{l_{\min}}^L n(l, L) l dl + \int_L^{l_{\max}} n(l, L) L dl$$

which leads to

$$N_C(L) = \alpha_C(L) \frac{(l_{\min}^{1-a} - l_{\max}^{1-a})}{a-1} \sim \alpha_C(L)$$

$$M_C(L) \sim \alpha_C(L) [(a-1)l_{\min}^{2-a} - L^{2-a}]$$

For $a > 2$, both $N_C(L)$, and $M_C(L)$ are varying as $\alpha_C(L)$ when L tends to infinity. However, because of finite sizes, the term depending on L may generate some finite-size effects for the computations of $M_C(L)$. Moreover $\alpha_C(L)$ is varying as L^2 and L^{a-1} for large L but is also subject to finite-size effects. Assuming $p_C(L)$ scale-invariant, we have from (7)

$$\alpha_C(L) \sim \frac{L^2}{1 - \frac{2}{a-1} \left(\frac{l_{\min}}{L} \right)^{a-3}} \quad a > 3 \quad (14)$$

$$\alpha_C(L) \sim \frac{L^{a-1}}{1 - \frac{a-1}{2} \left(\frac{l_{\min}}{L} \right)^{3-a}} \quad 1 < a < 3$$

Therefore, in order to characterize the behavior of $N_C(L)$ and $M_C(L)$ at large system sizes, one needs simply to multiply the data by some corrective terms so that the corrected data are equal to:

$$N'_C(L) = N_C(L) \left(1 - \frac{2L^{3-a}}{(a-1)} \right) \quad a > 3$$

$$M'_C(L) = M_C(L) \frac{\left(1 - \frac{2L^{3-a}}{(a-1)} \right)}{((a-1)l_{\min}^{2-a} - L^{2-a})} \quad a > 3$$

or

$$N'_C(L) = N_C(L) \left(1 - \frac{(a-1)L^{a-3}}{2} \right) \quad 2 < a < 3$$

$$M'_C(L) = M_C(L) \frac{\left(1 - \frac{(a-1)L^{a-3}}{2} \right)}{((a-1)l_{\min}^{2-a} - L^{2-a})} \quad 2 < a < 3$$

Similar corrections may be done in order to obtain the behavior at large system sizes of the total number of intersections, $I(L)$.

Notation

l	fault length.
$n(l)$	frequency length distribution.
a	exponent of the fault length distribution.
α	coefficient of proportionality of the frequency length distribution.
p	percolation parameter.
p_C	percolation parameter at the percolation threshold.
P	probability that any element belongs to the infinite cluster.
ξ	correlation length.
K	conductivity of the network.
L	size of the system.
β	infinite cluster exponent.
ν	correlation length exponent.
e	conductivity exponent.
D	fractal dimension of a fault network.
D_C	fractal dimension of the infinite cluster.
D_B	fractal dimension of the backbone.
Δ	standard deviation of the percolation parameter at p_C .
N	total number of faults in the system.
α_C	fault density term at the percolation threshold.
$l_{\min}$	smallest fault length (equal unity in the numerical model).
$l_{\max}$	largest fault length.
N_C	total number of faults at the percolation threshold.
M_C	total mass of faults (cumulative length of faults) at p_C .
p_1	probability of intersections of two faults.
n_1	average number of intersections per fault of length l at p_C .
I	total number of intersections at p_C .
$M(r)$	cumulative fault length included in a disk of radius r .
D_M	mass dimension of the infinite cluster.
r	disk radius.
l_c	critical length to be considered to ensure connectivity.
n_{cluster}	frequency length distribution of the infinite cluster.
n_{back}	frequency length distribution of the backbone.
a'	exponent of the fault length distribution of the infinite cluster.
a''	exponent of the fault length distribution of the backbone.
Π	probability that a system is connected.
L_C	critical size of the system at which percolation occurs for a given fault density.
γ	adimensional fault density.

Acknowledgments. This work was supported by the French CNRS (program DBT "Fluides et Failles"). We thank P. Gavrilenko and Y. Guéguen for fruitful discussions as well as G. de Marsily and an anonymous reviewer for constructive reviews which improved the final draft. Thanks are also due to D. Stauffer and A. Aharony for their clear and pleasant book "Introduction to Percolation Theory," which has been a great help to introduce O. Bour into the world of connectivity.

References

- Baecher, G. B., and N. A. Lanney, Trace length biases in joint surveys, in *Proceedings of the 19th U.S. Symposium on Rock Mechanics*, pp. 56-65, Am. Inst. of Min. and Eng., New York, 1978.

- Balberg, I., Connectivity and conductivity in 2-D and 3-D fracture systems, in *Proceedings of the International Conference on Fragmentation, Form and Flow in Fractured Media*, Ann. Isr. Phys. Soc., vol. 8, edited by R. Engelman, and Z. Jaeger, pp. 89–101, Adam Hilger, Bristol, England, 1986.
- Balberg, I., C. H. Anderson, S. Alexander, and N. Wagner, Excluded volume and its relation to the onset of percolation, *Phys. Rev. B*, 30(7), 3933–3943, 1984.
- Balberg, I., B. Berkowitz, and G. E. Drachler, Application of a percolation model to flow in fractured hard rocks, *J. Geophys. Res.*, 96(B6), 10,015–10,021, 1991.
- Barton, C. C., and E. Larsen, Fractal geometry of two-dimensional fracture networks at Yucca Mountain, southwestern Nevada, in *Proceedings of the International Symposium on Fundamentals of Rock Joints*, edited by O. Stephenson, pp. 77–84, Bjorkliden, Sweden, 1985.
- Baudet, C., E. Charlaix, E. Clément, E. Gyron, J. P. Hulin, and C. Leroy, Scaling concept in porous media, in *Proceedings, NATO Conference on "Scaling in Disordered Systems," Geilo, Norway, April 10–21*, edited by R. Pynn, pp. 399–422, Plenum, New York, 1985.
- Berkowitz, B., Analysis of fracture network connectivity using percolation theory, *Math. Geol.*, 27(4), 467–483, 1995.
- Berkowitz, B., and I. Balberg, Percolation theory and its application to groundwater hydrology, *Water Resour. Res.*, 29(4), 775–794, 1993.
- Charlaix, E., E. Guyon, and S. Roux, Critical effects in the permeability of heterogeneous porous media, in *Proceedings of the International Conference on Fragmentation, Form and Flow in Fractured Media*, Ann. Isr. Phys. Soc., vol. 8, edited by R. Engelman, and Z. Jaeger, pp. 316–324, Adam Hilger, Bristol, England, 1986.
- Charlaix, E., E. Guyon, and S. Roux, Permeability of a random array of fractures of widely varying apertures, *Transp. Porous Media*, 2, 31–43, 1987.
- Childs, C., J. J. Walsh, and J. Watterson, A method for estimation of the density of fault displacements below the limits of seismic resolution in reservoir formations, in *North Sea Oil and Gas Reservoirs, II*, edited by A. T. Buller et al., pp. 309–318, Norw. Inst. of Technol., Graham and Trotman, London, 1990.
- Clauser, C., Permeability of crystalline rocks, *Eos Trans. AGU*, 73(21), 233, 237–238, 1992.
- Cowie, P. A., D. Sornette, and C. Vanneste, Multifractal scaling properties of a growing fault population, *Geophys. J. Int.*, 122, 457–469, 1995.
- Davy, P., On the frequency-length distribution of the San Andreas fault system, *J. Geophys. Res.*, 98, 12,141–12,151, 1993.
- Davy, P., A. Sornette, and D. Sornette, Some consequences of a proposed fractal nature of continental faulting, *Nature*, 348, 56–58, 1990.
- Einstein, H. H., and G. B. Baecher, Probabilistic and statistical methods in engineering geology, *Rock Mech. Rock Eng.*, 16, 29–72, 1983.
- Engelman, R., Y. Gur, and Z. Jaeger, Fluid flow through a crack network in rocks, *J. Appl. Mech.*, 50, 707–711, 1983.
- Gautier, B. D. M., and S. D. Lake, Probabilistic modeling of faults below the limit of seismic resolution in Pelican Field, North Sea, Offshore United Kingdom, *Am. Assoc. Pet. Geol. Bull.*, 77, 761–777, 1993.
- Gavrilenko, P., and Y. Gueguen, Percolation in the crust, *Terra Nova*, 1, 63–68, 1989.
- Gudmunsson, A., Geometry, formation and development of tectonic fractures on the Reykjanes Peninsula, southwest Iceland, *Tectonophysics*, 139, 295–308, 1987.
- Guéguen, Y., and Dienes J., Transport properties of rocks from statistics and percolation, *Math. Geol.*, 21, 1–13, 1989.
- Hestir, K., and J. C. S. Long, Analytical expressions for the permeability of random two-dimensional Poisson fracture networks based on regular lattice percolation and equivalent media theories, *J. Geophys. Res.*, 95(B13), 21,565–21,581, 1990.
- Hirata, T., Fractal dimension of fault systems in Japan: fractal structure in rock fracture geometry at various scales, *Pure Appl. Geophys.*, 121, 157–170, 1989.
- Hoshen, J., and R. Kopelman, Percolation and cluster distribution, I, Cluster multiple labeling technique and critical concentration algorithm, *Phys. Rev. B*, 14(8), 3438–3445, 1976.
- Hudson, J. A., and S. D. Priest, Discontinuities and rock mass geometry, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, 16, 339–362, 1979.
- La Pointe, P. R., A method to characterize fracture density and connectivity through fractal geometry, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech.*, 25, 421–429, 1988.
- Long, J. C. S., Some approaches to analyzing flow and transport in fractured rocks, paper presented at Chapman Conference on Aqueous Phase and Multiphase Transport in Fractured Rock, AGU, Burlington, Vt., Sept. 12–15, 1994.
- Main, I. G., P. G. Meredith, P. R. Sammonds, and C. Jones, Influence of fractal flaw distributions on rock deformation in the brittle field, in *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics*, edited by R. J. Knipe and E. H. Rutter, *Geol. Spec. Publ.* 54, 71–79, Geol. Soc. of London, 1990.
- Mandelbrot, B. B., *The Fractal Geometry of Nature*, 468 pp., W. H. Freeman, New York, 1982.
- Neretnieks, I., Transport in fractured rocks, in *Proceedings of Hydrogeology of Rock of Low Permeability*, *Mem. Intern. Assoc. Hydrogeol.*, 17(2), 301–318, 1985.
- Neretnieks, I., Interpretation of some flow and tracer observations in fractured crystalline rocks in Sweden, paper presented at Chapman Conference on Aqueous Phase and Multiphase Transport in Fractured Rock, AGU, Burlington, Vt., Sept. 12–15, 1994.
- Okubo, P. G., and K. Aki, Fractal geometry in the San Andreas fault system, *J. Geophys. Res.*, 92, 345–355, 1987.
- Priest, S. D., and J. A. Hudson, Discontinuity spacing in rock, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 13, 135–148, 1976.
- Reuschlé, T., Fracture in heterogeneous medium: A network approach, *Terra Nova*, 4, 591–597, 1992.
- Reynolds, P. J., H. E. Stanley, and W. Klein, Large-cell Monte-Carlo renormalization group for percolation, *Phys. Rev. B*, 21(3), 1223–1244, 1980.
- Robinson, P. C., Connectivity of fracture systems—A percolation theory approach, *J. Phys. A Math. Gen.*, 16(3), 605–614, 1983.
- Robinson, P. C., Numerical Calculations of critical densities for lines and planes, *J. Phys. A Math. Gen.*, 17(14), 2823–2830, 1984.
- Sahimi, M., *Flow and Transport in Porous Media and Fractured Rock*, 482 pp., VCH, New York, 1995.
- Scholz, C. H., and P. A. Cowie, Determination of total strain from faulting using slip measurements, *Nature*, 346, 837–839, 1990.
- Segall, P., and D. D. Pollard, Joint formation in granitic rock of the Sierra Nevada, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 94, 563–575, 1983.
- Sornette, A., P. Davy, and D. Sornette, Fault growth in brittle-ductile experiments and the mechanics of continental collisions, *J. Geophys. Res.*, 98, 12,111–12,139, 1993.
- Stauffer, D., and A. Aharony, *Introduction to Percolation Theory*, 181 pp., Taylor and Francis, Bristol, Pa., 1992.
- Villemin, T., and C. Sunwoo, Distribution logarithmique des rejets et longueurs de failles: Exemple du Bassin houiller lorrain, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 305, 1309–1312, 1987.
- Watanabe, K., and H. Takahashi, Fractal geometry characterization of geothermal reservoir fracture networks, *J. Geophys. Res.*, 100(B1), 521–528, 1995.
- Wilke, S., E. Guyon, and G. de Marsily, Water penetration through fractured rocks: Test of a tri-dimensional percolation description, *Math. Geol.*, 17(1), 17–27, 1985.

O. Bour and P. Davy, GéoSciences Rennes, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France. (e-mail: bour@titan.univ-rennes1.fr; olivier.bour@univ-rennes1.fr)

(Received April 2, 1996; revised September 8, 1996; accepted February 10, 1997.)

On the Connectivity of Three-Dimensional Fault Networks

Olivier Bour and Philippe Davy

GéoSciences Rennes (UPR 4661) Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex France

Abstract. We undertake a theoretical and numerical study of the applicability of percolation theory in the case of three-dimensional fault networks randomly distributed in space, but following power-law fault length distributions. The choice of a power-law distribution such as $n(l) \sim \alpha l^{-a}$, is justified from models of natural fault length. Using the same framework than in *Bour and Davy* [1997], we first propose an analytical expression of the percolation parameter (p) that we numerically checked at the percolation threshold using three-dimensional simulations. According to the concepts of percolation theory, p is the key parameter which permits to describe the physical properties of the system. It depends both on the topology of the network and the dimension of the system. For three-dimensional system of fault planes, we demonstrate that the correct analytical expression of p depends on the third moment of the length distribution. Similarly than for two-dimensional fault systems [*Bour and Davy*, 1997], that expression allows to identify different regimes of connectivity depending on a , the exponent of the fault length distribution. For natural fault systems, we expect the role of large faults to be sufficiently great to lead to an increase of the network connectivity with scale which may partly explains scaling effects of permeability measurements. The geometry of the infinite cluster and of the backbone, which partly control transport properties, has also been investigated at the percolation threshold.

Introduction

The definition of macroscopic transport properties in fractured rocks remains a difficult challenge. Indeed, in-situ observations reveal often heterogeneous fluid flow localized in few fractures [Neretnieks, 1985, 1994 ; Long, 1994]. These fractures form a complex sub-network of faults whose geometry may be partly characterized through numerous experimental measurements. However, the prediction of the geometry of such sub-networks would be particularly useful in order to define, at first, hydraulic experimental device. Such an endeavor requires to establish a link between the physical properties of fault networks with their geometry.

Moreover, the definition of macroscopic transport properties suffers from reviews of permeability's measurements [Kiraly, 1975; Brace, 1984; Clauser, 1992] which have emphasized a possible increase of the permeability in crystalline rocks [Clauser, 1992]. The significance and the interpretation of this variability is still largely debated [Neuman, 1994 ; Guimerà et al., 1995 ; Gavrilenko and Gueguen , submitted]. One possible cause of such variations may come from the existence of faults at all scales, from microfractures to regional faults. Since fault networks follow a rather broad length distribution, a volume of rock sampled at the laboratory scale cannot reflect the whole length distribution of the regional system of faults. This effect is simply due to the very low probability of intersecting large faults at small scale. Therefore, one may argue that permeability's measurements at different scale should involve different fault length classes since the probability to observe large faults should increase with the scale of measurement. This point may be particularly significant if fluid flow is mainly controlled by the largest structures included in the system.

Recent statistical analysis of fault length distributions showed that fault networks are following in general power-law length distributions, $n(l)=\alpha l^{-a}$ [Segall and Pollard, 1983 ; Villemin and Sunwoo, 1987 ; Childs et al., 1990 ; Scholz and Cowie, 1990; Davy, 1993 ; Pickering et al., 1995 ; Odling, 1997]. This frequency length distribution, which does not involve any characteristic length except its endmost limits, is a simple model for quantifying scaling effects due to faults. In Bour and Davy [1997] (hereafter referred as [BD]), we investigated the connectivity of two-dimensional fault networks randomly distributed, but following power-law length distributions. Our theoretical approach was adapted from percolation theory [Stauffer and Aharony, 1992] and has been numerically checked. Percolation theory concepts were particularly useful since they offer a physical description of the properties of a population of elements, through geometrical parameters. It allowed to identify different regimes of connectivity depending on a , the exponent of the fault length distribution, through the quantification of the relative role of small and large faults (the term small and large referring to the size of the system). Such a quantification is particularly useful to assess the role of faults below or above the scale of observation. Moreover, we showed that the connectivity of two-dimensional natural fault networks is likely expected to increase with the scale of the system, up to a critical scale above which fault systems are always well connected. However, deducing some implications of this scaling effect on the transport properties of fault systems still requires a three-dimensional analysis which is the aim of the present paper.

The transition to three-dimensional fault systems, involves at first a modification of the expression of the percolation threshold. The establishment of the correct expression of the percolation threshold is particularly necessary since : i) contradictory expressions have been

proposed in the past for three-dimensional fault networks [*Charlaix et al.*, 1984 ; *Balberg et al.*, 1984 ; *Guyon et al.*, 1989], ii) its characterization permits to investigate the different regimes of connectivity [BD]. Moreover, the pertinence of the scaling effects demonstrated from the two-dimensional analysis [BD] need to be verified for three-dimensional fault networks. The geometry of the connected cluster which partly governs transport properties will be also examined. Since some points are rather similar than the two-dimensional analysis [BD], specific points relative to the three-dimensional case will be fully treated, while trivial results which may be directly extrapolated from the two-dimensional analysis will be partly examined.

Application of percolation theory to three-dimensional fault systems

Percolation theory applies to systems where the flow is focused into a sparse population of elements, such as faults or cracks, in an impervious matrix. This statistical theory links the global physical properties (connectivity, permeability,...) to an average measure of its geometrical properties, p , that is generally related to the density of elements [*Stauffer and Aharony*, 1992]. Below a critical density of elements - the percolation threshold, p_c - a system is not in average connected, while above p_c an "infinite" cluster spans the whole system. The percolation parameter, p , depends on the network topology and on the Euclidean dimension of the system.

In the case of fracture networks, percolation theory has been applied with success [*Englman et al.*, 1983 ; *Balberg et al.*, 1991 ; *Berkowitz and Balberg*, 1993]. The determination of the percolation parameter depending on both the fracture orientation distribution and the shape of fractures has been largely investigated [*Robinson*, 1983, 1984 ; *Charlaix et al.*, 1984 ; *Balberg*, 1986 ; *Huseby et al.*, 1997]. However, the effect of a large

length distribution, which is particularly relevant for fault networks, has been only examined in two dimensions [Berkowitz, 1995 ; Watanabe and Takahashi, 1995 ; BD]. For two-dimensional random fault networks, we showed that percolation theory concepts may be applied despite very broad length distribution [BD]. The percolation parameter, p , depends on the second moment of the length distribution. As a consequence, for a power-law length distribution such as $n(l)=\alpha l^{-a}$, the case $a=3$ represents a limit between two different regimes of connectivity dominated either by the small faults, whose length are smaller than the system size, or by a combination of small and large faults [BD]. Note that percolation theory may be applied *sensus strictu* only when small faults govern the connectivity, i.e. when the exponent of the fault length distribution, a , is larger than 3 [BD].

The application of percolation theory in three-dimensional systems is rather similar than two-dimensional systems except that the connectivity increases with the increase of the degrees of freedom. Therefore the percolation threshold in three dimensions are lower than those obtained in two dimensions. For three orthogonal families of square fractures, with a constant length, Robinson [1984] found p_c equal to ~ 0.19 , with p_c defined as:

$$p_c = \frac{N_c l^3}{L^3} \quad (1)$$

where N_c is the number of elements at the percolation threshold, l , the fault length and L , the size of the system. For uniformly distributed orientation, p_c was found to range between 0.15 and 0.3 [Robinson, 1984; Charlaix et al., 1984]. In the case of a length distribution, Charlaix et al. [1984] proposed the following expression for the percolation threshold, based on excluded-volume considerations :

$$p_c = \frac{N_c \langle l^2 \rangle}{L^3}. \quad (2)$$

The excluded volume is defined as the average volume surrounding an object into which the center of another object cannot lie without intersecting the first one. However, they point out that the extrapolation of the results of *Robinson* [1983, 1984] from two-dimensional numerical simulations, suggest that the correct invariant in 3-D might be :

$$p_c = \frac{N_c \langle l^3 \rangle}{L^3} \quad (3)$$

Another argument for such a definition of the percolation threshold comes from *Balberg et al.* [1984], who showed that one should consider the object's excluded volume (eq. 3) rather than the object's volume (eq. 2) for the calculation of the percolation threshold. Anyway, it is yet unclear which moments of the length distribution would best characterize connectivity's properties of fault networks [*Guyon et al.*, 1989]. This point has to be established regarding the consequences of the expression of the percolation threshold on the scaling behavior of connectivity's properties [BD], and the broad length distribution of natural fault patterns.

Except in few cases [*Gauthier and Lake*, 1993], the 3D fault length distribution has not been directly measured from three-dimensional data sets. However, it may be derived from plane-section observations since a power-law distribution observed from plane-section fault traces generally results from a power-law distribution for 3D fault lengths (we call "fault length" the characteristic length scale of the fault plane). The extrapolation in 3D is obtained by assuming that the probability to observe a fault trace in the plane section is proportional to the trace length l . This is equivalent to assume that the trace length l is the

characteristic length scale of the fault, even in 3D. The exponent of the 3D power-law length distribution a_{3D} is thus equal to $a_{2D}+1$, with a_{2D} the power-law exponent measured on any plane section. We thus expect a_{3D} (hereafter noted a) to vary between 2 and 5 for natural fault networks [Segall and Pollard, 1983; Gudmunsson, 1987; Villemin and Sunwoo, 1987; Childs et al., 1990; Main et al., 1990; Scholz and Cowie, 1990; Gautier and Lake, 1993; Davy 1993; Odling, 1997].

Numerical model of three-dimensional fault networks

Our numerical model is built in order to analyze the properties of connectivity of a discrete network of fault planes, successively introduced in a system of variable size. Each fault position is randomly generated within a cubic system of volume L^3 . To simplify the model and treat the largest possible number of faults, faults are modeled as plane of surface $l \times l$ and of zero width. As we shall see, the choice of planes instead of disks, or ellipses, which may be more representative of fault surfaces [Cacas et al., 1990 ; Petit et al, 1994], may modify slightly the percolation threshold, but not the behavior of the connectivity through scales as long as faults are modeled as two-dimensional surfaces of constant aspect ratio (fault width linearly related to fault length). For the same reason, fault orientations are distributed in three orthogonal families as in [Robinson, 1984]. Fault lengths are chosen using a surrogate variable whose exponent is related to the exponent a of the expected power-law length distribution [BD]. The lowest length $l_{\min}$ is equal to 1, while the largest length $l_{\max}$ is in all cases much larger than the system size, L , and may connect by itself the opposite sides of the box. Faults are progressively added into the system without any length ordering , until a connected network spans the box.

Percolation thresholds are defined when the largest cluster spans the whole system and connects the six sides of the system. The reliability of the results were increased by averaging up to 20,000 simulations for the smallest system sizes, and up to 100 for the largest. The clusters are determined from a labeling method developed in *Stauffer and Aharony* [1992], originally from *Hoshen and Kopelman* [1976]. An application of our model using constant length fracture networks ($l=1$) allowed to confirm the results of *Robinson* [1984]. We obtained a value of the percolation threshold equal to ~ 0.19 for infinite system sizes. Computations of the fractal dimension of the infinite cluster, D_M , and of the correlation length exponent, ν , provided values respectively equal to ~ 2.5 , and ~ 0.9 which are also in very good agreement with exponent determined from classical percolation theory [*Stauffer and Aharony*, 1992].

To complete our analysis, we computed also the connectivity's properties of three-dimensional networks of lines, following power-law length distribution. By considering networks of elements having different dimension ($d_e=1$ for lines, $d_e=2$, for planes), the applicability of equation 2 and 3 for the determination of the percolation threshold may be better examined. For line networks, the support of the numerical model is a regular cubic lattice since the connectivity of a population of lines in a three-dimensional continuum is quite negligible.

Results

Determination of the percolation threshold

In the case of a power-law length distribution, which has intrinsically no characteristic length scale, except its endmost limits, the only relevant scale is the system size, L , which

therefore becomes a limit between so-called “small” and “large” faults. One should expect the concepts derived from the excluded volume to hold for “small” faults, i.e. faults smaller than L , while “large” faults must be treated differently, since they ensure by themselves a connection through the whole system. According to the two-dimensional results of BD, the percolation threshold should be the sum of two terms, describing the behavior of “small” and “large” faults, so that one may rewrite equation (3) such as :

$$p_c(L) = \int_{l_{\min}}^L \frac{n(l, L)l^3}{L^3} dl + \int_L^{l_{\max}} n(l, L) dl. \quad (4)$$

where $n(l, L)$ is the fault length distribution at the percolation threshold. In that expression, we assume that equation (3) is valid for small faults (i.e. smaller than L), while the second term, which refers to the behavior of large faults, is simply the probability for a fault to be in the system (i.e. the number of large faults belonging to the system). The same reasoning may be applied to equations (2). In the case of a power-law length distribution,

$$n(l, L) = \alpha(L)l^{-a}, \quad (5)$$

where $n(l, L)dl$ is the number of faults whose length is between l and $l+dl$, and $\alpha(L)$ is a fault density term which depends on the system size, L , equations (2) and (4) may be easily integrated. Since these equations depend respectively on the second and the third moment of the length distribution, taking into account only the dominant terms of the integrals and considering L much larger than $l_{\min}$, and much smaller than $l_{\max}$ ($l_{\min} \ll L \ll l_{\max}$), they lead to different results depending on the length distribution exponent a (Table 1).

Theoretical results of Table 1 reflects the relative role of the different family length. For large values of a ($a > 3$ or 4 depending respectively on the validity of eq. (2) and (3)),

connectivity's properties are ruled by "small" faults, while for lower values of a , the connectivity is ruled by a combination of "small" and "large" faults, or only by "large" faults. That typology differs depending on the expression chosen for the percolation threshold, as shown by the incompatibility of the results for $2 < a < 4$. In particular, they imply a different scaling behavior depending on the system size L , while at the percolation threshold, the correct expression for $p_c(L)$ should provide an invariant which do not depend on the system size according to percolation theory concepts. Therefore, to test the validity of equations (2) and (3), one may simply compute values of the percolation threshold at different system sizes, $p_c(L)$, for different length distribution exponent a .

In the case of plane networks, such computations shows that the good invariant whatever the length distribution exponent a , corresponds to equation (3). As an example, for $a=2.4$, the percolation threshold computed from equation (2) is clearly scale-dependent, while $p_c(L)$ calculated from equation (3) is scale-invariant (figure 1a). This is the opposite for line networks, where the good invariant should be computed from equation (2) (figure 1b). These results are confirming the analysis of *Balberg et al.* [1984], who showed that one should consider the object's excluded volume rather than the object's volume for the calculation of the percolation parameter.

For plane networks, $p_c(L)$ (computed from eq. 3) does not present significant variations with L , but varies slightly depending on a (figure 2a). For large value of a , computed values of $p_c(L)$ tend towards 0.18 at large system sizes (figure 2c), the expected value of the percolation threshold for constant length fault networks. The smaller is a , the greater is $p_c(L)$. These variations are certainly due to finite-size effects [BD]. The different kinds of finite-size effects which may affect the calculations are (i) classical finite-size effects of

percolation theory [Stauffer and Aharony, 1992], (ii) finite-size effects due to a broad length distribution [BD], and (iii) curtailing of fault length which cross the boundaries. These finite-size effects as well as their handling are discussed in more details in [BD].

To characterize partly finite-size effects, we computed the standard deviation $\Delta(L)$ of $p_c(L)$ (figure 2b). For large values of a , i.e. for system whom connectivity's properties are ruled by the small faults, one may observe the universal behavior described by classical percolation theory, $\Delta \sim L^{-\nu}$, with ν equal to ~ 0.9 [Stauffer and Aharony, 1992]. However for $a < 4$, $\Delta(L)$ remains constant, indicating that the increase of the system size does not statistically improve the definition of the percolation threshold. This behavior comes from the increase of the probability to observe large faults as the size of the system increases [BD].

Scaling at the percolation threshold

As shown in BD, the knowledge of the correct expression of the percolation parameter (equation 4) allows to develop a theoretical analysis of the connectivity's properties, depending on the length distribution exponent a . This analysis is based both on equation (4) and on the scale-invariance of the percolation parameter at the percolation threshold (figure 2a). In particular, it implies specific scaling properties of the system at the percolation threshold. The scale invariance of $p_c(L)$ combined with equation (6) leads to three regimes for the fault density at the percolation threshold, $\alpha_c(L)$. Considering L much larger than $l_{\min}$, and much smaller than $l_{\max}$ ($l_{\min} \ll L \ll l_{\max}$) one obtains :

$$\begin{aligned}
a > 4: & \quad \alpha_c(L) \sim L^3 \\
1 < a < 4: & \quad \alpha_c(L) \sim L^{a-1} \\
a < 1: & \quad \alpha_c(L) \sim L^0, \text{ and } \lim_{l_{\max} \rightarrow \infty} \alpha_c(L) = 0
\end{aligned} \tag{7}$$

In the following, we do not consider the third case ($a < 1$), which is geologically irrelevant; we also assume that $l_{\max}$ is much larger than L . The term $\alpha_c(L)$ may be easily calculated from the total number of faults at the percolation threshold, $N_c(L)$:

$$N_c(L) = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} n(l, L) dl = \frac{1}{a-1} \alpha_c(L) l_{\min}^{-a+1}.$$

Similarly, the total fault mass (cumulative fault area) included in the system, $M_c(L)$, is given by :

$$M_c(L) = \int_{l_{\min}}^L n(l, L) l^2 dl + \int_L^{l_{\max}} n(l, L) L^2 dl,$$

which leads for large system size to a scaling with L expressed in table 2. Note that the same reasoning applied to the case of networks of lines leads to a different scaling of $N_c(L)$, and $M_c(L)$, at the percolation threshold (Table 2). Another important parameter, that is classically calculated in the percolation theory, is the average number of intersections per fault, which has been used as a measure of the network connectivity [Robinson, 1984]. From the probability of intersection of two fault planes, one may predict the average number of intersections per fault plane of length l , which provides, by integrating, the scaling of the total number of intersections, $I_c(L)$ (Table 2) [BD].

An example of the behavior of the number of faults at the percolation threshold, $N_c(L)$, and the cumulative fault length, $M_c(L)$ is given in figure 3. It shows an asymptotic power-

law behavior at large L , as expected from table 2. For a close to 4, the asymptotic limit is reached only for large values of L , making difficult the numerical determination of the scale exponent. Important improvements are obtained by introducing corrective terms due to finite-size effects (see [BD] for the complete equations). This provides a fit which holds whatever the system size L (thin solid line, figure 3), in complete agreement with the predicted scaling. The generalization of the results shows that the scaling exponents of N_C , M_C and I_C are dependent on the fault length exponent a , in an excellent agreement with the expected scaling typology expressed in Table 2 (figure 4).

This typology corresponds to three different regimes of connectivity. For plane networks and $a > 4$, the smallest faults rule the network connectivity. For $3 < a < 4$, the connectivity is ensured by both large and small faults in a ratio which depends on a . For $1 < a < 3$ large faults rule the network's connectivity. Note that this typology depends on the dimension of the elements, but not on their shape. As long as faults may be reasonably considered as two-dimensional objects (squares, circles or ellipses), we expect a similar expression of the percolation parameter (but with a different constant term), and therefore the same typology to apply. Shapes of fractures have the same role than the orientation distribution, which is to modify values of the percolation parameter through some constant terms.

These calculations thus validate i) the expression formulated in equation (4), at least in the limit where L is much larger than the smallest fault $l_{\min}$ and much smaller than the largest fault $l_{\max}$, and ii) the scale-invariance of the percolation parameter at the percolation threshold, $p_c(L)$, despite some slight finite-size effects. These validations allows to examine now the connectivity's properties of fault systems below or above the percolation threshold.

Scaling of the connectivity for $a < 4$

In the two-dimensional analysis of [BD], we showed for $1 < a < 3$ and in the case of a constant fault density ($\alpha(L) \sim L^2$), that the percolation parameter, $p(L)$ increases with the size of the system so that the connectivity increases with the size of the system. The same reasoning applied to three-dimensional fault plane networks leads to similar results. For $a > 4$, and at constant fault density ($\alpha(L) \sim L^3$), $p(L)$ is independent of the size of the system L (equation 6). However, for $1 < a < 4$ - i.e. when large faults contribute to the network's connectivity - the condition to be at a constant fault density ($\alpha(L) \sim L^3$) involves an increase of the percolation parameter, such as $p(L) \sim L^{-a+4}$ according to equation 6. Since the connectivity depends on the difference $p(L) - p_c(L)$, we thus expect it to significantly increase with the system size L . Computations at a constant fault density, show indeed an increase of the probability to be connected, from almost zero up to 1, in relation with the difference between $p(L) - p_c(L)$ (figure 5). These results can be easily generalized to the case of a fractal fault network, for which $\alpha(L) \sim L^D$ with $D < 3$.

Moreover, the critical scale, L_c , which defines the size of the system at which a fault network at a given fault density is at the percolation threshold, may be obtained from the equality $p(L_c) = p_c$ [BD]. For a constant adimensional fault density, γ given by

$$\left(\frac{l_{\min}}{L} \right)^3 \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} n(l) dl = \gamma, \quad (10)$$

and by combining equations 6 and 10, one obtains from the equality $p(L_c) = p_c$, the following analytic expressions for L_c :

$$\text{if } a > 1, \text{ and } a \neq 4, \quad L_c = l_{\min} \left[(4-a) \frac{p_c}{3\gamma} + \frac{(a-1)}{3} \right]^{\frac{1}{4-a}}, \quad (11)$$

$$\text{and if } a=4 \quad L_c = l_{\min} \exp\left(\frac{p_c}{3\gamma} - \frac{1}{3}\right).$$

This expression is plotted in figure 6b for various value of a , and compared with numerical simulations for $a=2.3$ (figure 6a). When a is larger than 4, the connectivity is ensured only if γ is large enough. The curvature of the analytical functions at small system sizes is due to local influence of large faults. On the other hand, when a is smaller than 4, the connected domain may be reached by increasing either the fault density γ , but also through an increase of the size of the system L (figure 6a). This peculiar behavior is due to the increase of the probability to observe large faults as the size of the system increases. By increasing the scale of measurements, we thus expect dramatic changes in the transport parameters.

Geometry of the connected cluster

The transport properties of a population of element depend partly on the geometry of the infinite cluster or of the backbone. The infinite cluster is defined as the largest cluster which spans the whole system [Stauffer and Aharony, 1992]. The backbone corresponds to the network of elements which participate to flow, i.e. to the largest cluster from which one has removed dead-ends where no flow occurs [Stauffer and Aharony, 1992]. In the case of three-dimensional faults networks, the two main parameters which define the geometry of the infinite cluster are its fractal dimension, D_M , and its length distribution. In BD, we showed that infinite clusters were characterized by power-law length distributions

$n_{\text{cluster}}(l)=\alpha l^{-a'}$, whose exponent a' was found to be linearly dependent with D_M , a , the exponent of the length distribution of the whole fault system, and d the dimension of the system ($d=2$), through the relationship:

$$a'=a+D_M-d. \quad (10)$$

The same reasoning than BD for three-dimensional fault plane networks leads to

$$a'=a+D_M-3. \quad (11)$$

To examine such predictions, we computed independently both the length distribution and the fractal dimension of the infinite clusters, for different exponents a at the percolation threshold. As for the total network, we computed the scaling exponent of the infinite cluster from the averaged mass - the cumulative surface - of faults belonging to the infinite cluster for different system sizes, and derived the scaling exponent, D_C , in the asymptotic limit of large L . Note that for conditions where the fault density is scale-dependent, D_C is not necessarily equivalent to the fractal dimension, D_M , of individual networks, as it is for constant-length fault network. For $a>4$, D_C is independent of a (figure 7), and equals to ~ 2.5 , in agreement with classical percolation theory [Stauffer and Aharony, 1992]. For $3<a<4$, the exponent D_C is roughly linearly dependent on a , in a similar way than the exponents measured on the total fault network. For $a<3$, D_C is equal to 2, that is the basic dimension of any individual fault plane. In that case, the infinite cluster, as well as the backbone and the red links, is made of a few very large faults whose number does not increase with the system size.

However, in BD, we also showed for $2<a<3$, the existence of a transitional length scale, l_c , between two distinct regimes so that equation 10 may be rewritten such as :

$$a^{\text{inf}} = a + D_M^{\text{inf}} - d, \text{ for } r < l_c, \quad (12)$$

$$a^{\text{sup}} = a + D_M^{\text{sup}} - d, \text{ for } r > l_c,$$

where r is either the scale of measurement or a length scale depending if one measures the fractal dimension, D_M , or the length distribution exponent, a' . This transitional scale, which increases from $l_{\min}$ (for $a > 3$) to L (for $a < 2$) when a decreases, corresponds to the minimum length scale to take into account to be still at the percolation threshold even when removing faults whose lengths are smaller than l_c [BD].

Such a behavior may be easily described in three dimensions, through the fault length distribution for which two examples are given in figure 8. For $a = 4.5$, the fault length distribution of the "infinite cluster" follows a single power-law with an exponent a' smaller than a (figure 8a). But, for $a = 3.5$, the length distribution follows a power law as well, but with at least two different exponents for small and large values of l (figure 8b). The large-length exponent, a^{sup} , is slightly smaller than a , while the small-length exponent a^{inf} is much smaller. In BD, we demonstrated that this effect was due to a similar variation of the fractal dimension, D_M , with the resolution scale. In particular, for $2 < a < 3$, we showed that D_M^{inf} at small length scale was equal to the scaling exponent D_C of the fault mass of the infinite cluster since the critical transition scale was linearly related with the size of the system L . On the other hand, D_M^{sup} at large length scale was found always equal to 1.9, the universal value described in classical percolation theory. In the present study, we did not measure the fractal dimension of the infinite cluster since computations are much more complex and time consuming in three dimensions. However, we expect similar behavior to

hold for a varying between 3 and 4, so that D_M^{inf} may be deduced from D_C , the scaling exponent of the fault mass of the infinite cluster, while D_M^{sup} may be assumed equal to 2.5.

Based on this assumption, calculated values of D_C and a' perfectly agree with predictions of equation (10), and this whatever the fault-length exponent a (figure 9). For $3 < a < 4$, results are also consistent with both small-scale and large-scale exponents : $a^{\text{sup}} = a + 2.53 - 3$, and $a^{\text{inf}} = a + D_C - 3$. Therefore, the value $a = 4$, determines not only a transition between different regimes of connectivity, but also drastic changes in the geometry of the infinite cluster. One may therefore expect also drastic changes in the transport properties of fault networks depending on the length distribution.

Note that equations (11) is also valid above the percolation threshold. According to the previous paragraph ("scaling of the connectivity for $a < 4$ "), for a scale-invariant fault density the connectivity increases with scale so that above length scale larger than L_c , the geometry of both the infinite cluster and of the backbone is expected to be the one of a well connected network [BD]. In that case D_M equals 3, the dimension of an homogeneous network, leading to an equality between a' and a (equation 11).

Discussion and Conclusions

The analysis performed allows a three-dimensional generalization of the applicability of percolation theory to fault networks which present a very broad length distribution, such as power-law length distributions. We have first numerically verified the correct expression of the percolation threshold, which holds whatever the exponent a . Computations from plane and line networks, suggest a generalization of the expression of the percolation threshold such as:

$$p_c = \frac{N_c \langle l^{1+d_e} \rangle \langle l^{2-d_e} \rangle}{L^3} \quad (13)$$

where d_e is the dimension of the elements. Applying this expression to the case of fault networks modeled as plane of surface $l \times l$ permit to identify a typology of the connectivity of fault networks with important crossover exponents a equal to 1, 3 and 4. Basic to this typology is the role of large and small faults, that is faults larger or smaller than the system size L . For $a > 4$, small faults rule the connectivity ; the system is somewhat equivalent to a constant-length fault network in respect of the percolation theory. For $1 < a < 4$, both small and large faults rule the connectivity in a ratio which depends on a . According to this typology, the scaling properties of the infinite cluster, (fractal dimension D_M and fault-length distribution a') were defined, and related to the general relationship : $a' = a + D_M - 3$.

An important consequence of the preceding developments was demonstrated for fault networks with a constant fault density. An interesting situation is encountered when $1 < a < 4$, for which the percolation parameter $p(L)$ is scale dependent, and increases with the system size L . For all networks, given the two necessary conditions expressed above (constant fault density, and $1 < a < 4$), there always exists a scale L_c for which the percolation threshold is reached, such as $p(L_c) = p_c$. At scales smaller than L_c , the fault network is globally below the percolation threshold, and above at larger scales. Since one expects exponents of the fault length distribution lower than 4 and most likely around 3 for natural systems, our study suggests that whatever the fault density, given a conditional constant scale dependence, one may expect dramatic changes in the transport parameters (equivalent permeability) when increasing the system size. This conclusion has to be related to permeability measurements in natural fault system, which seems to emphasize an important increase by around 3 orders

of magnitude from the laboratory scale to the borehole one, and no significant increase at larger scales [*Clauser*, 1992].

However, the implication concerning the transport properties of natural faults systems still requires the consideration of fault aperture distributions which may be very broad [*Belfield*, 1994; *Charlaix et al*, 1987]. Nevertheless, our analysis offers an interesting framework to further study more precisely the relative role of the connectivity and of a distribution of apertures on the evolution of the transport properties of fractured rocks with scale. Interesting developments concerning the calculation of the permeability and the role of fault aperture, are in preparation.

Acknowledgments

This work has been supported by the french CNRS through the program DBT "Fluides et Failles". Thanks are also due to P. Gavrilenko and Y. Guéguen, with whom we had fruitful discussions.

Notation

l	fault length.
$n(l)$	frequency length distribution.
$C(l)$	cumulative length distribution.
a	exponent of the fault length distribution.
α	coefficient of proportionality of the frequency length distribution.
p	percolation parameter.
P_C	percolation parameter at the percolation threshold.
L	size of the system.
d	Euclidean dimension of the system.
d_e	dimension of the object considered.
D	fractal dimension of a fault network.
D_M	fractal dimension of the infinite cluster.
D_C	scaling exponent of the infinite cluster at p_C .
D_B	fractal dimension of the backbone.
Δ	standard deviation of the percolation parameter at p_C .
N	total number of faults in the system.
α_C	fault density term at the percolation threshold.
$l_{\min}$	smallest fault length (equal unity in the numerical model).
$l_{\max}$	largest fault length.
N_C	total number of faults at the percolation threshold.
M_C	total mass of faults (cumulative length of faults) at p_C .
I_C	total number of intersections at p_C .
l_c	critical length to be considered to ensure connectivity.
a'	exponent of the fault length distribution of the infinite cluster.
Π	probability that a system is connected.
L_C	critical size of the system at which percolation occurs for a given fault density.
γ	adimensional fault density.

References

- Balberg, I., C. H. Anderson, S. Alexander, and N. Wagner, Excluded volume and its relation to the onset of percolation, *Phys. Rev. B*, 30(7), 3933-3943, 1984.
- Balberg, I., Connectivity and conductivity in 2-D and 3-D fracture systems, in *Proceedings of the International Conference on Fragmentation, Form and Flow in Fractured Media*, Ann. Isr. Phys. Soc., vol. 8, edited by R. Englman, and Z. Jaeger, Z., pp. 89-101, Adam Hilger, Bristol, England, 1986.
- Balberg, I., B. Berkowitz, and G. E. Drachler, Application of a percolation model to flow in fractured hard rocks, *J. Geophys. Res.*, 96(B6), 10,015-10,021, 1991.
- Belfield, W.C., Multifractal characteristics of natural fracture apertures, *Geophys. Res. Lett.*, 21(24), 2641-2644, 1994.
- Berkowitz, B., Analysis of fracture network connectivity using percolation theory, *Math. Geol.*, 27(4), 467-483, 1995.
- Berkowitz, B., and I. Balberg, Percolation theory and its application to groundwater hydrology, *Water Resour. Res.*, 29(4), 775-794, 1993.
- Bour, O., and Ph. Davy, Connectivity of random fault networks following a power-law fault length distribution, *Water Resour. Res.*, in press, 1997.
- Brace, W.F., Permeability of crystalline rocks: new in-situ measurements, *J. Geophys. Res.*, 89, 4327-4330, 1984.
- Cacas, M.C., Ledoux, E., de Marsily, G., Tillie, B., Barbreau, A., Durand, E., Fueva, B. & Peaudecerf, P., Modeling fracture flow with a stochastic discrete fracture network: Calibration and validation, 1. The flow model, *Water Resour. Res.*, 26, 479-489, 1990.
- Charlaix, E., E. Guyon, and S. Roux, Critical effects in the permeability of heterogeneous porous media, in *Proceedings of the International Conference on Fragmentation, Form and Flow in Fractured Media*, Ann. Isr. Phys. Soc., vol. 8, edited by R. Englman, and Z. Jaeger, Z., pp. 316-324, Adam Hilger, Bristol, England, 1986.
- Charlaix, E., E. Guyon, and S. Roux, Permeability of a random array of fractures of widely varying apertures, *Transp. Porous Media*, 2, 31-43, 1987.
- Childs, C., J.J. Walsh, and J. Watterson, A method for estimation of the density of fault displacements below the limits of seismic resolution in reservoir formations, in *North Sea Oil and Gas reservoirs, II*, edited by A.T. Buller et al, pp. 309-318, Norw. Inst. of Technol., Graham and Trotman, London, 1990.
- Clauser, C., Permeability of crystalline rocks, *EOS Trans. AGU*, 73(21), 233, 237-238, 1992.
- Davy, P., On the frequency-length distribution of the San Andreas fault system, *J. Geophys. Res.*, 98, 12,141-12,151, 1993.
- Englman, R., Y. Gur, and Z. Jaeger, Fluid flow through a crack network in rocks, *J. Appl. Mech.*, 50, 707-711, 1983.

- Gautier, B. D. M., and S. D. Lake, Probabilistic modeling of faults below the limit of seismic resolution in Pelican Field, North Sea, Offshore United Kingdom, *Am. Ass. Petr. Geol. Bull.*, 77, 761-777, 1993.
- Gavrilenko, P., and Y. Gueguen, Fluid flow in fractured media, a modified renormalization method, *submitted to Water Resour. Res.*, 1997.
- Gudmunsson, A., Geometry, formation and development of tectonic fractures on the Reykjanes Peninsula, southwest Iceland, *Tectonophysics*, 139, 295-308, 1987.
- Guimerà, J., L. Vives, and J. Carrera, A discussion of scale effects on hydraulic conductivity at a granitic site (El Berrocal, Spain), *Geophys. Res. Lett.*, 22(11), 1449-1452, 1995.
- Guyon, E., C. D. Mitescu, J.P. Hulin, and S. Roux, Fractals and percolation in porous media and flows?, *Physica D*, 38, 172-178, 1989.
- Hoshen, J., and R. Kopelman, Percolation and cluster distribution, I., Cluster multiple labeling technique and critical concentration algorithm, *Phys. Rev. B*, 14(8), 3438-3445, 1976.
- Huseby, O., J.F. Thovert and P. M. Adler, Geometry and topology of fracture systems, *J. Phys. A: Math. Gen.*, 30, 1415-1444, 1997.
- Kiraly, L., Rapport sur l'état actuel des connaissances dans le domaine des caractères physiques des roches karstiques, in *Hydrogeology of karstic terrains I*, edited by A. Burger and L. Dubertret, Int. Assoc. Hydrogeol., série B, 3, 53-67.
- Long, J.C.S., Some approaches to analyzing flow and transport in fractured rocks, paper presented at *Chapman Conference on Aqueous Phase and Multiphase Transport in Fractured Rock*, AGU, Burlington, Vt., Sept. 12-15, 1994.
- Main, I.G., P.G. Meredith, P.R. Sammonds, and C. Jones, Influence of fractal flaw distributions on rock deformation in the brittle field, in *Deformation mechanisms, Rheology and tectonics*, edited by R.J. Knipe and E.H. Rutter, *Geol. Spec. Publ.*, 54, 71-79, Geol. Soc. of London, 1990.
- Neretnieks, I., Transport in fractured rocks, in *Proceedings of Hydrogeology of Rock of Low Permeability*, *Mem. Int. Assoc. Hydrogeol.*, 17(2), 301-318, 1985.
- Neretnieks, I., Interpretation of some flow and tracer observations in fractured crystalline rocks in Sweden, paper presented at *Chapman Conference on Aqueous Phase and Multiphase Transport in Fractured Rock*, AGU, Burlington, Vt., Sept. 12-15, 1994.
- Neuman, S.P., Generalised scaling of permeabilities : validation and effect of support scale, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 349-352, 1994.
- Odling, N. E., Scaling and connectivity of joint systems in sandstone from western Norway, *J. Struct. Geol.*, *in press*, 1997.
- Petit, J. P., G. Massonnat, F. Pueo and K. Rawnsley, Mode 1 fracture shape ratios in layered rocks : a case study in the Lodève Permian basin (France), *Bull. Centres Rech. Explor.-Prod. Elf aquitaine*, 18(1), 1-379, 1994.
- Pickering, G., J. M. Bull, and D. J. Sanderson, Sampling power-law distributions, *Tectonophysics*, 248, 1-20, 1995.

- Robinson, P. C., Connectivity of fracture systems : A percolation theory approach, *J. Phys. A: Math Gen.* 16(3),605-614, 1983.
- Robinson, P. C., Numerical calculations of critical densities for lines and planes, *J. Phys. A: Math Gen* 17(14), 2823-2830, 1984.
- Scholz, C.H., and P. A. Cowie, Determination of total strain from faulting using slip measurements, *Nature*, 346, 837-839, 1990.
- Segall, P., and D. D. Pollard, Joint formation in granitic rock of the Sierra Nevada, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 94, 563-575, 1983.
- Stauffer, D., and A. Aharony, *Introduction to Percolation Theory*, 181 pp., Taylor and Francis, Bristol, Pa., 1992.
- Villemin, T.,and C. Sunwoo, Distribution logarithmique des rejets et longueurs de failles: Exemple du bassin houiller lorrain, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 305, 1309-1312. 1987.
- Watanabe, K., and H. Takahashi, Fractal geometry characterization of geothermal reservoir fracture networks, *J. Geophys. Res.*, 100(B1), 521-528, 1995.

Figure captions

Figure 1. Numerical computations of the percolation parameter at the percolation threshold, $p_c(L)$, depending on the system size, L , for planes (a) and lines (b) networks. In each case, $p_c(L)$ has been computed according to equation (2) (solid squares) and equation (3) (open circles).

Figure 2. Variations of the percolation parameter at the percolation threshold, $p_c(L)$ (a), and of its root mean square deviation, $\Delta(L)$ (b), depending on the system size L for different fault length exponents a (circles: $a=1.7$; up triangles: $a=2.5$; down triangles: $a=3.5$; diamonds: $a=4.5$; squares: $a=5.5$). (c) Variations of the expected value of the percolation threshold for infinite system sizes, $p_c(\infty)$, depending on the exponent a of the length distribution.

Figure 3. Examples of the scaling behavior at the percolation threshold of : (a) the fault mass, $M_c(L)$, for $a=4.6$, and (b) the number of faults, $N_c(L)$, for $a=3.4$. The straight solid lines correspond to the predicted scaling at large system sizes, while the dashed lines correspond to a model which takes into account finite-size effects [BD].

Figure 4. Exponents of the scale-dependency at the percolation threshold of (a) the number of fault planes, $N_c(L) \sim L^n$, (b) the total plane mass, $M_c(L) \sim L^m$, and of (d) the number of plane intersections, $I_c(L) \sim L^i$, depending on the length distribution exponent a . Straight lines correspond to theoretical predictions (Table 2) while data points are issued from numerical computations. (c) Exponents of the scale-dependency at the percolation threshold of $N_c(L)$ and, $M_c(L)$ in the case of line networks.

Figure 5. Illustration of the increase of the network connectivity in the case of constant fault density networks ($a=3.2$). (a) Evolution of the connection probability, $\Pi(L)$ (a), and of the percolation parameter, $p(L)$ (b), depending on the system size, L . The percolation threshold is reached for $\Pi(L)=0.5$, at the system size corresponding to $p(L_c) \sim p_c(L)$. While computed values of $p_c(L)$ are scale-independent, values of the percolation parameter computed at a constant fault density, $p(L)$, increases with the system size in agreement with theoretical predictions.

Figure 6. Plot of the critical scale L_c , at which percolation occurs, for different fault density γ . (a) comparison between the derived analytical expression (equation 11, solid line) with numerical simulations (black squares) for a power-law exponent a of 3.4. (b) Plot of $L_c(\gamma)$ for different values of a .

Figure 7. (a) Scaling exponent, D_C , of the infinite cluster (squares) at the percolation threshold, depending on the length exponent a .

Figure 8. Cumulative length distributions, $C(l)$, of the complete fault network (solid squares) and of the infinite cluster (solid circles) at the percolation threshold, for (a) $a=4.5$ and (b) $a=3.5$. Note that since the cumulative distribution is the number of faults larger than l , it behaves as $C(l) \sim l^{-a+1}$, while the frequency length distribution is given through $n(l) \sim l^{-a}$.

Figure 9. Comparison of the length distribution exponent of the infinite cluster, a' , with the predicted behavior $a+D_C-3$ (Open circles were obtained assuming $D_C=2.5$, while solid circles correspond to computed values of the scaling exponent of the infinite cluster fault mass).

Table 1 :

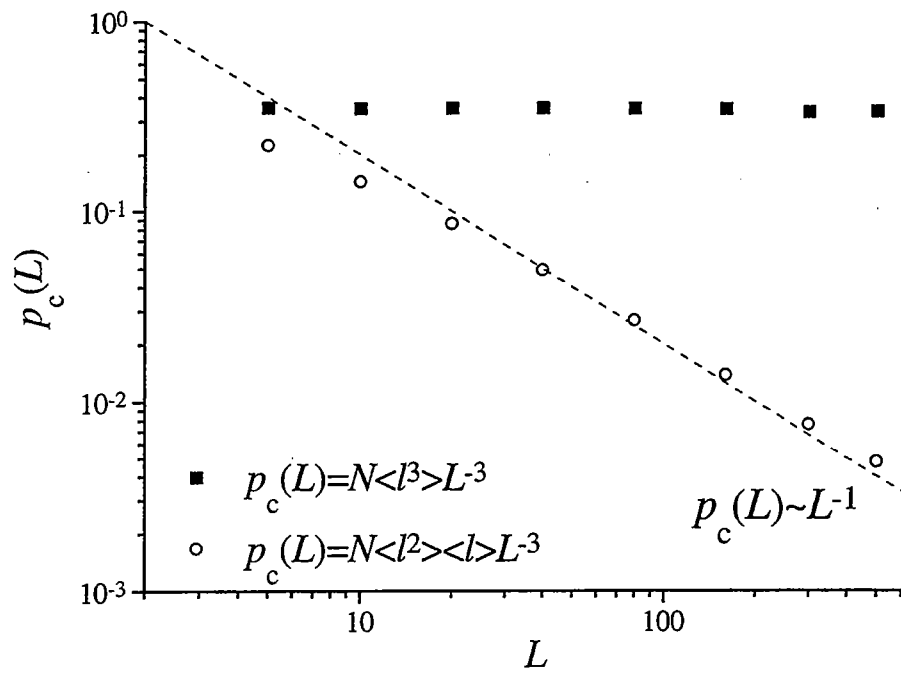
	$2 < a < 3$	$3 < a < 4$	$4 < a$
equation (2)	$p(L) \sim \alpha(L)L^{-a}$	$p(L) \sim \alpha(L)L^{-3}$	$p(L) \sim \alpha(L)L^{-3}$
equation (3)	$p(L) \sim \alpha(L)L^{1-a}$	$p(L) \sim \alpha(L)L^{1-a}$	$p(L) \sim \alpha(L)L^{-3}$

Table 2 :

Predicted scaling at the percolation threshold

Plane Networks	$1 < a < 2$	$2 < a < 3$	$3 < a < 4$	$4 < a$
Number of Faults	$N_C(L) \sim L^{a-1}$			$N_C(L) \sim L^3$
Fault Mass	$M_C(L) \sim L^2$		$M_C(L) \sim L^{a-1}$	$M_C(L) \sim L^3$
Number of Intersections	$I(L) \sim L^0$	$I(L) \sim L^{a-2}$	$I(L) \sim L^{2a-5}$	$I(L) \sim L^3$
Line Networks	$1 < a < 2$	$2 < a < 3$	$3 < a$	
Number of Faults	$N_C(L) \sim L^a$		$N_C(L) \sim L^3$	
Fault Mass	$M_C(L) \sim L^a$		$M_C(L) \sim L^3$	

a) *Plane networks, $a=2.4$*



b) *Lines networks, $a=2.6$*

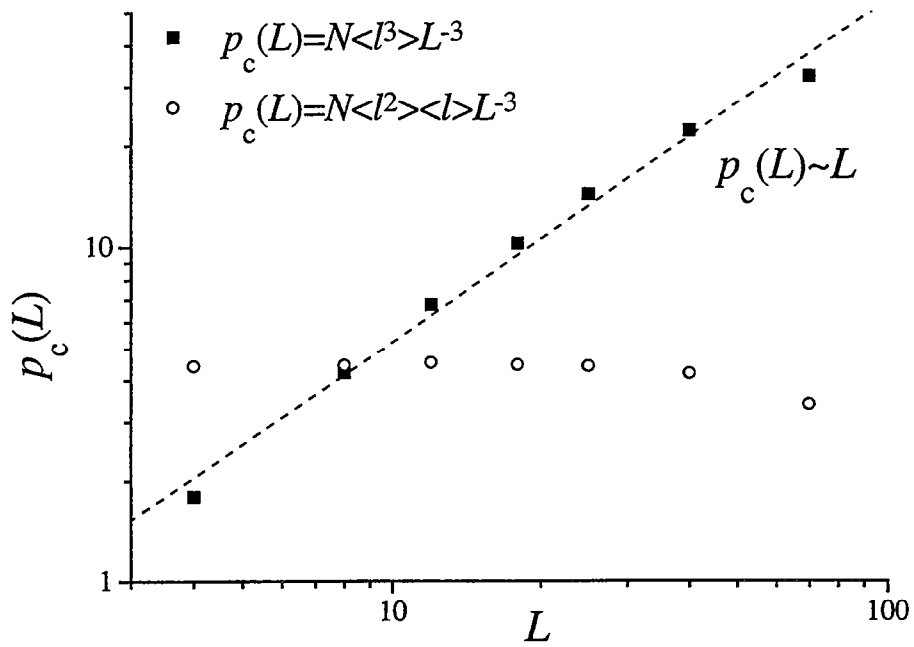


figure 1

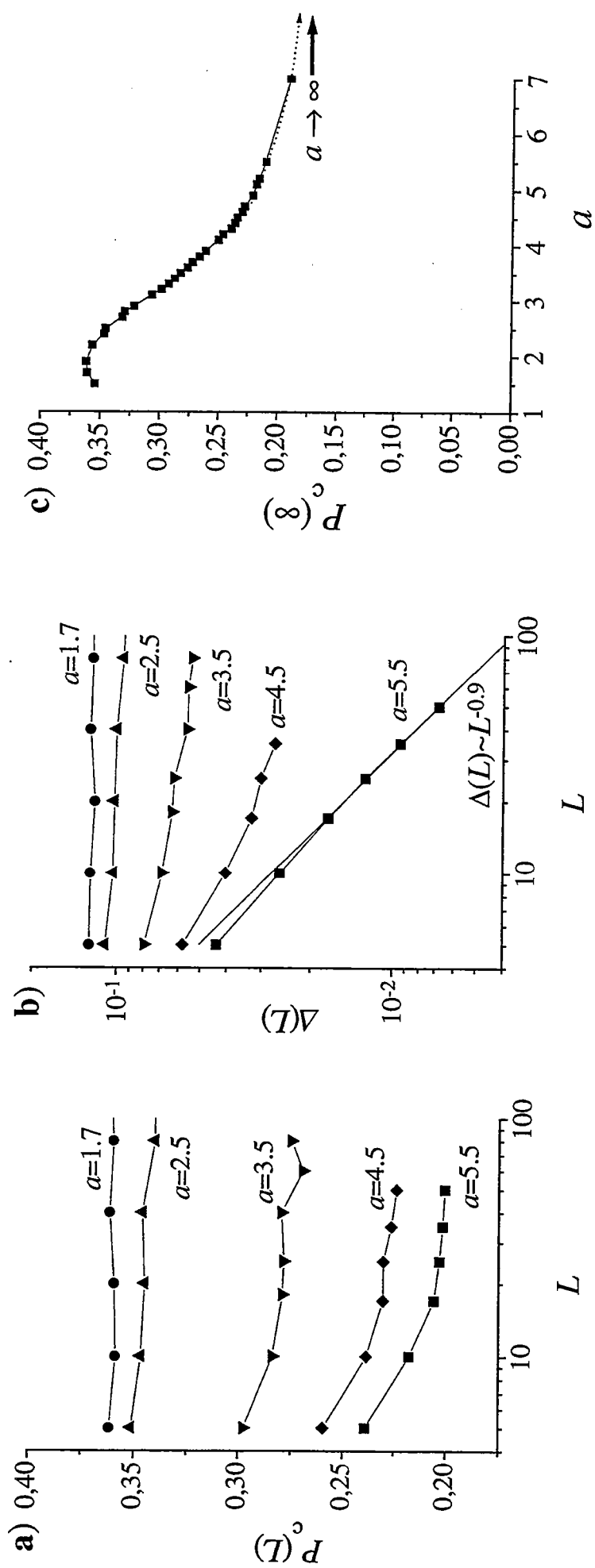
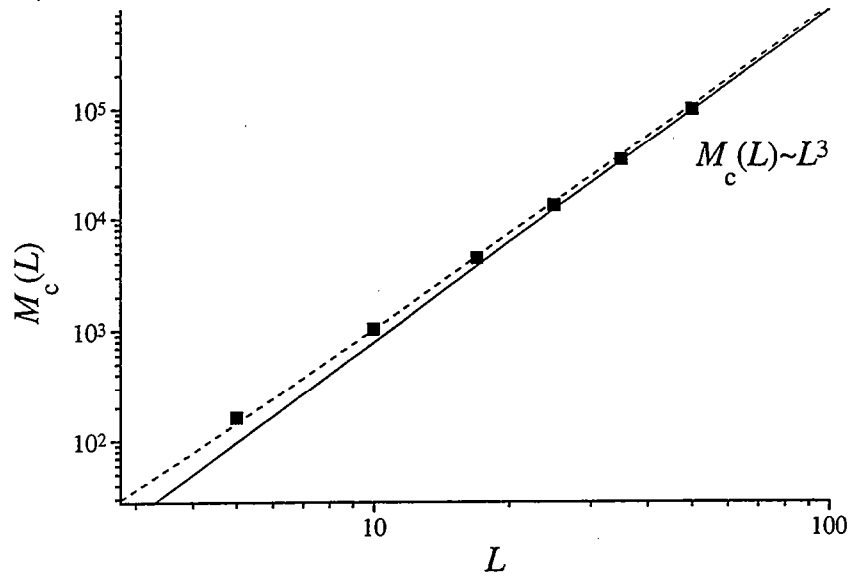


figure 2

a) $a=4.6$



b) $a=3.4$

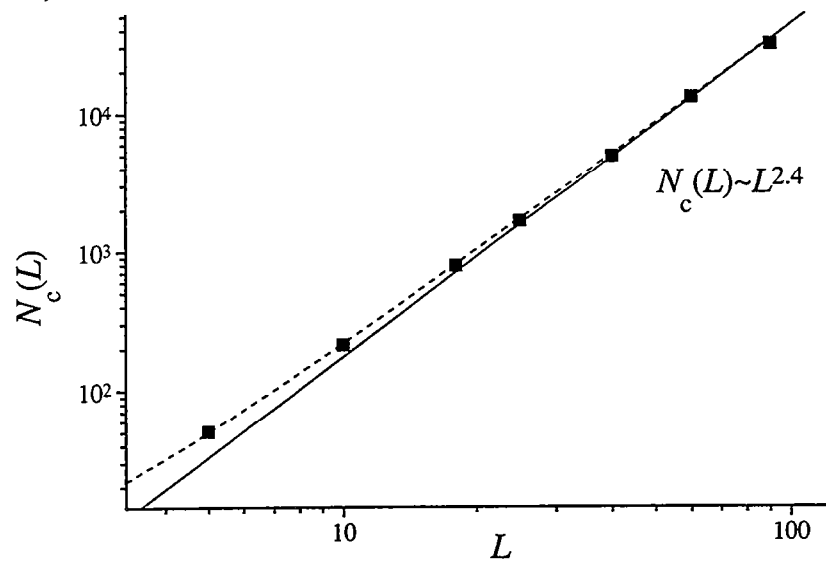
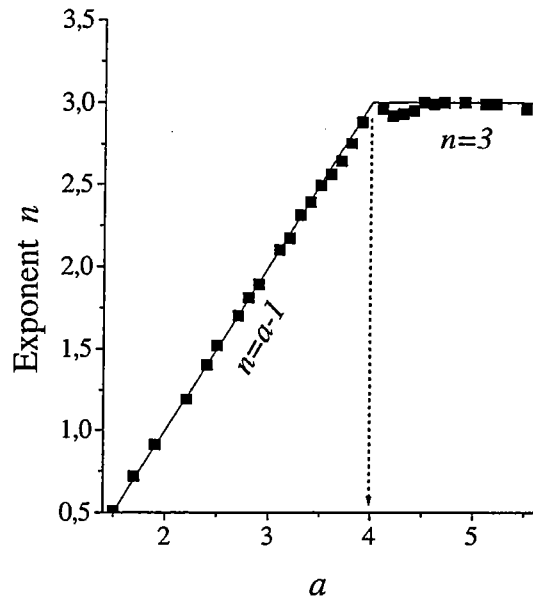
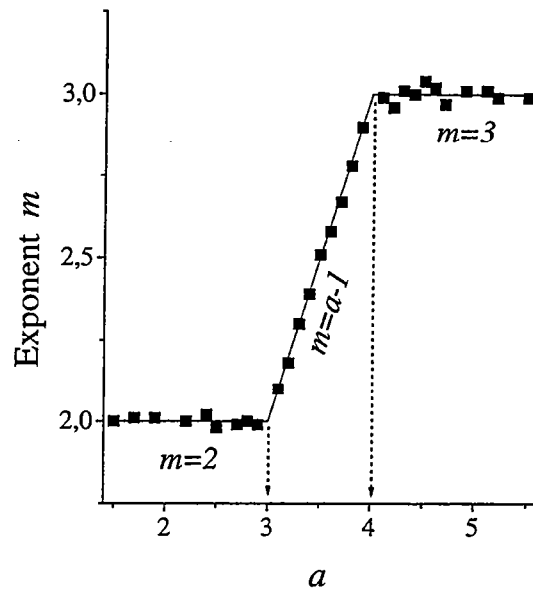


figure 3

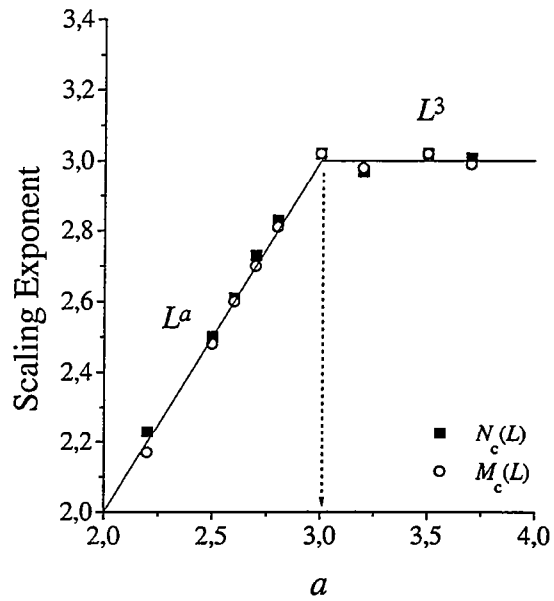
a) Total Plane Number, $N_c(L) \sim L^n$



b) Total Plane Mass, $M_c(L) \sim L^m$



c) Case of line networks



d) Number of Plane Intersections, $I_c(L) \sim L^i$

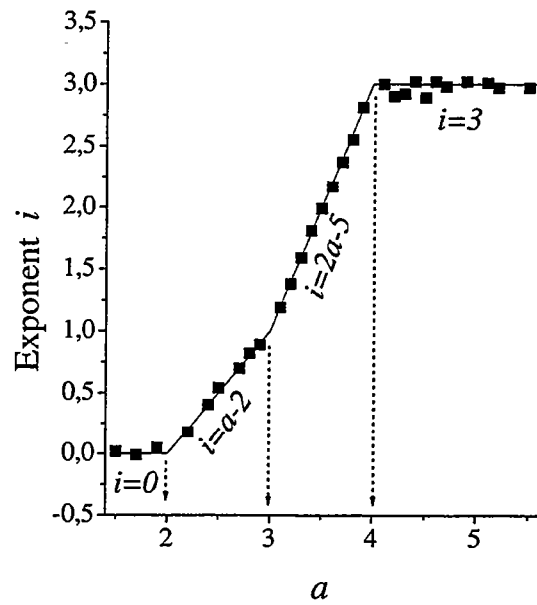


figure 4

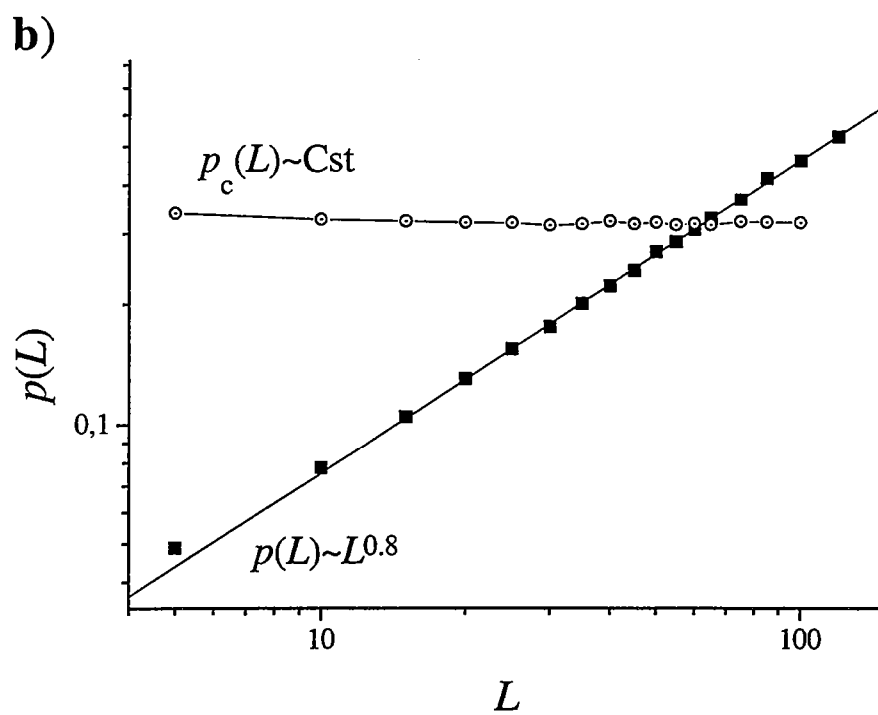
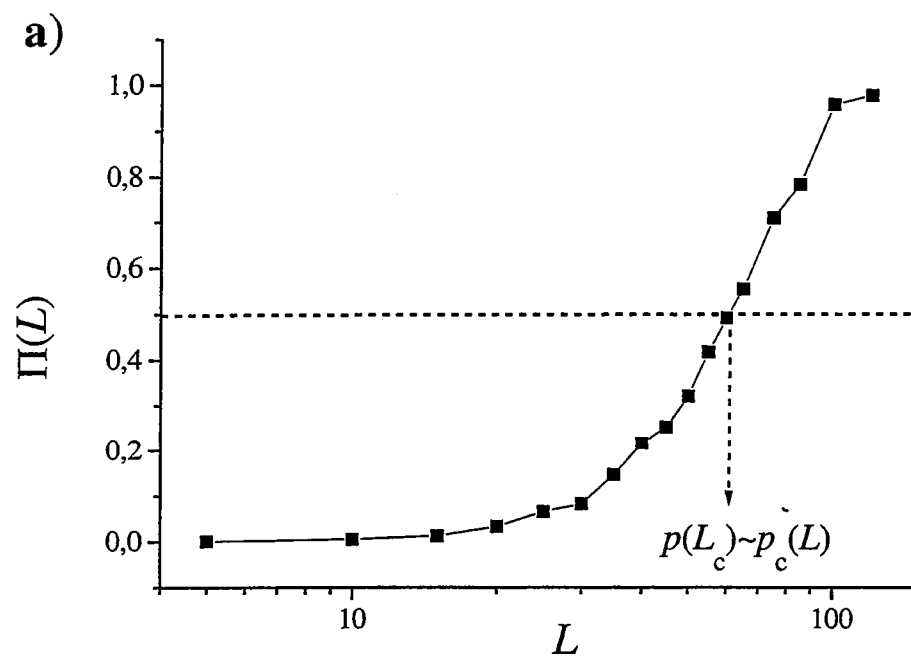


figure 5

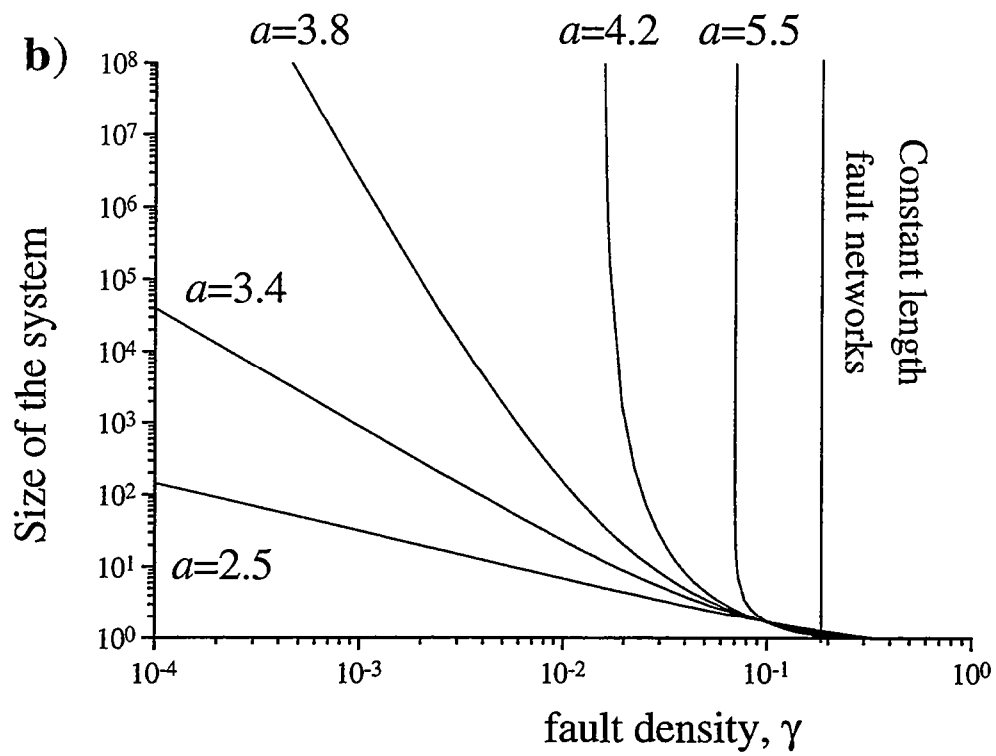
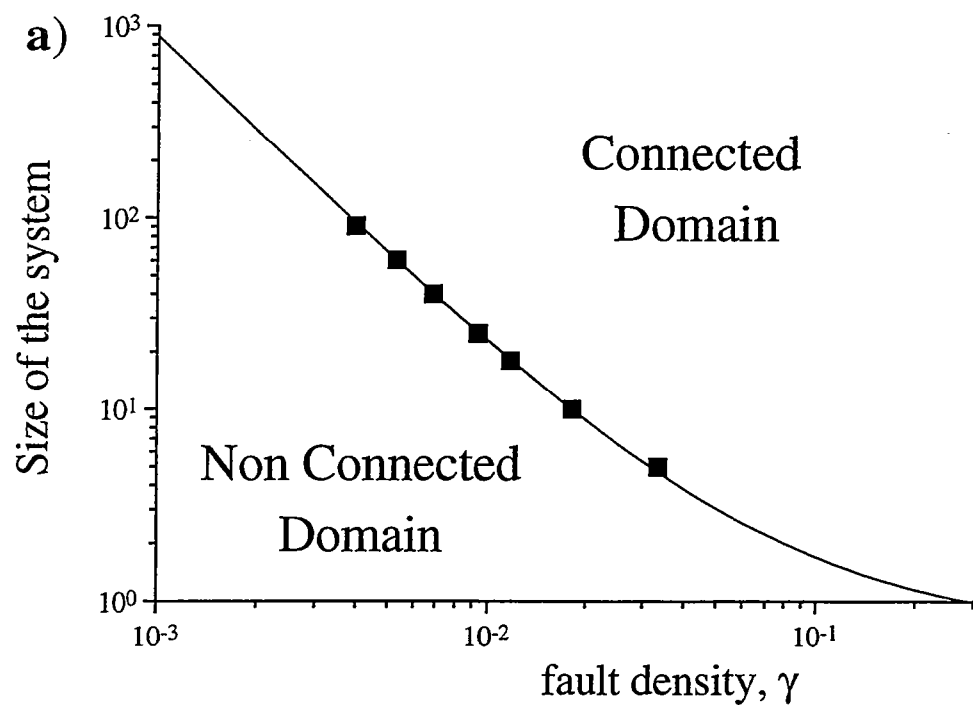


figure 6

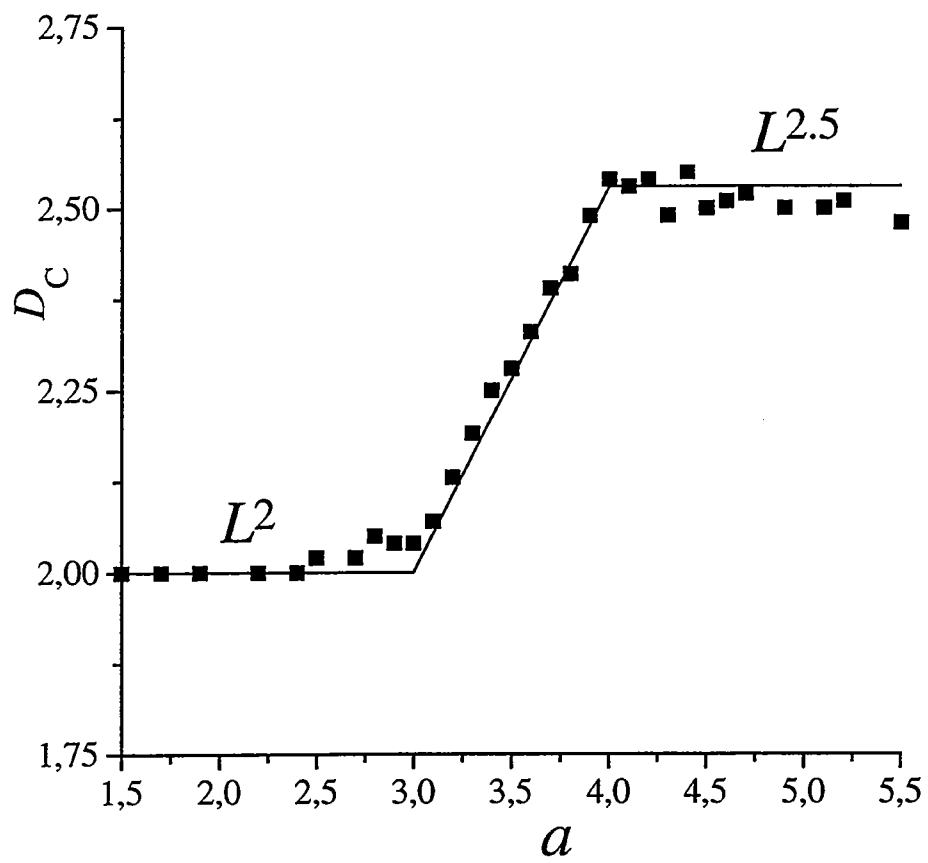


figure 7

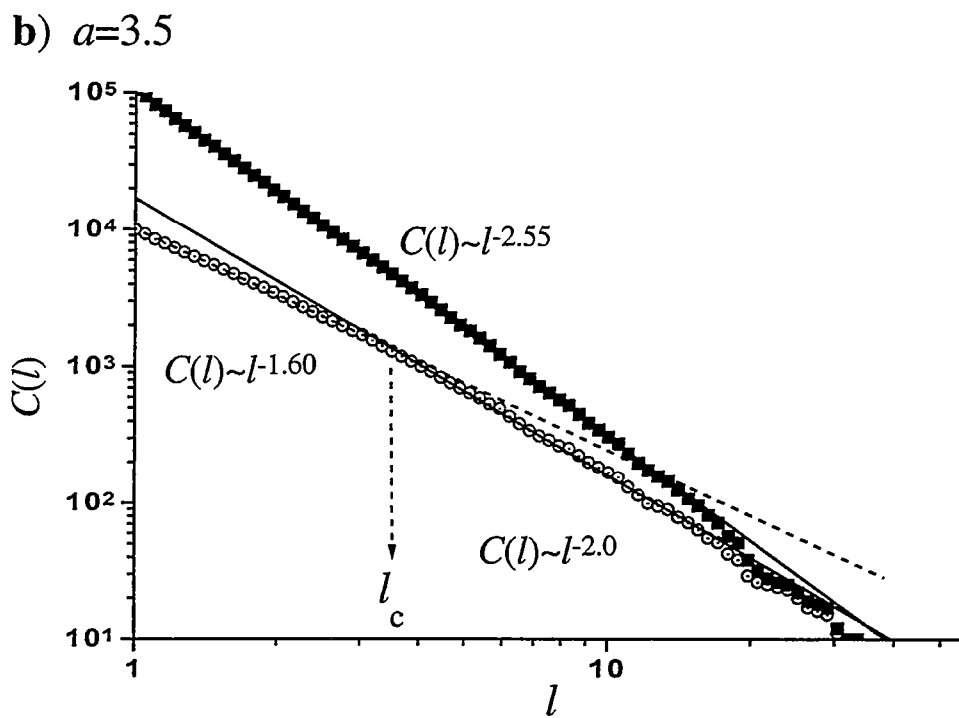
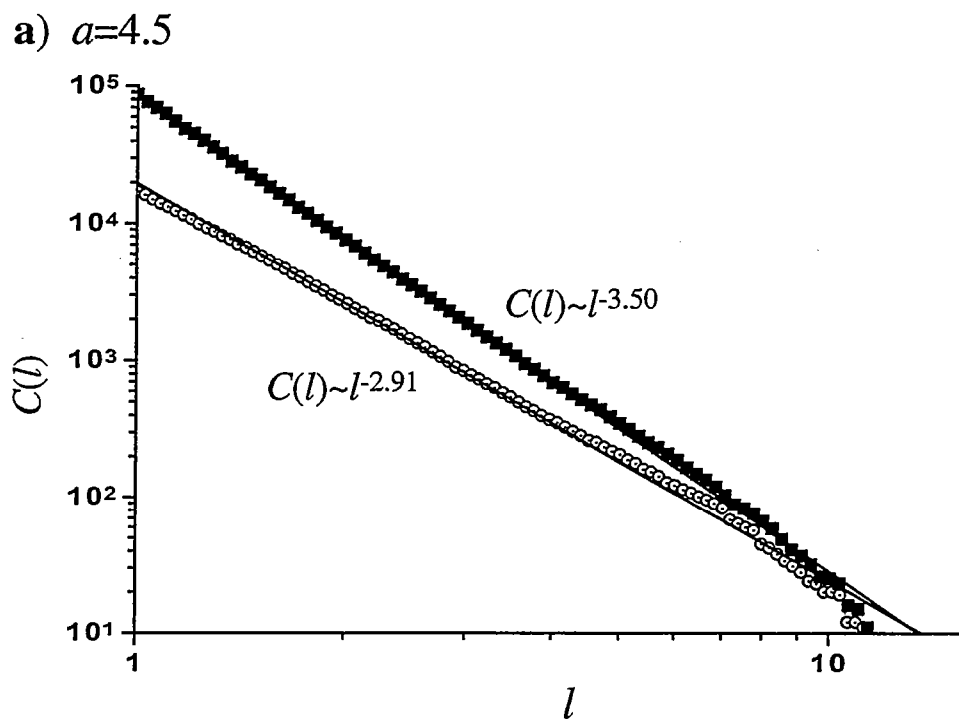


figure 8

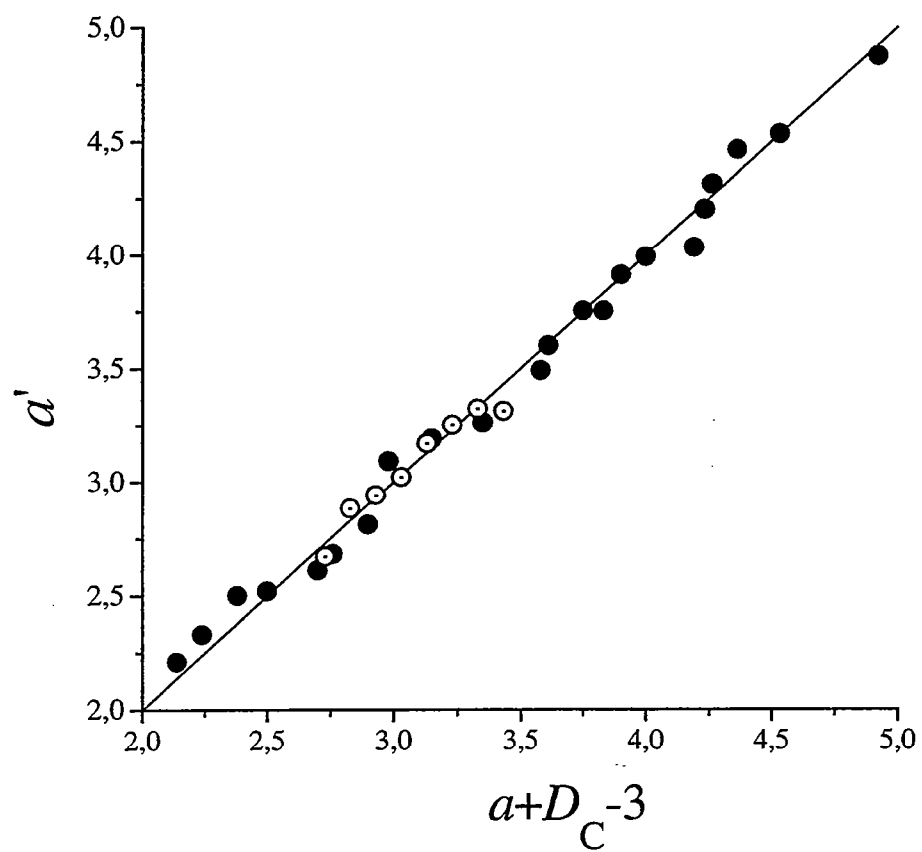


figure 9

CHAPITRE IV

APPLICATION AUX MILIEUX NATURELS

INTRODUCTION

La partie précédente a permis d'établir un cadre théorique aux propriétés de connectivité des systèmes fracturés. Cette étude est basée sur des distributions géométriques aussi réalistes que possible, qui ne prennent, toutefois, pas en compte l'ensemble des résultats obtenus dans le chapitre II. En particulier, nous avons pu montrer au cours du chapitre II, que les positions de failles s'organisent dans l'espace de manière hiérarchique. Afin d'étudier le rôle de cette corrélation spatiale sur les propriétés de connectivité, nous avons entrepris, ici, une application de la théorie de la percolation directement sur des géométries naturelles de réseaux de fractures. Cette étude est présentée sous la forme d'un troisième article en préparation. Les réseaux de fractures étudiés sont les mêmes que ceux du chapitre I. Les figures sont insérées dans le texte de l'article, et les articles cités en référence sont dans la partie bibliographie générale à la fin du manuscrit. Cette analyse permet de confirmer les résultats du chapitre III, notamment sur le rôle prédominant de la distribution des longueurs de failles. Le rôle de la distribution spatiale des failles dans les milieux naturels semble limité à une amélioration des propriétés de connectivité, sans toutefois en modifier le comportement global. L'utilisation de distributions spatiales uniformes ne fait qu'augmenter légèrement les seuils de percolation, et par conséquent, les longueurs de corrélation des systèmes fracturés.

Enfin, une dernière partie a pour but d'engager une réflexion sur les perspectives du travail effectué au cours de la thèse. Pour cela, nous illustrons notre propos en donnant un aperçu des résultats d'une étude expérimentale réalisée sur le site de Ploemeur (Morbihan). Nous verrons également comment il est éventuellement possible de se servir des résultats précédents afin de développer une modélisation originale des propriétés de transport des systèmes fracturés.

Application of Percolation Theory to 2D natural fracture networks

O. Bour and Ph. Davy

Géosciences Rennes (LP 4661 du CNRS), Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cédex, France

Abstract. Results from mechanics of fault growth as well as models of fault network geometry have shown that faults are not randomly distributed. This spatial correlation may control the connectivity of fracture networks and therefore, affect the flow properties of fractured rocks. To study the impact of the intrinsic geometry of fracture networks on their hydrologic properties, we present a statistical study about the connectivity of four different fracture networks using 2D simulations. Our analysis is based on a percolation theory approach. First, a measure of the spatial correlation of the fracture networks has been achieved. Then, to experiment the relative role of the spatial correlation, we computed simulations from the natural fracture patterns geometry that we compared to simulations from similar, but randomly distributed in space, fracture patterns. Length and orientation distribution as well as global density were correctly reproduced in the random simulations, so that comparison are only dependent on the spatial distribution of fractures. Percolation threshold have been also computed from both natural and random simulations. The calculation of the equivalent conductivity, has been done assuming Darcy's flow and a constant aperture for all fractures.

Despite the spatial correlation of fracture networks, percolation theory may be applied to fractured systems. It is especially appropriate to describe connectivity effects of fracture networks. The influence of the intrinsic geometry of fracture networks, compared to random simulations, seems to be limited to a decrease of the percolation threshold and subsequently of the correlation length. These improvement of the network connectivity may occur partly through a better arrangement of the different fracture length classes. The application of percolation theory allows to determine the primary parameters which control the network connectivity, i.e. the length distribution. Moreover, the possibility to describe the network's connectivity from the percolation parameter, $p(L)$, may be of great help in extrapolating the available data at larger or smaller scales. Although our results are subject to finite-size effects, they suggest no requirement of fractal geometry to reproduce fracture networks for fluid flow modeling.

Introduction

During the last decade, percolation theory has been the support of many applications about fluid flow in fractured rocks [Robinson, 1983, 1984; Engelman *et al.*, 1983; Charlaix *et al.*, 1984, 1986; Balberg, 1984; Gueguen and Dienes, 1989; Balberg *et al.*, 1991; Hestir and Long, 1991; Berkowitz, 1995; Watanabe and Takahashi, 1995]. The interest of using such a statistical theory is the prediction of some macroscopic properties (connectivity, hydraulic conductivity) using only the density of element as a critical parameter [Stauffer and Aharony, 1992]. In the case of fractures randomly distributed, the percolation threshold (the critical density necessary to connect the system) depends on the length and orientation distributions of fractures [Robinson, 1983, 1984; Balberg, 1984]. For example, a system of N random large fractures will be better connected than a system of N short fractures. The hydraulic conductivity of such systems is of course controlled by the connectivity, but in the case of a large distribution of aperture, may depend also on the conductance distribution [Charlaix *et al.*, 1987]. This approach is very promising to study fluid flow in fractured rock, because of the possibility to handle medium heterogeneity at the percolation threshold.

However, if it appears that there is a close relationship between such models and natural examples [Balberg *et al.*, 1991], some differences may affect strongly the models of fluid flow. In particular, as noticed very early by some authors [Engelman *et al.*, 1983], a spatial correlation between fractures may be relevant so that a pure random distribution of fracture may not be appropriate to describe fracture networks and to reproduce its hydraulic properties. Indeed, for mechanical reasons such as stresses increase at crack tips, interactions between fractures are important [Segall and Pollard, 1980], so that fractures are not independent. As a consequence, a correlation between

fractures may increase the connectivity of the system. On a mechanical point of view, it has been shown that by adding to the standard percolation approach some mechanical rules, one may obtain correlation and anisotropy effects which are necessary to describe localization of the rupture process [Reuschlé, 1993].

On the other hand, discrete fracture models have been also widely used to model fluid flow in fractured rocks [Long *et al.*, 1982 ; Long *et Billaux*, 1987 ; Dverstorp *et Andersson*, 1992 ; Cacas *et al.*, 1990]. These models are based in general on a Poissonien distribution of fracture position, which may be not appropriate for the same reasons. On the opposite, some others approach are considering fractal fault networks [Ham and Billaux, 1994 ; Acuna and Yortsos, 1995]. The lack of a general model for fracture geometry leads to various conceptual models which may be not always appropriate. Few attempts tried to study the influence of the intrinsic geometry on the hydraulic properties [Hudson, 1982; Lapointe *et Hudson*, 1985 ; Odling and Webman, 1991]. In general these studies are based on a comparison of measurements obtained from simulations of fluid flow both on the natural geometry mapped on the field and on random fracture patterns. Odling and Webman [1991] showed that the hydraulic conductivity computed on the different realizations was underestimating the hydraulic conductivity computed from the natural example. Odling [1992] showed also from another fracture pattern that the size of the largest cluster in the natural system is generally larger than those obtained from random simulations indicating that natural fractures patterns are better connected compared to random simulations. However the theoretical framework of percolation theory has not been used while we should expect a percolation threshold of natural example lower than the one of random realizations.

In order to determine the relevant geometric parameters in fracture networks, we propose to use a percolation theory approach to test the effect of the intrinsic geometry

of different 2D natural examples on their hydraulic properties. The advantage of percolation theory is to offer a large theoretical framework. The use of percolation theory is not limited to study critical effects at the percolation threshold, but allows also us to determine the correlation length of the system which may be very useful for upscaling. We will present successively i) a natural example of the length and spatial distribution of fractures, ii) an application of percolation theory is such a multiscale system, iii) the consequences of fracture correlation on the networks connectivity deduced from different 2D simulations. To infer the effect of the spatial correlation of fractures, we compared results obtained from simulations on networks preserving the geometry of the 2D natural examples with results based on simulated networks where fault positions are randomly distributed. However both the natural networks and the simulated networks have exactly the same length and orientation distribution to infer only the effect of fracture position. Moreover, we also examined the relative influence of the different length classes. The possible role of microfracturing has been also tested through the use of a matrix permeability.

Geometry of natural fracture patterns :

The natural fracture networks:

The four very well documented natural fracture networks chosen for this study corresponds to previous studies already published [*Lapointe and Hudson*, 1984 ; *Odling and Webman*, 1991 ; *Odling*, 1992 ; *Gillespie et al.*, 1993] (Hereafter, fracture networks are named respectively as Lannion, Hornelen2, Hornelen1, and Whinney Hill). Note that one pattern is the replica of the one used by *Odling and Webman* for a similar study [*Odling and Webman*, 1991], so that it is possible to compare the different results. Sizes of the patterns are around 20x20 meters while their resolution limits (the observation

scale where it becomes easier to miss a fracture than to map it) is usually estimated by the authors around few centimeters. The networks are mainly characterized by joints, but may be a combination of joints and faults (propagation mode I and II respectively). Each fracture networks has been mapped in sedimentary (sometimes metamorphized) rocks, from a surface exposure parallel to the stratification. Fractures are mainly perpendicular to sedimentary beds.

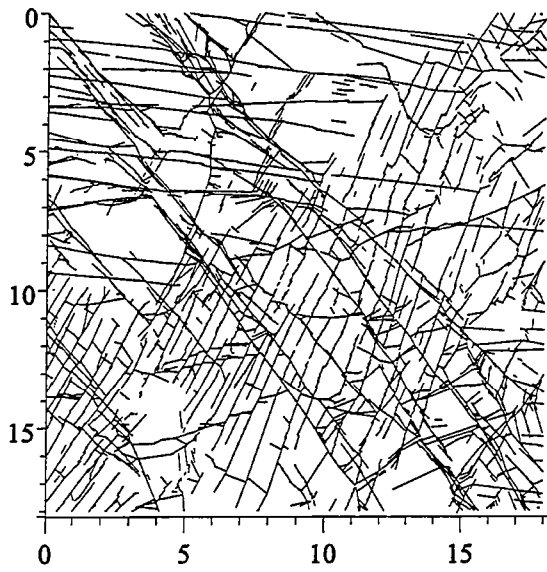
An important point to be noted is the variation of the fracture density depending on the network¹. Some fracture networks are highly fractured and present a regular spacing of fractures leading to an apparent homogeneity of the fracture pattern. Others are less fractured and appears to be more heterogeneous. We will see in the rest of the paper that this observation is a key point for the interpretation of some results. Nevertheless, as shown in the next section, the spatial correlation of the different fracture patterns is very similar.

Spatial distribution of fracture networks:

In a fracture network, different kind of spatial correlation may be relevant for fluid flow modeling: i) the correlation introduced by the spatial position of the fractures, ii) the spatial correlation observed inside the fractures which describe fracture roughness or fracture apertures distribution [*Brown et al.*, 1985, 1987; *SchmithBull*, 1993; *Belfield and Sovich* 1994]. The fracture length distribution is also very important, since large fracture may ensure connectivity on a long distance. As our interest concerns mainly the geometrical network properties such as connectivity, detailed structures such as fault roughness is not crucial. In the simulation faults are considered as smooth fractures

¹ (The different fracture patterns are given in Fig.II.1 at the beginning of chapter II).

a)



b)

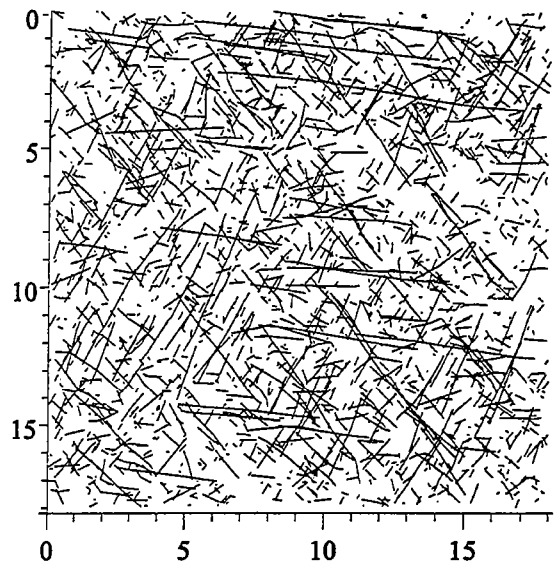


Figure 1: a) Hornelen1 fracture network. b) Example of a simulated fracture network randomly distributed in space. Such a realization has been done by translating randomly each fracture of the natural network drawn in a). The length and orientation distribution as well as the global fracture density are identical in both cases.

made of two walls, in which Darcy's law applies. Therefore, we restricted our analysis to the study of the relative role of fracture length and fracture position.

A fractal model has been often used to characterized the spatial distribution of fracture [Okubo and Aki, 1987 ; Lapointe, 1988; Hirata, 1989], but others works also found non-fractal behavior [Chiles, 1988 ; Odling, 1991]. The spatial distribution of fault networks is still debated in the literature and is subject to some controversies. A visual inspection of a natural fracture pattern and of a numerical simulation where fractures of the natural pattern have been randomly distributed (figure 1), shows that natural systems should present some kind of spatial correlation, in agreement with the prediction of rock mechanics [Segall and Pollard, 1983]. We achieved a detailed analysis of the fracture topology of numerous fracture patterns (faults or joints) mapped at different scales (metric to continental scale) using various measuring techniques [Bour, 1996 ; Bour and Davy, in prep.]. The general idea of the analysis was to study separately the spatial distribution of fractures and the spatial distribution of fracture traces which includes the position of each fracture, their length, and their orientation. In such a way, we were able to better understand the role of each fracture geometric attributes (position, length and orientation) on the statistics.

For example, the calculation of the correlation dimension computed from fracture barycenters of one fracture pattern, is reported on the figure 2. To represent fracture positions, we used fracture barycenters which are in general the middle of the fractures, since all fractures are close to be straight lines. Anyway, the computing method is not very sensitive to the precise choice of measurement points, as long as each fracture is represented by a single point. The correlation dimension is deduced from the two-point correlation function, $N_2(r)$ which is the calculation of the numbers of pairs of point having a distance less than r , which follows:

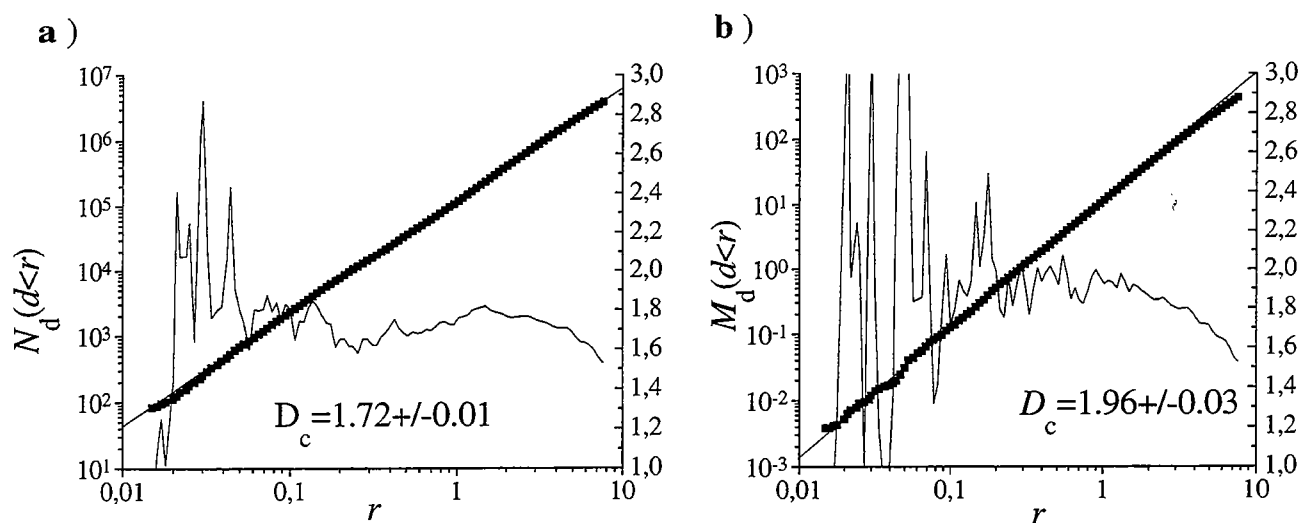


Figure 2 : Two-point correlation function (a), and Density-density correlation function (b), applied to the Whinney Hill's fracture network. The straight line corresponds to a least square fit through data points. The irregular line is the local slope which gives a better estimate of the uncertainty (ordinate on the right axis).

$$N_2(r) \sim r^{D_c} \quad (1)$$

where D_c is the correlation dimension [Hentschell and Proccacia, 1983].

If the spatial distribution of fracture position is random, the exponent D_c , should be equal to 2, while if the system shows some fractal behavior the exponent should be comprised between 1 (the dimension of a single line) and 2 (the dimension of an homogeneous network). In the present case, a best fit through the data provides an exponent of 1.72. To test the relevance of the exponent, it is very useful to compute also the local slope, the apparent dimension, which gives a better estimate of the measurement accuracy, and allows a more precise determination of the limits of validity of the scaling-law [Davy *et al.*, 1991]. The apparent dimension (thin irregular line on figure 2a) is remarkably constant over more than two order of magnitude and diverges only at small and large scale because of side effects. Calculations of two-point function from the other fracture patterns gives similar results, D_c varying from 1.7 to 1.8 with a similar accuracy (Table II). From that analyses, we can conclude that the spatial distribution of fractures is fractal.

However, we found that the spatial distributions of fracture traces are much more homogeneously distributed (figure 2b). To compute, the spatial distribution of fracture traces, we used the *density-density* correlation function [Vicsek, 1992]:

$$C(r) = \frac{1}{V} \sum_{r'} \rho(r+r') \rho(r') \quad (2)$$

which describes the probability to find a density $\rho(r')$ at a distance r' from a point located in r . These expression allows to take into account fracture length in the computation, through the density $\rho(r)$. Note that, equation (2) is equivalent to equation (1) when all densities equals. Therefore, the question that arises is whether or not the

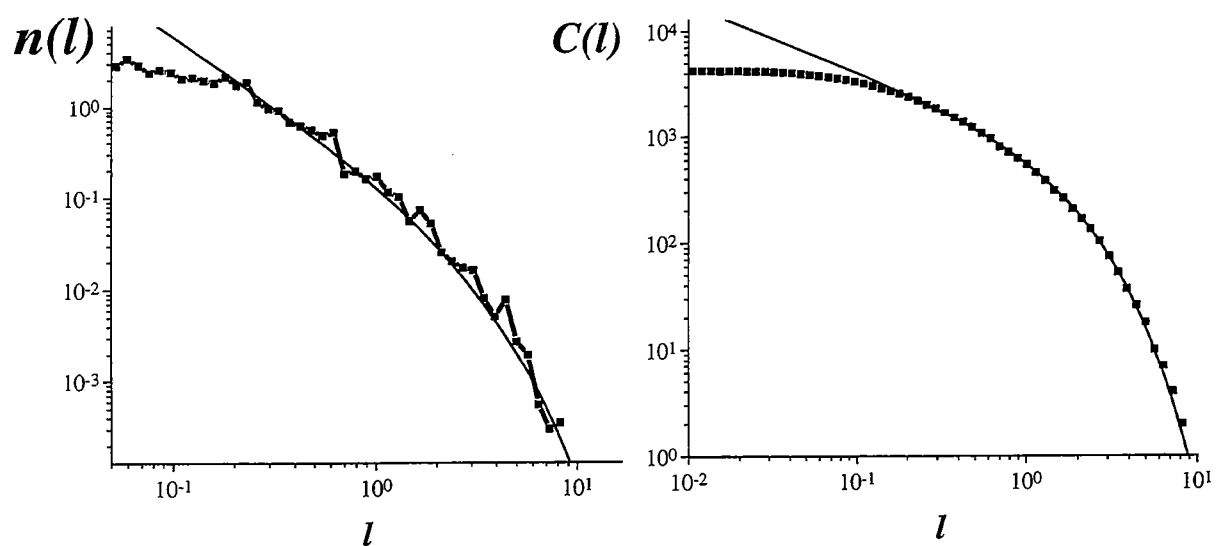


Figure 3 : A comparison between the measured fault length distribution (data points) from Whinney Hill's fracture network, and its fit by a gamma function. (Rigth) the density distribution; (left) the cumulative distribution.

spatial distribution of fracture positions, which is fractal, is relevant for fluid flow modeling, since connectivity is ensured by fault length which appears to be homogeneously distributed. We also found that both the length distribution and the spatial distribution of fracture position were correlated [*Bour, 1996 ; Bour and Davy, in prep.*]. The aim of the paper is to test whether or not such a correlation is relevant for fluid flow modeling.

Length distributions of fracture networks:

The distribution of fracture length is a subject debated in the literature. Because censoring and truncation effects [*Chilès and de Marsilly, 1993*], which limit the range of observable length scale to one or two order magnitude, it is often difficult to assess precisely a model of fracture length distribution. In the present case for example, it is often difficult to determine with a good accuracy whether fracture length distribution follows an exponential distribution or a power-law distribution. In fact, the data are better reproduced with a gamma function which is a combination of a power-law and an exponential term (figure 3). Such a function includes a characteristic length scale which may be the signature of some processes of fault segmentation as shown by *Davy [1994]* in the case of the San-Andreas fault system.

However our point is not to propose a model of fracture length distribution but to illustrate the point that fracture length distributions follow a decreasing function over a large range of length scale, so that the number of small fracture is considerably larger than the one of large fracture. As a consequence, one should establish the relative role of the different fracture length on the fault network connectivity. Large fracture may be important because they connect the system over a large distance. However, small fracture are much more numerous so that they may connect large fractures not connected, and therefore may control the global permeability despite their small length.

To assess the contribution of each length classes is crucial, since if small length classes play a dominant role on the hydraulic conductivity, one should not neglect the smallest fractures below the resolution scale, neither microfracturing.

It must be noted that both the spatial correlation and the length distribution diverge drastically from classical percolation theory which requires a random distribution of elements having a constant length. Indeed, most of the application of percolation theory devoted to fractured media, where dealing with a random distribution of fracture having for simplicity a constant fracture length or being normally distributed around a mean value. These applications were certainly well adapted to the description of small-scale fracturing such as cracks, but cannot take into account meso and macro fracturing. Therefore, in multiscale systems, classical percolation theory must be adapted. In the case of constant length, the connectivity is controlled only by the density of element and by their spatial distribution. However, in the case of large distribution of fracture length, both the length distribution and the spatial distribution of fracture should affect the connectivity of fracture networks. Their respective role and their possible interplay is the subject of the analysis of the rest of the paper.

Application of percolation theory to natural fracture patterns:

Description of percolation theory

Percolation theory applies to systems consisting of a population of elements, such as fractures, randomly distributed in an impermeable matrix. On periodic lattices, the probability p that any site is occupied, is the parameter of primary importance which determines the principal characteristics of the networks. Below a critical value, defined as the percolation threshold, p_c , a network is in average not connected, while above this value, the network is connected. The percolation threshold, p_c , is defined by the

appearance of a percolating cluster which spans the whole network and connect the opposite sides of the system. Close to the percolation threshold, the properties of the network are varying following general power-laws such as $P \sim (p - p_c)^x$, where P may represent the permeability of the network, the fraction of elements belonging to the percolating network, or the correlation length (also called the connectivity length) [Stauffer and Aharony, 1992]. As long as the elements are randomly distributed and for sufficiently large system sizes, the different exponents represented by x , are universal and depends only on the Euclidean dimension d of the system. The value of p_c depends also on the shape of the elements.

The correlation length, ξ , refers to the characteristic scale of connectivity in the system, and is dominated by the sizes of the largest clusters [Stauffer and Aharony, 1992]. Below p_c , the systems consists of clusters made of a single or few elements, the correlation length is small compared to the size of the system. As p increases, the sizes of the clusters increase, leading to an increase of the correlation length. At p_c , the correlation length diverges and becomes comparable to the system size, so that the system does not contain any characteristic length scale except the size of the system and the size of the elements ξ_0 [Stauffer and Aharony, 1992]. This lack of a characteristic length scale at p_c , leads to a fractal geometry of the percolation cluster, and a scale-dependency of the global properties of the system such as

$$\begin{aligned} M &\sim L^D \\ K &\sim L^{-\mu/\nu} \end{aligned} \tag{3}$$

where M is the mass of the percolation cluster, D its fractal dimension, K the equivalent conductivity of the system, μ et ν are respectively the conductivity and the correlation length exponents, and L is the system size. K is an equivalent permeability, which does

not refer to the permeability of an homogeneous media as defined by *Darcy*, since the system is very heterogeneous at the percolation threshold. Above p_c , ξ is dominated by the size of the largest clusters which are not connected to the percolating cluster. Therefore, ξ characterizes the sizes of the « holes » inside the percolating cluster. Above p_c , the geometry of the infinite cluster is fractal for length scale smaller than ξ , and homogeneous for larger length scale, so that the equations (3) may be rewritten such as [Stauffer and Aharony, 1992] :

$$\begin{aligned} K &\sim L^{-\mu/\nu} \text{ for } L \ll \xi \\ K &\sim \xi^{-\mu/\nu} \text{ for } L \gg \xi \end{aligned} \quad (4)$$

Application to fracture networks

In the case of two-dimensional fractures networks having a constant length, the parameter p is defined as :

$$p = \frac{N * l^2}{L^2}, \quad (5)$$

where N is the number of fractures, l , their length, and L , the size of the system [Robinson, 1983 ; 1984 ; Balberg *et al.*, 1984 ; Charlaix *et al.*, 1984]. For randomly distributed fractures having a constant length and a uniform distribution of orientation, the critical density obtained either from numerical simulations or from excluded areas considerations equal 5.6 [Robinson, 1983 ; 1984 ; Balberg *et al.*, 1984 ; Charlaix *et al.*, 1984]. In the case of a large length distribution, $n(l)$, we showed that the good invariant is the sum of each sub-network :

$$p = \int_{l_{\min}}^L \frac{n(l) * l^2}{L^2} dl + \int_L^{l_{\max}} n(l) dl, \quad (6)$$

where L is the system size, and $l_{\min}$ and $l_{\max}$ correspond respectively to the smallest and largest length of the fault length distribution [Bour and Davy, submitted]. Moreover, we also found that for randomly distributed fractures having a uniform distribution of orientation, the critical density is close to 5.6, whatever the length distribution [Bour and Davy, submitted].

The establishment of the validity of this expression allows the computation of the parameter p , directly from natural fracture systems, despite their broad length distribution. Therefore, it should be possible to determine the critical density for percolation, p_c . However, the application of percolation theory on natural examples is not straight for one main reason : only one system which has a given p , is available, the evolution of the fracture patterns is unknown. To avoid that inconvenience, two methods are possible : i) by removing one by one fractures from a natural fracture system, it is possible to study for various values of p , the network's connectivity and characterize p_c , ii) by studying for various sub-system sizes, one may characterize the scale-dependency of some global properties such as the equivalent conductivity, in order to determine the correlation length according to equation (4). Moreover, by applying the same methods to numerical simulations where fractures have been randomly distributed (figure 1), the comparisons of the results should give some insights about the effect of the intrinsic geometry of natural systems on their connectivity. To realize numerically random fracture networks, we simply allocated a random translation to each fracture from the natural examples. Therefore, both the length and orientation distributions, as well as the global fracture density, are correctly reproduced in the numerical simulations. This method ensure that the spatial distribution of fractures in the numerical simulations is random. The comparison of fractal measurements from the natural fracture networks and equivalent random

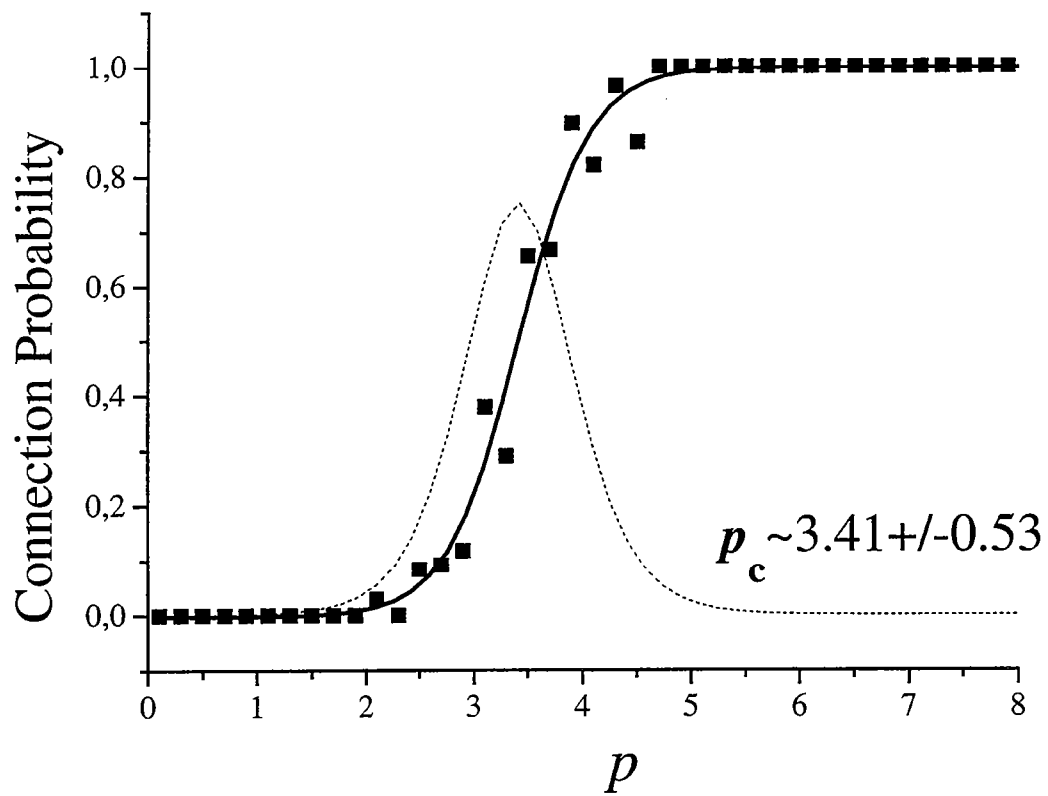


Figure 4 : Variation of the probability Π (data points) that a cluster is spanning the whole system, for a system size equal to half the total size of the fracture network (Hornelen 1). The solid line is a sigmoïdal fit through data points. The dashed line gives $d\Pi/dp$.

simulations allowed to show with success the fractal properties of natural fractured systems [Bour, 1996 ; Bour and Davy, in prep].

Illustration of percolation theory on natural fracture systems:

For an infinite system, a percolating cluster would appear exactly at p_c , since the statistics would be perfect. However, physical systems are finite so that the determination of the percolation threshold is subject to finite-size effects [Stauffer and Aharony, 1992]. For finite systems, the probability of connection makes a transition from an unconnected to a connected state, which decreases with the system size. According to percolation theory, it is possible to determine numerically the percolation threshold for an infinite system size, knowing only $p_c(L)$ and its standard deviation (or the width of the transition), at different system sizes, L . However, it requires a certain range of system sizes which is not available in the present case. As a consequence, it appeared difficult to show quantitatively finite-size effects. Nevertheless, it is possible to compute the percolation threshold for a given system size to demonstrate the threshold effect.

To illustrate this point, we removed randomly fractures from an initial fracture pattern, and computed the probability to be connected depending on the parameter p (figure 4). The value have been computed from sub-systems randomly located on the fracture network, and having a size equal to half the total size of the fracture network. To have reliable statistics, each point correspond to an average computed from a large number of positions in the fracture network (50 to 100 simulations). The orientation of the sub-systems is also varying so that one can avoid anisotropy effects. Removing randomly fractures from the initial network is in some way equivalent than considering a percentage of fractures being impervious. The width of the transition zone between an unconnected and a connected state is very well observed.

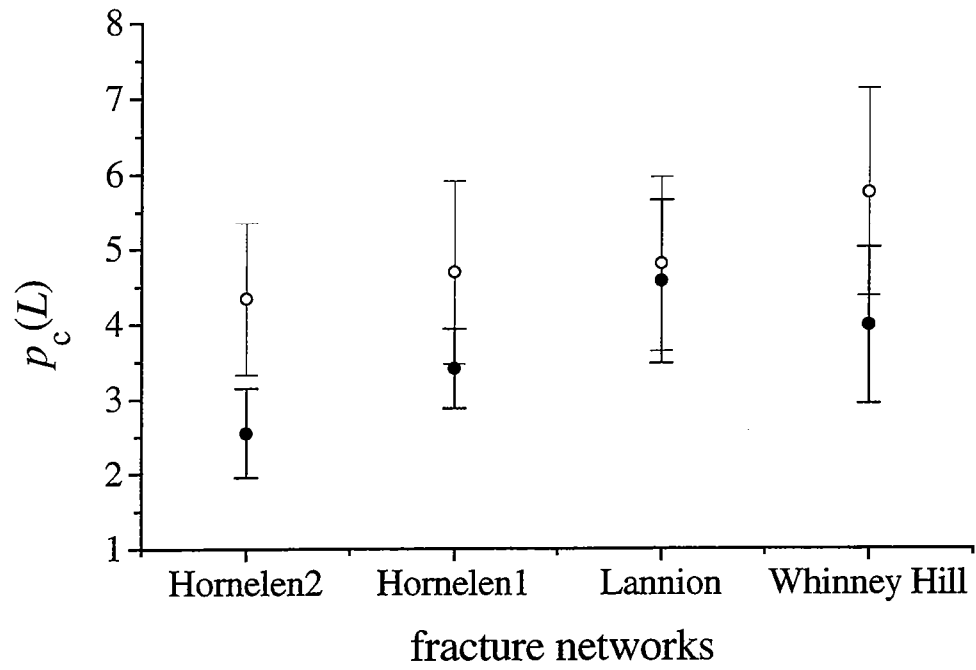


Figure 5 : Percolation threshold deduced from the natural fracture systems (solid circles), and from randomly distributed fracture networks (open circles) according to figure 3. In each case, the size of the sub-system was equal to half the total size of the fracture network.

The calculated average values of the percolation threshold for the given size, may be compared to the ones obtained from other fracture networks and from random simulations (figure 5). The different values obtained from the natural fault networks show a certain dispersion, $p_c(L)$ varying between 2.5 to 4.6 (figure 5). The values obtained from the random simulations are varying between 4.3 to 5.8. Whatever the fracture network, these values are always greater than the values of $p_c(L)$ computed from the natural fracture systems. Therefore, it may indicate that the intrinsic geometry of natural fracture patterns improve the system's connectivity compared to randomly distributed fault networks. Anyway, taking into account the computed standard deviation, the results are not statistically different. Moreover, these results cannot be extrapolated as relevant values for natural systems, since the fracture length distribution appears to be modified by the random removing of fractures which is independent of the length distribution. Other computations, which are based on the scale-dependency of some properties and do not require to remove fractures, complete these initial results.

Scale-dependency of the connectivity

One of the first properties which requires to be established is the system connectivity. In a multi-scale systems such as fault networks which involves a large distribution of fault length, we showed the connectivity may increase with scale, depending on the length distribution, because of the integration of larger fault length as the system size increases [Bour and Davy, submitted]. To compute the scale-dependency of the connectivity, we simply calculated for a large number of sub-system sizes randomly located and oriented on the whole fault network, the probability to be connected. The connection probability is simply the ratio of the number of sub-systems having its opposite sides connected by a percolating cluster, versus the total number of sub-systems. Whatever the fracture network, the connection probability, $\Pi(L)$, increases

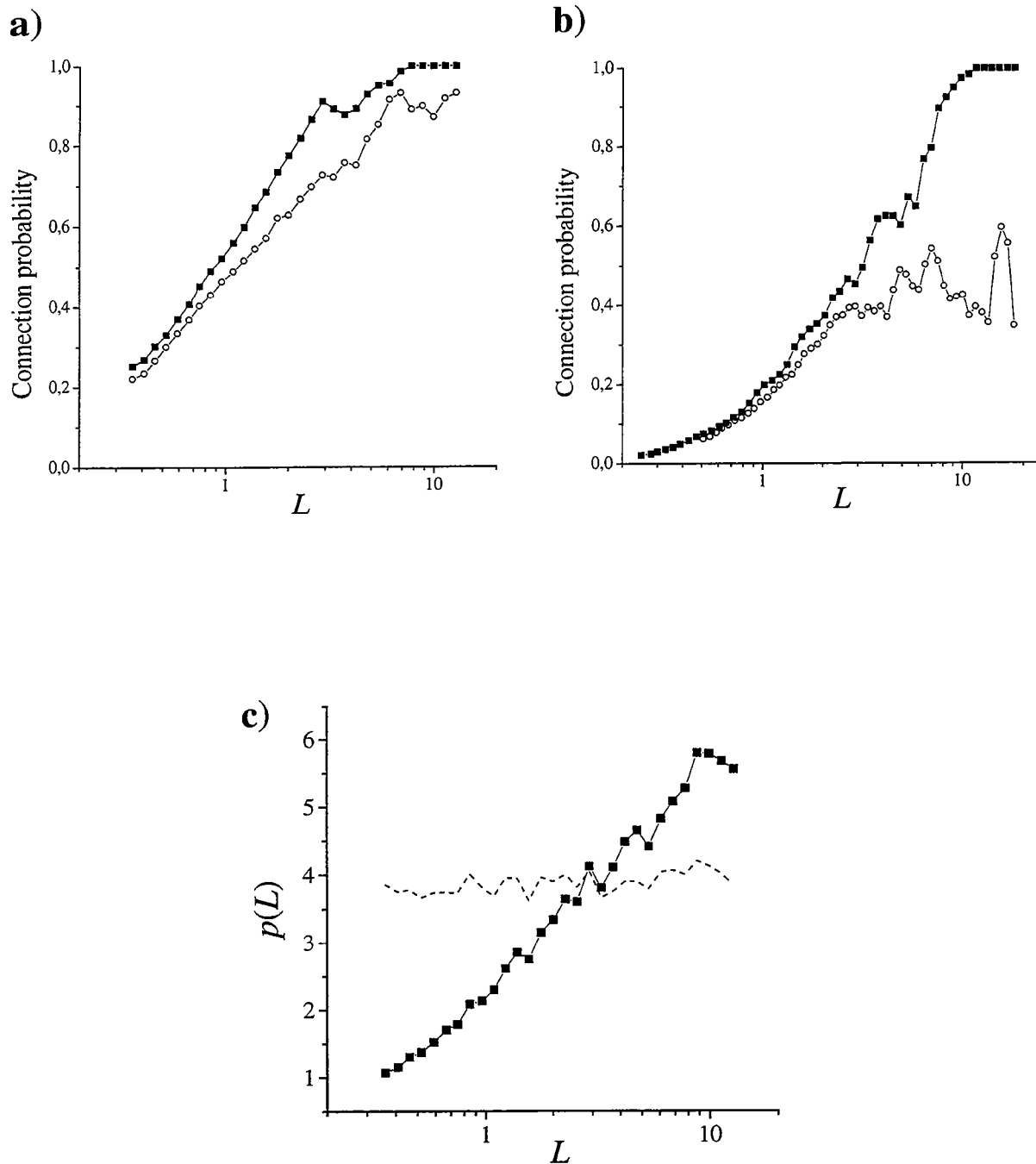


Figure 6 : Variations of the averaged probability that a cluster is spanning whole sub-systems of size L , for Hornelen1 (a) and Hornelen2 (b) fracture networks (Solid squares correspond to data from natural systems, open circles from randomly distributed fracture networks). c) Variations of the percolation parameter, $p(L)$ (data points), and of the averaged fault density (dashed line).

with the sub-system size, L (figure 6). For small sub-system sizes, $\Pi(L)$ is close to zero, while for large L , $\Pi(L)$ tends to 1, the sub-systems are always connected. Computations from randomly distributed fracture networks are showing a similar trend. However, the probability to be connected is always smaller, except for small and large sub-system sizes, where finite-size effects are significant. The difference between both computations can be large if the natural system is close to the percolation threshold (figure 6b). These results suggest also that the spatial correlation of fracture networks increases the network's connectivity compared to a random distribution.

This increase of $\Pi(L)$ is due to the contribution of large faults which appears as L increases, as shown by the scale-dependency of the second moment of the length distribution $p(L)$ (figure 6c). Note that the first-moment of the length distribution is constant and does not reflect the variation of $\Pi(L)$. As shown by a previous theoretical study [Bour and Davy, submitted], whatever the length distribution, the good invariant which characterizes the connectivity is the second moment of the length distribution. However, because of the continuous nature of the network, it is not expressed as a probability, as it may be done on periodic lattices. Therefore, this parameter may increase with scale even above the correlation length of the system. To characterize the correlation length of the system, the evolution of the equivalent permeability with scale is more appropriate.

Scale-dependency of the permeability

To compute an equivalent permeability, we used a method very similar to the conductance mesh approach developed by *Odling and Webman* [1991]. The method is given in detail in the appendix. Fracture patterns are discretized on a square lattice by projecting fractures to the nearest bonds of the lattice. Then, by applying a pressure

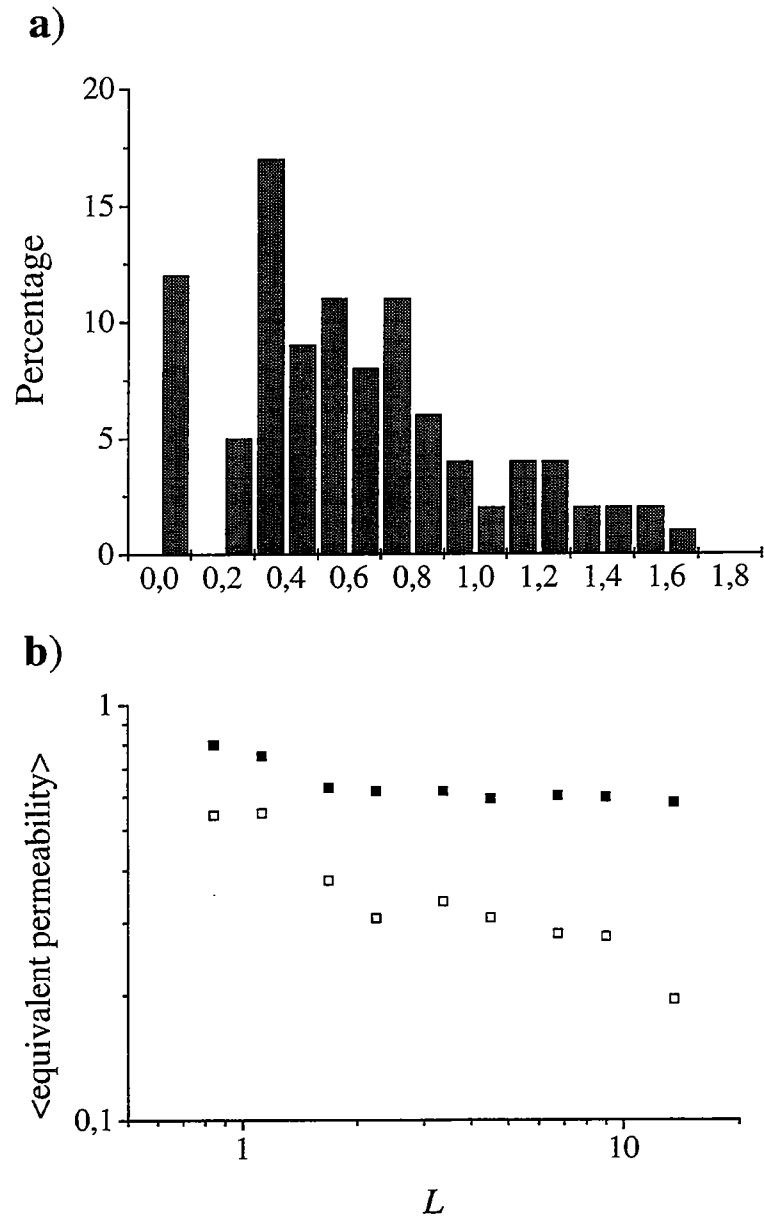


Figure 7 : a) Example of an histogram of equivalent permeability's values.
b) Averaged equivalent permeability depending on the sub-system size, L , for Hornelen1's fracture network (solid squares correspond to computations from the natural example while open squares were computed from randomly distributed networks such as figure 3).

gradient from top to bottom, and no-flow conditions on both sides (east and west) of the system, and solving flow equations assuming *Darcy's* law along each bond, one may deduce an equivalent permeability value. As our interest concerns network properties such as connectivity, we consider only the case of a constant aperture. Therefore, the hydraulic conductivity of the network depends only of the connectivity and not of a broad distribution of apertures. The use of a regular lattice has the advantage to study easily the influence of the matrix permeability as we shall see in a next paragraph. The discretization scale used to transform fracture networks into hydraulic conductivity networks, is sufficiently small so that it does not improve the network connectivity.

At first, we did not consider the case of a matrix permeability. An histogram of permeability's values computed for a given size is given in figure 7. The permeability distribution seems to follow in general a log-normal distribution, although multi-peaks distribution may happen, due to the discrete number of independent path in the percolating cluster. The histogram includes also some values which are null, since some sub-systems may be not connected. From that histogram, one can compute two averaged equivalent permeability: i) the averaged permeability from the whole histogram, including zero values, ii) the averaged permeability from the connected sub-systems. The averaged permeability from the whole histogram does not vary in general with the sub-system size, L (figure 7b). The values are also slightly greater, by a factor of 2 or 4, than the values deduced from randomly fracture networks. It confirms the fact that natural fracture networks seem to be better connected than random equivalent although the length and orientation distribution are identical.

Characterizing the correlation length of the system according to equations (4), requires to use the second average which considers only with connected sub-systems. It allows to observe as well the network's proximity to the percolation threshold.

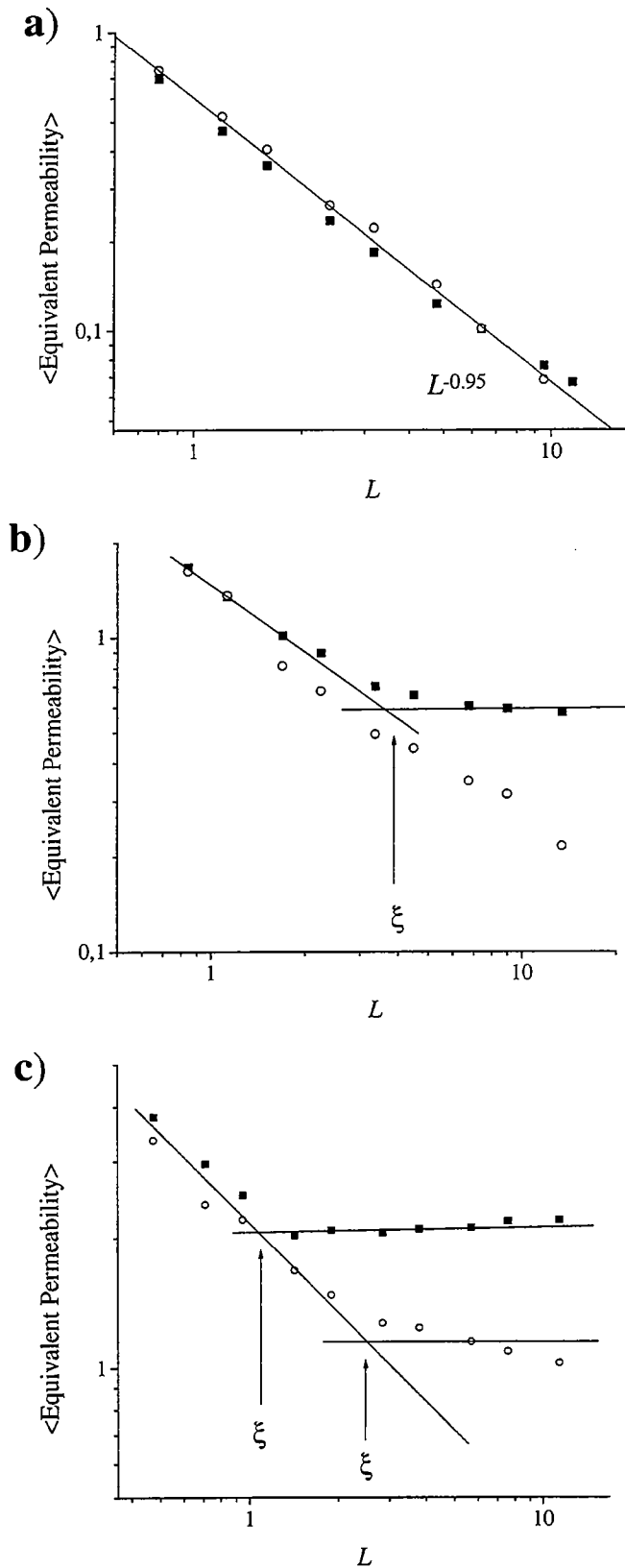


Figure 8 : Scaling of the equivalent permeability, K_e , for different fracture networks: a) Hornelen2, b) Hornelen1, c) Whinney Hill. Only connected sub-systems were taken into account for the computations of the equivalent permeability. The correlation, ξ , is deduced from the variation of the scaling behavior of K_e . Solid squares refers to computations from natural systems, while open circles were calculated from randomly distributed fracture networks. (The sub-system size, L , is in meters).

Whatever the fracture network, for small sub-system sizes, the averaged conductivity is always decreasing showing that the fracture patterns are not well connected. At large L , depending on the fracture networks, the hydraulic conductivity may stabilize and become constant showing that the correlation length is reached for some networks (figure 8b and c). On the opposite it still decreases for others fracture networks which are closer to the percolation threshold (figure 8a). It denotes different state of connectivity. For networks highly fractured, the correlation length is quickly reached while others fracture networks are close to the percolation threshold whatever the scale of measurement.

The comparison of data computed from natural systems and randomly distributed ones, emphasizes an important point : the behavior of the scale-dependency is similar for both data, except that the correlation length increases, and sometimes is not reached, for the random systems. The increase of the correlation length is coherent with the fact that random networks have a smaller connectivity. Note that this increases may be large, even for networks having a high density of fracture (figure 8b). Therefore, it is not surprising that some results coming from discrete fracture modeling and using a random distribution of fracture, showed that although the rock mass appeared heavily fractured, the simulated network was « barely » connected [Long and Billaux, 1987]. For systems very close to the percolation threshold, the scale-dependency of the permeability varies as $L^{-0.95}$, for the random and natural systems (figure 8a). One may be tempted to find in this result a validation of the universal exponent expected from percolation theory ($\mu/\nu \sim 0.975$ in 2D, equations). However, for networks connected by a single « infinite » fracture, the equivalent permeability would also decrease as L^{-1} . The important point is not about the exact scale-dependence of the equivalent permeability at p_c , which would require much additional work, but about the similar variations with L of both the

random networks and natural systems. Although natural systems have a fractal distribution of fracture positions (figure 2a), the variations with scale of the equivalent permeability is similar to the ones obtained from random networks having an homogeneous spatial distribution of fault position with a trivial dimension equal to 2. Therefore, these results suggest that the spatial distribution of fracture positions has only a limited influence on the network connectivity, but not on the scaling-laws at the percolation threshold. This limited effect comes from certainly the plane-filling distribution of fracture traces (figure 2b) which are the pertinent parameter for connectivity.

Effects of the length distribution

As already pointed out, fault length distribution is a very important geometric parameter since long faults may connect the systems over large distance. The effect of a length distribution may be crucial for upscaling since large fractures may be connected while small fractures may be below the percolation threshold. In order to estimate the relative part of each length class, we removed each class successively and compared connectivity measurements with measurements on systems including all length classes. The measurement of connectivity has been done by computing the number of independent paths in the percolating cluster. At the percolation threshold, there is only one independent path, but above the percolation threshold and at large sub-system sizes, some networks present a large number of distinct paths (up to 12) which allow to go from one side to the system to the other one without cross-cutting others paths. For that reason, we present some results obtained from well connected fracture networks, and at a sub-system size equal to half the total size of the system. Results from networks poorly connected are more scattered. The results may be improved by calculating directly the loss of permeability, but the computing time required for more than 3000

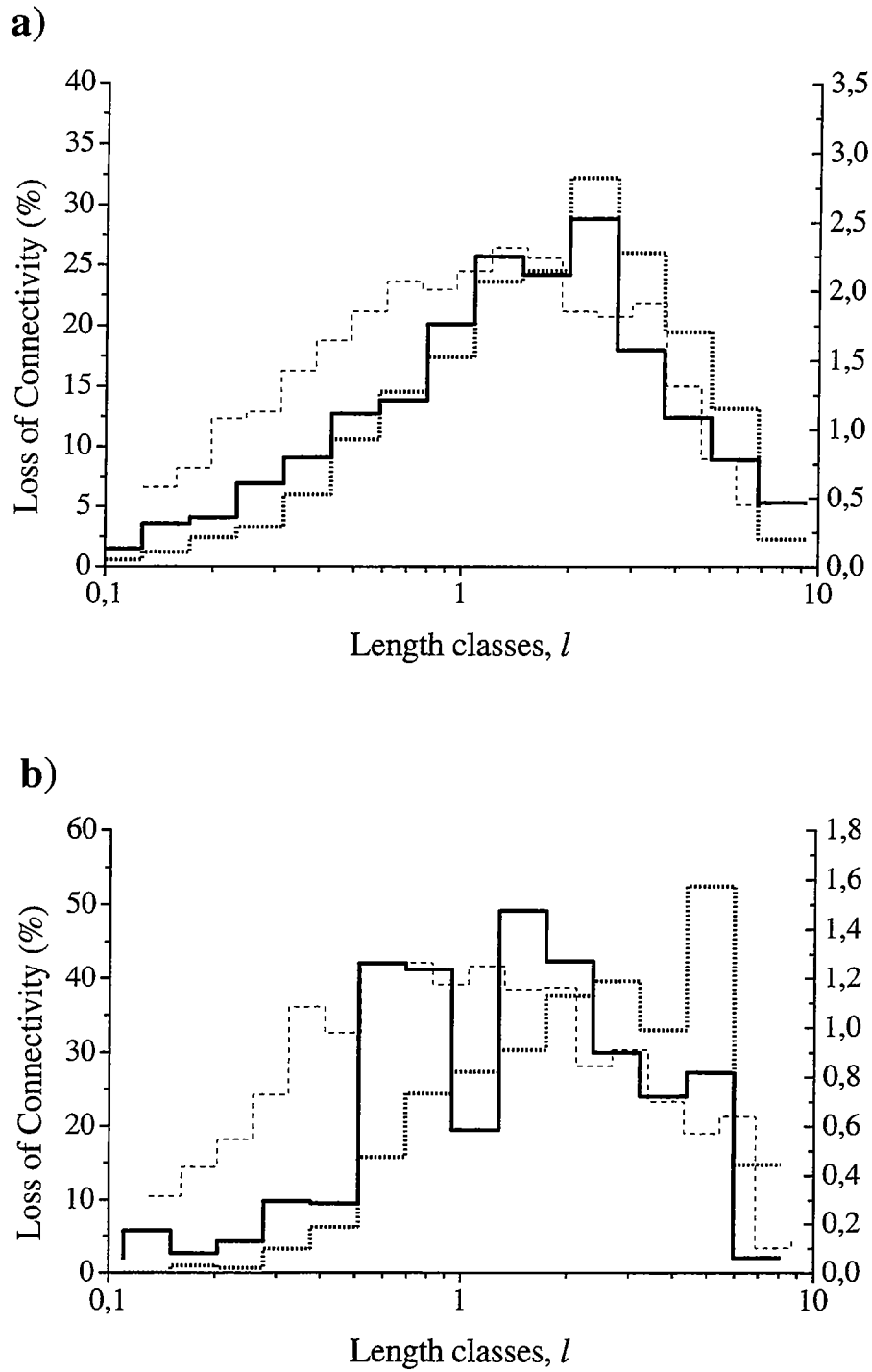


Figure 9 : Contribution of the different family length for two fracture networks:
a) Whinney Hill, b) Hornelen1. The thick solid line corresponds to data computed from natural systems, while the thick dashed line refers to the randomly distributed networks. $p(l)$ is also computed (thin dashed line with ordinate on the right axis)

simulations is much longer. Because of the large fracture length distributions, we used a logarithmic step to define length classes.

A first point is that all length classes contribute to the overall network's connectivity (figure 9). However, the middle range of length classes appears to contribute mostly. The largest and the smallest length classes being respectively too small and not sufficiently numerous to take a great part to the overall connectivity. Note that it may be due partly to censoring and truncating effects which lead to underestimate the number of small and large fractures. Results from randomly distributed fractures networks show similar trends (figure 9, thick dashed line), despite such networks present a much smaller number of independent path (only the half of what is obtained from the natural systems). Nevertheless, the effect of large fractures is slightly emphasized, while the loss of connectivity for the smallest length classes is slightly underestimated compared to results obtained from natural systems. This difference is certainly not sufficient to explain the better connectivity of natural fracture networks.

Another interesting point is the similarity between the evolution of the loss of connectivity with the percolation parameter $p(l)$ (figure 9, thin dashed line). From the frequency length distribution, $n(l)$, it is possible to compute $p(l)$, such as

$$p(l) = \frac{n(l)l^2}{L^2} \quad (7)$$

where l is the fracture length, and L , the system size. Instead of computing equation (6) which describes the cumulative effect of all length classes, this expression allow to describe the effect of each length class. The good agreement between $p(l)$ and the loss of connectivity shows that it may be used directly to infer which length scales control the network connectivity. That may be very useful for down or up-scaling. Indeed, fracture discrete models are often faced to a cruel dilemma which is to predict the

hydraulic behavior of the system at the global scale while the model is based on some observations made for a limited range of scale. The only way to validate the model is to know the effect of what is not included in the model. In other words, the problem is to know the effect of the smallest and largest fractures which exist in the site, but are not in the model since they cannot be sampled because of censoring and truncating effects. The behavior of $p(l)$ can easily give some answers as long as the fracture length distribution is available for a given scale window. If $p(l)$ increases continuously with l , one may expect large fractures at larger scale to be important. On the opposite, if $p(l)$ decreases with l , great care must be taken considering the undersampling of the smallest fractures. However, it must be noted that $p(l)$ describe the contribution of each length classes, but the behavior of the network is described by the integral of all length classes according to equation (6). The integral may be dominated by the largest length even if $p(l)$ is a decreasing function.

In the present case, $p(l)$ seems to be log-normally distributed (figure 9). It suggests that the smallest and largest fractures do not contribute a lot to the overall connectivity. This is not surprising since frequency length distribution seems to follow either a decreasing exponential distribution or a gamma function which include both a characteristic length scale. It may be due to the nature of fracture networks which are mainly joints developed in sedimentary sequences where the beds thickness represents a characteristic length scale. It may also be due to censoring and truncating effects. However, fault length distribution follows very often a power-law distribution which does not imply any characteristic length scale. In that case, as shown in [Bour and Davy, submitted], the exponent of the power-law determines which faults control the network connectivity.

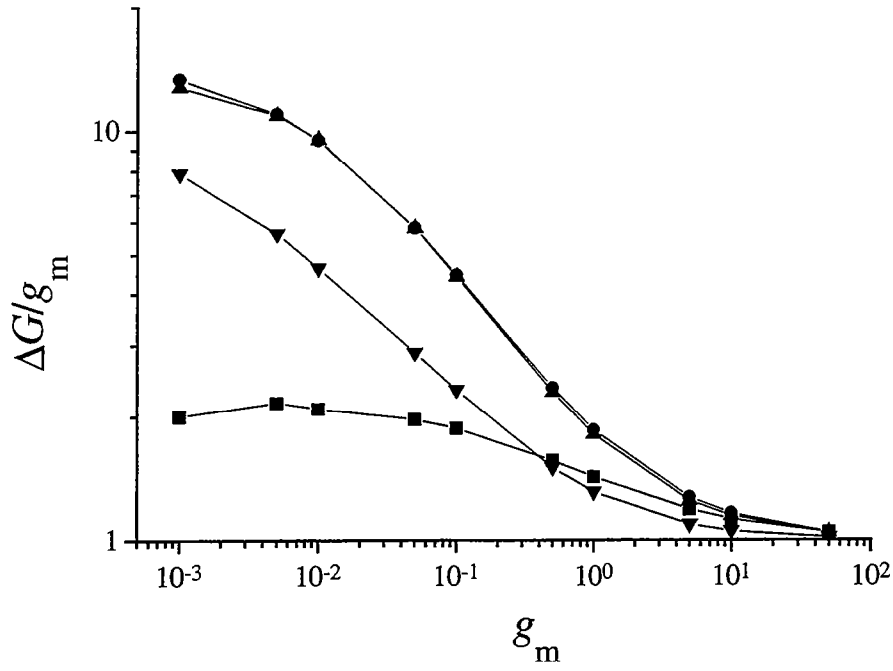


Figure 10 : Influence of the matrix permeability, g_m , for the different fracture networks (square=Whinney Hill; Down triangles=Hornelen2; Up triangles=Hornelen1; Circles=Lannion). ΔG is computed from the difference between calculations including g_m and calculations neglecting g_m .

However, as already noted, it may be due to finite-size effects. Since small fractures are always difficult to sample, another way to include their influence is to use a matrix permeability distributed over the whole networks.

Effects of matrix hydraulic conductivity

To observe the relative effect of the use of a matrix hydraulic conductivity, we computed the ratio of the difference of permeability obtained with and without a matrix hydraulic conductivity, versus the matrix hydraulic conductivity (figure 10). This ratio is equivalent to the increase of permeability normalized by the matrix hydraulic conductivity. It allows to calculate the efficiency of each matrix permeability. For large matrix hydraulic conductivity values, equal or superior to the hydraulic conductivity of faults, the system is homogeneous and the global hydraulic conductivity is equal to the matrix hydraulic conductivity ($\Delta G = G_{\text{matrix}}$). For lower hydraulic conductivity matrix values, the relative increase of hydraulic conductivity is much larger although it varies depending on the different fracture networks. For very low matrix hydraulic conductivities, much lower than fracture hydraulic conductivities, the relative increase of hydraulic conductivity may reach 10 to 20 times the matrix hydraulic conductivity and contributes, in some case, to double the calculated hydraulic conductivity without any matrix hydraulic conductivity. This increase of the global hydraulic conductivity is either due to the connection of distinct clusters previously disconnected, or to an increase of the number of percolation path through the same large cluster. The effect of the matrix permeability is especially important in systems which are close to the percolation threshold, but which present also a large number of clusters being able to be connected. This is the case of parallel faults disconnected such as en echelon faults.

Discussion and Conclusions :

The main aim of the paper was to describe the effect of the intrinsic geometry of fracture patterns on their connectivity, using a percolation theory approach. This work is certainly one of the first attempts with the initial studies of *Odling* [1991] and *Odling and Webman* [1992] to apply percolation theory directly to natural fracture systems. Our analysis gives some insights about the main geometrical parameters to be used in discrete fracture models of fluid flow.

First of all, discrete fracture models often use the fracturing density as an input parameter in the model [*Long et Billaux*, 1987 ; *Cacas et al.*, 1990 ; *Nordqvist et al.*, 1992]. However, the percolation parameter $p(L)$, i.e. the second moment of the length distribution, is certainly more appropriate since it describes directly the connectivity of the fracture network. Even if it appeared difficult to characterize precisely the percolation threshold of fracture networks, a rough value around 3 or 4 can be estimated from our simulations. Therefore, comparing such a value to the measured $p(L)$ gives directly some insights about the connectivity of the studied site. It requires to have some reliable data about the fracture geometry of fractures. If $p(L)$ reaches 8 or 10, one may expect the network to be largely connected and characterized by a correlation length lower than the system size. However, if fractures positions are generated randomly, it may increase artificially the percolation threshold and subsequently increase the correlation length.

Moreover, the knowledge of the scale-dependency of the percolation parameter $p(L)$, or of the frequency distribution $p(l)$ determined from the frequency length distribution $n(l)$, allows to improve the understanding of scaling effects. It helps to determine the influence of heterogeneities at larger and smaller scale. In the present case, $p(l)$ seems to be log-normally distributed (figure 9). It suggests that the smallest and largest fractures

do not contribute as much to the overall connectivity. This is not surprising since frequency length distribution seems to follow either a decreasing exponential distribution or a gamma function which include both a characteristic length scale. It may be due to the nature of fracture networks which are mainly joints developed in sedimentary sequences where the beds thickness involve often a characteristic length scale [Pollard and Aydin, 1988]. It may also be due to censoring and truncating effects. However, fault length distribution follows very often a power-law distribution which does not imply any characteristic length scale [Gudmunsson, 1987 ; Villemin and Sunwoo, 1987 ; Childs *et al.*, 1990 ; Main *et al.*, 1990 ; Scholtz *et al.*, 1990 ; Gauthier and Lake, 1993 ; Davy, 1994]. In that case, the exponent of the power-law determines which faults control the network connectivity [Bour and Davy, submitted]. The knowledge of the weight of each fault length class may be of great help in building a fluid flow model. Moreover it allows to quantify the effect of what is not observed.

However this analysis refers to two-dimensional systems while fracture networks may be better connected in 3D. In the present case, fractures are mainly joints perpendicular to the sedimentary bedding so that the percolation threshold in 3D equals the 2D ones. Moreover, the same methodology can be defined in 3D. From a theoretical analysis on the connectivity of three-dimensional fracture systems, we showed, and numerically checked, that the percolation threshold depends on the third moment of the length distribution [Bour and Davy, submitted].

The fact that some networks are well connected suggest that the mechanical threshold is larger than the hydraulic threshold. However, our analysis is based on networks which consist mainly of joints which propagated in mode I. The case of fault , which are propagating in mode II, may be different. King [1983] proposed a cinematic model of fault growth based on the accommodation of the displacement imposed at the limit of

the system. In his model, the mechanical threshold is also larger than the hydraulic threshold since each fault intersection requires smaller and connected faults to accommodate fully the displacement. Others fault growth models are also suggesting that the mechanical threshold may be larger than the hydraulic threshold, but this point still requires a better understanding of three-dimensional fault growth processes.

The comparison of the results obtained from random networks showed that the scale-dependency of the equivalent permeability close to the percolation threshold was equivalent to the one obtained from the natural networks. Therefore, the spatial correlation of fracture networks, which has been clearly shown on the different fracture networks through the use of the two-point correlation function, does not influence the scaling behavior of the equivalent permeability. Although our results are subject to finite-size effects, they suggest no requirement of fractal geometry to reproduce fracture networks. An exception is the case of fracture networks at the percolation threshold for which the percolating cluster has a fractal geometry. The effect of the intrinsic geometry of fracture patterns seems to be limited to a decrease of the percolation threshold and the correlation length.

To conclude, our analysis shows that percolation theory helps to describe connectivity effects which depends mainly on the length distribution. It is especially useful in order to down or upscale the available data. Nevertheless, the effect of a large aperture distribution on the transport properties of fracture networks has not been considered in the present study. As shown by *Charlaix et al.* [1987], percolation theory may be also appropriate in that case, which requires additional work to be done.

Acknowledgments:

Noelle Odling and Paul Gillepsie are gratefully acknowledged for providing numerical versions of the fracture patterns used for the present analysis. The authors benefits also of very interesting discussions with Pierre Gavrilenko and Yves Guéguen which greatly help in preparing the final version of the manuscript. Financial support from the DBT « fluides et failles » from the INSU, has been also greatly appreciated.

Appendix :The model

In order to study the connectivity of fractured networks, we used a method very similar to the conductance mesh approach developed by *Odling and Webman* [1991]. Fault patterns are discretized on a square lattice by projecting faults to the nearest bonds of the lattice. To compute the hydraulic conductivity of the system, we used the analogy between Darcy's law

$$Q=K/\mu.\Delta P/\Delta x$$

which relies fluid flow Q , to the pressure gradient, $\Delta P/\Delta x$, the hydraulic conductivity of rock K and the fluid viscosity μ , and Ohm's law

$$I=G\Delta U$$

which relies currents, I , to the potential gradient ΔU , and the conductivity of the medium G . This analogy permits to compute the conductivity of resistance networks and deduce relative trends about hydraulic conductivity. As the two parameters, conductivity and hydraulic conductivity, describe the capacity of transport of the medium, for clarity we use only the term hydraulic conductivity in the text.

To compute the hydraulic conductivity measurements, firstly the square lattice is transformed in a hydraulic conductivity network, giving to each bond of the lattice an hydraulic conductivity value. Then, by applying a pressure gradient from top to bottom,

and no-flow conditions to the two side (east and west) of the system, and solving Kirchoff's equations (the sum of the flows through each node must be equal to zero) at each grid node using a conjugate gradient method, one may deduce a global hydraulic conductivity value. As our interest concerns network properties such as connectivity, detailed structures such as fault roughness is not crucial. In the simulation faults are considered as smooth fractures made of two wall in which Darcy's law applies. We considered only the case of a constant aperture for all fractures, although different aperture distributions may be used in the model. Note, that in all the simulations, all fractures have been considered as permeable, while in nature the hydraulic conductivity distribution is certainly broader with a large number of impervious fracture. However, the aim of the present study is not to represent some kind of "realistic" model, but by using simple simulations, to gain some insights about the connectivity of fracture networks. Finally, to consider a matrix hydraulic conductivity, a constant value of matrix hydraulic conductivity has been simply added to each bond of the lattice.

The discretization scale used to transform mapped fracture networks into hydraulic conductivity networks has been chosen so that it does not increase artificially the connectivity mapped, which of course depends on the observations made in the field. Some local errors of connection may subsist because the discretization scale is controlled by the minimum distance existing between two distinct fractures which may be very small. However the increase of connectivity which may happen is quite low and corresponds to the junction over a distance always smaller than the resolution scale obtained from the field. To study the scale dependency of hydraulic conductivity measurements, we varied the size of the sub-systems investigated keeping the same gridding accuracy. For example, two hydraulic conductivities networks with their respective fluxes are reported on figure 3. Because such simulations are dependent on

grid position and orientation, at each scale, a large number of simulations have been made from sub-systems randomly located on the hydraulic conductivity networks. Results may then be compared by using the average value of the histograms (figure 7).

References:

As the paper is still in preparation, the references are given at the end of the manuscript.

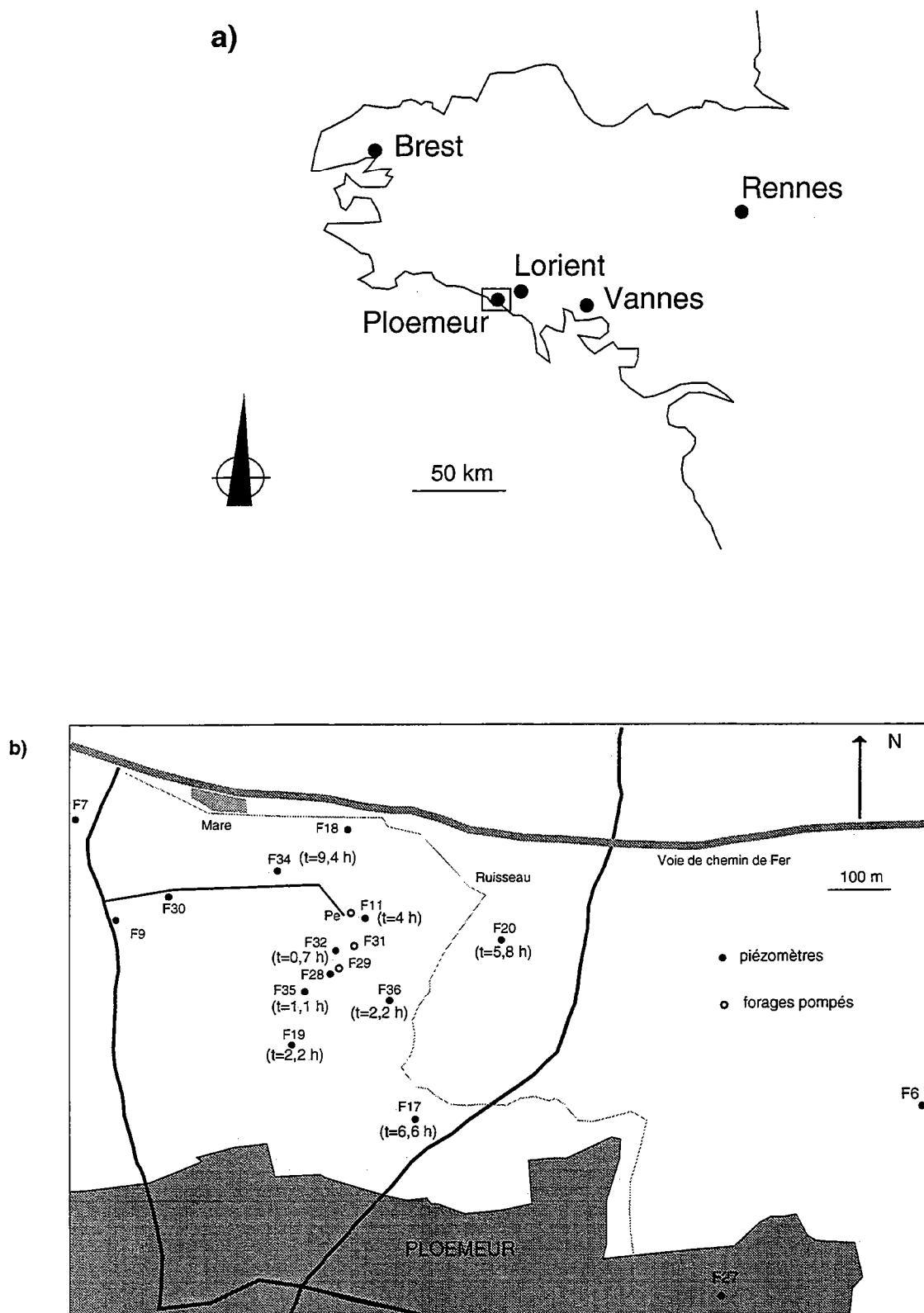


Figure IV.1 : a) Carte de localisation du site étudié ; b) Carte détaillée du site expérimental de Ploemeur. Les petits cercles blancs correspondent aux puits de pompage, les petits cercles noirs, aux piézomètres. Les temps de réaction moyen des piézomètres sont également indiqués lorsque les puits réagissent.

IV.2. __ PARTIE EXPERIMENTALE ET PERSPECTIVES DE L'APPROCHE DEVELOPEE

IV.2.1. __ Introduction

Le but de cette partie est d'engager une réflexion sur les perspectives du travail effectué au cours de cette thèse. Pour cela, nous illustrerons notre propos en donnant un aperçu des résultats d'une étude expérimentale réalisée sur le site de Ploemeur (Morbihan), en collaboration avec *Frédéric Touchard*. La découverte de ce site fait suite à des recherches menées avec succès pour améliorer les ressources en eau potable de la commune. La productivité est de 110 m³/h en moyenne, et permet une exploitation en continu. Un tel rendement en domaine cristallin a motivé un projet de recherche pour : i) déterminer les caractéristiques hydrologiques du site, ii) développer une méthodologie qui permette de découvrir d'autres sites similaires en Bretagne. Dans ce but une collaboration a été entreprise entre la mairie de Ploemeur, le bureau d'études Géoarmor, et Géosciences Rennes. L'ensemble des résultats acquis sur le site de Ploemeur sera exposé en détail dans la thèse de *Frédéric Touchard*, qui s'inscrit dans ce projet.

Après avoir brièvement exposé les principales caractéristiques du site, nous expliquerons le protocole choisi et les buts d'une des expériences réalisées qui consiste en un essai de pompage à débit constant. Certains résultats seront présentés et discutés, afin de dégager une méthode d'interprétation. En particulier, nous évoquerons la possibilité d'utiliser les résultats acquis dans le troisième chapitre, afin de définir les bases d'un « modèle hétérogène équivalent » dont le but est de pallier à notre méconnaissance de la géométrie des sous-sols fracturés.

IV.2.2. __ Caractéristiques du site étudié

Le site expérimental se trouve au Nord de la commune de Ploemeur (Fig.IV.1). Au total une vingtaine de puits ont été forés. Le site est en exploitation depuis 5 ans. Trois puits de pompage assurent une productivité moyenne de 110 m³/h. Les roches en place sont des micaschistes qui surmontent un granite (granite de Ploemeur), parfois fortement altéré en kaolinite. Le passage entre les micaschistes et le granite n'est pas un contact franc comme le montre l'observation des « cuttings » récupérés lors des forages. On y observe de la surface vers la profondeur : i) un niveau de micaschistes très altérés, dont l'épaisseur est variable (de la dizaine à la trentaine de mètres), ii) un mélange de micaschistes et de granite qui marque le passage entre les deux faciès, où l'on observe parfois d'importantes arrivées d'eau, iii) du granite sain. Le périmètre de pompage recoupe la zone de contact entre les micaschistes et le granite ; celle-ci est faiblement inclinée vers le Nord. Les observations d'affleurements montre que cette zone de contact présente une déformation intense et parfois très localisée (mylonites). Des failles d'orientation N20° recoupent et décalent par endroits ce contact. On

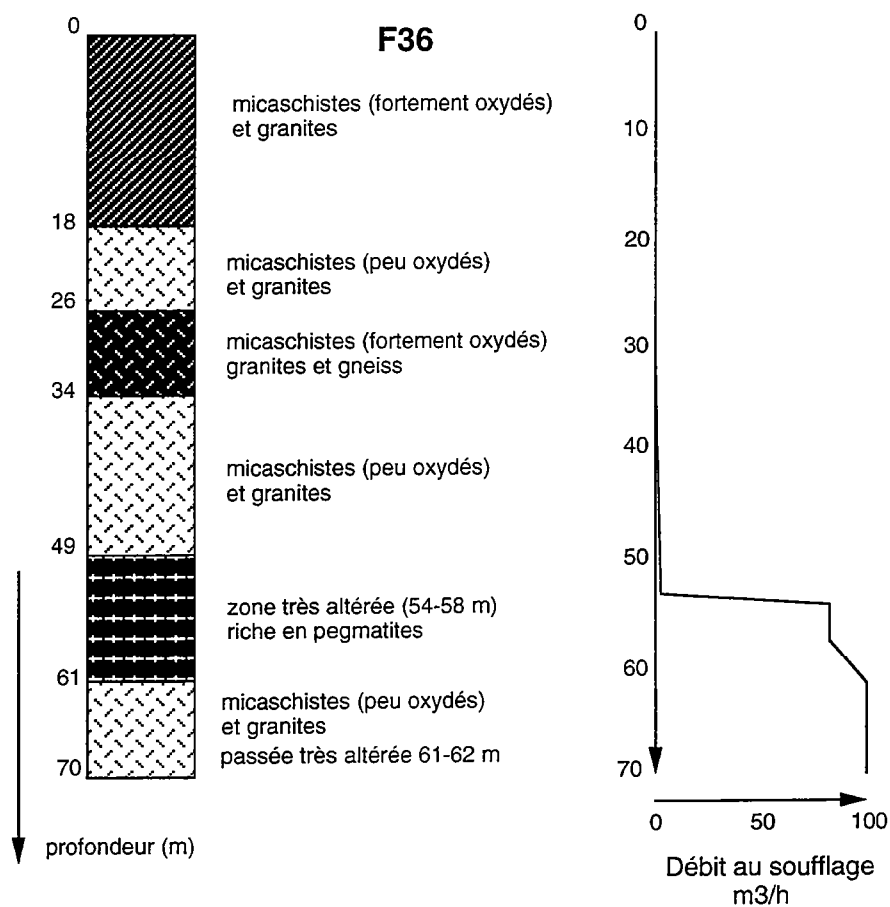


Figure IV.2 : Log de la lithologie rencontrée au cours du forage du puits F36. La courbe du débit au soufflage durant la foration est également indiquée.

observe également de nombreuses pegmatites, dont la densité augmente à l'approche du granite.

Les évidences de circulation de fluide dans les failles sont nombreuses, bien qu'indirectes. Les arrivées d'eau principales, lorsqu'elles sont observées, sont toujours très localisées (Fig.IV.2). Les « cuttings » ont permis de montrer que ces arrivées d'eau coïncident avec des zones d'épaisseur métrique fortement déformées. Des traces de stries ont même été observées sur certains échantillons¹. Les quelques diagraphies géophysiques réalisées sur certains forages montrent également des propriétés physiques très différentes de ces zones par rapport aux roches environnantes. Les temps de réponse entre les puits connectés sont quasiment instantanés. Des réponses si rapides ne peuvent être expliquées que par l'existence de grandes discontinuités fortement conductrices puisque les roches environnantes sont par ailleurs peu perméables. Enfin, les méthodes d'imagerie géophysique, comme les méthodes de prospection sismique, indiquent plusieurs décalages des isochrones, ce qui suggèrent la présence probable de failles.

IV.2.3. *Buts généraux de l'étude*

Le site a pour particularité d'être en exploitation. L'eau recueillie alimente la commune de Ploemeur, soit une population d'environ 15000 habitants. La qualité de l'eau s'avère excellente ; le taux de nitrates est très faible, comparé aux teneurs habituelles des eaux de surfaces. L'importance des débits est en outre remarquable pour un site souterrain en domaine cristallin. Néanmoins, un certain nombre de questions importantes demeurent sans réponse de par l'hétérogénéité du milieu d'écoulement qui ne permet pas l'utilisation des méthodes classiques de l'hydrogéologie.

Il paraît particulièrement important de caractériser la capacité de la nappe, son étendue, et l'importance de la recharge de l'aquifère. Les limites du périmètre de protection du site sont également à définir. Des réponses ne seront éventuellement apportées que si le degré de connaissances sur la géométrie du milieu d'écoulement est suffisant. L'importance et la localisation des flux révèlent en particulier que les distances de transfert peuvent être élevées. Par ailleurs, si l'écoulement a lieu préférentiellement dans des niveaux faillés, ceux-ci ne présentent sans doute pas une capacité de stockage suffisante pour expliquer qu'il ait été pompé plus de 100 m³/h pendant 5 ans². Il est donc nécessaire d'invoquer une recharge de l'aquifère par l'intermédiaire des roches en place. Son importance est fonction non seulement de la pluviométrie, des perméabilités de matrice des roches, des taux d'infiltrations efficaces, mais aussi de la géométrie du réseau de failles qui définit la surface d'échange entre la matrice et le milieu d'écoulement préférentiel. L'étendue de la nappe ainsi que les limites du

¹ Les stries sont des marqueurs tectoniques qui indiquent un mouvement cisailant le long d'un plan de faille.

² Si jamais cela était le cas, il serait tout de même nécessaire d'en caractériser la géométrie afin d'en estimer les ressources.

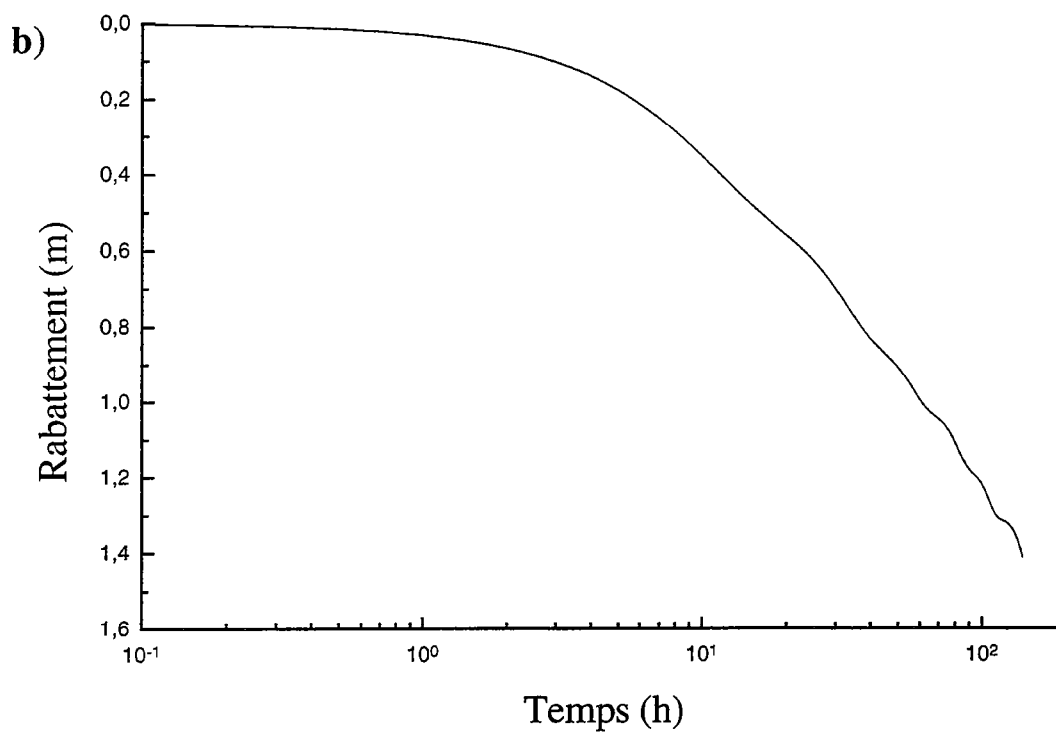
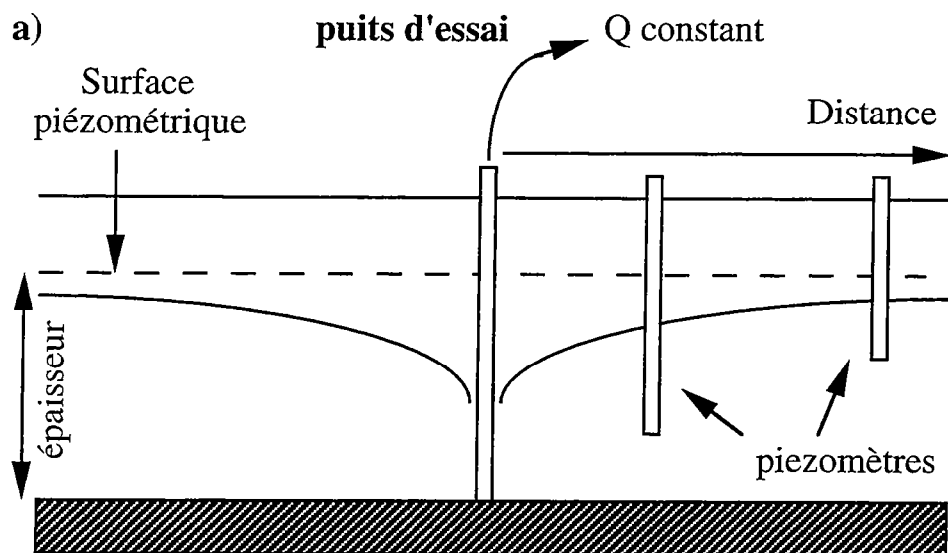


Figure IV.3 : a) Schéma théorique décrivant un essai de pompage à débit constant; b) Evolution du rabattement au cours du temps dans un piézomètre, suite à un essai de pompage.

périmètre de protection dépendent également de la géométrie du milieu d'écoulement préférentiel.

Malheureusement, les seules informations disponibles sur la nature des hétérogénéités sont celles déduites des forages. Dans le cas présent, le degré d'observation est très faible ; il est en particulier impossible d'utiliser une approche statistique fondées sur les données géométriques observées. Les méthodes de reconnaissance géophysique peuvent nous venir en aide, mais elles ne peuvent au mieux qu'améliorer en partie le degré d'observation, sans nous fournir une caractérisation complète de la géométrie. Les seules informations supplémentaires qui peuvent être déduites sont celles issues des données hydrauliques. Il est donc nécessaire d'établir un protocole expérimental apte à apporter le maximum d'informations sur la nature du milieu d'écoulement.

IV.2.4. __Protocole expérimental : quelle expérience pour quelle information ?

Une donnée simple à obtenir, mais néanmoins importante, est la connectivité entre les puits. A l'aide d'essais de pompage, il est en effet relativement simple de suivre l'évolution des niveaux de puits voisins du puits de pompage et d'en déduire si tel ou tel puits est connecté. En croisant les essais, il est possible d'améliorer l'imagerie du sous-sol et d'en déduire éventuellement des zones de fractures conductrices. Toutefois, la connectivité du milieu peut avoir été améliorée simplement par l'exécution des forages, qui relient éventuellement des zones fracturées auparavant déconnectées. L'ajout d'un puits peut ainsi modifier la réponse hydraulique du milieu. Mais une donnée encore plus importante provient de la détermination des coefficients de transport d'un puits à un autre, à l'aide de modèles analytiques qui permettent d'interpréter les courbes de rabattement.

En tant que telles, ces mesures ne permettent d'estimer la variabilité du milieu que pour une distance caractéristique, la distance inter-puits. Or l'hétérogénéité à petite échelle peut être très importante. Par exemple, à Loyan, lieu-dit situé à 3,5 kilomètres à l'Ouest du site, trois forages distants de 3 mètres ont été réalisés. Si le premier a fourni des arrivées d'eau importantes (le débit au soufflage a atteint plus de 60 m³/h), les deux autres puits n'ont guère fourni plus de 15 m³/h, et étaient visiblement mal connectés au premier. Néanmoins, ces méthodes peuvent être appliquées sur des échelles croissantes, afin de caractériser le degré d'hétérogénéité du milieu selon l'échelle considérée. Toute la question est de savoir si à grande échelle, le degré d'hétérogénéité subsiste ou si au contraire les différentes échelles d'hétérogénéités sont intégrées de telle sorte que le milieu réponde de manière cohérente.

Le site de Ploemeur se prête bien à une telle étude car les piézomètres sont situés à des distances variables des puits de pompages, de 5 mètres pour les plus proches, à 500 mètres pour les plus éloignés. Pour tester le degré d'hétérogénéité du milieu, nous avons choisi d'effectuer plusieurs essais de pompage de longue durée (6 jours), suivis sur l'ensemble des piézomètres.

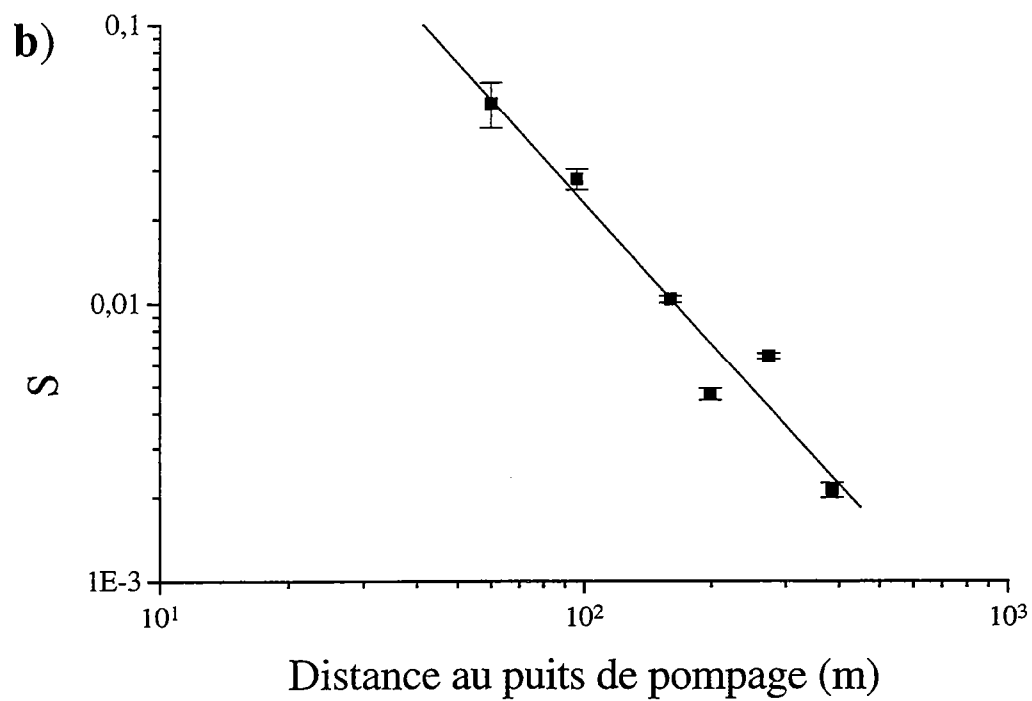
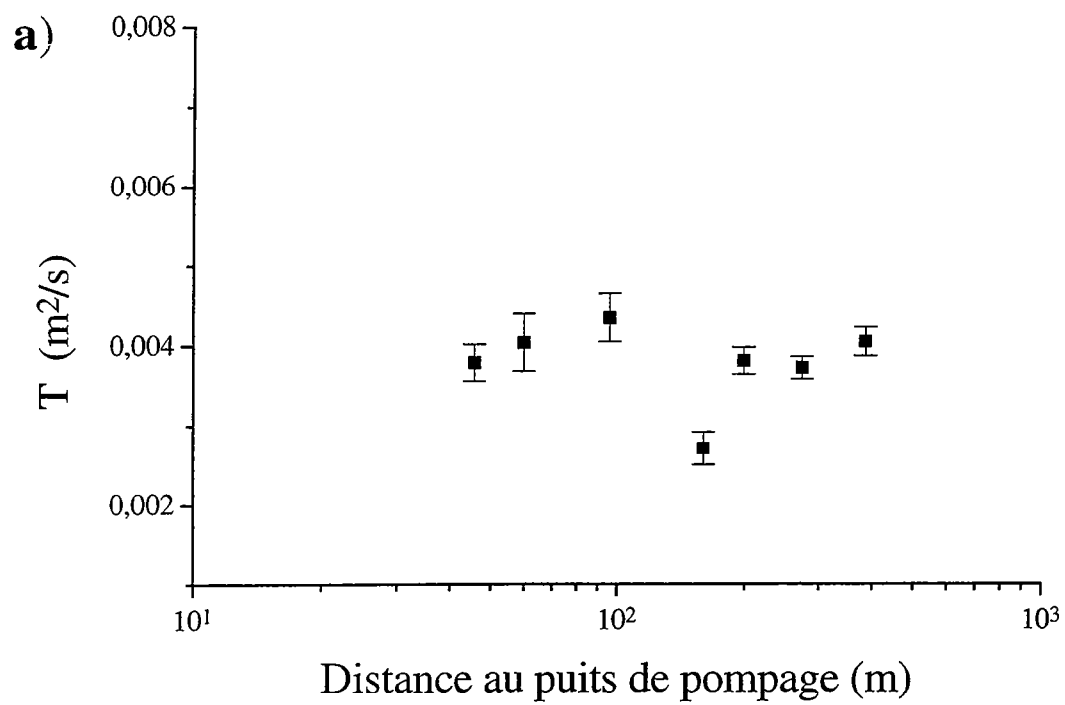


Figure IV.4 : *a)* Transmissivités déduites des courbes de rabattement (Fig. IV.3b) pour différents piézomètres situés à des distances croissantes du puits d'essai ; *b)* Coefficients d'emmagasinement.

IV.2.5. Résultats

Le principe d'un essai de pompage de longue durée, est d'imposer un débit constant à une nappe au repos, et de suivre l'évolution du rabattement au puits de pompage ainsi que dans les puits voisins. Il est ensuite possible d'en déduire la transmissivité du milieu ainsi que le coefficient d'emmagasinement à partir des courbes de rabattement (Fig.IV.3). La transmissivité, qui s'exprime en $m^2.s^{-1}$, est égal au produit de l'épaisseur de l'aquifère par la conductivité hydraulique ou coefficient de perméabilité. Le coefficient d'emmagasinement est un nombre sans dimension qui exprime le volume d'eau libéré ou emmagasiné sur toute l'épaisseur de l'aquifère, par unité de surface et en réponse à une variation unitaire de charge hydraulique. L'interprétation des courbes de rabattement dépend de l'hétérogénéité du milieu considéré. Dans les milieux parfaitement homogènes et isotropes, il est possible d'utiliser la solution de *Theis*, ou l'approximation de *Jacob* [1947] si les temps de pompage sont suffisamment longs. *Barker* [1988] a proposé une solution analytique de l'équation de diffusivité dans un milieu homogène, isotrope, mais de dimension fractionnaire. Ces travaux ont ensuite été utilisés et améliorés par *Ham et Bidaux* [1994] et *Acuna et Yortsos* [1995] pour interpréter ou expliquer l'évolution du rabattement dans des milieux fracturés.

Pour le moment, nous avons simplement essayé d'interpréter les courbes de rabattement selon la formule de *Jacob* [1947]. Le but de l'expérience étant dans un premier temps de caractériser le degré d'hétérogénéité du milieu, nous avons étudié les variations des paramètres hydrauliques en fonction de la distance au puits, en supposant que le milieu était parfaitement homogène et isotrope. Les courbes de rabattement (Fig.IV.3b) ont été interprétées soit sur la base d'un seul puits de pompage, soit en utilisant le principe de superposition [*de Marsilly*, 1986], car deux ou trois puits étaient toujours simultanément pompés en raison des besoins en eau importants de la commune. Quelle que soit la méthode utilisée, les résultats varient très peu, et montrent des tendances similaires. La transmissivité est approximativement constante et ne dépend pas de la distance au puits de pompage (Fig.IV.4a). En revanche, le coefficient d'emmagasinement décroît de plusieurs ordres de grandeurs avec la distance au puits de pompes selon une loi de puissance (Fig.IV.4b). Des résultats analogues ont été obtenus par le laboratoire de Poitiers dans un bassin sédimentaire fracturé caractérisé par une matrice très peu perméable [*Porel, Rakcsak*, communication personnelle].

Une première remarque qui peut être déduite de ces analyses est l'organisation cohérente des points de mesures. Elle est retrouvée avec plus ou moins de bonheur sur l'ensemble des essais de pompages que ce soit en descente (lorsque l'on pompe) ou en remontée (lorsque le pompage est arrêté et que la nappe retrouve son niveau initial). Les difficultés majeures proviennent des puits les plus proches des puits de pompes qui, lorsqu'ils sont interprétables, présentent de fortes variations. Il n'est pas surprenant d'observer les variations

les plus importantes pour les plus petites distances. En revanche, pour des distances plus élevées, il semble que le milieu fournisse une réponse cohérente et que ces variations soient en quelque sorte moyennées.

Un autre point de développement consiste à essayer de comprendre les raisons d'un tel comportement, en particulier la diminution en loi de puissance du coefficient d'emmagasinement. Une des premières raisons que l'on puisse invoquer est l'éventuelle inadéquation de la méthode employée, qui requiert un milieu homogène, pour déduire le coefficient d'emmagasinement. Toutefois, si l'on essaye de pousser plus loin l'analyse, on peut s'interroger sur le paramètre qui induit une variation significative du coefficient d'emmagasinement. Dans une nappe captive (ce qui est le cas du site de Ploemeur), S est fourni par [de Marsilly, 1986]:

$$S = \rho g e (\gamma_r + \gamma_e \phi)$$

où ρ est la masse volumique du fluide, g , l'accélération de la pesanteur, e , l'épaisseur de l'aquifère, γ_r et γ_e , les modules de compressibilité du réservoir et du fluide, et ϕ , la porosité. A priori, le paramètre qui est susceptible de varier le plus avec l'échelle de mesure est la porosité. On peut donc se poser la question si ce n'est pas une diminution de la porosité avec l'échelle de mesure, qui entraîne une variation de S lorsque l'on fait varier la distance au puits. L'écoulement n'est en effet concentré que dans quelques fractures dont le volume relatif est susceptible de diminuer fortement avec la distance au puits. Cette dépendance peut également jouer dans le même sens sur le module de compressibilité γ_r .

Ces quelques remarques, dont l'exploration reste à approfondir suggèrent toutefois des perspectives intéressantes à développer. Le but des prochains paragraphes est d'établir dans quelles mesures et sur quelles bases de nouveaux modèles peuvent être élaborés pour interpréter les résultats et fournir des prédictions complémentaires.

IV.2.6. *__ Perspectives : Quel modèle pour quelles prédictions ?*

Avant d'aborder les perspectives de ce travail, il est intéressant de redéfinir le problème. Notre connaissance parcellaire du site nous impose de passer par une étape de modélisation. Cette étape dépend du but que l'on s'est fixé, c'est à dire des prédictions que l'on souhaite apporter. Tout l'intérêt d'un modèle n'est pas seulement de reproduire des données disponibles, mais aussi d'apporter des informations complémentaires. Le modèle le plus efficace étant sans doute celui qui fournit le plus de prédictions en nécessitant le moins de données.

Il serait par exemple envisageable de réaliser un code de calcul basé sur un réseau de liens dont les conductances seraient calibrés à l'aide des mesures d'écoulement locales. Malheureusement un tel modèle se révèle limité dans ses prédictions car le degré d'informations nécessaire est élevé tant que la géométrie de l'écoulement n'est pas connue. C'est ce qu'illustre les travaux de *Mauldoon et al.* [1993], et *Doughy et al.* [1995], qui

suggèrent d'utiliser la variabilité des résultats fournis par le modèle, afin de déterminer les points de forages les plus intéressants pour compléter les données disponibles. Autrement dit, la prédiction se limite à déterminer les compléments d'informations nécessaires. D'autres approches se heurtent également à ce délicat équilibre entre calibration des données et prédiction du modèle.

Un bon espoir d'améliorer les modèles passe par une meilleure caractérisation de la géométrie de l'écoulement. La question est de savoir s'il est possible de traiter des données hydrauliques afin d'obtenir la géométrie du réseau connecté. Cette approche a été développée par quelques auteurs [Barker, 1998 ; Ham et Bidaux, 1994 ; Acuna et Yortsos, 1995], qui développent des relations entre le comportement des courbes de rabattement et la dimension de l'écoulement. Nous tentons d'interpréter à nouveau les données de rabattements à l'aide de ces méthodes, afin de compléter notre étude et d'en déduire éventuellement la dimension d'écoulement (la dimension du backbone). Des tests numériques devraient permettre également de relier la dimension déduite à la géométrie de l'ensemble du réseau de failles. Nous avons vu en effet au cours du chapitre III, que la géométrie du backbone devait répondre à certains attendus théoriques en fonction de la distribution des longueurs de failles. A partir de cette géométrie, un « modèle hétérogène équivalent » pourra être reconstruit sur des bases probabilistes et calibré en fonction des mesures hydrauliques. Cela revient à proposer un modèle géométrique simple du réseau de failles qui puisse être utilisé pour effectuer des prédictions. Connaissant la géométrie du réseau de failles dans le sous-sol et ayant calibré le modèle à l'aide des mesures hydrauliques, il sera possible d'élaborer un modèle hydrologique apte à compléter nos informations sur le site. Son utilité ne se limite toutefois pas à cet aspect, car un tel modèle peut également permettre d'effectuer un changement d'échelle. Nous avons vu en effet que connaissant approximativement la distribution des longueurs de failles et la densité de failles, il était possible de prédire la longueur de corrélation du système. Cet aspect est sans doute le plus important et le plus novateur dans l'approche proposée. Si les approches antérieures permettent de proposer un modèle géométrique du réseau de failles à une certaine échelle, que ce soit à partir d'une géométrie fractale ou une étude géostatistique, elles se heurtent en général au changement d'échelle tant que la longueur de corrélation n'a pas été établie. Tout l'intérêt de notre approche est de tenter de pallier à cette méconnaissance à partir de la géométrie des réseaux de failles. Toutefois, avant d'arriver à ce but, un certain nombre d'études complémentaires sont nécessaires. En particulier, l'influence de la distribution des perméabilités locales sur la géométrie de l'écoulement reste à établir.

IV.2.7. Distributions de perméabilité

La géométrie de l'écoulement dépend en effet à la fois de l'écoulement à l'intérieur des fractures, c'est à dire du champ de perméabilités, et de la géométrie du réseau de failles connecté, c'est à dire du backbone. Pour retrouver éventuellement la géométrie du réseau de

failles connectées, il est nécessaire de comprendre dans quelle mesure la dépendance des paramètres hydrauliques globaux est plutôt sensible à la géométrie du réseau de failles connecté ou bien au champ de perméabilités locales. Si la distribution du champ de perméabilités est étroite, la théorie de la percolation permet de relier directement la géométrie aux propriétés de transports. En revanche, si elle est large, son influence peut se révéler très significative si le milieu est au-dessus du seuil de percolation. On peut s'attendre à conserver une forte hétérogénéité spatiale des flux, dont les plus importants seront très localisés, même pour des réseaux bien connectés. D'un autre côté, on peut aussi espérer que dans ce cas, il soit possible de se ramener à la géométrie d'un sous-réseau formé par les éléments les plus conducteurs, suivant l'approche développée par *Charlaix et al.* [1987]. Par ailleurs, la cohérence de l'évolution des paramètres hydrauliques en fonction de la distance au puits de pompage laisse espérer que la géométrie de l'écoulement soit « homogénéisée », dans la mesure où l'influence des conductivités locales paraît moyennée.

Toutefois, il paraît nécessaire de développer une analyse afin de déterminer leurs rôles respectifs. Un certain nombre d'auteurs ont tenté d'étudier la perméabilité des milieux fortement hétérogènes [*Feng et al.*, 1987 ; *David*, 1990 ; *Moreno et al.*, 1994 ; *Shah et Yortsos*, 1996]. La plupart des applications concerne des milieux poreux bien connectés. Hormis l'étude de *Charlaix et al.* [1987], qui considère également un milieu bien connecté, peu d'applications portent sur les réseaux de failles. Les conclusions principales de ces études insistent essentiellement sur la variabilité des perméabilités attendue en fonction de la distribution de perméabilités locales. Comme on l'a vu au cours des chapitres précédents, le cas des réseaux de failles est plus particulier car il fait intervenir de très larges distributions de longueurs qui n'ont pas toutes la même importance. De plus, certains indices tendent à montrer qu'il existe une corrélation entre longueur de faille et propriétés de transport. En effet, on s'attend à ce que les plus grandes failles soient plus conductrices. On peut donc se demander s'il n'est pas possible de dégager une typologie de la localisation des flux en fonction de la distribution des perméabilités locales. Ce travail constitue une perspective intéressante et complémentaire du travail effectué jusqu'à présent. Si une telle approche se révèle fructueuse et fournit des résultats satisfaisants une fois confrontée à des études expérimentales, il sera possible d'envisager l'analyse d'écoulements plus complexes, comme l'étude des propriétés de dispersion dans les milieux fracturés.

CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES

CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES

Ce travail a permis d'améliorer la compréhension des effets d'échelles associés aux écoulements dans les milieux fracturés. L'approche choisie repose i) sur une caractérisation géométrique des réseaux de failles qui permet d'effectuer des hypothèses crédibles en deçà de l'échelle de résolution ; ii) l'adaptation de la théorie de la percolation aux systèmes fracturés afin d'intégrer leurs relations d'échelle et de déterminer leurs propriétés de connectivité.

Géométrie des réseaux de failles

Notre analyse statistique de la géométrie de plusieurs réseaux de failles naturels nous a permis de lever certaines contradictions à travers la caractérisation précise de la distribution fractale de plusieurs réseaux de failles dont les dimensions sont toutes proches de 1,7. La variabilité des résultats antérieurs n'est pas incompatible avec une variabilité de l'échantillonnage, du soin apporté aux mesures, et de la pertinence des méthodes de mesure utilisées. Sur ce dernier point, la meilleure méthode de mesure est la fonction de corrélation à deux points qui est beaucoup plus précise et moins sensible à certains termes correctifs que la méthode de comptage de boîtes où la méthode des "masses". Son utilisation est à privilégier pour établir l'existence d'éventuelles relations d'échelle.

De plus, un des intérêts principaux de notre analyse est d'étudier séparément la distribution spatiale des différents paramètres géométriques (longueur, position et orientation). Si la distribution spatiale des positions de failles est en effet bien fractale, la distribution spatiale des traces de failles, est répartie de manière beaucoup plus homogène dans l'espace, ce qui implique une corrélation entre position et longueur de faille. Grâce à des simulations numériques, nous avons pu en effet montrer que les grandes failles étaient relativement plus isolées que les petites qui étaient préférentiellement regroupées en amas. C'est certainement le point le plus original de cette analyse qui suggère en outre l'existence d'une relation entre α , l'exposant de la distribution des longueurs et D , la dimension fractale du réseau de failles.

A la suite à ce travail, il serait intéressant de quantifier la nature de cette corrélation, notamment à travers l'établissement de la relation probable entre a et D . Toutefois, cela nécessiterait dans un premier temps de mieux contraindre la valeur de l'exposant a , qui reste encore assez mal défini. Au regard de la qualité des données et des différentes méthodes utilisées, une étude méthodologique du même type que celle effectuée pour analyser la distribution spatiale des failles, est sans doute indispensable. En particulier, il paraît important d'étudier plus précisément les effets de tailles finies qui peuvent entraîner une erreur significative sur la détermination de cet exposant (Fig. II.6, p. 76). Une fois ce problème résolu, l'extrapolation de nos résultats bi-dimensionnel en trois dimensions est envisageable afin de proposer un modèle géométrique de réseaux de failles tri-dimensionnels qui soit aussi réaliste que possible. De toute évidence, l'élaboration d'un tel modèle géométrique serait fort utile pour mieux caractériser les propriétés de transport des systèmes fracturés.

D'un point de vue mécanique, rappelons simplement qu'un modèle géométrique permettrait également de faire des bilans beaucoup plus précis du rôle des failles sur la déformation. Par ailleurs, un des problèmes majeurs à résoudre serait de déterminer l'origine des différentes relations d'échelles établies. Pourquoi un réseau de failles est fractal ? Quelques modèles théoriques existent [Allègre *et al.*, 1982 ; King, 1983 ; Turcotte, 1986], mais ils demeurent rudimentaires voire incompatibles avec certaines données. Une réponse à cette question nécessite sans doute une meilleure compréhension de la croissance des réseaux de failles à travers des études numériques et expérimentales, notamment à l'aide de modèles analogiques [voir Bonnet, 1996].

Propriétés de transport des réseaux de failles

Une analyse théorique nous a permis ensuite de déterminer la connectivité d'un réseau de failles "théorique", propriété indispensable pour connaître les propriétés de transport de tels systèmes (perméabilité, dispersion, etc.). Pour cela, nous avons adapté la théorie de la percolation à une particularité géométrique spécifique des milieux fracturés : leur très large distribution de longueurs. Cette étude a été vérifiée en deux et trois dimensions, à l'aide d'un modèle numérique. Afin d'utiliser des distributions statistiques réalistes, notre analyse repose sur des distributions de longueurs de failles en des lois de puissance. Ce type de distribution permet des développements analytiques simples, et adresse directement le problème des effets d'échelles, puisqu'une telle distribution ne possède aucune échelle caractéristique. Bien que les distributions de longueurs utilisées soient très larges, nous avons pu montrer qu'une approche basée sur la théorie de la percolation était possible et féconde. En particulier, nous montrons comment le rôle des différentes longueurs de failles peut être quantifié selon la valeur de l'exposant a de la distribution des longueurs. Cette quantification permet de conditionner un choix de modélisation ainsi que le degré d'observation nécessaire.

La géométrie des réseaux de failles au seuil de percolation est également prédite. Rappelons que cette géométrie contrôle pour partie les propriétés de transport. Les distributions de longueurs des éléments qui appartiennent à l'amas percolant ou au "backbone" sont connues, ainsi que leur dimension fractale. Une relation entre ces deux distributions - distribution de tailles d'éléments et distribution spatiale - est également démontrée. Par ailleurs, une implication importante de cette analyse est de montrer que dans certains cas, qui paraissent les plus fréquents dans la nature, la distribution de longueurs conduit à une augmentation de la connectivité avec l'échelle de mesure jusqu'à une échelle caractéristique (longueur de corrélation). Ainsi, un réseau de failles peut être très bien connecté au-delà de cette échelle et être très faiblement connecté en deçà. Cette longueur de corrélation correspond à une échelle d'homogénéisation géométrique du réseau connecté, qui ne prend toutefois pas en compte les éventuels effets d'une large distribution d'ouvertures de failles susceptibles de conduire à une localisation des écoulements au sein d'un sous-réseau.

Enfin, nous avons confronté notre analyse théorique à des données issues de milieux naturels. Une analyse des propriétés de connectivité de plusieurs réseaux de failles naturels bi-dimensionnel nous a permis de confirmer l'adéquation de l'approche théorique développée précédemment. En particulier, il est clair que le paramètre de percolation permet de décrire les propriétés de connectivité d'un système fracturé. Par ailleurs, le rôle de la distribution spatiale des failles dans les milieux naturels semble limité à une amélioration des propriétés de connectivité, sans toutefois en modifier le comportement global. L'utilisation de distributions spatiales uniformes dans les modèles ne fait qu'augmenter légèrement les seuils de percolation, et par conséquent, les longueurs de corrélation des systèmes fracturés. Les effets d'échelles les plus importants proviennent sans aucun doute de la distribution des longueurs de failles.

Un modèle géométrique de réseau de failles en trois dimensions, apte à reproduire la distribution spatiale des failles et les corrélations entre longueur et position de failles, permettrait d'étudier directement leurs propriétés de connectivité en trois dimensions afin de compléter l'analyse précédente. De plus, outre les propriétés de connectivité, il est indispensable d'étudier la perméabilité ainsi que les propriétés de dispersion des réseaux de failles. Sans parler de la distribution d'ouvertures de failles, ces propriétés sont susceptibles de dépendre d'autres paramètres géométriques de telle sorte que la seule prise en compte de la distribution des longueurs se révèle insuffisante. Si l'on peut facilement imaginer que les petites failles n'aient qu'un rôle mineur sur l'écoulement des fluides et que l'on puisse les négliger, il n'en est peut-être pas de même quant à la dispersion des polluants.

Pour compléter ce travail, il paraît donc indispensable d'utiliser un modèle géométrique pertinent afin d'établir les effets d'échelles associés à la perméabilité et aux propriétés de dispersion. Cette étape nécessite une analyse théorique des propriétés de transport en fonction la distribution des ouvertures de failles, qui, comme l'ont montré *Charlaix et al.* [1987], peut

conduire à une localisation de l'écoulement au sein de sous-réseau. L'outil numérique est indispensable, tant comme outil de validation que comme guide de l'approche théorique. De plus, la résolution des écoulements en régime transitoire est nécessaire afin de mieux interpréter les résultats obtenus au cours des expériences sur site. En effet, les résultats préliminaires issus d'une expérience sur le site de Ploemeur (Morbihan) où les coefficients de transport sont dépendants de l'échelle de mesure, suggèrent des effets d'échelle importants. Toutefois, l'interprétation de ces résultats reste difficile dans la mesure où le lien entre le comportement des propriétés hydrauliques et mécaniques et les propriétés géométriques n'est pas clairement établi.

Quoiqu'il en soit, ce travail permet de jeter les bases d'une modélisation originale des propriétés de transports des systèmes fracturés. Le modèle conceptuel vers lequel tend cette étude est celui de « milieu hétérogène équivalent ». Il s'appuie à la fois sur la dépendance éventuelle des coefficients de transport avec l'échelle de mesure, et sur l'utilisation de distributions géométriques appropriées aux systèmes fracturés. Son intérêt le plus original réside dans son aptitude à prendre en compte les effets d'échelles induits par une large distribution de longueur de failles.

Références Bibliographiques

- Abelin, H., Gidlund, J. and Neretnieks, I., 1983, Migration experiments in a single fracture in the Stripa granite: Preliminary results, in *proceeding in the workshop on geological disposal of radioactive waste in-situ experiments in granite*, Stockholm, Sweden, Organisation for economic co-operation and development, Paris, p. 154-163.
- Abelin, H., Neretnieks, I., Tunbrant, S. and Moreno, L., 1985, Migration in a single fracture: Experimental results and evaluation, final report, *Stripa project, Tech. Rep., Swed. Nucl. Fuel and Waste Manage. Co. (SKB)*, 85-03.
- Acuna, J. A., I. Ershagi, and Y.C. Yortsos, 1992, Practical applications of fractal pressure transient analysis of naturally fractured reservoirs, *SPE Annual fall meeting*, Soc. Pet. Eng., Washington.
- Acuna, J.A. and Yortsos, Y.C., 1995, Application of fractal geometry to the study of networks of fractures and their pressure transient, *Water Resour. Res.*, 31 (3), p. 527-540.
- Aharony, A., Hinrichsen, E. L., Hansen, A., Feder, J., Jossang, T. and Hardy, H. H., 1991, Effective renormalization group algorithm for transport in oil reservoirs, *Physica A*, 177, p. 260-266.
- Allègre, C.J., J. L. Lemouel and A. Provost; 1982, Scaling rules in rock fracture and possible implications for earthquake prediction, *Nature*, 297, 47-49.
- Andersson, J., A. M. Shapiro, and J. Bear, 1984, A stochastic model of fractured rock conditioned by measured information, *Water Resour. Res.*, 20 (1), p. 79-88.
- Anderson, J. and Thunvik, R., 1986, Predicting mass transport in discrete fracture networks with the aid of geometrical field data, *Water Resour. Res.*, 22, p. 1941-1950.
- Anderson, J. and Dverstop, B., 1987, Conditional simulations of fluid flow in three dimensional networks of discrete fractures, *Water Resour. Research.*, 23, p. 1876-1886.
- Anguy, Y. 1993, Application de la prise de moyenne volumique à l'étude de la relation entre le tenseur de perméabilité et la microgéométrie des milieux poreux naturels, *Thèse de Doctorat*, Univ. Bordeaux I., 170 p.
- Arcangelis (de), L., A., Hansen, H. J. Hermann, and S. Roux, 1989, Scaling laws in fracture, *Phys. Rev. B.*, 40, p. 977-880.
- Aviles, C.A., C.H. Scholz, and J. Boatwright, 1987, Fractal analysis applied to characteristic segments of the San Andreas fault, *J. Geophys. Res.*, 92, 331-344.
- Baecher, G. B., and N. A. Lanney, 1978, Trace Length biases in joint surveys, *Proc. 19th U.S. Symp. Rock Mechanics.*, AIME, p. 56-65.
- Bai, M., Elsworth, D., Rorgiers, J-C., 1993, Multiporosity/Multipermeability approach to the simulation of naturally fractured reservoirs, *Water Resour. Res.*, 29, p. 1621-1633.
- Balberg, I., and N. Binenbaum, 1983, Computer study of the percolation threshold in a two-dimensional anisotropic system of conducting sticks, *Phys. Rev. B.*, 28 (7), p. 3799-3812.
- Balberg, I., C. H. Anderson, S. Alexander, and N. Wagner, Excluded volume and its relation to the onset of percolation, *Phys. Rev. B*, 30(7), 3933-3943, 1984.

- Balberg, I., 1986, Connectivity and conductivity in 2-D and 3-D fracture systems, in *Proceedings of the International Conference on Fragmentation, Form and Flow in Fractured Media*, Ann. Isr. Phys. Soc., vol. 8, edited by R. Engelman, and Z. Jaeger, Z., p. 89-101, Adam Hilger, Bristol, England.
- Balberg, I., B. Berkowitz, and G. E. Drachsler, 1991, Application of a percolation model to flow in fractured hard rocks, *J. Geophys. Res.*, 96(B6), p. 10,015-10,021.
- Barenblatt, G. I., I. P., Zheltov, and I. N. Kochina, 1960, Basic concepts in the theory of seepage of homogeneous liquids in fissured rocks, *PMM*, 24 (5).
- Barker, J. A., 1988, A generalized radial flow model for hydraulic tests in fractured rock, *Water Resour. Res.*, 24 (10), p. 1796-1804.
- Barnsley, M. F., 1988, *Fractals Everywhere*, Academic Press, San Diego.
- Barton, C.C., and E. Larsen, 1985, Fractal geometry of two-dimensional fracture networks at Yucca Mountain, southwestern Nevada, *Proc. Int. Symp. on Fundamentals of Rock joints*, p. 77-84, Bjorkliden, Sweden.
- Barton, C.C., and P. A. Hsieh, 1989, Physical and hydrological flow properties of fractures, *Guidebook T385*, AGU, Washington.
- Barton, C.A., and M.D. Zoback, 1992, Self-similar distribution and properties of macroscopic fractures at depth in crystalline rock in the Cajon Pass scientific drill hole, *J. Geophys. Res.*, 97, p. 5181-5200.
- Baudet, C., E. Charlaix, E. Clément, E. Gyron, JP. Hulin, and C. Leroy, 1985, Scaling Concept in porous media, in *Proceedings, NATO Conference on "Scaling in Disordered Systems"*, Geilo, Norway, April 10-21, edited by R. Pynn, p. 399-422, Plenum, New-York.
- Bear, J., 1993, Modeling flow and contaminant transport in fractured rocks, in *Flow and contaminant transport in fractured rock*, edited by J. Bear, C-F. Tsang, and G. de Marsily, Academic Press, p. 1-37.
- Belfield, W.C., 1994, Multifractal characteristics of natural fractures apertures, *Geophys. Res. Lett.*, 21 (24), p. 2641-2644.
- Belfield, W.C., and Sovich, J.P., 1995, Fracture statistics from horizontal wellbores, *J. of Canadian Petrol. Technology*, 34 (6), p. 47-50.
- Berkowitz, B. and Balberg, I., 1993, Percolation theory and its application to groundwater hydrology, *Water Resour. Res.*, 29 (4), p. 775-794.
- Berkowitz, B., C. Naumann, and L. Smith, 1994, Mass transfer at fracture intersections : an evaluation of mixing models, *Water Resour. Res.*, 30 (6), p. 1764-1773.
- Berkowitz, B., 1995, Analysis of fracture network connectivity using percolation theory, *Math. Geol.*, 27(4), p. 467-483.
- Bernabé, Y., 1986, The effective pressure law for permeability in Chelmsford granite and Barre granite, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. And Geomech. Abst.*, 23, p. 267-275.
- Billaux, D., B. Feuga, and S. Gentier, 1984, Etude théorique et en laboratoire du comportement d'une fracture rocheuse sous contrainte normale, *Rev. Fr. Géotech.*, 26, p. 21-29.
- Billaux, D., J.P. Chilès, K. Hestir, and J. Long, 1989, Three-dimensional statistical modeling of a fractured rock mass - an example from the Fanay-Augeres mine, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 26 (3/4), p. 281-299.

- Billaux, D., 1990, Hydrogéologie des milieux fracturés : géométrie, connectivité, et comportement hydraulique, Doc. BRGM n° 186, 277p.
- Böcker, T., 1973, Theoretical model for karstic rocks, *Karst és Barlangkutatas*, 7, p. 93-104.
- Bodnar, R.J. and Costain, J.K., 1991, Effect of varying fluid composition on mass and energy transport in the Earth crust, *Geophys. Res. Lett.*, 18, p. 983-986.
- Bonnet, E., 1997, La localisation de la déformation dans les milieux fragiles-ductiles : approche expérimentale et application à la lithosphère continentale, 200 p., *Mém. et Doc. de Géosciences Rennes* n°81, Rennes.
- Borcherdt, R.D, 1994, The Loma Prieta, California, earthquake of October 17 1989, *U.S.G.S. Prof Pap.* 1551-A.
- Brace, W.F., 1980, Permeability of crystalline and argillaceous rocks, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 17, p. 241-251.
- Brace, W.F., 1984, Permeability of crystalline rocks: new in-situ measurements, *J. Geophys. Res.*, 89, p. 4327-4330.
- Broadbent, S.E. and Hammersley, J.M., 1957, Cristal and mazes, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 53, p. 629-641.
- Brown, S.R., Krantz, R.L. and Bonner B.P., 1986, Correlation between the surfaces of natural rock joints, *Geophys. Res. Lett.*, 13, p. 1430-1433.
- Brown, S.R., 1987, Fluid flow through rock joints: the effect of surface roughness, *J. Geophys. Res.*, 92, p. 1337-1347.
- Brown, S.R., 1989, Transport of fluid and electric current through a single fracture; *J. Geophys. Res.*, 94, p. 9429-9438.
- Cacas, M.C., 1989, Développement d'un modèle tridimensionnel stochastique discret pour la simulation de l'écoulement et des transports de masse et de chaleur en milieu fracturé, Ph.D., thesis, Ecole des Mines de Paris, Fontainebleau.
- Cacas, M.C., Ledoux, E., de Marsily, G., Tillie, B., Barbreau, A., Durand, E., Fueva, B. and Peaudecerf, P., 1990, Modelling fracture flow with a stochastic discrete fracture network: Calibration and validation, 1. The flow model, *Water Resour. Res.*, 26, p. 479-489.
- Cacas, M.C., Ledoux, E., de Marsily, G., Barbreau, A., Calmels, P., Gaillard, B. and Margritta, R., 1990, Modelling fracture flow with a stochastic discrete fracture network: Calibration and validation, 2. The transport model, *Water Resour. Res.*, 26, p. 491-500.
- Carbotte, S. M., and K. C. MacDonald, 1994, Comparison of seafloor tectonic fabric at intermediate, fast and super fast spreading ridges : Influences of spreading rate, plate motions, and ridge segmentation on fault patterns, *J. Geophys. Res.*, 99, p. 13609-13631.
- Cartwright, J. A., B. D. Trugdill, and C.S. Mansfield, 1995, fault growth by segment linkage : an explanation for scatter in maximum displacement and trace length data from the Canyonlands Grabens of SE Utah, *J. Struct. Geol.*, 17, p. 1319-1326.
- Castany, G., 1982, Principes et méthodes de l'hydrogéologie, *Dunod*, Paris, 236 p.
- Chang, J., and Y.C. Yortsos, 1990, Pressure-transient analysis of fractal reservoirs, *SPE Form Eval.*, 5, p. 631.
- Chang, J., and Y.C. Yortsos, 1993, Discussion on pressure-transient analysis of fractal reservoirs, *Adv. Tech. Ser., Soc. Pet. Eng.*, 1, p. 170-172.

- Charlaix, E., E. Guyon, and N. Rivier, 1984, A criterion for percolation threshold in a random array of plates, *Solid. State Commun.*, 50 (11), p. 999-1002.
- Charlaix, E., E. Guyon, and S. Roux, 1986, Critical effects in the permeability of heterogeneous porous media, in *Proceedings of the International Conference on Fragmentation, Form and Flow in Fractured Media*, *Ann. Isr. Phys. Soc.*, vol. 8, edited by R. Englman, and Z. Jaeger, Z., p. 316-324, Adam Hilger, Bristol, England.
- Charlaix, E., E. Guyon, and S. Roux, 1987, Permeability of a random array of fractures of widely varying apertures, *Transp. Porous Media*, 2 (1), p. 31-43.
- Charmet, J.C., S. Roux and E. Guyon, 1990, Disorder and Fracture, *NATO ASI Series B*, 235, Plenum Press, New York.
- Childs, C., J.J Walsh, and J. Watterson, 1990, A method for estimation of the density of fault displacements below the limits of seismic resolution in reservoir formations, in *North Sea Oil and Gas reservoirs, II*, eds Buller et al, The Norwegian Institute of Technology, Graham and Trotman, London, p. 309-318.
- Chilès, J.P., 1988, Fractal and geostatistical methods for modelling of a fracture network, *Math. Geol.*, 20, p. 631-654.
- Chiles, J.P., Guerin, F., and D. Billaux, 1992, 3D stochastic simulation of fracture network and flow at Stripa conditioned on observed fractures and calibrated on measured flow rates, in *Rock Mechanics*, eds Tillerson and Wawersik, Balkena, Rotterdam, p. 533-542.
- Chilès, J.P., de Marsily, G., 1993, Stochastic models of fracture systems and their use in flow and transport modelling, in *Flow and Contaminant Transport in Fractured Rocks*, edited by J. Bear, C-F. Tsang, and G. de Marsily, Academic Press, p. 169-236.
- Cladouhos, T.T., and R. Marrett, 1996, Are fault growth and linkage models consistent with power-law distributions of fault lengths ?, *J. Struct. Geol.*, 18, p. 281-294.
- Clauser, C., 1992, Permeability of crystalline rocks, *EOS Trans. AGU*, 73(21), 233, p. 237-238.
- Clemo, T. M., and L. Smith, 1989, Solute transport in fractured media : Dual permeability models, *EOS*, 70, (43).
- Comet, F.H., 1989, Issue Coordinator, Forced fluid flow through fractured rock masses, *Int. J. Rock Mech. Sci. & Geomech. Abstr.*, vol 26, n°3/4, p. 169-349.
- Costain, J.K., Bollinger G.A. and Speer J.A., 1987, Hydroseismicity. A hypothesis for the role of water in the generation of intraplate seismicity, *Geology*, 15, p. 618-621.
- Cowie, P. A., and Scholz, C. H., 1992a, Physical explanation for the displacement-length relationship of faults using a post-yield fracture mechanics model, *J. Struct. Geol.*, 14, p. 1133-1148.
- Cowie, P. A., and Scholz, C. H., 1992b, Displacement-length scaling relationship for faults: data synthesis and discussion, *J. Struct. Geol.*, 14, p. 1149-1156.
- Cowie, P. A., D. Sornette, and C. Vanneste, 1995, Multifractal scaling properties of a growing fault population, *Geophys. J. Int.*, 122, p. 457-469.
- Coyle, B.J. and Zoback, M.D., 1988, In situ permeability and fluid pressure measurements at 2 km depth in the Cajon Pass Research well, *Geophys. Res. Lett.*, 15, p. 1027-1032.
- Dagan, G., Flow and transport in porous formation, *Springer-Verlag*, Berlin, 465 p.

- Dagan, G., 1994, The significance of heterogeneity of evolving scales to transport in porous formations, *Water Resour. Res.*, 30, p. 3327-3336.
- Darot, M., Y. Guéguen, and M. L. Baratin, 1992, Permeability of thermally cracked granite, *Geophys. Res. Lett.*, 19 (9), p. 869-872.
- David, C., Y. Guéguen, and G. Pampoukis, 1990, Effective medium theory and network theory applied to the transport rock, *J. Geophys. Res.*, 95 (5), p. 6993-7005.
- David, C., 1991, La Perméabilité et la conductivité électrique des roches dans la croûte: Expériences en laboratoire et modèles théoriques, Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg.
- Davy, P., A. Sornette, and D. Sornette, 1990, Some consequences of a proposed fractal nature of continental faulting, *Nature*, 348, p. 56-58.
- Davy, P., A. Sornette and D. Sornette, 1992, Experimental discovery of scaling laws relating fractal dimensions and the length distribution exponent of fault systems. *Geophys. Res. Lett.*, 19, p. 361-363.
- Davy, P., 1993a, Lois d'échelles dans les réseaux de failles, Rapport Interne IFP.
- Davy, P., 1993b, On the frequency-length distribution of the San Andreas fault system, *J. Geophys. Res.*, 98, p. 12,141-12,151.
- Davy, P., A. Hansen, E. Bonnet and S-Z. Zhang, 1995, Localisation and fault growth in layered brittle-ductile systems : Implications for deformations of the continental lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 100 (4), p. 6281-6294.
- Dershowitz, W.S. and Wallmann, P.C., Doe, T.W., 1992, Discrete feature dual porosity analysis of fractured rock masses : applications to fractured reservoirs and hazardous waste, in *Rock Mechanics*, eds Tillerson and Wawersik, Balkema, Rotterdam, p. 543-550.
- Dienes, J.K., 1982, Permeability, percolation and statistical crack mechanics, *Proc. 23rd US Symp. On Rock Mech.*, edited by R.E. Goodman, and F.E. Heuze, Am. Inst. Min. Metal. Petrol. Eng., N-Y, p. 86-94.
- Doughty, C., J. Long, K. Hestir, and S. M. Benson, 1994, Hydrologic characterisation of heterogeneous geologic media with an inverse method based on iterated function systems, *Water Resour. Res.*, 30 (6), p. 1721-1745.
- Du Rouchet, J. H., 1981, Stress fields, a key to oil migration, *AAPG Bull*, 58, p. 74-85.
- Dverstorp, B. and Andersson, J., 1989, Application of discrete fracture network concept with field data : possibilities of model calibration and validation, *Water Resour. Res.*, 25 (3), p. 540-550.
- Dverstorp, B., 1995, Testing of alternative groundwater flow and transport models for the performance assessment, *EOS suppl.*, 76 (46), p. 250.
- Einstein, H.H., and G.B. Baecher, 1983, Probabilistic and statistical methods in engineering geology, *Rock Mech. Rock Eng.*, 16, p. 39-72.
- Englman, R., Gur. Y. and Jaeger, Z., 1983, Fluid flow in a crack network in rocks, *J. Appl. Mech.*, 50, p. 707-711.
- Feng, S., Halperin, and P. Sen, 1987, *Phys. Rev. B*, 35, p. 197.

- Gautier, B.D.M., and S.D. Lake, 1993, Probabilistic modelling of faults below the limit of seismic resolution in Pelican Field, North Sea, Offshore United Kingdom, *Am. Ass. Petr. Geol. Bull.*, 77, p. 761-777.
- Gavrilenko, P., and Y. Gueguen, 1989, Pressure dependence of permeability : a model for cracked rocks, *Geophys. J. Int.*, 98, p. 159-172.
- Gavrilenko, P., and Y. Gueguen, 1989, Percolation in the crust, *Terra Nova*, 1, p. 63-68.
- Gavrilenko, P., 1992, Circulation des fluides dans la croûte terrestre: Modélisation physique. Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg.
- Gavrilenko, P., and Y. Gueguen, 1996, Modified Renormalization as a tool to describe large scale hydraulic properties, *soumis à Water Resour. Res.*
- Gelhar, L.W., C. Welty, and K.R. Rehfeld, 1992, A critical review of data on field scale dispersion in aquifers, *Water Resour. Res.*, 28 (7), p. 1955-1974.
- Genaabeek, O. (Van), and D.H. Rothman, 1996, Macroscopic manifestations of microscopic flows through porous media : Phenomenology from simulations, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 24, p. 63-87.
- Gentier, S., 1986, Morphologie et comportement hydromécanique d'une fracture naturelle dans un granite sous contrainte normale, *Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, France.*
- Géraud, Y., 1991, Déformation thermomécanique et porosité des roches granitiques. Evolution de l'espace poreux, *Thèse de Doctorat, Université de Provence, Aix-Marseille.*
- Gillepsie, P.A., J.J Walsh, and J. Waterson, 1992, Limitations of dimension and displacement data from single faults and the consequences for data analysis and interpretation, *J. Struct. Geol.*, 14, p. 1157-1172.
- Gillepsie, P.A., C.B. Howard, J.J. Walsh and J. Waterson, 1993, Measurements and characterisation of spatial distributions of fractures, *Tectonophysics*, 226, p. 113-141.
- Gouyet, J-F., 1992, Physique et structures fractales, *Masson, Paris.*
- Gratier, J.P., 1984, La déformation des roches par dissolution-cristallisation : aspects naturels et expérimentaux de fluage avec transfert de matière avec la croûte supérieure, *Thèse I.R.I.G.M., Grenoble*, 315 p.
- Gravier, J.F., 1986, Propriétés des fluides de gisements, *cours de production Tome 2, Edition Technip, Paris.*
- Gudmunsson, A., 1987, Geometry, formation and development of tectonic fractures on the Reykjanes Peninsula, Southwest Iceland, *Tectonophysics*, 139, p. 295-308.
- Guéguen, Y., David, C. and Darot, M., 1986, Models and time constants for permeability evolution, *Geophys. Res. Lett.*, 13, p. 460-463.
- Guéguen, Y. and Dienes J., 1989, Transport properties of rocks from statistics and percolation, *Math. Geol.*, 21, p. 1-13.
- Guéguen, Y., and V. Palciauskas, 1992, Introduction à la Physique des Roches, *Hermann, Paris.*
- Guéguen, Y., P. Gavrilenko, and M. Le Ravalec, 1996, Scales of rock permeability, *Surv. Geophys.*, 17, p. 245-263.
- Guyon, E., C.D. Mitescu, JP. Hulin, and S. Roux, 1989, Fractals and percolation in porous media and flows ?, *Physica D*, 38, p. 172-178.

- Hamm, S-Y, and P. Bidaux, 1994, Ecoulements transitoires en géométrie fractale avec drainance : théorie et application, *C. R. Acad. Sci. Paris*, t.318, serie II, p. 227-233.
- Hansen, A., Hinrichsen, E.L., and Roux, S., 1991, Scale invariant disorder in fracture and related breakdown phenomena, *Phys. Rev. B.*, p. 665-678.
- Harms, U., Figgemeier, C., Huenges, E., Kessels, W. and Machon, L., 1993, Recent results of 7 km ultradeep drilling, KBT fluids and their pathways in the Variscan basement of Germany, *Geofluids 93 extended abstracts*, p. 37-39.
- Hentschel, H.G.E., and I. Proccaccia, 1983, The infinite number of generalised dimensions of fractals and strange attractors, *Physica 8D*, p. 435-444.
- Hermann, H.J. and S. Roux, 1990, Statistical models for the fracture of disordered media, *North Holland, Amsterdam*, 351 p.
- Hestir, K. and Long, J.C.S., 1990, Analytical expressions for the permeability of random two dimensional Poisson fracture networks based on regular lattice percolation and equivalent media theories, *J. Geophys. Res.*, 95, p. 21565-21581.
- Hewett, T.A., 1986, Chevron Oil Field Research Co., Fractal Distributions of reservoir heterogeneity and their influence on fluid transport, *SPE 15386*.
- Hirata, T., 1989, Fractal dimension of fault systems in Japan: fractal structure in rock fracture geometry at various scales, *Pure Appl. Geophys.*, 121, p. 157-170.
- Horii, H., and S. Nemat-Nasser, 1985, Compression-induced microcrack growth in brittle solids : axial splitting and shear failure, *J. Geophys. Res.*, 90, p. 3105-3125.
- Hoshen, J., and R. Kopelman, 1976, Percolation and cluster distribution, I., Cluster multiple labeling technique and critical concentration algorithm, *Phys. Rev. B*, 14(8), p. 3438-3445.
- Hsieh, P.A., A. Shapiro, D.J. Good, and C. Tiedeman, 1994, Hydraulic conductivity of fractured crystalline rocks from meter to kilometer scale : Observations from Mirror Lake site, New-Hampshire, *Chapman Conference on Aqueous Phase and Multiphase Transport in Fractured Rock*, Burlington, USA, September.
- Huang, J., and D.L. Turcotte, 1990, Fractal distribution of stress and strength and variations of b-value, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 91, p. 223-230.
- Hudson, J. A., and S. D. Priest, 1979, Discontinuities and rock mass geometry, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, 16, p. 339-362.
- Hull, L.C., Miller, J.D. and Clemo, T.M., 1987, Laboratory and simulation studies of solute transport in fracture networks, *Water Resour. Res.*, p. 1505-1513.
- Jacob, C.E., 1950, Flow of groundwater, in *ROUSE, Engineering Hydraulics*, chapter 5, p. 321-386.
- Jaeger, J.C., and Cook, N.G.W., 1979, *Fundamental of Rock Mechanics*, 593 p., Chapman and Hall, London.
- Jennings, C.W., 1988, Fault map of California, 4th edition, *Division of Mines and Geology*, Sacramento.
- Kapitanik, A., Aharony, A., Deutscher, G., and Stauffer, D., 1984, *J. Phys. A.*, 16, L 269.
- Katz, A.J. and Thompson A.H., 1987, Prediction of rock electrical conductivity from mercury injection measurements, *J. Geophys. Res.*, 92 (1), p. 599-607.

- Kazemi, H., M.S., Seth, and G.W. Thomas, 1969, The interpretation of interference tests in naturally fractured reservoirs with uniform fracture distribution, *Soc. Pet. Eng. J.*, Trans., AIME, 246, p. 463-472.
- Kazemi, H., and J.R. Gilman, 1993, Multiphase flow in fractured petroleum reservoirs, in *Flow and Contaminant Transport in Fractured Rocks*, edited by J. Bear, C-F. Tsang, and G. de Marsily, Academic Press, p. 267-323.
- King, G., 1983, The accommodation of large strains in the upper lithosphere of the earth and other solids by self-similar fault-system, *Pageoph*, 12, p. 761-815.
- King, P.R., 1987, The use of field theoretic methods for the study of flow in an heterogeneous porous medium, *J. Physics A : Math. Gen.*, 20, p. 3935-3947.
- King, P.R., 1989, The use of renormalization for calculating effective permeability, *Transp. in Porous Media*, 4, p. 37-58.
- King, P.R., Muggeridge, A.H. and Price, W.G., 1993, Renormalization calculations of immiscible flow, *Transport in porous media*, Kluwer Academic Publishers, 12, p. 237-260.
- Kirali, L., 1971, Groundwater flow in heterogeneous anisotropic fractured media : A simple two-dimensional electric analog, *J. Hydrol.*, 12, p. 255-261.
- Kirali, L., 1975, Rapport sur l'état actuel des connaissances dans le domaine des caractères physiques des roches karstiques, in *Hydrogeology of karstic terrains I*, edited by A. Burger and L. Dubertret, Inter. Assoc. Hydrogeol., ser. B, 3, p. 53-67.
- Kirpatrick, S., 1973, Percolation and Conduction, *Rev. Mod. Phys.*, 45, p. 574-588.
- Kirpatrick, S., D.C. Gelatt, and M.P. Vecchi, 1983, Optimisation by simulated annealing, *Science*, 220, p. 671-680.
- Kueper, B.H., 1994, Two-phase flow in single rock fractures, *Proc. Chapman Conf on Aqueous phase and multiphase transport in fractured rock*, Burlington, AGU, Washington, p. 14.
- Lapointe, P.R. and Hudson, J.A., 1985, Characterisation and interpretation of rock mass joint patterns, *Special paper* 199, 37 p., Geological Society of America, Boulder, CO, USA.
- LaPointe, P.R., 1988, a method to characterise fracture density and connectivity through fractal geometry, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech.*, 25, p. 421-429.
- Lee, C.H., and I. Farmer, 1993, Fluid flow in discontinuous rocks, *Chapman and Hall*, London, 169p.
- Le Ravalec, M., and Y. Guéguen, 1994, Permeability models for heated saturated igneous rocks, *J. Geophys. Res.*, 99, p. 24251-24261.
- Lockner, D.A., and T. Madden, 1991a, A multiple-crack model of brittle fracture, 1 : Non-linear time dependent simulations, *J. Geophys. Res.*, 96 (12), p. 19623-19642.
- Lockner, D.A., and T. Madden, 1991b, A multiple-crack model of brittle fracture, 2 : time dependent simulations, *J. Geophys. Res.*, 96 (12), p. 19643-19654.
- Long, J.C.S., Remer, J.S., Wilson, C.R. and Witherspoon, P.A., 1982, Porous media equivalents for networks of discontinuous fractures, *Water Resour. Res.*, 18, p. 645-658.
- Long, J.C.S., 1983, Investigations of equivalent porous medium permeability in networks of discontinuous fractures, *Ph. D. thesis, Univ. of Calif.*, Berkeley.

- Long, J.C.S, and P.A. Witherspoon, 1985, The relationship of the degree of interconnection to permeability in fracture networks, *J. Geophys. Res.*, 90 (4), p. 2087-2098.
- Long, J.C.S, P. Gilmour, and P.A. Witherspoon, 1985, A model for steady fluid flow in random three-dimensional networks of disc-shaped fractures, *Water Resour. Res.*, 21 (8), p. 2087-2098.
- Long, J.C.S, and Billaux, D.M., 1987, From field data to fracture network modelling : an example incorporating spatial structure, *Water Resour. Res.*, 23 (7), p. 1201-1216.
- Long, J.C.S, A.D. Mauldon, K. Nelson, S. Martel, P. Fuller, and K. Karasaki, 1991, Prediction of flow and drawdown for the site characterisation and validation in the Stripa mine, *Rep. LBL-31761*, Lawrence Berkeley Lab., Univ of California, 105 p.
- Long, J.C.S., 1994, Some approaches to analyzing flow and transport in fractured rocks, *Chapman Conference on Aqueous Phase and Multiphase Transport in Fractured Rock*, Burlington, USA, September 1994.
- Madden, T.R., 1976, Random networks and mixing laws, *Geophysics*, 41, p. 1104-1125.
- Madden, T.R., 1983, Microcrack connectivity in rocks: A renormalization group approach to the critical phenomena of conduction and failure in crystalline rocks, *J. Geophys. Res.* 88 (1), p. 585-592.
- Madden, T.R., and E. Williams, 1993, Role of size distributions on physical properties : real size renormalization group, *J. Geophys. Res.*, 98 (9), p. 15951-15965.
- Main, I.G., P.G. Meredith, P.R. Sammonds, and C. Jones, 1990, Influence of fractal flaw distributions on rock deformation in the brittle field, in *Deformation mechanisms, Rheology and tectonics*, edited by R.J. Knipe and E.H. Rutter, *Geol. special Pub.*, 54, p. 71-79.
- Mandelbrot, B.B., 1982, The fractal geometry of Nature, 468 p., *W.H. Freeman*, New York.
- Mandelbrot, B.B., 1985, Self-affine fractal sets, I. The basic fractal dimension; II. Length and surface dimensions; III. Hausdorff dimension anomalies and their implications, in *Fractals in physics*, edited by L. Pietronero and E. Tosatti, p. 3-28, North Holland, Amsterdam.
- Marsily, G. de, 1984, Méthodes et domaines d'application de la mécanique des fluides en milieux poreux et fissurés, *Annales des Mines de Paris*, Mai-Juin, p. 5-10.
- Marsily, G. de, 1985, Flow and transport in fractured rocks : connectivity and scale effect, *Proc. Hydrogeology of rocks of low permeability*, Intern. Assoc. Hydrol., Tucson, 17 (2), p. 267-277.
- Marsily, G. de, 1986, Quantitative hydrogeology, groundwater hydrology for engineers, 440 p, *Academic Press*, New York.
- Massonat, G. and E. Manisse, 1994, Modélisation des réservoirs fracturés et recherche de paramètres équivalents : étude de l'anisotropie verticale de perméabilité, *Bull. Centres Rech. Explor-Product. Elf Aquitaine*, 18 (1), p. 171-209.
- Matheron, G., 1967, Eléments pour une théorie des milieux poreux, *Masson*, Paris.
- Matsumoto, N., K. Yomogida, and S. Honda, 1992, Fractal analysis of fault systems in Japan and the Philippines, *Geophys. Res. Lett.*, 19, p. 357-360.
- Mattauer, M., 1973, Les déformations des matériaux de l'écorce terrestre, *Hermann*, Paris, 493 p.

- Mauldon, A.D., K. Karasaki, S.J. Martel, J.C.S. Long, M. Landsfeld, and A. Mensch, 1993, An inverse technique for developing models for fluid flow in fracture systems using simulated annealing, *Water Resour. Res.*, 29 (11), p. 3775-3789.
- Moench, A.F., 1984, Double-porosity for a fissured groundwater reservoir with fracture skin, *Water Resour. Res.*, 20 (7), p. 831-846.
- Moreno, L., Tsang, Y.W., Tsang, C.F., Hale, F. and Neretnieks, I., 1988, Flow and transport in a single fracture: A stochastic model and its relations with field observations, *Water Resour. Res.*, 24, p. 2033-2048.
- Moreno, L., Tsang, C.F. and Tsang, Y., 1990, Some anomalous features of flow and solute transport arising from fracture aperture variability, *Water Resources Research*, 26 (10), p. 2377-2391.
- Moreno, L., and C.F. Tsang, 1994, Flow channelling in strongly heterogeneous porous media : a numerical study, *Water Resources Research*, 30, p. 1421-1433.
- Morrow, C.A., Shi, L.Q. and Byerlee, J.D., 1984, Permeability of faults gouge under confining pressure and shear stress, *J. Geophys. Res.*, 85, p. 3193-3200.
- Morrow, C.A. and Byerlee, J.D., 1988, Permeability of rock samples from Cajon Pass California, *Geophys. Res. Lett.*, 15, p. 1033-1036.
- Morrow, C.A. and Byerlee, J.D., 1992, Permeability of core samples from Cajon Pass scientific drill hole: Results from 2100 to 3500m depth, *J. Geophys. Res.*, 97, p. 5145-5151.
- Mourzenko, V.V., J-F. Thouvert, and P.M. Adler, 1995, Permeability of a single fracture : Validity of the Reynolds Equation, *J. Phys. II, France*, 5, p. 465-482.
- Mukhopadhyay, S. and M. Sahimi, 1992, *Soc. Petrol. Eng. Paper.*, p. 24043.
- Neretnieks, I., 1980, Diffusion in the rock matrix : An important factor in radionuclide retardation ?, *J. Geophys. Res.*, 85, p. 4379-4397.
- Neretnieks, I., 1985, Transport in fractured rocks, *Proc. Hydrogeology of rock of low permeability, Mem. Intern. Assoc. Hydrogeol.*, 17(2), p. 301-318.
- Neretnieks, I., 1987, Channelling effects in flow and transport in fractured rocks. some recent observations and models, Paper presented at GEOVAL symposium, Swedish Nuclear Power Inspectorate (SKI), Stockholm, p. 315-335.
- Neretnieks, I., 1993, Solute transport in fractured rocks - Applications to radionuclide waste repositories, in *Flow and Contaminant Transport in Fractured Rocks*, edited by J. Bear, C-F. Tsang, and G. de Marsily, Academic Press, p. 39-127..
- Neuman, S.P., 1990, Universal Scaling of hydraulic conductivities and dispersivities in geologic media, *Water Resour. Res.*, 26, p. 1749-1758.
- Neuman, S.P., 1994, Generalised scaling of permeabilities : validation and effect of support scale, *Geophys. Res. Lett.*, 21 p. 349-352.
- Neuzil, C.E., and J.V. Tracy, 1981, Flow through fractures, *Water Resour. Res.*, 17, p. 191-199.
- Nicholl, M.J. and Glass, R.J., Wheatcraft, S.W., 1994, Gravity-driven infiltration in initially dry nonhorizontal fractures, *Water Resour. Res.*, 30, p. 2533-2546.
- Nordqvist, A.W., Y.W. Tsang, C.F. Tsang, B. Dverstorp, and I. Andersson, 1992, A variable aperture fracture network model for flow and transport in fractured rocks, *Water Resour. Res.*, 28 (6), p. 1703-1713.

- Novakowski, K.S, G.V. Evans, D.A. Lever, and K.G. Raven, 1985, On field example of measuring hydrodynamic dispersion in a single fracture, *Water Resour. Res.*, 21 (8), p. 1165-1174.
- Novakowski, K.S, and Lapcevic, P.A., 1994, Field measurement of radial solute transport in fractured rock, *Water Resour. Res.*, 30, p. 37-44.
- Odling, N.E., and Webman, 1991, A "conductance" mesh approach to the permeability of natural and simulated fracture patterns, *Water Resour. Res.*, 27 (10), p. 2633-2643.
- Odling, N.E., 1992, Network properties of a two-dimensional natural fracture pattern, *Pageoph.*, 138, p. 95-114.
- Odling, N. E., Scaling and connectivity of joint systems in sandstone from western Norway, *J. Struct. Geol.*, in press, 1997.
- Okubo, P.G. ,and K. Aki, 1987, Fractal geometry in the San Andreas fault system, *J. Geophys. Res.*, 92, p. 345-355.
- Olsson, O., J. Black, J. Gale, and D. Holms, 1988, Site characterisation and validation, stage 2 - Preliminary predictions, *Rep. 88, Swed. Geol. Co.*, Stockholm.
- Ouillon, G., G. Castaing, and D. Sornette, 1996, Hierarchical geometry of faulting, *J. Geophys. Res.*, 101 (3), p. 5477-5488.
- Pacheco, J.F., C.H. Scholz, and L.R. Sikes, 1992, Change in the frequency-size relationship from small to large earthquakes, *Nature*, 355, p. 71-73.
- Palciauskas, V.V. and Domenico, P.A., 1989, Fluid pressure in deforming porous rocks, *Water Resour. Res.*, 25, p. 203-213.
- Perrier, E., 1995, Structure géométrique et fonctionnement hydrique des sols - Simulations exploratoires, *Etudes et Thèses*, édité par l'ORSTOM, 258 p.
- Perrier, E., C. Mullon, M. Rieu, and G. de Marsily, 1995, Computer construction of fractal soil structures : Simulation of their hydraulic and shrinkage properties, *Water Resour. Res.*, 31 (12), p. 2927-2943.
- Pike, G.E., and C.H., Seager, 1974, Percolation and conductivity : a computer study, *Phys. Rev. B.*, 10 (4), p. 1421-1434.
- Plouraboué, F., P. Kurowski, J.P. Hulin, S. Roux, and J. Schmittbuhl, 1995, Aperture of rough cracks, *Phys. Rev. E.*, 51 (3), p. 1675-1685.
- Pollard, W.L., and A. Aydin, 1988, Progress in understanding jointing over the past century, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 100, p. 1181-1204.
- Power, W.L. and Tullis T.E., 1991, Euclidean and fractal model for the description of rock surface roughness, *J. Geophys. Res.*, 96, p. 415-424.
- Priest, S.D., and J. A. Hudson, 1976, Discontinuity spacing in rock, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 13, p. 135-148.
- Pyrak-Nolte, L., Myer, L.R., Cook, N.G.W. and Witherspoon, P.A., 1987, Hydraulics and mechanical properties of natural fractures in low permeability rocks, in *Proceedings of Sixth International Congress on Rock Mechanics*, A. A. Balkema, Boston, Mass., p. 225-231.
- Pyrak-Nolte, L., D. Helgeson, G.M. Haley, and J.W. Morris, 1992, Immiscible fluid flow in a fracture, in *Rock Mechanics*, edited by Tillerson and Wawersik, A. A. Balkema, Rotterdam, p. 571-578.

- Quintard, M. and S. Whitaker, 1987, Ecoulement monophasique en milieu poreux : effet des hétérogénéités locales, *J. Meca. Theo. Appli.*, 6 (5), p. 691-726.
- Ramsay, J.G., and M.I. Huber, 1987, The techniques of modern structural geology - vol. 2 : Folds and fractures, *Academic Press*, London, p. 309-700.
- Raven, K.G., Novakowski, K.S. and Lapcevic, P.A., 1988, Interpretation of field tracer tests of a single fracture using a transient solute storage model, *Water Resour. Res.*, 24, p. 2019-2032.
- Reches, Z., 1976, Analysis of joints in two monoclines in Israel, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 87, p. 1654-1662.
- Reches, Z., 1986, Networks of shear faults in the field and in experiments, in *Fragmentation, Form and Flow in Fractured Media*, edited by R. Engelman and Z. Jaeger, *Ann. Isr. Phys. Soc.*, 8, p. 42-51.
- Reuschlé, T., 1992, Fracture in heterogeneous medium: a network approach, *Terra Nova*, 4, p. 591-597.
- Reynolds, P. J., H. E. Stanley, and W. Klein, 1980, Large-cell Monte-Carlo renormalization group for percolation, *Phys. Rev. B.*, 21(3), p. 1223-1244.
- Rice, J. R., 1992, Fault stress states, pore pressure distribution and the weakness of the San-Andreas fault, in *Fault Mechanics and transport properties of rocks*, edited by B. Evans and T.F. Wong, Academic Press, London, p. 157-162.
- Rieu, M. and G. Sposito, 1991a, Fractal fragmentation, soil porosity, and soil water properties, I : Theory, *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 55, p. 1231-1238.
- Rieu, M. and G. Sposito, 1991b, Fractal fragmentation, soil porosity, and soil water properties, II : Applications, *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 55, p. 1239-1244.
- Robinson, P.C., 1983, Connectivity of fracture systems. A percolation theory approach, *J. Phys. A Math. Gen.*, 16 (3), p. 605-614.
- Robinson, P.C., 1984, Numerical calculations of critical densities for lines and planes, *J. Phys. A Math. Gen.*, 17 (14), p. 2823-2830.
- Ross, B., 1986, Dispersion in fractal fracture networks, *Water Resour. Res.*, 22 (5), p. 823-827.
- Rothmann, D.H., 1988, Cellulars-automaton fluids : A model for flow in porous media, *Geophys.*, 53, p. 509-518.
- Sahimi, M., 1992, Brittle fracture in disordered media: from reservoir rocks to composite solids, *Physica A*, 186, p. 160-182.
- Sahimi, M., 1995, *Flow and transport in porous media and fractured rock*, 482 p., VCH, Weinheim.
- Schloz, C.H., and P.A. Cowie, 1990, Determination of total strain from faulting using slip measurements, *Nature*, 346, p. 837-839
- Schmittbuhl, J., S. Gentier, and S. Roux, 1993, Field measurements of roughness of fault surfaces, *Geophys. Res. Lett.*, 20 (8), p. 639-641.
- Segall, P., and D. D. Pollard, 1980, Mechanics of discontinuous faults, *J. Geophys. Res.*, 85, p. 4337-4350
- Segall, P., and D. D. Pollard, 1983, Joint formation in granitic rock of the Sierra Nevada, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 94, p. 563-575.

- Shapiro, A.M., P.A. Hsieh, and W.W Wood, 1994, Estimating transport properties of fractured crystalline rock over distance from meters to kilometres using laboratory and field-scale tracer tests and geochemical and isotopic data : Preliminary results from the Mirror Lake site, New Hampshire, *Proc. Chapman Conference on Aqueous Phase and Multiphase Transport in Fractured Rock*, Burlington, USA, September, p. 17.
- Shah, C.B., and Y. Yortsos, 1996, the permeability of strongly disordered systems, *Phys. Fluids*, 8 (1), p. 280-282.
- Sibson, R.H., McMoore, J. and Rankin, R.H., 1975, Seismic pumping. A hydrothermal fluid transport mechanism, *J. Geol. Soc. London*, 131, p. 653-659.
- Sibson, R.H., 1992, Implications of fault-valve behaviour for rupture nucleation and recurrence, *Tectonophysics*, 211, p. 283-293.
- Smalley, R.F., Turcotte, D.L. and Solla, S.A., 1985, A renormalization group approach to the stick-slip behaviour of faults, *J. Geophys. Res.*, 90, p. 1884-1900.
- Snow, D.T., 1965, A parallel plate model of fractured permeable media, *Ph. D. thesis, Univ. of Calif.*, Berkeley.
- Snow, D.T., 1969, Anisotropic permeability of fractured media, *Water Resour. Res.*, 5, p.1273-1289.
- Sornette, D., and P. Davy, 1991, Fault growth model and the Universal fault length distribution, *Geophys. Res. Lett.*, 18, p. 1079-1081.
- Sornette, A., P. Davy and D. Sornette, 1993, Fault growth in brittle-ductile experiments and the mechanics of continental collisions, *J. Geophys. Res.*, 98, p. 12,111-12,139.
- Souriot, T., 1993, Cinématique de l'extension post-pliocène en Afar, 200 p. *Mém. et Doc. de Géosciences Rennes n°50*, Rennes.
- Stauffer, D., and A. Aharony, 1992, *Introduction to Percolation Theory*, 181 p., Taylor and Francis, London.
- Stone, D., 1984, Sub-surface fracture maps predicted from borehole data: An example from the Eye-Dashwa pluton, Atikokan, Canada, *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. and Geomech. Abstr.*, 21, p. 183-194.
- Tchalenko, J.S., and N.N. Ambraseys, 1970, Structural analysis of the Dasht-e Bayaz (Iran) earthquake fractures, *Geol. Soc. Am. bull.*, 81, p. 41-60.
- Tchalenko, J.S., 1970, Similarities between shear zones of different magnitude, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 81, p. 1625-1640.
- Thompson, M.E., 1991, Numerical simulation of solute transport in rough fractures, *J. Geophys. Res.*, 96, p. 4157-4166.
- Torgensen, T. 1990, Crustal scale fluid transport, magnitude and mechanism, *EOS*, 71, p. 1,4,13.
- Trimmer, D., Bonner, B., Heard, H. C. and Duba, A., 1980, Effects of pressure and stress on water transport in intact and fractured gabbro and granite, *J. Geophys. Res.*, 85, p. 7059-7071.
- Tsang, Y.Y-W., and P. A. Witherspoon, 1983, The dependence of fracture mechanical and fluid flow properties on fracture roughness and sample size, *J. Geophys. Res.*, 88 (3), p. 2359-2366.
- Tsang, Y.Y-W., 1984, The effect of tortuosity on fluid flow through a single fracture, *Water Resour. Res.*, 20, p. 1209-1215.

- Tsang, Y.Y-W. and Tsang, C.F., 1987, Channels model of flow through fractured media, *Water Resour. Res.*, 23, p. 467-479.
- Tsang, Y.Y-W. and Tsang, C.F., 1989, Flow Channelling in a single fracture as two dimensional strongly heterogeneous permeable medium, *Water Resour. Res.*, 25, p. 2076-2080.
- Tsang, C.F., 1993, Tracer transport in fracture systems, in *Flow and Contaminant Transport in Fractured Rocks*, edited by J. Bear, C-F. Tsang, and G. de Marsily, Academic Press, p. 237-266.
- Tsang, Y.Y-W., 1995a, Discriminating effects of heterogeneity and matrix diffusion by alternative tracer designs, Lawrence Berkeley Lab., Univ of California, 14 p.
- Tsang, Y.Y-W., 1995b, Tracer transport in stochastic continuum model of fractured media, *EOS suppl.*, 76 (46), p. 250.
- Turcotte, D.L., 1986, Fractals and fragmentation, *J. Geophys. Res.*, 91 (2), p. 1921-1926.
- Turcotte, D.L., 1992, *Fractals and chaos in geology and geophysics*, 222 p., Cambridge University Press, Cambridge.
- Vanneste, C., and D. Sornette, 1992, The dynamical thermal fuse model, *J. Phys. I France*, 2, p. 1621-1644.
- Velde, B., J. Dubois, D. Moore, and G. Touchard, 1991, Fractal patterns of fractures in granites, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 104, p. 25-35.
- Vickers, B.C., Neuman, S.P., Sully, M.J. and Evans, D.D., 1992, Reconstruction of a geostatistical analysis of multiscale fracture apertures in a large block of welded tuff, *Geophys. Res. Lett.*, 19, p. 1029-1032.
- Vicsek, T., 1992, *Fractal Growth Phenomena*, 488 p., World Scientific, London.
- Vignes-Adler, M., A. Le Page, and P.M. Adler, 1991, Fractal analysis of fracturing in two African regions, from satellite imagery to ground scale, *Tectonophysics*, 196, p. 69-86.
- Villemin, T., and C. Sunwoo, 1987, Distribution logarithmique des rejets et longueurs de failles: exemple du Bassin houiller lorrain, *C. R. Acad. Scie. Paris*, 305, p. 1309-1312.
- Volant, P. and J.R. Grasso, 1994, The finite extension of fractal geometry and power-law distribution of shallow earthquakes : a geomechanical effect, *J. Geophys. Res.*, 99, p. 22,879-22,889.
- Wallace, R.E., 1990, The San Andreas fault system : Geomorphic expression, in *The San Andreas fault system, California*, edited by R.E. Wallace, U.S. Geol. Survey Profes. Paper, 1515, p. 15-28.
- Walsh, J.J., and J. Watterson, 1993, Fractal analysis of fracture using the standard box-counting technique : valid and invalid methodologies, *J. Struct. Geol.*, 15 (12), p. 1509-1512.
- Wang, J.S.Y., and T. Narasimhan, 1993, Unsaturated flow in fractured porous media, in *Flow and Contaminant Transport in Fractured Rocks*, edited by J. Bear, C-F. Tsang, and G. de Marsily, Academic Press, p. 325-394.
- Warren, J.E., and P.P. Root, 1963, the behavior of naturally fractured reservoirs, *Soc. Pet. Eng. J.*, 3, p. 245.
- Watanabe, K., and H. Takahashi, 1995, Fractal geometry characterization of geothermal reservoir fracture networks, *J. Geophys. Res.*, 100(1), p. 521-528.

- Watts, N.L., 1987, Theoretical aspects of cap-rock and fault seals for single and two-phase hydrocarbon columns, *Marine and Petrol. Geol.*, 4, p. 274-307.
- Wilke, S., E. Guyon, and G. de Marsily, 1985, Water penetration through fractured rocks: Test of a tri-dimensional percolation description, *Math. Geol.*, 17(1), p. 17-27.
- Witherspoon, P.A., Wang, J.S.Y., Iwai, I. and Gale, J.E., 1980, Validity of cubic law for fluid flow in deformable rock fracture, *Water Resour. Res.*, 16, p. 1016-1024.
- Wong, T.F., Fredrich, J.T. and Gwanmesia G.D., 1989, Crack aperture statistics and pore space fractal geometry of Westerly granite and Rutland quartzite: implications for an elastic contact model of rock compressibility, *J. Geophys. Res.*, 94, p. 10,267-10,278.
- Zoback, M.D. and Hickman S., 1982, In-situ study of the physical mechanisms controlling induced seismicity at Monticello Reservoir, South Carolina., *J. Geophys. Research.*, 87, p. 6959-6974.

MEMOIRES DE GEOSCIENCES-RENNES
Université de Rennes I - Campus de Beaulieu
35042 - RENNES Cedex . Tel /fax : 02- 99.28.60.80

Dans la même collection :

N°1 - H. MARTIN - Nature, origine et évolution d'un segment de croûte continentale archéenne : contraintes chimiques et isotopiques. Exemple de la Finlande orientale. 392 p., 183 fig., 51 tabl., 4 pl. (1985). **Epuisé**

N°2 - G. QUERRE - Palingénèse de la croûte continentale à l'Archéen : Les granitoïdes tardifs (2,5-2,4 Ga) de Finlande Orientale. Pétrologie et géochimie. 226 p., 74 fig., 41 tabl., 3 pl. (1985). **Epuisé**

N°3 - J. DURAND - Le Grès Armoricaïn. Sédimentologie. Traces fossiles. Milieux de dépôt. 150 p., 76 fig., 9 tabl., 19 pl. (1985). **Epuisé**

N°4 - D. PRIOUR - Genèse des zones de cisaillement : Application de la méthode des éléments finis à la simulation numérique de la déformation des roches. 157 p., 106 fig., 7 tabl. (1985). **55F.**

N°5 - V. NGAKO - Evolution métamorphique et structurale de la bordure sud-ouest de la "série de Poli", segment camerounais de la chaîne panafricaine. 185 p., 76 fig., 16 tabl., 12 pl. (1986). **70F.**

N°6 - J. DE POULPIQUET - Etude géophysique d'un marqueur magnétique situé sur la marge continentale sud-armoricaine. 159 p., 121 fig., 5 tabl. (1986). **55F.**

N°7 - P. BARBEY - Signification géodynamique des domaines granulitiques. La ceinture des granulites de Laponie : une suture de collision continentale d'âge protérozoïque inférieur (1.9-2.4 Ga). 324 p., 89 fig., 46 tabl., 11 pl. (1986). **115F.**

N°8 - Ph. DAVY - Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale. 233 p., 72 fig., 2 tabl. (1986). **95F.**

N°9 - Y. GEORGET - Nature et origine des granites peralumineux à cordiérite et des roches associées. Exemple des granitoïdes du Massif Armoricaïn (France) : Pétrologie et géochimie. 250 p., 140 fig., 67 tabl. (1986). **Epuisé**

N°10 - D. MARQUER - Transfert de matière et déformation progressive des granitoïdes. Exemple des massifs de l'Aar et du Gothard (Alpes Centrales Suisses). 287 p., 134 fig., 52 tabl., 5 cartes hors-texte (1987). **Epuisé.**

N°11 - J.S. SALIS - Variation séculaire du champ magnétique terrestre. Direction et Paléointensité sur la période 7.000-70.000 BP dans la Chaîne des Puys. 190 p., 73 fig., 28 tabl., 1 carte hors-texte (1987). 90F.

N°12 - Y. GERARD - Etude expérimentale des interactions entre déformation et transformation de phase. Exemple de la transition calcite-aragonite. 126 p., 42 fig., 3 tabl., 10 pl. (1987). 75F.

N°13 - H. TATTEVIN - Déformation et transformation de phases induites par ondes de choc dans les silicates. Caractérisation par la microscopie électronique en transmission. 150 p., 50 fig., 1 tabl., 13 pl. (1987). 95F.

N°14 - J.L. PAQUETTE - Comportement des systèmes isotopiques U-Pb et Sm-Nd dans le métamorphisme éclogitique. Chaîne Hercynienne et Chaîne Alpine. 190 p., 88 fig., 39 tab., 2 pl. (1987). 95F.

N°15 - B. VENDEVILLE - Champs de failles et tectonique en extension; modélisation expérimentale. 392 p., 181 fig., 1 tabl., 82 pl. (1987). 265 F

N°16 - E. TAILLEBOIS - Cadre géologique des indices sulfurés à Zn, Pb, Cu, Fe du secteur de Gouézec-St-Thois : Dévono-Carbonifère du flanc Sud du Bassin de Châteaulin (Finistère). 195 p., 64 fig., 41 tabl., 8 pl. photo., 8 pl. h.texte. (1987). 110F

N°17 - J.P. COGNE - Contribution à l'étude paléomagnétique des roches déformées. 204 p., 86 fig., 17 tabl. (1987). 90F.

N°18 - E. DENIS - Les sédiments briovériens (Protérozoïque supérieur) de Bretagne septentrionale et occidentale : Nature, mise en place et évolution. 263 p., 148 fig., 26 tab., 8 pl. (1988). 140F.

N°19 - M. BALLEVRE - Collision continentale et chemins P-T : l'Unité pennique du Grand Paradis (Alpes Occidentales). 340 p., 146 fig., 10 tabl., (1988). Epuisé

N°20 - J.P. GRATIER - L'équilibrage des coupes géologiques. Buts, méthodes et applications. Atelier du Groupe d'Etudes Tectoniques le 8 Avril 1987 à Rennes. 165 p., 82 fig., 2 tabl. (1988). 85F.

N°21 - R.P. MENOT - Magmatismes paléozoïques et structuration carbonifère du Massif de Belledonne (Alpes Françaises). Contraintes nouvelles pour les schémas d'évolution de la chaîne varisque ouest-européenne. 465 p., 101 fig., 31 tab., 6 pl., (1988). Epuisé

N°22 - S. BLAIS - Les ceintures de roches vertes archéennes de Finlande Orientale : Géologie, pétrologie, géochimie et évolution géodynamique. 312 p., 107 fig., 98 tab., 11pl. photo, 1 pl. h.texte, (1989). 160F

N°23 - A. CHAUVIN - Intensité du champ magnétique terrestre en période stable de transition, enregistrée par des séquences de coulées volcaniques du Quaternaire. 217 p., 100 fig., 13 tab. (1989). 100F.

N°24 - J.P. VUICHARD - La marge austroalpine durant la collision alpine; évolution tectonométamorphique de la zone de Sesia-Lanzo. 307 p., 143 fig., 26 tab., 6 pl. hors-texte. (1989). 170F.

N°25 - C. GUERROT - Archéen et Protérozoïque dans la chaîne hercynienne ouest-européenne : géochimie isotopique (Sr-Nd-Pb) et géochronologie U-Pb sur zircons. 180 p., 68 fig., 29 tab., 1 pl. (1989) 90F.

N°26 - J.L. LAGARDE - Granites tardi-carbonifères et déformation crustale. L'exemple de la Méseta marocaine. 353 p., 244 fig., 15pl. (1989) 210F.

N°27 - Ph. BARDY - L'orogène cadomien dans le Nord-Est du Massif Armoricaïn et en Manche Occidentale. Etude tectonométamorphique et géophysique. 395 p., 142 fig., 7 tab., 1 pl. hors-texte. (1989). 175F.

N°28 - D. GAPAIS - Les Orthogneiss : Structures, mécanismes de déformation et analyse cinématique. 377 p., 184 fig., 3 tab. (1989). 275F.

N°29 - E. LE GOFF - Conditions pression-température de la déformation dans les orthogneiss : Modèle thermodynamique et exemples naturels. 321 p., 146 fig., 42 tab. (1989). 150F.

N°30 - D. KHATTACH - Paléomagnétisme de formations paléozoïques du Maroc. 220 p., 97 fig., 35 tab., (1989). 100F.

N°31 - A. HAIDER - Géologie de la formation ferrifère précambrienne et du complexe granulitique encaissant de Buur (Sud de la Somalie). Implications sur l'évolution crustale du socle de Buur. 215 p., 18 fig., 42 tab., 7 pl. (1989). 130 F.

N°32 - T. DANIEL - Traitement numérique d'image appliqué à l'analyse texturale de roches déformées. 186 p., 121 fig., 4 tab. (1989). 210 F.

N°33 - C. LECUYER - Hydrothermalisme fossile dans une paléocroûte océanique associée à un centre d'expansion lent : Le complexe ophiolitique de Trinity (N. Californie, U.S.A). 342 p., 109 fig., 73 tab. (1989). 200 F.

- N°34 - P. RICHARD** - Champs de failles au dessus d'un décrochement de socle: modélisation expérimentale. 382 p., 137 fig. (1989). 400 F.
- N°35 - J. de BREMOND d'ARS** - Estimation des propriétés rhéologiques des magmas par l'étude des instabilités gravitaires. Pétrologie du complexe plutonique lité de Guernesey. 370 p., 128 fig., 64 tabl. (1989). 180 F.
- N°36 - A. LE CLEAC'H** - Contribution à l'étude des propriétés physiques des minéraux à haute pression : Spectroscopie et calcul des grandeurs thermodynamiques de la lawsonite, des épidotes et des polymorphes de SiO₂. 190 p., 72 fig., 37 tabl. (1989). 100 F.
- N°37 - O. MERLE** - Cinématique des nappes superficielles et profondes dans une chaîne de collision. 280 p., 165 fig., 3 tabl. (1990). 160F.
- N°38 - P. ALLEMAND** - Approche expérimentale de la mécanique du rifting continental. 205 p., 106 fig., 13 tabl. (1990). 160F.
- N°39 - Ch. BASILE** - Analyse structurale et modélisation analogique d'une marge transformante : l'exemple de la marge de Côte-d'Ivoire - Ghana. 230 p., 161 fig., 7 tabl. (1990) . Epuisé
- N°40 - M. AUDIBERT** - Déformation discontinue et rotations de blocs. Méthodes numériques de restauration. Application à la Galilée. 250 p., 80 fig., 5 tabl., (1991). 150F.
- N°41 - G. RUFFET** - Paléomagnétisme et ⁴⁰Ar/³⁹Ar : étude combinée sur des intrusions précambriennes et paléozoïques du Trégor (Massif Armoricaïn) . 261 p., 80 fig., 19 tabl. (1991). 120F.
- N°42 - P. SUZANNE** - Extrusion latérale de l'Anatolie : Géométrie et mécanisme de la fracturation. 262 p., 100 fig., 12 pl., 5 tabl. (1991). 210F.
- N°43 - G. FIQUET** - Propriétés thermodynamiques de minéraux du manteau supérieur. Calorimétrie à haute température et spectroscopie Raman à haute pression et haute température. 274 p., 101 fig., 53 tabl. (1991). 130F.
- N°44 - J. MARTINOD** - Instabilités périodiques de la lithosphère (Flambage, Boudinage en compression et en extension). 283 p., 117 fig., 3 tabl., 2 pl. couleur. (1991). 170F.
- N°45 - M.O. BESLIER** - Formation des marges passives et remontée du manteau: Modélisation expérimentale et exemple de la marge de la Galice. 257 p., 86 fig., 5 tab., 2 pl. noir/blanc, 2 Pl. couleur. (1991). 180F.

N°46 - J.B.L. FRANCOLIN - Analyse structurale du Bassin du Rio Do Peixe. (Brésil) : 250 p., 83 fig., 3 tab., 9 pl. couleur. (1992). 300F.

N° 47 - S. TOURPIN - Perte des mémoires isotopiques (Nd, Sr, O) et géochimiques (REE) primaires des komatiites au cours du métamorphisme : exemple de la Finlande Orientale. 185 p., 53 fig., 23 tabl. (1992). 100F.

N° 48 - J.A. BARRAT - Genèse des magmas associés à l'ouverture d'un domaine océanique : Géochimie des laves du Nord-Est de l'Afrique (Mer Rouge - Afar) et d'Arabie. 175 p., 47 fig., 23 tab. (1992). 100F.

N° 49 - E. HALLOT - Injection dans les réservoirs magmatiques. Contraintes pétrologiques (Massifs de Fort La Latte et de Saint Brieuc, Bretagne Nord) et modélisation analogique. 331 p., 101 fig., 30 tabl. (1993). 180F.

N°50 - T. SOURIOT - Cinématique de l'extension post-pliocène en Afar. Imagerie SPOT et modélisation analogique. 225 p., 2 pl. coul., 1 tabl., 91 fig., 16 pl. photo., 1 carte H.Texte. (1993). 190F.

N° 51 - T. EUZEN - Pétrogenèse des granites de collision post-épaississement. Le cas des granites crustaux et mantelliques du Complexe de Pontivy-Rostrenen (Massif Armoricaire, France). 350 p., 2 pl. coul., 34 tabl. en annexe, (1993). 190F.

N° 52 - J. LE GALL - Reconstitution des dynamismes éruptifs d'une province paléovolcanique : l'exemple du graben cambrien du Maine (Est du Massif Armoricaire). Pétrogenèse des magmas andésitiques et ignimbritiques et leur signification dans l'évolution géodynamique cadomienne. 370 p., 30pl. photo., 1 pl. coul. (1993). 350 F.

N° 53 - J. C. THOMAS - Cinématique tertiaire et rotations de blocs dans l'ouest de l'Asie Centrale (Tien Shan Kirghiz et dépression Tadjik). Etude structurale et paléomagnétique. 330 p., 107 fig., 2 pl. coul., 18 tabl., 1 carte, annexes. (1993). 220 F.

N°54 - F. LAFONT - Influences relatives de la subsidence et de l'eustatisme sur la localisation et la géométrie des réservoirs d'un système deltaïque. Exemple de l'Eocène du bassin de Jaca, Pyrénées Orientales., 270 p., 115 fig., dont 17 pl. couleur. (1994). 150 F.

N° 55 - C. BIELLMANN - Stabilité et réactivité des carbonates à très hautes pression et température. Implications pour le stockage du Carbone dans le manteau terrestre., 230 p., 74 fig., 11 tabl., 1 pl. couleur (1993). 175 F.

N°56 - A. POTREL - Evolution tectono-métamorphique d'un segment de croûte continentale archéenne. Exemple de l'Amsaga (R.I. Mauritanie), dorsale Réguibat (Craton Ouest Africain). 400 p., (dont annexes) 125 fig., 21 tabl., 1 pl. couleur, 43 pl. photo (1994). 270 F.

N° 57 - M. KUNTZ - Approche expérimentale de la déformation dans les systèmes préfracturés : Contribution à l'étude de l'inversion tectonique des bassins sédimentaires. 220 p., 19 pl., 87 fig., 3 tabl. (1994). 155 F.

N° 58 - D. ROUBY - Restauration en carte des domaines faillés en extension. Méthode et applications. 266 p., 98 fig. dont annexes (1994). 180 F.

N° 59 - J.J. TONDJI-BIYO - Chevauchements et bassins compressifs. Influence de l'érosion et de la sédimentation. Modélisation analogique et exemples naturels. 426 p., 141 fig., 4 pl. couleur, 21 tableaux, dont annexes (1995). 270 F.

N° 60 - H. BOUHALLIER - Evolution structurale et métamorphique de la croûte continentale archéenne (Craton de Dharwar, Inde du Sud). 277 p., 100 fig., dont 5 pl. coul., 7 tab., dont annexes (1995). 150 F.

N° 61 - P. GAUTIER - Géométrie crustale et cinématique de l'extension tardi-orogénique dans la domaine centre-égéen (îles des Cyclades et d'Eubée, Grèce). 430 p., 89 fig., dont 4 pl. coul., 1 tabl., dont annexes (1995). 220F.

N° 62 - M.T. ROMAN BERDIEL - Mécanismes d'intrusion des granites supracrustaux. Modèles analogiques et exemples naturels. 270 p., 75 fig., 5 pl. laser, 9 tabl. (1995). 160F.

N° 63 - M. JULLIEN - Polytypisme, ordre d'empilement et interstratification dans la cookéite et les phyllosilicates non micacés du métamorphisme. Influence de la pression. 226 p., 61 fig., 8 tabl. (1995). 150 F.

N° 64 - Y. LAHAYE - L'altération des komatiites. 224 p., 70 fig., 29 tabl., + annexes (1995). 150 F.

N° 65 - A. CRAVE - Quantification de l'Organisation des réseaux hydrographiques. 210 p., 68 fig., dont annexe (1995). 120 F.

N° 66 - A. ESSAIFI - Relations entre magmatisme-déformation et altération hydrothermale : L'exemple des Jebilet centrales (Hercynien, Maroc). 331 p., 248 fig., 4 tabl., dont annexes (1995). 170 F.

N° 67 - M. LE RAVALEC - Vitesses et perméabilité des roches : modélisation du rôle des fluides et des fissures. 276 p., 119 fig. 3 pl. couleur, 5 tabl., dont annexe (1995). 140 F.

n° 68 - A. SEMIANI - Métallogénie de la zone de cisaillement aurifère est-ouzzalienne : structure, pétrologie et géochimie des gisements d'or de Tirek-Amesmessia (Hoggar occidental, Algérie). 262 p., 72 fig., 36 tabl., 4 pl. couleur + annexes, (1995). 130 F.

N° 69 - F. MOREAU - Méthodes de traitement de données géophysiques par transformée en ondelettes. 177 p., 57 fig., + annexes. (1995). 100 F.

N° 70 - B. TOURNERIE - Imagerie de réflecteurs électromagnétiques en régime diffusif : Méthode et applications en Géophysique. 165 p., 45 fig., 8 tabl., + annexes, (1995). 100 F.

N° 71 - T. NALPAS - Inversion des grabens du Sud de la Mer du Nord. Données de sub-surface et modélisation analogique. 245 p., 110 fig., dont 10 pl. coul., (1994). 120 F.

N° 72 - M. URREIZTIETA - Tectonique néogène et bassins transpressifs en bordure méridionale de l'Altiplano-Puna (27°S), Nord-Ouest argentin. 311 p., 111 fig., 5 tabl., 6 pl. couleur, dont annexe. (1995). 200 F.

N° 73 - A.N. KOUAMELAN - Géochronologie et Géochimie des Formations Archéennes et Protérozoïques de la Dorsale de Man en Côte d'Ivoire. Implications pour la Transition Archéen-Protérozoïque. 290 p., 99 fig., 23 tabl., 2 pl. couleur, dont annexe (1996). 120 F.

N° 74 - Y. GARCIA - Variation de l'intensité du champ magnétique en France durant les deux derniers millénaires. 331 p., 122 fig., 35 tab., dont annexe. (1996). 150 F.

N° 75 - M. A. SANTOS PINTO - Le recyclage de la croûte continentale archéenne : Exemple du bloc du Gavião- Bahia, Brésil. 193 p., 102 fig., 51 tab. (1996). 100 F.

N° 76 - D. CHARDON - Les déformations continentales archéennes : Exemples naturels et modélisation thermomécanique. 300 p., 127 fig., 6 tabl., 4 pl. photo; dont annexes. (1997). 130 F.

N° 77 - C. ROBIN - Mesure stratigraphique de la déformation : Application à l'évolution jurassique du Bassin de Paris. 293 p., 129 fig., 9 pl. couleur, dont annexes. (1997). 180 F.

N° 78 - D. GRANJEON - Modélisation stratigraphique déterministe : Conception et applications d'un modèle diffusif 3D multilithologique. 197 p., 56 fig., 22 tabl., 8 pl. couleur. (1997). 100 F.

Hors Série - P. DAVY, F. GUILLOCHEAU, B. HAMELIN (Coordinateurs) -
Géomorphologie : Processus et modélisation. Ecole thématique du CNRS, 146 p.,
69 fig., 2 tab., Lumigny, Juillet (1996) 50 F

N° 79 - A. JAFFREZIC - Géochimie des éléments métalliques, des nitrates et du
carbone organique dissous dans les eaux et les sols hydromorphes. Agriculture
intensive et qualité des eaux dans les zones humides en Bretagne. 296 p., 143 fig.,
46 tabl., 1 pl. coul., dont annexes. (1997) 130 F.

N° 80 - O. BOUR - Transferts de fluides dans les milieux fracturés : Effets
d'échelle. 272 p., 100 fig., 1 tabl., (1997) 100 F.

MEMOIRES DE GEOSCIENCES

à retourner à :

Arlette FALAISE
Géosciences - Rennes I
Université de Rennes
35042 - RENNES Cédex (France)
Tél 02.99.28.60.80 Fax : 02.99.28.60.80

accompagné :

soit de votre BON DE COMMANDE
ou bien de votre règlement (chèque libellé à l'ordre de) :
Madame l'Agent Comptable du CNRS

BON DE COMMANDE

NOM :

ORGANISME

ADRESSE

Veillez me faire parvenir les ouvrages suivants :

N°	Auteur	Nb	P.U.	TOTAL

Frais d'envoi : 20,00 F pour le 1er volume par volume supplémentaire : 5,00 F	TOTAL	
TOTAL DE LA COMMANDE		

Imprimé à l'Université de Rennes I

Dépot Légal

4ème trimestre 1997

Résumé

A la suite d'une demande de divers secteurs en développement, comme l'enfouissement des déchets (nucléaires, industriels et ménagers), et l'amélioration des ressources géothermiques, pétrolières ou en eau souterraine, la recherche sur les circulations de fluides dans les milieux fracturés a connu un essor croissant ces dernières années. Malheureusement, la modélisation des écoulements dans ces milieux se heurte à la complexité géométrique des champs de failles qui présentent une large gamme de longueurs et d'ouvertures, ainsi qu'une distribution spatiale non-homogène. La superposition de ces paramètres géométriques conduit en particulier à des effets d'échelles sur les coefficients de transport qui restent encore mal définis. Après avoir entrepris une analyse statistique bi-dimensionnelle de la géométrie de plusieurs réseaux de failles naturels, nous avons développé une approche fondée sur la théorie de la percolation, dans le but de déterminer les principaux paramètres géométriques gouvernant les propriétés de transport des milieux fracturés.

La description géométrique d'une faille nécessite au moins trois paramètres géométriques, que l'on peut supposer a priori indépendants : sa position dans l'espace, sa longueur et son orientation. Pourtant, en analysant séparément leurs distributions spatiales nous avons montré qu'entre les différents paramètres géométriques, il existe des corrélations nettes qui résultent probablement des interactions mécaniques intervenant lors de la croissance des champs de failles. En particulier, nos résultats suggèrent l'existence d'une relation entre la dimension fractale des barycentres de failles et l'exposant de la loi d'échelle de la distribution des longueurs de failles.

L'adaptation de la théorie de la percolation à la géométrie spécifique des milieux fracturés en général, et à leur très large distribution de longueurs, en particulier, a permis de décrire leurs propriétés de connectivité. Cette analyse théorique a pu être vérifiée en deux et trois dimensions, grâce à un modèle numérique. Les implications de cette analyse reposent en grande partie sur une quantification du rôle des "grandes" et des "petites" failles, qui permet de définir l'observable pertinent. La géométrie des chemins de connection (amas percolant) et des chemins d'écoulement (backbone) au seuil de percolation est décrite sous la forme de lois d'échelles. Il est également montré comment certaines distributions de longueurs, fréquentes dans la nature, impliquent nécessairement l'existence d'une échelle au-dessus de laquelle les réseaux de failles sont bien connectés (longueur de corrélation finie). L'application de notre analyse à plusieurs réseaux de failles naturels a permis de montrer l'adéquation de l'approche théorique développée. Ce travail définit un cadre théorique qui permettra de fournir les bases d'une modélisation originale des propriétés de transport des systèmes fracturés. Cette proposition de modèle s'appuie à la fois sur l'éventuelle dépendance d'échelle des coefficients de transport, qui a par ailleurs été observée grâce à une étude expérimentale menée sur le site de Ploemeur (Morbihan), et sur l'utilisation de distributions géométriques appropriées aux systèmes fracturés.

Mots clés :

Réseaux de failles, lois d'échelle, théorie de la percolation, transferts de fluides, modélisation.