

TH - 07
IC3

THESE

présentée à

l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris

par

Marie-Christine CACAS

pour l'obtention du titre de

Docteur

en

Hydrologie et Hydrogéologie Quantitative

**DEVELOPPEMENT D'UN MODELE TRIDIMENSIONNEL
STOCHASTIQUE DISCRET
POUR LA SIMULATION DE L'ECOULEMENT
ET DES TRANSFERTS DE MASSE
ET DE CHALEUR EN MILIEU FRACTURE**

Soutenue le 16 juin 1989 devant le jury composé de :

P. WITHERSPOON	Président
J.P. CHILES	Rapporteur
E. LEDOUX	Rapporteur
E. BARBREAU	Examineur
A. ETCHECOPAR	Examineur
E. GUYON	Examineur
G. de MARSILY	Examineur

AVANT-PROPOS

Le travail présenté dans ce document a été effectué au Centre d'Informatique Géologique de l'Ecole des Mines de Paris sous la direction de M. de MARSILY, que je tiens à remercier vivement pour m'avoir fait bénéficier de son expérience, de ses idées et de son dynamisme.

Ma reconnaissance s'adresse aussi à M. LEDOUX, ainsi qu'à tout le personnel du Centre d'Informatique Géologique qui m'ont assistée et m'ont permis d'effectuer ce travail dans un environnement favorable.

Je remercie également M. le Pr. WITHERSPOON de m'avoir accueillie dans son laboratoire de Berkeley pour un stage de deux mois, au cours duquel j'ai eu l'occasion d'établir des contacts fructueux avec des chercheurs de son équipe.

Je suis très reconnaissante à ces personnes ainsi qu'à MM. BARBREAU, CHILES, ETCHECOPAR et GUYON d'avoir accepté de juger ce travail.

Enfin, j'adresse tous mes remerciements à la Commission des Communautés Européennes, et au Commissariat à l'Energie Atomique qui ont financé l'ensemble des travaux dont il sera question dans ce travail, ainsi qu'à la COGEMA qui a mis la mine de Fanay-Augères à la disposition des expérimentateurs. Le Centre National de la Recherche Scientifique, par le biais de l'Action Thématique Programmée "Géotechnologies" a également participé à cette recherche.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

1. INTRODUCTION

2. PRESENTATION DU MILIEU FRACTURE

2.1 STRUCTURE DU MILIEU

2.1.1 L'effet d'échelle

2.2 LES DIFFERENTES APPROCHES PROPOSEES POUR ETUDIER LES MILIEUX FRACTURES

2.2.1 Définitions

2.2.2 L'approche "milieu continu homogène équivalent"

2.2.3 Utilisation de modèles discrets

2.2.4 L'approche "milieu continu hétérogène"

2.3 CONCLUSION

3. PRESENTATION DU TRAVAIL PROPOSE

3.1 LE PROBLEME POSE

3.2 PRINCIPE DE LA METHODE PROPOSEE

3.2.1 Caractérisation du milieu à petite échelle

3.2.2 Développement d'un modèle d'écoulement et ajustement

3.2.3 Changement d'échelle

3.2.4 Remarque

3.3 PLAN DU TRAVAIL

PARTIE I : SIMULATION DES ECOULEMENTS

1. PRESENTATION DU SITE DE FANAY-AUGERES

1.1 LE DOMAINE D'ETUDE

1.2 DESCRIPTION DES MESURES

1.2.1 Etude structurale de la fracturation

1.2.2 Essais d'injection sous pression (Juil 1984 - Sept 1984)

1.2.3 Mesures du champ de pression (Fev 1985 - Mars 1986)

1.2.4 Mesures du débit drainé

1.2.5 Traçages chimiques (Sept 1985 - Mars 1986)

1.3 PREMIERS RESULTATS

2. DESCRIPTION DU MODELE STOCHASTIQUE ET DISCRET

2.1 PRESENTATION DU MODELE GEOMETRIQUE UTILISE

2.1.1 Tirage au sort des orientations

2.1.2 Tirage au sort des rayons des disques

2.1.3 Tirage au sort de nombres aléatoires

2.2 ANALYSE STATISTIQUE DES MESURES STRUCTURALES, DONNEES DU MODELE

2.2.1 Recherche des familles directionnelles

2.2.2 Orientation des fractures au sein de chaque famille directionnelle

2.2.3 Distribution des longueurs au sein de chaque famille directionnelle

2.2.4 Densité de fracturation de chaque famille directionnelle

2.3 CONCLUSION

3. SIMULATION DE L'ECOULEMENT DANS LES RESEAUX DE DISQUES

3.1 DESCRIPTION DU MODELE

3.2 ASPECT NUMERIQUE DES SIMULATIONS

3.2.1 Caractérisation de la géométrie des liens

3.2.2 Calculs des écoulements

3.2.3 Résolution numérique

3.3 RESUME

4. TESTS DU MODELE ETUDE DE SENSIBILITE

4.1 TEST DE L'ALGORITHME DE RECHERCHE DES CONNECTIONS

4.2 TEST DU PROGRAMME DE SIMULATION DES ECOULEMENTS

4.3 PRECISION DE L'ALGORITHME DE RESOLUTION

4.4 TESTS DE SENSIBILITE

4.4.1 Sensibilité à la dispersion des conductivités intégrées des liens

4.4.2 Etude des facteurs de variabilité de la perméabilité équivalente entre différentes réalisations

4.5 CONCLUSION

5. CALAGE DU MODELE

5.1 ANALYSE DES MESURES D'INJECTABILITE LOCALE - STRUCTURE SPATIALE

5.2 CHOIX DU CRITERE DE CALAGE

5.3 CHOIX DES PARAMETRES A CALER

5.4 DEROULEMENT DU CALAGE ET RESULTATS

5.4.1 Simulation des essais d'injection

5.4.2 Calage de la moyenne et de l'écart-type du logarithme des conductivités intégrées

5.5 CONCLUSION

6. PASSAGE A L'ECHELLE GLOBALE

6.1 VARIABILITE DES PROPRIETES HYDRAULIQUES DES SOUS-RESEAUX DE 10 METRES DE COTE

6.1.1 Premier test

6.1.2 Deuxième test

6.1.3 Conclusions concernant l'anisotropie éventuelle du milieu

6.1.4 Conclusions concernant la perméabilité équivalente à l'échelle intermédiaire

6.2 ESTIMATION DES PROPRIETES DU MILIEU A L'ECHELLE GLOBALE

6.2.1 Application des lois de composition des perméabilités

6.2.2 Vérification numérique de l'applicabilité des lois de composition

6.3 ESTIMATION DE L'INCERTITUDE SUR LES RESULTATS OBTENUS

7. COMPARAISON DE LA PERMEABILITE GLOBALE ESTIMEE AVEC SA VALEUR REELLE

7.1 ANALYSE DES MESURES DU DEBIT DE DRAINAGE ET DU CHAMP PIEZOMETRIQUE

7.2 ESTIMATION DE LA PERMEABILITE EQUIVALENTE DU MILIEU

7.3 CONCLUSION ET DISCUSSION

7.1 ANALYSE DES MESURES DU DEBIT DE DRAINAGE ET DU CHAMP PIEZOMETRIQUE

7.2 ESTIMATION DE LA PERMEABILITE EQUIVALENTE DU MILIEU

7.3 CONCLUSION ET DISCUSSION

8. DISCUSSION GENERALE

8.1 RETOUR A L'HYPOTHESE D'ERGODICITE

8.2 DISCUSSION GENERALE DE LA METHODE

8.2.1 Retour sur la schématisation des conduits par un réseau de liens

8.2.2 Adaptation de la méthode au cas d'un milieu anisotrope

8.2.3 Comparaison de la méthode avec une approche "milieu continu hétérogène"

PARTIE II : SIMULATION DES TRANSPORTS DE PARTICULES

1. INTRODUCTION

1.1 RAPPELS SUR LE TRANSPORT DE SUBSTANCES EN SOLUTION

1.1.1 La diffusion moléculaire

1.1.2 La dispersion

1.2 OBJECTIF DES TRAVAUX PRESENTES DANS LA PARTIE II

2. MODELISATION DU TRANSPORT DES PARTICULES DANS LE RESEAU

2.1 RAPPELS DES DIFFERENTES METHODES DE SIMULATION DU TRANSPORT DE PARTICULES PAR ADVECTION DANS UN RESEAU DE FRACTURES

2.2 EMPLOYEE

2.2.1 Orientation des particules aux intersections

2.2.2 Calcul des durées de parcours des liens

2.2.3 Un paramètre du modèle: le coefficient de ralentissement des particules

2.2.4 Simulation de la dispersion microscopique

2.2.5 Un paramètre du modèle : la dispersivité microscopique dans les fractures

2.2.6 Simulation d'un traçage

2.3 RESUME

3. ETUDE DE SENSIBILITE DU MODELE DE TRANSPORT A SES DIFFERENTS PARAMETRES

3.1 SENSIBILITE DU MODELE AUX PARAMETRES DU MODELE DE TRANSPORT

3.1.1 Sensibilité du modèle au coefficient de ralentissement C_r

3.1.2 Sensibilité du modèle à la dispersivité dans les plans de fracture

3.2 SENSIBILITE DU MODELE DE TRANSPORT AUX PARAMETRES DU MODELE HYDRAULIQUE

3.2.1 Sensibilité du modèle à la moyenne du logarithme des conductivités intégrées: μ

3.2.2 Sensibilité du modèle à l'écart-type du logarithme des conductivités intégrées: σ

3.3 CONCLUSION

4. CALAGE DES PARAMETRES DU MODELE DE TRANSPORT

4.1 RESULTATS DES EXPERIENCES DE TRACAGE

4.2 CALAGE DES PARAMETRES

4.2.1 Les critères de calage

4.2.2 Calage et résultats obtenus

4.2.3 Valeurs calées des paramètres

4.3 CONCLUSION

5. COMPARAISON DE LA DISPERSION DANS LE MODELE ET DANS LE MILIEU REEL

5.1 COMPARAISON DES DUREES DE RESTITUTION DES EXPERIENCES REELLES ET SIMULEES

5.2 COMPARAISON DES VOLUMES ENVAHIS PAR LE TRACEUR

5.3 DISCUSSION - CONCLUSION

6. MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET D'ECHELLE - CONCLUSION DE L'ETUDE DES TRANSPORTS

6.1 ESTIMATION DE LA DISPERSIVITE LONGITUDINALE ET MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET D'ECHELLE

6.1.1 Influence de la dispersion des vitesses ponctuelles sur la DISPERSIVITE

6.1.2 Conclusion

6.2 CONCLUSION DE L'ETUDE DES TRANSPORTS

**PARTIE III : PERSPECTIVES D'EXTENSION DU MODELE
AUX PROBLEMES DE DIFFUSION DANS LA MATRICE**

**I. UN EXEMPLE DE DIFFUSION DANS LA MATRICE: LES TRANSFERTS
THERMIQUES**

2. DESCRIPTION DU MODELE COUPLE HYDRO-THERMIQUE

2.1 PRINCIPE DE BASE

**2.2 DISCRETISATION DE LA MATRICE - GEOMETRIE DES BLOCS ELEMEN-
TAIRES**

2.3 SIMULATION DES TRANSFERTS THERMIQUES A L'ECHELLE D'UN DISQUE

2.3.1 Résolution numérique de l'équation de la conduction

2.3.2 Prise en compte des conditions aux limites

2.4 SIMULATION DE L'EVOLUTION THERMIQUE DU RESEAU COMPLET

2.5 LES PARAMETRES DU MODELE THERMIQUE

2.6 CONCLUSION

3. TESTS DU MODELE - CONCLUSION

3.1 VERIFICATION DE LA METHODE NUMERIQUE

3.2 SENSIBILITE A LA GEOMETRIE DES CONES

**3.3 TESTS DE SENSIBILITE A LA GEOMETRIE DE LA FRACTURATION ET
AUX PARAMETRES HYDRAULIQUES ET THERMIQUES**

3.4 CONCLUSION DE LA PARTIE III

CONCLUSION

ANNEXES

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

1. INTRODUCTION

Une alternative au problème de l'évacuation des déchets radioactifs à haute activité est le stockage en formations géologiques. Plusieurs milieux sont envisagés: les formations salifères, les argiles et schistes argileux, les basaltes et enfin les roches cristallines. Dans la mesure où la roche est monolithique, elle présente en particulier une perméabilité très faible qui en fait une barrière quasiment étanche. Il se pose cependant le problème que ces roches sont naturellement fracturées, offrant ainsi aux fluides des cheminements rapides, susceptibles de véhiculer des substances dangereuses. Le rôle joué par ces réseaux de fractures doit être connu de façon détaillée avant d'envisager tout stockage en milieu cristallin.

L'intérêt porté aujourd'hui aux milieux fracturés n'est pas limité aux problèmes d'évacuation des déchets nucléaires. Des projets développés actuellement pour l'exploitation de la chaleur des granites profonds par circulation d'un fluide caloporteur dans un réseau de fractures demandent également des connaissances approfondies de ces milieux. Citons enfin leur importance en génie civil (implantation des barrages hydrauliques), ou même dans le domaine des ressources en eau.

Enfin, le milieu fissuré se présente comme un milieu hétérogène aléatoire particulier, où la forme et la géométrie des discontinuités que représentent les fractures jouent un rôle fondamental sur la connectivité du réseau. Dans l'étude générale des milieux hétérogènes aléatoires, le milieu fissuré constitue donc un exemple intéressant.

Le présent mémoire propose une approche du milieu fissuré par modélisation numérique. L'essentiel du travail présenté s'inscrit dans le cadre des recherches sur la modélisation des écoulements et transports de radionucléides à proximité d'un dépôt de déchets nucléaires; une extension du modèle aux problèmes de diffusion dans la matrice est ensuite proposée, qui pourrait s'appliquer par exemple à la simulation des échanges thermiques ou aux transferts de matière entre le fluide et la matrice rocheuse.

2. PRESENTATION DU MILIEU FRACTURE

2.1 STRUCTURE DU MILIEU

Les massifs rocheux naturels présentent de nombreuses discontinuités, d'origines diverses, syngénétique ou tectonique. Une nomenclature particulière permet de les distinguer suivant leur nature (BLES et FEUGA, 1981). Dans la suite, nous emploierons le terme plus général de "fracture" ou "fissure".

Ces fractures se présentent généralement sous la forme d'un plan de rupture de la roche, d'extension finie. Les contraintes qui s'établissent dans le milieu peuvent engendrer un déplacement relatif des deux parois et créer des espaces vides entre les lèvres de la fracture, offrant à l'eau un cheminement privilégié.

Certains massifs se caractérisent par une fracturation très dense. Les discontinuités se recoupent et s'assemblent en réseau.

On observe que les fractures d'un site donné sont généralement orientées suivant des directions préférentielles liées aux conditions mécaniques de leur genèse (BLES et FEUGA, 1981). La variabilité de leurs dimensions couvre plusieurs ordres de grandeur: les grands socles cristallins peuvent être taillés de failles dont la trace observable au sol s'étend sur plusieurs centaines de kilomètres; à l'inverse, les joints intergranulaires de la roche constituent des discontinuités de dimension microscopique. Toutes les échelles intermédiaires de fracturation se présentent dans les massifs rocheux naturels, parfois simultanément. Un même massif granitique peut par exemple comporter des failles hectométriques, des fractures métriques, et des micro-discontinuités.

2.1.1 L'effet d'échelle

Cette structure confère au milieu fracturé des propriétés qui dépendent de l'échelle spatiale considérée. Un examen local permet de distinguer les discontinuités du milieu, nettement individualisées. Vues à une échelle globale, les hétérogénéités n'apparaissent plus en

particulier. Le milieu prend un aspect uniforme. A une échelle encore plus globale, il se peut qu'à nouveau de très grandes discontinuités confèrent au milieu un caractère discontinu. Ceci illustre le phénomène dit "effet d'échelle". Suivant l'échelle spatiale des phénomènes étudiés, le comportement du milieu change, pouvant passer d'un comportement typiquement discontinu à un comportement de milieu continu. Il s'ensuit que plusieurs approches fondamentalement différentes sont proposées pour étudier ces milieux. Elles s'adaptent chacune à des échelles d'étude bien spécifiques.

2.2 LES DIFFERENTES APPROCHES PROPOSEES POUR ETUDIER LES MILIEUX FRACTURES

2.2.1 Définitions

L'existence de l'effet d'échelle nous conduit tout-d'abord à définir quelques échelles de référence.

L'échelle locale représente la dimension d'un domaine ne contenant que quelques fractures. Chaque discontinuité est clairement individualisée. Si l'on cherche à interpréter un phénomène dont la portée est limitée à ce domaine, chaque fracture doit être prise en compte, avec ses caractéristiques propres. La géométrie exacte est déterminante des propriétés mécaniques du milieu.

A l'échelle globale, le milieu est vu comme un milieu continu et homogène. Le réseau est constitué d'un très grand nombre de fractures qu'il n'y a plus lieu de distinguer les unes des autres: les propriétés mécaniques (rhéologie, hydraulique ...) intègrent les propriétés moyennes de la fracturation, et sont spatialement stables. Le plus petit domaine répondant à cette définition est généralement dit "Volume Élémentaire Représentatif (V.E.R.)" (BEAR, 1972, voir aussi MARSILY, 1981).

Il nous reste à définir **l'échelle intermédiaire**. Si l'on observe "en détail" un domaine de la taille du V.E.R., celui-ci apparaît comme un milieu quasi-continu, mais hétérogène. Les propriétés mécaniques ou la géométrie du milieu varient dans l'espace. L'échelle intermédiaire correspond à l'échelle spatiale de ces variations. Par exemple, un sous-domaine de dimension intermédiaire, extrait d'un réseau donné, peut être caractérisé par un comportement moyen résultant des propriétés individuelles de chaque fracture. Un sous-domaine voisin de même dimension possède cependant un comportement moyen différent.

Rien pour l'instant ne nous permet d'affirmer que ces échelles existent réellement dans un milieu donné. La condition de leur existence sera discutée ultérieurement.

Les travaux présentés dans la première partie de ce mémoire portent sur l'étude des processus hydrauliques qui s'établissent dans les réseaux de fractures. Nous limiterons ce paragraphe à l'exposé des différentes méthodes d'étude utilisées dans ce domaine. Les parties II et III présenteront brièvement les méthodes développées pour l'étude des migrations d'espèces chimiques et les transferts thermiques.

On distingue deux catégories d'approche de l'hydraulique en milieu fracturé. La première consiste à faire l'hypothèse que le milieu peut être considéré comme un milieu continu où les écoulements obéissent à la loi de Darcy. La deuxième englobe les méthodes "discrètes", c'est-à-dire basées sur une représentation individuelle des fractures.

2.2.2 L'approche "milieu continu homogène équivalent"

Nous nous plaçons ici dans le cas où le milieu fracturé est considéré à l'échelle globale, définie précédemment. La simulation des écoulements consiste à résoudre l'équation de Darcy dans le milieu, caractérisé par son tenseur de perméabilité. Des méthodes numériques adaptées au calcul électronique (méthode des éléments finis ou des différences finies, par exemple dans MARSILY, 1986), permettent de résoudre cette équation dans des domaines de configurations les plus complexes. Les difficultés résident plutôt dans la validité de l'hypothèse d'un comportement continu homogène, et dans la détermination du tenseur de perméabilité à partir de mesures de terrain.

Existence du V.E.R.

L'hypothèse d'existence d'un V.E.R. est souvent remise en cause. Comme nous l'avons mentionné précédemment, les réseaux de fractures rencontrés dans la nature présentent plusieurs échelles de fracturation superposées. Par exemple, un milieu fracturé à l'échelle métrique peut être recoupé de failles hectométriques très conductrices. Il n'est donc pas question d'envisager un comportement spatialement homogène à une échelle inférieure à 100 mètres. Ce même milieu peut aussi être cisailé par des failles kilométriques, ce qui augmente encore la dimension minimum du V.E.R. On peut ainsi imaginer qu'il n'existe pas véritablement de limite supérieure à la dimension des fractures, et donc pas de V.E.R.

Certains auteurs (BARTON et al, 1985, CHILES, 1988) proposent aussi une description fractale des réseaux de fracture (MANDELROT, 1975). Même avec une échelle de

fracturation unique, la répartition spatiale très particulière des fractures interdit l'existence d'une échelle d'observation à laquelle le milieu puisse être considéré comme homogène. En effet, cette répartition est telle que quelque soit l'échelle considérée, il existe des domaines du réseau ne présentant aucune fracture, alors que d'autres sont densément fracturés et perméables. Un cas très schématique de ce type de réseau est représenté par le classique tapis de Sierpinsky (Figure 1). La théorie de la percolation (par exemple dans STAUFFER, 1985) montre que l'unique amas infini de fractures au seuil de percolation présente ces propriétés fractales, ce qui interdit l'existence d'un V.E.R.

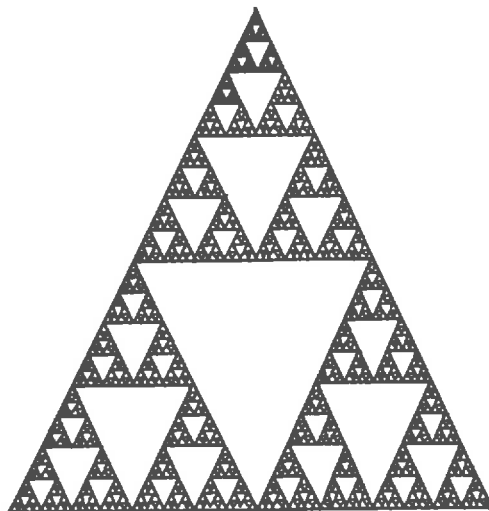


Figure 1. Tapis de Sierpinsky

Nous retiendrons donc deux facteurs allant à l'encontre de l'hypothèse d'existence d'un V.E.R. : la superposition de plusieurs échelles de fracturation et le caractère éventuellement fractal du réseau. Notons cependant que certains réseaux, comme celui que nous étudierons dans ce travail, ne semblent pas présenter a priori cet aspect fractal, tout-au-moins au delà d'une échelle de l'ordre de la dimension des fractures. On peut par ailleurs envisager que des milieux réels ne comportent pas toutes les échelles de fracturation, ce qui justifie l'emploi d'une approche du type "milieu continu équivalent".

Plaçons nous maintenant dans l'hypothèse d'existence du V.E.R. Au cours d'une étude de certification d'un site de dépôts toxiques, les échelles spatiales à considérer sont très grandes (plusieurs kilomètres). La dimension du V.E.R. est vraisemblablement supérieure à la portée spatiale des mesures de terrain effectivement réalisables. Comment estimer les propriétés du V.E.R. à partir de ces mesures de terrain ? Rappelons quelques méthodes proposées par différents auteurs pour déterminer in-situ le tenseur de perméabilité du milieu.

L'essai Lugeon

Citons tout-d'abord l'essai Lugeon (voir par exemple LOUIS, 1975). C'est un test hydraulique local permettant de mesurer l'"injectabilité" du milieu. L'essai consiste à injecter de l'eau à pression constante dans une cavité aménagée dans le milieu. La pression est maintenue jusqu'à l'obtention d'un régime de fuite pseudo-permanent. On impose en général plusieurs paliers de pression afin de d'obtenir une courbe débit-surpression, caractéristique de la cavité d'essai (Figure 2).

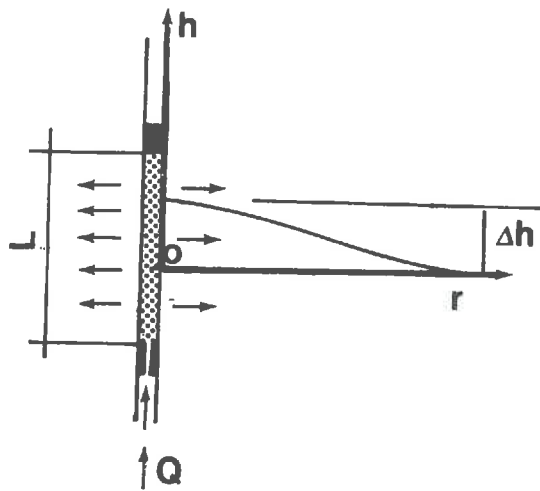


Figure 2. schéma d'un essai Lugeon

La méthode d'interprétation initialement proposée par Lugeon est de définir une unité arbitraire de perméabilité, l'unité Lugeon, égale au débit injecté en litres par minute, sous 10 bars de surpression et par mètre linéaire de sondage, pour une durée d'essai à pression constante de 10 minutes. Si la perméabilité en unités Lugeon est très petite, (quelques unités à quelques dizaines), Cambefort (1966) propose une équivalence très approximative de 1 à $2 \cdot 10^{-7}$ m/s par unité Lugeon.

Pour interpréter cet essai plus avant, les écoulements autour de la chambre d'injection sont identifiés à un écoulement cylindrique en milieu continu et homogène. Si la pression est connue à deux distances R et r de l'axe du puits, le débit d'injection vérifie alors la relation de DUPUIT suivante:

$$(1) \quad K = \frac{Q}{2\pi L \Delta H} \text{Log} \left(\frac{R}{r} \right)$$

où

- K est la valeur globale de la conductivité hydraulique (ou perméabilité) perpendiculaire à l'axe de la chambre d'injection

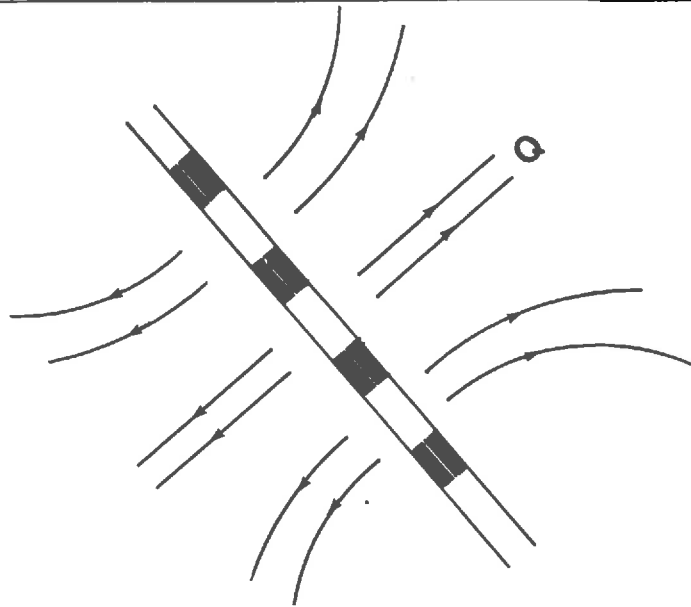


Figure 3. Essai Lugeon modifié selon la méthode de LOUIS

- Q est le débit d'injection stabilisé
- ΔH est la différence de pression observée entre les périmètres de rayon R et r . Si l'on ne dispose pas de mesures de pression au voisinage du puits, on estime en général que la pression reste au niveau hydrostatique à une distance R du puits telle que $\text{Log}\left(\frac{r}{R}\right) = 2\pi$. r est pris comme le rayon du puits d'injection. La perméabilité mesurée s'écrit alors :

$$(2) \quad K = \frac{Q}{L\Delta h}$$

où ΔH est la surpression exercée dans la chambre d'injection.

LOUIS (1975) propose de tester plusieurs orientations des forages d'injection, perpendiculaires aux directions principales de la fracturation, afin d'estimer les composantes du tenseur de perméabilité.

L'hypothèse d'un écoulement radial est assez grossière. Il est vraisemblable que l'injection induise des circulations typiquement tridimensionnelles. Notons que l'on peut comparer cette méthode à une autre interprétation qui tient compte de la répartition tridimensionnelle des écoulements. Elle est construite à partir de la solution analytique d'un écoulement 3-D autour d'un segment de droite à densité d'injection constante, calculée par CARSLAW et JEAGER (1959). Cette méthode est présentée dans l'annexe I.

LOUIS(1975) propose une amélioration de l'essai Lugeon classique, qui consiste à injecter simultanément dans 3 chambres contiguës comme le montre la figure 3. L'estimation de la perméabilité globale perpendiculaire à l'axe du puits s'effectue comme pour l'essai classique, en traitant la courbe débit-pression de la chambre centrale du dispositif. Cette méthode permet de créer un écoulement effectivement radial, justifiant ainsi l'hypothèse de base.

Même ainsi modifiée, la méthode Lugeon reste délicate à utiliser. La mise sous pression peut créer des déformations locales du milieu qui biaisent les mesures: colmatage ou décolmatage, extension ou ouverture des fractures.

Notons aussi que l'interprétation de ce type d'essai repose sur l'hypothèse que le milieu est homogène. Dans le cas, le plus vraisemblable, où le site étudié est en fait hétérogène, la réponse à la mise en pression est très sensible aux hétérogénéités du terrain au voisinage immédiat de la chambre d'injection. Ce problème se pose dès que la dimension des hétérogénéités est comparable au diamètre de la chambre d'injection. Une étude théorique réalisée par MATHERON (1967) analyse ce phénomène en régime permanent dans un cadre précis:

Dans un milieu bidimensionnel dont le champ des perméabilités locales est la réalisation d'un tirage au sort dans une loi log-normale (suivant un processus ergodique et stationnaire), la perméabilité globale équivalente "vue" d'un puits d'injection est, en moyenne, d'autant plus proche de la moyenne harmonique des perméabilités locales que le rayon du puits diminue, et d'autant plus proche de la moyenne géométrique des perméabilités locales que la portée de l'essai augmente. Néanmoins, la perméabilité globale apparente est en moyenne strictement comprise dans cette fourchette. Par ailleurs, la perméabilité équivalente du milieu relativement à un écoulement uniforme est rigoureusement égale à la moyenne géométrique des perméabilités locales. Il est donc théoriquement impossible de déterminer la valeur exacte de la perméabilité globale relative à un écoulement uniforme, à partir d'essais radiaux.

Il faut bien entendu noter que ces conclusions ne sont démontrées mathématiquement que dans le cadre d'hypothèses très restrictives. Elles montrent néanmoins quelle est la nature du problème posé par les écoulements radiaux en milieu hétérogène.

Nous dirons désormais que les essais Lugeon sont des mesures de l'"injectabilité" locale du milieu, afin de distinguer la perméabilité locale "vue" de l'essai Lugeon de la perméabilité "vue" d'un écoulement parallèle.

Les "cross-hole tests"

Cette autre méthode, développée par HSIEH et al (1985), diffère de la précédente en deux points:

- Elle est adaptée à la détermination de toutes les composantes du tenseur de perméabilité, sans nécessiter pour autant d'en connaître a priori les directions principales
- Elle permet de tester des volumes importants. C'est une méthode plus globale que la précédente.

Les cross-hole tests consistent à injecter le fluide alternativement dans des chambres placées dans plusieurs forages, et observer la réponse transitoire de la pression dans les chambres voisines. La comparaison des résultats obtenus aux solutions analytiques disponibles (HSIEH,1985) permet de déterminer plusieurs perméabilités équivalentes, correspondant à des directions d'écoulement différentes. Si le milieu est continu, les racines carrées de ces perméabilités, représentées en fonction de la direction d'écoulement dans un diagramme tridimensionnel, décrivent un ellipsoïde. Suivant la dispersion des données expérimentales par rapport à l'ellipsoïde moyen qu'elles décrivent, l'hypothèse d'un comportement quasi-continu et homogène à l'échelle de l'expérience est validée ou non pour une fourchette de tolérance donnée. L'ellipsoïde obtenu est ensuite interprété en termes de tenseur de perméabilité.

La méthode des cross-hole tests est plus satisfaisante que celle des essais du type "puits unique" décrite précédemment. Elle est mieux adaptée à la mesure de l'anisotropie et permet de vérifier si l'échelle de mesure correspond bien à celle du V.E.R. On remarquera cependant que les écoulements étudiés sont supposés radiaux. Les problèmes liés à l'interprétation des écoulements non-uniformes en milieu hétérogènes subsistent donc.

Notons enfin que l'échelle de l'expérience doit être au moins égale à celle du V.E.R. La méthode est donc difficile à mettre en oeuvre pour un V.E.R. de grande taille.

2.2.3 Utilisation de modèles discrets

L'étude des milieux fracturés par méthodes discrètes est basée sur la représentation du milieu, non pas par un milieu continu globalement équivalent, mais par l'assemblage de fractures ayant chacune un comportement propre. Un modèle géométrique du réseau de fractures sert de support à des simulations numériques des différents processus qui s'établissent dans le milieu: écoulement, advection, transferts thermiques etc... Ces modèles sont calés sur des données de terrain, puis utilisés pour estimer les propriétés du milieu à l'échelle du système étudié, éventuellement à l'échelle du V.E.R.

Le modèle de Snow

Dans une première approche, développée par SNOW(1969), les fractures sont représentées par des plans d'extension infinie. Les écoulements obéissent à la loi de Couette (ou loi de Poiseuille).

Rappelons que cette loi concerne les écoulement laminaires dans un système constitué par deux plaques lisses et parallèles, distantes d'une ouverture constante e (voir figure 4). La vitesse moyenne d'écoulement (intégrée suivant un axe normal à la fracture) vérifie:

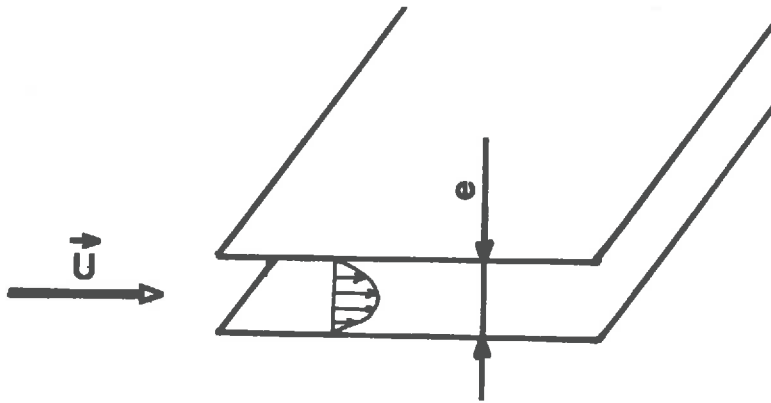


Figure 4. écoulement laminaire entre deux plaques parallèles

$$(3) \quad \vec{U} = -\frac{T}{e} \overrightarrow{grad} h$$

où:

- T est la transmissivité du système
- h est la charge hydraulique (en m d'eau)

La transmissivité T vérifiant:

$$(4) \quad T = \frac{1}{12\mu} e^3 \rho g$$

où:

- μ est la viscosité dynamique de l'eau en $Pa.s$
- ρ est la masse volumique de l'eau en kg/m^3
- g est l'accélération de la pesanteur en m/s^2

Définissons l'orientation d'un plan de fracture par son vecteur unitaire normal \vec{N} de coordonnées (n_1, n_2, n_3) . On suppose que les observations de terrain permettent d'évaluer:

- la densité de probabilité des orientations des fractures $p(\vec{N})$
- l'épaisseur $e(\vec{N})$ des fractures, fonction de leur orientation
- la densité de fracturation $\Lambda(\vec{N})$, fonction de l'orientation, et définie comme la fréquence moyenne d'intersection entre une droite de vecteur directeur \vec{N} et les fractures d'orientation \vec{N} .

SNOW (1969) propose d'estimer le tenseur de perméabilité du milieu continu équivalent de la façon suivante. Le tenseur Élémentaire représentant la contribution des fractures d'orientation \vec{N} à la perméabilité totale s'écrit:

$$(5) \quad k(\vec{N}) = \Lambda(\vec{N}) \begin{pmatrix} k_{ij} \end{pmatrix}$$

où $k_{ij} = \delta_{i,j} - n_i n_j$, δ représentant le symbole de Kronecker.

Le tenseur de perméabilité totale s'obtient en sommant les tenseurs élémentaires suivant toutes les directions de l'espace.

Cette méthode, bien que mathématiquement rigoureuse, n'est pas très satisfaisante quant à ses applications pratiques car les hypothèses de base sont très fortes et en général non vérifiées sur le terrain.

L'hypothèse de fractures d'extension infinie n'est généralement pas validée par les observations. Le fait que les fractures soient en réalité limitées dans l'espace est pourtant un point fondamental, comme le montre la théorie de la percolation. La connectivité d'un réseau, inhérente à l'extension finie des fractures, est un paramètre essentiel de la perméabilité globale du milieu.

Par ailleurs, l'assimilation des fractures à des plaques parallèles est sujette à caution. Nous reviendrons sur ce point.

En dernier lieu, notons que le modèle de Snow est très sensible aux épaisseurs attribuées aux plans de fracture. La conductivité hydraulique de chaque plan varie comme le cube de l'épaisseur e . Or cette grandeur ne peut pas être mesurée avec précision sur le terrain, car une fracture naturelle n'est jamais d'épaisseur constante (GENTIER, 1986).

Le modèle de Beacher

Le modèle proposé par BEACHER et al (1977) s'affranchit de l'hypothèse de fractures d'extension infinie. Les fractures sont représentées par des segments de droite dans la version bidimensionnelle (ROBINSON 1984, LONG 1983, ROULEAU 1984) et des disques ou des ellipses dans la version tridimensionnelle (LONG, 1983, ANDERSSON, 1987, CACAS et al 1987). La position, l'orientation et l'extension de chaque fracture sont les paramètres du modèle géométrique de Beacher. Les fractures s'interceptent suivant des segments de droites qui assurent la connexion hydraulique.

Dans le cas du modèle de Beacher bidimensionnel, les simulations hydrauliques sont réalisées en supposant un écoulement laminaire dans les segments et en appliquant la loi de Kirshoff aux intersections. Dans le cas tridimensionnel, les études proposées jusqu'alors représentent les fractures comme deux disques parallèles entre lesquelles s'établit un écoulement de Poiseuille. LONG(1983) propose un calcul semi-analytique où la charge le long des segments intersections est discrétisée; la méthode des images permet d'établir des relations linéaires entre ces charges ponctuelles. ANDERSSON (1984) propose un calcul d'écoulement par la méthode des éléments frontières.

Les paramètres du modèle d'écoulement concernent la géométrie et les propriétés hydrauliques de chaque fracture. La complexité des milieux réels naturels empêche en général de connaître la géométrie exacte et la transmissivité de chaque fracture du réseau. Les simulations sont effectuées dans des réseaux engendrés par tirage au sort. Les coordonnées du centre et du rayon, l'orientation et la transmissivité sont attribués à chaque disque suivant des lois statistiques données, établies à partir d'observations de terrain. Le résultat d'un tirage au sort est appelé une "réalisation" du réseau.

Plusieurs réalisations suivant les mêmes lois statistiques constituent un échantillon de ce que "pourrait" être le réseau réel dont sont tirées les lois utilisées. Les simulations hydrauliques conduisent à l'estimation d'une fourchette des grandeurs les plus probables caractérisant le milieu.

Une des propriétés essentielles du modèle de Beacher est de permettre une étude du milieu à une échelle inférieure à celle du V.E.R. et de prendre en compte la connectivité du réseau. Néanmoins, cette technique de modélisation présente encore des lacunes importantes:

La représentation des fractures par un disque ou une ellipse est arbitraire. Citons DERSHOWITZ (1985) qui a développé un modèle géométrique à fractures polygonales. Il n'est pas possible pour l'instant de privilégier une méthode par rapport à l'autre, car la forme des discontinuités de la roche n'a pas fait l'objet d'études particulières. La représentation des fractures par des disques est en général retenue, car elle conduit à des développements numériques plus simples.

L'hypothèse selon laquelle les fractures se comportent comme deux disques parallèles est sujette à caution. Des études à l'échelle de la fracture (GENTIER 1986, RASMUSSEN 1986, NERETNIEKS 1987) ont en effet montré que l'écoulement semble plutôt réparti dans quelques cheminements privilégiés inscrits dans le plan de la fracture (hypothèse du "channelling"). Des essais d'injection réalisés en plusieurs points d'une fracture unique sur le site de Grimsel (HOEHN et al, 1988), ont par exemple montré l'existence de zones parfaitement imperméables tandis que d'autres sont conductrices. La répartition des pressions dans les fractures semble déterminée par les propriétés géométriques et hydrauliques de ces chenaux plutôt que régie par la loi de Poiseuille.

Un autre problème est lié aux données d'entrée du modèle. Seules des campagnes importantes permettent de rassembler les éléments géométriques et hydrauliques qui caractérisent le réseau étudié. D'autre-part, la fiabilité de ces mesures est souvent remise en cause. Il est généralement admis que les mesures d'ouverture des fractures sont peu fiables. Par ailleurs, les observations géométriques, souvent effectuées le long de sondages de reconnaissance, ne permettent pas de visualisation tridimensionnelle des réseaux. Ceci peut biaiser les mesures réalisées (MASSOUD, 1987)

Notons enfin que les simulations numériques réalisées dans des réseaux de Becher deviennent rapidement très lourdes quand le nombre de fractures prises en compte augmente.

2.2.4 L'approche "milieu continu hétérogène"

NEUMAN (1988) a proposé récemment une méthode basée uniquement sur des mesures hydrauliques, mais tenant compte des hétérogénéités du site, c'est-à-dire qu'elle permet, selon son auteur, d'étudier le milieu à une échelle inférieure à celle du V.E.R. Le milieu fracturé est identifié à un milieu continu hétérogène où les écoulements sont calculés à l'aide d'une procédure du type "différences finies" ou "éléments finis". La répartition spatiale des perméabilités est issue d'un tirage au sort dans une loi statistique donnée caractérisant la structure spatiale du milieu réel. Des simulations effectuées dans plusieurs réalisations du champ de perméabilité permettent d'évaluer les propriétés les plus probables du système étudié.

La structure spatiale du champ de perméabilité constitue l'unique paramètre du modèle. Elle est déduite d'un grand nombre d'essais locaux d'injection du type Lugeon, effectués en différents points du domaine réel dans des chambres de petite dimension n'intersectant que quelques fractures conductrices. Ces essais sont interprétés en termes de perméabilités ponctuelles, qui sont soumises ensuite à une analyse géostatistique.

Cette méthode soulève à nouveau la question de la validité de l'interprétation des essais Lugeon en termes de perméabilité locale du milieu continu équivalent. Nous avons souligné précédemment que la perméabilité moyenne d'un milieu hétérogène vue d'écoulements non-uniformes pouvait être différente de la perméabilité relative à un écoulement uniforme. Ce phénomène pourrait alors introduire un biais dans l'estimation des perméabilités locales du système étudié.

Elle ignore de plus la notion de connectivité apportée par les fractures de grande dimension, dont l'effet sur la structuration du champ de perméabilité hétérogène sera estompé. Ceci est lié au fait que les mesures "locales" données par l'essai Lugeon sont considérées comme représentatives d'un milieu continu équivalent intermédiaire, même si l'échelle des mesures est inférieure à la taille d'un éventuel V.E.R. (ou encore que l'échelle de mesure soit de l'ordre de cette échelle intermédiaire dont l'existence est supposée).

CONCLUSION

Les différentes approches citées ci-dessus ne constituent pas la liste exhaustive de toutes les méthodes développées dans le domaine des milieux fissurés. Citons encore les modèles "à double porosité" ou "à fracture unique". Ceux-ci sont décrits en introduction de la partie III du présent rapport. Les modèles à fracture unique assimilent le réseau à un plan de fracturation unique. Les modèles à double porosité représentent le milieu comme un réseau régulier qui découpe la matrice en blocs identiques. Sur le plan hydraulique, le milieu est traité comme un milieu continu.

Nous retiendrons de cette analyse bibliographique qu'il existe des méthodes d'étude adaptées aux trois échelles d'observation mentionnées ci-dessus. A l'échelle du Volume Élémentaire Représentatif, on se base sur l'hypothèse que l'écoulement suit la loi de Darcy. Le tenseur de perméabilité du milieu est mesuré par tests hydrauliques. Les méthodes utilisant une approche basée sur la modélisation discrète du réseau est adaptée à l'étude d'un milieu dont on connaît les propriétés à l'échelle locale (échelle de la fracture). Enfin, l'approche "milieu continu hétérogène" suppose que le milieu est connu à l'échelle intermédiaire.

Seuls les modèles discrets permettent d'étudier le milieu fracturé en tenant compte de ses propriétés discontinues et aléatoires à l'échelle de la fracture.

3. PRESENTATION DU TRAVAIL PROPOSE

3.1 LE PROBLEME POSE

Les scénarios de comportement des dépôts de déchets nucléaires considèrent des temps très longs, de plusieurs dizaines de milliers d'années. A de telles échelles de temps, les migrations de radionucléides peuvent toucher des domaines très étendus, pluri-kilométriques, dont l'échelle est bien supérieure à celle du dépôt lui-même. Les mesures de terrain actuellement développées sont généralement des mesures locales, comparativement à l'échelle spatiale de ces processus. Le milieu fracturé étant soumis à un important effet d'échelle, ces mesures locales ne sont pas directement représentatives du comportement régional du milieu. Il est donc nécessaire de développer des méthodes permettant d'estimer les propriétés du milieu à l'échelle globale à partir de mesures quasi-ponctuelles. C'est l'objectif de l'étude présentée ici (BARBREAU et al, 1985).

Les méthodes citées précédemment et utilisées seules, ne semblent pas répondre parfaitement à cet objectif. Les essais Lugeon ou les "cross-hole tests" ne permettent de déterminer la perméabilité équivalente qu'au voisinage immédiat de la zone de mesures. Les modèles discrets pourraient théoriquement permettre d'extrapoler des réseaux à l'échelle régionale, mais des simulations concernant des réseaux d'une dimension aussi considérable sont, en pratique, impossible à réaliser pour des raisons numériques. L'approche "milieu continu hétérogène" suppose que l'on dispose de mesures hydrauliques caractérisant le site à l'échelle intermédiaire. Cette échelle n'est pas connue a priori et son existence, pour pouvoir tenter de la caractériser, n'est pas établie. Par ailleurs, comme nous le verrons ultérieurement, cette méthode ne semble pas parfaitement adaptée à l'étude de milieux anisotropes.

La méthode que nous proposons combine les mesures hydrauliques locales qui rendent compte de l'hétérogénéité hydraulique du milieu et l'utilisation d'un modèle discret qui permet de tenir compte de la discontinuité du milieu et de son anisotropie à l'échelle de la fracture. Une approche du type "milieu continu hétérogène" permet de réaliser le changement d'échelle entre l'échelle intermédiaire et l'échelle globale. Cette méthode tente de répondre aux problèmes que posent chacune de ces techniques lorsqu'elles sont utilisées individuellement.

3.2 PRINCIPE DE LA METHODE PROPOSEE

3.2.1 Caractérisation du milieu à petite échelle

La première étape consiste à caractériser le site étudié par des essais hydrauliques locaux et des observations structurales de la fracturation. La géométrie du réseau est analysée statistiquement afin de déterminer les données d'entrée du modèle géométrique de Beacher. Les essais locaux d'injection sont destinés à caractériser la structure spatiale de l'injectabilité du milieu; on ne cherche pas à relier ces indices d'injectabilité à une valeur de perméabilité locale du milieu continu équivalent.

3.2.2 Développement d'un modèle d'écoulement et ajustement

On développe ensuite une technique de simulation numérique des écoulements dans les réseaux de Beacher. La distribution des caractéristiques hydrauliques des fractures n'est pas considérée comme une donnée mais comme un paramètre du modèle. Elle est déterminée par un ajustement dont le critère est que les structures spatiales des propriétés hydrauliques locales du modèle et du milieu réel soient statistiquement identiques.

L'intérêt de cette méthode d'ajustement tient à l'hypothèse suivante: nous supposons que le milieu est caractérisé par des grandeurs (géométrie, injectabilité, perméabilité locale), dont la répartition dans l'espace est une réalisation d'un tirage au sort dans une loi statistique donnée suivant un processus ergodique et stationnaire. Ceci signifie que si l'on tire au sort un nombre infini de réalisations du milieu suivant ce processus, l'ensemble des valeurs engendrées successivement en un point donné du milieu suit une loi de distribution indépendante du point observé, et qui est identique à la loi suivant laquelle le tirage est effectué, c'est-à-dire la distribution spatiale de la grandeur étudiée. On fait l'hypothèse que le milieu est **ergodique**.

L'hypothèse ergodique nous permet d'estimer la structure spatiale de l'injectabilité du modèle en effectuant des simulations d'injection locale dans un grand nombre de réalisations du réseau. Les distributions statistiques des injectabilités locales réelles et numériques sont rendues équivalentes par ajustement de la distribution des propriétés hydrauliques attribuées aux disques du modèle lors du tirage au sort.

Notons que cette hypothèse d'ergodicité est la base de tous les modèles discrets où la géométrie de la fracturation est décrite en termes statistiques. L'emploi de ces modèles n'est justifié que dans le mesure où le réseau réel peut être considéré comme l'une des réalisations d'un tirage au sort suivant les lois statistiques de la géométrie observée.

3.2.3 Changement d'échelle

Une conséquence de l'hypothèse d'ergodicité est que deux milieux dont les structures spatiales de perméabilité sont statistiquement identiques possèdent la même perméabilité régionale, relativement à un écoulement quasi-uniforme (MATHERON, 1967). Le modèle permet de reproduire les discontinuités et les hétérogénéités à l'échelle où elles se présentent dans le milieu réel, c'est-à-dire à l'échelle de la fracture. Il en découle qu'une fois ajusté selon le principe décrit précédemment, il rend compte du comportement du milieu aussi bien en écoulement uniforme que non-uniforme, c'est-à-dire aussi bien de la structure spatiale de l'injectabilité que de celle de la perméabilité. Les structures spatiales des propriétés hydrauliques locales étant identiques par calage à celles du milieu réel, il advient, par le biais de l'hypothèse d'ergodicité, que les comportements régionaux des milieux numérique et réel sont identiques.

Pour estimer son comportement régional, le milieu global est identifié à un milieu continu hétérogène dont la dimension caractéristique des hétérogénéités correspond à l'échelle à partir de laquelle les propriétés inhérentes au caractère discontinu du milieu disparaissent (échelle intermédiaire). Toujours par le biais de l'hypothèse ergodique, des simulations d'écoulement parallèle dans des réalisations de réseaux d'échelle intermédiaire permettront d'évaluer la structure spatiale de la perméabilité ponctuelle du milieu continu hétérogène équivalent. Une fourchette de la perméabilité régionale sera alors déterminée en appliquant des lois de composition des perméabilités (MATHERON, 1967, DAGAN, 1982)

3.2.4 Remarque

En reproduisant les discontinuités du milieu à leur échelle vraie, la méthode que nous proposons permet une interprétation des essais d'injection qui tient compte de la présence de ces hétérogénéités et du caractère non-uniforme des écoulements créés. Nous nous affranchissons de l'interprétation des essais Lugeon en termes de perméabilité locale du milieu

continu équivalent. C'est en ce point surtout que la technique que nous allons développer se distingue de celle proposée par NEUMANN (1988). Notons qu'il sera intéressant de quantifier le biais introduit pas l'interprétation directe des essais Lugeon, car rien ne nous permet de savoir pour l'instant si la méthode que nous allons développer offre un gain de précision significatif.

3.3 PLAN DU TRAVAIL

La première partie du travail présenté dans ce rapport est une application de la méthode proposée ci-dessus au cas particulier du laboratoire souterrain de la mine de Fanay-Augères. Après une description du site et la présentation des mesures effectuées, nous décrivons de façon détaillée le modèle mis au point, la phase de calage, et l'estimation des propriétés globales du milieu.

Ensuite, nous tenterons de comparer les résultats obtenus aux propriétés globales réelles, déduites de mesures indépendantes, afin de valider notre approche. Un modèle de transport de radionucléides par advection sera ensuite couplé au modèle hydraulique pour analyser le phénomène de dispersion, observé d'autre part sur le site par des injections de traceurs. Cet exercice nous permettra une nouvelle comparaison entre le modèle et le milieu réel.

Enfin, nous présenterons un couplage du modèle hydraulique à un simulateur des transferts par diffusion entre le fluide et la matrice rocheuse.

PARTIE I:

SIMULATION DES ECOULEMENTS

1. PRESENTATION DU SITE DE FANAY-AUGERES

1.1 LE DOMAINE D'ETUDE

Le milieu retenu est un massif rocheux de la mine d'uranium de Fanay-Augères exploitée par la COGEMA, d'un volume d'environ un hectomètre cube, situé à 170 mètres de profondeur dans le granite de Saint-Sylvestre. C'est un leucogranite à deux micas ayant subi plusieurs phases de déformations au dévonien et au carbonifère.

Le domaine expérimental a la forme d'un cylindre horizontal de 100 mètres de longueur et 100 mètres de diamètre. Son axe horizontal est matérialisé par une galerie de mine désaffectée de 2 mètres de hauteur. Le tronçon de galerie n'est recoupé par aucun accident géologique majeur. Les parements présentent une fracturation dense et homogène, d'échelle métrique. Avant la campagne de mesures, le massif est saturé en eau.

Le massif est ausculté en profondeur à partir de 10 sondages radiaux de 50 mètres de longueur et disposés dans trois plans perpendiculaires à l'axe de la galerie. Ce sont des sondages carottés, avec orientation des carottes.

Un schéma du site expérimental est présenté sur la figure I.1.

L'ensemble des travaux réalisés à Fanay-Augères a été conduit dans le cadre d'un contrat à frais partagés entre le CEA, Institut de Protection et de Sûreté Nucléaire, et la Commission des Communautés Européennes, programme Gestion et Stockage des Déchets Radioactifs.

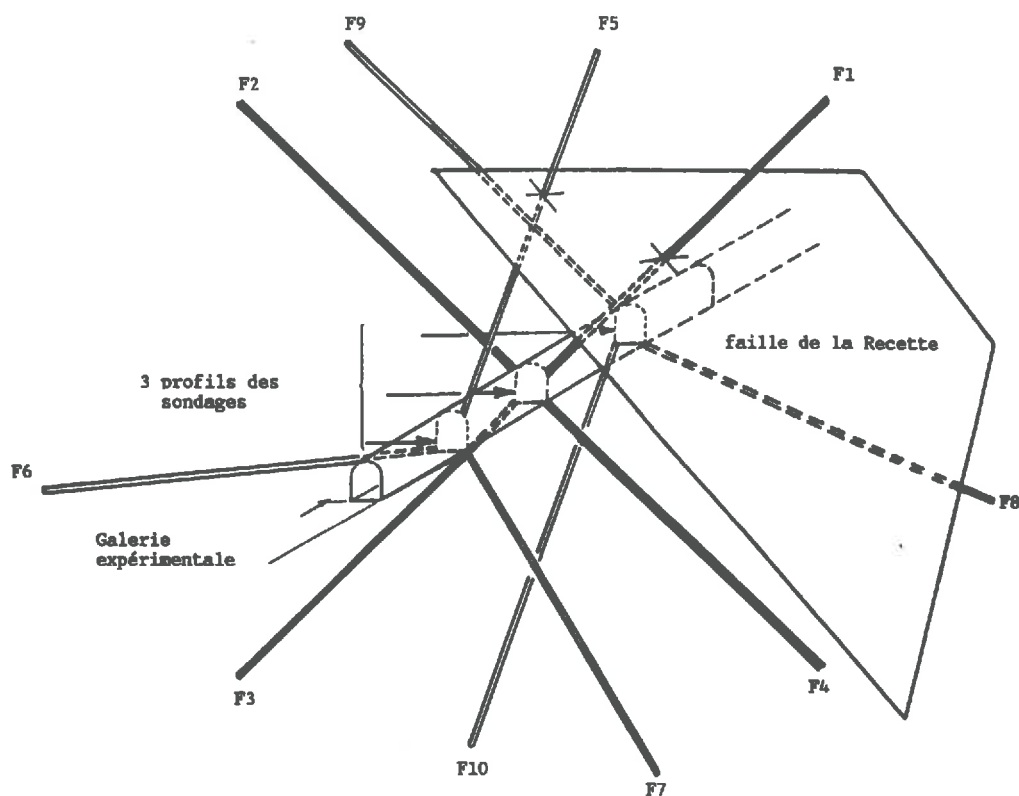


Figure I.1. Schéma du site expérimental de Fanay-Augères

1.2 DESCRIPTION DES MESURES

Les mesures réalisées sur le site se répartissent sur une période de 3 ans. Elles consistent en une étude structurale de la fracturation et une campagne d'essais hydrauliques réalisés par le Bureau de Recherches Géologiques et Minières et enfin des injections de traceurs réalisées par l'Office des Rayonnements Ionisants du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble. Une description détaillée du site et des expériences qui y ont été menées est présentée dans le rapport BRGM(1987) et par CALMELS et al (1986).

1.2.1 Etude structurale de la fracturation

Un relevé systématique de toutes les discontinuités existantes a été entrepris sur l'un des parements de la galerie, couvrant une surface de 200 m². Au total, 1115 mesures de plans structuraux ont été réalisées; pour chacune d'elles, les paramètres suivants ont été enregistrés:

- 1. localisation spatiale de la trace
- 2. type de l'élément structural
- 3. orientation
- 4. longueur
- 5. épaisseur
- 6. nature du remplissage
- 7. présences d'humidité
- 8. décompression
- 9. nombre d'extrémités visibles
- 10. rugosité

Les épaisseurs sont classées en catégories: invisible, $0.2\text{mm} < e < 0.5\text{mm}$, $0.5\text{mm} < e < 1\text{mm}$...jusqu'à $e > 2\text{cm}$. Seules les mesures de localisation, d'orientation et de longueur sont précisément quantifiées.

La deuxième phase de l'étude structurale consiste en un relevé de toutes les discontinuités naturelles recoupant les sondages radiaux, par orientation et observation des carottes ou par prise d'empreinte dans les sondages à l'aide de packers spéciaux.

Au total, 4221 éléments structuraux ont pu être observés. Les mesures concernent les mêmes grandeurs que celles citées précédemment à l'exception des mesures de longueur qui ne peuvent être réalisées en sondage.

1.2.2 Essais d'injection sous pression (Juil 1984 - Sept 1984)

L'injectabilité du massif est mesurée par des essais Lugeon réalisés dans des chambres de différentes longueurs, disposées le long des sondages radiaux. Au total, 251 essais sont réalisés, dont 181 dans des chambres de 2 mètres ou 2.5 mètres, 60 dans des chambres de

10 mètres et 10 dans des chambres de 50 mètres. De 3 à 8 paliers de pression sont imposés dans chaque chambre, variant de 0 à 1,75 MPa. Les appareils de mesure du débit d'injection ont un seuil de détection de 0,05l/mn.

1.2.3 Mesures du champ de pression (Fev 1985 - Mars 1986)

La campagne d'essais d'injection terminée, chacun des 10 sondages est segmenté en sept chambres de 5 mètres de long, isolées par packers gonflables. L'évolution de la pression dans chaque intervalle est mesurée et enregistrée pendant 13 mois. Ces données permettent de dresser les cartes du champ piézométrique dans les trois plans des sondages. Ces cartes sont semblables. La figure I.2 présente la piézométrie moyenne déduite de ces mesures.

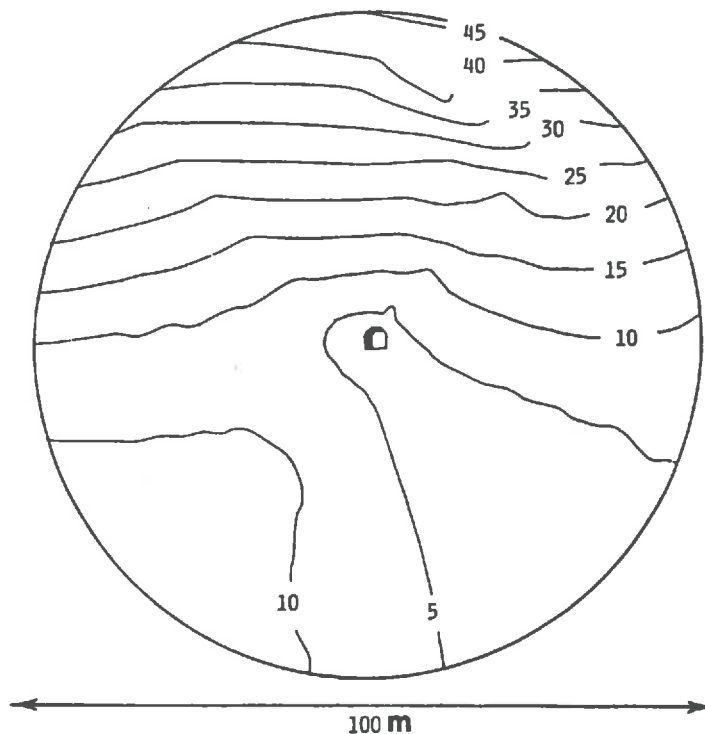


Figure I.2. Piézométrie autour de la galerie (Charges en mètres d'eau)

1.2.4 Mesures du débit drainé

Pendant toute la durée des travaux, le débit drainé par le tronçon expérimental est mesuré au droit de deux barrages installés à l'amont et à l'aval de la galerie.

1.2.5 Traçages chimiques (Sept 1985 - Mars 1986)

Des injections de traceurs chimiques sont effectuées dans 10 chambres de 5m de long, isolées dans les deux sondages F2 et F3. 7 injections sont réalisées lors d'une première campagne dans les chambres F1-Ch1 (Zinc EDTA, 0.4kg), F2-Ch4 (Fluorescéine, 0.09kg), F2-Ch6 (Nickel EDTA, 0.025kg), F2-Ch7 (Iode iNA, 0.48kg), F3-Ch4 (Rhodamine WT, $1 \cdot 10^{-4} m^3$, et F3-Ch7 (Amino G, 0.1kg). Au cours de la deuxième campagne de mesures effectuée 3 mois plus tard, 4 injections sont effectuées dans les chambres F2-Ch3 (Rhodamine WT, $1 \cdot 10^{-4} kg$, F3-Ch1 (Iode INA, 0,05kg), F3-Ch3 (Amino G, 0,05kg) et F3-Ch6 (Zinc EDTA, 0.25kg). Les traceurs utilisés sont stables et chimiquement neutres. Les produits sont "poussés" dans le milieu par injection d'eau propre provenant du radier.

La concentration des eaux restituées dans la galerie est mesurée en trois points:

- au droit des chambres d'injection; l'eau provenant du toit est collectée dans des bâches de vinyle (point A sur la figure I.3).
- 25 mètres à l'aval de la section comportant les chambres d'injection (point B sur la figure I.3), dans le réseau de collecte des eaux drainées.
- à l'extrémité avale de la galerie (point C sur la figure I.3), dans le même réseau.

Des échantillons sont également prélevés dans les forages F1 et F4 aux distances de 5, 12 et 18 mètres de la galerie. Un profil de concentration des eaux du radier en Rhodamine WT est établi, deux semaines après la deuxième campagne d'injections.

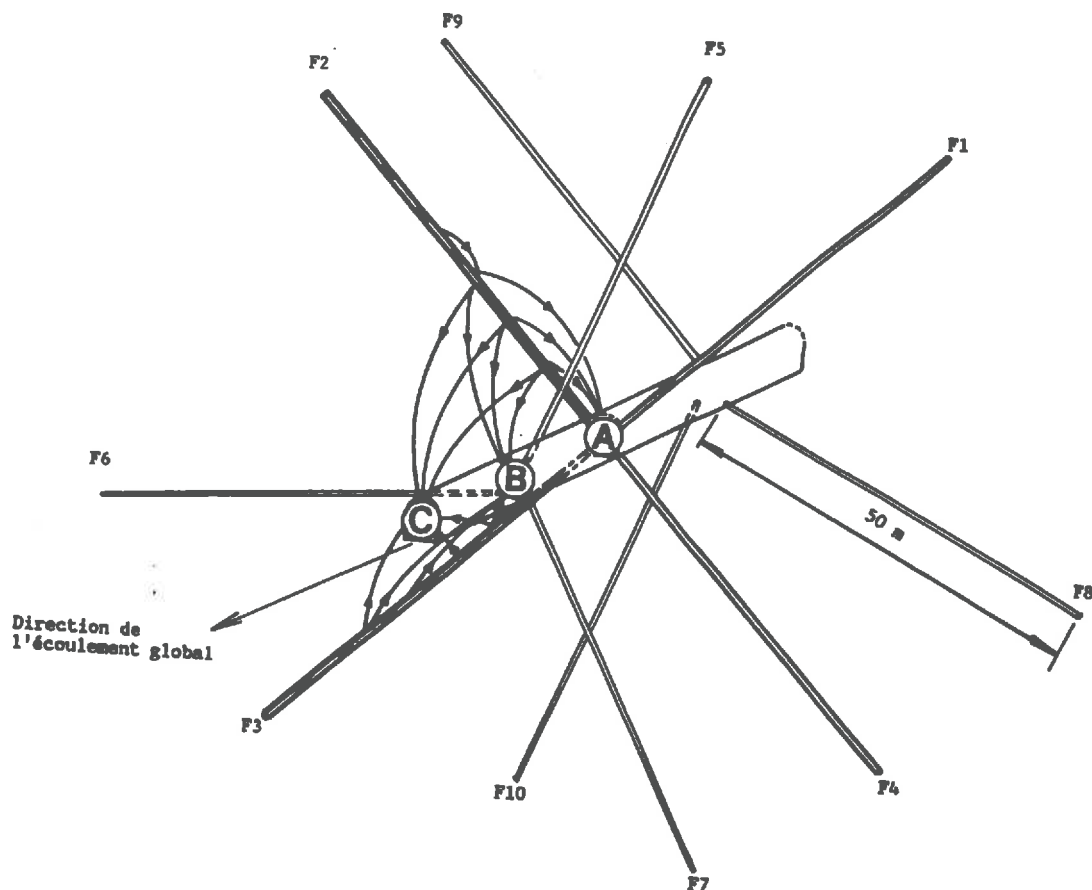


Figure I.3. Schéma des essais de traçage sur le site de Fanay-Augères

1.3 PREMIERS RESULTATS

L'étude structurale montre que le site ne présente pas d'hétérogénéités majeures au niveau de la petite fracturation. Les sondages ont permis de définir la position d'une faille recoupant le volume: la faille de la Recette (figure I.1). Néanmoins, cette discontinuité ne semble pas présenter d'activité hydraulique particulière lorsqu'elle est recoupée par les sondages. Les essais d'injection montrent une très grande variabilité de l'injectivité locale du milieu. Les mesures de pression montrent que l'écoulement régional est dissymétrique, sans doute à cause d'un forage de reconnaissance non rebouché proche du site expérimental, dont l'influence est visible sur la figure I.2 (drainage dirigé vers le bas, à droite de la figure). Il apparaît par ailleurs que les travaux de foration aient en partie désaturé la partie supérieure du domaine d'étude. Enfin, les traçages témoignent de l'existence de circulations complexes et de vitesses très dispersées.

Les résultats détaillés concernant chaque type de mesure seront présentés au cours des différents chapitres du présent rapport.

Remarque

Les expériences réalisées à Fanay-Augères sont, dans l'ensemble, assez semblables à celles qui ont été menées à Stripa en Suède connue sous le nom de "Ventilation Test" (WITHERSPOON, 1981). Sur cet autre site, le débit de drainage de la galerie est très faible; l'eau suintant au travers des parois est entièrement vaporisée. Le débit est estimé en créant un courant d'air sec dont on mesure les teneurs en vapeur d'eau à l'entrée et à la sortie de la galerie.

2. DESCRIPTION DU MODELE STOCHASTIQUE ET DISCRET

Conformément au programme proposé en introduction, la première étape de l'étude consiste à développer une procédure de tirage au sort de réseaux de fractures "numériques", définies individuellement. Le tirage au sort est effectué suivant des lois données concernant la position des fractures, leur extension et leur orientation. Le réseau artificiel obtenu constitue un modèle stochastique et discret du système réel.

2.1 PRESENTATION DU MODELE GEOMETRIQUE UTILISE

Les modèles géométriques stochastiques et discrets proposés dans la littérature sont essentiellement les modèles de Snow et de Beacher présentés en introduction. Nous avons choisi la représentation de Beacher, plus réaliste que celle de Snow. Rappelons que le modèle de Beacher consiste à représenter un réseau de fractures par un ensemble de disques caractérisés chacun par la position de leur centre, leur orientation et leur rayon (voir figure I.4).

Dans les réseaux naturels, on observe généralement que les fractures peuvent se classer en familles directionnelles. Le tirage au sort d'une réalisation est effectué séquentiellement, famille directionnelle par famille directionnelle. Les familles sont ensuite superposées pour constituer le réseau final. Pour une famille donnée, le tirage est effectué de la façon suivante:

- tirage du nombre de fractures à engendrer, en fonction de la densité moyenne de centres par unité de volume, suivant un **processus de Poisson**.

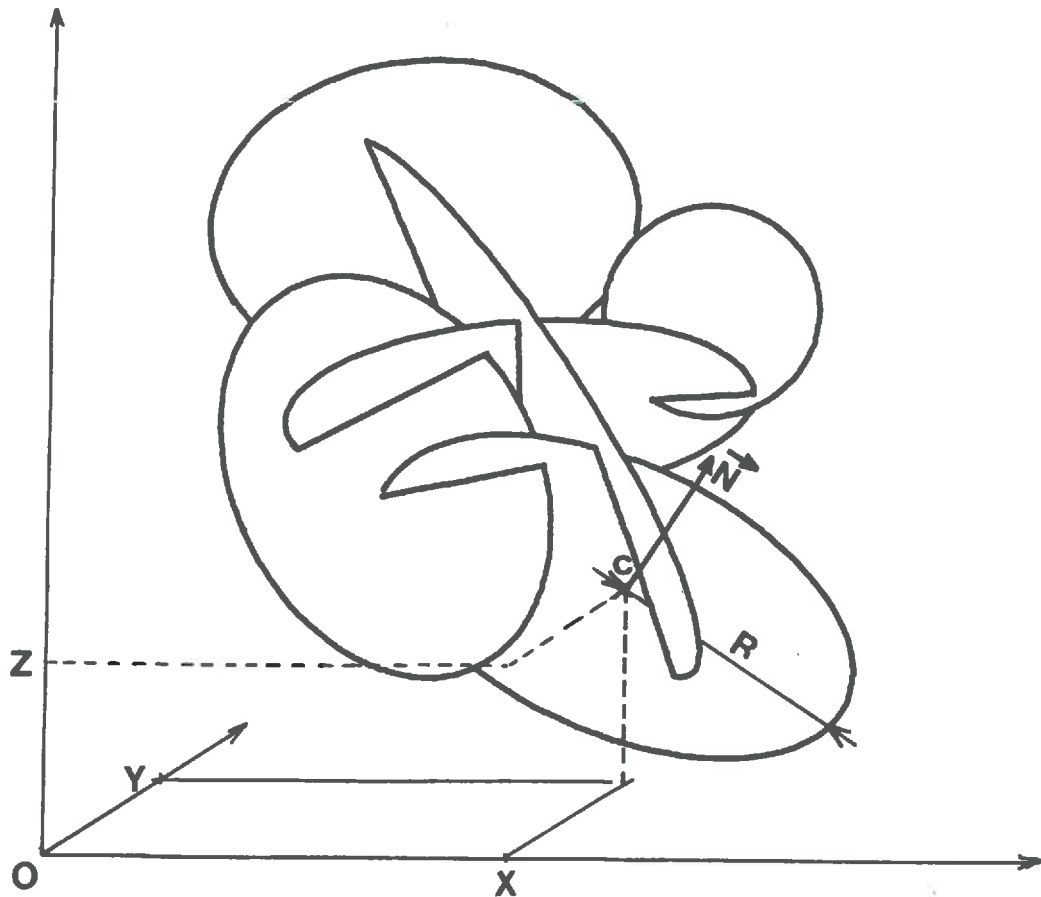
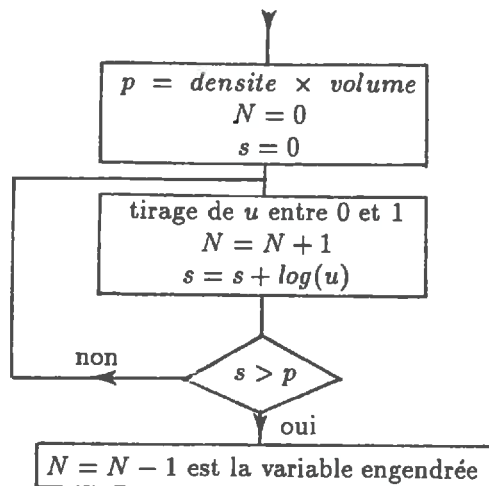


Figure I.4. Le modèle de Beacher

Suivant ce processus, la fonction densité de probabilité du nombre de fractures à engendrer dans un domaine donné s'écrit (YAKOWITZ, 1977):

$$(I.1) \quad f(n) = e^{-\Lambda V} \frac{\Lambda v^n}{n!}$$

où Λ est la densité moyenne en nombre de centres par m^3 et V est le volume du domaine considéré. La procédure de tirage utilisée est décrite par YAKOWITZ (1977). Son organigramme est le suivant:



- tirage des **coordonnées de chaque centre**, suivant un **processus de Poisson**. Ceci signifie que chaque point du domaine est équiprobable lors du tirage d'un centre; chaque tirage est indépendant.

Le tirage des coordonnées cartésiennes des centres est effectué dans un pavé englobant le domaine d'étude et dont les arêtes sont parallèles aux axes. Si ce pavé est l'ensemble des points vérifiant $x_1 < x < x_2$, $y_1 < y < y_2$ et $z_1 < z < z_2$, les coordonnées x , y et z des centres sont tirées au sort suivant une loi uniforme dans les intervalles $[x_1, x_2]$, $[y_1, y_2]$ et $[z_1, z_2]$.

- tirage de l'orientation suivant une loi statistique donnée.
- tirage du rayon suivant une loi statistique donnée.

BILLAUX et al (1987) et CHILES (1988) proposent un processus de tirage non indépendant dit de "salves poissonniennes", où la position de certaines fractures conditionne le tirage des suivantes. Cette méthode permet d'engendrer des réseaux où les fractures se rassemblent en amas. Notons aussi que BILLAUX (1986) engendre des réseaux dont la densité est une variable régionalisée. CHILES (1988) propose en outre une approche fractale du tirage au sort des réseaux. Le massif de Fanay-Augères présentant une fracturation assez homogène, ce genre de technique n'a pas été adopté dans ce travail.

2.1.1 Tirage au sort des orientations

Dans la suite, nous définirons l'orientation d'une fracture par son vecteur unitaire normal \vec{N} (voir figure I.4). Le tirage au sort des orientations des fractures porte donc sur les coordonnées de ce vecteur.

Les familles directionnelles d'un réseau rassemblent des fractures ayant des orientations voisines. Leurs normales s'inscrivent en gros dans un cône dont l'axe est le "pôle" de la famille. MARDIA (1972) a présenté une étude sur les distributions statistiques de données définies sur une sphère. Les distributions les plus classiques sont les suivantes:

- distribution uniforme
- distribution correspondant à un mouvement brownien sur une sphère
- distribution de **Fisher-von-Mises**
- distributions axiales (Dimroth-Watson, Bingham)

Les distributions du mouvement brownien et de Fisher-von-Mises sont numériquement très proches. L'importance de la distribution de Fisher-von-Mises sur une sphère est analogue à celle de la loi de Gauss sur une droite. Sa densité de probabilité s'exprime de la façon suivante:

$$(I.2) \quad f_{\kappa}(\alpha) = C(\kappa)e^{\kappa \cos \alpha} \sin \alpha$$

avec $C(\kappa) = \frac{\kappa}{2 \sinh(\kappa)}$, où:

- f représente la densité de probabilité de l'angle α formé avec le pôle de la famille (le pôle correspond ici au vecteur normal moyen de la famille).
- α représente l'angle de rotation dans le plan perpendiculaire au pôle.
- κ est le paramètre de la loi. Pour $\kappa \rightarrow \infty$, la distribution est très concentrée autour de la direction moyenne. Pour $\kappa \rightarrow 0$, cette distribution se rapproche de la loi uniforme.

La fonction de répartition correspondante a une expression analytique simple, ce qui facilite le tirage au sort suivant cette loi:

$$(I.3) \quad Pr(0 < \alpha < \alpha_1) = \frac{e^{\kappa} - e^{\kappa \cos \alpha_1}}{e^{\kappa} - e^{-\kappa}}$$

La loi de Fisher-von-Mises revêt un caractère "universel" pour la description de données distribuées sur une sphère. De plus, le tirage au sort suivant cette loi est facile à mettre en oeuvre. Nous la testerons en priorité lors de l'analyse statistique des données expérimentales.

2.1.2 Tirage au sort des rayons des disques

Plusieurs lois statistiques sont proposées par différents auteurs pour représenter la distribution des rayons des disques représentant les fractures. Les plus fréquemment utilisées sont la loi exponentielle, la loi normale et la loi gamma.

La loi exponentielle admet la fonction densité de probabilité suivante:

$$(I.4) \quad f(x) = \alpha e^{-\alpha x}$$

avec $\alpha > 0$ et $x \geq 0$. α est le paramètre de la loi. La fonction de répartition correspondante s'écrit:

$$(I.5) \quad F(x) = 1 - e^{-\alpha x}$$

La loi gamma admet la fonction densité de probabilité suivante:

$$(I.6) \quad f(x) = \frac{\Lambda^k}{(k-1)!} x^{k-1} e^{-\Lambda x}$$

où k et Λ sont les paramètres de la loi. Le tirage au sort dans cette loi est basé sur la propriété suivante: la variable X vérifiant $X = -\frac{1}{\Lambda} \text{Log}(\sum_{i=1}^k U_i)$ où U_i représente le tirage au sort dans une loi uniforme entre 0 et 1, est distribuée suivant la loi Gamma(Λ, K).

Enfin, la loi log-normale est caractérisée par la densité de probabilité suivante:

$$(I.7) \quad f(x) = \frac{1}{\sigma x \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\text{Log}(x) - m}{\sigma}\right)^2\right)$$

Une variable aléatoire X distribuée suivant une loi log-normale est telle que la variable aléatoire $\text{Log}(X)$ suit une loi normale de moyenne μ et d'écart-type σ . Le processus de tirage au sort consiste à tirer $\text{Log}(X)$ dans une loi normale. X s'en déduit immédiatement. Plusieurs méthodes existent pour tirer au sort des valeurs distribuées suivant une loi normale (YAKOWITZ, 1977). Nous utiliserons l'algorithme de Box-Muller (YAKOWITZ, 1977) qui est très rapide.

2.1.3 Tirage au sort de nombres aléatoires

Toutes les méthodes de tirage au sort présentées dans les paragraphes précédents utilisent un générateur de base destiné à engendrer des valeurs distribuées uniformément dans l'intervalle $]0,1[$. Nous avons employé une méthode congruentielle multiplicative (ASSÉLIN de BEAUVILLE, 1974) incorporée dans la bibliothèque des fonctions standard proposée par l'ordinateur utilisé.

2.2 ANALYSE STATISTIQUE DES MESURES STRUCTURALES, DONNEES DU MODELE

L'analyse statistique des mesures structurales effectuées sur le site de Fanay-Augères va nous permettre de déterminer les données nécessaires pour alimenter le modèle géométrique décrit au paragraphe précédent. Cette analyse porte sur la répartition des fractures en familles structurales et la recherche, pour chacune de ces familles, de lois de distribution des orientations et des rayons qui approchent au mieux les distributions empiriques observées sur le terrain.

Il sera fait référence à une étude statistique préliminaire effectuée par LASSAGNE (1983) sur les données recueillies sur le parement de la galerie.

2.2.1 Recherche des familles directionnelles

Parmi les 5300 traces de fractures observées sur le site, 3400 d'entre elles ont été orientées. Les canevas de Schmidt correspondant aux observations sur parement et en sondage sont présentés sur les figures I.5.a et I.5.b (Documents BRGM).

A partir du document I.5.a, LASSAGNE a défini les contours de 15 familles directionnelles présentés sur la figure I.6.a. Le nombre des familles est estimé visuellement et les contours sont déterminés numériquement.

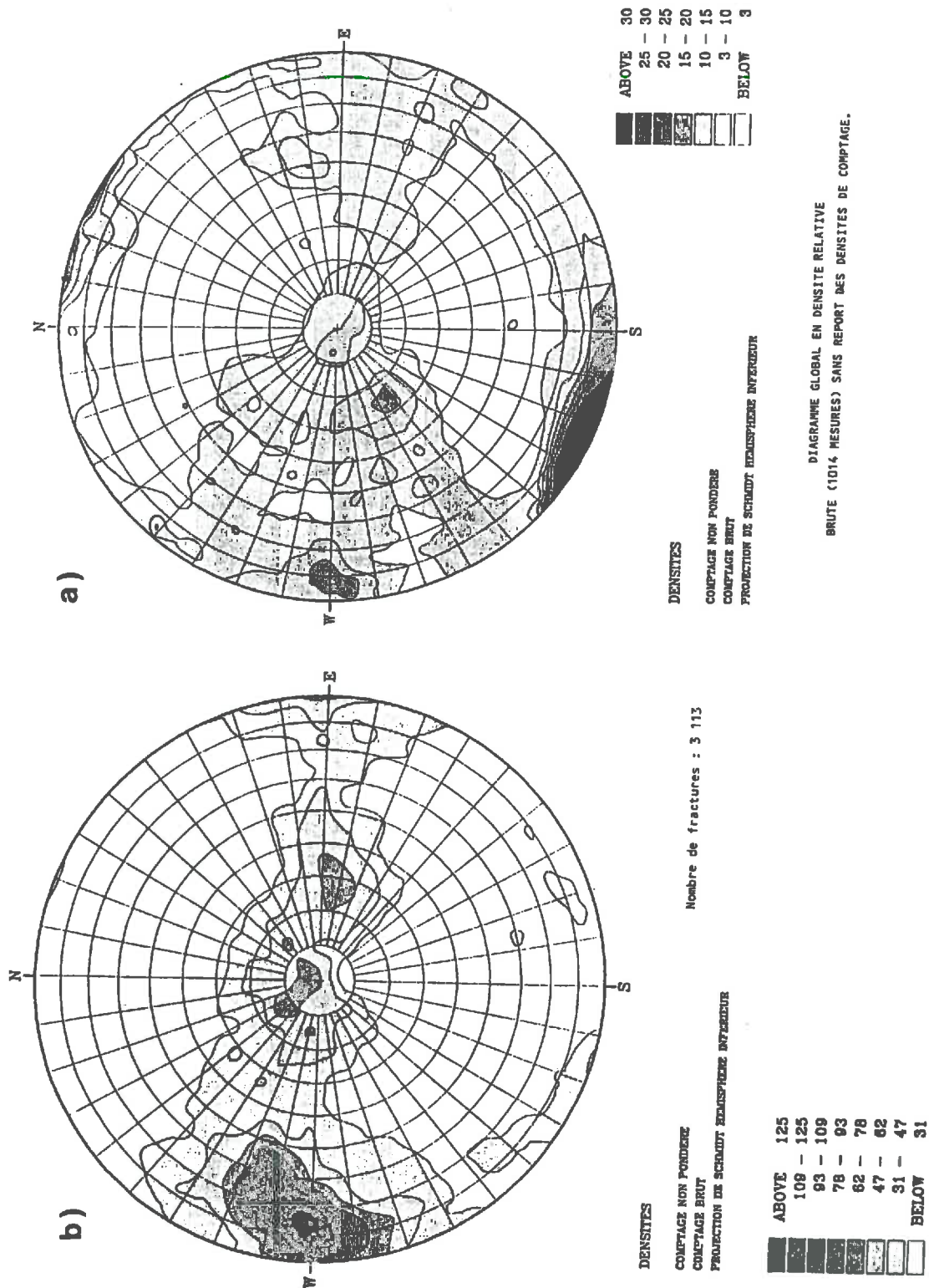


Figure I.5 Diagrammes de Schmidt, parent (a) et sondages (b), document BRGM

Pour ne pas compliquer inutilement la modélisation du champ de fractures, nous avons synthétisé les 15 familles initiales en 5 familles globales, jugées plus représentatives de la structure des directions de l'ensemble des fractures, observées sur le parement et le long des sondages. Les fractures n'appartenant à aucune de ces familles sont regroupées dans une "famille 0". Les contours des 6 familles définitives sont choisies visuellement, en s'inspirant des travaux de BILLAUX(1986) (voir figure I.6.b).

Cette nouvelle répartition, plus schématique, s'adapte simultanément aux orientations mesurées en sondage et sur le parement. Les effectifs des familles, pour l'ensemble des données recueillies, sont reportés dans le tableau I.1.

Remarque : L'orientation des sondages de reconnaissance défavorise l'observation de certaines familles directionnelles. En réunissant les mesures en galerie et en sondage, on obtient un ensemble d'observations couvrant les trois directions principales du volume étudié; on peut ainsi reconstituer l'ensemble du réseau sans omettre ou sous-estimer l'une ou l'autre des familles de fractures.

Il est important de noter que la classification effectuée ici ne prend en compte que les caractéristiques géométriques des fractures. Une classification des fractures suivant les différents régimes tectoniques connus par le massif serait plus rigoureuse: les différentes classes regrouperaient des fractures de propriétés structurales et hydrauliques vraisemblablement plus homogènes (ANGELIER, 1980).

2.2.2 Orientation des fractures au sein de chaque famille directionnelle

On cherche en premier lieu à caler la distribution empirique des orientations de chaque famille directionnelle sur une loi de Fisher-von-Mises.

Les paramètres de cette loi (κ et les coordonnées du pôle) sont déterminés par tâtonnement, en cherchant à minimiser la valeur du χ^2 calculé sur 7 classes d'angle de 3 degrés. Le tableau I.1 présente les valeurs de κ et les coordonnées du pôle calculées pour les cinq familles directionnelles ainsi que les χ^2 correspondants. L'intervalle de confiance à 10% étant de 9.2, il apparaît que la loi de Fisher est une bonne approximation de la répartition empirique des familles 3, 4 et 5. Dans la suite, nous l'adopterons pour l'ensemble des 5 familles. Les orientations des fractures de la famille résiduelle (famille 0) seront tirées dans une loi uniforme.

Les figures I.7.a et I.7.b présentent les diagrammes de schmidt d'un réseau simulé suivant les lois directionnelles présentées ci-dessus et des directions mesurées in-situ.

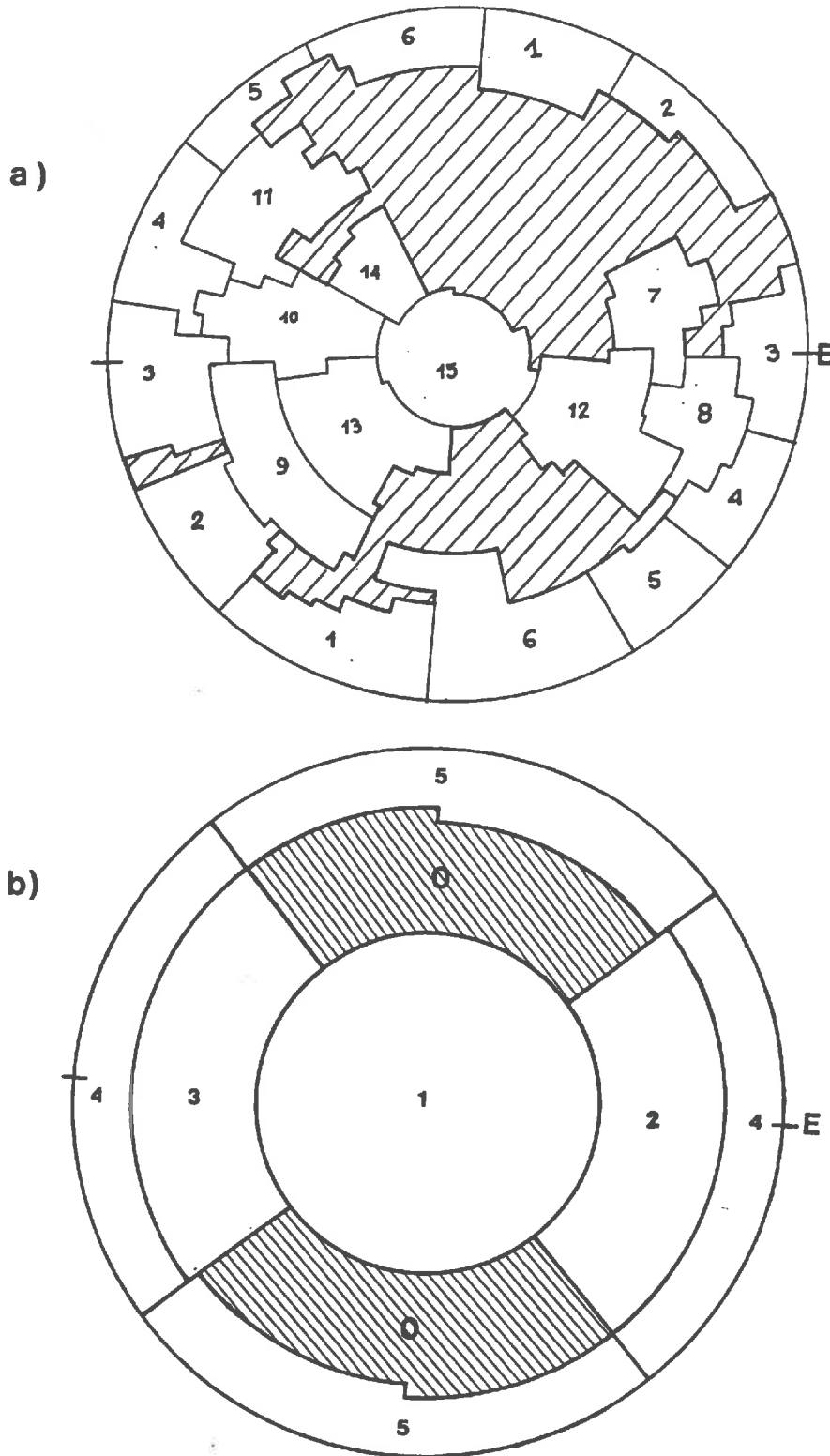


Figure I.6 Contour des familles de Lassagne (a) et du modèle (b)

N° DE FAMILLE	1	2	3	4	5	0
<i>Nombre d'éléments observés sur le parement (en %)</i>	10.9	7.6	9.6	29.4	35.7	6.8
<i>Nombre d'éléments observés en sondage (en %)</i>	20.0	9.1	11.0	34.6	12.6	12.0
<i>χ^2 par le calage d'une distribution des longueurs</i>	18.0	29.1	17.8	11.6	15.3	31.8
<i>moyenne de la loi des longueurs calée par tatonnement: μ_t</i>	2.2	2.45	1.85	2.0	2.3	2.1
<i>écart-type de la loi des longueurs calé par tatonnement: σ_t</i>	0.75	1.0	0.75	0.85	0.71	0.85
<i>moyenne de la loi des longueurs calée numériquement: μ_n</i>	2.25	2.53	2.20	2.04	2.36	2.101
<i>écart-type de la loi des longueurs calé numériquement: σ_n</i>	0.72	0.88	0.69	0.83	0.61	0.87
<i>Paramètre κ de la loi de Fisher</i>	5.0	3.4	0.0	6.3	27.0	-
<i>Abscisse x du pôle de la famille</i>	-0.0159	0.750	-0.620	-0.993	-0.353	
<i>Abscisse y du pôle de la famille</i>	0.0110	-0.069	0.070	0.072	-0.933	
<i>Abscisse z du pôle de la famille</i>	-0.999	-0.658	-0.782	-0.090	-0.078	
<i>χ^2 pour le calage des orientations</i>	25.0	26.0	5.0	10.4	6.0	-
<i>Surface moyenne des disques (m^2)</i>	1.5	7.0	1.0	1.8	2.2	2.0
<i>Densité d'intersection avec une droite perpendiculaire (m^{-1})</i>	1.8	1.22	1.54	3.54	3.3	0.8
<i>Densité de fracturation (m^{-3})</i>	1.2	0.2	1.5	1.95	1.49	0.8

Tableau I.1. Caractéristiques géométriques des familles structurales

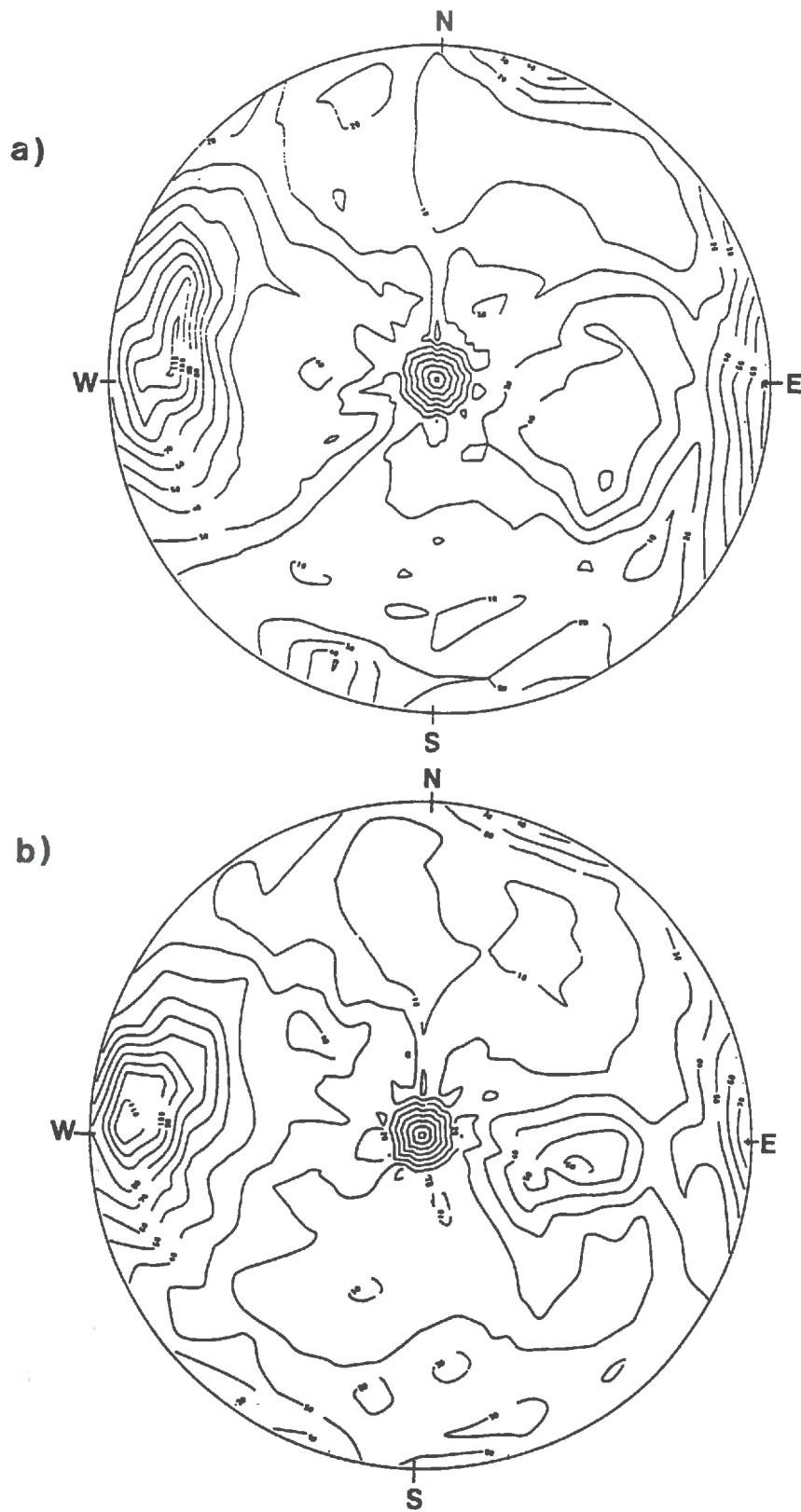


Figure I.7 Diagrammes de schmidt, réseau réel (a), tiré au sort (b)

2.2.3 Distribution des longueurs au sein de chaque famille directionnelle

Les seules données disponibles concernant l'extension des fractures sont les mesures de longueurs de trace sur le parement de la galerie. Ces mesures sont biaisées car une importante proportion des traces ne sont pas entièrement inscrites sur le parement (25% environ). Les mesures sous-estiment leur valeur réelle. Notons aussi que les traces de longueur inférieure à 0,2m n'ont pas été relevées. Enfin, la distribution des longueurs de trace n'est pas directement représentative de la distribution des diamètres des fractures, assimilées à des disques. Par exemple, si des disques de même diamètre sont disposés aléatoirement dans l'espace, un plan les recoupe suivant des segments de différentes longueurs dont la distribution est différente de celle des diamètres. Ces points doivent être pris en compte lors de l'estimation de la distribution des diamètres des disques.

MASSOUD(1987) propose d'estimer par tâtonnement la loi de distribution des diamètres des disques, connaissant la relation suivante:

$$(I.8) \quad \tau(y) = \frac{y}{m} \int_y^{\infty} \frac{g(x)}{\sqrt{x^2 - y^2}} dx$$

où

- m est le diamètre moyen des disques
- $g(x)$ est la densité de probabilité des diamètres des disques
- $\tau(y)$ est la densité de probabilité des longueurs de trace

Dans ce travail, nous nous sommes limités à rechercher empiriquement une loi de distribution des diamètres des disques qui permette d'obtenir une distribution de traces approchant de façon satisfaisante la distribution observée.

Etude de la distribution des longueurs de trace

Les figures I.8.a à I.8.f présentent les fonctions de répartition empiriques du logarithme des longueurs de trace pour chaque famille structurale. D'après ces figures, seules les familles 0 et 2 semblent se caractériser par une distribution non-log-normale. Les distributions de longueurs de trace de ces 2 familles ne semblent pas coïncider non-plus avec des lois standard telles que la loi gamma ou la loi exponentielle).

Les paramètres des lois log-normales approchant au mieux les lois empiriques de distribution des longueurs de trace sont déterminés en ne tenant compte que des fractures dont les

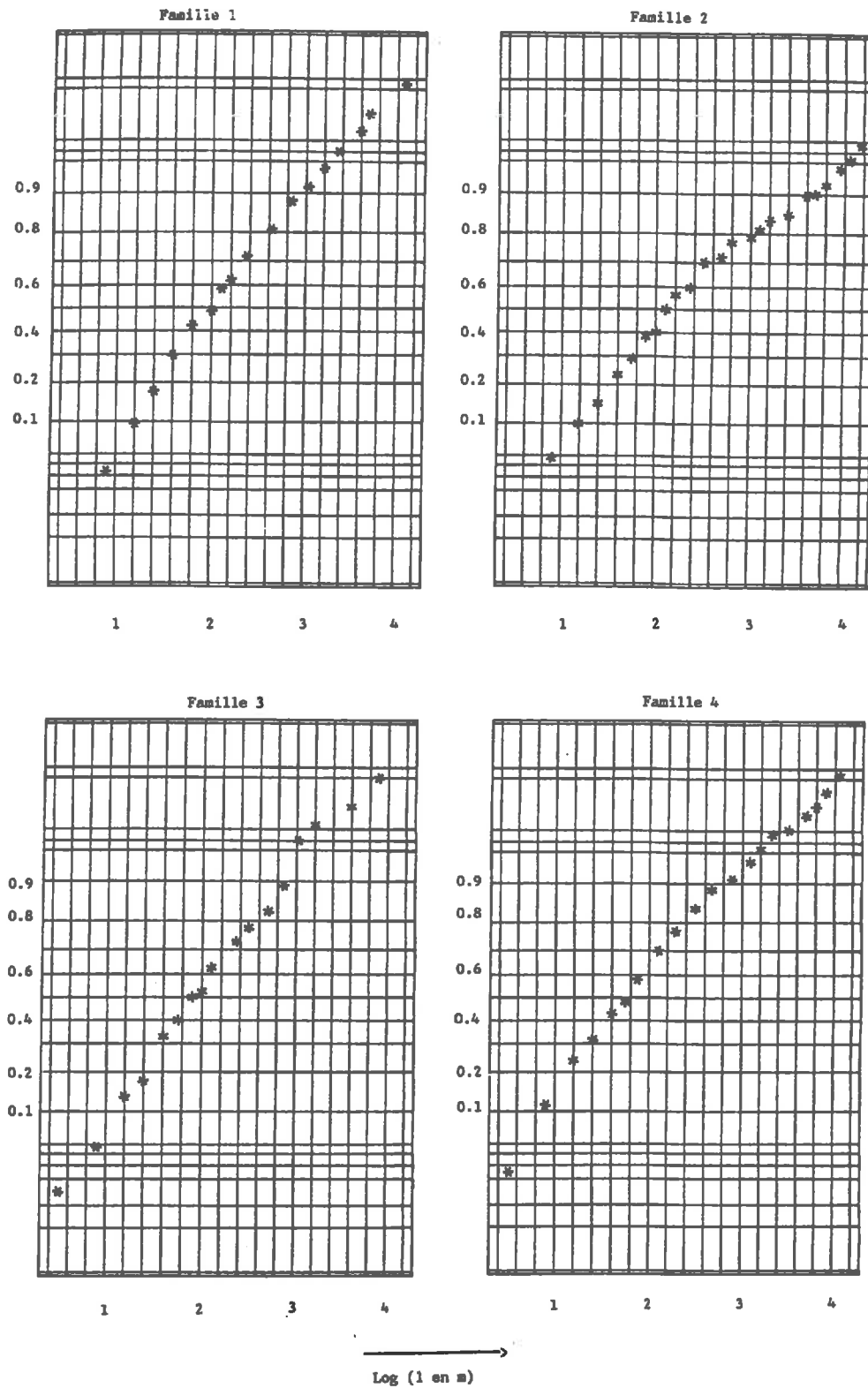


Figure I.8 Droites de Henry des longueurs, familles 1 à 4

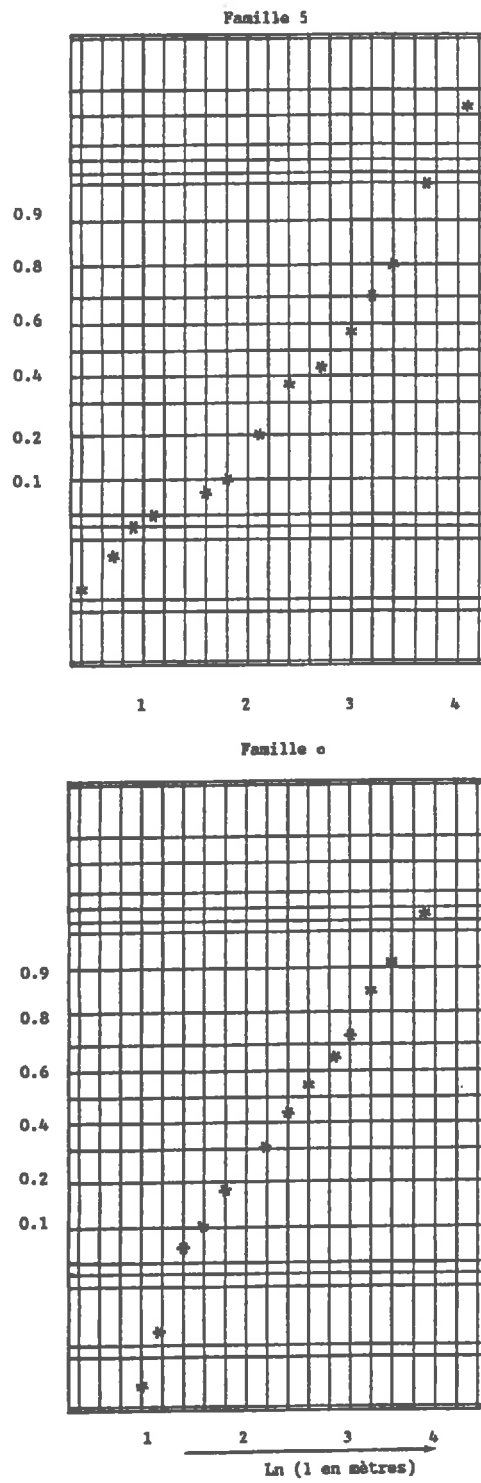


Figure I.8 Droites des Henry des longueurs, familles 5 et 0

deux extrémités sont visibles et dont la longueur de trace est comprise entre 0.2m et 2.7m, ceci afin de diminuer l'effet de biais introduit par les mesures. Les paramètres calés sont ceux qui minimisent la distance entre la loi expérimentale et la loi log-normale théorique au sens du χ^2 . Le tableau I.1. présente les paramètres estimés par cette méthode, et directement à partir des mesures brutes en calculant numériquement la moyenne et l'écart-type du logarithme des longueurs de trace. Les valeurs du χ^2 relatives au calage suivant ces deux méthodes y sont également inscrites (L'intervalle de confiance à 5% correspond à un χ^2 de 19,7).

Les longueurs de trace des familles 1, 3, 4 et 5 sont effectivement distribuées suivant une loi log-normale alors que les familles 0 et 2 admettent des distributions plus erratiques.

En première approximation, nous avons supposé que la distribution des diamètres des disques pouvait être représentée par la distribution des longueurs de traces. Pour estimer l'erreur commise, on engendre un réseau de 4000 fractures dont les diamètres suivent une loi log-normale dont les paramètres sont 0 et 0,7, ce qui correspond aux distributions des longueurs des traces mesurées. Les longueurs d'intersection avec un plan donné sont calculées et leur histogramme est présenté sur la figure I.9. Il apparaît que l'erreur commise est faible. Nous nous contenterons des distributions des longueurs de traces pour représenter les distributions des diamètres.

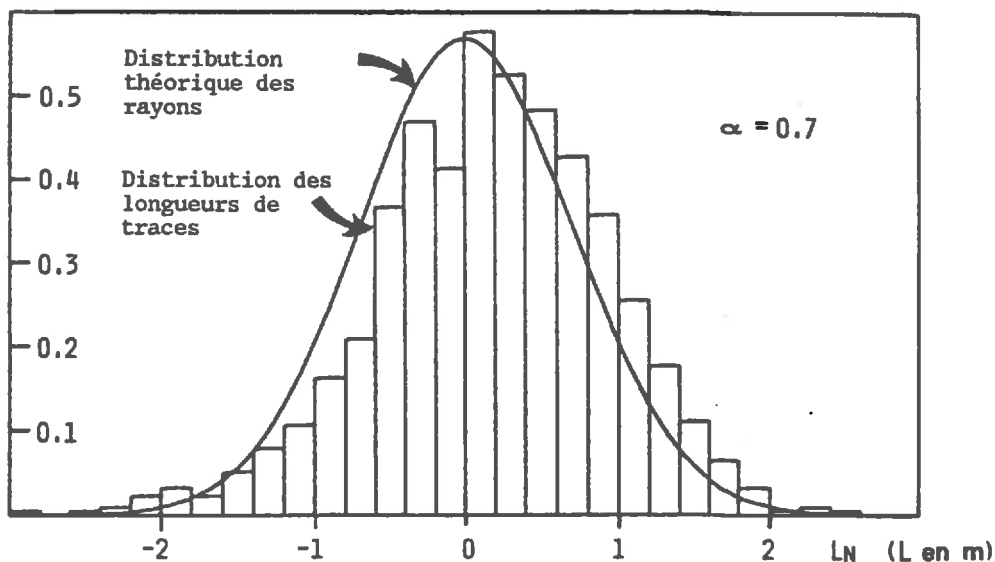


Figure I.9. Comparaison de la répartition des longueurs des intersections et de la répartition des diamètres

2.2.4 Densité de fracturation de chaque famille directionnelle

La densité de fracturation exprimée en nombre moyen de centres par m^3 se déduit des mesures d'extension des fractures et de fréquence d'intersection le long des forages.

Dans le cas d'un réseau de fractures rigoureusement parallèles, on montre que la fréquence d'intersection le long d'un forage perpendiculaire à cette famille est égale à la surface moyenne de fracture par unité de volume (ROULEAU, 1984):

$$(I.9) \quad \lambda = d\bar{S}$$

où:

- λ est la fréquence d'intersection le long du forage en m^{-1}
- \bar{S} est la surface moyenne des fractures, en m^2 .
- d est la densité de fracturation, en nombre de centres par m^3 .

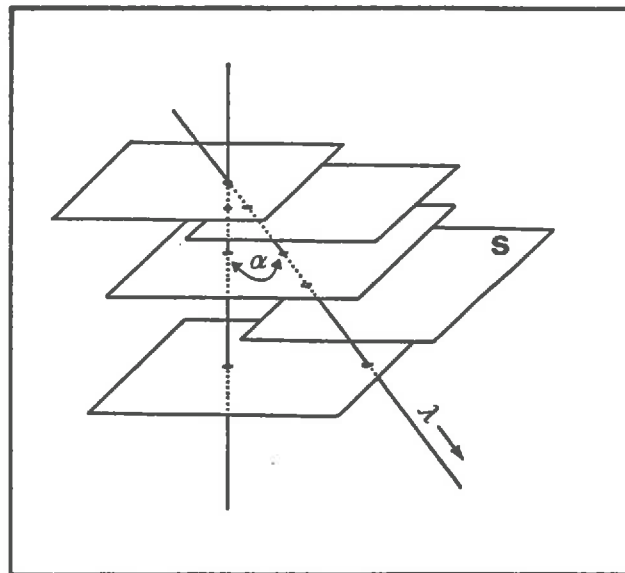


Figure I.10. Cas d'un forage de reconnaissance incliné par rapport aux plans des fractures

Si le sondage est incliné par rapport aux fractures d'un angle α (figure I.10), cette expression se modifie de la façon suivante:

$$(I.10) \quad \lambda = \cos\alpha d\bar{S}$$

Dans le cas où la famille considérée comprend des fractures d'orientation aléatoire, cette relation devient (ROULEAU, 1984):

$$(I.11) \quad \lambda = \frac{1}{2} \cos \alpha d \bar{S}$$

Pour estimer les densités de fracturation associées à chaque famille directionnelle, on fait l'hypothèse que les familles 1 à 5 réunissent des fractures quasi-parallèles., tandis que la famille résiduelle se caractérise par des orientations aléatoires. Les relations I.10 et I.11 sont alors appliquées aux mesures de densité en sondage et aux estimations des diamètres des disques (paragraphe précédent). Ces calculs sont synthétisés dans le tableau I.1. Notons que les fréquences d'intersection indiquées tiennent compte de l'inclinaison de chaque forage par rapport aux familles considérées. La surface moyenne des fractures est calculée en tenant compte de la répartition log-normale des rayons des disques.

Compte-tenu que plus de 90% des fractures observées sont d'épaisseur invisible à l'oeil nu, il est vraisemblable qu'une majorité d'entre elles n'ait aucune activité hydraulique. On abaisse donc arbitrairement la densité totale de fracturation des réseaux engendrés à la valeur de 5 fractures / m^3 . Ceci permet d'alléger les simulations d'écoulement. Le calage nous montrera par ailleurs que cette nouvelle valeur de densité utile est encore surestimée par rapport à la densité réelle de fractures conductrices.

2.3 CONCLUSION

Les mesures structurales ont permis d'évaluer toutes les données nécessaires à l'élaboration d'un modèle géométrique stochastique du réseau de Fanay-Augères. Il faut noter cependant que plusieurs approximations ont été faites au cours de cette analyse. Il faudra donc s'interroger en fin de compte sur la sensibilité de l'étude que nous proposons aux données structurales du modèle géométrique sera donc nécessaire.

Remarquons enfin que nous n'avons pas analysé la répartition des ouvertures des fractures, pourtant mesurées sur le site. En effet, ces données ne seront pas utilisées dans la suite. On peut cependant trouver cette étude dans LONG et BILLAUX (1987). Ces auteurs indiquent que les ouvertures des fractures semblent se répartir suivant des lois log-normales, au sein de chaque famille directionnelle.

3. SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DANS LES RESEAUX DE DISQUES

3.1 DESCRIPTION DU MODELE

Notre objectif est de développer une nouvelle technique de simulation des écoulements, basée sur une représentation schématique des circulations dans les fractures. L'approche déterministe qui consiste à calculer des écoulements bidimensionnels occupant toute la surface de la fracture (LONG 1983, ANDERSSON, 1987, SMITH, 1985) conduit à des développements numériques lourds et se base sur des hypothèses supposant que les fractures sont équivalentes à des disques d'épaisseur constante, ce qui nous semble peu réaliste. Les noeuds de ces modèles sont les intersections entre fractures. Dans l'approche que nous proposons, ce sont les fractures elles-mêmes qui constituent ces noeuds; ceux-ci occuperont en principe le centre des disques représentant chaque fracture.

Chaque fracture est caractérisée par une charge hydraulique moyenne. Les circulations entre deux fractures sécantes sont schématisées par un lien hydraulique monodimensionnel où le débit est proportionnel à la différence de charge entre les deux fractures (voir figure I.11). Nous définissons la "conductivité hydraulique intégrée" d'un lien comme le rapport entre le débit et le gradient de charge:

$$(I.12) \quad k = \frac{Q}{|\overrightarrow{grad}H|}$$

La conductivité hydraulique intégrée telle que nous la définissons ici est le produit de la conductivité hydraulique "vraie" (exprimée en m/s) par la section d'écoulement. Dans ce

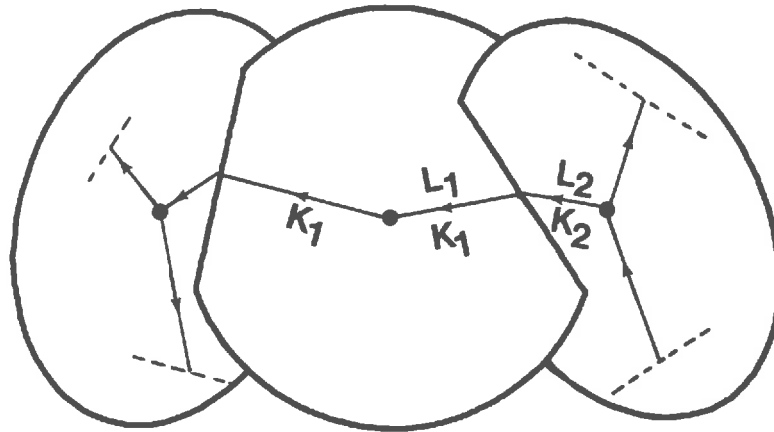


Figure I.11. Schématisation des écoulements dans les disques

modèle, seule cette grandeur est significative. La section d'écoulement, liée à la géométrie des discontinuités à l'échelle microscopique, est inconnue.

Chaque disque est caractérisé par une conductivité hydraulique intégrée attribuée à tous les liens qui y sont inscrits. Les conductivités hydrauliques intégrées associées à chaque disque sont déterminées par tirage au sort dans une loi statistique donnée. Si les conductivités intégrées k_1 et k_2 sont attribuées à deux disques sécants, la conductivité intégrée moyenne du lien est fixée à la valeur suivante:

$$(I.13) \quad k = \frac{(l_1 + l_2)k_1 k_2}{l_2 k_1 + l_1 k_2}$$

où l_1 et l_2 sont les longueurs des deux segments constituant le lien complet (voir figure I.11). Ces longueurs sont prises comme celles des trajets rectilignes entre les centres des fractures et le milieu du segment d'intersection. Le gradient de charge $\vec{grad}H$ est défini comme la différence de charge entre deux noeuds successifs, divisée par la longueur cumulée des liens les reliant, $l_1 + l_2$.

Ce modèle est une représentation conceptuelle des circulations réelles. Le réseau d'écoulement est donc schématisé par un réseau tridimensionnel d'éléments linéaires. Cette modélisation respecte la connectivité du milieu initial car la densité de liens dépend uniquement de la densité de connections entre fractures. Les directions privilégiées d'écoulement

sont prises en compte car les liens ne sont inscrits que dans les plans de fracturation. On note aussi que le modèle de liens rend compte de la nature discontinue du milieu et respecte l'échelle spatiale des hétérogénéités créées par les fractures.

Revenons maintenant à la conductivité intégrée des liens. Cette grandeur traduit la résistance moyenne qui s'oppose à la circulation de l'eau entre deux fractures sécantes. Elle intègre toute la géométrie des écoulements à l'échelle de la fracture: rugosité des parois, tortuosité et longueur réelle des lignes de courant, chenalisation etc (voir figure I.12). Par l'intermédiaire de la conductivité intégrées, nous évitons toute hypothèse de calcul concernant les propriétés microscopiques de l'écoulement, en particulier l'hypothèse que toute la surface de la fracture est uniformément conductrice.

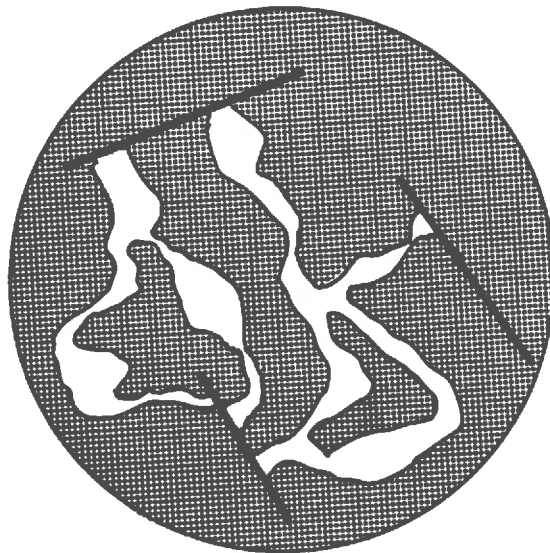


Figure I.12. Illustration du phénomène de chenalisation

La répartition des conductivités intégrées entre les différents liens du réseau constitue le paramètre spécifique du modèle hydraulique. Elle est déterminée par calage à partir des mesures de terrain, en cherchant à identifier les propriétés hydrauliques du modèle à celles du milieu réel.

Les propriétés et les limites du modèle seront évaluées par des tests présentés au prochain chapitre. Cependant, on observe immédiatement que certaines configurations particulières de réseaux de fractures semblent peu adaptées à ce type de représentation. Par exemple, dans un milieu comportant une grande densité de fractures très étendues, la connectivité est très importante. Chaque fracture comporte un grand nombre de liens, comme le montre la figure I.13. Il n'est plus justifié de relier les cheminements du fluide à la position des centres. La forme particulière du réseau de liens force le fluide à emprunter des parcours très longs, alors que le bon sens nous dicte que des cheminements beaucoup plus courts existent dans la réalité.

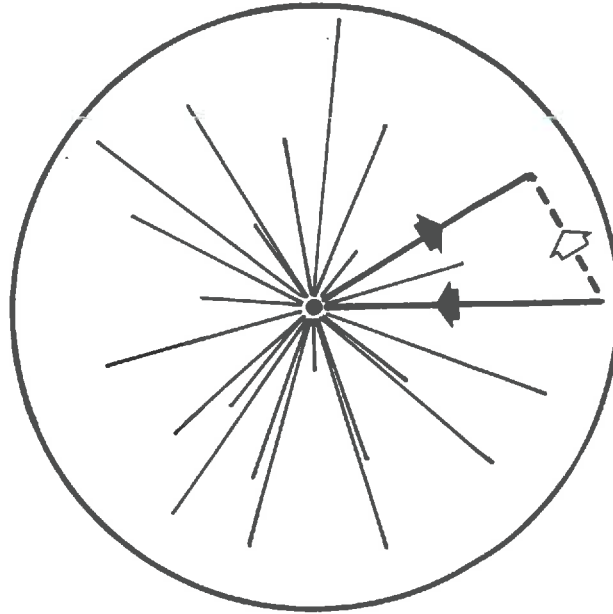


Figure I.13. Configuration des liens dans un réseau très connecté

Nous avons testé un modèle de liens où ce type de connection serait représenté. Il ne nous a pas donné de résultats très différents sur le cas de Fanay-Augères, avec la connectivité observée. Il n'a donc pas été poussé plus avant dans ce travail, bien qu'il puisse en constituer une extension possible.

3.2 ASPECT NUMERIQUE DES SIMULATIONS

Numériquement, la simulation des écoulements s'effectue en deux phases. La première consiste à rechercher les connections entre les disques, éliminer les amas isolés et les impasses du système percolant, et définir complètement la géométrie du réseau de liens. La seconde consiste à calculer les charges aux noeuds du réseau en fonction des conditions imposées aux limites du domaine et des conductivités intégrées des liens.

3.2.1 Caractérisation de la géométrie des liens

La recherche des connections entre les fractures du réseau est effectuée suivant la méthode développée par ROBINSON (1984) dans le cas bidimensionnel. Le domaine d'étude est discrétisé en volumes élémentaires. Un disque donné intersecte un ou plusieurs de ces volumes élémentaires. Deux disques ne sont susceptibles de se recouper que s'ils traversent tous deux au moins un même sous-domaine. On n'examine donc que la connectivité des couples de disques intersectant des domaines communs. On ne teste ainsi l'intersection éventuelle entre deux disques que lorsque ceux-ci présentent une certaine proximité géographique. Cette méthode permet de limiter le nombre de tests qui s'élèverait sinon à $\frac{n(n-1)}{2}$, n représentant le nombre de fractures du réseau.

Dans certains réseaux de disques peu connectés, il arrive que des fractures ou amas de fractures soient isolés du réseau principal, c'est-à-dire qu'il est impossible de trouver un cheminement constitué d'une série ininterrompue de liens qui permette de faire la jonction entre ces fractures et l'une des limites du domaine d'étude. Ces amas isolés ne participent pas à l'écoulement et sont extraits du système. Il sont répertoriés par une procédure "de proche en proche" qui consiste à rechercher les fractures connectées aux limites (fractures du niveau 0), puis celles qui les intersectent (fractures du niveau 1), puis celles qui intersectent les fractures du niveau 1 ... Les fractures non-atteintes par cette procédure sont éliminées du système.

De même, un disque connecté à un unique autre disque ne participe pas aux écoulements. Ces éléments sont eux aussi répertoriés et supprimés du réseau.

3.2.2 Calculs des écoulements

L'étude géométrique permet de caractériser les liens, calculer leur longueur et déduire leur résistance hydraulique. La résistance hydraulique, par analogie à l'électricité, représente ici le rapport entre le débit dans un lien et la différence de charge à ses extrémités. Les calculs d'écoulements sont effectués de la même manière que dans un réseau électrique, en appliquant la loi de Kirshoff. La conservation de la masse aux noeuds non-singuliers (n'appartenant pas à une limite) s'écrit:

$$(I.14) \quad \sum_i k_i \frac{H - H_i}{L_i} = 0$$

où:

- - k_i est la conductivité intégrée du le lien i
- - L_i est la longueur du lien i
- - H et H_i sont les charges hydrauliques caractérisant la fracture considérée et la fracture connectée par le lien i .

Prise en compte des conditions aux limites

Les conditions imposées aux limites du modèle sont de deux types: limites à charge imposée ou limites imperméables.

Lorsqu'une fracture rencontre une limite à charge imposée, le point de convergence des chenaux, initialement positionné au centre de la fracture, est déplacé sur l'intersection entre la fracture et la limite la plus proche (voir figure I.14). L'équation écrite en ce noeud devient simplement: $H = H_{imp}$

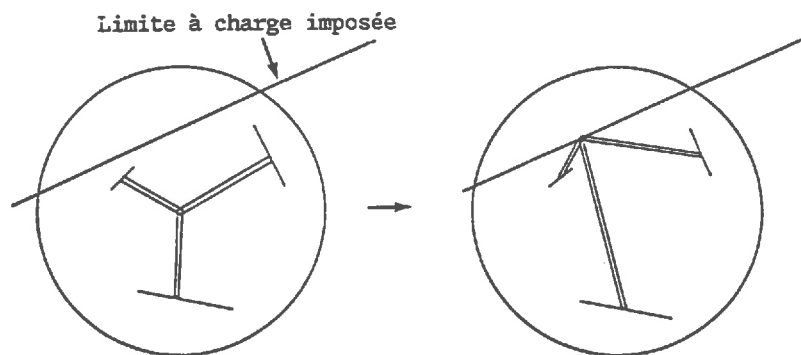


Figure I.14. Prise en compte des limites à charge imposée

Les limite à flux nul sont prises en compte en supprimant les liens traversant cette limite (figure I.15). S'il y lieu, les fractures isolées par cette opération sont retirées du modèle.

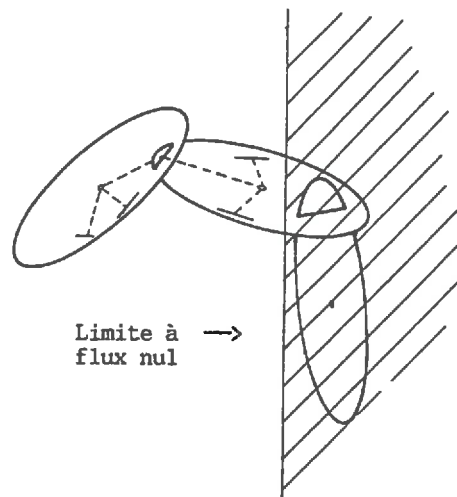


Figure I.15. Prise en compte des limites à flux nul

3.2.3 Résolution numérique

En assemblant les équations écrites en chaque noeud du modèle, le calcul des charges se ramène à la résolution d'un système linéaire. La matrice des coefficients est creuse; le nombre n des termes non-nuls est la somme:

$$(I.15) \quad n = n_d + n_f + n_c$$

où n_f est le nombre de fractures du modèle, n_d est le nombre de termes diagonaux ($n_f = n_d$) et n_c est le nombre moyen de connections par fracture

En pratique, dans la plus-part des calculs effectués, 1/100 à 1/1000 seulement des coefficients de la matrice sont non-nuls. Il semblerait a priori qu'une méthode de résolution directe avec réduction de largeur de bande soit bien adaptée au problème posé. Malheureusement, les algorithmes de réduction de largeur de bande sont très peu efficaces pour les réseaux aléatoires et tridimensionnels que nous traitons. L'algorithme de CUTHILL et Mc KEE, cité par ROBINSON (1984), testé sur un réseau cubique dont les fractures comportent 5 connections en moyenne, ne permet pas de réduire la largeur de bande de plus de 50%. Nous avons donc été conduits à utiliser une méthode de résolution itérative. L'algorithme choisi est un gradient conjugué avec préconditionnement de Cholesky incomplet.

3.3 RESUME

Pour les calculs d'écoulement, le réseau de disques est ramené à un réseau tridimensionnel de liens linéaires interconnecté aux centres des disques. Les débits et les charges aux noeuds du modèle sont calculés en appliquant la loi de Kirshoff. Le paramètre spécifique du modèle hydraulique est la répartition des conductivités intégrées entre les différents liens du réseau.

4. TESTS DU MODELE ETUDE DE SENSIBILITE

Nous présentons ici des exercices préliminaires destinés à tester le modèle, mieux appréhender son comportement, et vérifier les programmes informatiques développés.

4.1 TEST DE L'ALGORITHME DE RECHERCHE DES CONNECTIONS

Toutes les simulations d'écoulement, d'advection et de transferts thermiques présentés dans la suite commencent par le calcul de la géométrie du réseau de liens. Le point essentiel de ces calculs est la recherche des connections entre les disques. CHARLAIX(1984) propose une expression analytique exacte du nombre moyen, par disque, de contacts avec les autres disques du système, dans le cas de disques de rayons identiques et d'orientations aléatoires:

$$(I.16) \quad n = d\pi^2 r^3$$

où:

- d est la densité du système de disques en *centres/m³*
- r est le rayon des disques
- n est le nombre moyen d'intersections par disque

Pour vérifier qu'aucune connexion n'échappe à la recherche, on engendre un réseau correspondant au cas d'application de la relation (I.16). Le nombre de connections répertoriées

par l'algorithme est ensuite comparé à la valeur théorique. Ce travail est effectué ici pour 10 réalisations d'un réseau de 3000 disques environ, d'orientations aléatoires, de rayons fixés à la valeur $r=1.334m$ et de densité $d = 0.149$ centres/ m^3 . Le nombre moyen de connexions trouvé par l'algorithme est de 3.482 par disque (moyenne effectuée sur 30000 disques), alors que la valeur théorique est de 3.480 intersections par disque. L'accord obtenu entre la valeur théorique et la valeur calculée est satisfaisant, et valide l'algorithme de recherche des intersections entre fractures.

4.2 TEST DU PROGRAMME DE SIMULATION DES ECOULEMENTS

L'annexe I expose le calcul du plus-petit majorant de la perméabilité d'un réseau de liens de conductivités intégrées uniformes, inscrits dans un système de disques aléatoirement orientés. Ce majorant s'écrit :

$$(I.17) \quad K_{max} = \frac{1}{3} \frac{\lambda_l k}{\alpha^2}$$

où:

- k est la conductivité intégrée des liens
- λ_l est la longueur cumulée des liens par unité de volume. λ_l est la "densité de lien" du réseau.
- α est la valeur moyenne, sur l'ensemble de tous les liens, du rapport entre la longueur du lien et la distance entre les deux noeuds reliés.

La perméabilité du réseau de lien tend asymptotiquement vers cette valeur lorsque la connectivité du milieu augmente.

Le résultat précédent fournit un moyen de vérifier le programme de calcul d'écoulement. Le test consiste à engendrer des réseaux de densités de lien constantes, caractérisés par des connectivités différentes. Les orientations des disques sont aléatoires et les liens ont tous la même conductivité intégrée. Les perméabilités équivalentes calculées par le modèle sont ensuite comparées à la perméabilité asymptotique proposée ci-dessus.

Nous nous limitons à l'étude de systèmes de disques de rayons uniformes. En effet, la densité de lien d'un réseau de disques de mêmes rayons et d'orientations aléatoires se

calcule directement à partir du rayon r des fractures et de la densité du réseau. La longueur moyenne d'un segment inscrit dans un disque s'écrit:

$$(I.18) \quad l = \frac{1}{\pi r^2} \int_0^r u \cdot 2\pi u du = \frac{1}{3}r$$

Sachant que le nombre moyen de segments par fracture est donné par I.18, la densité de lien s'écrit:

$$(I.19) \quad \lambda_l = \frac{2}{3}d^2\pi^2r^4$$

Des réseaux de même densité de lien vérifient donc:

$$(I.20) \quad dr^2 = \text{constante}$$

Le test est effectué sur cinq séries de 30 réalisations de réseaux caractérisés par une conductivité intégrée des liens $k = 2,96 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$. Les perméabilités équivalentes sont calculées en simulant un écoulement globalement parallèle dans des domaines cubiques présenté sur la figure I.16. Les paramètres caractérisant ces simulations sont les suivants :

Densité	rayon des disques	nbr d'intersec. /disque	perméabilité
0,03117	2,532	4,8	$7,8 \cdot 10^{-6}$
0,012	4,05	8	$1,2 \cdot 10^{-5}$
0,0096	4,56	9	$1,27 \cdot 10^{-5}$
$3,46 \cdot 10^{-3}$	7,6	15	$1,52 \cdot 10^{-5}$
$1,25 \cdot 10^{-3}$	12,7	25	$1,62 \cdot 10^{-5}$

Tableau I.2.

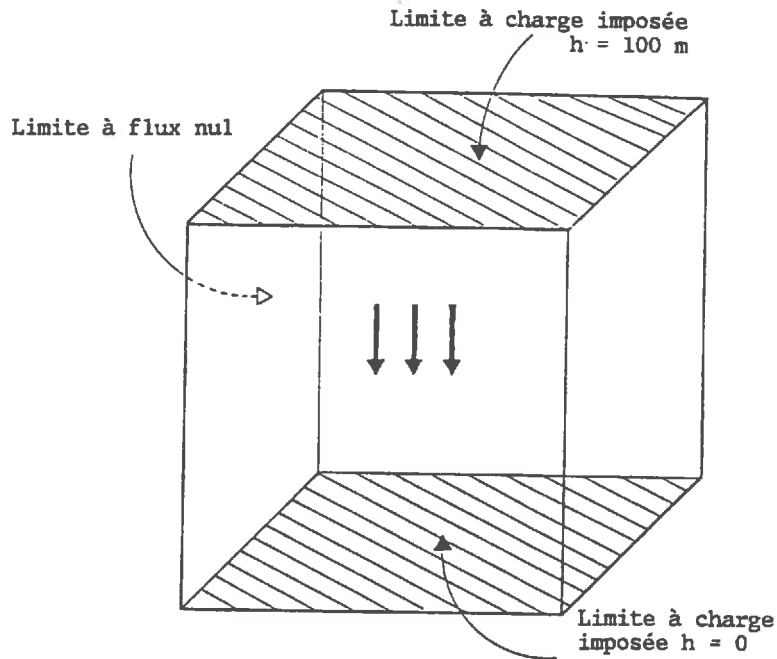


Figure I.16. Schéma d'une simulation effectuée pour calculer la perméabilité équivalente d'un réseau

Le paramètre α est estimé numériquement, en calculant les valeurs moyennes de la longueur des liens et des distances entre les centres des fractures connectées, dans des réalisations de réseaux de disques de rayons uniformes et d'orientations aléatoires. La moyenne est effectués sur 71000 valeur. On obtient:

$$(I.21) \quad \alpha = 1,26 \pm 0,005$$

D'après la relation I.17, la valeur asymptotique de la perméabilité des réseaux étudiés vaut donc numériquement:

$$(I.22) \quad K = 1,64 \cdot 10^{-5} m/s$$

L'ensemble des résultats théoriques et expérimentaux sont présentés sur la figure I.17. La concordance entre la valeur asymptotique et les valeurs effectives calculées est très satisfaisante. Ce test permet donc de conclure positivement sur la validité des calculs d'écoulement effectués par le programme.

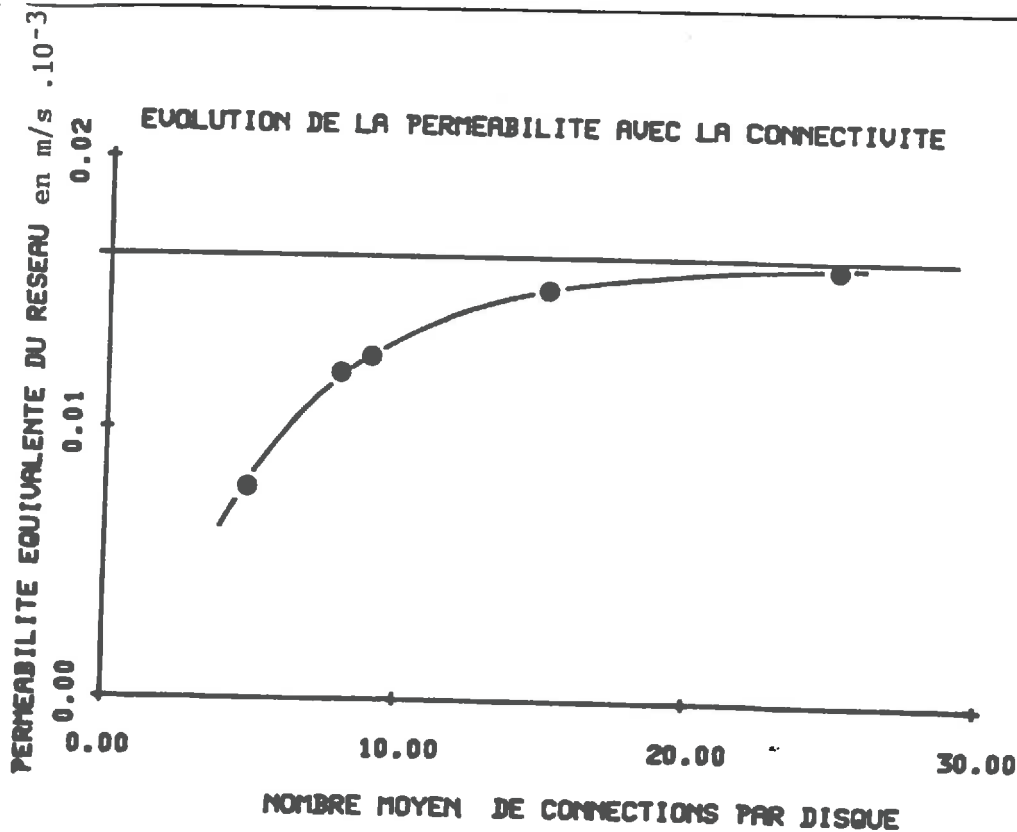


Figure I.17. Croissance de la perméabilité avec la connectivité

4.3 PRECISION DE L'ALGORITHME DE RESOLUTION

L'algorithme de résolution du système linéaire est issu d'une bibliothèque standard. Nous l'avons testé sur des réseaux à très grands contrastes de conductivité intégrée caractérisés par une matrice des coefficients mal conditionnée. On observe que la convergence est d'autant plus lente que ce contraste augmente, et que la connectivité du réseau diminue. Pour une connectivité de 3 intersections par fracture en moyenne dans un réseau de disques de rayons uniformes, la procédure commence à diverger lorsque l'on impose un rapport de 10^6 entre les seuils 10% et 90% de la fonction de répartition des conductivités. (Si les conductivités intégrées sont distribuées suivant une loi log-normale, ce contraste est obtenu pour un écart-type du logarithme des conductivités intégrées $\sigma = 5,6$).

Pour favoriser la convergence de l'algorithme et alléger les calculs mis en oeuvre pour simuler l'écoulement dans des réseaux à fort contraste de conductivité intégrée, nous avons utilisé certaine propriété des réseaux d'éléments conducteurs mise en évidence par CHARLAIX et al (1987).

Ces auteurs ont appliqué au cas du milieu fissuré les résultats obtenus par AMBEGAOKAR et al (1971) dans le domaine des semi-conducteurs. Ils ont montré l'existence d'un seuil de conductivité en-dessous duquel les fractures ont un rôle hydraulique négligeable. Ceci a été

mis en évidence en construisant et en calculant successivement la perméabilité équivalente de réseaux obtenus en implantant d'abord les fractures les plus conductrices, puis en ajoutant les éléments du réseau dans un ordre de conductivité décroissante. Il apparaît qu'au delà d'un seuil de conductivité, les fractures les moins conductrices ont une contribution négligeable à l'écoulement général. Le seuil correspond à la conductivité des fractures qui assurent la percolation du réseau dans l'expérience sus-citée. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la dispersion des conductivités intégrées des liens est importante.

Dans le cas où l'on simule des écoulements dans des réseaux de liens de conductivités intégrées très dispersées, il semble donc inutile d'effectuer des calculs qui tiennent compte de l'ensemble des fractures du domaine. Pour estimer ce seuil dans les gammes de contraste de conductivité que utilisons, nous avons réalisé le test de CHARLAIX et al dans des réseaux correspondant à la géométrie observée à Fanay-Augères. Le contraste de conductivité est obtenu en imposant une distribution log-normale des conductivités intégrées des liens dont l'écart-type vaut 7,5. La densité de fracturation, toutes fractures comprises, entraîne une connectivité de 6 intersections par fracture en moyenne. On effectue des calculs d'écoulement dans des réseaux tronqués, obtenus en éliminant les fractures les moins conductrices. 15 réalisations de réseaux de 5000 fractures environ sont testés pour une troncature donnée. La moyenne géométrique des perméabilités équivalentes de ces réseaux sont représentées sur la figure I.18, en fonction de la troncature des conductivités intégrées.

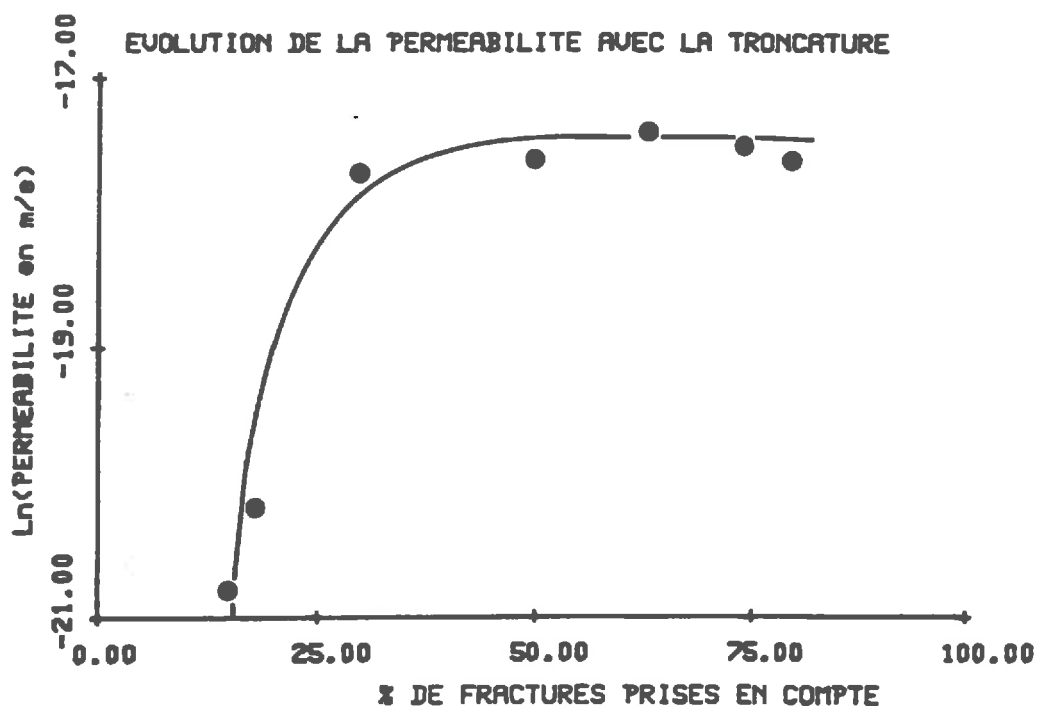


Figure I.18. Influence du pourcentage de fractures prises en compte sur la perméabilité calculée

Le phénomène décrit par CHARLAIX et al est très clairement mis en évidence par ce test. Les 40% des fractures constitués par les fractures les plus conductrices assurent l'ensemble des écoulements dans le réseau. Ceci nous montre que des calculs d'écoulement divergents ou convergeant très lentement peuvent être effectués en simplifiant le réseau de liens, sans pour autant y perdre en précision.

4.4 TESTS DE SENSIBILITE

Dans ce chapitre, on cherche à mieux apprécier l'impact des paramètres du modèles (géométrie du réseau et distribution des conductivités intégrées) sur les propriétés des réseaux engendrés: perméabilité équivalente, anisotropie et variabilité entre les réalisations.

Nous nous plaçons dans le cas où les conductivités intégrées des liens sont tirés au sort dans une loi de distribution log-normale. Comme nous le verrons par la suite, cette distribution revêt une importance particulière dans cette étude. L'accent sera porté sur le rôle joué par la dispersion des conductivités intégrées des liens, caractérisée ici par l'écart-type du logarithme des conductivités intégrées que l'on note σ .

Au cours de cette analyse de sensibilité, nous serons amenés à effectuer des calculs de la perméabilité équivalente de certains réseaux. La perméabilité équivalente d'une réalisation dans une direction donnée est déterminée par simulation d'un écoulement globalement parallèle à cette direction. Le domaine engendré est un cube. On impose un débit nul au travers des faces parallèles à la direction d'écoulement; les deux autres faces sont à charge imposée (figure I.16). La perméabilité équivalente est déterminée à partir de la relation suivante:

$$(I.23) \quad K = \frac{LQ}{S \Delta H}$$

où:

- ΔH représente la différence de charge imposée entre les deux faces amont et aval du cube
- Q est le débit global en m^3/s
- S est la section du cube en m^2
- L est la distance entre les deux faces amont et aval en m .

L'anisotropie d'une réalisation donnée est déterminée en effectuant des simulations d'écoulement dans différentes directions.

Notons que la condition de flux nul sur les faces latérales pourrait être remplacée par une condition de charge imposée, la charge variant linéairement entre les valeurs imposées à l'amont et à l'aval des cubes. Ce type de conditions aux limites a été particulièrement développé par LONG (1983). Nous avons testé les deux méthodes sur des cubes comportant 3000 fractures environ. Il est apparu que les différences de perméabilité calculées suivant les deux types d'écoulement sont peu sensibles.

4.4.1 Sensibilité à la dispersion des conductivités intégrées des liens

La sensibilité du modèle à la dispersion des conductivités intégrées est illustrée expérimentalement par le test suivant: 5 réalisations d'un réseau très connecté servent de support à des simulations d'écoulement effectuées successivement avec 5 valeurs distinctes de l'écart-type σ . Les perméabilités équivalentes de ces réseaux sont présentées sur la figure I.19 en fonction du choix de σ .

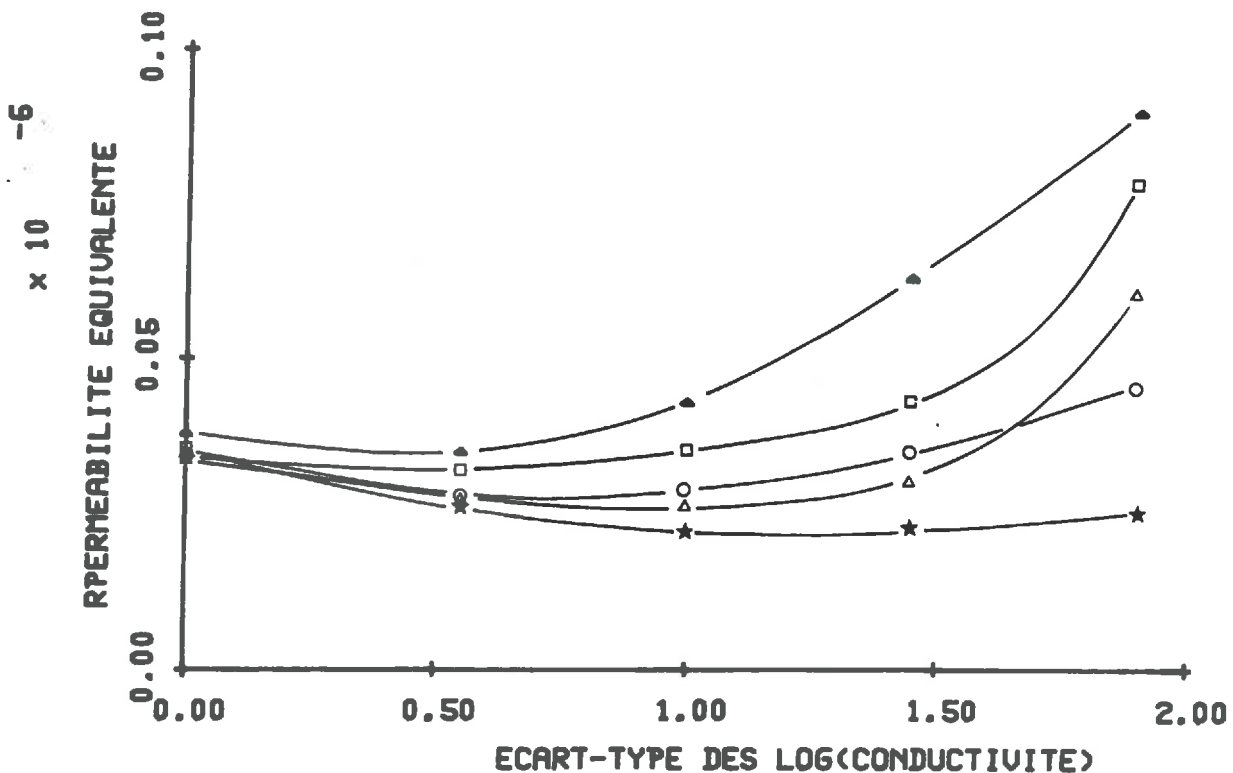


Figure I.19. Perméabilités de 5 réalisations, calculées avec 5 valeurs de σ

Pour de faibles valeurs de σ , la perméabilité décroît légèrement avec σ , mais cette tendance s'inverse quand la dispersion des conductivités intégrées devient très élevée. Nous interprétons ce phénomène de la manière suivante:

Quand σ est nul, toutes les fractures participent uniformément à l'écoulement. Lorsque σ commence à croître, certaines fractures voient leur conductivité baisser. Certains cheminement proposés à l'écoulement sont barrés par des liens très résistants. L'accroissement de la conductivité intégrée des autres liens ne suffit pas à enrayer la baisse de la perméabilité globale. Ensuite, le contraste entre les conductivités intégrées des différents liens est tel que quelques cheminements seulement, constitués d'une association en série d'éléments dont la conductivité intégrée croît avec σ , assurent l'ensemble de l'écoulement. Quand σ devient très grand, les conductivités de ces quelques cheminements augmentent et dépassent en valeur la conductivité équivalente du réseau initial.

Dans des réseaux moins connectés où il n'existe pas de cheminement constitué uniquement de conductivités augmentant avec σ , on n'observerait donc pas de croissance de la perméabilité pour une dispersion croissante des conductivités intégrées des liens.

4.4.2 Etude des facteurs de variabilité de la perméabilité équivalente entre différentes réalisations.

Rôle joué par la dispersion des conductivités intégrées

Le paramètre σ détermine la dispersion des conductivités intégrées des liens. De fortes valeurs de cette dispersion créent une sélection entre les fractures conductrices et peu conductrices, comme nous venons de le voir. En introduisant ainsi un facteur d'hétérogénéité dans le modèle, le paramètre σ stimule la variabilité spatiale du réseau. On vérifie cette propriété en calculant les perméabilités de réseaux rigoureusement identiques géométriquement, mais dont les conductivités intégrées des liens proviennent de différents tirage au sort suivant une même loi log-normale.

Rôle joué par la géométrie

Par ailleurs, la géométrie est elle aussi génératrice d'hétérogénéité spatiale du réseau, en raison de la part de hasard introduite par le tirage au sort. Pour évaluer le rôle joué par la géométrie, on engendre des réseaux distincts, suivant des lois statistiques identiques. Le paramètre σ est fixé à 0 afin d'annuler l'hétérogénéité créée par ce paramètre.

Effet combiné de la géométrie et de la dispersion des conductivités intégrées

Enfin, pour évaluer l'effet combiné de la géométrie et de la dispersion des conductivités intégrées sur l'hétérogénéité des réalisations, on calcule la perméabilité équivalente de réseaux provenant de tirages différents (mais effectués dans une même loi) tant en ce qui concerne la géométrie que les conductivités intégrées des liens. Toutes les réalisations étudiées sont engendrées suivant les statistiques de géométrie du site de Fanay-Augères.

Résultats

- géométrie unique
- 69 tirages de la répartition des conductivités intégrées
- écart-type du logarithme des conductivités intégrées des liens = 1,85
⇒écart-type du logarithme des perméabilités équivalentes = 1,1
- 15 réalisations géométriques
- écart-type du logarithme des conductivités intégrées des liens = 0.
⇒écart-type du logarithme des perméabilités équivalentes = 0,1
- 160 réalisations de réseaux, avec des tirages des conductivités intégrées différents
- écart-type du logarithme des conductivités intégrées des liens = 1,85
⇒écart-type du logarithme des perméabilités équivalentes = 1,1

Il apparaît nettement que la dispersion des conductivités intégrées détermine presque à elle seule la variabilité spatiale du milieu. Il faut noter que les tests effectués ici concernent une unique définition statistique du milieu. Il est vraisemblable qu'une géométrie très faiblement connectée introduirait une variabilité spatiale très importante. Nous concluons que pour une géométrie donnée, la variabilité spatiale du modèle est très sensible à la dispersion des conductivités intégrées.

Sensibilité de l'anisotropie à la géométrie et aux paramètres hydrauliques

On cherche ici à évaluer quels sont les aspects hydrauliques ou géométriques du réseau qui engendrent des anisotropies de perméabilité. Intuitivement, il semble que les facteurs

prépondérants soient la répartition des disques en familles directionnelles et les différences de densité et de conductivité entre ces familles. L'analyse de sensibilité est conduite en effectuant des simulations dans des réseaux aux caractéristiques suivantes:

- 2 familles directionnelles perpendiculaires
- orientation unique dans chaque famille
- rayon unique dans chaque famille

L'anisotropie de chaque réseau est déterminée en calculant la perméabilité équivalente dans les deux directions perpendiculaires aux familles. On note k_1 et k_2 , r_1 et r_2 , d_1 et d_2 les conductivités, les rayons et les densités attribuées aux familles 1 et 2. K_1 et K_2 représentent les perméabilités équivalentes dans les directions perpendiculaires aux familles 1 et 2 (figure I.20).

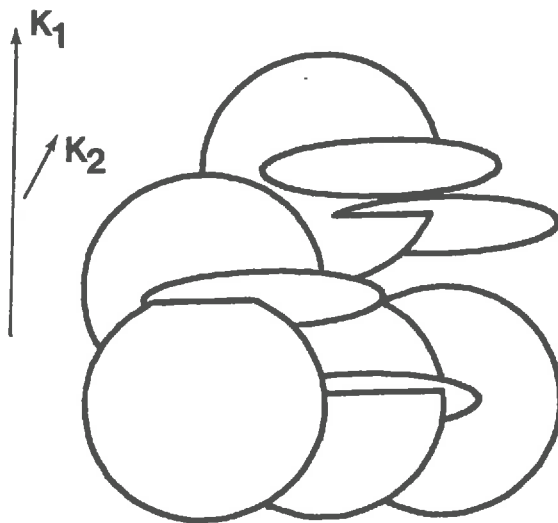


Figure I.20. Calcul de perméabilité d'un réseau à deux familles orthogonales

Le test consiste à modifier alternativement les rayons, les densités et les conductivités des deux familles, et observer l'évolution des perméabilités K_1 et K_2 . 30 réalisations sont testées pour chaque configuration du réseau. Les moyennes géométriques des perméabilités K_1 et K_2 associées à ces 30 réalisations sont notées \bar{K}_1 et \bar{K}_2 . Les résultats sont présentés dans le tableau suivant:

k_1	r_1	d_1	\bar{K}_1	k_2	r_2	d_2	\bar{K}_2
C	R	d	21,6	10.C	R	d	21,6
C	R/2	d	21,6	10.C	R	d	19,7
C	R/2	d	20,8	C	R	d	19,3
C	R	d	19,1	C	R	d/3	18,7

Tableau I.3.

Cette analyse, quoique très succincte, montre qu'à la fois les paramètres hydrauliques et géométriques jouent un rôle dans l'anisotropie du milieu. Il apparaît que des distributions différentes de conductivités intégrées dans chaque famille de fractures ne créent pas systématiquement une anisotropie, mais la renforce quand une anisotropie géométrique pré-existe.

4.5 CONCLUSION

Des tests préliminaires nous ont permis de vérifier la validité des algorithmes développés pour caractériser la géométrie du réseau de liens et calculer les écoulements qui s'y établissent. L'analyse de sensibilité nous a montré l'importance de la dispersion des conductivités intégrées des liens. Elle détermine la structure du réseau de cheminements hydrauliques et variabilité des propriétés de différentes réalisations d'un même milieu. La géométrie agit surtout sur l'anisotropie de perméabilité du système de disques.

5. CALAGE DU MODELE

A ce stade de l'étude, nous disposons d'un outil nous permettant d'engendrer des réseaux de disques de géométrie statistiquement semblable à celle du milieu réel, et d'y simuler les circulations d'eau par l'intermédiaire d'un réseau secondaire de liens hydrauliques monodimensionnels. Le paramètre de ce modèle hydraulique est la répartition des conductivités intégrées entre les liens. Ce paramètre conditionne la perméabilité moyenne du milieu et la variabilité spatiale de ses propriétés hydrauliques (perméabilité locale, injectabilité).

L'objectif de cette phase de calage est de d'ajuster la répartition des conductivités intégrées des liens afin que les propriétés hydrauliques locales du modèle aient statistiquement la même structure spatiale que celle du milieu réel.

5.1 ANALYSE DES MESURES D'INJECTABILITE LOCALE - STRUCTURE SPATIALE

La structure spatiale de l'injectabilité locale du site de Fanay-Augères est estimée à partir des essais d'injection dans les chambres de 2 à 2.5 mètres de long. Les courbes débit-pression obtenues sont moyennes afin d'estimer l'injectabilité de chaque chambre, définie comme le rapport entre le débit et la charge d'injection, par mètre de forage. De cette grandeur, on extrapole la valeur du débit d'injection dans chaque forage, pour une surpression standard de 10 bars. Les valeurs de débit obtenues de cette manière se répartissent sur plusieurs ordres de grandeur. Les logarithmes népériens de ces débits sont classés dans un histogramme présenté sur la figure I.21. Notons que 30% des chambres sont caractérisées par une absorption unitaire trop faible pour être mesurable.

Cet histogramme correspond grossièrement à une loi log-normale. Les paramètres de cette loi sont estimés par tâtonnement, en cherchant à minimiser la valeur du χ^2 , l'une des classes représentant les valeurs non-mesurables. Les paramètres obtenus de cette manière sont:

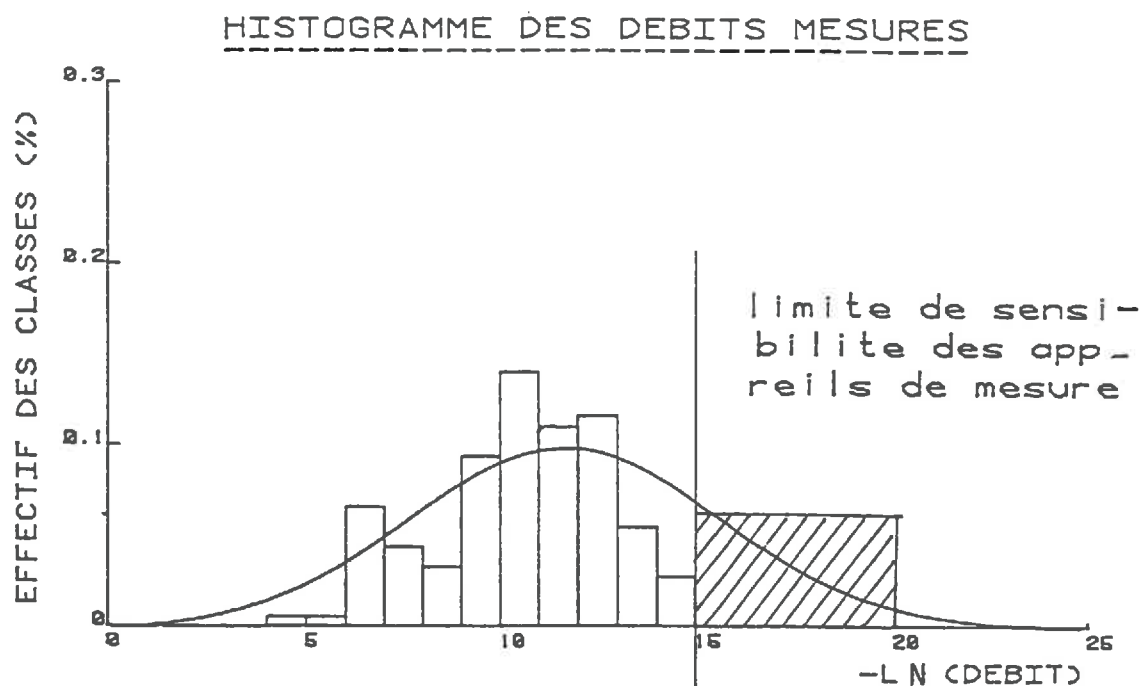


Figure I.21. histogrammes des débits d'injection standard mesurés

- moyenne des Ln (débit en m^3/s) = -11.5 ± 0.5
- écart-type des Ln(débit en m^3/s) = 4.

La valeur du χ^2 correspondant à ce calage indique que la distribution empirique est très éloignée de la distribution log-normale théorique. Néanmoins, la loi log-normale calée sur les mesures indique la tendance de la distribution empirique.

Les moyennes géométriques des débits d'injection par forage et par classes de distance par rapport à l'axe de la galerie sont également analysées. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau I.4. Il ne semble pas que la présence de galerie ait modifié la répartition de l'injectabilité locale du milieu. Par ailleurs, si les valeurs moyennes d'injectabilité obtenues dans chaque puits sont très variables d'un puits à l'autre, il n'apparaît cependant pas de relation entre orientation des passes et débit d'injection.

La figure I.22 présente par ailleurs le variogramme du logarithme des injectabilités. Seuls les couples de points appartenant au même forage sont pris en compte. Les valeurs d'injectabilité non-mesurables sont fixées arbitrairement à $1 \cdot 10^{-10} m/s$. Le variogramme présente un effet de pépite très important et sa portée se situe entre 10 et 15 mètres.

numéro de forage	nombre d'essais	moyenne géom. des injectabilités
1	23	$7,24 \cdot 10^{-9}$
2	20	$1,70 \cdot 10^{-7}$
3	20	$1,86 \cdot 10^{-7}$
4	21	$2,79 \cdot 10^{-8}$
5	13	$4,21 \cdot 10^{-8}$
6	20	$1,64 \cdot 10^{-8}$
7	20	$5,65 \cdot 10^{-8}$
8	11	$1,27 \cdot 10^{-8}$
9	13	$6,81 \cdot 10^{-9}$
10	20	$1,58 \cdot 10^{-8}$

Tableau I.4.

Ces résultats montrent le caractère relativement erratique de la structure spatiale de l'injectabilité locale du milieu. Il s'en dégage cependant une structure globale que nous allons chercher à reproduire par calage du modèle d'écoulement.

5.2 CHOIX DU CRITERE DE CALAGE

Rappelons que l'hypothèse fondamentale de l'étude présentée dans ce rapport est l'ergodicité du milieu. Ceci signifie entre autre que la répartition spatiale de l'injectabilité locale du milieu réel peut être considérée comme la réalisation d'un processus ponctuel de

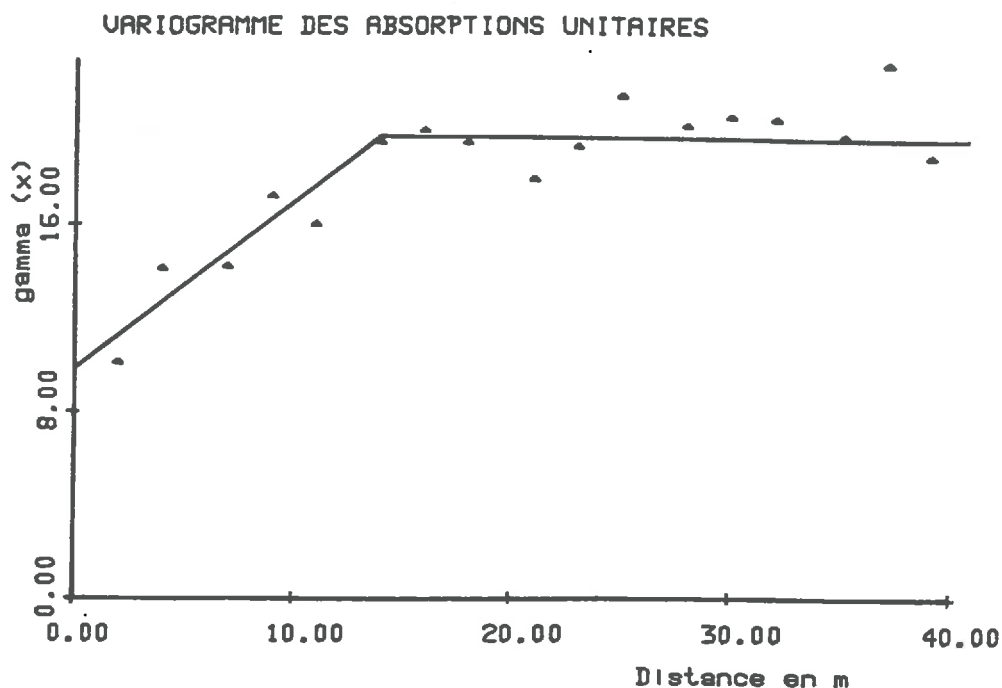


Figure I.22. Variogramme des injectabilités locales mesurées le long des forages

tirage au sort dans la loi de distribution des mesures locales analysées ci-dessus. Un milieu est globalement semblable au milieu réel si la répartition spatiale de ses propriétés hydrauliques locales provient du tirage au sort dans cette même loi de distribution. Nous allons donc caler les conductivités intégrées des liens du modèles afin que la distribution statistique des injectabilités locales du modèle soit identique à la loi log-normale déterminée ci-dessus.

L'hypothèse d'ergodicité nous permet encore d'assimiler la variabilité spatiale des injectabilités du modèle à la distributions statistique des injectabilités locales de réalisations indépendantes du réseau.

La phase de calage va donc consister à engendrer un grand nombre de réseaux indépendants, calculer leur injectabilité locale par des simulations d'injection dans des passes courtes, et ajuster le modèle hydraulique afin que la répartition des injectabilités locales obtenues par ces calculs suivent la même répartition statistique que les injectabilités mesurées in-situ. Ce dernier objectif constitue le critère de calage.

En pratique, l'équivalence entre les distributions des injectabilités du milieu réel et du modèle est obtenue lorsque les débits d'injection calculés suivent une distribution globalement log-normale, de paramètres identiques à ceux de la distribution des débits mesurés.

5.3 CHOIX DES PARAMETRES A CALER

Les tests présentés au paragraphe 4 montrent que la nature de la répartition des conductivités intégrées entre les liens du modèle est déterminante de la perméabilité moyenne du réseau, ainsi que de la variabilité de perméabilité observée entre diverses réalisations. Ceci justifie le fait de jouer sur cette répartition pour ajuster la structure spatiale des propriétés du modèle.

Rappelons que le processus de calage consiste à engendrer un grand nombre de réseaux, et ajuster la répartition des conductivités intégrées des milliers de liens qui les constituent. Il n'est pas question ici de caler la conductivité intégrée de chacun de ces liens en particulier. On cherche en fait à caler la nature de la procédure d'attribution des conductivités intégrées à chaque lien. Ce problème ne peut pas être résolu numériquement car le nombre de paramètres qui définissent une procédure d'attribution quelconque est infini. Le calage ne peut être effectué qu'en limitant artificiellement le nombre de grandeurs à ajuster, en contraignant a priori la procédure d'attribution des conductivités intégrées. Plusieurs possibilités peuvent être envisagées, dont les suivantes.

La contrainte la plus élémentaire est d'imposer une valeur unique de conductivité intégrée à tous les liens du modèle. Le calage consiste alors à ajuster cette seule valeur. Il apparaît immédiatement que cette contrainte est trop forte. Le calage ne permet plus de modifier la variabilité des conductivités intégrées des liens qui semble pourtant être déterminante de la variabilité de perméabilité locale du modèle global.

Une autre méthode consisterait à attribuer une valeur de conductivité intégrée unique à tous les segments inscrits dans des disques d'une famille directionnelle donnée. Il faudrait donc ajuster une valeur de conductivité intégrée par famille directionnelle. Cette technique permettrait de rendre compte du fait que chaque famille a une histoire tectonique différente, et donc éventuellement des propriétés conductrices distinctes. Cette solution ne semble pas adaptée au cas particulier de Fanay-Augères. Ce milieu, bien que très densément fracturé, présente une très grande variabilité spatiale de perméabilité, qui ne peut être expliquée que par une importante dispersion des propriétés conductrices des fractures. Le calage imposerait donc une importante variabilité entre les conductivités de chaque famille. La contribution de certaines familles serait annulée d'emblée, ce qui ne semble pas très réaliste.

On peut aussi envisager de tirer au sort les conductivités intégrées associées à chaque fracture dans une loi statistique donnée, indépendamment des différentes classes d'orientation. Les grandeurs à caler se limitent aux paramètres de la loi statistique choisie. Cette méthode présente l'avantage de limiter le nombre de paramètres à ajuster, tout en respectant la variabilité des conductivités intégrées entre les différents chenaux. Néanmoins, on ne tient plus compte d'une éventuelle discrimination entre les différentes familles directionnelles.

On pourrait aussi caler une loi de distribution par famille. Cette nouvelle technique augmenterait le nombre de grandeurs à ajuster, mais la difficulté la plus importante serait encore de réaliser des mesures de terrain qui permettent de différencier les caractéristiques hydrauliques de chaque famille directionnelle.

D'autres règles de répartition des conductivités intégrées peuvent évidemment être envisagées. Citons entre autre la possibilité d'introduire une corrélation entre l'extension des disques et la conductivité intégrée des segments qui y sont inscrits, ou encore l'éventualité d'attribuer une conductivité nulle à une proportion donnée de liens et de tirer au sort la conductivité intégrée des autres liens.

Le choix a priori d'une règle d'attribution des conductivités intégrées est quasi-arbitraire. Seul le calage permettra de déterminer si la règle choisie permet ou non de constituer un milieu obéissant au critère fixé. Si le calage s'avère impossible, la nature de la répartition des conductivités intégrées entre les différents liens doit être rejetée au profit d'un nouveau type de répartition. La procédure d'ajustement est donc du type "essai-erreur".

Le premier choix testé consistait à caler une conductivité intégrée unique par famille directionnelle de fracture. Ce travail, présenté dans le rapport CACAS et al, 1987, Ref LHL/RD/87/74 a été effectué à titre d'exercice, sur un modèle bidimensionnel du réseau étudié. Les problèmes rencontrés, mentionnés ci-dessus, nous ont conduits à choisir une autre règle de répartition des conductivités intégrées.

La seconde alternative testée consiste à tirer les conductivités intégrées au sort dans une loi log-normale unique. Le choix de la distribution log-normale est quelque-peu arbitraire; il est inspiré par l'approximation courante que les fractures, considérées comme des disques parallèles, ont des transmissivités réparties suivant une loi log-normale. En pratique, les deux grandeurs à ajuster sont les paramètres de cette loi log-normale: la moyenne et l'écart-type des conductivités intégrées associées aux disques du réseau. Seul le calage déterminera si cette nouvelle procédure de tirage des conductivités intégrées est adaptée à la modélisation du milieu réel.

5.4 DEROULEMENT DU CALAGE ET RESULTATS

5.4.1 Simulation des essais d'injection

L'essai Lugeon décrit au chapitre 2 de l'introduction est couramment interprété en assimilant l'écoulement créé à un écoulement radial. Cependant, si l'on se place à une distance suffisante de la passe d'injection, l'écoulement est globalement sphérique. La méthode de simulation des essais Lugeon que nous proposons en tient compte.

On engendre un réseau de fractures suivant les lois statistiques estimées à partir des mesures structurales. La chambre d'injection est représentée par un segment le long duquel la charge est imposée à la valeur de la surpression standard $\Delta H=10\text{MPa}$. La "limite d'influence" du test est représentée par une limite sphérique centrée sur la passe d'injection, où la charge est imposée au niveau hydrostatique (voir figure I.23).

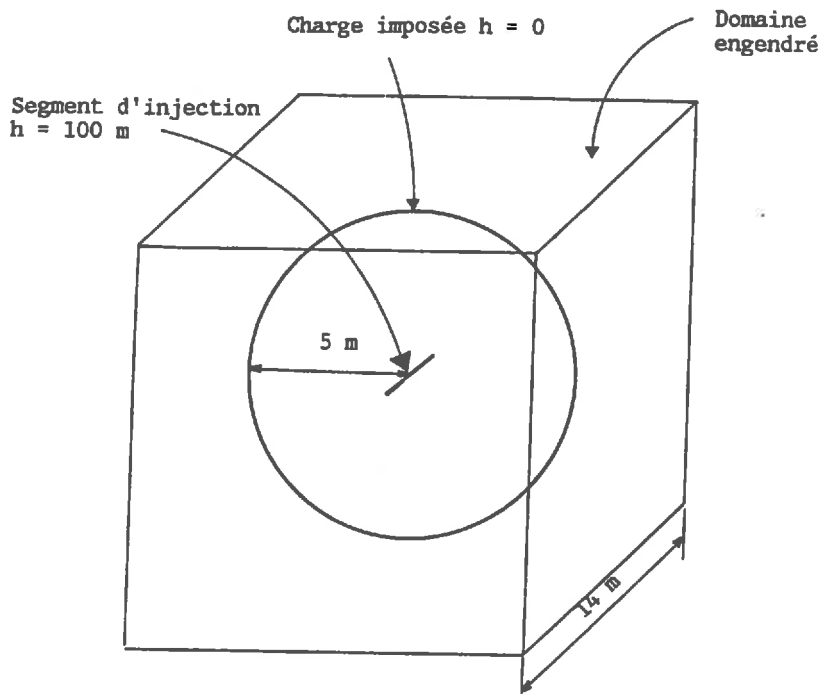


Figure I.23. Schéma d'une simulation d'essai Lugeon

Aucune mesure piézométrique n'ayant été effectuée à proximité des passes d'injection pendant les mesures, rien ne nous renseigne sur le rayon d'action des essais. Il se pose donc le problème du choix du rayon de la sphère à charge imposée.

Dans le cas simple d'un milieu continu, homogène et isotrope, les calculs présentés dans l'annexe 6 nous montrent que, compte tenu de la dimension de la chambre d'injection, la montée de la pression à une distance de 5 mètres du centre de la chambre ne dépasse pas 10% de la surcharge créée.

Ce résultat peut être considéré comme une approximation du comportement du milieu discontinu que l'on étudie. Il faut cependant vérifier que dans le cas du modèle développé, le rayon proposé reste une estimation correcte du rayon d'action de l'essai. Le test réalisé consiste à engendrer 8 réalisations de réseaux, et calculer pour chacune d'elle le débit d'injection obtenu pour différentes valeurs du rayon de la sphère limite. La géométrie imposée aux disques est celle réseau de Fanay, et les logarithmes népériens des conductivités intégrées suivent une distribution normale d'écart-type 4.8. En moyenne, le débit d'injection calculé décroît de 7% entre les rayons 4 et 5m et de 4% entre les rayons 5 et 6m. Il nous semble raisonnable de nous limiter désormais à des simulations d'essais d'injection dans des sphères de 5 mètres de rayon.

5.4.2 Calage de la moyenne et de l'écart-type du logarithme des conductivités intégrées

La variabilité spatiale de l'injectabilité locale du modèle est estimée à partir de simulations d'essais Lugeon dans 208 réalisations de réseaux de disques. Une première série de calculs est effectuée en tirant les conductivités intégrées au sort dans une loi log-normale dont les paramètres sont arbitrairement fixés aux valeurs suivantes: $\mu = 0$ et $\sigma = 4$.

Une seconde série de simulations est effectuée dans les mêmes réseaux, mais en tirant les conductivités intégrées au sort dans une loi log-normale de paramètres 0. et 8. Pour faciliter les calculs, les 40% de liens ayant les conductivités intégrées les plus faibles sont extraits du réseau (voir paragraphe 4).

L'aspect numérique du calage est présenté dans l'annexe 2. La moyenne et l'écart-type du logarithme népérien des conductivités intégrées (exprimées en m^3/s) répondant au critère fixé sont:

$$\mu = -41,5$$

$$\sigma = 7,4$$

Pour que le critère soit entièrement satisfait, il reste à vérifier que les débits d'injection calculés avec ces valeurs calées se répartissent bien suivant une loi globalement log-normale.

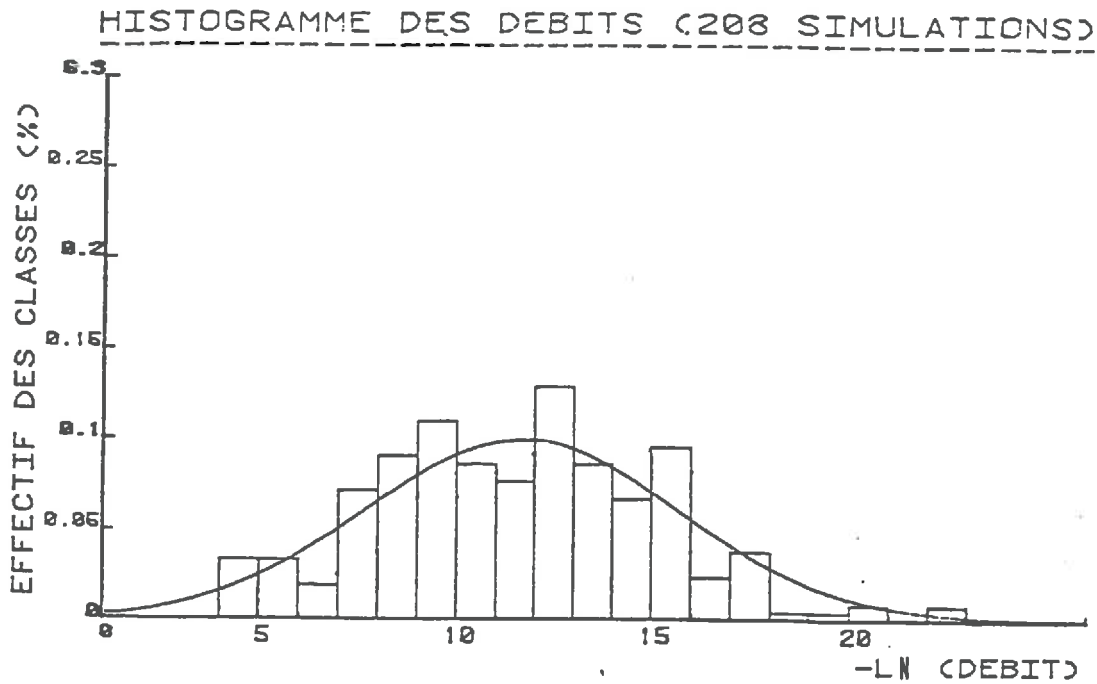


Figure I.24. Histogramme des débits d'injection standard obtenus par simulation des essais d'eau

La figure I.24 représente l'histogramme des 208 valeurs du débit d'injection calculées avec la distribution calée des conductivités intégrées des liens. Les débits suivent une loi log-normale, au seuil de confiance de 5% au sens du χ^2 .

5.5 CONCLUSION

En tirant au sort le logarithme népérien des conductivités intégrées des liens exprimées en m^3/s dans une loi normale de paramètres $\mu = -41,5$ et $\sigma = 7,4$, les réponses du modèle à des essais Lugeon sont statistiquement identiques à celle du milieu réel. Remarquons que cette loi de distribution est l'unique loi log-normale qui satisfasse au calage, mais probablement pas l'unique loi en général qui vérifie le critère que l'on s'est fixé. En particulier, les propriétés hydrauliques du milieu ne sont pas très sensibles à la valeur des conductivités extrêmes; des lois de distribution ayant des comportements extrêmes différents de celui d'une loi log-normale, mais un comportement "central" identique conviendraient vraisemblablement aussi. Nous verrons ultérieurement que les caractéristiques de la dispersion ciné-

matique sont, par contre, plus sensibles à ces valeurs extrêmes. Des tests complémentaires seront donc nécessaires pour asseoir la validité de la loi calée.

6. PASSAGE A L'ECHELLE GLOBALE

La méthode permettant d'estimer au mieux le comportement global du système étudié serait d'effectuer des simulations d'écoulement à l'échelle du site. Cependant, il est illusoire de chercher à constituer un modèle de cette taille: un calcul d'écoulement nécessiterait la résolution d'un système linéaire de 2.5 millions d'inconnues! Il est donc impératif de développer une méthode qui permette d'atteindre le même objectif, tout en limitant l'échelle des simulations mises en oeuvre.

Nous disposons d'un modèle qui, par le biais du calage, présente la même variabilité spatiale d'injectabilité locale que le milieu réel. Nous nous proposons de l'utiliser pour estimer la variabilité spatiale de la perméabilité à l'échelle intermédiaire (définie dans le paragraphe 2 de l'introduction), puis en déduire le comportement global du milieu par une approche du type "milieu continu hétérogène".

L'hypothèse d'ergodicité nous permet d'assimiler la variabilité spatiale du milieu à la variabilité observée entre diverses réalisations de ce milieu. C'est donc à partir de calculs de la perméabilité équivalente de plusieurs réseaux d'échelle intermédiaire engendrés suivant les lois caractéristiques du site étudié que nous allons estimer la structure spatiale de la perméabilité ponctuelle du milieu global.

Le problème posé ici est de déterminer la dimension caractéristique des sous-domaines représentatifs de l'échelle locale du milieu continu hétérogène équivalent. Existe-t-il une échelle limite en dessous de laquelle la perméabilité équivalente n'est plus représentative de la perméabilité ponctuelle du milieu global? Et si cette échelle limite existe, quelle est-elle?

Examinons le cas où les domaines élémentaires seraient de dimension très inférieure à l'échelle caractéristique de la fracturation. La perméabilité équivalente des sous-domaines est nulle ou non-nulle suivant une certaine probabilité p . La percolation est assurée par l'arrangement en série de domaines perméables. Un réseau tiré au sort suivant la même loi de distribution de la perméabilité des éléments ne reproduit pas forcément cette structure "en ligne" des domaines perméables. Il se peut alors que la percolation ne soit plus réalisée. On se trouve donc dans un cas où les sous-domaines sont trop petits pour pouvoir être considérés comme des éléments du milieu continu hétérogène équivalent.

Il apparaît que l'échelle des sous-domaines à considérer doit être au moins supérieure à la dimension caractéristique des discontinuités du milieu. Dans le cas du réseau de fractures

du site de Fanay-Augères, les éléments structuraux les plus étendus atteignent exceptionnellement une dizaine de mètres. Par ailleurs, la portée du variogramme des injectabilités locales est du même ordre de grandeur. Ces deux points semblent montrer que l'échelle intermédiaire pourrait être d'environ 10 mètres. Il restera à justifier ce choix, numériquement.

6.1 VARIABILITE DES PROPRIETES HYDRAULIQUES DES SOUS-RESEAUX DE 10 METRES DE COTE

L'étude des propriétés hydrauliques des réseaux élémentaires porte sur l'anisotropie et la perméabilité équivalente. Les variabilités spatiales de ces deux grandeurs sont caractérisées de la façon suivante:

6.1.1 Premier test

On engendre des réseaux de fractures couvrant des domaines cubiques de 14 mètres de côté. De chacun de ces cubes sont extraits plusieurs cubes plus petits, de 10 mètres de côté, centrés comme le précédent, mais prenant des orientations différentes (figure I.25). Pour chacun de ces cubes, on effectue une simulation d'écoulement parallèle entre les faces supérieure et inférieure du domaine. Les conditions imposées aux limites ont été présentées précédemment, sur la figure I.15. Chacune de ces simulations fournit la perméabilité du milieu dans une direction particulière, ce qui permet de construire une "rose de perméabilité" du réseau. Cette technique d'investigation des propriétés hydrauliques est semblable à celle développée par LONG(1983).

Dans un premier temps, pour nous restreindre aux stricts besoins de l'étude, seules les roses de perméabilité dans des plans perpendiculaires à l'axe de la galerie sont déterminées. Dix réalisations de réseaux sont engendrées et pour chacune d'elles, 6 perméabilités équivalentes sont calculées en effectuant une rotation des limites autour d'un axe parallèle à celui de la galerie. Les angles de rotation choisis sont $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ et 150° .

La figure I.26 présente trois de ces roses de perméabilité; pour chaque simulation, les 6 perméabilités calculées sont rapportées à la perméabilité maximale, obtenue en faisant varier alpha. Les roses représentent l'évolution de la grandeur $r_i(\alpha)$:

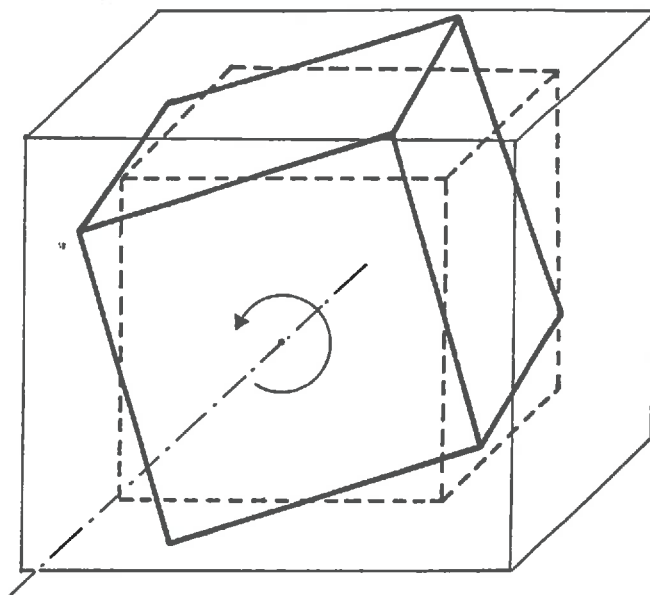


Figure I.25. Calcul de la perméabilité équivalente d'un réseau pour plusieurs directions d'écoulement

$$(I.24) \quad r_i(\alpha_j) = \frac{K_i(\alpha_j)}{\max_{j=1,6} K_i(\alpha_j)}$$

où $K_i(\alpha_j)$ représente la perméabilité obtenue pour l'angle α_j à la i^{eme} simulation.

La figure I.27 présente une moyenne arithmétique des 10 roses obtenues suivant le principe précédent. Les grandeurs représentées sont:

$$(I.25) \quad \bar{r}(\alpha_j) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} r_i(\alpha_j)$$

EVOLUTION DE LA PERMEABILITE EN
FONCTION DE L'ANGLE DE ROTATION
DES LIMITES

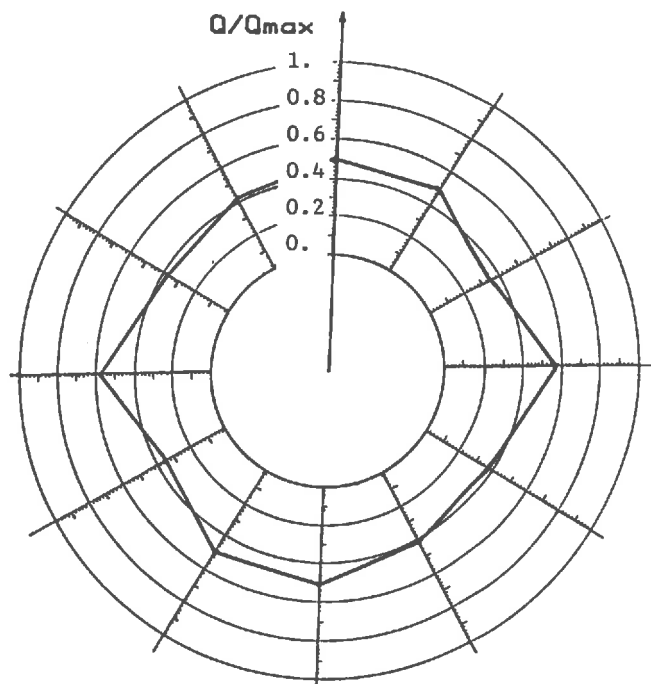


Figure I.27. Moyenne des roses de perméabilité sur les 10 réalisations étudiées

- direction Ox : $K_g = 1,6 \cdot 10^{-8} m/s$, $\sigma = 1,1$
- direction Oy : $K_g = 1,3 \cdot 10^{-8} m/s$, $\sigma = 1$
- direction Oz : $K_g = 1,7 \cdot 10^{-8} m/s$, $\sigma = 1,2$

6.1.3 Conclusions concernant l'anisotropie éventuelle du milieu

La figure I.27 et les tests complémentaires semblent montrer que le milieu est isotrope en moyenne, même si localement des directions privilégiées d'écoulement peuvent apparaître. Ce résultat est probablement dû en partie au choix que nous avons fait d'imposer la même distribution de conductivités intégrées à toutes les familles directionnelles. Cependant, ce facteur n'est pas seul responsable de l'isotropie du modèle, comme l'a montré l'étude de sensibilité présentée au chapitre 4. Les familles directionnelles couvrent presque toutes les

EVOLUTION DE LA PERMEABILITE EN
FONCTION DE L'ANGLE DE ROTATION
DES LIMITES

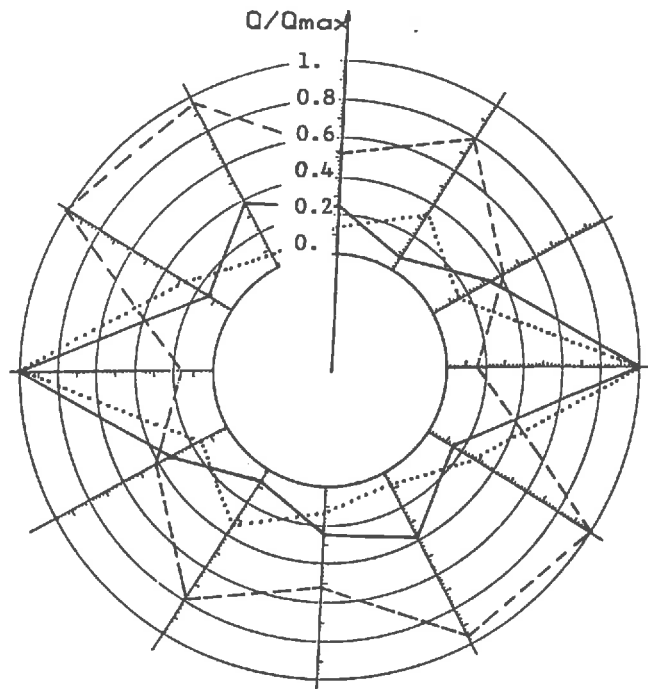


Figure I.26. Exemples de roses de perméabilités correspondant à trois réalisations de réseau différentes

6.1.2 Deuxième test

Dans un deuxième temps, les calculs précédents sont complétés par une autre série de tests visant à rechercher une éventuelle anisotropie du milieu dans une direction parallèle à la galerie, et sur un nombre de réalisations plus important, donc un échantillonnage plus significatif. 3 séries de 50 réalisations sont engendrées, et soumises à des simulations d'écoulement suivant les trois directions principales Ox , Oy et Oz (figure I.28). Ce test ne permet pas de trouver les directions principales du tenseur de perméabilité dans le cas où le milieu serait anisotrope, mais il semble suffisant pour déceler éventuellement cette anisotropie. Les moyennes géométriques K_g et les écarts-types σ du logarithme népérien des 50 perméabilités équivalentes obtenues sont les suivantes:

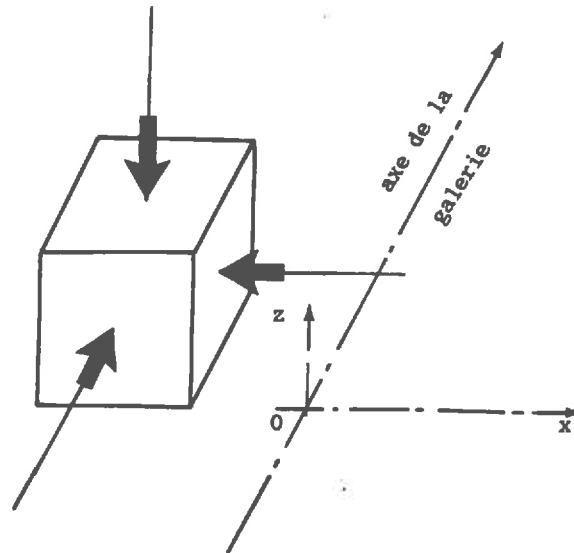


Figure I.28. Calcul des perméabilités équivalentes dans trois directions perpendiculaires

directions de l'espace, avec des densités et des extensions comparables. Ceci contribue aussi à rendre le milieu isotrope.

6.1.4 Conclusions concernant la perméabilité équivalente à l'échelle intermédiaire

Les perméabilités équivalentes de l'ensemble des 160 perméabilités des réseaux cubiques de 10 mètres de côté mentionnés ci-dessus forment un échantillonnage caractérisé par les valeurs suivantes:

- moyenne arithmétique = $2,3 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}$
- moyenne géométrique = $1,5 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}$
- moyenne harmonique = $1,2 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}$

Les perméabilités équivalentes des cubes de 10 mètres de côté sont donc nettement moins dispersées que les valeurs d'injectabilité locale fournies par les simulations d'injection. Ceci souligne le caractère ponctuel des essais d'injection qui ne permettent en fait de tester que le milieu situé au voisinage immédiat de la chambre d'injection. A l'inverse, les écoulements parallèles dans les réseaux cubiques intègrent les propriétés de toutes les fractures du réseau. Les simulations effectuées dans des cubes de 10 mètres de côté fournissent des grandeurs caractérisant l'échelle décimétrique du milieu étudié.

6.2 ESTIMATION DES PROPRIETES DU MILIEU A L'ECHELLE GLOBALE

6.2.1 Application des lois de composition des perméabilités

A l'échelle globale, le milieu étudié est identifié à un milieu continu hétérogène équivalent. Ce milieu équivalent est formé par la juxtaposition de volumes élémentaires caractérisés chacun par une perméabilité unique, mais variable d'un élément à l'autre. La répartition des perméabilités entre les différents volumes élémentaires est le résultat d'un tirage au sort dans la distribution des perméabilités équivalentes à l'échelle intermédiaire. MATHERON(1967) a proposé une théorie pour l'estimation de la perméabilité globale de ces milieux continus hétérogènes, relative à un écoulement uniforme. Les conclusions nous concernant sont les suivantes:

Dans un milieu hétérogène de dimension quelconque où les perméabilités locales peuvent être considérées comme la réalisation d'une fonction aléatoire, ergodique et stationnaire, la perméabilité globale est toujours comprise entre la moyenne arithmétique K_a et la moyenne harmonique K_h des perméabilités locales:

$$(I.26) \quad K_h = \frac{1}{\frac{1}{N} \sum \frac{1}{K_i}} < K < K_a = \frac{1}{N} \sum_{i=1,N} K_i$$

Par ailleurs, la perméabilité globale est d'autant plus proche de sa limite supérieure que la dimension de l'espace augmente. Ceci se comprend intuitivement de la façon suivante: "Les filets de courant ont d'autant plus de facilité de contourner les zones de mauvaise perméabilité que l'espace présente d'avantage de dimensions" (MATHERON, 1967, p106). Dans le cas d'un écoulement parallèle dans un milieu tridimensionnel, la perméabilité globale vérifie l'inégalité suivante:

$$(I.27) \quad K_g = e^{\frac{1}{N} \sum_{i=1,N} \text{Log}(K_i)} < K < K_a = \frac{1}{N} \sum_{i=1,N} K_i$$

Dans le cas particulier d'une distribution log-normale des perméabilités locales dans un milieu tridimensionnel, BAKR(1978) et GUTJAHR(1978) cités par de MARSILY (1986) proposent la règle de pondération suivante:

$$(I.28) \quad K \simeq K_g \left(1 + \frac{\sigma^2}{6}\right)$$

où σ représente la variance du logarithme népérien des perméabilités locales.

En appliquant ces résultats au cas particulier étudié, la perméabilité globale du milieu vérifie l'inégalité suivante:

$$(I.29) \quad 1,5 \cdot 10^{-8} m/s < K < 2,3 \cdot 10^{-8} m/s$$

et plus précisément:

$$(I.30) \quad K \simeq 1,6 \cdot 10^{-8} m/s$$

6.2.2 Vérification numérique de l'applicabilité des lois de composition

Au début de ce chapitre, nous avons souligné le problème lié à la dimension des réseaux considérés comme domaines élémentaires du milieu continu hétérogène équivalent. Nous cherchons ici à vérifier que les lois de composition des perméabilités locales sont applicables aux réseaux décamétriques utilisés.

On propose d'estimer la perméabilité de réseaux cubiques de 10 mètres de côté, en pondérant les perméabilités des huit sous-domaines cubiques de 5 mètres de côté qui le constituent. 17 réalisations de cubes de $1000 m^3$ sont soumises à des simulations d'écoulement parallèles, puis découpées en sous-domaines de $125 m^3$ dont on calcule la perméabilité équivalente.

Il n'y a que quatre cas parmi les 17 étudiés pour lesquels l'inégalité I.27 n'est pas vérifiée. Ceci montre qu'une maille de $5 \times 5 \times 5 m$ est légèrement trop petite pour pouvoir appliquer la loi de composition des perméabilités. Ces résultats nous permettent cependant de penser qu'une maille de 10 mètres de côté, donc bien plus grande, est représentative de la perméabilité locale du milieu identifié à un milieu continu hétérogène.

La vérification effectuée ici est limitée par la quantité de calculs mis en jeu. Il serait certainement plus concluant de calculer la perméabilité d'un réseau cubique de 100 mètres de côté et comparer la valeur obtenue aux moyennes géométriques et arithmétiques des perméabilités des sous-cubes de 10 mètres de côté. Malheureusement de tels calculs ne peuvent pas être envisagés pour des raisons numériques.

6.3 ESTIMATION DE L'INCERTITUDE SUR LES RESULTATS OBTENUS

Arrivant au stade final de la procédure d'estimation de la perméabilité globale du milieu, il est nécessaire d'évaluer l'incertitude sur les valeurs proposées.

On compte trois sources possibles d'incertitude: erreurs dans la définition géométrique du milieu, erreurs sur le calage de la moyenne des conductivités intégrées des liens et erreurs sur le calage de l'écart-type de ces conductivités intégrées. En fait, il semble que la procédure développée ne soit pas très sensible aux incertitudes sur la géométrie du réseau réel. En effet, le calage du modèle hydraulique compense vraisemblablement les erreurs commises à ce niveau. Par exemple, si la géométrie surestime la connectivité (densités trop fortes ou longueurs trop importantes), le calage des conductivités intégrées fait apparaître plus de faibles valeurs qui annulent la contribution de certaines fractures et compensent cet effet de "sur-connectivité". De même, la schématisation du réseau d'écoulement par des liens rectilignes introduit des erreurs qui sont compensées par le calage des conductivités intégrées.

Les principales sources d'incertitude proviennent donc du calage des conductivités intégrées des liens. Les erreurs éventuellement commises à ce niveau concernent l'estimation des paramètres de la loi de distribution des injectabilités locales mesurées et le choix d'une distribution de conductivités indépendante de l'orientation des fractures. En particulier, nous disposons d'une plage de valeurs acceptables pour le calage des paramètres de la loi de distribution des débits observés lors des essais d'injection. Cette plage correspond à une incertitude sur la valeur moyenne des débits d'injection d'un facteur 2 environ. Ceci entraîne une incertitude d'un facteur 2 sur les extremums qui encadrent la perméabilité globale.

Un encadrement plus "raisonnable" de la perméabilité globale du milieu est donc:

$$(I.31) \quad 0,7 \cdot 10^{-8} \text{ m/s} < K < 4,5 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}$$

Il faut noter aussi que le choix préliminaire d'attribuer une unique répartition de conductivités intégrées à l'ensemble des liens du modèle introduit une incertitude sur l'estimation des propriétés d'isotropie du milieu.

7. COMPARAISON DE LA PERMEABILITE GLOBALE ESTIMEE AVEC SA VALEUR REELLE

Nous sommes arrivés maintenant au terme de la procédure proposée pour estimer la perméabilité globale du site de Fanay-Augères. Les développements exposés dans ce chapitre concernent la validation de cette approche: les mesures du débit de drainage dans la galerie et du champ piézométrique au voisinage de celle-ci vont nous permettre d'évaluer la perméabilité globale réelle du site. Suivant l'accord entre la valeur déduite des mesures globales et la valeur estimée à l'aide du modèle, l'approche numérique développée sera validée ou invalidée.

7.1 ANALYSE DES MESURES DU DEBIT DE DRAINAGE ET DU CHAMP PIEZOMETRIQUE

Les mesures piézométriques permettent de dresser une carte de la piézomètre au voisinage de la galerie, présentée au chapitre 1 dans la figure I.2. Il apparaît que l'écoulement se dirige en partie vers la galerie et en partie vers une zone de drainage située dans la partie basse du massif, en dessous de la zone de 50 mètres instrumentée. L'origine de ce second drainage n'est pas connue. Il s'agit probablement de sondages d'auscultation réalisés par la COGEMA (compagnie la mine) et non rebouchés. On note par ailleurs que la partie supérieure du massif n'est vraisemblablement pas entièrement saturée car l'écoulement s'y effectue sous gradient unité (BARBREAU et al, 1987). Ceci est une conséquence de la phase de dénoyage du massif pendant la mise en place des forages.

La zone partiellement désaturée a subi une réduction de perméabilité, due à la présence d'air dans les fractures. Globalement, le débit drainé par la galerie est passé de 5.75l/min avant les travaux à 2,20 l/min après la fermeture des forages, soit une réduction d'un facteur 2,6. On peut donc penser que la désaturation partielle du massif a réduit globalement la perméabilité de la zone test d'un facteur 2,6 (ce qui veut dire qu'elle est réduite de façon plus importante vers le haut puisque le milieu est resté saturé dans sa partie basse).

7.2 ESTIMATION DE LA PERMEABILITE EQUIVALENTE DU MILIEU

On se propose ici de rechercher quelle valeur de perméabilité du milieu continu homogène équivalent au milieu réel permettrait de rendre compte, à partir de la piézomètre observée, du débit de drainage mesuré dans la galerie.

En pratique, on utilise un modèle d'écoulement en milieu continu homogène avec lequel on simule les circulations autour de la galerie. L'outil employé résout l'équation de la diffusivité par la méthode des éléments finis. Le domaine représenté est bidimensionnel; c'est un disque perpendiculaire à l'axe de la galerie (voir figure I.29). Les charges à la périphérie de ce domaine sont imposées aux valeurs mesurées sur le terrain à la même distance. On ajuste ensuite la perméabilité du milieu afin que les calculs d'écoulement fournissent un débit de drainage de la galerie identique au débit mesuré in-situ.

Notons qu'en procédant ainsi, nous étudions un écoulement moyen bidimensionnel intégré sur une longueur de 100 mètres perpendiculairement à l'axe de la galerie. Il est donc licite de vouloir comparer cet écoulement moyen aux propriétés intégrales moyennes du milieu.

Comme les mesures ont permis de déterminer la piézomètre suivant 7 cercles centrés sur la galerie et de rayon croissant, les calculs décrits ci-dessus peuvent être effectués pour 7 domaines distincts dont les rayons prennent successivement les valeurs des distances des chambres de mesures à la galerie (voir figure I.29): 5,5m, 12,5m, 19,5m, 26,5m, 33,5m, 40,5m et 47,5m. On détermine ainsi 7 valeurs de perméabilité du milieu continu homogène et équivalent, correspondant à 7 échelles d'observation. Les perméabilités équivalentes obtenues sont présentées sur la figure I.30, en fonction du rayon du domaine d'étude.

En augmentant la taille du domaine d'étude, la perméabilité du milieu homogène équivalent au milieu réel décroît, mais tend à se stabiliser à l'échelle de 50 mètres. Ceci suggère plusieurs conclusions:

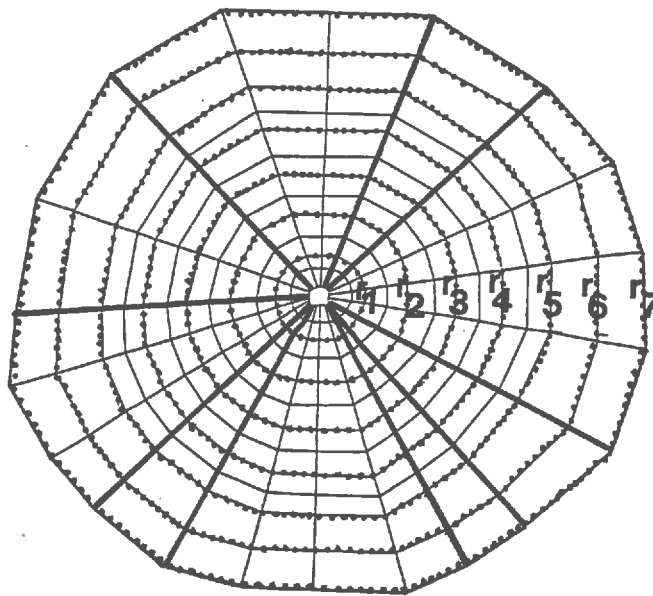


Figure I.29. Maillage du site expérimental pour le calcul de sa perméabilité globale; les contours pris comme limite pour les calculs des perméabilités aux différentes échelles sont pointillés

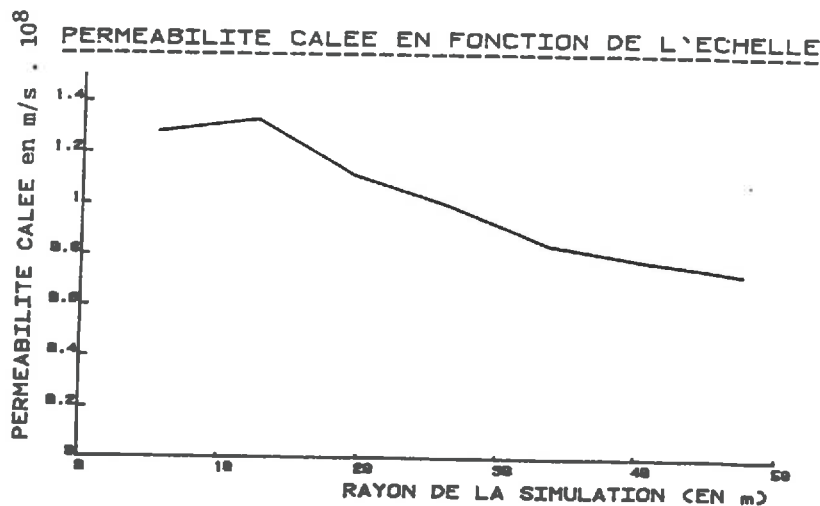


Figure I.30. Evolution de la perméabilité équivalente du milieu en fonction de l'échelle d'observation

- l'existence de l'effet d'échelle est prouvée par des mesures de terrain car les propriétés du milieu changent avec l'échelle d'observation
- la valeur de la perméabilité équivalente du milieu semble se stabiliser pour une échelle d'observation légèrement supérieure à 50 mètres. Cette distance représente un ordre de grandeur de la taille vraisemblable du Volume Représentatif Élémentaire.

- la perméabilité équivalente du milieu observé à l'échelle globale semble se situer autour de $0,7 \cdot 10^{-8} m/s$.

Notons que la valeur de la perméabilité globale donnée ci-dessus caractérise le milieu après désaturation partielle. En tenant compte de la réduction de la perméabilité globale d'un facteur 2,6 lors des travaux, il apparaît que la perméabilité globale du milieu saturé pourrait prendre la valeur suivante:

$$(I.32) \quad K = 1,8 \cdot 10^{-8} m/s$$

7.3 CONCLUSION ET DISCUSSION

La perméabilité globale vue de la galerie est en accord avec la fourchette de valeurs estimée par l'intermédiaire du modèle stochastique décrit dans les chapitres précédents. Il faut cependant mentionner le point suivant:

Nous avons déjà fait référence aux travaux de MATHERON(1967) qui ont montré que la perméabilité globale vue par un écoulement radial en milieu hétérogène ne coïncide pas forcément avec la perméabilité vue d'un écoulement uniforme. La perméabilité vue par un écoulement radial n'intègre pas de façon uniforme les propriétés hydrauliques de tout l'espace. Les perméabilités rencontrées au voisinage immédiat du point de convergence des écoulements sont déterminantes de la perméabilité globale apparente. Or il faut noter que l'estimation de la perméabilité globale effectuée à partir des mesures de piézomètre autour de la galerie et du débit de drainage fournissent justement une valeur de la perméabilité globale vue par l'écoulement convergeant vers la galerie. Si nous admettons que la taille du V.E.R est de l'ordre de 50 à 100 mètres, il est évident a priori que la dimension caractéristique des hétérogénéités du milieu est comparable au périmètre de 12 mètres de la galerie. La perméabilité apparente semble donc en grande partie déterminée par la configuration locale du milieu au voisinage de celle-ci. .

Il faut cependant tempérer cette note pessimiste par la considérations suivante: la modélisation bidimensionnelle mise en oeuvre pour estimer la perméabilité globale intègre en fait des observations effectuées sur 100 mètres dans la direction perpendiculaire au plan du domaine simulé. Les perméabilités locales rencontrées au voisinage de la galerie représentent un échantillonnage important des perméabilités locales du milieu. L'effet d'hétérogénéité tend donc à s'annuler dans le cas particulier du système étudié.

Signification du résultat obtenu

L'accord entre la fourchette établie à l'aide du modèle numérique et la perméabilité globale apparente du milieu réel signifie que le modèle développé rend compte du comportement hydraulique du milieu à l'échelle régionale. Ceci valide le calage de la distribution des conductivités intégrées pour représenter ce comportement moyen. Cependant, comme l'a montré l'étude de sensibilité, la dispersion des conductivités intégrées des liens détermine aussi la variabilité spatiale des propriétés du milieu à l'échelle intermédiaire. La validation apportée ici ne porte pas sur cette structure spatiale; il reste donc à prouver que, si les conductivités intégrées sont correctement ajustées en moyenne, leur dispersion est également satisfaisante. Cette validation fera l'objet de la partie II.

8. DISCUSSION GENERALE

8.1 RETOUR A L'HYPOTHESE D'ERGODICITE

Le principe de l'approche développée repose sur l'hypothèse que le milieu est ergodique. Il est donc nécessaire de s'interroger sur la viabilité de cette hypothèse de base, dans le cas particulier que nous étudions.

Rappelons une fois encore que cette hypothèse signifie que la géométrie et la répartition spatiale des propriétés hydrauliques locales du milieu réel peuvent être considérées comme le produit d'un tirage au sort selon une loi de probabilité stationnaire dans l'espace. Cette loi est décrite par tout échantillonnage aléatoire du domaine.

Il est très difficile d'apprécier la valeur d'une telle hypothèse. Un réseau fini peut toujours être considéré comme une réalisation, même extrêmement peu probable, d'un tirage au sort dans une loi correspondant à un échantillonnage de ce réseau. Il s'agit pour nous de nous assurer que la probabilité de tirage du réseau réel est raisonnablement élevée. La nature du problème posé est la même que lorsque l'on fait l'hypothèse qu'un échantillon fini de valeurs se répartit suivant une loi statistique donnée; rien ne peut contredire catégoriquement cette hypothèse; seule la probabilité pour que l'échantillon provienne effectivement d'un tirage dans cette loi permet d'établir la valeur de l'hypothèse. Suivant que cette probabilité est forte ou faible, l'hypothèse initiale est plus ou moins vraisemblable.

Un point essentiel de l'hypothèse d'ergodicité est la stationnarité du processus générateur sur l'ensemble du domaine. Si le milieu étudié présente des caractéristiques géométriques apparemment très régionalisées, l'hypothèse est peu vraisemblable. BILLAUX(1986) et LONG et BILLAUX (1987) ont mené une étude de la géométrie du réseau de Fanay intégrant la variabilité spatiale des propriétés statistiques de la fracturation. Les données utilisées sont les observations structurales effectuées sur le parement de la galerie test. Le principe de cette étude est de supposer que les propriétés statistiques de la fracturation sont stationnaires sur des carrés de 5 mètres de côté. L'analyse statistique de chacun de ces domaines permet d'établir la variabilité spatiale de ces propriétés statistiques par le calcul d'un variogramme représentatif de la régionalisation de ces données. Il semble qu'il n'y ait

pas de différence vraiment significative entre deux réseaux engendrés suivant les hypothèses de stationnarité ou de régionalisation.

Pour compléter ce premier résultat, nous avons tracé des logs de densité de fracturation le long des forages, pour l'ensemble de toutes les fractures et pour chaque famille structurale. Ces courbes sont présentées dans l'annexe 3. La similitude de structure observée entre les courbes obtenues pour les différents forages semble confirmer l'hypothèse de quasi-stationnarité de la géométrie sur l'ensemble du domaine étudié.

L'hypothèse de stationnarité des propriétés statistiques du site semble donc vraisemblable, ce qui justifie l'approche développée.

8.2 DISCUSSION GENERALE DE LA METHODE

8.2.1 Retour sur la schématisation des conduits par un réseau de liens

La représentation du milieu par un réseau de liens monodimensionnels est à comparer avec celle des "disques parallèles" développée entre autres par LONG(1983) et ANDERSSON (1987). Les deux approches sont incorporées dans un même processus de modélisation stochastique et discrète du milieu fracturé destiné à simuler les écoulements dans des réseaux naturels de propriétés structurales connues. Ni le modèle des liens ni celui des disques parallèles ne constituent une représentation déterministe du milieu, et leur utilisation ne peut être envisagée qu'à condition que les transmissivités des disques ou les conductivités intégrées des liens soient calées sur des essais hydrauliques de terrains. Par le biais du calage, les performances des deux modèles, ajustés sur un même jeu de données, sont donc identiques en ce qui concerne les propriétés de perméabilité du milieu. On peut d'ailleurs imaginer qu'il existe toujours un réseau de liens permettant de reproduire les caractéristiques hydrauliques d'un réseau de disques parallèles donné.

Pour que la comparaison des deux approches ait réellement un sens, il faudrait tester les comportements des deux modèles calés vis-à-vis de phénomènes "parallèles" tels que le transport par advection qui permet de caractériser un autre aspect des écoulements: la répartition des vitesses ponctuelles. Après calage, les liens sont équivalents, uniquement en ce qui concerne les débits qui y circulent pour un gradient de charge donné. Néanmoins, les

vitesse ponctuelles dans le réseau de liens ou dans les disques ne se répartissent pas de la même manière. Entre deux fractures sécantes, les liens supposent une vitesse d'écoulement unique alors que le modèle des disques parallèles tient compte de la dispersion des vitesses, due à la multiplicité des lignes de courant. Comme nous le verrons ultérieurement, la géométrie des conduits, suivant qu'elle est plane ou chenalisée, joue un rôle essentiel sur ces vitesses d'écoulement, même à l'échelle globale.

Nous présenterons dans la deuxième partie de ce travail une comparaison des vitesses d'écoulement dans les deux hypothèses d'un écoulement plan ou chenalisé. Ceci nous permettra de confronter ces deux approches de manière significative.

8.2.2 Adaptation de la méthode au cas d'un milieu anisotrope

La méthode que nous avons suivie est particulièrement adaptée à l'étude d'un milieu isotrope. Les lois de composition des perméabilités, par exemple, ne sont valables que dans le cas d'un milieu dont les propriétés sont invariantes par rotation. Par ailleurs, le calage ne permet pas de distinguer les propriétés hydrauliques spécifiques de chaque famille de fractures. Dans le cas d'un milieu dont l'anisotropie provient en partie d'une répartition non-uniforme des conductivités intégrées entre les différentes familles directionnelles, le calage biaise l'estimation de l'anisotropie globale du milieu. Il faut donc s'interroger sur l'applicabilité de la méthode à l'étude d'un milieu anisotrope.

Le premier problème qui se pose est de caractériser statistiquement, par des mesures de terrain, les propriétés hydrauliques de chaque famille structurale. A l'échelle à laquelle sont réalisés les essais Lugeon, ce sont les propriétés hydrauliques des fractures intersectées par les chambres qui déterminent le débit d'injection, et non l'orientation de la chambre d'injection par rapport aux directions principales du tenseur de perméabilité global. Ceci nous conduit à proposer la procédure d'investigation suivante:

Les essais Lugeon sont effectués en grand nombre dans des chambres recoupant chacune une fracture unique d'orientation connue. Ces tests permettent de déterminer la distribution statistique des injectabilités locales spécifiques à chaque famille directionnelle. Le calage consiste ensuite à simuler des injections similaires dans des passes n'intersectant qu'un seul disque, établir la distribution des débits d'injection spécifique à chaque famille recoupée, puis ajuster une distribution de conductivités intégrées par famille de fractures, avec pour objectif de reproduire les distributions de débits d'injection observées sur le terrain.

Cette technique est numériquement plus lourde car le nombre de paramètres à caler est beaucoup plus important que dans le cas où les propriétés hydrauliques des différentes

familles directionnelles sont identiques. Néanmoins, il est vraisemblable que la distribution des débits d'injection relatifs à une famille donnée dépende essentiellement des propriétés de la famille recoupée, ce qui permet d'effectuer des calages presque indépendants des conductivités des différentes familles.

En second lieu, l'utilisation des lois classiques de composition des perméabilités ne sont plus applicables. Nous proposons alors de recourir à des méthodes numériques pour estimer la perméabilité globale du milieu en fonction de ses propriétés, anisotropes, à l'échelle intermédiaire. En utilisant par exemple un modèle aux éléments finis, dans lequel le milieu est identifié à un milieu continu hétérogène, il est possible de simuler des écoulements à l'échelle régionale. Chaque élément du modèle se verrait affecter une perméabilité qui serait issue d'une réalisation d'un bloc de milieu discontinu de même dimension. Ici encore, la méthode proposée est plus lourde que dans le cas d'un milieu isotrope, mais reste néanmoins envisageable.

8.2.3 Comparaison de la méthode avec une approche "milieu continu hétérogène"

Nous avons mentionné au paragraphe 2 de l'introduction une méthode développée par NEUMANN (1988) qui propose d'identifier le milieu fracturé à un milieu continu hétérogène, dont les perméabilités ponctuelles ont la même structure spatiale que les perméabilités locales directement estimées à partir des essais d'injection. Cette méthode nous a semblé a priori critiquable car l'interprétation classique de ces essais d'eau, assimilant le milieu, à l'échelle de l'essai, à un milieu homogène équivalent, ne conduit pas forcément à une perméabilité qui ait un sens.

Nous proposons d'utiliser le modèle présenté dans les paragraphes qui précèdent pour comparer les perméabilités locales déduites d'essais d'injections aux perméabilités locales relatives à un écoulement parallèle. Le test consiste à engendrer un grand nombre de réalisations de réseaux suivant les mêmes lois statistiques. Des essais Lugeon et des écoulements globalement parallèles sont successivement simulés dans ces réseaux. Les grandeurs caractérisant les simulations sont présentées dans le tableau I.5. Les réseaux engendrés ont une densité moyenne de $0,1492m^{-3}$. Les fractures ont toutes le même rayon ($r = 1,334m$) et leurs orientations sont purement aléatoires. Les domaines et les conditions imposées aux limites sont présentés sur la figure I.15.

Les simulations d'essai Lugeon sont interprétées en termes de perméabilité locale du milieu continu équivalent par la relation classique:

$$(I.33) \quad K = \frac{Q}{L\Delta H}$$

où Q est le débit d'injection calculé, L est la longueur de la passe d'injection, et ΔH est la surpression imposée dans la chambre d'injection. Cette interprétation est proposée par LOUIS(1974) et suppose que le rayon d'action de l'essai vaut $R = r_0 e^{2\pi}$ où r_0 est le rayon de la chambre d'injection.

Les simulations d'écoulement parallèle sont interprétées en termes de perméabilité locale par la relation:

$$(34) \quad K = \frac{Q}{S} |g\vec{r}adH|$$

où S est la section d'écoulement, c'est-dire la surface du côté des cubes dans lesquels l'écoulement est simulé. Le test décrit ci-dessus est effectué pour deux degrés différents d'hétérogénéité. Dans le premier cas, les conductivités intégrées des liens ont toutes la même valeur. Dans le second cas, leurs logarithmes népériens suivent une loi normale d'écart-type $\sigma = 4, 8$.

Les perméabilités équivalentes de chaque réalisation sont classées dans des histogrammes correspondant respectivement à des injections Lugeon dans des réseaux à conductivités intégrées uniformes (figure I.31), à des écoulements parallèles dans des réseaux à conductivités intégrées uniformes (figure I.32), à des injections Lugeon dans des réseaux à conductivités intégrées dispersées (figure I.33) et à des écoulements parallèles dans des réseaux à conductivités intégrées dispersées (figure I.34). Les moyennes géométriques de ces distributions sont présentées dans le tableau I.5.

La différence entre les valeurs estimées par les deux méthodes est très nette. Les deux interprétations fournissent des valeurs de perméabilité qui diffèrent en moyenne d'un facteur 5. Cette différence peut être imputée au fait que l'on interprète un écoulement sphérique comme un écoulement radial. Pour vérifier si un essai Lugeon réellement radial conduirait à des valeurs de perméabilité locale plus fiables, nous avons simulé des injections au centre d'un volume cylindrique limité par deux faces à flux nul (figure I.35). Les conductivités intégrées des liens sont dispersées ($\sigma = 4, 8$); la géométrie est identique aux simulations réalisées ci-dessus. Les perméabilités équivalentes sont présentées dans l'histogramme de la figure I.35.

La moyenne géométrique des perméabilités locales estimées par ces simulations vaut $K_g = 1 \cdot 10^{-8} m/s$ qui est à rapprocher de la valeur de la perméabilité relative à un écoulement parallèle $K_g = 1,5 \cdot 10^{-8} m/s$.

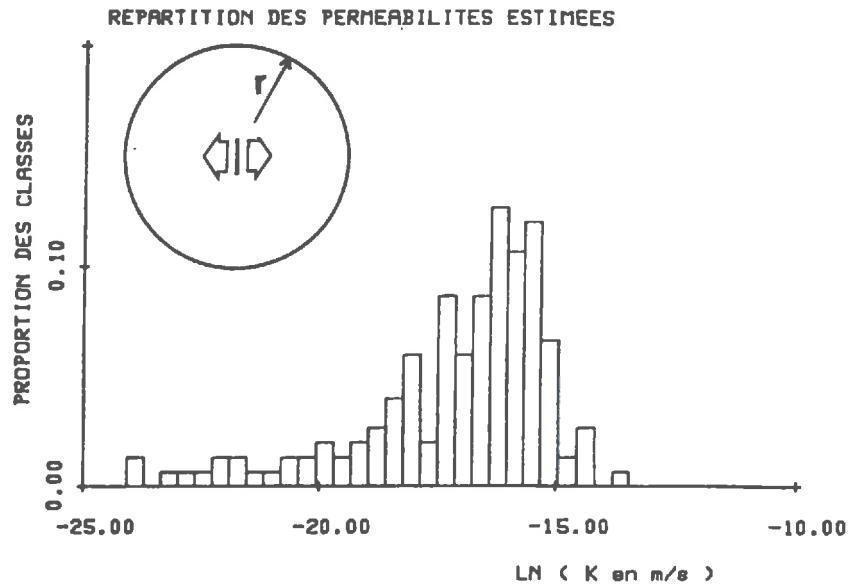


Figure I.31. Distribution des perméabilités équivalentes de 155 réalisations calculées par des essais Lugeon, $\sigma = 1,2$

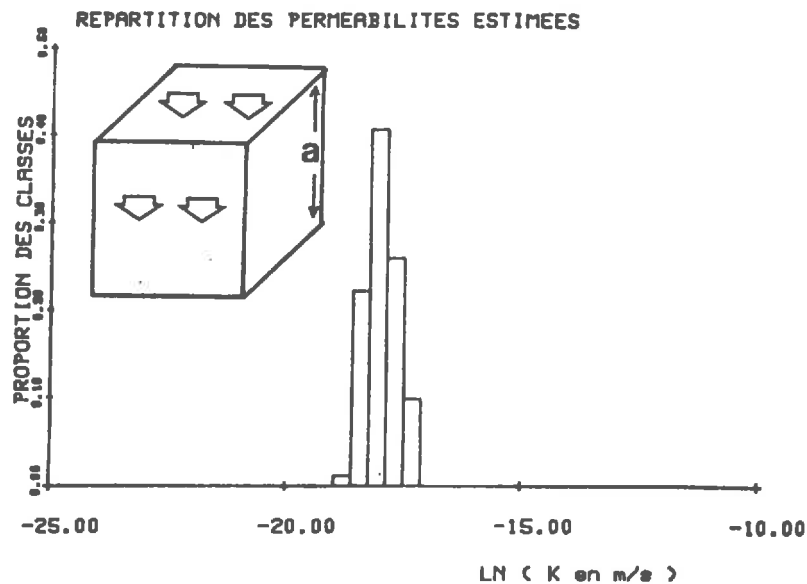


Figure I.32. Distribution des perméabilités équivalentes de 81 réalisations calculées par écoulements parallèles, $\sigma = 1,2$

Les essais d'injection dans les domaines cylindriques où l'écoulement est réellement radial permettent d'estimer une valeur de la perméabilité globale du milieu beaucoup plus proche de la perméabilité "réelle". Ceci montre que c'est bien l'interprétation radiale des essais d'injection qui introduit l'erreur la plus importante dans l'estimation des perméabilités

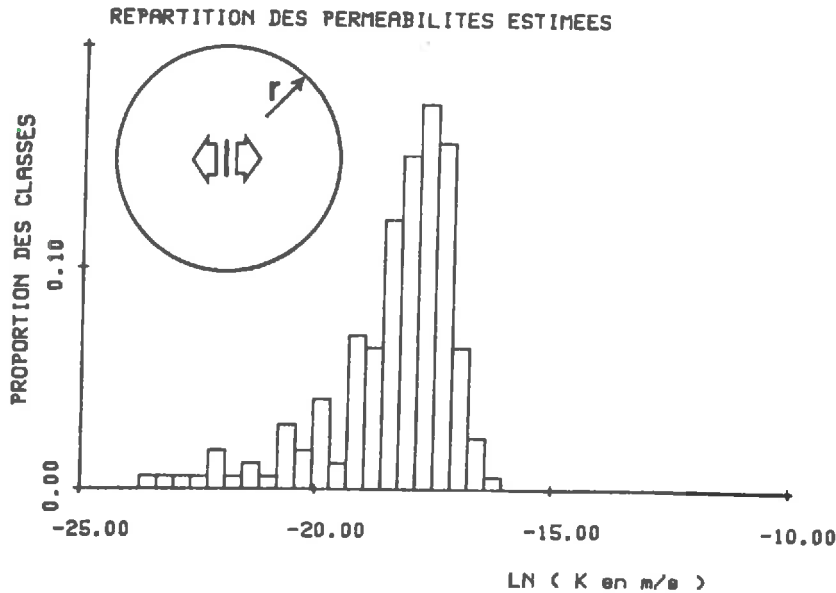


Figure I.33. Distribution des perméabilités équivalentes de 155 réalisations calculées par des essais Lugeon, $\sigma = 0$

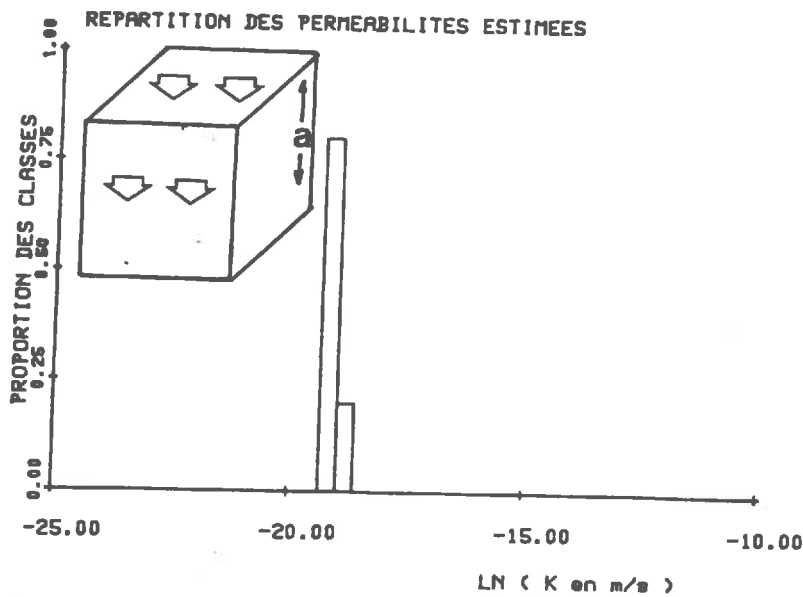


Figure I.34. Distribution des perméabilités équivalentes de 81 réalisations calculées par écoulements parallèles, $\sigma = 1,2$

locales du milieu.

Les essais Lugeon interprétés suivant LOUIS conduisent à une surestimation de la perméabilité du milieu. Ceci provient du fait que le fluide peut circuler dans toutes les directions

nbre de réalis.	domaine	σ	moy. géom. des perméab.
155	sphère $r=20\text{m}$	1,2	$3,75 \cdot 10^{-8} \text{m/s}$
81	cube $a=33\text{m}$	1,2	$1,5 \cdot 10^{-8} \text{m/s}$
59	sphère $r=20\text{m}$	0	$1,9 \cdot 10^{-8} \text{m/s}$
10	cube $a=33\text{m}$	0	$5,3 \cdot 10^{-9} \text{m/s}$
173	cylindre $r=33\text{m}$	1,2	$1 \cdot 10^{-8}$

Tableau I.5. Caractéristiques des simulations mises en oeuvre

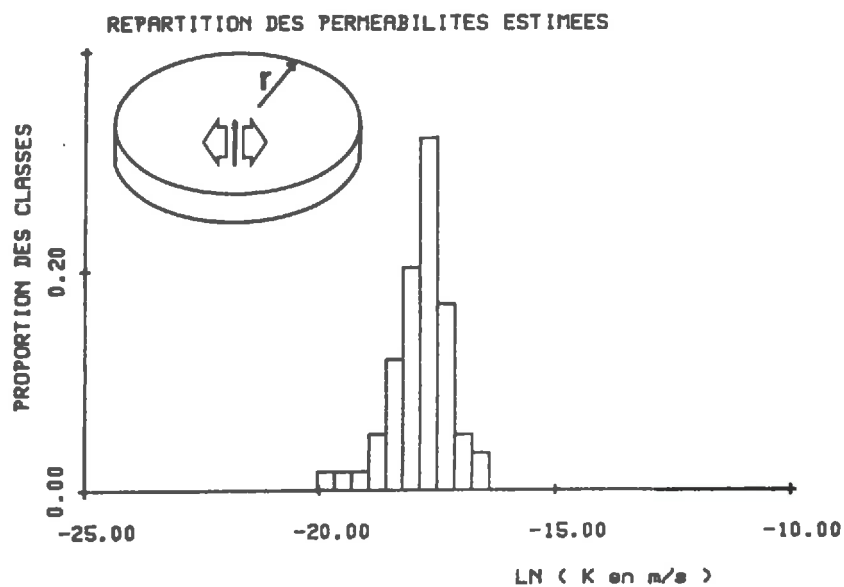


Figure I.35. Distribution des perméabilités équivalentes de 81 réalisations calculées par écoulements radiaux, $\sigma = 1,2$

de l'espace; le système offre une résistance à l'écoulement plus faible que si les circulations étaient effectivement limitées au domaine cylindrique centré sur la chambre d'injection. Remarquons que dans les calculs effectués ici, aucune hypothèse n'est nécessaire quand à la portée des essais, car celle-ci est imposée par les conditions aux limites. Lors de l'interprétation d'essai in-situ, un biais supplémentaire est introduit par la méconnaissance de la portée

exacte des tests.

La surestimation des perméabilités estimée par les essais Lugeon est aussi mise en évidence lorsque l'on cherche à interpréter les essais d'injection de Fanay en termes de perméabilité locale. Ces perméabilités locales obtenues en utilisant l'expression (2) (introduction, paragraphe 2) proposée par Louis forment un échantillon dont les moyennes sont les suivantes:

- moyenne harmonique = $2,1 \cdot 10^{-9} m/s$
- moyenne géométrique = $3 \cdot 10^{-8} m/s$
- moyenne arithmétique = $1,1 \cdot 10^{-6} m/s$
- $K_g(1 + \frac{\sigma^2}{6}) = 7,8 \cdot 10^{-8} m/s$

La perméabilité globale estimée directement à partir des essais d'eau est donc surestimée d'un facteur 4,5.

Nous concluons de ces tests que l'interprétation des essais d'eau en termes de perméabilité locale du milieu continu hétérogène équivalent est effectivement biaisée. Pour être fiable, l'étude des milieux fracturés par une approche du type "milieu continu équivalent" demande des méthodes d'interprétation des essais d'eau moins schématiques que celles qui sont classiquement proposées.

La méthode que nous avons développée permet justement de s'affranchir de l'interprétation critiquable des essais locaux d'injection, pour estimer la répartition des perméabilités ponctuelles du milieu hétérogène équivalent.

**PARTIE II :
SIMULATION DES
TRANSPORTS DE PARTICULES**

1. INTRODUCTION

Un des risques essentiels des stockages de déchets toxiques en formations géologiques est que des substances dangereuses issues du dépôt soient véhiculées par l'eau vers la biosphère. Deux phénomènes sont à la base de ces migrations: la **diffusion moléculaire** et l'**advection**.

I.1 RAPPELS SUR LE TRANSPORT DE SUBSTANCES EN SOLUTION

I.1.1 La diffusion moléculaire

La diffusion moléculaire est une conséquence du mouvement brownien qui agite perpétuellement les molécules d'un liquide. La succession de déplacements élémentaires dans des directions aléatoires a pour résultat une migration globale des particules, décrite par la loi de Fick:

$$(II.1) \quad \vec{\Phi} = -D \overrightarrow{\text{grad}} C$$

où:

- $\vec{\Phi}$ représente le flux massique de molécules en $kg/m^2 s$
- D est le coefficient de diffusion moléculaire (en m^2/sec)
- C est la concentration du traceur en kg/m^3

1.1.2 La dispersion

L'advection représente l'entraînement des molécules le long des lignes de courant, à la vitesse du fluide. Dans un milieu présentant un effet d'échelle, comme un milieu fracturé, les lignes de courant ont une apparence différente suivant l'échelle d'observation. A l'échelle globale, elles ont une apparence régulière; elles décrivent l'écoulement régional. Cependant, à l'échelle locale, les lignes de courant sont tortueuses: elles se divisent et changent de direction aux intersections entre fractures, empruntent des trajets différents caractérisés par des vitesses d'écoulement et des longueurs de parcours différents. Des radionucléides introduits en un point donné du milieu subissent des mouvements distincts qui les dévient de la trajectoire correspondant à l'écoulement régional. Ce phénomène est appelé dispersion cinématique (voir par exemple SCHEIDEGGER, 1960, FRIED et COMBARNOUS, 1971, BEAR, 1972, MARSILY, 1981).

Notons que dans tout écoulement laminaire, une dispersion cinématique est créée par la répartition non-uniforme des vitesses dans une section d'un tube de courant. Les lignes de courant, mêmes parallèles, sont caractérisées par des vitesses différentes, phénomène d'autant plus marqué que l'on se place à proximité d'une paroi. Cette dispersion est appelée "dispersion de Taylor (TAYLOR, 1953)" (voir figure II.1).

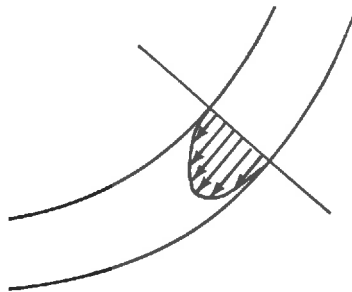


Figure II.1. Distribution des vitesses en écoulement laminaire, dans un tube de courant

Rappelons très brièvement les résultats des travaux récents concernant la dispersion. A l'échelle globale, ce phénomène est classiquement représenté par une loi analogue à la loi de Fick:

$$(II.2) \quad \vec{\Phi} = -\bar{D} \overrightarrow{\text{grad}} C$$

où \bar{D} est le tenseur de dispersion (tenseur symétrique du deuxième ordre). Les coefficients de \bar{D} sont de la forme $D_{ij} = \alpha |U|$ où U est la vitesse moyenne du fluide (en m/s), et α une constante caractérisant le milieu, appelée "dispersivité" (en m).

Cette loi de dispersion est purement empirique. Il n'existe pas pour l'instant de méthode qui permette de décrire la répartition exacte des vitesses ponctuelles dans un milieu et d'en déduire la loi de comportement du phénomène de dispersion à l'échelle globale. D'ailleurs, des expériences de traçage dans des milieux naturels ont montré que le schéma diffusif ne semble pas représenter parfaitement ce phénomène. DIEULIN(1980), par exemple, a montré expérimentalement que le tenseur de dispersion déduit de l'évolution d'un nuage de traceur injecté ponctuellement dans un milieu alluvial dépend du temps. Des études plus théoriques menées par DIEULIN et al (1980), GELHAR et AXNESS (1983), DAGAN (1982) montrent que dans le cadre de certaines hypothèses concernant la répartition des vitesses ponctuelles dans le milieu, le phénomène de dispersion correspond effectivement à la formulation II.1, mais avec un tenseur de dispersion non stationnaire.

Une analyse rigoureuse de la dispersion dans un système où le champ des vitesses ponctuelles est quelconque n'est possible que par l'intermédiaire d'un modèle numérique qui simule l'advection des particules à l'échelle ponctuelle, en tenant compte des caractéristiques des lignes de courant à cette échelle. Cette modélisation a été appliquée au cas du milieu fracturé, entre autre par SMITH et SCHWARTZ(1980, 1984), SCHWARTZ et al (1983), ENDO (1984), ROBINSON (1984) ou au cas d'un réseau au seuil de percolation par de GENNES (1976). Le champ des vitesses ponctuelles est déterminé par un calcul hydraulique dans un modèle bidimensionnel discret du réseau de fractures. Les techniques de simulation de la migration des particules développées par ces auteurs dérivent d'une marche au hasard, biaisée par le champ des vitesses. Ces études tendent aussi à montrer que le phénomène de dispersion crée par ces modèles ne se cale pas sur un schéma diffusif.

Ces différentes approches montrent que l'estimation des propriétés dispersives globales d'un milieu à partir de mesures locales nécessite la caractérisation du champ des vitesses ponctuelles. Les outils théoriques qui permettent d'effectuer le changement d'échelle sont encore limités à des champs de vitesses ponctuelles particuliers. La modélisation numérique semble pour l'instant l'approche la mieux adaptée à l'étude d'un milieu quelconque.

1.2 OBJECTIF DES TRAVAUX PRESENTES DANS LA PARTIE II

Nous venons de voir que les caractéristiques de la dispersion dans un milieu donné sont déterminées par les propriétés des écoulements à l'échelle des tortuosités des lignes de courant. Dans la partie I, nous avons développé un modèle hydraulique des écoulements à cette échelle, qui semble rendre compte du comportement hydraulique global du site de référence. Dans cette deuxième partie, on se propose de comparer la dispersion créée par

le champ des vitesses du modèle et celle qui est observée sur le site à l'aide des essais de traçage. Ce travail présente une seconde approche de validation du modèle hydraulique.

La dispersion induite par le modèle est étudiée à l'aide d'un simulateur de l'advection des molécules. Une première étape consiste à caler la vitesse moyenne de migration des particules sur les mesures effectuées sur le site de Fanay. On caractérise ensuite la dispersion créée par le modèle afin d'effectuer la comparaison avec le milieu réel. Le modèle calé et testé permet enfin de quantifier la dispersion dans le milieu étudié.

2. MODELISATION DU TRANSPORT DES PARTICULES DANS LE RESEAU

Ce chapitre présente une description du modèle de migration des molécules, couplé au modèle hydraulique décrit dans la partie I. Le modèle de transport est basé sur une représentation du traceur par un nombre fini de "particules" élémentaires représentant une ou quelques molécules.

La diffusion et l'advection sont les deux facteurs de la migration des particules. L'advection est souvent prépondérante sur la diffusion moléculaire qui est un phénomène très lent. Dans le cas des expériences réalisées à Fanay-Augères, les vitesses moyennes de migration des traceurs sont de l'ordre de 1 à 10 mètres par jour. En prenant comme valeur du coefficient de diffusion moléculaire $d = 1,3 \cdot 10^{-9} m^2/s$ (qui caractérise la diffusion de NaCl dans l'eau), la vitesse de migration créée par la diffusion pour un gradient de concentration de $10 kg.m^{-4}$ est de 1mm par jour. La diffusion est donc négligeable dans cette étude. Nous supposons désormais que l'advection est le seul phénomène créant le déplacement des traceurs.

2.1 RAPPELS DES DIFFERENTES METHODES DE SIMULATION DU TRANSPORT DE PARTICULES PAR ADVECTION DANS UN RESEAU DE FRACTURES

Deux approches très différentes ont été proposées jusqu'alors pour simuler le transport des particules dans des réseaux de fractures discrètes. Elles ont en commun les hypothèses de base suivantes:

- Les particules sont déplacées dans le milieu par advection uniquement.

- Il n'y a pas d'interaction chimique entre les parois de la fracture et les particules.
- la porosité de la matrice est nulle; il n'y a donc aucune perte de traceur dans la roche.

Une première approche, présentée par ROUX et al (1986) est adaptée à la simulation du transport dans les réseaux de liens monodimensionnels. Elle consiste à résoudre une équation de convection et dispersion dans chaque élément du réseau. Les réponses élémentaires de chaque lien à un dirac de concentration sont convoluées par une méthode utilisant les transformées de Laplace. La convolution nécessite la résolution de plusieurs systèmes linéaires comportant autant d'inconnues que de liens dans le réseau. Cette méthode est la seule qui propose une résolution numérique de l'équation de la dispersion monodimensionnelle dans chaque lien. Cependant, nous l'avons écartée d'emblée car la quantité des calculs requis est, dans notre cas, rédhibitoire.

La seconde approche consiste à observer le déplacement de particules entraînées par advection. C'est en quelque sorte une marche au hasard dont les règles dépendent des vitesses et directions proposées aux particules le long de leur cheminement. Trois variantes de cette approche sont proposées par différents auteurs:

“ Particle-tracking ”

Cette première méthode est décrite par SCHWARTZ(1983). Les particules dont on étudie le mouvement sont suivies par un observateur. Le temps est discrétisé en instants Δt pendant lesquels la particule effectue un parcours élémentaire (voir figure II.2). La vitesse de la particule est celle du fluide au point où elle se trouve. Lorsqu'une particule débouche sur une intersection, sa nouvelle direction est tirée au sort au pro-rata des débits dans chaque direction proposée.

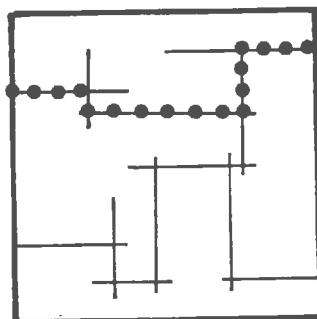


Figure II.2. Illustration de la méthode de “particle-tracking”

Cette méthode permet de connaître la position des particules à chaque instant et donc d'étudier l'évolution d'un nuage de traceur dont on simule le transport. Néanmoins, cette méthode est coûteuse sur le plan informatique, car le pas de temps Δt doit être petit devant la durée moyenne de parcours d'un chenal.

“ Mass - lumping ”

Cette autre technique a été présentée par ROBINSON(1984). C'est une méthode proche de la précédente, où le temps est discrétisé et les mouvements décomposés en trajets élémentaires correspondant à un pas de temps. La différence réside dans le fait que ce ne sont plus des particules indivisibles qui sont transportées, mais des masses de traceur (voir figure II.3). Quand une masse rencontre une intersection, elle est scindée en masses plus petites, au pro-rata des débits de transit dans les fractures recoupées. Cette méthode demande elle aussi des durées de calcul et des volumes de mémoire importants.

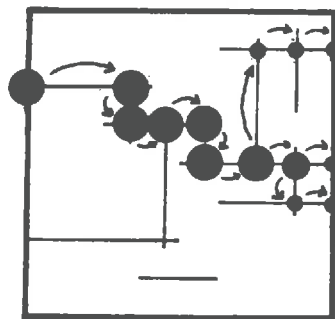


Figure II.3. Illustration de la méthode de “mass-lumping”

“ Particle - following ”

Cette dernière méthode, développée entre autres par ROBINSON(1984) et TSANG (1988), consiste à suivre des particules indivisibles lâchées dans le réseau. Le temps n'est plus discrétisé.

- Le trajet de chaque particule est divisé en parcours élémentaires correspondant à la traversée d'une fracture. A chacun de ces parcours élémentaires est associé un temps

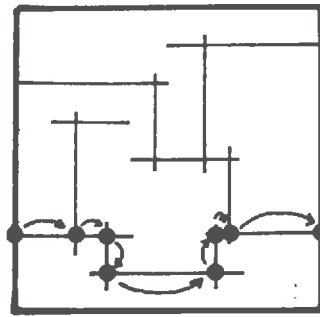


Figure II.4. Illustration de la méthode de “particle-following”

de transit calculé à partir de la vitesse et du débit dans le chenal emprunté (voir figure II.4).

- A chaque intersection, c'est-à-dire à la fin de chaque trajet élémentaire, la particule est dirigée vers un lien tiré au sort parmi les chenaux se coupant à l'intersection rencontrée.

Ce procédé de simulation est beaucoup plus rapide que les précédents. Le trajet complet d'une particule est divisé en un nombre de boucles de calcul limité au nombre de chenaux empruntés. Néanmoins, la position d'une particule à un instant donné est plus difficile à déterminer: elle est calculée en interpolant ses positions à la fin de chaque déplacement dans un chenal.

2.2 DESCRIPTION DE LA METHODE EMPLOYEE

La méthode de simulation employée dans notre travail est la méthode de “particle-following”. La rapidité des calculs est un point déterminant dans notre choix car nous cherchons à simuler les transports dans des volumes les plus grands possibles, et pour le plus grand nombre possible de simulations de réseaux de fractures. Par ailleurs, cette technique est très souple et permet la prise en compte d'autres phénomènes de transport comme la dispersion microscopique (point développé ultérieurement), la diffusion de traceur dans la matrice ou l'adsorption le long des parois des fractures.

2.2.1 Orientation des particules aux intersections

Nous avons adopté une règle de tirage au sort de la trajectoire des particules qui représente un mélange parfait du fluide dans chaque fracture. Cela revient à dire qu'à un instant donné, la concentration est la même dans tous les liens quittant un noeud du modèle. Cette concentration est une moyenne des concentrations des liens qui alimentent le noeud.

Lorsqu'une particule arrive à l'extrémité d'un lien, c'est-à-dire à un noeud du modèle, le nouveau lien qu'elle parcourt est tiré au sort parmi les liens connectés au noeud. La probabilité p_k pour qu'un lien k soit sélectionné s'écrit:

$$(II.3) \quad \text{si le lien } k \text{ alimente le noeud} \quad p_k = 0$$

$$(II.4) \quad \text{si le lien } k \text{ draine le noeud} \quad p_k = \frac{Q_k}{\sum_{i=1}^n Q_n}$$

(i désigne les liens drainant le noeud considéré).

Le mélange parfait du fluide à l'échelle d'un disque du modèle est une hypothèse qui peut sembler discutable. ENDO et al (1984), PHILIPP (1988) par exemple, soulignent que dans le cas d'écoulements laminaires, et en l'absence de turbulences, les tubes de courant ne se mélangent pratiquement pas.

Selon certains travaux réalisés récemment par GENTIER(1986), NERETNIEKS(1987), ABELIN et al (1985) il semble que l'écoulement dans une fracture naturelle se répartisse dans un réseau de chenaux interconnectés, de section variable. C'est le phénomène de "Channeling" (voir figure I.12). Si l'on fait référence aux travaux d'ENDO, il est vraisemblable qu'un mélange partiel, dû à la division des tubes de courant, survienne à chaque connexion entre ces chenaux (voir figure II.5).

Le mélange global à l'échelle de la fracture résultant de la succession de ces mélanges partiels est fonction de la densité et de la connectivité des chenaux. Si le réseau est très dense, l'hypothèse d'un mélange parfait à l'échelle de la fracture est réaliste. Cependant, si ce réseau est lâche et mal connecté, il est possible que l'hypothèse d'un mélange parfait dans les plans de fracture ne soit plus recevable.

Il serait envisageable d'adopter une autre méthode de tirage au sort de la trajectoire des particules, qui tienne compte d'un mélange biaisé. Le tirage du nouveau lien emprunté par la particule serait conditionné par le lien qu'elle quitte. Une procédure de tirage possible est schématisée par la figure II.6. Celle-ci présente le calcul de la probabilité p_{ij} pour qu'une particule sortant du lien i (débit Q_i) soit réorientée vers le lien j (débit q_j). L'exemple

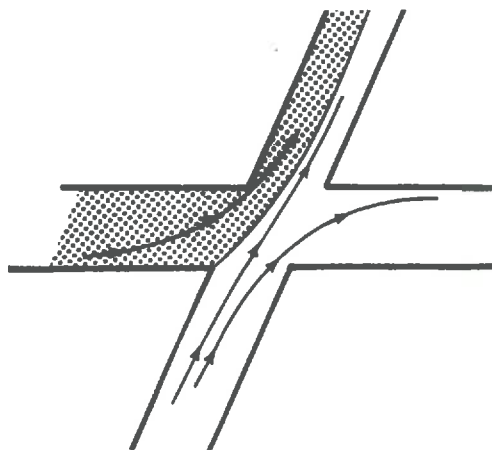


Figure II.5. Division des tubes de courant aux intersections, en écoulement laminaire

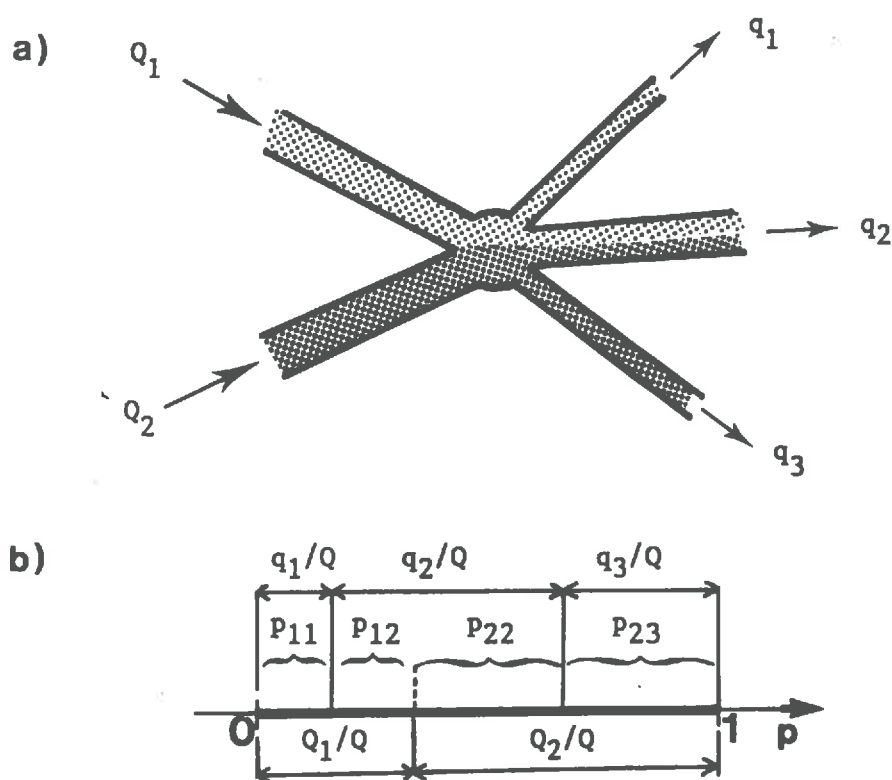


Figure II.6. a) Principe du mélange représenté; b) principe de calcul des probabilités de réorientation

présenté correspond à un noeud caractérisé par deux liens “entrants” et trois liens “sortants”, où circule un débit total $Q = |Q_1 + Q_2| = |q_1 + q_2 + q_3|$ (figure II.6.a). Le principe de calcul de la valeur numérique des probabilités p_{ij} est schématisé dur la figure II.6.b.

Cette procédure correspond à un mélange minimal. Rien ne nous indique a priori quelle méthode est la meilleure (mélange parfait ou mélange minimal), dans la mesure où le mélange à l'échelle de la fracture n'a pas été étudié sur le site. Nous nous sommes placé dans l'hypothèse d'un mélange parfait qui conduit aux développements les plus simples, avec l'objectif de changer de procédure si les résultats obtenus par le modèle ne se calent pas sur les observations.

2.2.2 Calcul des durées de parcours des liens

Calcul d'une durée brute

La durée de parcours d'une particule est obtenue en faisant la somme des temps de parcours le long de chaque lien emprunté. Il nous reste à déterminer les temps de parcours de chacun de ces éléments de trajet. Ils vérifient:

$$(II.9) \quad T = \frac{V}{Q}$$

où:

- T est le temps de parcours en s
- V est le volume du lien en m^3 .
- Q est le débit en m^3/s

Chaque lien du modèle est une représentation schématique des cheminements hydrauliques qui établissent la connexion entre deux fractures. Dans une première approche, on représente ces liens par un tube lisse. Conformément à la loi de Poiseuille, le débit dans ce lien vérifie:

$$(II.10) \quad Q = \frac{\rho g \pi R^4}{8\mu} \frac{\Delta H}{L} = K \frac{\Delta H}{L}$$

où:

- ρ est la densité du fluide en kg/m^3
- g est l'accélération de la pesanteur en m/s^2
- μ est la viscosité dynamique du fluide en $kg.m^{-1}.s^{-1}$
- ΔH est la différence de charge entre les deux extrémités du lien en m
- L est la longueur du lien en m
- R est le rayon équivalent du lien en m
- K est la conductivité hydraulique intégrée du lien en m^3/s

Ce qui conduit au temps de parcours suivant:

$$(II.11) \quad T = \frac{8\mu L^2}{\rho g R^2 \Delta H}$$

que nous appellerons "temps de parcours brut".

Sensibilité des temps de parcours à la forme du chenal

La représentation des liaisons hydrauliques entre deux fractures sécantes par un tube lisse unique, rectiligne et de section constante circulaire n'est pas réaliste. La multiplicité des chenaux réels, leur tortuosité et leurs sections variables sont autant de facteurs modifiant la vitesse du fluide.

Le débit entre deux points d'un plan de fracture peut être assuré par une infinité de conduits ou familles de conduits de formes différentes. Par exemple, trois conduits peuvent avoir la même conductance hydraulique qu'un conduit unique de rayon plus grand (nous appelons ici "conductance hydraulique" la grandeur C telle que $Q = C \Delta H$), mais des temps de parcours différents.

Influence de la longueur

Prenons l'exemple de deux tubes ayant la même conductance hydraulique, mais des longueurs différentes (notations figure II.7).

L'égalité des conductances hydrauliques des deux conduits s'écrit :

$$(II.12) \quad \frac{\pi R_2^4}{8\mu} \frac{\rho g (H_2 - H_1)}{L_2} = \frac{\pi R_1^4}{8\mu} \frac{\rho g (H_2 - H_1)}{L_1}$$

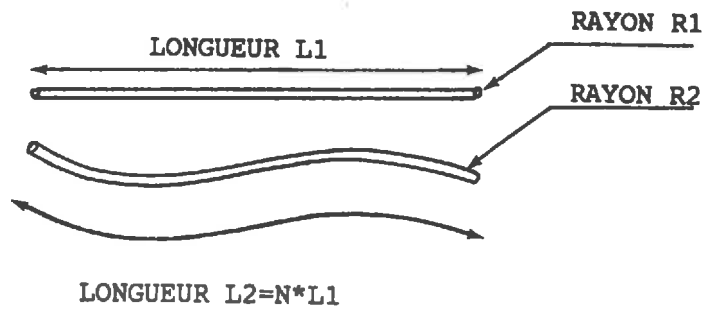


Figure II.7.

où $L_2 = nL_1$. En simplifiant :

$$(II.13) \quad R_1^4 = \frac{R_2^4}{N}$$

Le rapport des temps de parcours s'écrit alors :

$$(II.14) \quad \frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{N^{3/2}}$$

Influence des irrégularités de section

Prenons maintenant l'exemple de deux conduits présentant chacun une constriction de mêmes caractéristiques (même longueur et même section), schématisés sur la figure II.8.

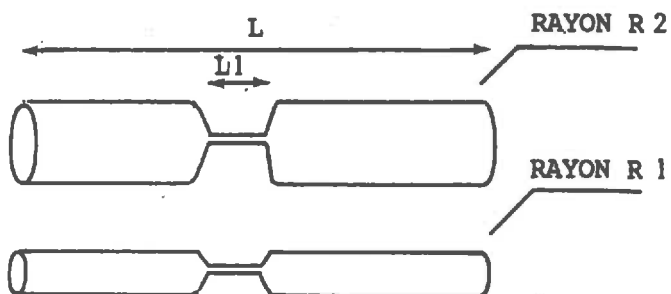


Figure II.8.

C'est la constriction qui impose la conductance du conduit alors que c'est le volume total du chenal qui en détermine le temps de parcours. Avec les notations de la figure II.8, et par un calcul analogue au précédent, le rapport des temps de parcours s'écrit :

$$(II.15) \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^4$$

Influence de la multiplicité des chenaux

Prenons l'exemple de plusieurs chenaux en parallèle, équivalents à un tube unique au sens des conductances hydrauliques. L'égalité des conductances impose : (voir notations figure II.9)

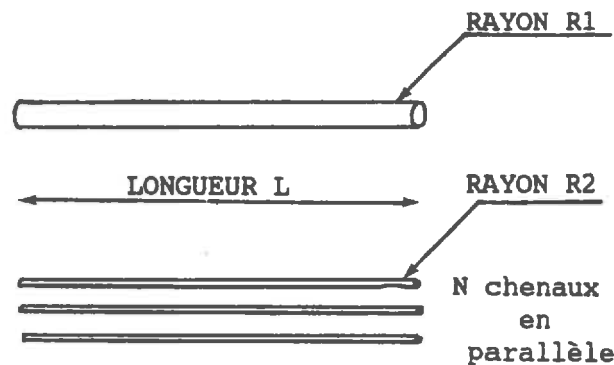


Figure II.9.

$$(II.16) \quad R_1^4 = N.R_2^4$$

Le rapport des temps de parcours s'écrit alors :

$$(II.17) \quad \frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Hypothèse d'un écoulement bidimensionnel

Nous avons fait jusqu'ici l'hypothèse que les écoulements s'effectuaient dans des chenaux cylindriques, mais nous pouvons aussi envisager un écoulement quasi-bidimensionnel. On représente ici le conduit par un ruban de largeur l et d'épaisseur e , équivalent au sens des

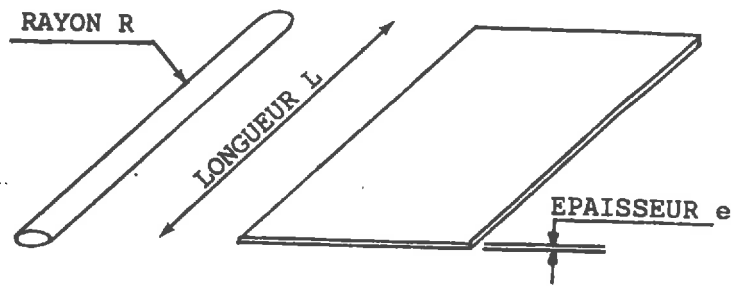


Figure II.10.

conductivités intégrées à un conduit tubulaire (voir figure II.10). L'égalité des conductances impose, en reprenant les notations du paragraphe précédent :

$$(II.18) \quad \frac{e^3 \cdot l}{12\mu} \frac{\rho g(H_2 - H_1)}{L} = \frac{\pi R^4}{8\mu} \frac{\rho g(H_1 - H_2)}{L}$$

Ce qui se ramène à :

$$(II.19) \quad \frac{e^3 \cdot l}{3} = \frac{\pi R^4}{2}$$

Le rapport des temps de parcours $\frac{T_{tube}}{T_{ruban}}$ s'écrit:

$$(II.20) \quad \frac{T_{tube}}{T_{ruban}} = 1,9 \left(\frac{R}{l}\right)^{2/3}$$

Les quatre cas de modèles de chenaux présentés ici, montrent que les vitesses de cheminement des particules peuvent être sensiblement modifiées suivant la forme des conduits. De manière générale, l'hypothèse d'un écoulement dans des chenaux cylindriques et rectilignes fournit les temps de parcours les plus rapides.

2.2.3 Un paramètre du modèle: le coefficient de ralentissement des particules.

Le paragraphe précédent met clairement en évidence l'importance de la forme des chenaux pour la détermination des temps de parcours des particules. Les temps de parcours bruts doivent être corrigés pour tenir compte des effets de la tortuosité des cheminements réels. Nous proposons de multiplier les temps de parcours bruts par un facteur uniforme sur l'ensemble du réseau. Ce facteur représente le rapport entre le volume proposé à l'écoulement dans le milieu réel et le volume cumulé des liens du modèle, assimilés à des tubes lisses et rectilignes. Nous l'appellerons "coefficient de ralentissement"; on le notera C_r . Le terme "coefficient de retard" n'est pas utilisé pour éviter la confusion avec les effets de ralentissement provoqués par des phénomènes d'interaction chimique aux parois des fractures.

C_r dépend des propriétés géométriques des fractures à l'échelle microscopique. La tortuosité des cheminements est vraisemblablement une propriété très variable d'une fracture à l'autre ou même d'un point à l'autre d'une fracture donnée. Le coefficient de ralentissement est une valeur moyenne sur l'ensemble des fractures du milieu. Il ne peut être déterminé qu'à partir de mesures caractérisant ces propriétés moyennes.

2.2.4 Simulation de la dispersion microscopique

Jusqu'alors, nous avons négligé le phénomène de dispersion des particules dans les plans de fracture. Nous avons supposé que toutes les particules circulant dans un même lien sont affectées de la même vitesse de déplacement. En fait, plusieurs phénomènes s'opposent à cette hypothèse.

- Citons d'abord la dispersion de Taylor. Les lignes de courant d'un même conduit sont caractérisées par des vitesses d'écoulement différentes, plus faibles à proximité des parois des chenaux.
- Les variations d'ouverture et les rugosités de la fracture rendent la champ des vitesses non-uniforme. Les filets fluides reliant deux intersections données sont caractérisés par des durées de parcours qui leur sont propres.
- Enfin, il existe probablement plusieurs chenaux reliant deux mêmes points d'une fracture (phénomène de Channeling). Ces cheminements n'ont pas tous la même longueur ni le même volume, et sont donc chacun caractérisés par des temps de parcours différents.

Propriétés de la dispersion en milieu monodimensionnel

Supposons que les liaisons hydrauliques entre deux fractures connectées soient assimilables à un milieu monodimensionnel où les particules entraînées par advection subissent une dispersion longitudinale suivant la loi de Fick. La dispersion d'un nuage de traceur injecté ponctuellement à l'instant $t = 0$ au point $x = 0$ est formulée ainsi:

$$(II.21) \quad \Psi(t) = \frac{1}{2} \left(U + \frac{X}{t} \right) \frac{m}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{(X - Ut)^2}{4Dt} \right)$$

où:

- $\Psi(t)$ est le flux massique de particules en un point d'abscisse X à l'instant t en $kg/s m^2$
- m est la masse de traceur injecté en kg/m^2
- U est la vitesse moyenne d'écoulement en m/s
- D est le coefficient de dispersion en m^2/s ($D = \alpha|U|$)

Notons que $f(t) = \frac{\Psi(t)}{m}$ représente la fonction densité de probabilité du temps de parcours d'une particule.

Principe de simulation de la dispersion dans les chenaux

Dans chaque lien du réseau les particules subissent une dispersion dont l'effet est de modifier son temps de parcours par rapport au temps de parcours moyen. Pour simuler cette dispersion, le temps de transit n'est plus calculé directement à partir des débit, longueur et section du lien, mais tiré au sort dans la fonction de répartition des temps de parcours $f(t)$.

Le tirage au sort d'un échantillon de valeurs distribuées selon cette loi est difficilement réalisable en pratique. Pour effectuer des simulations de migration d'un grand nombre de particules, l'algorithme de tirage au sort des temps de parcours doit être très rapide. Nous avons cherché une méthode approchée, numériquement "allégée". Il est à noter qu'une grande précision dans la simulation de la dispersion microscopique ne semble pas nécessaire a priori.

L'annexe 4 présente les détails de cette méthode, ainsi que les tests de vérification de l'algorithme.

2.2.5 Un paramètre du modèle : la dispersivité microscopique dans les fractures

Le coefficient de dispersion dans un milieu monodimensionnel est ordinairement représenté sous la forme suivante:

$$(II.22) \quad D = \alpha|U|$$

La constante α est en principe une grandeur intrinsèque du milieu, appelée dispersivité (exprimée en mètres). Une grande valeur de α traduit une dispersion importante. Cette dispersivité microscopique α constitue un nouveau paramètre de notre modèle. On se limite à imposer une valeur unique de α pour tous les liens du réseau. Comme pour le coefficient de ralentissement, le paramètre α est une valeur moyenne intégrant les propriétés géométriques à l'échelle microscopique de toutes les fractures du milieu.

2.2.6 Simulation d'un traçage

Lorsque les calculs hydrauliques correspondant à une réalisation de réseau sont terminés, la simulation d'un traçage consiste à "suivre" le mouvement d'un très grand nombre de particules (100 000 environ) dont les points de départ sont les noeuds représentant la chambre d'injection. Le cheminement d'une particule est achevé lorsque celle-ci atteint une limite du domaine. La distribution des temps de parcours de toutes les particules dont la migration aboutit en un point donné constitue la courbe de restitution du traceur en ce point.

2.3 RESUME

Le mouvement des particules dans un réseau est étudié à l'aide d'une méthode dite "particle-following" qui est une variante de la marche aléatoire. Cette méthode permet de tenir compte de la forme des conduits et de leur complexité, et de la dispersion microscopique. Les paramètres de ce modèle sont les suivants:

- Le coefficient de ralentissement des circulations dû à la forme complexe des conduits, C_r .

- La dispersivité microscopique, α , introduite pour tenir compte des phénomènes de dispersion dans les plans de fracture: dispersion de Taylor et dispersion cinématique créée par le channelling.

Ces deux paramètres sont supposés prendre chacun une valeur unique moyenne pour l'ensemble des fractures d'un réseau donné.

Modélisation des transports en régime permanent

Le modèle de transport proposé dans ce chapitre est particulièrement adapté à la simulation des migrations dans un système où les particules proviennent d'une source de concentration variable dans le temps ("pulse" de concentration par exemple). En effet, il décrit le cheminement des particules en fonction du temps. C'est un modèle temporel.

Il est des cas où la source de particules peut être considérée comme permanente par rapport à l'échelle de temps des circulations. On s'intéresse alors à la forme du panache de traceur et à la répartition des concentrations dans le milieu. La modélisation du système est plus simple que dans le cas transitoire. L'annexe 6 en présente une brève description, ainsi qu'un exemple d'application à un problème concret, le "scénario de puits".

3. ETUDE DE SENSIBILITE DU MODELE DE TRANSPORT A SES DIFFERENTS PARAMETRES

Nous présentons ici quelques tests de sensibilité du modèle de transport aux différents paramètres spécifiques du modèle hydraulique (moyenne et écart-type du logarithme des conductivités intégrées) et du modèle de transport lui-même (diffusivité microscopique et coefficient de ralentissement).

3.1 SENSIBILITE DU MODELE AUX PARAMETRES DU MODELE DE TRANSPORT

3.1.1 Sensibilité du modèle au coefficient de ralentissement Cr

Tous les temps de parcours bruts calculés par le modèle sont multipliés par un facteur unique, le coefficient de ralentissement Cr . Ceci entraîne une double affinité de la courbe du flux de restitution, de rapport Cr suivant l'axe des temps, et de rapport $1/Cr$ suivant l'axe des flux. Par exemple, si $Cr = 1$ et si N particules arrivent à l'exutoire pendant un temps Δt centré sur l'instant t , le flux de restitution s'écrit:

$$(II.23) \quad Cr = 1 \Rightarrow \Phi(t) = \frac{N}{\Delta t}$$

Pour un coefficient de ralentissement différent de 1, ces N particules arrivent à l'exutoire pendant un temps $Cr.\Delta t$ centré autour de l'instant $Cr.t$. Le flux de restitution s'écrit:

$$(II.24) \quad \Phi(Cr.t) = \frac{N}{Cr\Delta t}$$

La figure II.11 donne l'exemple de trois histogrammes de restitution issus de trois simulations du transport dans des réseaux identiques (Les conditions imposées aux limites sont présentées sur la figure II.12), mais avec trois coefficients de ralentissement Cr différents. L'enveloppe de ces histogrammes représente le flux de particules en pourcentage de particules restituées par heure.

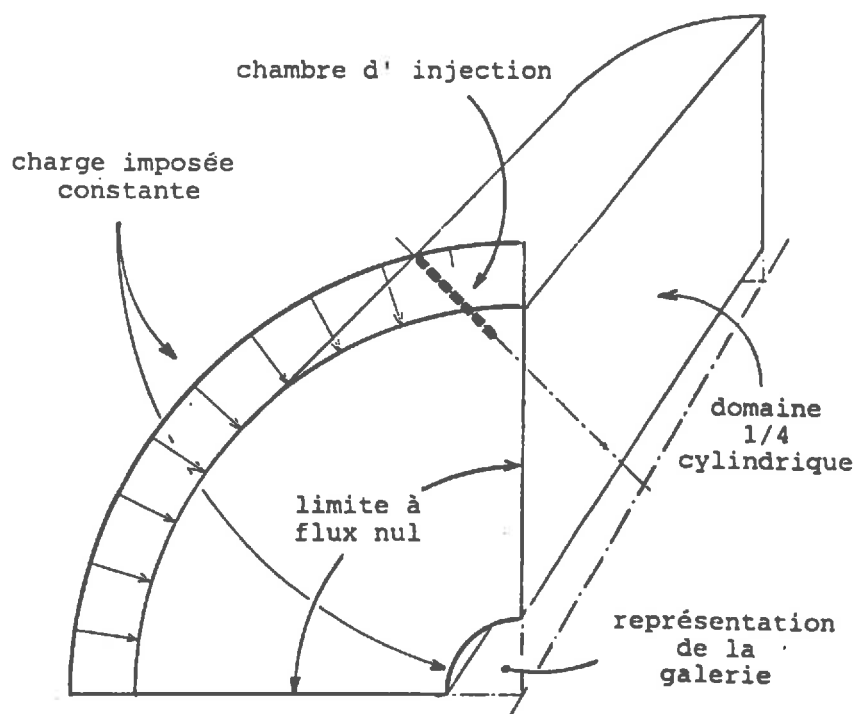


Figure II.12. Conditions de simulation des essais de traçage pour les test de sensibilité

Le coefficient de ralentissement des particules est le paramètre qui détermine l'échelle de temps des migrations dans le milieu. Cr modifie la porosité du milieu et agit donc

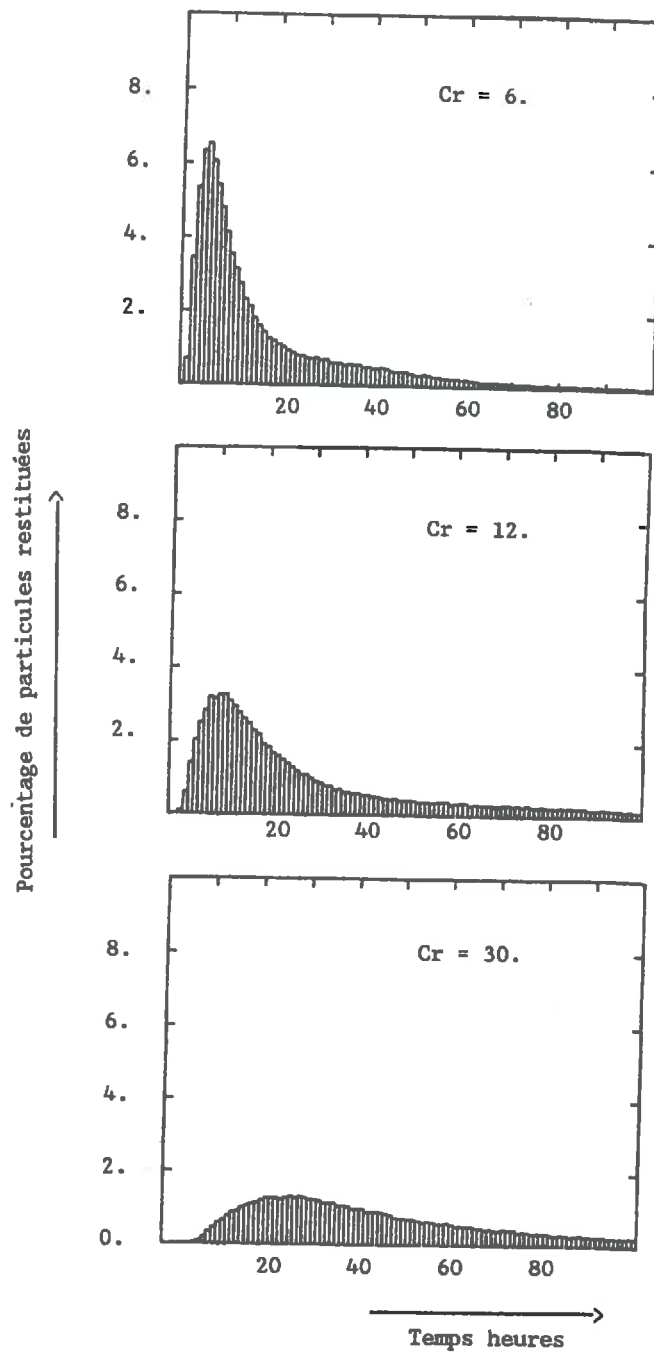


Figure II.11 Sensibilité au coefficient de ralentissement

sur l'étalement des restitutions dans le temps. Néanmoins, l'aspect global de la restitution est conservé: les durées relatives de la traînée de la restitution, de l'arrivée du pic de concentration, et de l'apparition des premières particules à l'exutoire sont conservées.

3.1.2 Sensibilité du modèle à la dispersivité dans les plans de fracture

Le rôle de ce paramètre est d'introduire une dispersion des temps de parcours de chaque lien. Les particules empruntant un même trajet sont animées de vitesses moyennes réparties autour d'une valeur centrale. Si l'on néglige la dispersion microscopique, le signal de restitution à l'extrémité aval d'un lien donné est identique au signal d'injection. En tenant compte de cette dispersion microscopique, le signal de restitution est étalé dans le temps par rapport au signal d'injection. La restitution globale d'un réseau est formée par la superposition des signaux élémentaires correspondant à chacun des cheminements possibles. Sans dispersion, la réponse à une injection instantanée du type Dirac est la somme des signaux Dirac de chaque cheminement. En tenant compte de la dispersion microscopique, la réponse à une injection instantanée est la somme des signaux élémentaires, étalés dans le temps.

La figure II.13 donne l'exemple de quatre simulations d'une expérience de traçage dans un domaine 1/4 cylindrique de 10 mètres de rayon (les conditions imposées aux limites du domaine sont présentées sur la figure II.12). Le réseau de fractures et les conductivités intégrées sont rigoureusement identiques d'une simulation à l'autre. Le paramètre C_r est maintenu constant. Seule la dispersion microscopique est variable. Lorsque l'on augmente progressivement la valeur de α de 0 à 0,8m, on observe un lissage de la courbe de restitution, mais pas de modification notable de sa forme globale.

Nous n'avons pas envisagé le cas d'une très grande valeur de α . On se placerait alors dans une situation où la méthode approchée de simulation de la dispersion ne serait plus valable. Néanmoins, la valeur $\alpha = 0,8m$ semble caractériser une dispersion microscopique déjà très importante. Numériquement, cette valeur signifie par exemple qu'un nuage injecté ponctuellement s'étend sur une longueur de 8mètres après un parcours moyen de 10 mètres.

Il semble donc que dans la gamme des dispersivités testées ($0 < \alpha < 0,8m$) la dispersion cinématique macroscopique soit nettement prépondérante sur la dispersion microscopique. Celle-ci lisse les courbes de restitution mais ne modifie pas leurs caractéristiques générales.

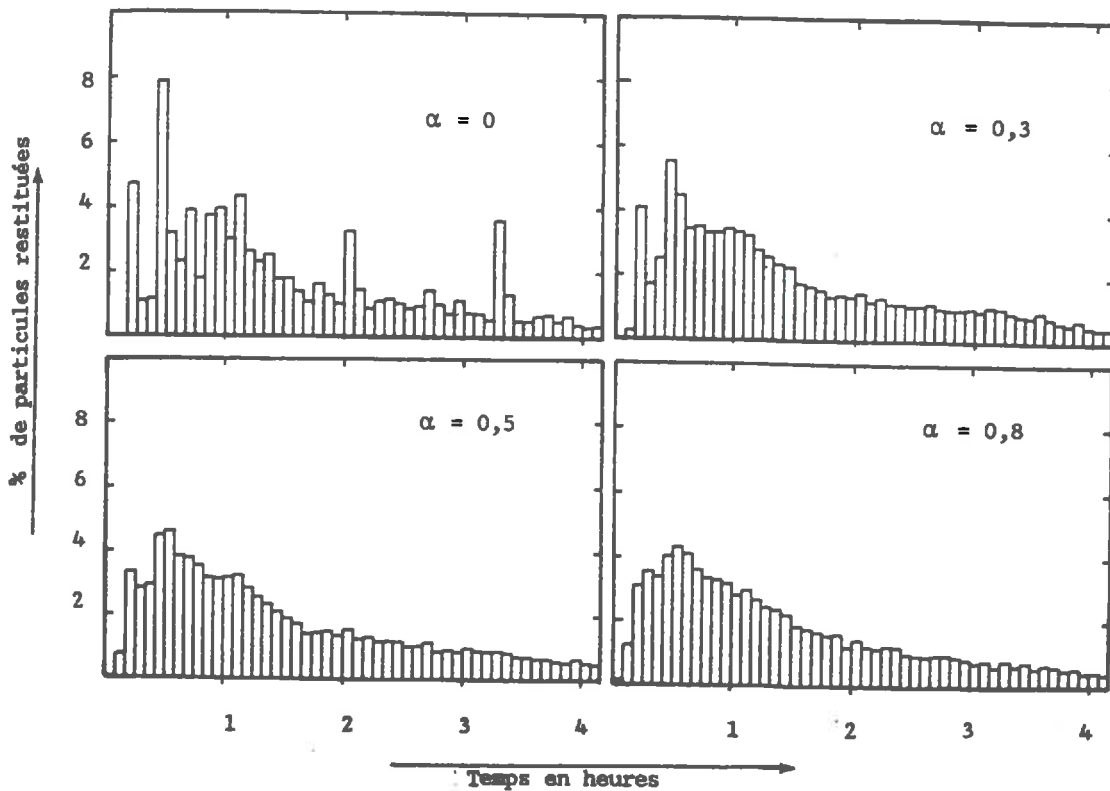


Figure II.13. Restitutions obtenues pour 4 valeurs de la dispersivité microscopique

3.2 SENSIBILITE DU MODELE DE TRANSPORT AUX PARAMETRES DU MODELE HYDRAULIQUE

Les paramètres du modèle hydraulique, l'écart-type et la moyenne du logarithme des conductivités intégrées des liens, ont été obtenus par calage sur les essais hydrauliques réalisés sur le site et sont considérés maintenant comme des données fixes. Cependant, il est intéressant d'étudier la sensibilité du modèle de transport à ces paramètres, car leur calage préliminaire n'a pas été totalement validé. En particulier, la validation n'a pas porté sur les conductivités extrêmes, qui sont susceptibles de jouer ici un rôle prépondérant.

3.2.1 Sensibilité du modèle à la moyenne du logarithme des conductivités intégrées:

μ

Rappelons la relation existant entre les débits dans les chenaux du modèle et le paramètre μ :

$$(II.25) \quad Q_i = \exp(\mu + \sigma u_i) \frac{\Delta H_i}{L_i}$$

où u_i représente une variable tirée au sort dans une loi normale réduite. $\exp(\mu + \sigma u_i)$ représente la conductivité intégrée du lien i tirée au sort dans une loi log-normale de paramètres μ et σ (les notations employées sont définies au paragraphe 2.2.2).

Par ailleurs, le volume d'un chenal vérifie:

$$(II.26) \quad V_i = Cr \sqrt{8\mu L_i^2 \pi \exp(\mu + \sigma u_i)}$$

Les temps parcours vérifient donc:

$$(II.27) \quad T_i = \frac{V_i}{Q_i} = \frac{1}{\exp(\frac{\mu}{2} + \frac{\sigma}{2} u_i)} F(L_i, \Delta H_i)$$

Les temps de parcours sont donc inversement proportionnels à $e^{\frac{\mu}{2}}$. $e^{-\frac{\mu}{2}}$ a la même action sur les temps de parcours que le coefficient de ralentissement Cr , mais modifie en même temps les débits.

3.2.2 Sensibilité du modèle à l'écart-type du logarithme des conductivités intégrées:

σ

Rappelons que nous utilisons un modèle où les conductivités intégrées des fractures sont tirées dans une distribution log-normale de paramètres μ et σ . Lorsque σ croît, l'intervalle de variation des conductivités intégrées attribuées aux fractures augmente. Les écarts entre faibles et fortes conductivités deviennent plus importants.

Intuitivement, une augmentation de contraste des conductivités intégrées a les conséquences suivantes:

Les cheminements préférentiels dus à une disposition en série d'éléments de forte conductivité intégrée, contribuent de plus en plus à l'écoulement, alors que les cheminements de faible conductivité intégrée y contribuent de moins en moins. Il semblerait donc que σ représente un facteur de "chenalisation" de l'écoulement. Les particules empruntent en priorité les chenaux à fort débit et tendent à contaminer de moins en moins de fractures.

Une importante valeur de σ entraîne un accroissement de l'hétérogénéité des débits et des volumes des liens liés à la conductivité intégrée k et la longueur du lien L par la relation:

$$(II.28) \quad V_i = Cr \sqrt{8\mu L_i^2 \pi k}$$

Il semblerait donc que les temps de parcours des particules prennent des valeurs de plus en plus dispersées. On peut donc s'attendre à ce que les courbes de restitution produites soient de plus en plus étalées dans le temps, quand l'écart-type du logarithme des conductivités intégrées augmente.

Nous proposons maintenant de vérifier ces tendances par des simulations de tests de traçage dans des réseaux particuliers.

Chenalisation de l'écoulement

Dans un premier temps, on simule une injection quasi-punctuelle sur la limite extérieure d'un quart de cylindre de 10 mètres de rayon, dans lequel est imposé un écoulement radial convergent. Cette simulation est effectuée dans trois réseaux géométriquement identiques, qui se distinguent uniquement par la dispersion des conductivités intégrées, σ . La figure II.14 visualise les centres des fractures contaminées par une au moins des 100 000 particules injectées.

Les nombres de fractures contaminées sont les suivants :

$\sigma=1,85$	145 fractures contaminées
$\sigma=1,00$	266 fractures contaminées
$\sigma=0,10$	305 fractures contaminées

On simule par ailleurs un traçage dans 3 réseaux 1/4 cylindriques de rayon 14 mètres (conditions aux limites présentées sur la figure II.12), et de longueur 40 mètres, caractérisés par des géométries identiques mais des écarts-types σ différents: $\sigma = 0, 1, \sigma = 1$ et $\sigma = 1,85$. La passe d'injection est à 5,50 mètres du centre de la galerie. La figure II.15 visualise la localisation des particules aboutissant dans la galerie, pour les trois valeurs de σ .

Ces simulations nous montrent que l'un des cheminements contribue de plus en plus à l'écoulement quand σ augmente: 2% du traceur se déverse à l'abscisse 25m de la galerie

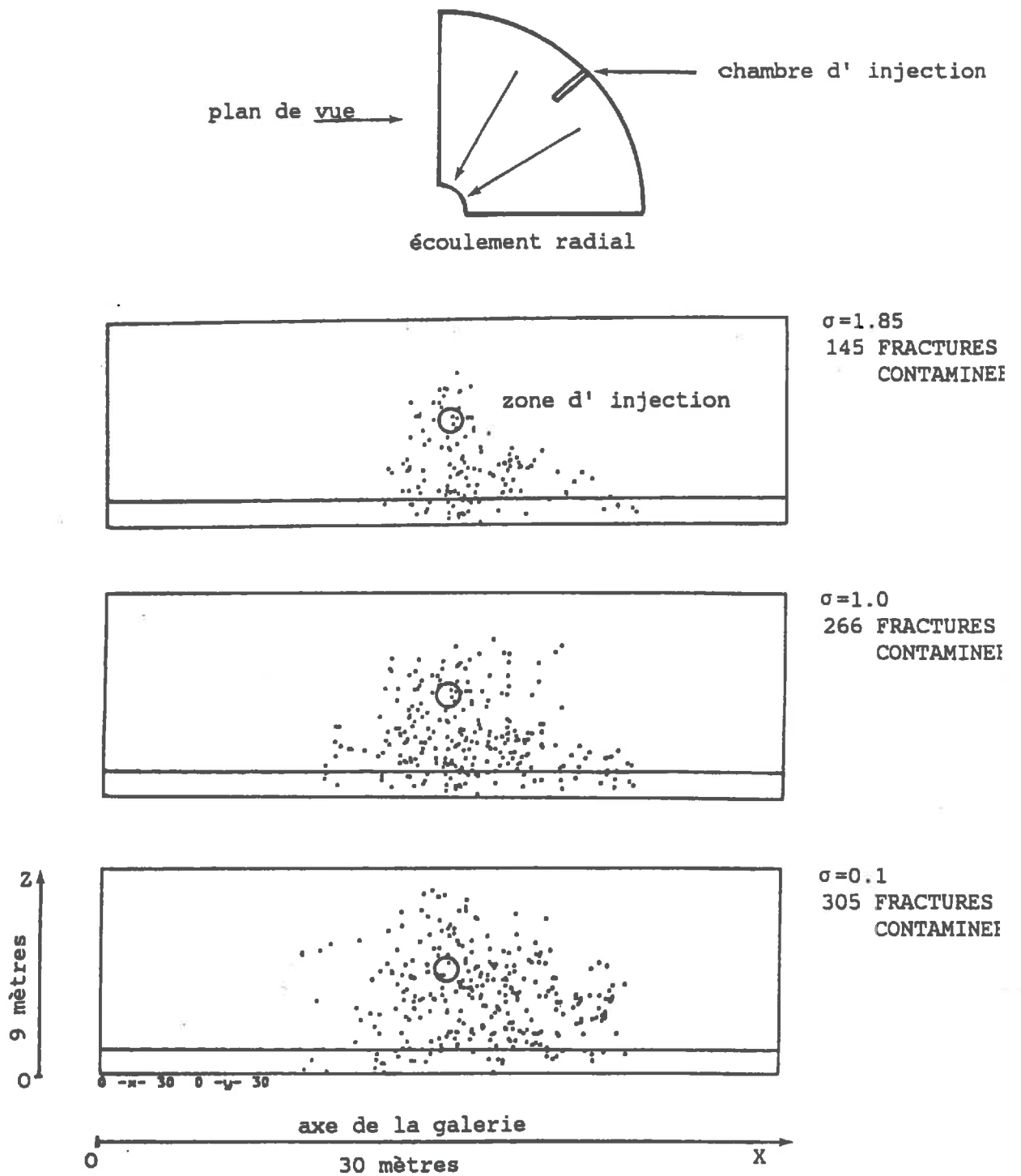


Figure II.14 Etude de la contamination en fonction de σ

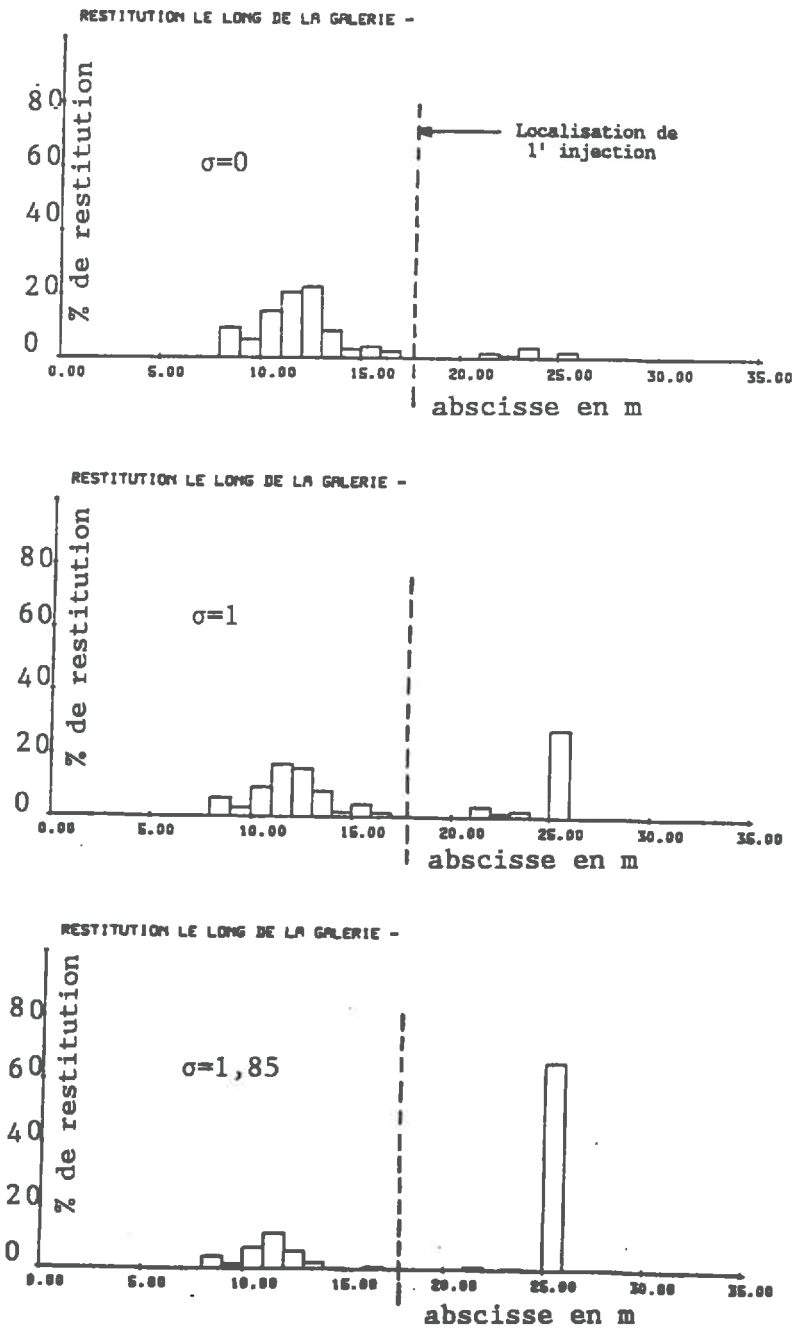


Figure II.15 Etude de la chenalisation en fonction de σ

quand $\sigma = 0,1$, et 65% quand $\sigma = 1,85$. On observe bien ici un phénomène de "chenalisation" de l'écoulement.

Un dernier test montre encore l'apparition de cheminements préférentiels quand l'hétérogénéité des conductivités intégrées augmente: on simule l'injection de 1000 particules sur la face d'un cube de 15 mètres de côté (conditions aux limites sur la figure II.16), pour quatre valeurs différentes de σ .

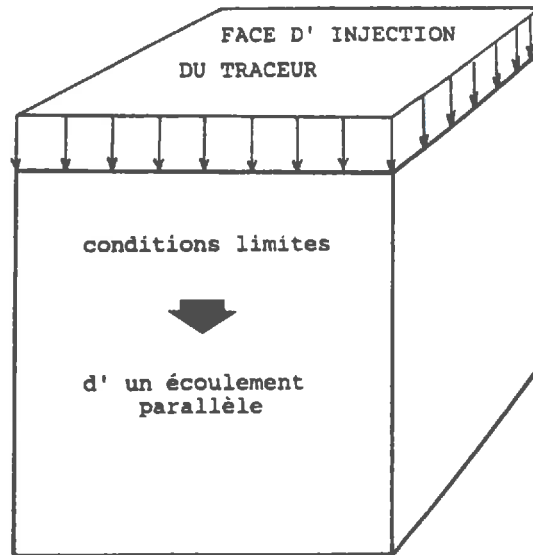


Figure II.16. Condition aux limites pour la simulation d'une injection plane

On dénombre les cheminements différents empruntés par les particules, ainsi que les particules ayant emprunté le cheminement le plus fréquent parcouru:

σ	nombre de chemins différents	nombre de particules ayant emprunté le chemin le plus fréquent
0	857	16
0,1	850	22
1	718	67
1,8	485	113

Tableau II.2.

Ceci montre bien la diminution du nombre de cheminements quand σ augmente, ainsi que le confinement des particules dans quelques cheminements préférentiels.

Étalement de la courbe de restitution

Par une autre série de tests, on cherche à vérifier l'étalement des courbes de restitution quand σ augmente. Cette fois, les simulations représentent une injection sur toute la face "entrante" de 15 cubes de 20 mètres de côté soumis à un écoulement parallèle (conditions aux limites présentées sur la figure II.16). Ces simulations sont effectuées pour deux valeurs de σ : $\sigma = 1,85$ et $\sigma = 0,1$. Pour chacune d'elles, on détermine la date d'arrivée du pic et la durée de l'épisode de restitution, défini comme la durée séparant la première arrivée d'une particule et la date du seuil de 90% de restitution. Ces valeurs sont classées sous la forme de deux histogrammes présentés sur la figure II.17.

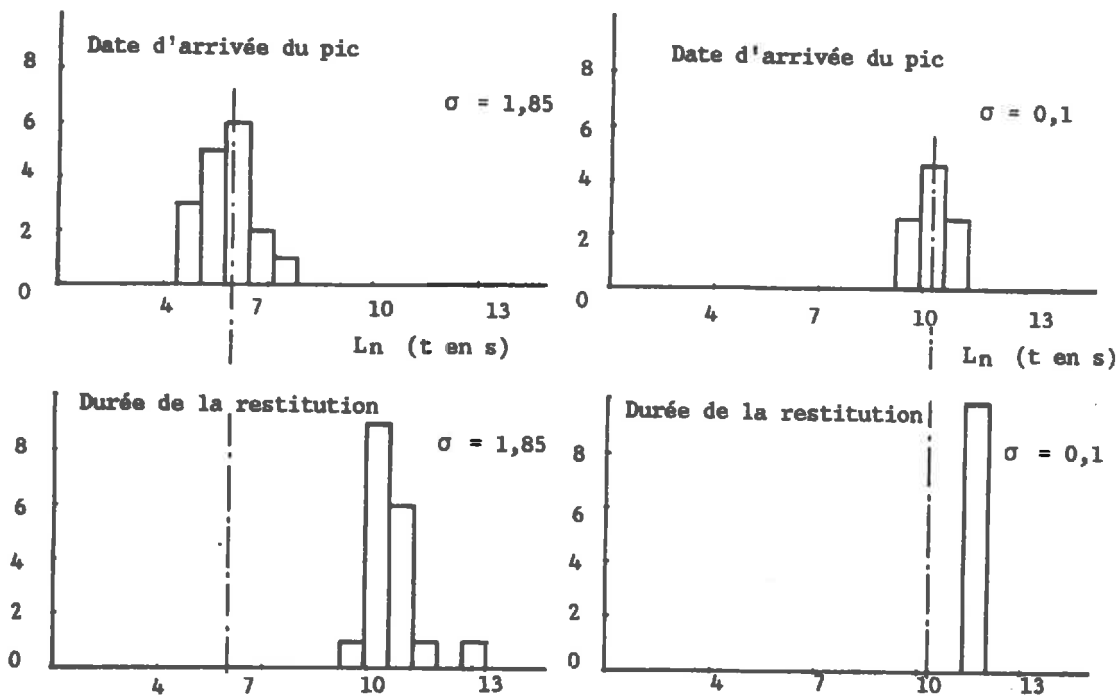


Figure I.17. Influence de l'écart-type σ sur l'étalement de la restitution par rapport à la date d'arrivée du pic

On observe les résultats suivants:

- $\sigma = 1,85$: l'épisode de restitution est en moyenne 50 fois plus long que le temps d'arrivée du pic
- $\sigma = 0,1$: l'épisode de restitution est en moyenne 4 fois plus long que le temps d'arrivée du pic de restitution

La restitution est donc beaucoup plus concentrée autour du pic, dans le cas d'un écart-type faible. Ceci confirme une fois encore que la dispersion des vitesses apparentes des particules dans le milieu est très sensible à l'hétérogénéité des conductivités intégrées.

Conclusion

L'écart-type des conductivités intégrées des fractures est un facteur de "chenalisation" des écoulements. Quand σ augmente, l'écoulement s'établit dans un nombre restreint de chenaux préférentiels et le nombre de fractures contaminées diminue. La dispersion des vitesses moyennes de migration des particules augmente. Ceci se traduit par une distorsion des courbes de restitution; la queue devient très importante par rapport à la date d'arrivée du pic.

CONCLUSION

Les paramètres du modèle de transport agissent de manières distinctes sur les caractéristiques des restitutions:

- La dispersivité microscopique agit en lissant les courbes de restitution, mais sans les déformer dans leur ensemble.
- Le coefficient de ralentissement des particules, traduisant l'écart de porosité entre le modèle à liens tubulaires et le cas réel des réseaux de chenaux aux formes complexes, effectue deux affinités sur les courbes de restitution, l'une suivant l'axe des temps et l'autre suivant l'axe des concentrations.

En revanche, ces deux paramètres n'effectuent pas de distorsion des courbes de restitution: les proportions entre date d'arrivée du pic, durée de l'épisode de restitution, date de restitution totale d'un pourcentage donné de particules ou date d'arrivée de la particule la plus rapide sont conservées, quel que soit le choix des paramètres du modèle de transport.

Ils n'agissent pas sur la dispersion cinématique macroscopique. Ils n'agissent pas sur la dispersion cinématique macroscopique.

Les paramètres du modèle hydraulique, par contre, sont déterminants de l'étalement des courbes de restitution et de la proportion des fractures contaminées par les traceurs. L'écart-type des conductivités intégrées des liens détermine l'importance de la "traînée" de l'épisode de restitution, et agit comme un facteur de "chenalisation" de l'écoulement. C'est σ qui détermine la dispersion macroscopique dans le milieu.

4. CALAGE DES PARAMETRES DU MODELE DE TRANSPORT

Le coefficient de ralentissement et la dispersivité microscopique ne sont pas des grandeurs directement observables sur le terrain, au même titre que les paramètres du modèle hydraulique. C_r et α intègrent plusieurs phénomènes et leur définition est liée aux principes de modélisation. Par exemple, le coefficient de ralentissement C_r est une grandeur qui permet d'établir une relation entre les cheminements hydrauliques réels et leur représentation abstraite par un réseau de liens cylindriques. Il est clair qu'aucune mesure in situ ne peut livrer directement la valeur de C_r .

Les paramètres C_r et α sont obtenus par calage du modèle de transport sur les tests de traçage réalisés sur le site de Fanay-Augères. Le calage consiste à ajuster ces paramètres afin de pouvoir reproduire, à l'aide du modèle, les migrations observées in-situ. Notons que la distribution des conductivités intégrées est maintenant considérée comme une constante du modèle de transport.

4.1 RESULTATS DES EXPERIENCES DE TRACAGE

Les expériences de traçage réalisées à Fanay-Augères sont décrites dans le chapitre II.1. Les courbes de restitution des différents traceurs aux trois points de prélèvement sont présentées dans les figures II.18, II.19 et II.20. Les différents traçages et leurs principaux résultats sont indiqués dans les tableaux II.2, II.3, II.4 et II.5.

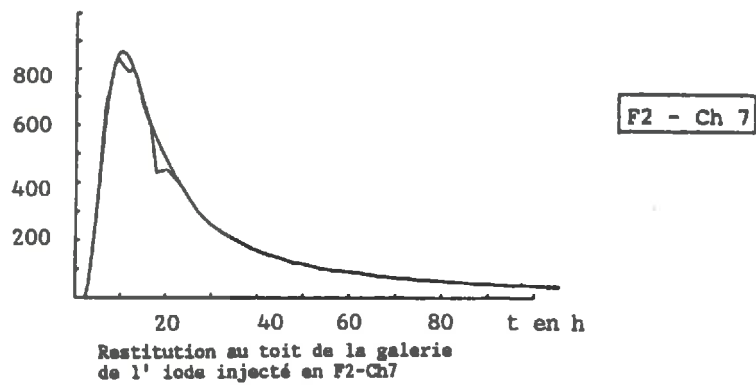
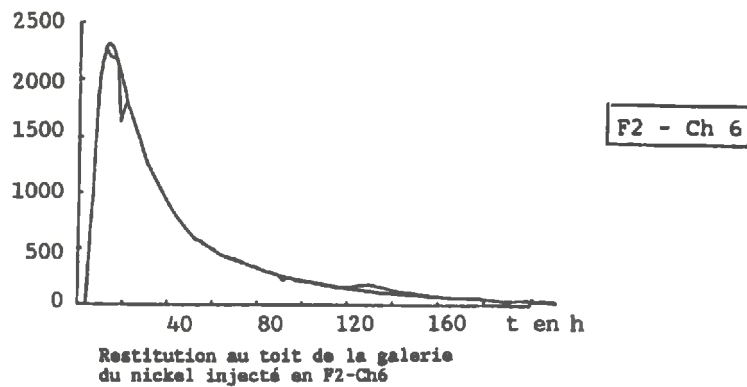
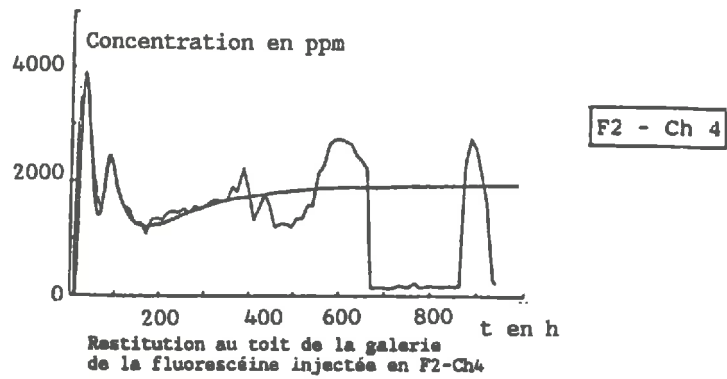


Figure II.18 Restitutions au toit de la galerie

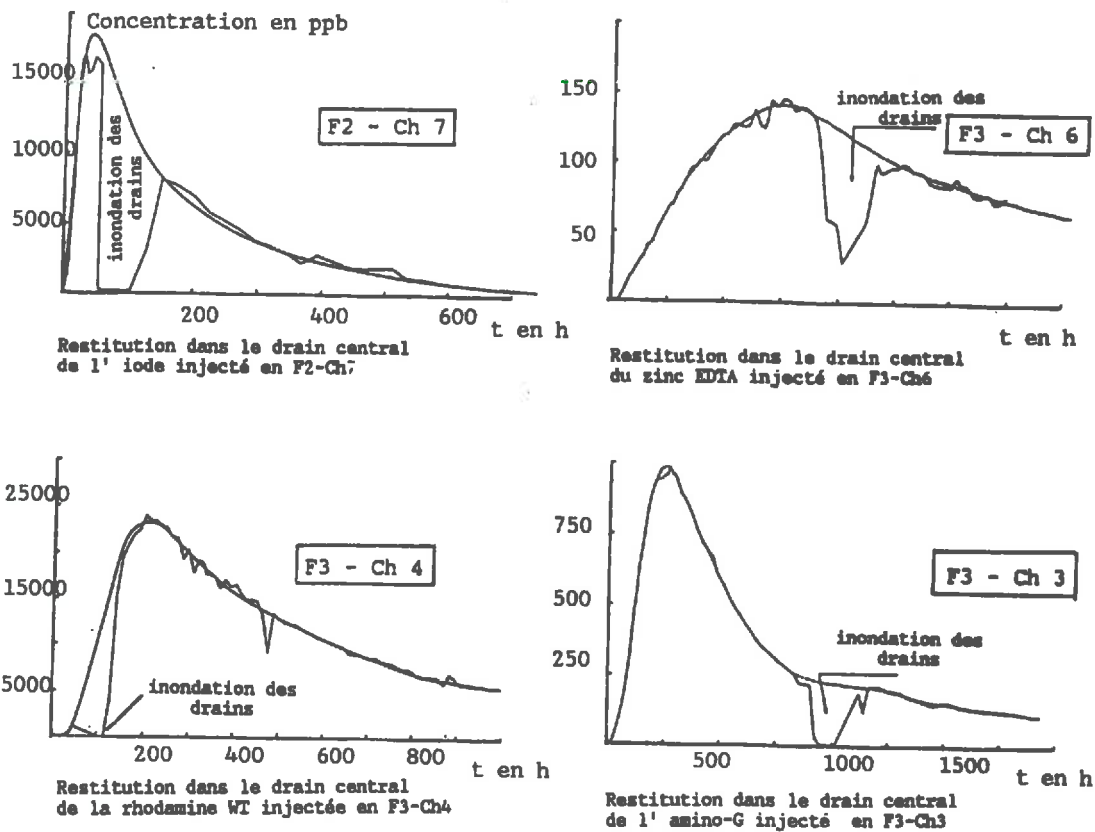


Figure II.19. Restitutions dans le drain central (point B sur la figure I.3)

On y observe en particulier les points suivants:

- La partie supérieure du volume expérimental présente des temps de transfert des traceurs de l'ordre de quelques heures pour un parcours d'une dizaine de mètres. Dans la partie inférieure du domaine, les transferts sont approximativement dix fois plus lents. Cette différence est à l'existence de gradients hydrauliques moins élevés en-dessous de la galerie qu'au-dessus.
- Les quantités de traceur restituées dans la galerie sont très faibles vis-à-vis des quantités injectées.
- La migration des traceurs semble très sensible aux propriétés du réseau dans l'environnement immédiat des chambres d'injection. Par exemple, certaines chambres semblent quasi-imperméables et le traceur y stagne. A l'inverse, la chambre F3-Ch7 est reliée à la galerie par un court-circuit qui crée des transferts quasi-instantanés. De même, la chambre F2-Ch4 est reliée à la chambre F2-Ch5, ce qui perturbe les transports dans ce voisinage.

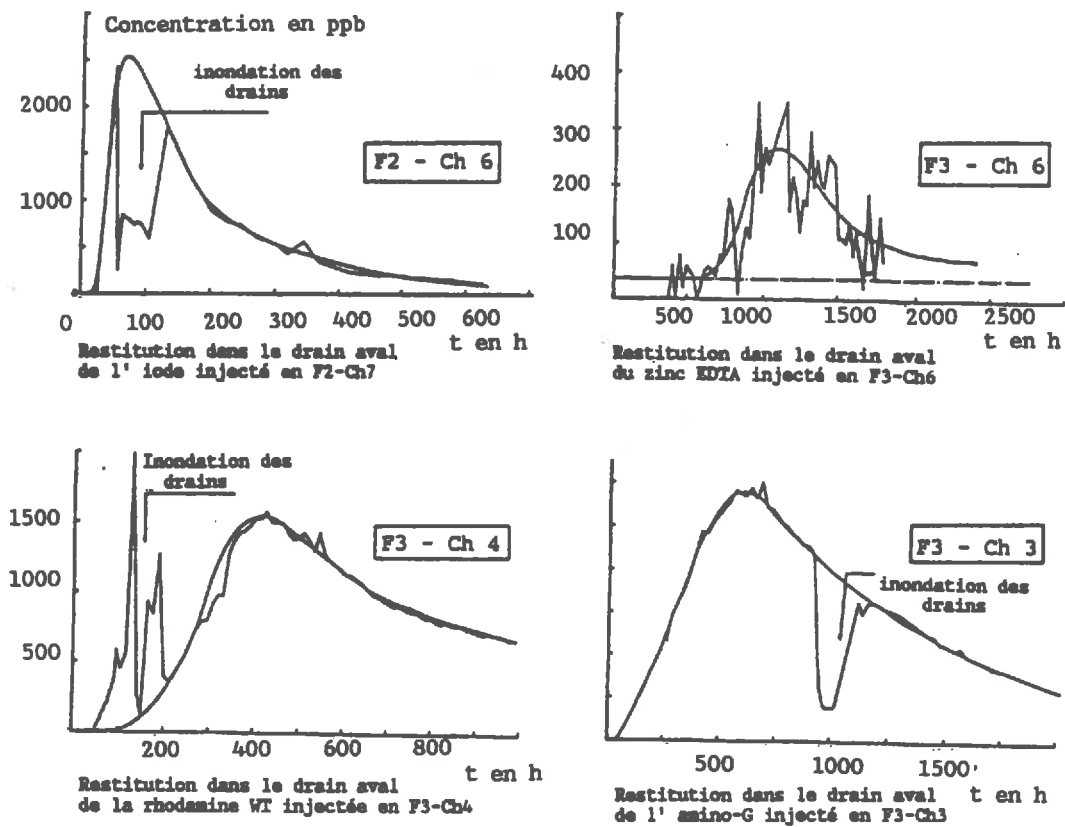


Figure II.20. Restitutions dans le drain aval (point C sur la figure I.3)

- Des circulations parallèles à la galerie sont mises en évidence par des mesures de concentration effectuées dans des chambres du forage F4, situé dans le plan des forages F2 et F3 (voir figure I.3).

Il n'est pas possible de faire ici une analyse statistique des courbes de restitution comme il avait été fait avec les essais d'eau. Les traçages n'ont pas été réalisés en nombre suffisant pour qu'il soit possible d'aborder leur étude par une approche stochastique.

Mise à part l'injection effectuée en F3-Ch4, les restitutions observées ont des formes régulières en "pic", présentant une forte "traînée" aux temps longs.

Les temps d'arrivée du maximum de concentration sont reportés sur les tableaux II.2 à II.5. Ils sont de l'ordre d'une dizaine d'heure pour les restitutions au toit de la galerie. Les traceurs concernés ont été injectés dans des chambres proches de la galerie (5,5m et 12,5m). Dans le drain aval, le temps d'arrivée du maximum de concentration augmente avec la distance au point d'injection et s'étale entre 70 et 600 heures. Pour l'injection F3-Ch6,

Chambre d'injection	F2-Ch.7	F2-Ch.6	F2-Ch.4	F2-Ch.3	F2-Ch.1
Distance à la galerie (m)	5,5 ± 2,5	12,5 ± 2,5	26,5 ± 2,5	33,5 ± 2,5	47,5 ± 2,5
Traceur injecté	Iode Na	Nickel E.D.T.A.	Fluorescéine	Rhodamine (Wt)	Zinc E.D.T.A.
Date de l'injection	19.10.85	19.10.85	19.10.85	19.12.85	19.10.85
Temps d'arrivée (h)	2,5	3,5	10	-	-
Temps du maximum de concentration (h)	10,5	12,8	29	-	-
Durée d'observation (h)	978	349	942	1000	1000
Taux de restitution	13 %	6 %	0,001 %	0 %	0 %

Tableau II.2. Restitutions au toit de la galerie

la durée d'arrivée du pic est exceptionnellement longue pour une faible distance à la galerie : 1080 heures. Dans le drain central, les temps du maximum de concentration varient entre 35 et 260 heures quand la distance au point d'injection augmente. On constate à nouveau le transfert très lent du traceur injecté en F3-Ch6 : Le maximum de concentration est atteint 750 heures après l'injection .

En général, les épisodes de restitution n'ont pas été observés dans leur totalité. Les mesures de concentration ont été interrompues avant que le traceur ne disparaisse complètement des eaux collectées. Les mesures sont cependant suffisantes pour déterminer un ordre de grandeur de la durée des épisodes de restitution. En observant les figures II.18 à II.20, on constate que la restitution dure environ 100 fois plus longtemps que le laps de temps nécessaire à l'arrivée du pic de concentration. Ceci est vérifié pour toutes les restitutions, mise-à-part celle qui provient de l'injection en F2-Ch4 perturbée par la configuration locale du milieu.

Chambre d'injection	F2-Ch.7	F2-Ch.6	F2-Ch.4	F2-Ch.3	F2-Ch.1
Distance au point de mesure (m)	$(5,5 \pm 2,5) + 12,5$	$(12,5 \pm 2,5) + 12,5$	$(26,5 \pm 2,5) + 12,5$	$(33,5 \pm 2,5) + 12,5$	$(47,5 \pm 2) + 12,5$
Traceur injecté	Iode Na	Nickel E.D.T.A.	Fluorescéine	Rhodamine (Wt)	Zinc E.D.T.A
Date de l'injection	19.09.85	19.09.85	19.09.85	19.12.85	19.10.85
Temps d'arrivée (h)	2,5	3,5	10	-	-
Temps du maximum de concentration (h)	33,5	Trop dilué - limite de la détection		-	-
Durée d'observation (h)	628	628	942	1000	1000
Débit moyen du drain ($l.mn^{-1}$)	1	1	1	0,4	1
Taux de restitution	45 %	$\geq 6 \% *$	$\geq 0,001 \% *$	0 %	0 %

* Valeurs des taux de restitutions dans l'eau collectée au toit de la galerie et déversée dans le drain central

Tableau II.2. Restitutions dans le drain central

Les essais de traçage fournissent des résultats erratiques, mettant en évidence l'hétérogénéité du milieu. Il est regrettable que les tests, effectués en nombre restreint, ne permettent pas de quantifier cette hétérogénéité en termes statistiques.

4.2 CALAGE DES PARAMETRES

La difficulté théorique que nous cherchons à résoudre ici est la suivante: pour un essai de traçage donné, notre modèle peut fournir une infinité de réalisations possibles du milieu, donc une infinité de courbes de restitution possibles. Il est donc a priori non significatif de comparer l'expérience réelle avec l'une quelconque de ces réalisations, et de caler sur celle-là seulement les paramètres C_r et α . Si nous cherchons malgré tout à comparer une

Chambre d'injection	F3-Ch.7	F3-Ch.6	F3-Ch.4	F3-Ch.3	F3-Ch.1
Distance au point de mesure (m)	$(5,5 \pm 2,5) + 12,5$	$(12,5 \pm 2,5) + 12,5$	$(26,5 \pm 2,5) + 12,5$	$(33,5 \pm 2,5) + 12,5$	$(47,5 \pm 2,5) + 12,5$
Traceur injecté	Amino G	Zinc E.D.T.A.	Rhodamine (Wt)	Amino G	Iode INa
Date de l'injection	19.09.85	19.12.85	19.09.85	19.12.85	19.12.85
Temps d'arrivée (h)	Déversement à l'injection	43	15	18	-
Temps du maximum de concentration (h)	-	744	173	260	-
Durée d'observation (h)	3967	2039	985	1933	1000
Débit moyen du drain ($l.mn^{-1}$)	1	0,5	1	0,5	0,5
Taux de restitution	< 0,1 % (pertes inj. \approx 50 %)	14 %	5 %	0,009 %	0 %

Tableau II.4. Restitutions dans le drain central (suite)

seule expérience avec un ensemble de réalisations, il est a priori arbitraire de décider que l'expérience unique doit représenter une sorte de moyenne de ces réalisations.

Notre approche est de dire que si la comparaison d'une seule expérience avec un ensemble de réalisations n'est pas significative, en revanche la comparaison de plusieurs expériences simultanément avec l'ensemble des réalisations qui leur correspond revêt à nouveau un caractère statistique qui permet l'inférence. Il est évident que plus le nombre d'expériences utilisées est important, plus grande sera la confiance dans les résultats du calage.

Le principe de calage que nous proposons est le suivant: on effectue plusieurs simulations de chacune des expériences de traçage, dans différentes réalisations du réseau. On détermine ainsi une gamme de réponses possibles du modèle à la simulation de chacun des traçages. Les deux paramètres du modèle de transport sont ajustés de manière à ce que les gammes de réponses fournies par les simulations englobent simultanément les réponses réelles observées in-situ.

Chambre d'injection	F2-Ch.7	F3-Ch.6	F3-Ch.4	F3-Ch.3
Distance au point de mesure (m)	(5,5 ± 2,5)	(12,5 ± 2,5) + 12,5 m drain central	(26,5 ± 2,5) + 32,5 m drain aval	33,5 ± 2,5
Traceur injecté	Iode INa	Zinc E.D.T.A.	Rhodamine (Wt)	Amino G
Date de l'injection	19.09.85	19.12.85	19.09.85	19.12.85
Temps d'arrivée (h)	17	570	50	46
Temps du maximum de concentration (h)	69	1080	420	600
Durée d'observation (h)	633	2480	990	2000
Débit moyen du drain (l.mn ⁻¹)	1	0,4	1	0,4
Taux de restitution	6,6 %	9 %	0,4 %	0,007 %

Tableau II.5. Restitutions dans le drain aval

4.2.1 Les critères de calage

Le coefficient C_r détermine l'échelle de temps des migrations des particules dans le modèle, comme l'a montré l'étude de sensibilité. Le calage de C_r porte donc sur ces échelles de temps, observées in-situ. La date d'arrivée des pics de restitution constitue une mesure de cette grandeur. Elle présente l'avantage d'être aisément accessible à partir des mesures. Notons que la date de première arrivée du traceur ou la durée des épisodes de restitution constituent elles aussi des mesures de cette échelle de temps, mais sont plus délicates à déterminer.

La dispersivité α a un impact peu marqué sur la forme globale des restitutions simulées, dans la gamme des valeurs qui lui sont attribuées. α est plutôt ajusté empiriquement que calé à proprement parler. L'objectif du calage se limite à ce que les courbes de restitution simulées aient l'aspect lisse des courbes expérimentales.

La méthode de calage de Cr se déroule en pratique de la façon suivante: les simulations d'un test de traçage donné, réalisées avec un coefficient de ralentissement $Cr = 1$ fournissent un ensemble de dates d'arrivée du pic de restitution qui sont classées sous la forme d'un histogramme. La valeur de Cr est ensuite ajustée de telle sorte que les valeurs expérimentales de date d'arrivée du pic soient simultanément les plus proches possibles de la partie centrale de leur histogramme correspondant, tous corrigés avec le même Cr . Numériquement, le critère de calage est le suivant:

$$(II.29) \quad \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n (T_i - t_{ij})^2 \quad \text{minimum}$$

où i est le numéro du test, T_i est la date du pic de restitution observée au cours de l'expérience i , et $t_{i,j}$ est la date du pic de restitution de la j^{eme} simulation du i^{eme} traçage.

4.2.2 Calage et résultats obtenus

Seuls les traçages effectués à une distance modérée de la galerie sont simulés, car les calculs hydrauliques nécessaires sont limités à des domaines de volume inférieur à 10 000 m³. Par ailleurs, seules les expériences ayant fourni des résultats aisément interprétables sont utilisées pour ce calage, afin de ne se baser que sur des données fiables, pouvant servir de référence. Les expériences retenues pour le calage sont les suivantes :

- Injection dans le forage F2, Chambre 7
- Injection dans le forage F2, Chambre 6
- Injection dans le forage F3, Chambre 6
- Injection dans le forage F3, Chambre 4

Les simulations sont effectuées en cherchant à reconstituer le plus fidèlement possible les conditions expérimentales, tout en réduisant au maximum le coût des calculs engagés afin d'étudier un grand nombre de réalisations.

Les domaines de simulation ont la forme d'un quart de cylindre horizontal. L'axe de ce cylindre correspond à l'axe de la galerie (voir figure I.21). Le rayon du cylindre est déterminé en fonction de la distance entre la galerie et la chambre d'injection, de manière que celle-ci soit entièrement comprise dans le domaine. Pour la simulation de l'injection en F3-Ch4, les dimensions du domaine sont légèrement réduites par rapport à la réalité afin de ne pas

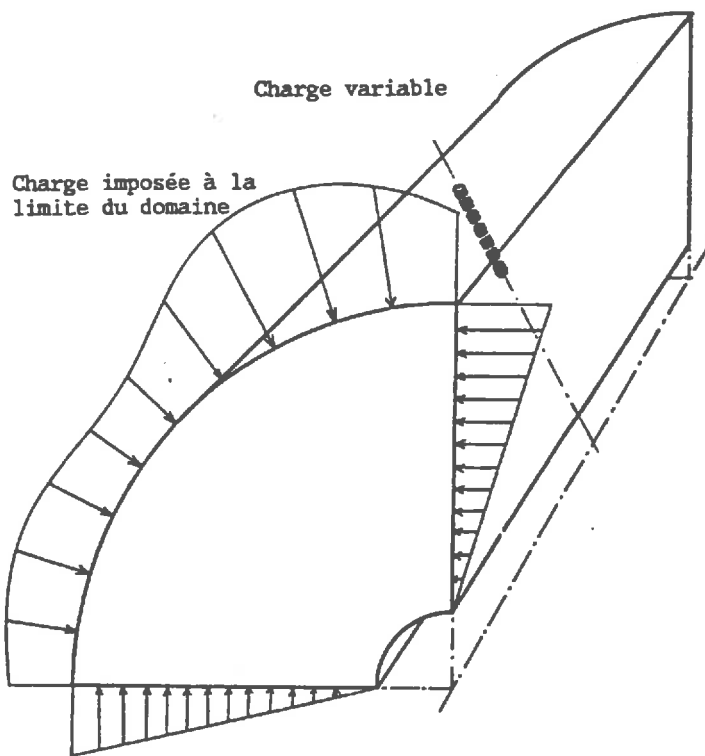


Figure I.21. Domaine de simulation et conditions aux limites utilisés pour représenter les essais de traçage

dépasser les limites de temps de calcul et de taille de mémoire imposées par le ordinateur utilisé, pourtant déjà très puissant (NAS9080 et IBM3850/A2).

Pour respecter au mieux les conditions expérimentales, les charges imposées aux limites du domaine sont interpolées à partir des mesures piézométriques autour de la galerie. Ceci permet de tenir compte des cheminements préférentiels court-circuitant éventuellement la galerie pour rejoindre la zone de drain observée dans la partie inférieure du domaine d'étude. Ce type de conditions crée des fuites (ou des apports) en certains points des limites du domaine. Lorsqu'une particule quitte le domaine par l'un de ces points de fuite, elle est perdue et n'est pas réincorporée dans le réseau. A chaque simulation il est possible de déterminer un taux de restitution qui est le rapport entre le nombre de particules restituées au point étudié et le nombre total de particules injectées dans le milieu.

La chambre d'injection est représentée par un segment de 5 mètres de long, ce qui correspond à sa longueur réelle. Les particules démarrent des centres des fractures connectées à ce segment.

Les simulations effectuées se répartissent de la façon suivante :

- 20 simulations de l'injection dans la chambre 7 - forage F2
- 18 simulations de l'injection dans la chambre 6 - forage F2
- 19 simulations de l'injection dans la chambre 6 - forage F3
- 10 simulations de l'injection dans la chambre 4 - forage F3

Les simulations de l'injection en F3-Ch4 conduisent à la résolution d'un système linéaire de 20 000 inconnues. Le problème est résolu en une quinzaine de minutes de calcul sur la machine utilisée et occupe une mémoire de 32 méga-octets. Remarquons que les calculs d'écoulement ainsi que les simulations des transports sont effectués en négligeant les liens les moins conducteurs, de très faible volume. Ceux-ci constituent en fait des "pièges" pour les particules, et l'on sous-estime très légèrement la queue de la restitution en n'en tenant pas compte dans les calculs.

Les 57 simulations d'injections de traceur fournissent des courbes de restitution de forme unimodale en général. Les dates des pics de restitution obtenues pour chacune de ces simulations sont classées par expérience représentée, sous la forme d'histogrammes présentés sur la figure II.22 sur laquelle sont aussi représentées les dates des pics observés dans l'expérience réelle.

4.2.3 Valeurs calées des paramètres

Valeur de la dispersivité microscopique

Plusieurs simulations de transport dans des réseaux identiques caractérisés par des dispersivités microscopiques différentes montrent que le choix $\alpha = 0,8m$ permet de lisser les courbes et de les rendre en général unimodales. Ceci n'est cependant pas vérifié pour l'ensemble des 57 simulations servant au calage. Toutefois, une restitution multimodale n'est pas nécessairement exclue dans la réalité. Notons que $\alpha = 0,8m$ reste une valeur suffisamment faible pour que la méthode de simulation de la dispersion dans les fractures reste acceptable. Ces considérations nous ont conduits à fixer:

$$(II.30) \quad \alpha = 0.8m$$

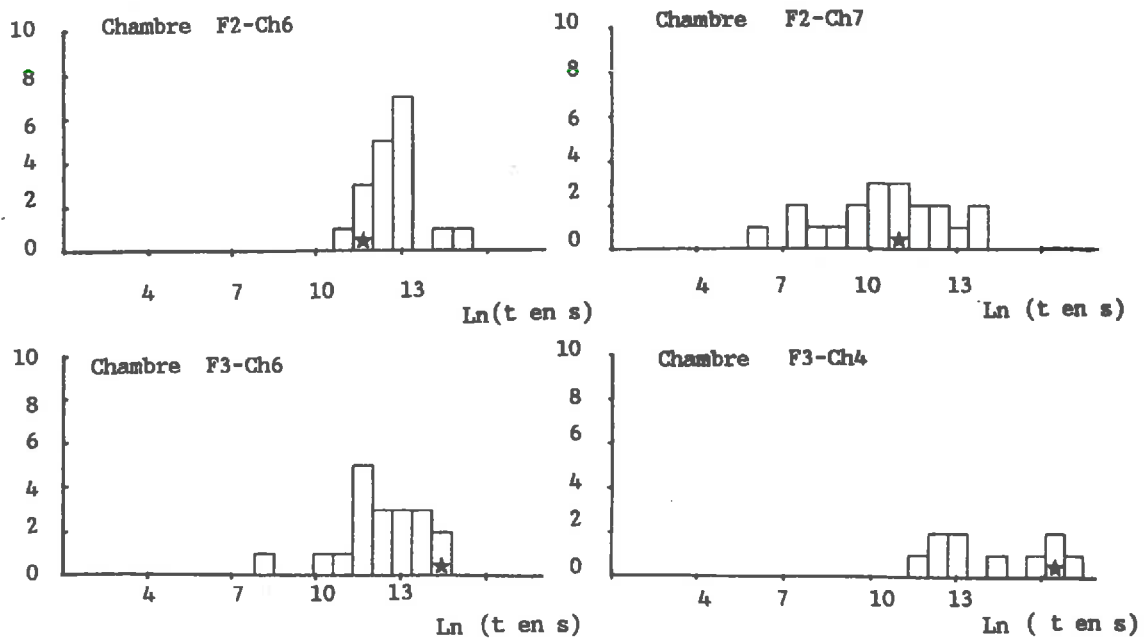


Figure II.22. Positions relatives des temps d'arrivée des pics de restitution dans les simulations et dans l'expérience, avant calage de Cr . Les grandeurs mesurées sur le terrain sont notées \star

Valeur du coefficient de ralentissement

Une variation du coefficient de ralentissement des particules provoque une translation des quatre histogrammes présentés au paragraphe précédent. Le calage revient donc à chercher l'amplitude de la translation qui permet de minimiser la grandeur II.29. Cet objectif est atteint pour la valeur suivante:

$$(II.31) \quad Cr = 32$$

Une plage importante du coefficient Cr est en fait acceptable. L'incertitude sur Cr est d'un facteur 2 environ. Ceci tient au fait que nous nous sommes limités à un nombre restreint de simulations. Il est clair qu'en dehors de toute limitation du nombre de simulations, il serait possible d'effectuer un calage plus fin de Cr . Notons cependant que le peu de données utilisées pour ce calage ne justifie pas un calage très précis du paramètre Cr . La figure II.23 présente les histogrammes des pics de restitution des simulations effectuées en prenant $Cr = 32$, ainsi que les dates réelles observées au cours des expériences.

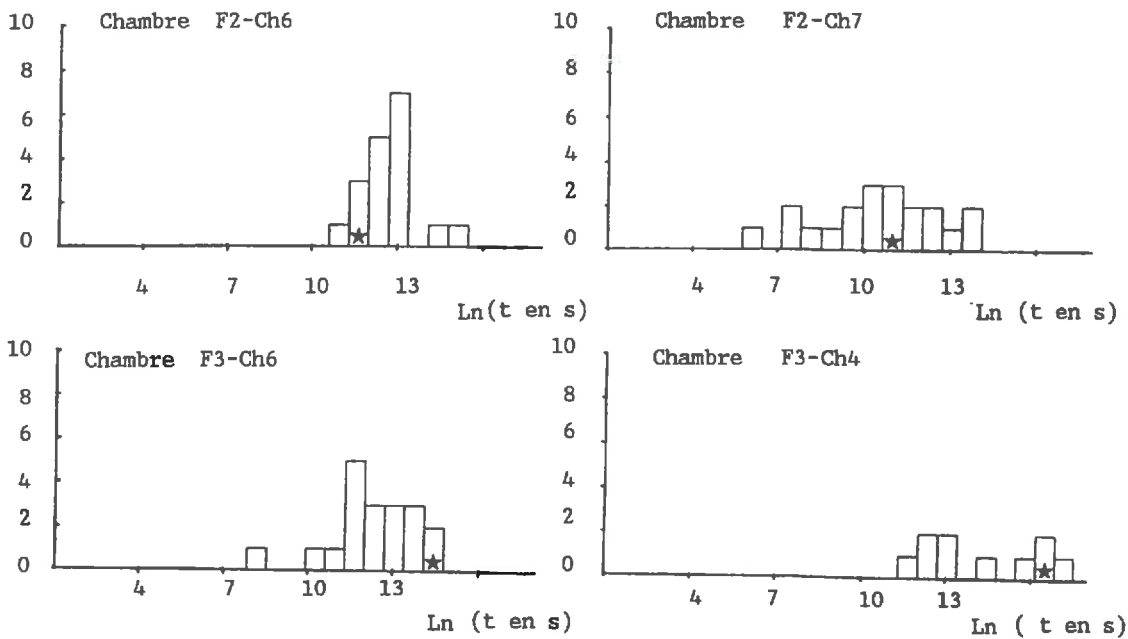


Figure II.23. Positions relatives des temps d'arrivée des pics de restitution dans les simulations et dans l'expérience, après calage de Cr . Les grandeurs mesurées sur le terrain sont notées \star

Interprétation de la valeur calée du coefficient de ralentissement

La valeur $Cr = 32$ signifie que le volume total offert aux circulations dans le milieu réel est en moyenne 32 fois plus élevé que le volume cumulé des liens du modèle, assimilés à des tubes lisses et rectilignes. Conformément aux résultats du paragraphe 2.2.2, il suffit par exemple d'envisager que chaque chenal du modèle représente en fait 4 chenaux, 4 fois plus longs, placés en parallèle, pour expliquer ce ralentissement de 32. Il est encore plus facile d'interpréter ce ralentissement si l'on suppose que les chenaux réels présentent des volumes morts qui accroissent le volume offert au fluide sans augmenter pour autant la perméabilité des conduits.

Examinons maintenant si ce coefficient de ralentissement pourrait provenir du fait que l'écoulement dans les fractures s'effectue en nappe plutôt que dans un réseau de chenaux privilégiés.

Supposons que les liens du modèle représentent en fait des "rubans" joignant les segments intersections. Ces rubans schématisent l'espace quasi-bidimensionnel séparant les parois (supposées lisses) de la fracture. Nous avons vu au paragraphe 2.2.2 que le rapport

des temps de parcours associés aux deux configurations de conduits est le suivant (voir figure II.10):

$$(II.32) \quad \frac{T_{tube}}{T_{ruban}} = 1,9 \left(\frac{R}{l} \right)^{2/3}$$

Le rapport entre l'épaisseur du ruban et le rayon du tube de même conductivité intégrée s'écrit:

$$(II.33) \quad \frac{e}{R} = 1,7 \sqrt{\frac{R}{l}}$$

Dans le cas de notre modèle, les rayons des tubes réguliers représentant les liens sont d'un ordre de grandeur de 0,05mm . Le diamètre des fractures étant de 1 mètre environ, on peut envisager une largeur du ruban d'écoulement joignant deux intersections de 50 cm. En appliquant ces valeurs numériques aux résultats mentionnés ci-dessus, on obtiendrait des écoulements 4000 fois plus lents dans les rubans que dans les tubes, et des épaisseurs de fractures de $8 \cdot 10^{-6} m$. Ceci signifie qu'un modèle d'écoulement bidimensionnel dans les fractures entraînerait des vitesses de déplacement des particules bien plus faibles que ce qui est observé sur le site. Par ailleurs, les ouvertures équivalentes des fractures dans l'hypothèse d'un écoulement plan paraissent faibles par rapport à ce que l'on peut envisager dans le milieu réel.

Un écoulement chenalisé dans les plans des fractures semble donc plus vraisemblable qu'un écoulement plan, réparti sur toute la surface de la fracture.

4.3 CONCLUSION

Le succès du calage montre que le modèle est capable de rendre compte du comportement erratique des migrations de particules observées à l'échelle décamétrique sur le site de Fanay-Augères. Il permet maintenant de simuler le transport des particules à l'échelle de temps où elles s'effectuent dans le milieu. Néanmoins, le calage n'a modifié que cette échelle de temps, mais n'a pas agi sur la répartition relative des vitesses dans les différents liens du modèle. Remarquons cependant que la méthode de calage employée ici est moins

satisfaisante que celle développée pour le calage du modèle hydraulique, en raison du petit nombre de mesures disponibles.

Enfin, les vitesses moyennes de migration semblent incompatibles avec l'hypothèse d'un écoulement plan dans les fractures. Ce résultat semble confirmer les observations récentes du phénomène de "channelling".

5. COMPARAISON DE LA DISPERSION DANS LE MODELE ET DANS LE MILIEU REEL

L'étude de sensibilité a montré que les paramètres du modèle hydraulique, en particulier l'écart-type du logarithme des conductivités intégrées des liens, ont un impact très marqué sur la répartition des vitesses ponctuelles dans le système. Ces paramètres ont été fixés par un calage sur les propriétés hydrauliques locales du milieu, et sont considérés comme des constantes du modèle de transport. On peut alors se demander si ce calage préliminaire reste valide pour rendre compte de l'ensemble des phénomènes dispersifs propres au milieu.

Pour établir une comparaison des propriétés dispersives du milieu réel et du modèle, il est nécessaire de définir des grandeurs caractérisant ces propriétés dispersives. Au cours des tests de traçage tels que ceux menés sur le site de Fanay, le phénomène de dispersion se traduit entre autre par la distribution des dates d'arrivée des particules autour d'un temps moyen, le temps d'arrivée du pic de restitution. En particulier, les courbes de restitution présentent d'importante "queues" qui traduisent l'existence de cheminements très lents, quoique peu importants sur le plan hydraulique. La durée totale de l'épisode de restitution, définie par exemple comme la durée séparant la première arrivée d'une particule et la date à laquelle la concentration de l'eau produite s'est abaissée à 10% de sa valeur maximale, est une grandeur qui caractérise l'importance de la fourchette des vitesses moyennes de migration des particules, c'est-à-dire le phénomène de dispersion.

5.1 COMPARAISON DES DUREES DE RESTITUTION DES EXPERIENCES REELLES ET SIMULEES

Notre première vérification de l'aptitude du modèle à représenter le phénomène de dispersion cinématique va porter sur la comparaison des durées des épisodes de restitution mesurées et obtenues par simulation.

Retournons aux simulations des injections dans les chambres F2-Ch7, F2-Ch6, F3-Ch6 et F3-Ch4 en adoptant la valeur calée du coefficient de ralentissement. Les durées des épisodes de restitution correspondantes sont classées par test simulé, sous la forme d'un histogramme, comme le furent les dates d'arrivée du pic. L'histogramme obtenu de cette manière est présenté sur la figure II.24, où sont aussi visualisées les durées de restitution des traçages réalisés sur le terrain.

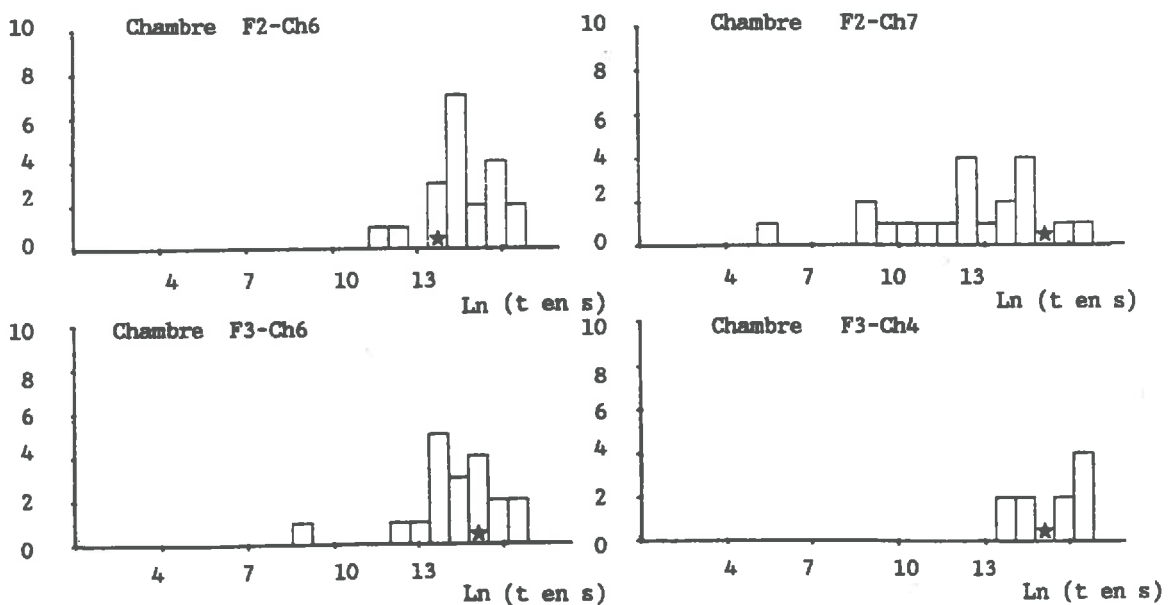


Figure II.24. positions relatives des durées de l'épisode de restitution dans les simulations et les expériences. Les grandeurs mesurées sur le terrain sont marquées *.

On observe que les histogrammes des durées de restitution des simulations "recouvrent" les valeurs estimées in situ de façon tout-à-fait satisfaisante. Le modèle de transport, calé sur

les temps d'arrivée des pics de concentration, reproduit la dispersion des vitesses moyennes de migration dans le système. Notons cependant que la plage des durées des restitutions fournies par le modèle est très large. La validation réalisée ici est donc assez grossière.

5.2 COMPARAISON DES VOLUMES ENVAHIS PAR LE TRACEUR

Le volume de milieu envahi par un traceur pour une expérience de traçage donnée est une autre grandeur permettant de caractériser le phénomène de dispersion cinématique. Il s'agit ici de dispersion transversale, c'est-à-dire perpendiculaire à la direction de l'écoulement global, alors que l'étalement des courbes de restitution caractérise surtout la dispersion longitudinale. Les mesures de terrain ne donnent pas d'idée très précise des limites des domaines contaminés par les différents traceurs injectés. On observe toutefois que le traceur injecté dans la chambre 4 du forage F3 semble se déverser en trois points précis de la galerie, concentrés sur une longueur de 10 mètres (voir figure II.25).

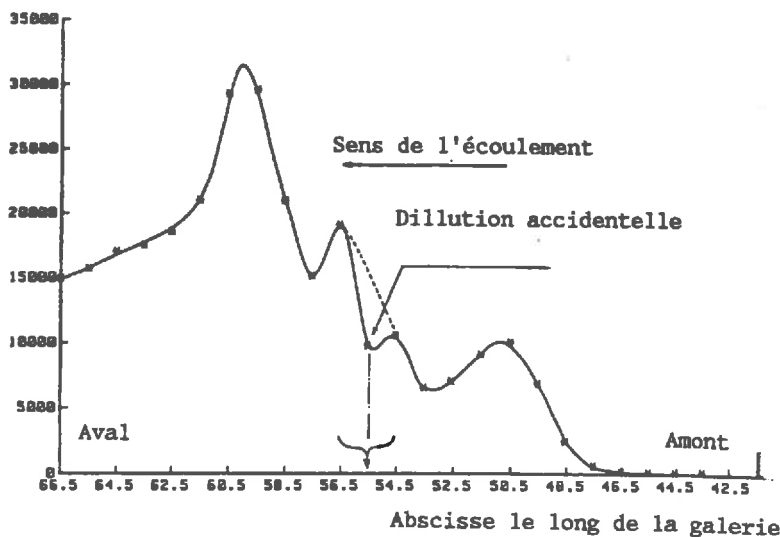


Figure II.25. Profil de concentration en Rhodamine, le long du drain central

De même, le traceur injecté dans la chambre 7 du forage F2, très proche de la galerie, est recueilli jusqu'au drain aval, situé à 15 mètres du plan des forages. La dispersion transversale semble plus importante pour ce traçage-ci que pour le précédent.

Pour estimer les volumes envahis par les particules dans les simulations de tests d'injection, on effectue quatre simulations de traçage dans un domaine étendu suivant l'axe de celle-

ci. La chambre d'injection est située à 8 mètres de l'axe de la galerie. La restitution s'étale sur une quinzaine de mètres environ (voir figure II.26), avec un phénomène de chenalisation très marqué. Cet étalement est d'un ordre de grandeur intermédiaire entre les 10 mètres de l'injection en F3-Ch4 et les 30 mètres de l'injection en F2-Ch7.

5.3 DISCUSSION - CONCLUSION

Les tests présentés ci-dessus constituent une comparaison de certaines propriétés de la dispersion hydrodynamique dans le modèle et dans le milieu réel. Le critère de comparaison des durées de la queue de la restitution par rapport à la date d'arrivée du pic est de la même nature que pour le calage du coefficient de ralentissement Cr . Les simulations produisent une gamme des durées de restitution du modèle qui "recouvre" les valeurs expérimentales de façon satisfaisante. L'imprécision sur la validation traduite par ce résultat positif est du même ordre que pour le calage de Cr . On ne pourrait conclure définitivement quant à la validité du modèle de transport que dans la mesure où la distribution des durées de restitution fournie par les simulations serait identique à la distribution équivalente, correspondant à un grand nombre d'expériences de terrain qui caractériserait la variabilité spatiale de propriétés semi-locales de la dispersion.

La comparaison de la dispersion transversale du modèle et du milieu réel est ici très approximative. Disons que la concordance entre les résultats obtenus par le modèle et ceux des expériences de terrain n'invalide pas notre modèle de transport. Les résultats sont cependant trop imprécis pour constituer une validation proprement dite.

D'autres propriétés comme le phénomène de "channelling" caractérisent la dispersion hydrodynamique des particules dans le milieu. L'étude de sensibilité du modèle nous a montré que ce channelling est très important dans le modèle. Il est malheureusement très difficile d'observer ce phénomène sur le terrain et de le comparer de façon précise avec le channelling créé par les simulations.

En définitive, nous concluons que la dispersion hydrodynamique représentée par notre modèle de transport et déterminée essentiellement par le calage préliminaire du modèle hydraulique, est cohérente avec la dispersion observée sur le terrain. Les mesures structurales et les tests hydrauliques locaux semblent donc suffire à l'étude de la nature de la dispersion hydrodynamique dans un réseau de fractures. Ceci complète la validation du calage de la distribution des conductivités intégrées des liens effectuée dans la partie I. Le champ des vitesses ponctuelles associé au modèle d'écoulement calé provoque une dispersion cinématique semblable à celle qui est observée sur le site.

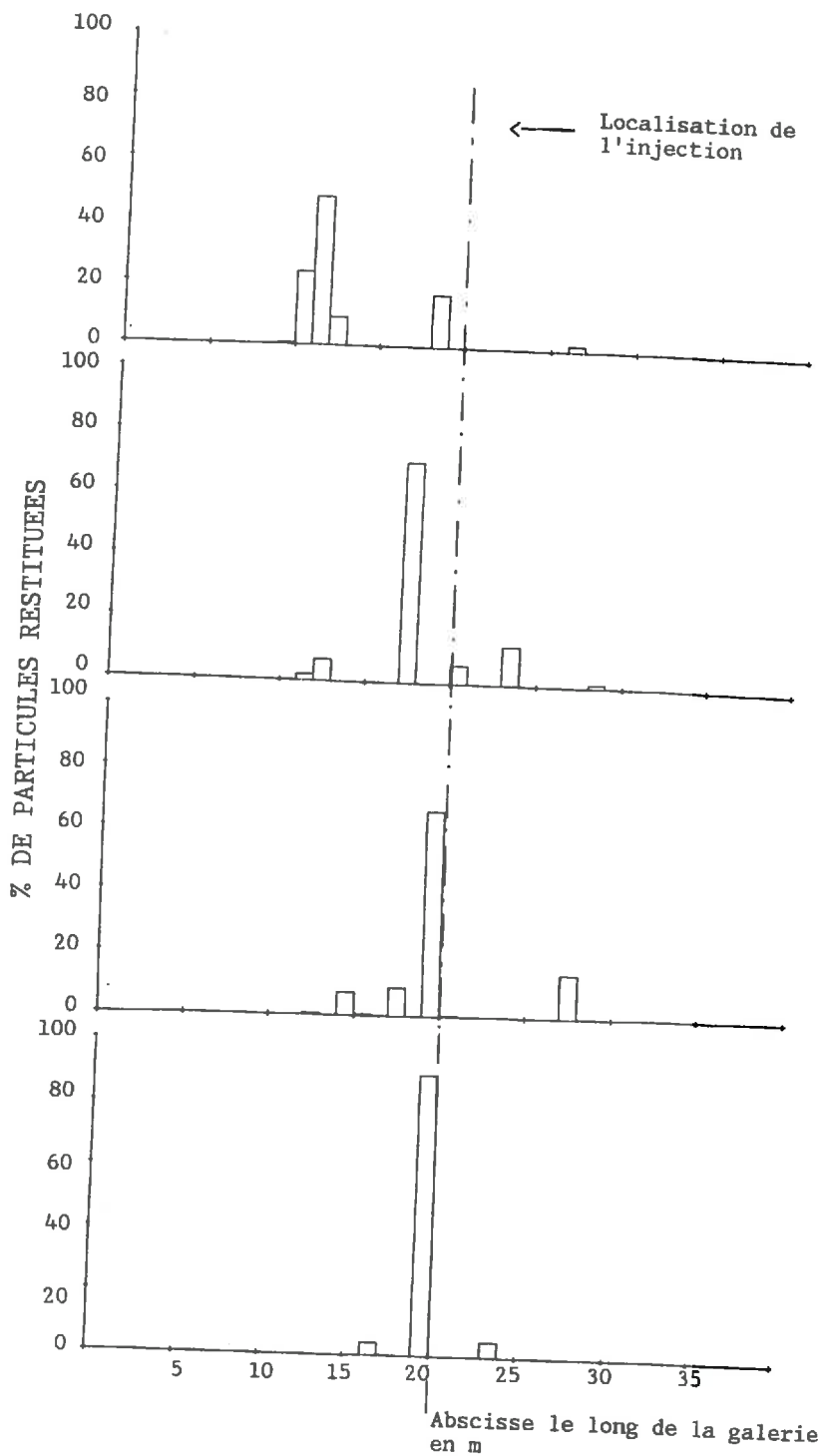


Figure II.26. Localisation des restitutions le long de la galerie, pour 4 exemples de simulation d'injection

6. MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET D'ECHELLE CONCLUSION DE L'ETUDE DES TRANSPORTS

Nous supposons maintenant que le modèle développé rend compte de la structure des vitesses ponctuelles dans le réseau de fractures de Fanay-Augères. Les tests positifs présentés au paragraphe précédent nous permettent de faire cette hypothèse. Le modèle numérique va nous servir à simuler des expériences qui n'ont pas été réalisées sur le terrain mais qui caractérisent quantitativement la dispersivité longitudinale du milieu et mettent en évidence l'effet d'échelle concernant le phénomène de dispersion.

6.1 ESTIMATION DE LA DISPERSIVITE LONGITUDINALE ET MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET D'ECHELLE

Afin d'estimer la dispersivité longitudinale du modèle, nous proposons de simuler des injections de traceur ponctuelles et instantanées dans un domaine représentant un échantillon cylindrique du milieu, où l'on crée un écoulement globalement monodimensionnel.

Rappelons quelques résultats théoriques concernant la dispersion en milieu monodimensionnel. Dans l'hypothèse où la dispersion obéit à la loi de Fick, le déplacement d'un polluant injecté ponctuellement et instantanément à l'origine d'un milieu monodimensionnel semi-infini est décrit par la relation suivante:

$$(II.34) \quad C(x, t) = \frac{m}{\omega} \frac{1}{\sqrt{4\pi \frac{D}{\omega} t}} e^{-\frac{(x - \frac{U}{\omega} t)^2}{4 \frac{D}{\omega} t}}$$

où:

- $C(x, t)$ est la concentration au point d'abscisse x , au temps t , en $kg.m^{-3}$
- m est la masse de traceur injectée en kg
- ω est la porosité du milieu
- D est le coefficient de dispersion dans le milieu en $m^2.s^{-1}$
- U est la vitesse moyenne de l'écoulement (vitesse de Darcy) en $m.s^{-1}$

Le coefficient de dispersion D s'écrit $D = \alpha_L U$ où α_L est dit "dispersivité longitudinale" du milieu. α_L a la dimension d'une longueur. Si l'on se place en un point donné d'abscisse X , la concentration observée présente la forme d'un pic. La date d'arrivée d'arrivée du pic, T_{pic} , vérifie:

$$(II.35) \quad \frac{\partial C}{\partial t}(X, T_{pic}) = 0$$

En dérivant $C(x, t)$ par rapport au temps, on montre que:

$$(II.36) \quad \frac{\partial C}{\partial t}(X, t) = 0 \iff X^2 - \left(\frac{U}{\omega}\right)^2 t^2 - 2\frac{D}{\omega}t = 0$$

Ce qui nous donne:

$$(II.37) \quad \alpha_L = \frac{U}{2\omega t_{pic}} \left[\left(\frac{X}{\omega U}\right)^2 - t_{pic}^2 \right]$$

Ceci nous montre que la date d'observation du pic de concentration en un point donné permet d'estimer la valeur de la dispersivité longitudinale.

En se basant sur cette propriété, nous proposons d'engendrer des réseaux cylindriques où l'on simule l'écoulement en imposant la charge aux deux extrémités du cylindre et un flux nul le long de ses parois latérales. La dispersion est observée en injectant des particules dans le face "entrante" du domaine et en observant la courbe de restitution à l'extrémité aval du cylindre (voir figure II.27). La géométrie du réseau, les paramètres de la loi de

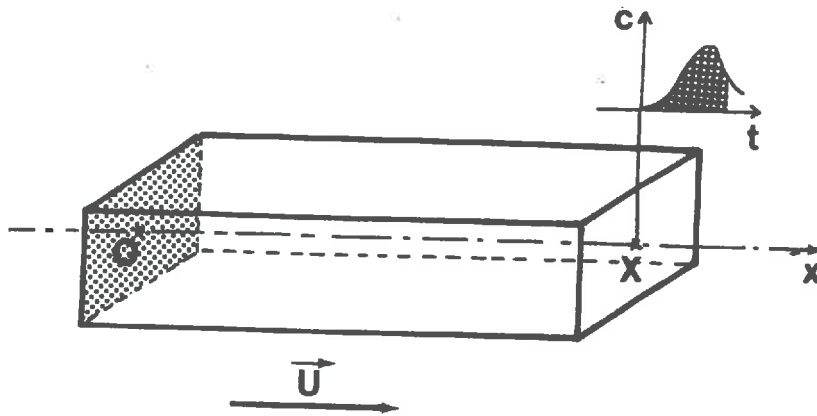


Figure II.27. Schéma des simulations utilisées pour l'estimation de la dispersivité longitudinale

distribution des conductivités intégrées des liens et le coefficient de ralentissement sont ceux qui caractérisent le site de Fanay.

Afin de mettre éventuellement en évidence un effet d'échelle, ce type de simulation est effectué pour 3 longueurs du cylindre différentes. Les domaines engendrés ont une section carrée de 81 m^2 et des longueurs de 10, 15 et 20 mètres. 40 réalisations de chacun des cylindres sont étudiées. La dispersivité longitudinale équivalente de chaque réseau est calculée suivant la relation II.37. Pour chaque longueur de cylindre, on calcule la moyenne arithmétique des dispersivités obtenues pour les 40 réalisations. Notons que cette pondération arithmétique des dispersivités locales n'est pas une estimation de la dispersivité à l'échelle globale. Nous ne connaissons pas de règle de pondération des dispersivités locales d'un site, comme il en existe pour la perméabilité. Les moyennes proposées indiquent seulement l'ordre de grandeur des dispersivités locales aux échelles de 10, 15 et 20 mètres. α_L prend successivement les valeurs suivantes (figure II.28):

- $X = 10\text{m} \Rightarrow \alpha_{\text{moyen}} = 44\text{m}$
- $X = 15\text{m} \Rightarrow \alpha_{\text{moyen}} = 59\text{m}$
- $X = 20\text{m} \Rightarrow \alpha_{\text{moyen}} = 77\text{m}$

Il est très clair que la dispersivité du modèle croît avec l'échelle d'observation. Ce résultat corrobore les études de DIEULIN (1984), GEHLAR (1978) et DAGAN(1982) qui démontrent théoriquement la croissance de la dispersivité avec l'échelle d'observation, dans certaines configurations du champ des vitesses ponctuelles.

6.1.1 Influence de la dispersion des vitesses ponctuelles sur la dispersivité

Afin d'analyser avec un peu plus de détails l'effet d'échelle mis en évidence ci-dessus, les mêmes tests sont réalisés dans les mêmes réseaux, mais avec des valeurs du coefficient σ plus faibles. Ce paramètre détermine la fourchette de variation des vitesses dans les différents liens du réseau. L'effet d'échelle est lié à cette distribution des vitesses ponctuelles. En testant une répartition des vitesses ponctuelles différente de celle qui caractérise le site de Fanay, nous verrons comment cet effet d'échelle varie avec cette répartition. Alors que $\sigma = 1.85$ dans les tests présentés précédemment, nous prenons maintenant $\sigma = 1$ et $\sigma = 0$. Les dispersivités moyennes obtenues sont présentées sur la figure II.28.

La conclusion suivante s'impose clairement: l'effet d'échelle est d'autant plus marqué que l'espace de variation des vitesses ponctuelles est important. Pour un écart-type $\sigma = 0$, il semblerait que l'effet d'échelle ait quasiment disparu à une échelle d'observation de 10 mètres. Pour $\sigma = 1$, l'effet d'échelle semble s'atténuer lorsque l'échelle d'observation augmente. On peut envisager l'existence d'un volume élémentaire représentatif de quelques dizaines de mètres. Dans le cas $\sigma = 1,85$, aucun comportement asymptotique de la dispersion ne semble apparaître.

6.1.2 Conclusion

Le modèle nous a permis ici d'estimer une valeur de la dispersivité du milieu qui se situe aux alentours de 80 mètres, pour une échelle d'observation de 20 mètres. Il apparaît cependant que celle-ci varie très rapidement en fonction de l'échelle du phénomène observé, et aucun comportement asymptotique de la dispersion ne semble envisageable à l'échelle du site. Le volume élémentaire représentatif relatif au transport des particules semble plus étendu, s'il existe, que le VER relatif aux écoulements.

Ces tests nous ont permis par ailleurs de mettre une fois de plus en évidence la sensibilité du modèle de transport au paramètre σ caractérisant la dispersion des grandeurs hydrauliques ponctuelles du milieu.

6.2 CONCLUSION DE L'ETUDE DES TRANSPORTS

Des essais de traçage sont nécessaires pour caractériser la porosité efficace du milieu et tenir compte de la complexité de forme des conduits. Celle-ci est introduite dans le modèle sous la forme d'un nouveau paramètre, le coefficient de ralentissement des particules. Le modèle restitue alors l'échelle de temps des migration observées sur le terrain à l'aide des essais d'eau. Néanmoins, Ce paramètre ne modifie en rien la dispersivité du modèle, qui semble conforme à celle qui est observée sur le site. Ceci valide le calage de la répartition des conductivités intégrées des liens effectué dans la partie I. Il semble donc que les mesures structurales et les essais Lugeon soient les seules mesures nécessaires pour déterminer la dispersivité du milieu.

Si l'effet d'échelle n'a pas pu être mis en évidence sur le terrain, faute de mesures concernant les propriétés de transport à plusieurs échelles, le modèle semble montrer que la dispersivité du milieu croît avec l'échelle d'observation. Cet effet est très important et laisse supposer que le volume élémentaire représentatif des transports dans le milieu, si il existe, est très grand devant l'extension des fractures et probablement plus grand que le volume observé à Fanay-Augères.

Un défaut de cette étude reste de ne pas avoir pu valider le modèle de transport sur des résultats de traçage concernant les propriétés dispersives à l'échelle globale. Les essais de traçage classiques par injection de traceur dans une chambre sont très dépendants de la configuration du milieu au voisinage immédiat de la chambre d'injection. Ils gagneraient à être complétés, dans la mesure du possible, par des injections dans des chambres plus étendues, des "plans d'injection" par exemple, qui permettraient d'observer la dispersion à une échelle plus globale.

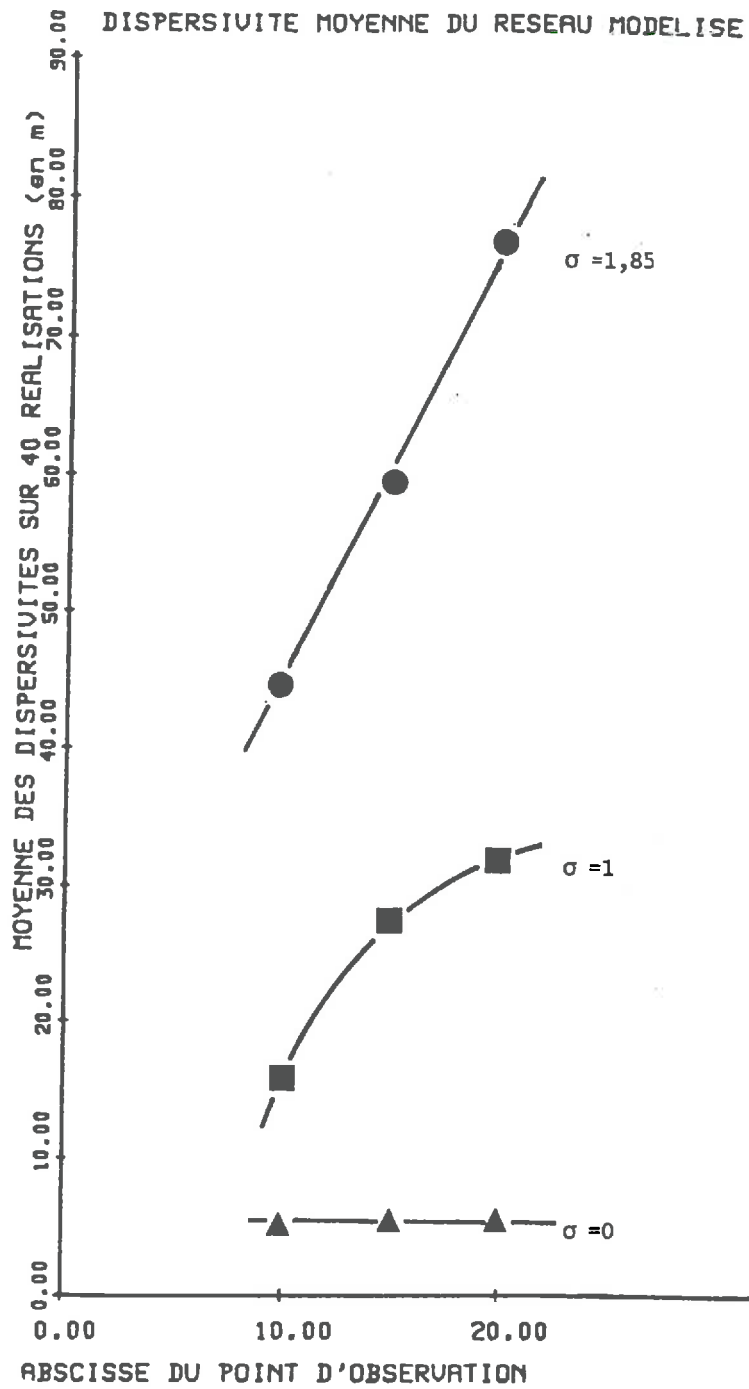


Figure II.28. Calcul de la dispersivité moyenne aux échelles de 10, 15 et 20 mètres pour différentes valeurs de l'écart-type σ

**PARTIE III :
PERSPECTIVES D'EXTENSION
DU MODELE AUX PROBLEMES DE
DIFFUSION DANS LA MATRICE**

I. UN EXEMPLE DE DIFFUSION DANS LA MATRICE: LES TRANSFERTS THERMIQUES

L'intérêt croissant porté aux propriétés hydrogéologiques des roches fracturées n'est pas limité à l'étude des stockages de déchets nucléaires. L'extraction de la chaleur des roches chaudes de la croûte terrestre par circulation d'un fluide caloporteur dans des réseaux de fractures est un autre domaine d'application des recherches concernant ces milieux.

Les programmes d'exploitation de ces roches dites "chaudes et sèches" envisagent l'implantation de puits disposés en doublets, dans des secteurs à fort gradient géothermique où la température peut atteindre 150°C à 2000m de profondeur. Un réseau de fractures naturelles ou créé par fracturation hydraulique assure la jonction entre les deux puits. Un échangeur thermique est réalisé en "poussant" l'eau froide d'un puits à l'autre (voir figure III.1).

La recharge thermique du milieu par conduction à partir du noyau n'est pas suffisante pour équilibrer le bilan énergétique du système. Un doublet en roches chaudes et sèches (doublet RCS) se caractérise par une durée de vie au delà de laquelle la température de l'eau produite est trop basse pour que l'installation continue d'être rentable. Il se pose donc le problème de déterminer a priori la rentabilité du projet.

Les moyens de caractérisation du site sont très limités car le milieu n'est accessible que par des puits ou sondages de reconnaissance. Les techniques mises en oeuvre permettent d'observer l'orientation et la localisation des fractures recoupant le forage, de repérer les fractures ayant un rôle hydraulique prépondérant et de mesurer l'injectabilité le long du forage. Des mesures chimiques, sismiques, et thermiques fournissent des informations complémentaires concernant la nature de la matrice rocheuse et la position de certaines discontinuités majeures (ARMSTEAD et TESTER, 1987).

L'interprétation de ces mesures est une tâche très délicate. L'utilisation de modèles numériques est une alternative aux méthodes empiriques utilisées la plus souvent dans ce

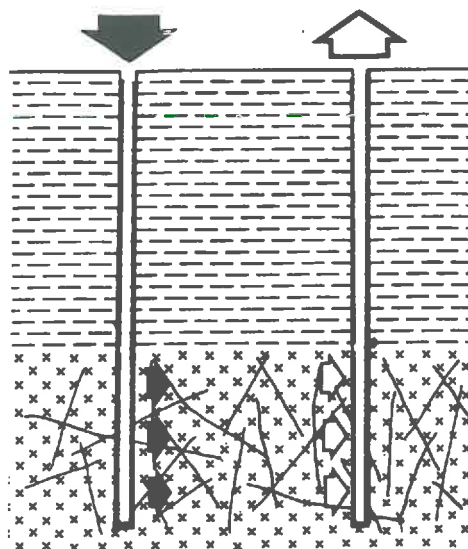


Figure III.1. Schéma d'un projet géothermique en roches chaudes et sèches

domaine. Ces mêmes modèles peuvent être utilisés par ailleurs pour une première estimation du comportement global du système définitif.

Les principaux phénomènes induits par la réalisation d'un doublet RCS sont des circulations d'eau, des échanges de chaleur entre la matrice et le fluide et des effets mécaniques. Analysons comment ces phénomènes interagissent. D'une part, l'évolution thermique du milieu crée des déformations de la matrice qui modifient les contraintes mécaniques en place, la viscosité du fluide caloporteur et la géométrie des vides offerts à l'écoulement. D'autre-part, les écoulements assurent l'advection de la chaleur dans le milieu et créent une modification des contraintes mécaniques, en particulier au voisinage du puits d'injection où les pressions sont élevées. Enfin, l'évolution des contraintes induit des compressions ou dilations qui modifient les conductivités hydrauliques locales des cheminements et perturbent le champ thermique du milieu (ce phénomène est a priori négligeable). Les effets mécaniques, hydrauliques et thermiques sont donc interdépendants suivant le schéma triangulaire présenté sur la figure III.2.

Dans cette troisième partie, nous nous intéressons à la modélisation couplée des écoulements et des transferts thermiques entre la roche et le fluide. On se limite à l'étude de l'évolution thermique d'un système en fonction de ses caractéristiques hydrauliques, que l'on suppose invariantes au cours du temps. Cela revient à dire que l'on néglige les effets thermiques sur la géométrie des conduits, c'est-à-dire sur les caractéristiques hydrauliques du système. Le couplage étudié se fait donc dans un seul sens. Les mécanismes de transfert de la chaleur sont l'advection pure dans le fluide et la conduction pure dans la matrice

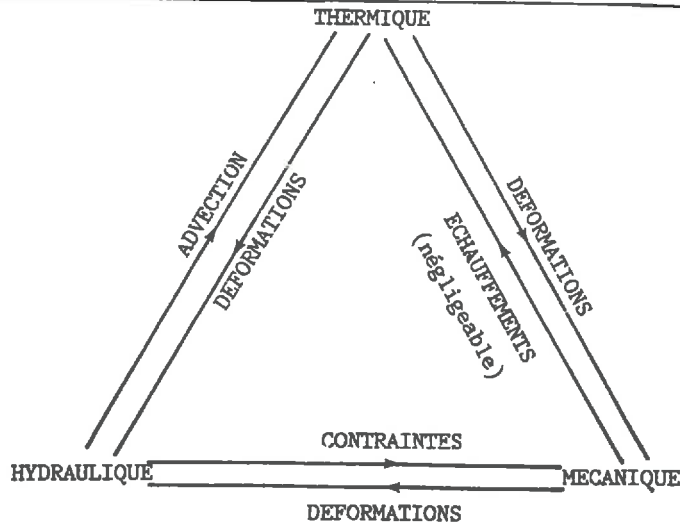


Figure III.2. Schéma du couplage des phénomènes thermiques, mécaniques et hydrauliques

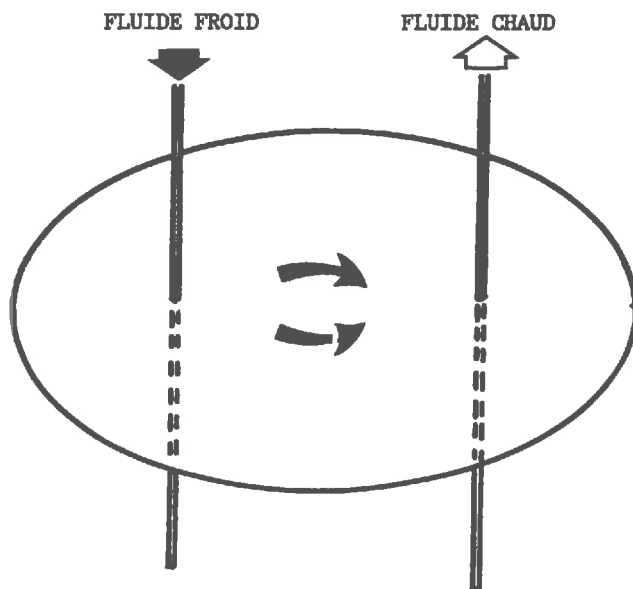


Figure III.3. Modélisation des expériences RCS par une approche du type "fracture unique"

rocheuse. Les modèles développés jusqu'alors dans cette direction sont les modèles dits "à fracture unique" et les modèles à "double porosité".

La première technique consiste à représenter le système hydraulique rejoignant les deux puits par une fracture unique à parois lisses et d'épaisseur constante (voir figure III.3). Des solutions analytiques de la répartition des charges et de l'évolution thermique du fluide en tout point de la fractures ont été établies par RODEMANN (1979) dans le cas d'une fracture circulaire et par HOSANSKI (1980) dans le cas d'une fracture rectangulaire et symétrique par rapport au plan des deux forages. BERNAUDAT (1983) a étendu cette dernière solution au cas d'un système de fractures parallèles.

Ces modèles ne nécessitent pas le développement de calculs numériques lourds pour simuler les processus de transfert. Néanmoins, il est clair que les simplifications effectuées sont très importantes et peuvent introduire des biais considérables. Par exemple, la surface d'échange thermique et la configuration des écoulements sont contraints par la forme de la fracture, qui est en fait inconnue. Par ailleurs, s'il est possible de représenter un réseau de fracture par une fracture unique de propriétés équivalentes au sens hydraulique, il ne semble pas que cette fracture unique puisse avoir, en plus, les mêmes propriétés d'échange thermique avec la matrice. Dans le réseau réel, le débit transitant entre les deux puits se répartit dans plusieurs cheminements à vitesses lentes, qui permettent un lessivage d'une grande surface de roche, régulièrement répartie dans le volume. Dans une fracture unique, le même débit circule dans un cheminement de surface réduite, où les circulations sont plus rapides. Le lessivage est donc moins efficace. Les deux échangeurs représentés par le réseau de fracture et la fracture unique n'ont donc pas les mêmes caractéristiques, bien que leur impédance hydraulique soit la même.

Les modèles à fracture unique apparaissent comme des outils simples mais malheureusement peu représentatifs du système réel.

Les modèles à double porosité considèrent les échanges dans un milieu continu à l'échelle du système. La matrice rocheuse est représentée comme la juxtaposition de blocs élémentaires en général sphériques, petits devant l'échelle de discrétisation du système étudié. Une description complète de cette technique est présentée par exemple par HUYAKORN et al (1983) et ELSWORTH (1987). Le milieu est supposé continu à l'échelle des écoulements. L'espace et le temps sont discrétisés. L'écoulement est calculé numériquement, en résolvant l'équation de la diffusivité à l'aide d'une méthode aux éléments finis. L'écoulement global entraîne la chaleur par advection et subit des échanges avec les blocs, constituant des réservoirs thermiques. Le couplage entre l'advection dans les fractures et la conduction dans les blocs est assuré en introduisant dans le bilan de chaleur, calculé en chaque noeud du modèle et à chaque pas de temps, un terme source calculé en fonction du profil thermique dans les blocs et de la température du fluide. Les conditions imposées aux blocs sont une température à symétrie sphérique et l'équilibre thermique entre le fluide et la roche à la paroi du bloc. Par hypothèse, chaque bloc est suffisamment petit pour que la température du fluide soit uniforme sur toute la paroi de la sphère.

Comme nous l'avons déjà indiqué, ce modèle est adapté au cas où le milieu fracturé est vu, au sens hydraulique, comme un milieu continu à l'échelle du système, en particulier un milieu où les blocs sont de dimension régulière et délimités par un réseau de fractures orthogonales afin de justifier l'approximation de blocs quasi-sphériques. Sous sa forme actuelle, ce modèle ne semble pas convenir à l'étude d'un système de dimension inférieure à celle du V.E.R. car il ne tient compte ni de la répartition erratique des vitesses locales dans les différentes fractures du réseau ni de la forme particulière de chaque bloc. Par conséquent,

il ne rend pas compte de la régionalisation des transferts de chaleur, due aux effets de chenalisation de l'écoulement et à l'hétérogénéité de la géométrie locale du milieu.

En définitive, aucune des deux approches présentées ici ne semble adaptée à la simulation couplée des écoulements et des transferts de chaleur dans un système d'échelle intermédiaire entre celle d'une fracture unique et celle du VER. L'approche présentée dans le paragraphe qui suit se propose de développer une extension du modèle à double porosité adaptée à un réseau de fractures non-régulier. Il tient compte de la répartition des vitesses locales dans le milieu en représentant les écoulements selon le modèle stochastique discret décrit dans le partie I. Par ailleurs, les blocs constituant les réservoirs de chaleur sont individualisés; leur forme dépend en partie de la géométrie locale du réseau.

Rappelons enfin que le couplage entre l'advection par l'écoulement et la conduction dans la matrice est appliqué dans ce chapitre aux transferts de chaleur. Les équations qui régissent le transport de composants chimiques par advection et diffusion dans la matrice sont identiques à celles qui régissent les phénomènes étudiés ici. Le modèle présenté dans le suite peut donc être utilisé indifféremment pour simuler les transferts de masses ou de chaleur.

2. DESCRIPTION DU MODELE COUPLE HYDRO-THERMIQUE

Rappelons que notre objectif est de développer un modèle numérique qui rende compte des mécanismes de transfert de chaleur suivants: l'advection par l'écoulement dans un réseau de fractures, la conduction dans la matrice rocheuse et les échanges à la paroi de la fracture. Ce modèle est développé sur la base du modèle hydraulique stochastique et discret décrit dans la partie I.

2.1 PRINCIPE DE BASE

Chaque fracture (ou disque) du réseau est considérée comme un échangeur thermique élémentaire caractérisé par les grandeurs suivantes:

- la surface d'échange thermique, inférieure ou égale à la surface géométrique de l'élément structural
- la température d'entrée moyenne du fluide, notée $\theta_e(t)$ qui dépend du temps
- la température moyenne de sortie du fluide, notée $\theta_s(t)$, qui dépend du temps.
- un bloc de matrice élémentaire fixe, limité par le plan des fractures et par une surface à flux nul représentant la portée thermique des échanges réalisés dans la fracture. Ces volumes élémentaires sont supposés thermiquement indépendants. Ils sont déterminés a priori, selon des considérations géométriques uniquement. On suppose que la circulation de chaleur dans ces volumes élémentaires est monodimensionnelle et s'effectue perpendiculairement au plan de la fracture. Chaque volume est caractérisé par un profil

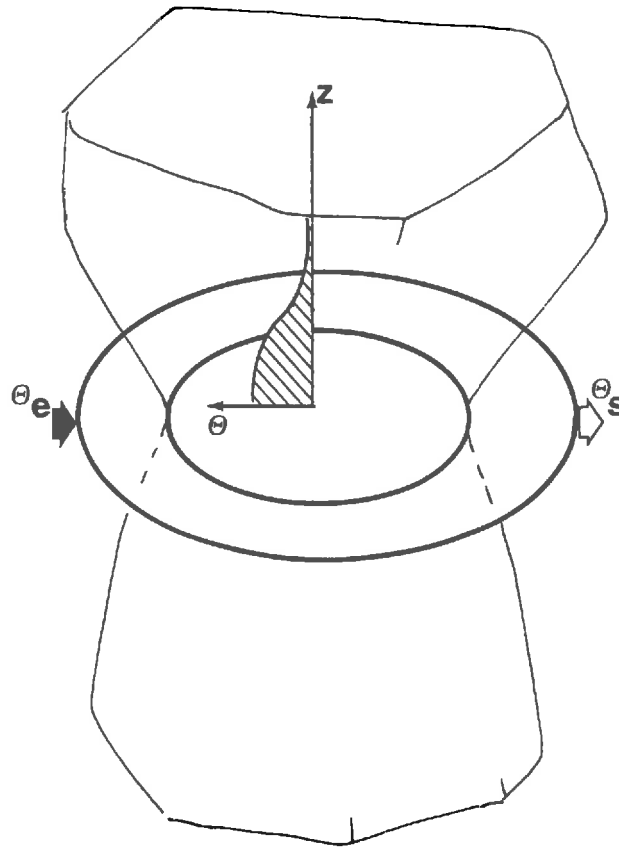


Figure III.4. Découpage de la matrice en blocs thermiquement indépendants

thermique qui évolue avec le temps et qui représente le champ de température de la roche au voisinage de la fracture (voir figure III.4).

Nous définissons "l'état thermique" d'une fracture à un instant donné comme l'ensemble de ces grandeurs caractéristiques à cet instant.

Le temps est discrétisé en pas élémentaires au cours desquels l'état thermique de chaque fracture est quasi-constant. La température de sortie et le profil thermique au voisinage du disque au cours de ce pas de temps sont calculés en fonction de l'état thermique antérieur et de la température d'entrée pendant le pas de temps considéré.

2.2 DISCRETISATION DE LA MATRICE - GEOMETRIE DES BLOCS ELEMENTAIRES

L'hypothèse d'existence d'une discrétisation de la matrice en blocs élémentaires thermiquement indépendants, où la température n'est fonction que des échanges de chaleur dans une unique fracture est évidemment une schématisation très grossière de la réalité. En fait, l'influence des échanges au niveau d'une fracture donnée se propage dans l'ensemble du milieu. De ce fait, chaque point de la matrice subit, à plus ou moins long terme, l'influence des échanges dans chaque fracture du réseau. L'évolution temporelle de la température en un point est le résultat de la superposition de toutes les réponses thermiques en ce point, aux échanges de chaleur dans toutes les fractures du réseau.

Cependant, la conduction de la chaleur est un phénomène lent. D'après l'expression analytique de la conduction dans un milieu monodimensionnel où l'on applique un échelon de température à l'origine (CARSLAW et JEAGER, 1959), la température du milieu est modifiée de 10% de l'amplitude de cet échelon à une distance x de l'origine telle que:

$$(III.1) \quad x = 1.1 \times 2\sqrt{\kappa t}$$

où κ est la diffusivité thermique du milieu ($\kappa = 1.1 \cdot 10^{-6} m^2.s^{-1}$ dans le cas d'un granite). Ceci veut dire que la température est modifiée de façon significative à une distance de 13 mètres au bout d'un an, et 40 mètres au bout de 10 ans.

Ainsi, dans un milieu où la distance caractéristique entre les fractures est de quelques dizaines de mètres ou plus, le volume de roche au voisinage d'une fracture donnée ne subit pas l'influence des échanges dans les autres fractures du réseau avant quelques années.

Il faut noter cependant que les fractures sont sécantes. Au voisinage des intersections, les points sont proches des deux fractures à la fois et subissent une double influence thermique. La discrétisation de la matrice en "zones d'influences" indépendantes est mise en défaut par ce dernier point.

Il est vraisemblable que la méthode de discrétisation adoptée introduise un biais non négligeable dans la modélisation. Pour un maximum de vraisemblance de cette schématisation, et dans un souci de simplicité, la discrétisation de la matrice est effectuée en respectant les conditions suivantes:

- Le volume obtenu en additionnant tous les volumes élémentaires doit être égal au volume total du milieu. Ceci revient à imposer que les capacités calorifiques totales du milieu réel et du domaine modélisé soient les mêmes.

- Supposons qu'il existe une limite fixe d'action thermique d'une fracture dans la direction perpendiculaire à son plan, située à une distance de celle-ci qui dépend de la configuration hydraulique et géométrique locale du réseau. On s'impose de pouvoir fixer, pour chaque fracture numérotée i , la grandeur H_i représentant la distance de cette limite au plan de la fracture considérée.
- On se limite enfin à des volumes à symétrie axiale, d'axes perpendiculaires aux plans des disques et passant par leur centre. Ceci permet d'obtenir des blocs de forme cohérente avec l'hypothèse de transferts de chaleur monodimensionnels et perpendiculaires aux plans des disques.

La forme géométrique qui nous est apparue la plus simple et qui réunit les trois conditions énumérées ci-dessus est formée de deux troncs de cônes accolés par leur base comme le montre la figure III.5. La jonction des troncs de cône est le disque représentant la surface d'échange de la fracture, c'est à dire sa surface géométrique corrigée. Les seules contraintes indiquées ci-dessus ne suffisent pas à déterminer de façon unique les caractéristiques géométriques de chaque tronc de cône. On s'impose une contrainte supplémentaire qui est que la hauteur des cône non-tronqués soit identique pour chaque fracture. Le détail des calculs de la géométrie des troncs de cône est présenté dans l'annexe 5.

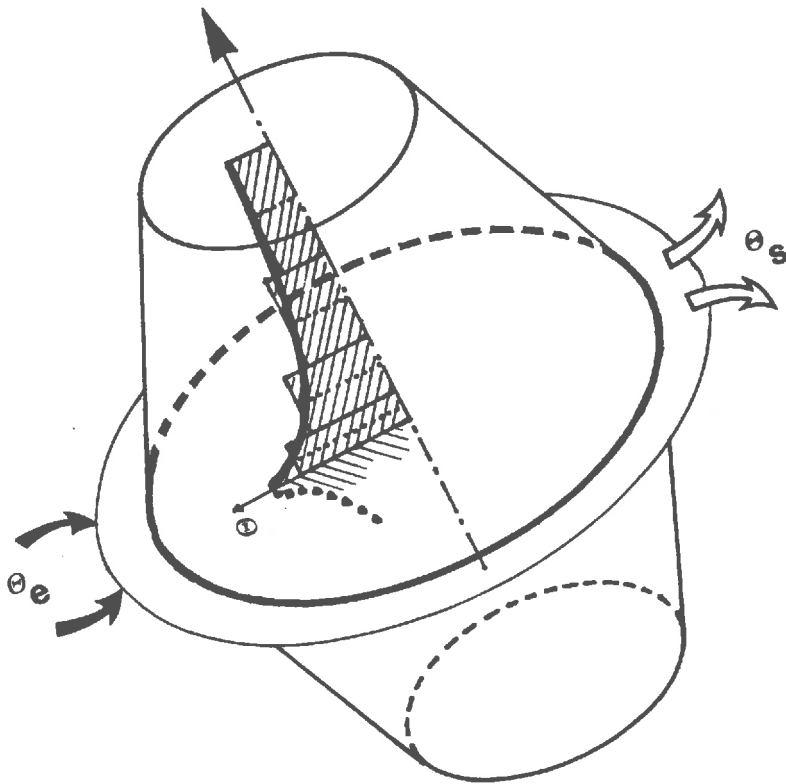


Figure III.5. Discretisation de la matrice adoptée dans le modèle

2.3 SIMULATION DES TRANSFERTS THERMIQUES A L'ECHELLE D'UN DISQUE

Considérons une fracture pendant un pas de temps Δt . Le système formé par la fracture et son bloc élémentaire est assimilable à un échangeur thermique de température d'entrée constante θ_e . Pendant Δt , le profil thermique dans la direction perpendiculaire à la fracture évolue sous l'effet de la conduction et d'un échange d'énergie à l'interface fluide-matrice. On suppose qu'il y a constamment mise à l'équilibre thermique entre la couche de roche formant la paroi et la température du fluide circulant dans la fracture.

La migration de la chaleur suivant l'axe des cônes est représentée par une conduction sphérique convergeant au sommet du cône. Cette simplification revient à considérer les fractures comme des calottes ainsi qu'il est schématisé sur la figure III.6. L'équation de la conduction s'écrit (CARSLAW et JEAGER, 1959):

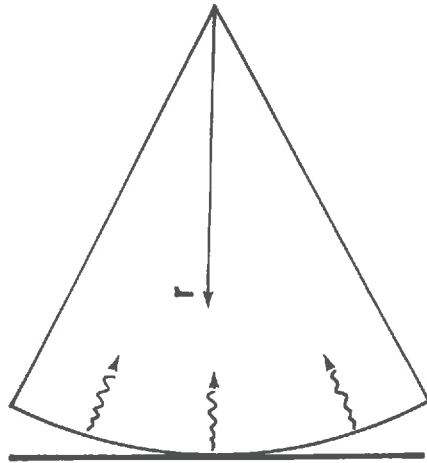


Figure III.6. Hypothèse d'une conduction de chaleur à symétrie sphérique

$$(III.2) \quad \frac{\partial \theta}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 \theta}{r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right)$$

où κ est la diffusivité thermique de la matrice, en $m^2 s^{-1}$.

2.3.1 Résolution numérique de l'équation de la conduction

Le phénomène étudié est une excitation thermique instationnaire à la paroi de la fracture. CARSLAW et JAEGER (1959) proposent méthode analytique de calcul du profil thermique induit dans la matrice, dans l'hypothèse d'une conduction monodimensionnelle dans un milieu semi-infini. C'est une méthode de convolution basée sur l'application du théorème de Duhamel, et qui est utilisée en particulier dans le modèle à double porosité de ELSWORTH (1987). L'utilisation de cette technique dans notre cas se heurte au problème de la limite à flux nul disposée parallèlement au plan de la fracture. Si l'on s'impose d'en tenir compte, la solution analytique proposée par Carslaw n'est plus valable dès que le front de la perturbation thermique atteint cette limite. Nous avons donc utilisé une méthode numérique de résolution de l'équation de la chaleur pour déterminer l'évolution du profil thermique à chaque pas de temps. La méthode sélectionnée est celle des différences finies, bien adaptée à la géométrie simple du système. Les cônes sont discrétisés suivant la hauteur dans la direction perpendiculaire au plan des fractures, comme l'indique la figure III.7. L'équation de la chaleur est discrétisée suivant un schéma implicite, inconditionnellement stable (OBLED, 1983). Les dérivées partielles de l'équation III.2 approchées par les expressions suivantes:

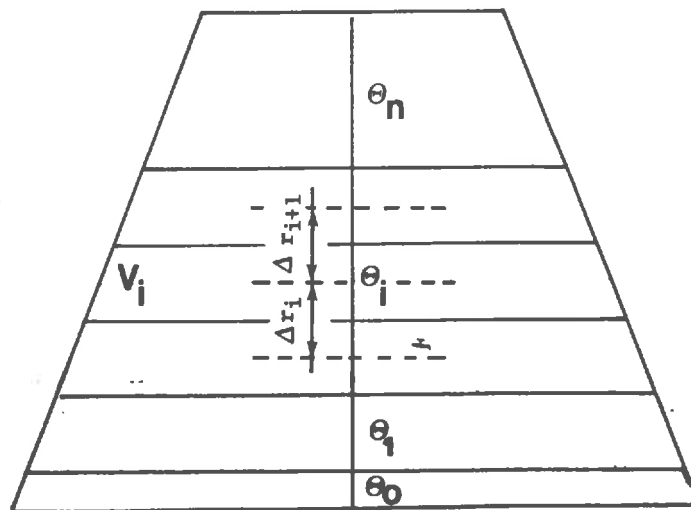


Figure III.7. Discretisation des cônes

$$(III.3) \quad \frac{\partial \theta}{\partial t}(t) = \frac{\theta(t) - \theta(t - \Delta t)}{\Delta t}$$

$$(III.4) \quad \frac{\partial \theta_i}{\partial r} = \theta_{i-1} \left(-\frac{1}{\Delta r_{i+1} + \Delta r_i} - \frac{\Delta r_{i+1} - \Delta r_i}{\Delta r_i (\Delta r_i + \Delta r_{i+1})} \right) + \theta_i \left(\frac{\Delta r_{i+1} - \Delta r_i}{\Delta r_i \Delta r_{i+1}} \right) + \theta_{i+1} \left(\frac{1}{\Delta r_{i+1} + \Delta r_i} - \frac{\Delta r_{i+1} - \Delta r_i}{\Delta r_{i+1} (\Delta r_i + \Delta r_{i+1})} \right)$$

$$(III.5) \quad \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial r^2} = \theta_{i-1} \left(\frac{2}{\Delta r_i (\Delta r_i + \Delta r_{i+1})} \right) + \theta_i \left(\frac{-2}{\Delta r_i \Delta r_{i+1}} \right) + \theta_{i+1} \left(\frac{2}{\Delta r_{i+1} (\Delta r_i + \Delta r_{i+1})} \right)$$

où:

- θ_{i-1} , θ_i et θ_{i+1} représentent les températures aux noeuds $i-1$, i et $i+1$ (voir figure III.7)
- Δr_i et Δr_{i+1} représentent les distances entre les noeuds $i-1$ et i , et i et $i+1$ (voir figure III.7).

Remarque: Les expressions précédentes sont obtenues à partir des développements de Taylor suivants:

$$(III.6) \quad \theta_{i+1} = \theta(r + \Delta r_2) = \theta(r) + \Delta r_2 \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\Delta r_2^2}{2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + o(\Delta r)$$

$$(III.7) \quad \theta_{i-1} = \theta(r - \Delta r_1) = \theta(r) - \Delta r_1 \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\Delta r_1^2}{2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + o(\Delta r)$$

Dans le cas d'un pas d'espace constant, on obtiendrait la discrétisation suivante:

$$(III.8) \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} = \frac{(\theta_{i-1} + \theta_{i+1} - 2\theta_i)}{(\Delta r)^2}$$

$$(III.9) \quad \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\theta_{i+1} - \theta_{i-1}}{2\Delta r}$$

L'équation de la conduction sphérique discrétisée s'écrit finalement aux noeuds non-singuliers (ne constituant pas une limite):

$$(III.10) \quad \theta_{i-1}(t) \left(\frac{2\kappa(r_i - \Delta r_{i+1})}{r_i \Delta r_i (\Delta r_i + \Delta r_{i+1})} \right) + \theta_i(t) \left(-\frac{1}{\Delta t} - \frac{2\kappa(r_i + \Delta r_i - \Delta r_{i+1})}{r_i \Delta r_i \Delta r_{i+1}} \right) \\ + \theta_{i+1}(t) \left(\frac{2\kappa(r_i + \Delta r_i)}{r_i \Delta r_{i+1} (\Delta r_i + \Delta r_{i+1})} \right) r = -\frac{1}{\Delta t} \theta_i(t - \Delta t)$$

2.3.2 Prise en compte des conditions aux limites

Il nous reste à établir la formulation de l'équation de la conduction aux limites du domaine, c'est-à-dire à la paroi de la fracture et au niveau du plan à flux nul.

Limite à flux nul

Si θ_{n+1} représente la température de la limite à flux nul, la condition de flux nul s'écrit:

$$(III.11) \quad \theta_n = \theta_{n+1}$$

L'équation de la conduction au noeud n s'écrit donc:

$$(III.12) \quad \theta_{n-1}(t) \left(\frac{2\kappa(r_n - \Delta r_{n+1})}{r_n \Delta r_n (\Delta r_n + \Delta r_{n+1})} \right) + \theta_n(t) \left(-\frac{1}{\Delta t} + \frac{2\kappa(r_n - \Delta r_{n+1})^2}{r_n \Delta r_n \Delta r_{n+1} (\Delta r_n + \Delta r_{n+1})} \right) \\ = -\frac{1}{\Delta t} \theta_n(t - \Delta t)$$

Conditions à la paroi

Il y a plusieurs moyens d'envisager la mise à l'équilibre thermique du fluide et de la roche à la paroi de la fracture. Soit c'est la température de la matrice qui s'abaisse à la température du fluide, c'est-à-dire que la température de l'eau est plus stable que celle de

la matrice et se comporte comme une source de chaleur infinie, soit au contraire, c'est la température du fluide qui s'ajuste à la température de la matrice, soit enfin les températures des deux milieux évoluent simultanément.

Ces trois cas peuvent être pris en compte numériquement. Dans le premier cas, on fixe la température de la paroi pendant Δt à la valeur de la température d'entrée θ_e . Le gradient thermique au voisinage de la fracture est calculé en fonction des températures dans les mailles proches de la paroi et permet d'estimer le bilan thermique de la matrice pendant Δt . On en déduit immédiatement le bilan thermique du fluide et une température de sortie θ_s . Le nouveau profil thermique est calculé avec la condition $\theta_0 = \theta_e$ où θ_0 est la température du noeud "paroi".

Dans le deuxième cas, la température de sortie du fluide est fixée à la valeur de la température de la maille "paroi". On en déduit le bilan thermique du fluide pendant Δt . La quantité de chaleur échangée avec la matrice crée un profil thermique élémentaire qui se superpose au profil en place, recalculé à chaque pas de temps pour tenir compte de la conduction.

Enfin, dans le troisième cas, la température au noeud "paroi" et la température de sortie du fluide s'égalisent à la fin d'un pas de temps, mais sont inconnus a priori. La condition $\theta_s = \theta_0$ ne suffit pas comme condition limite au noeud "paroi", car θ_s est une nouvelle inconnue du problème. Aux équations II.10 et III.12, il faut ajouter une relation supplémentaire entre les températures des noeuds de la matrice et la température de sortie θ_s . Cette équation supplémentaire est obtenue en écrivant le bilan énergétique de l'ensemble du système, c'est-à-dire la conservation de la chaleur:

$$(III.13) \quad vC_e(\theta_s(t) - \theta_s(t - \Delta t)) + \sum_i C_g V_i (\theta_i(t) - \theta_i(t - \Delta t)) + Q\Delta t C_e (\theta_s - \theta_e) = 0$$

où:

- C_g est la capacité calorifique volumique du granite (en J/m³/K)
- C_e est la capacité calorifique volumique de l'eau
- Q est le débit transitant dans la fracture en m³/s
- V_i est le volume de la i^{eme} tranche du cône (figure III.7)
- v est le volume d'eau emmagasiné dans la fracture

Le terme $vC_e(\theta_s(t) - \theta_s(t - \Delta t))$ représente l'emmagasinement de chaleur dans l'espace inter-fractural. Le terme $\sum_i C_g V_i (\theta_i(t) - \theta_i(t - \Delta t))$ représente le bilan de chaleur de l'eau ayant transité dans la fracture pendant Δt . Le terme $Q\Delta t C_e (\theta_s - \theta_e)$ représente le bilan de chaleur de la matrice pendant Δt .

C'est cette troisième méthode de discrétisation qui nous a semblé la mieux adaptée au problème posé. En effet, ni le fluide circulant dans la fracture, ni la mince couche de roche affectée par les échanges thermiques pendant un pas de temps ne peuvent être considérés comme des réservoirs de chaleur à température quasi-stationnaire pendant un pas de temps. L'ensemble des équations à résoudre sont données par les expressions III.10, III.12 et III.13. Elles forment un système linéaire qui comporte $n + 1$ inconnues où n est le nombre de noeuds représentant la matrice. Les inconnues sont les températures de ces noeuds à la fin du pas de temps, ainsi que la température de sortie du fluide.

Les calculs numériques sont allégés en négligent le terme d'emménagement de chaleur dans la fracture. En effet, le volume interactifs est très faible devant le volume d'eau qui transite pendant Δt , dès que l'on attribue à Δt une valeur à l'échelle des variations thermiques du granite.

Le système linéaire est résolu par la méthode itérative de Gauss-Seidel (DURAND, 1961).

2.4 SIMULATION DE L'EVOLUTION THERMIQUE DU RESEAU COMPLET

Le système linéaire présenté ci-dessus traduit l'évolution de l'état thermique d'une fracture donnée pendant un pas de temps donné. L'ensemble des systèmes obtenus pour toutes les fractures du réseau ne sont pas indépendants. Ils sont reliés par leurs températures d'entrée et de sortie. La température d'entrée θ_e d'une fracture donnée est fixée à la valeur moyenne des températures des différents liens qui l'alimentent. C'est une moyenne pondérée par les débits de ces différents liens:

$$(III.14) \quad \theta_e(t) = \frac{\sum_k (q_k \theta_s(k)(t - \Delta t))}{\sum_k q_k}$$

où les q_k et $\theta_s(k)$ représentent les débits et températures des liens qui alimentent la fracture. Les $\theta_s(k)$ sont les températures de sortie des fractures connectées à la fracture considérée, calculées au pas de temps antérieur.

L'assemblage des systèmes élémentaires est explicite. Toutes les données nécessaires à leur résolution sont disponibles au début de chaque pas de temps. Notons qu'il serait possible de calculer les température d'entrée des fractures de façon implicite:

$$(III.15) \quad \theta_e(t) = \frac{\sum_k (q_k \theta_k(t))}{\sum_k q_k}$$

Les systèmes linéaires élémentaires ne seraient plus numériquement indépendants pendant un pas de temps donné. L'assemblage des systèmes élémentaires conduirait à la résolution d'un système global comportant autant d'inconnues que le nombre cumulé de mailles de discrétisation des différents cônes! Nous avons rejeté d'emblée l'utilisation de ce schéma implicite pour son coût informatique rédhibitoire.

2.5 LES PARAMETRES DU MODELE THERMIQUE

Outre les grandeurs caractérisant les propriétés thermiques de la matrice rocheuse et du fluide, et qui sont plutôt à considérer comme des données du modèle, les seuls paramètres introduits au cours de cette modélisation sont des paramètres de forme concernant les blocs élémentaires: les hauteurs des troncs de cône et les surfaces de leur base, qui représentent respectivement la portée thermique des fractures dans leur direction normale et la surface d'échange thermique. Ce sont des grandeurs en partie artificielles, liées à la schématisation du système étudié.

La portée thermique d'une fracture ne correspond à une grandeur réelle que dans le cas de plan infinis et parallèles, parcourus par des débits égaux à températures égales. Alors seulement, les échanges créés dans les fractures affectent des volumes limités par des plans fixes, traversés par un flux de chaleur nul et parallèles aux fractures. Ces plans sont équidistants des fractures du système (figure III.8).

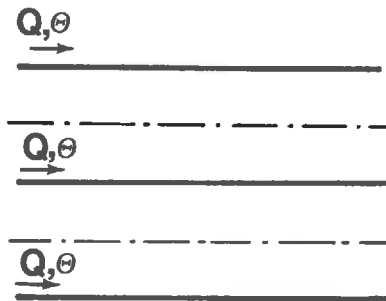


Figure III.8. Cas d'existence de volumes thermiquement indépendants

Nous proposons deux méthodes pour déterminer les hauteurs des troncs de cône, qui sont basées sur une analogie avec cette configuration idéale. La première consiste à imposer une valeur unique de cette distance, représentant la demi-distance moyenne entre deux fractures, définie comme la demi-distance moyenne entre deux intersections de fractures le long d'une droite quelconque. La deuxième consiste à rechercher les intersections de l'axe du cône avec les autres disques du réseau. La hauteur du tronc de cône est fixée à la demi-distance entre le centre de la fracture considérée et l'intersection la plus proche (figure III.9). Cette deuxième technique permet de tenir compte de la géométrie locale du réseau. Dans une zone faiblement fracturée, la portée thermique des fractures est plus importante que dans une zones fortement fracturée, ce qui est conforme à la réalité.

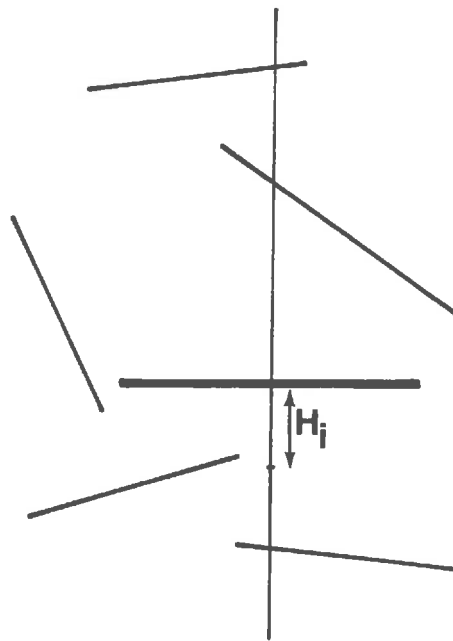


Figure III.9. Détermination de la distance du plan à flux nul

Les surfaces d'échange sont introduites pour distinguer surface géométrique et surface "thermique" des fractures. Le channelling des écoulements ne permet pas un lessivage uniforme de la surface complète de la fracture. Même dans l'hypothèse d'un écoulement bidimensionnel couvrant tout le disque, les vitesses d'écoulement sont variables d'un point à l'autre de la fracture. L'essentiel du débit transitant dans une fracture donnée n'occupe qu'une fraction de sa surface géométrique. C'est pourquoi il nous a semblé nécessaire de distinguer surfaces géométriques et surfaces des échangeurs, pour tenir compte de ce phénomène. Il n'est pas question cependant d'analyser la configuration exacte de chaque fracture et de ses intersections pour calculer une surface d'échange équivalente. Il semble

très difficile de prendre en compte l'ensemble des facteurs qui déterminent cette surface: channelling, répartition des vitesses, etc. Nous proposons d'attribuer à chaque fracture une surface thermique proportionnelle à sa surface géométrique. Le coefficient multiplicatif appliquée aux surfaces géométriques pour estimer les surfaces thermiques est uniforme sur le domaine et représente le rapport moyen, sur l'ensemble de tous les disques du réseau, entre les deux surfaces, géométriques et thermiques. On le notera désormais "coefficient de surface".

Alors que la portée thermique des fractures est un paramètre que l'on propose de déterminer à partir de la géométrie du réseau uniquement, le coefficient de surface est un paramètre libre. Les observations géométriques du réseau de fractures ne permettent d'estimer ni le degré de chenalisation des écoulements ni la surface des fractures effectivement "lessivée" par le fluide. Seule l'expérience peut permettre d'évaluer ces grandeurs. Le coefficient de surface est donc introduit en tant que paramètre à caler sur des expériences de terrain, comme les conductivités intégrées des liens dans le modèle hydraulique ou le coefficient de ralentissement du modèle de transport.

2.6 CONCLUSION

Le modèle décrit dans ce paragraphe fait partie de la famille des modèles dits "à double porosité" décrits en introduction. Alors que les modèles classiques sont basés sur la représentation du milieu sous la forme d'une juxtaposition de blocs identiques, de forme simple (sphérique ou cubique), petits devant l'échelle spatiale des hétérogénéités hydrauliques, le modèle que nous proposons tente de tenir compte de la géométrie réelle du réseau et de la répartition des débits dans les différentes fractures. Le morcellement de la matrice en blocs élémentaires indépendants du point de vue thermique est l'hypothèse fondamentale de cette approche, mais semble aussi la plus forte.

En effet, la conduction de chaleur dans un milieu donné est une propagation d'énergie, spatialement illimitée. C'est néanmoins un phénomène lent, ce qui permet de penser que le modèle peut être utilisé pour des simulations sur des périodes relativement courtes, telles que la distance parcourue par un front thermique ne dépasse pas la distance moyenne entre les fractures.

3. TESTS DU MODELE - CONCLUSION

Nous présentons ici quelques tests destinés, d'une part à vérifier la méthode numérique de couplage de l'advection et de la conduction, et d'autre-part à évaluer la sensibilité du modèle à ses paramètres.

3.1 VERIFICATION DE LA METHODE NUMERIQUE

Le traitement numérique des phénomènes d'advection et de conduction qui s'établissent dans une fracture et son voisinage est testé en simulant le comportement d'un réseau de configuration très simple, dont on connaît par ailleurs le comportement théorique. Ce réseau est constitué d'un ensemble de disques coplanaires interconnectés, dont les centres sont placés aux noeuds d'un maillage carré, comme l'indique la figure III.10. Les rayons et les conductivités hydrauliques de ces disques sont uniformes.

Nous cherchons à comparer ce système à un échangeur thermique plan, semi-infini, caractérisé par les propriétés suivantes (voir figure III.11):

La fracture est représentée par le plan $z = 0$. Le fluide s'y écoule uniformément à la vitesse \vec{U} , parallèlement à l'axe Ox , dans le sens des x positifs. La température du fluide est uniforme dans une section perpendiculaire à la direction d'écoulement, ce qui revient à supposer un mélange parfait dans chaque section perpendiculaire à l'écoulement. La conduction de chaleur dans le fluide, et dans la matrice parallèlement à la direction d'écoulement est négligée. A l'instant $t = 0$, la matrice est la température θ_m en tout point. Pour $t > 0$, le fluide entre dans l'échangeur en $x = 0$ à la température θ_e .

L'expression de la température dans l'échangeur est donnée par CARSLAW et JEAGER (1959):

$$(III.16) \quad \theta(x, t) = \theta_0(\theta_e - \theta_0) \operatorname{erfc} \frac{\kappa x}{q\rho C \sqrt{\alpha(t - \frac{x}{U})}}$$

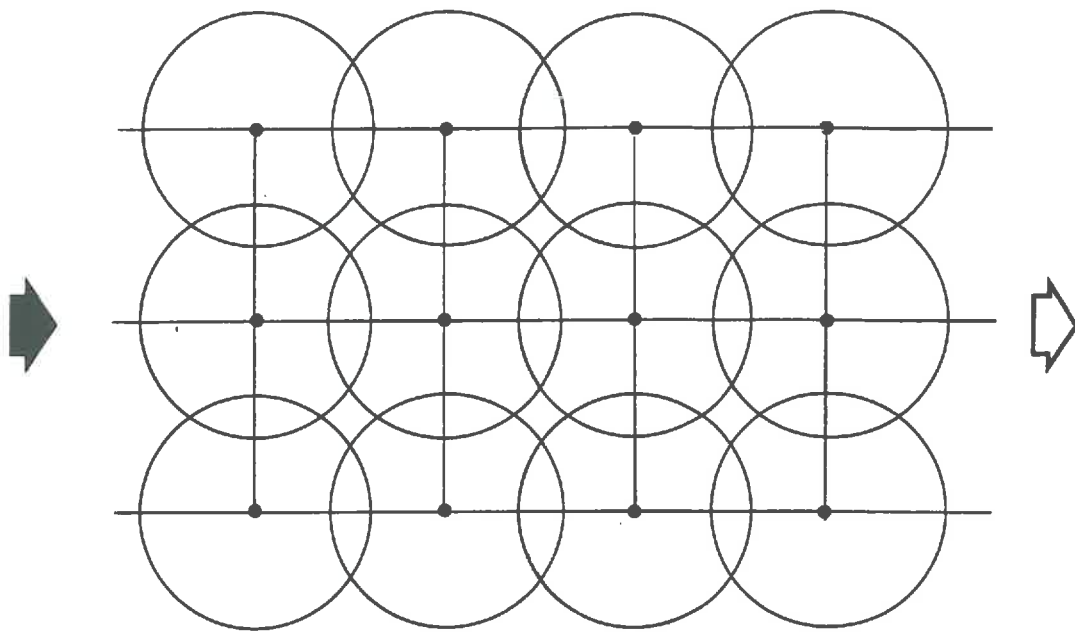


Figure III.10. Simulation des transferts dans un échangeur plan

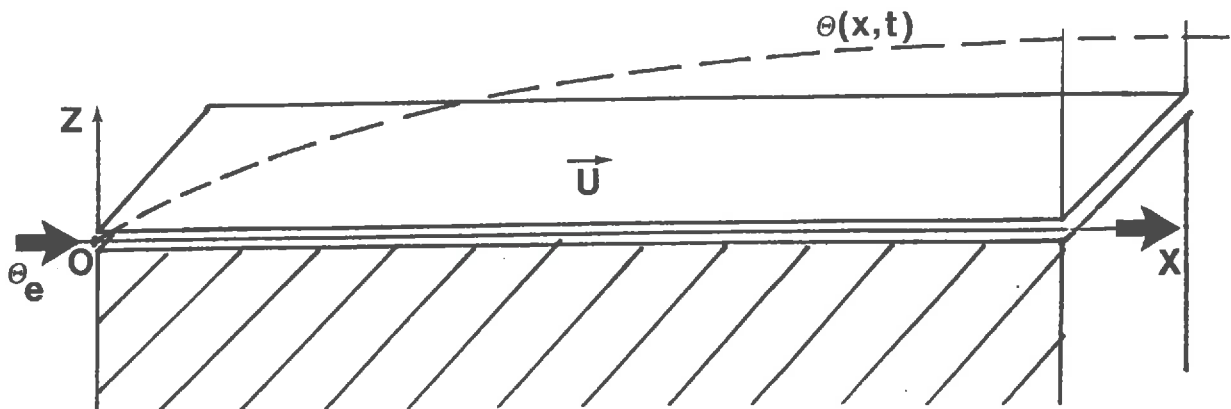


Figure III.11. Schéma d'un échangeur plan

où:

- q est le débit par unité de largeur dans l'échangeur (en m^2/s)
- κ est la diffusivité thermique de la matrice; $\kappa = 1,1 \cdot 10^{-6} m^2/s$ pour le granite
- K est la conductivité thermique de la matrice; $K = 2,6 J/m \cdot ^\circ K s$
- C est la capacité calorifique massique du fluide; $C = 4.187 J/^\circ K kg$ pour l'eau

- ρ est la masse volumique du fluide en kg/m^3
- $\theta(x, t)$ est la température de l'eau dans l'échangeur en $^{\circ}K$

lorsque $t \gg \frac{x}{U}$, la température du fluide devient indépendante de la vitesse d'écoulement:

$$(III.17) \quad \theta(x, t) = \theta_0(\theta_e - \theta_0) \operatorname{erfc} \frac{Kx}{q\rho C\sqrt{\kappa t}}$$

Ces résultats théoriques sont transposables au pavage de disques de la figure III.10 si les volumes élémentaires sont des cylindres circulaires de hauteur infinie, cas particulier des troncs de cône utilisés pour un réseau quelconque. Nous avons effectué des simulations thermiques dans un réseau de ce type, pour des écoulements de débits différents. Les valeurs numériques choisies sont les suivantes:

- rayon des disques: $0.564m$
- hauteur des cônes: $1 \cdot 10^6 m \simeq \infty$
- distance de la limite à flux nul: $100m$
- distance entre les centres de disques adjacents: $1m$
- coefficient de surface: 1. On réalise ainsi un échangeur dont la surface d'échange est identique à celle de l'échangeur théorique

La température initiale de la matrice est $\theta_0 = 1$. Le fluide est injecté à la température $\theta_e = 0$. Les cônes sont discrétisés en mailles inégales, dont l'épaisseur varie suivant une progression géométrique de raison 1,6. La maille "paroi" a une épaisseur de $5cm$. 5 valeurs du débit par unité de largeur sont testées:

- $q_1 = 1 \cdot 10^{-4} m^3/s$
- $q_2 = 3 \cdot 10^{-5} m^3/s$
- $q_3 = 1 \cdot 10^{-5} m^3/s$
- $q_4 = 3 \cdot 10^{-6} m^3/s$
- $q_5 = 1 \cdot 10^{-6} m^3/s$

Les courbes d'évolution de la température du fluide à 20 mètres du point d'injection sont présentées sur la figure III.12. La solution théorique calculée suivant III.17 est représentée en trait plein. Les courbes obtenues numériquement sont tracées en pointillé.

On observe que l'accord entre la solution analytique et la résolution numérique est très satisfaisant. Ce résultat valide le schéma de discrétisation des processus à l'échelle d'une fracture unique. Le couplage de l'advection et de la conduction réalisé à l'aide de la méthode implicite décrite au chapitre précédent est adapté à la simulation des transferts thermiques dans le type de système que nous étudions.

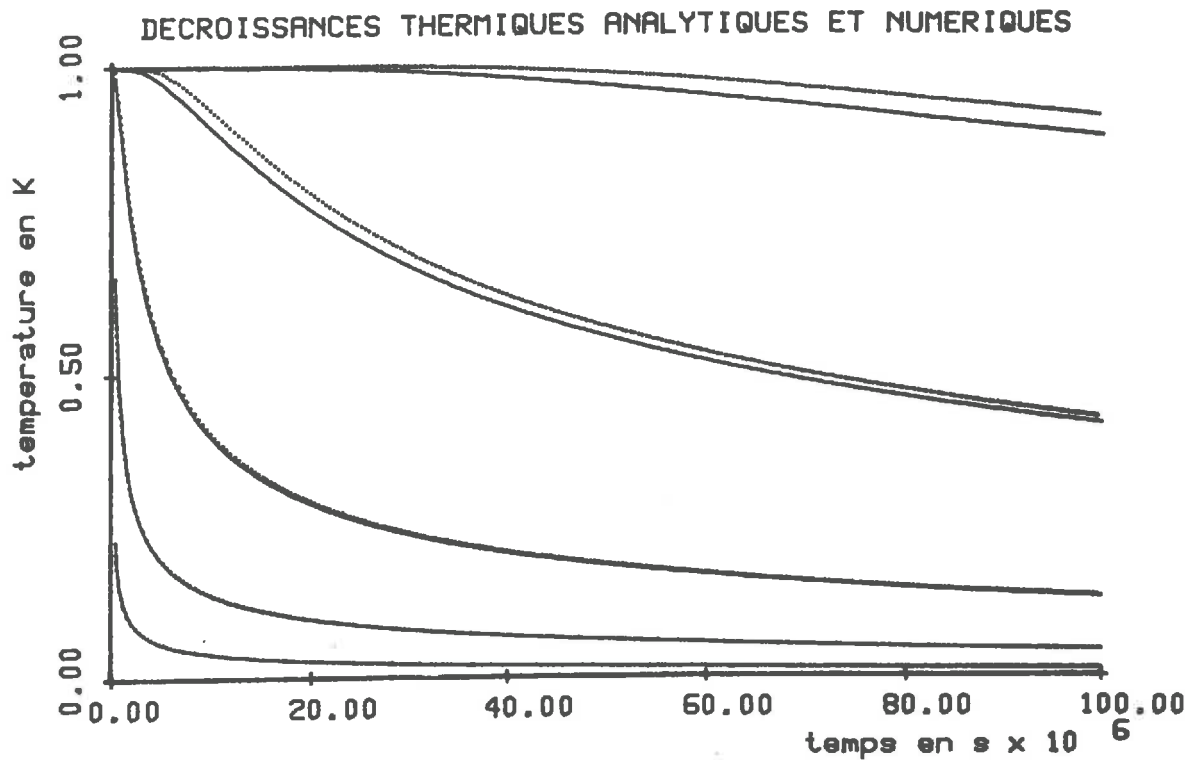


Figure III.12. décroissances thermiques à la sortie de l'échangeur; solution analytique (trait plein) et solution numérique (trait pointillé)

3.2 SENSIBILITE A LA GEOMETRIE DES CONES

Le test qui précède ne nous a pas permis de vérifier l'impact de la limite à flux nul placée parallèlement à chaque disque. Nous ne disposons malheureusement pas de solution analytique correspondant au cas d'un échangeur placé entre deux plans à flux nul. On se limite ici à tester la sensibilité des simulations à la présence de cette limite. Les simulations du paragraphe précédent sont effectuées maintenant pour différentes valeurs de la hauteur des cylindres.

On examine par ailleurs l'impact de l'angle des cônes sur l'évolution de la température dans l'échangeur. Cette fois, la distance de la limite à flux nul est maintenue constante, alors que la hauteur des cônes non-tronqués est modifiée.

Les valeurs numériques de la distance de la limite à flux nul et des hauteur de cônes utilisées pour ces simulations sont présentées dans le tableau III.1. Les courbes de croissance thermique à 20 mètres de l'entrée de l'échangeur sont tracées sur les figures III.12 et III.13.

		Distance de la limite à flux nul	hauteur des cônes
Figure III.12	Courbe 1	28 m	∞
	Courbe 2	20 m	∞
	Courbe 3	14 m	∞
	Courbe 4	10 m	∞
	Courbe 5	7 m	∞
Figure III.13	Courbe 1	10 m	10 m
	Courbe 2	10 m	20 m
	Courbe 3	10 m	50 m
	Courbe 4	10 m	100 m

Tableau III.1.

Conformément à l'intuition, on observe un vieillissement plus rapide de l'échangeur lorsque la limite à flux nul se rapproche de la fracture ou lorsque la hauteur des cônes diminue. Ce phénomène est liée à la diminution du volume de roche offert aux échanges thermiques, c'est-à-dire à la diminution de la quantité de chaleur disponible au voisinage de la fracture.

3.3 TESTS DE SENSIBILITE A LA GEOMETRIE DE LA FRACTURATION ET AUX PARAMETRES HYDRAULIQUES ET THERMIQUES

Les simulations thermiques dépendent de trois types de paramètres:

- les paramètres concernant la géométrie du réseau engendré. La densité de fracturation et l'extension des fractures déterminent par exemple la façon dont est répartie la surface d'échange dans le milieu: très morcelée ou, au contraire, en nappes très étendues.
- les paramètres du modèle hydraulique. Ceux-ci déterminent le degré de chenalisation de

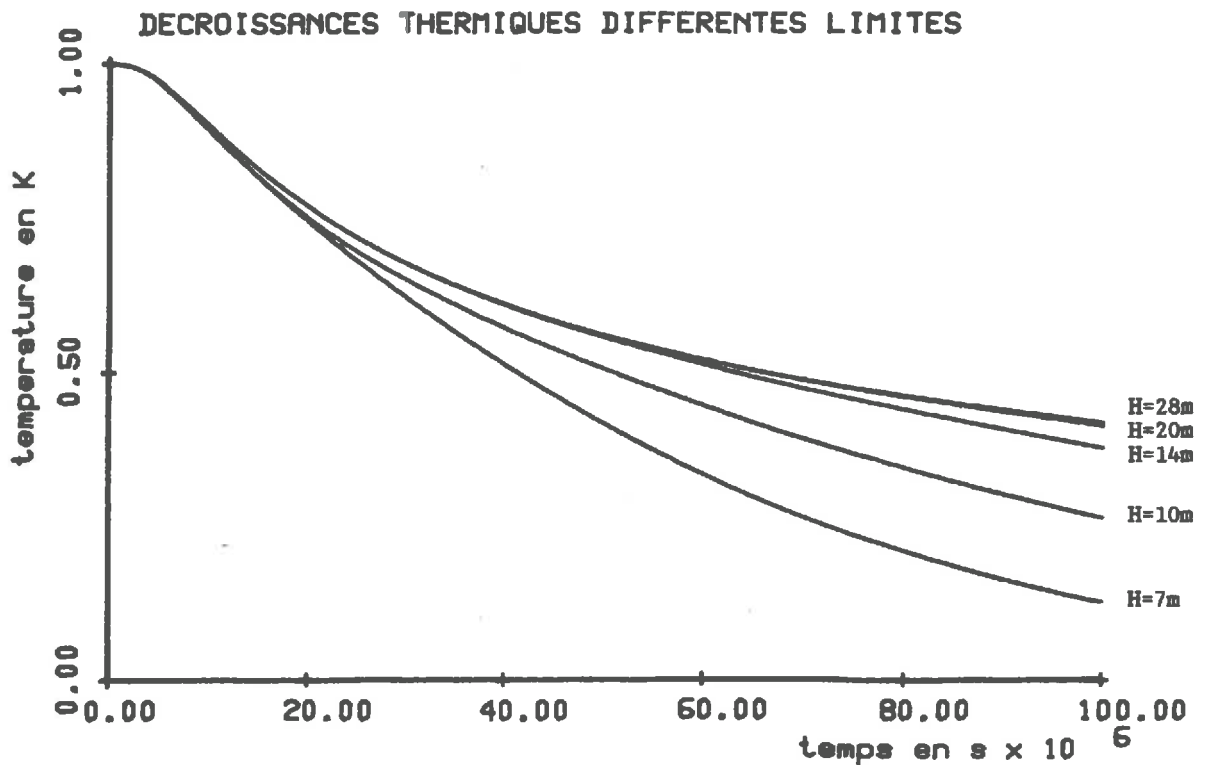


Figure III.12. Décroissances thermiques à la sortie de l'échangeur, pour 4 valeurs de la hauteur des cônes

l'écoulement. Il semble a priori que les circulations rapides et concentrées dans quelques cheminements préférentiels constituent un échangeur moins efficace que des circulations lentes, réparties de façon homogène dans le domaine.

- les paramètres spécifiques du modèle thermique. Le coefficient de surface qui détermine la surface d'échange de chaque fracture apparaît comme un facteur prépondérant de l'évolution thermique d'un système.

La sensibilité du modèle hydro-thermique à ses différents paramètres est étudiée en effectuant des simulations sur un cas d'étude défini arbitrairement. L'ensemble des calculs effectués ainsi que la description du cas étudié sont présentés dans l'annexe 6. Les points essentiels mis en évidence par cette analyse sont les suivants:

La géométrie est effectivement un paramètre important du modèle. Les essais effectués sont trop peu nombreux pour permettre d'établir des règles générales du comportement thermique du milieu en fonction de la géométrie du réseau. Il apparaît cependant que la dimension des fractures semble déterminer en partie la variabilité des réponses thermiques

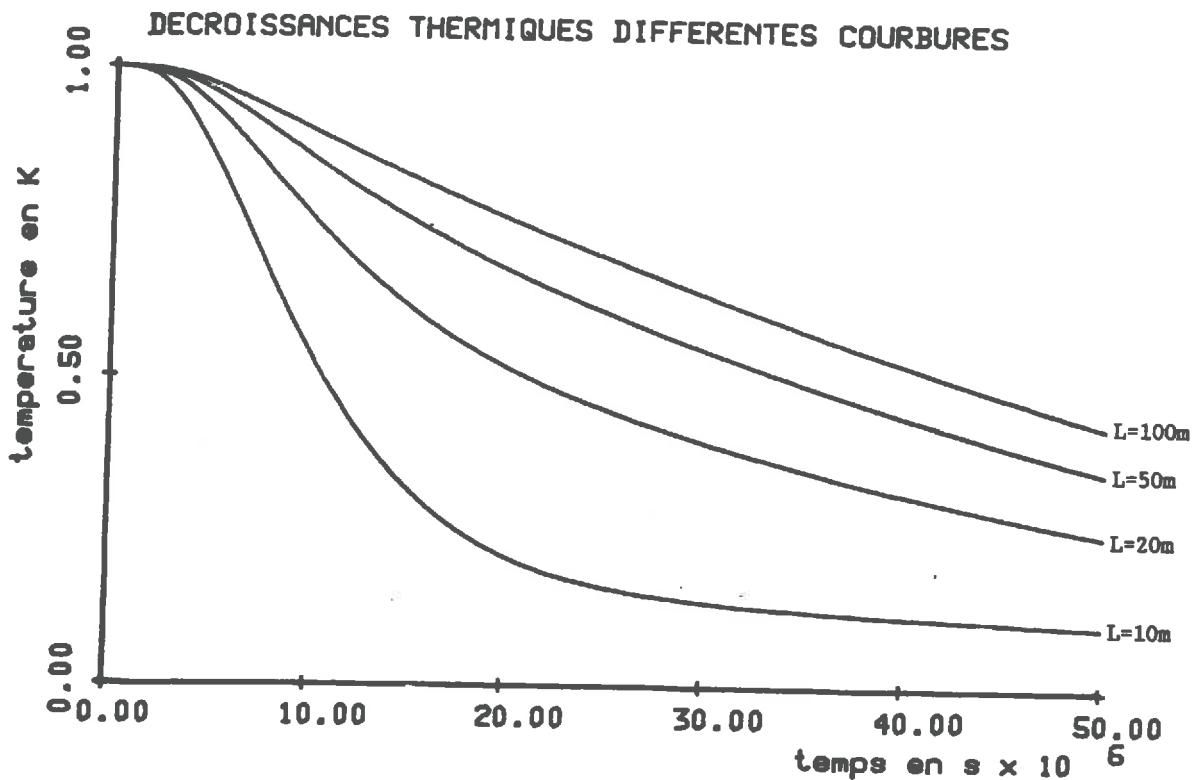


Figure III.13. Décroissances thermiques à la sortie de l'échangeur, pour 4 valeurs de l'angle des cônes discrétisant la matrice

du système pour plusieurs réalisations du réseau. Ceci rejoint l'effet d'échelle. Il semble aussi qu'une surface d'échange plus morcelée favorise une meilleure exploitation du milieu.

La sensibilité du modèle à la dispersion des conductivités intégrées des liens apparaît aussi au travers de ces simulations. Il semble qu'un accroissement de cette dispersion favorise le vieillissement thermique du milieu. Un écoulement plus chenalisé concentre en effet des circulations plus rapides dans des cheminements moins nombreux. L'essentiel des échanges thermiques s'effectue au voisinage de ces quelques circulations préférentielles. La surface d'échange réellement active est moins importante, ce qui explique la baisse de rentabilité du système.

Enfin, le coefficient correcteur des surfaces d'échange agit sur deux plans. A court terme, une diminution de la surface d'échange accélère le vieillissement thermique du milieu, car la surface de contact entre le fluide et la matrice est réduite. Cependant, le coefficient de surface ne modifie pas seulement cette surface de contact: il agit aussi sur l'angle de convergence des troncs de cône qui découpent la matrice. Une plus grande surface d'échange force une discrétisation de la matrice en cônes très convergents. A long terme, le front thermique créé par les échanges dans une fracture donnée atteint des volumes de plus en plus faibles.

L'énergie disponible diminue rapidement. Ceci explique la vitesse de vieillissement plus rapide du système à long terme, observée au cours de l'analyse de sensibilité.

3.4 CONCLUSION DE LA PARTIE III

L'accord entre les simulations thermiques d'un réseau plan et la solution analytique de l'évolution de la température au voisinage d'un échangeur plan semi-infini nous montre que le traitement numérique des échanges de chaleur au niveau d'une fracture donnée est tout-à-fait satisfaisant. Il est beaucoup plus difficile de valider le comportement du modèle à l'échelle du réseau complet car aucune solution analytique n'est disponible dans le cas de ces configurations plus complexes. Nous nous sommes limités à une analyse de sensibilité pour déceler les éventuelles anomalies du modèle. Il s'est avéré que celui-ci est sensible à l'ensemble des paramètres géométriques, hydrauliques et thermiques, conformément à ce que l'on pouvait en attendre. L'application du modèle à un cas pratique demande donc une masse d'informations importante concernant tous ces aspects du milieu. De telles informations qui permettraient de valider notre modèle sont en cours d'acquisition sur différents sites d'expérimentation en roches chaudes et sèches (BRUEL, 1988).

Notons enfin que deux extensions possibles du modèle sont la prise en compte des déformations et des modifications de viscosité induites par les variations de température dans le milieu. Le profil thermique obtenu à l'aide du modèle peut être interprété en termes de dilatation ou contraction, et donc de variation de conductivité hydraulique de la fracture. De même, chaque champ de température permet de calculer la viscosité de l'eau dans les différents liens du modèle et donc une nouvelle répartition des conductivités hydrauliques intégrées. Des calculs alternés de transferts thermiques et d'hydraulique permettraient de réaliser le couplage complet entre ces deux phénomènes. view TH21

CONCLUSION

Reprenons tout-d'abord les points essentiels développés dans les trois parties de ce rapport ainsi que les principales conclusions auxquelles nous avons abouti.

Dans la partie I, consacrée à l'étude hydraulique du site expérimental de Fanay-Augères, nous avons développé un modèle de l'écoulement dans le milieu qui reproduit statistiquement le système à l'échelle de détail de la fracture. Les données et les paramètres de ce modèle sont entièrement déterminés à partir des mesures hydrauliques ou structurales à l'échelle d'une ou plusieurs fractures. L'utilisation du modèle est incorporée dans une procédure d'estimation d'un encadrement de la perméabilité du milieu à l'échelle du site et qui s'affranchit de l'interprétation des essais locaux en termes de propriétés du milieu continu équivalent. L'encadrement obtenu est cohérent avec la perméabilité globale du site déduite d'une série de mesures indépendantes, n'ayant pas été utilisée lors du calage.

Dans la partie II, nous avons cherché à simuler le transport des particules par advection dans le champ des vitesses ponctuelles d'écoulement, issu des calculs hydrauliques. L'échelle de temps des migrations est ajustée sur les vitesses moyennes de migration observées sur le site, en corrigeant la porosité du modèle du réseau. Les dispersions des vitesses de migration sont semblables dans le modèle et dans le milieu réel. Ceci tend à montrer que le modèle hydro-dispersif, calé sur des mesures hydrauliques locales uniquement, peut rendre compte du phénomène de dispersion cinématique caractéristique du milieu étudié. Le modèle nous a permis par ailleurs d'estimer un ordre de grandeur de la dispersivité longitudinale du milieu à une échelle de 10 à 20 fois supérieure à l'extension moyenne des fractures et de mettre en évidence un effet d'échelle très important concernant ces propriétés dispersives. Néanmoins, ces deux derniers résultats n'ont pas pu être validés, faute de mesures complémentaires permettant de caractériser statistiquement la dispersivité du milieu à plusieurs échelles d'observation.

Enfin, dans la troisième partie, nous avons proposé une technique de simulation des transferts de chaleur ou de substances chimiques par diffusion au travers des parois des fractures. C'est une extension des modèles "à double porosité" qui permet de tenir compte de la géométrie du réseau de fractures et de la répartition des vitesses ponctuelles dans le milieu. Le traitement numérique des transferts au niveau de la fracture a été vérifié et validé

sur des cas simples où le phénomène étudié est décrit analytiquement. Le modèle n'a pas encore été appliqué à des situations réelles. Il demande à être validé.

Les résultats obtenus au cours de cette étude semblent en général encourageants. Notre objectif initial qui était de déduire les propriétés globales d'un site à partir de mesures locales est pleinement atteint sur le plan hydraulique, et la procédure utilisée est validée sur un cas expérimental. En ce qui concerne l'étude de la migration de substances par advection, une méthode d'analyse a été proposée qui répond partiellement à cet objectif puisqu'elle permet d'estimer les propriétés dispersives du milieu à une échelle intermédiaire entre l'échelle globale et l'échelle locale, mais n'a pas encore été étendue à un changement d'échelle plus important.

Il est bien entendu que cette seule application, bien que positive, de la méthode décrite ne suffit pas à confirmer sa fiabilité de manière générale, et d'autres expériences semblables à celles qui ont été menées à Fanay-Augères doivent maintenant être envisagées.

Remarquons à ce niveau que de nombreuses mesures sont nécessaires à la mise en oeuvre d'une procédure d'analyse telle que nous l'avons proposée. Le modèle est stochastique et demande la connaissance des paramètres statistiques de la structure spatiale du milieu. Ceci signifie que les mesures tant structurales qu'hydrauliques, chimiques ou thermiques doivent être répétées en un grand nombre de points du site et que l'échantillonnage doit caractériser l'ensemble du domaine, afin de s'assurer par ailleurs de la stationnarité de cette structure spatiale.

Arrêtons-nous enfin sur les perspectives de développement du modèle constitué au cours de ce travail. Que l'on étudie le comportement du milieu fracturé autour d'un dépôt de déchets nucléaires ou dans une installation géothermique, les phénomènes hydrauliques sont couplés aux phénomènes thermiques et mécaniques. Nous avons proposé une méthode de simulation du comportement thermique du milieu, en fonction de ses caractéristiques hydrauliques. Il faut envisager maintenant le couplage complet entre ces deux phénomènes ainsi que la prise en compte du paramètre mécanique dans les simulations. Ce problème est étudié actuellement par BRUEL (1988). Dans sa forme finale, l'outil ébauché au cours de ce travail devrait permettre une meilleure compréhension des processus hydro-thermo-mécaniques qui s'établissent dans les milieux fracturés.

ANNEXES

ANNEXE 1

ESTIMATION DE QUELQUES MAJORANTS DE LA PERMEABILITE D'UN RESEAU TRIDIMENSIONNEL DE SEGMENTS

Dans ce paragraphe, nous présentons divers majorants de la perméabilité d'un réseau tridimensionnel de segments. La méthode proposée est une adaptation des travaux de HESTIR (Lawrence Berkeley Laboratory, département des Sciences de la terre, communication personnelle) concernant le calcul d'une limite supérieure de la perméabilité d'un réseau tridimensionnel de disques.

L'approche que nous présentons est basée sur les considérations suivantes:

Considérons un milieu infini imperméable occupé par des segments de droite hydrauliquement conducteurs. Si ces segments sont disposés aléatoirement, la probabilité pour que deux d'entre eux se recoupent est nulle. Le système n'est donc pas connecté. Pour créer la percolation, il faut déplacer ces segments afin que ceux-ci s'intersectent. Dans le cas où l'on impose aux segments de conserver leur orientation, il semble intuitivement que l'on construise un réseau de perméabilité maximale en translatant les segments pour les mettre bout-à-bout par classes d'orientation, afin de former des droites. Par ailleurs, si des conductivités intégrées différentes sont attribuées aléatoirement à ces segments, on majore la conductivité intégrée des droites obtenues en alignant ceux-ci par classes d'égales conductivités.

Perméabilité d'un réseau de droites constitué par l'alignement de segments

Considérons tout d'abord un système de droites parallèles de vecteur unitaire \vec{n} , ayant toutes la même conductivité intégrée $k_{\vec{n}}$. Soit la grandeur $\lambda_{\vec{n}}$, que nous appellerons "densité de lien", et qui représente la densité surfacique des intersections de ces droites avec un plan qui leur est perpendiculaire. $\lambda_{\vec{n}}$ représente aussi la longueur cumulée des droites d'orientation

\vec{n} par unité de volume. Le tenseur de perméabilité $\bar{\bar{k}}_{\vec{n}}$ de ce système s'écrit, dans un repère orthonormé $(\vec{n}, \vec{u}, \vec{v})$:

$$(a.I.1) \quad \bar{\bar{K}}_{\vec{n}} = \lambda_{\vec{n}} \begin{pmatrix} k_{\vec{n}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Plaçons-nous maintenant dans le cas où la conductivité intégrée des segments suit une distribution de densité de probabilité $p_{\vec{n}}(k)$. Les droites formées par des segments d'égales conductivité intégrée ont des conductivités intégrées distribuées elles aussi suivant la distribution de densité $p_{\vec{n}}$. Le tenseur de perméabilité formé par l'ensemble de ces droites s'écrit alors :

$$(a.I.2) \quad \bar{\bar{K}}_{\vec{n}} = \lambda_{\vec{n}} \begin{pmatrix} \int_0^{\infty} p_{\vec{n}}(k) dk & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Rappelons que K est une matrice définie positive dont la trace est invariante par rotation. Quel-que-soit l'orientation du faisceau des droites dans le repère étudié, on a:

$$(a.I.3) \quad \text{trace}(\bar{\bar{K}}_{\vec{n}}) = \lambda_{\vec{n}} \int_0^{\infty} p_{\vec{n}}(k) dk$$

Si l'on superpose maintenant les contributions de droites d'orientations différentes, chaque orientation étant caractérisée par une densité de lien $\lambda_{\vec{n}}$, la trace du tenseur résultant devient:

$$(a.I.4) \quad \text{trace}(\bar{\bar{K}}_{\vec{n}}) = \int \int_{\text{sphere unite}} (\lambda_{\vec{n}} \int_0^{\infty} p_{\vec{n}}(k) dk) \vec{n} d\vec{S}$$

Dans l'hypothèse où l'orientation et la conductivité intégrée des segments sont des variables indépendantes, on a:

$$(a.I.5) \quad \text{trace}(\bar{\bar{K}}_{\vec{n}}) = \left(\int_0^{\infty} p_{\vec{n}}(k) dk \right) \times \int \int_{\text{sphere unite}} \lambda_{\vec{n}} \vec{n} d\vec{S}$$

Cette perméabilité majore les perméabilités principales du milieu constitué par les droites. Si, en plus, le milieu est isotrope, on a :

$$(a.I.6) \quad K = \frac{1}{3} \lambda \int_0^{\infty} p(k) dk$$

où K est la perméabilité globale du milieu.

Cas particulier des réseaux de liens du modèle.

Revenons à la configuration des réseaux de liens introduits dans le modèle. Ils sont constitués de segments mis bout-à-bout à chaque noeud, mais non-alignés, comme le montre les schématisations 2D des figures a.I.1. et a.I.2. Ces figures distinguent respectivement le cas d'un réseau obtenu à partir d'un ensemble de disques très peu connectés (figure a.I.1) et très fortement connectés (figure a.I.2). Quand on évolue vers la configuration "très connectée", un nombre croissant de directions possibles d'écoulement sont proposées à chaque noeud. Pour une configuration très connectée, les noeuds ne forcent plus une "cassure" des lignes de courant. Quand le nombre de segments se rejoignant à chaque noeud tend vers l'infini, l'écart entre la perméabilité du réseau de segments et celle du réseau de droites ne provient plus que de l'allongement des liens entre deux noeuds consécutifs, dû au passage forcé par le milieu du segment intersection (figure a.I.3). Il semble donc que la perméabilité des réseaux du modèle soit d'autant plus proche du majorant proposé ci-dessus que la connectivité du réseau est plus importante.

Estimation du plus grand majorant dans un cas particulier

Dans ce paragraphe, nous nous limitons à l'étude de réseaux de liens de conductivités intégrées uniformes et issus d'un réseau de disques d'orientations purement aléatoires. La figure a.I.3 nous montre que chaque lien de conductivité intégrée k et de longueur l se comporte comme un segment de droite de conductivité intégrée k' et de longueur l' telles que :

$$(a.I.7) \quad \frac{k}{l} = \frac{k'}{l'}$$

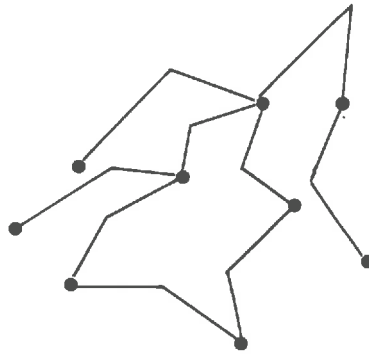


Figure a.I.1. Configuration du réseau de liens dans un milieu peu connecté

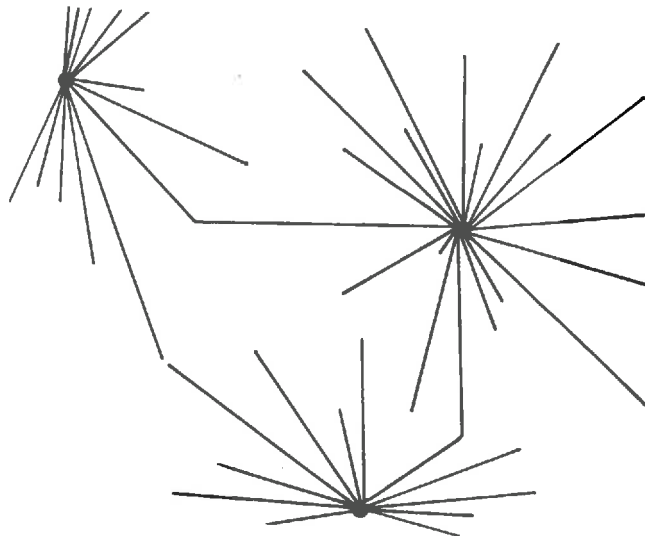


Figure a.I.2. Configuration du réseau de liens dans un milieu très connecté

Notons α la valeur moyenne, sur l'ensemble de tous les liens du milieu, du rapport l/l' .

$$(a.I.8) \quad \alpha = \frac{l}{l'}$$

Dans l'hypothèse d'un nombre infini de liens se rejoignant à chaque noeud, le réseau des segments rectilignes équivalents au réseau de liens constitue en fait un réseau de droites de conductivité intégrée k' dont la densité de lien vérifie:

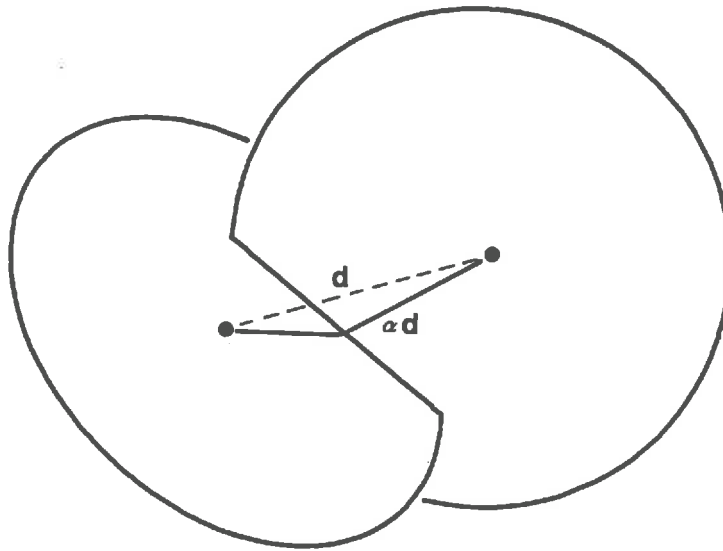


Figure a.I.3. Configuration d'un lien joignant deux centres de fracture

$$(a.I.9) \quad \lambda' = \frac{\lambda}{\alpha}$$

où λ représente la densité de lien du réseau de liens.

la perméabilité de ce réseau de droites s'écrit:

$$(a.I.10) \quad K' = \frac{1}{3} k' \lambda' = \frac{1}{3} \frac{K \lambda}{\alpha^2}$$

où K est la perméabilité du réseau de liens.

Ce résultat a la signification suivante: Si l'on engendre des réseaux de disques de densité de lien constante et vérifiant en outre que:

- les disques ont des orientations purement aléatoires
- les liens ont tous la même conductivité intégrée k , alors la perméabilité équivalente du milieu tend vers une valeur asymptotique quand le nombre de liens se rencontrant à chaque noeud tend vers l'infini. Cette perméabilité a la valeur suivante:

$$(a.I.11) \quad K = \frac{1}{3} k \frac{\lambda}{\alpha^2}$$

où:

- k est la conductivité intégrée des liens
- d est la densité de lien du réseau de lien
- α est le rapport moyen entre la longueur du lien et la distance entre deux noeuds consécutifs.

ANNEXE 2

ASPECTS NUMERIQUES DU CALAGE DE LA LOI DE DISTRIBUTION DES CONDUCTIVITES INTEGREES DES LIENS

Les grandeurs à ajuster sont les paramètres de la loi log-normale de distribution des conductivités intégrées des liens du modèle de Fanay. Nous les notons:

- μ_c : moyenne du logarithme népérien des conductivités intégrées des liens (en m/s)
- σ_c : écart-type du logarithme népérien des conductivités intégrées des liens (en m/s)

Le critère de calage porte sur les paramètres de la loi log-normale de répartition des débits d'injection obtenus par simulations, et sur les paramètres de la loi log-normale calée sur la distribution des 180 débits mesurés sur le site. Nous utilisons les notations suivantes:

- m_d : moyenne du logarithme népérien des débits provenant des simulations
- m_d^0 : moyenne du logarithme népérien des débits provenant des mesures
- s_d : écart-type du logarithme népérien des débits provenant des simulations
- s_d^0 : écart-type du logarithme népérien des débits provenant des mesures

Le calage se résume de la façon suivante:

Comment choisir μ_c et σ_c pour obtenir:

$$(a.II.1) \quad \begin{aligned} m_d &= m_d^0 \\ s_d &= s_d^0 \quad ? \end{aligned}$$

Calage de la moyenne μ_c

Le système à résoudre pour simuler les écoulements est de la forme:

$$(a.II.2) \quad \begin{bmatrix} K_{ij} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} H_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_i \end{bmatrix}$$

où $K_{ij} = e^{\mu_c} K'_{ij}$; K'_{ij} est une constante indépendante de μ_c . R_i est une combinaison linéaire des K_{ij} et s'écrit sous la forme:

$$(a.II.3) \quad R_i = e^{\mu_c} r_i$$

L'équation a.II.2 est donc de la forme suivante:

$$(a.II.4) \quad e^{\mu_c} \begin{bmatrix} K'_{ij} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} H_i \end{bmatrix} = e^{\mu_c} \begin{bmatrix} r_i \end{bmatrix}$$

Quel que soit le choix de μ_c , le système a.II.4 se simplifie en:

$$(a.II.5) \quad \begin{bmatrix} H_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_i \end{bmatrix}$$

où K'_{ij} et r_i sont indépendants de μ_c .

Les charges calculées aux noeuds sont donc indépendantes du paramètre μ_c .

Dans une simulation d'essai Lugeon, le débit d'injection s'écrit sous la forme suivante:

$$(a.II.6) \quad Q = \sum R_i(H_i - H_0)$$

où H_0 représente la charge imposée dans la chambre d'injection. Il advient:

$$(a.II.7) \quad Q = e^{\mu_c} \sum R_i(H_i - H_0) = e^{\mu_c} \cdot Q_0$$

où Q_0 est le débit calculé en prenant $\mu_c = 0$. On en déduit:

$$(a.II.8) \quad \text{Log } Q = \mu_c + \text{Log } Q_0$$

D'où la conclusion:

$$(a.II.9) \quad \begin{aligned} m_d &= \mu_c + \text{moyenne des } \text{Ln}(Q_0) \\ \forall \mu_c, s_d &= \text{ecart - type des } \text{Ln}(Q_0) \end{aligned}$$

En conséquence, le calage de μ_c et le calage de σ_c peuvent être effectués indépendamment. Dans un premier temps, on cale σ_c en prenant $\mu_c = 0$ afin d'obtenir $s_s = s_d^0$. Lorsque s_c est déterminé, μ_c est donné par la relation:

$$(a.II.10) \quad \mu_c = m_d^0 - \text{moyenne des } \text{Ln}Q_0$$

Ce nouveau choix de μ_c ne modifie pas la valeur de s_d , et nous assure par ailleurs l'égalité $m_d = m_d^0$.

Calage de l'écart-type du logarithme des conductivités intégrées: σ_c

Le calage est simplifié par une propriété vérifiée expérimentalement mais non rigoureuse: $\text{Log}(Q)$ est une fonction quasi-linéaire de σ_c à μ_c constant. Ceci se justifie de la façon suivante:

Le débit d'injection est calculé numériquement par la relation:

$$(a.II.11) \quad Q = \sum_i \frac{1}{l_i} e^{-(\mu_c + u_i \sigma_c)(H_i - H_0)}$$

où:

- l_i est la longueur du lien
- u_i est une variable aléatoire comprise entre 0 et 1
- H_0 est la charge imposée dans la chambre d'injection
- H_i est la charge calculée à l'autre extrémité du lien

Chaque terme de cette somme représente la débit dans un lien lié à la passe d'injection. Lorsque σ_c devient suffisamment grand, on peut envisager que l'un des termes de cette somme devienne prépondérant sur les autres, c'est-à-dire que le fluide fuit essentiellement par un chenal unique. Le débit Q s'écrit alors:

$$(a.II.12) \quad Q = \frac{1}{l_j} e^{-(\mu_c + u_j \sigma_c)} (H_j - H_0)$$

alors:

$$(a.II.13) \quad \text{Log}(Q) = -\text{Log}(l_j) + \text{Log}(H_j - H_0) - \mu_c - u_j \sigma_c$$

$\text{Log}(Q)$ est donc de la forme:

$$(a.II.14) \quad \text{Log}(Q) = \alpha + \beta \sigma_c$$

La figure a.II.1 présente l'exemple de deux réseaux dans lesquels le débit d'injection est calculé avec plusieurs valeurs différentes de σ_c . La quasi linéarité de $\text{Log}(Q)$ en fonction de σ_c est bien vérifiée.

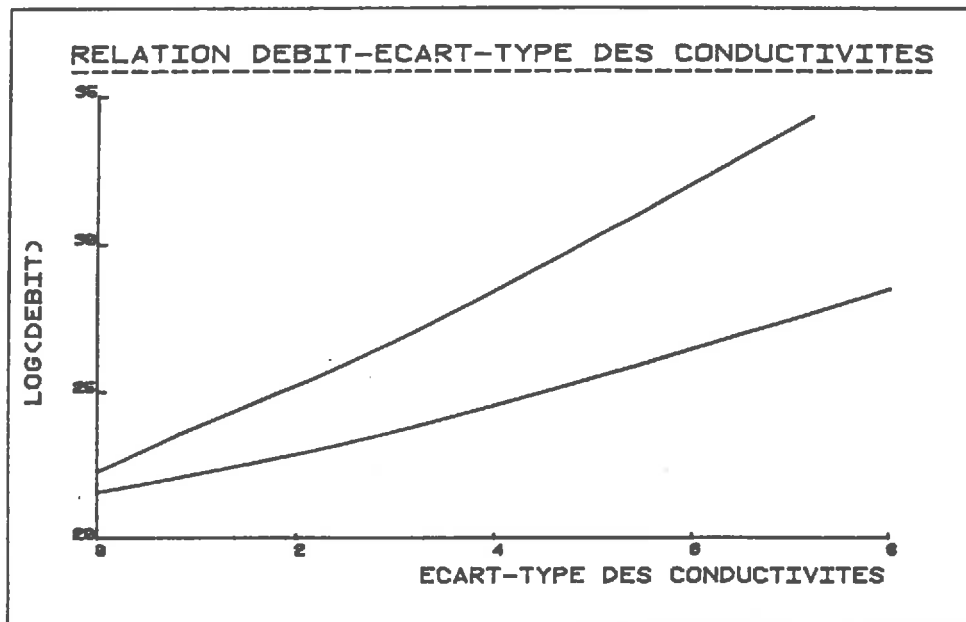


Figure a.II.1. exemple de fonction $Q(\sigma)$ pour deux simulations d'essais Lugeon dans des réalisations différentes.

La relation empirique mise en évidence ci-dessus va nous permettre de caler analytiquement σ_c , à condition d'en connaître un encadrement: $\sigma_c \in [\sigma_c^1, \sigma_c^2]$. La méthode employée

consiste à engendrer une série de réseaux dans lesquels nous simulons un essai dans les deux cas suivants: $\sigma_c = \sigma_c^1$ et $\sigma_c = \sigma_c^2$. En pratique, nous travaillons sur un échantillon de 208 réalisations de réseaux, ce qui nous conduit à effectuer 416 calculs d'écoulement. A l'issue de ces 416 simulations, nous calculons les coefficients a_i et b_i des 208 relations:

$$(a.II.15) \quad \text{Log}(Q_i) = a_i \sigma_c + b_i$$

L'écart-type s_d des $\text{Log}(Q_i)$ vérifie:

$$(a.II.16) \quad s_d^2 = A\sigma_c^2 + B\sigma_c + C$$

avec:

$$(a.II.17) \quad \begin{aligned} A &= \frac{1}{208} \sum_i (a_i - \bar{a}_i)^2 \\ B &= \frac{2}{208} \sum_i (a_i - \bar{a}_i)(b_i - \bar{b}_i) \\ C &= \frac{1}{208} \sum_i (b_i - \bar{b}_i)^2 \end{aligned}$$

La valeur σ_c calée vérifie donc la relation:

$$(a.II.18) \quad (s_d^0)^2 = A\sigma_c^2 + B\sigma_c + C$$

Le principe de calage des paramètres de la distribution des conductivités intégrées des liens ne pose donc pas de problèmes numériques particuliers. Les deux paramètres sont calés indépendamment, suivant des relations analytiques simples.

ANNEXE 3

LOGS DE DENSITE DE FRACTURATION LE LONG DES FORAGES

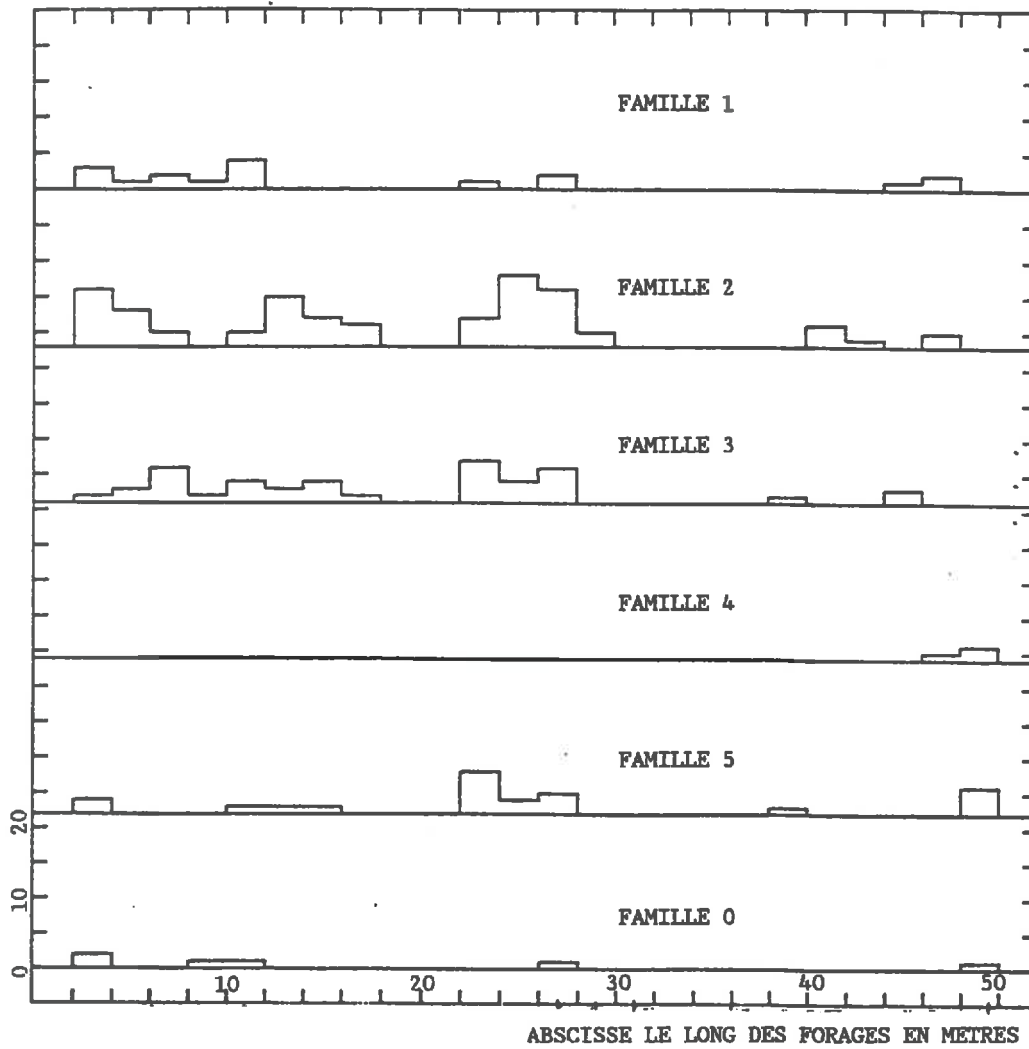


Figure a.III.1 Logs de densité de fracturation, forage F1

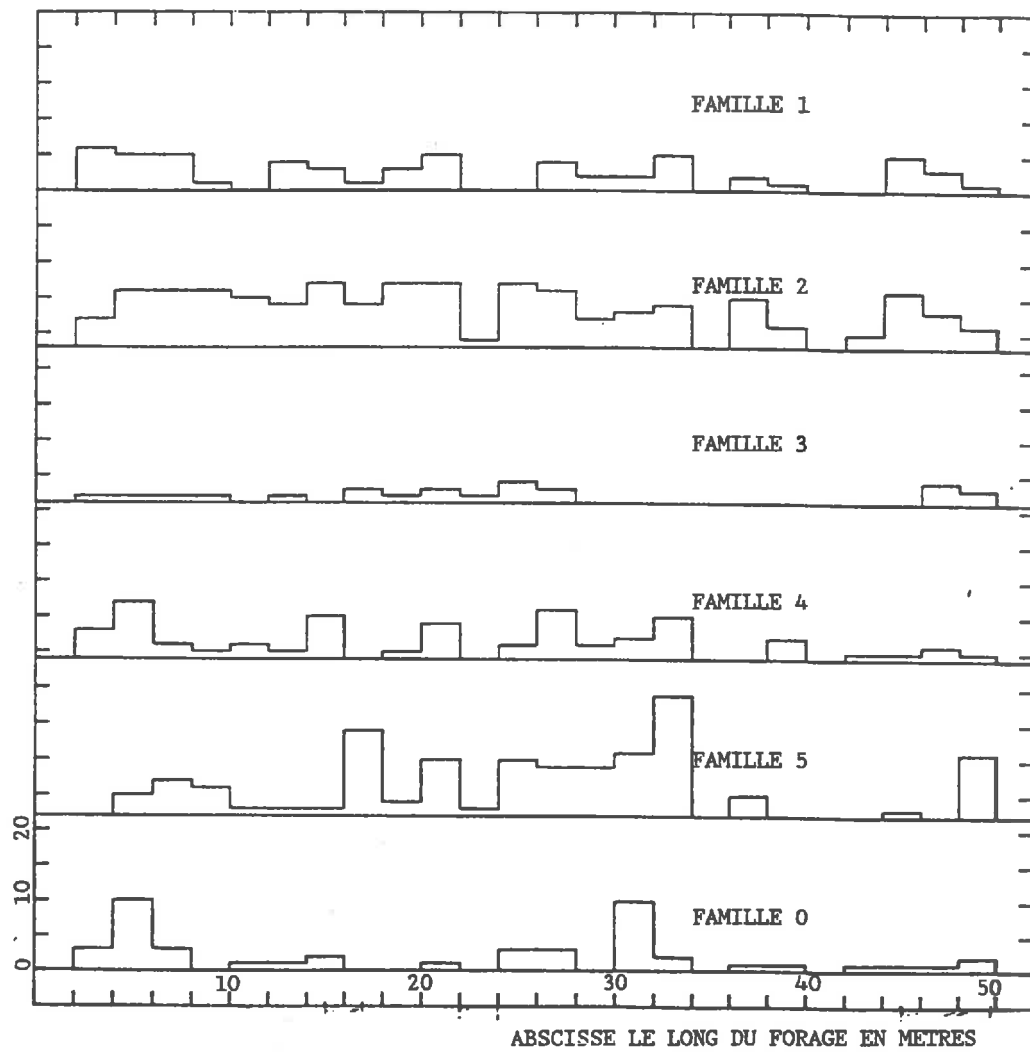


Figure a.III.2 Logs de densité de fracturation, forage F2

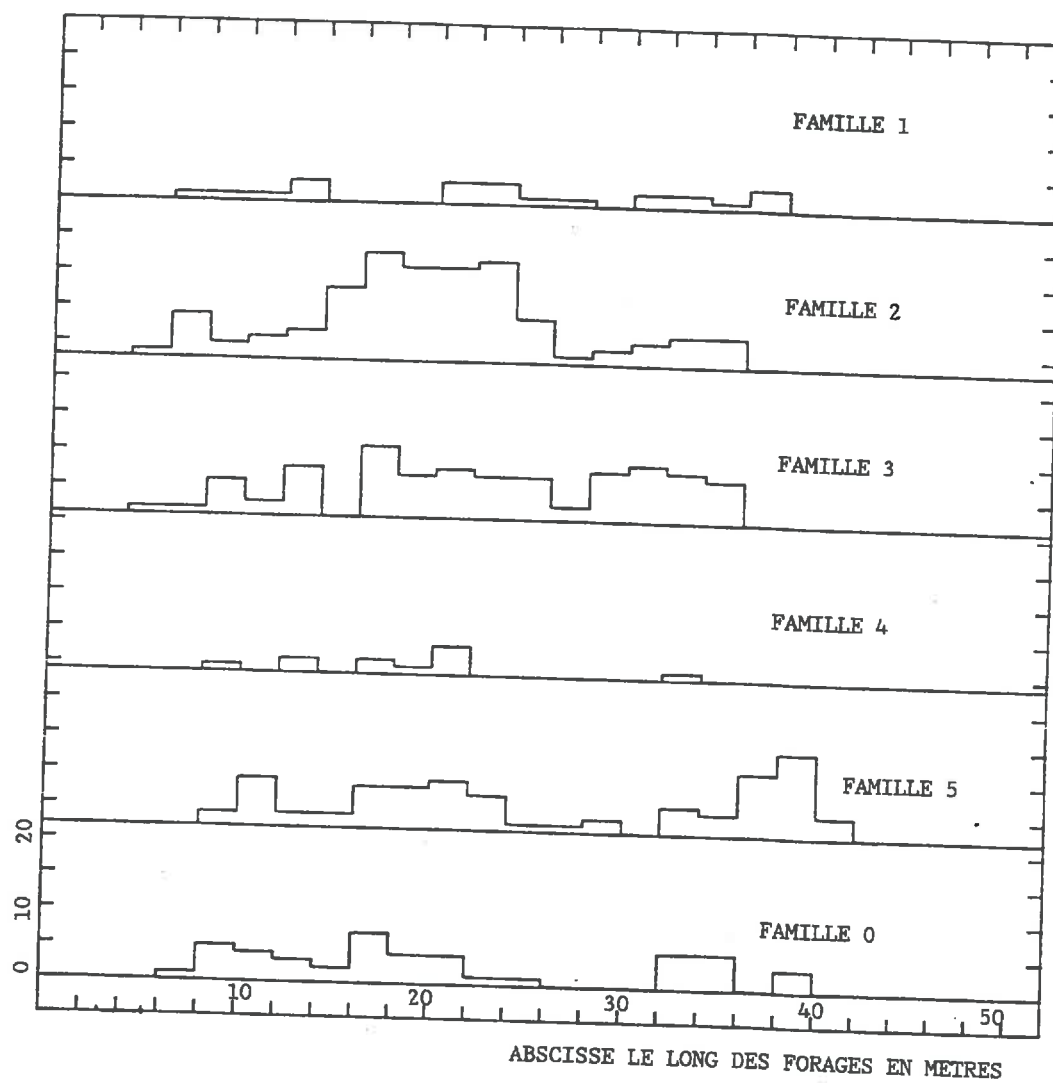


Figure a.III.3 Logs de densité de fracturation, forage F3

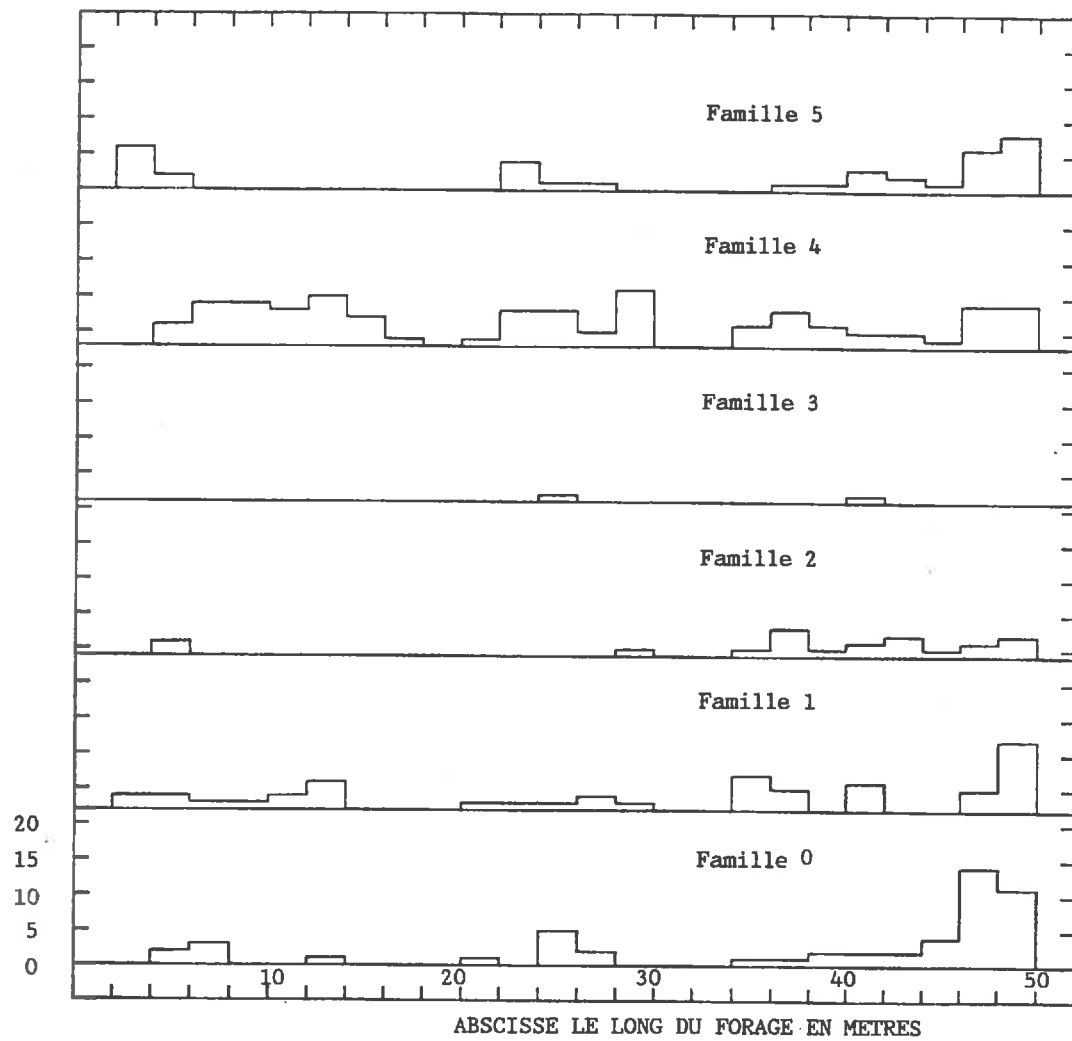


Figure a.III.4 Logs de densité de fracturation, forage F4

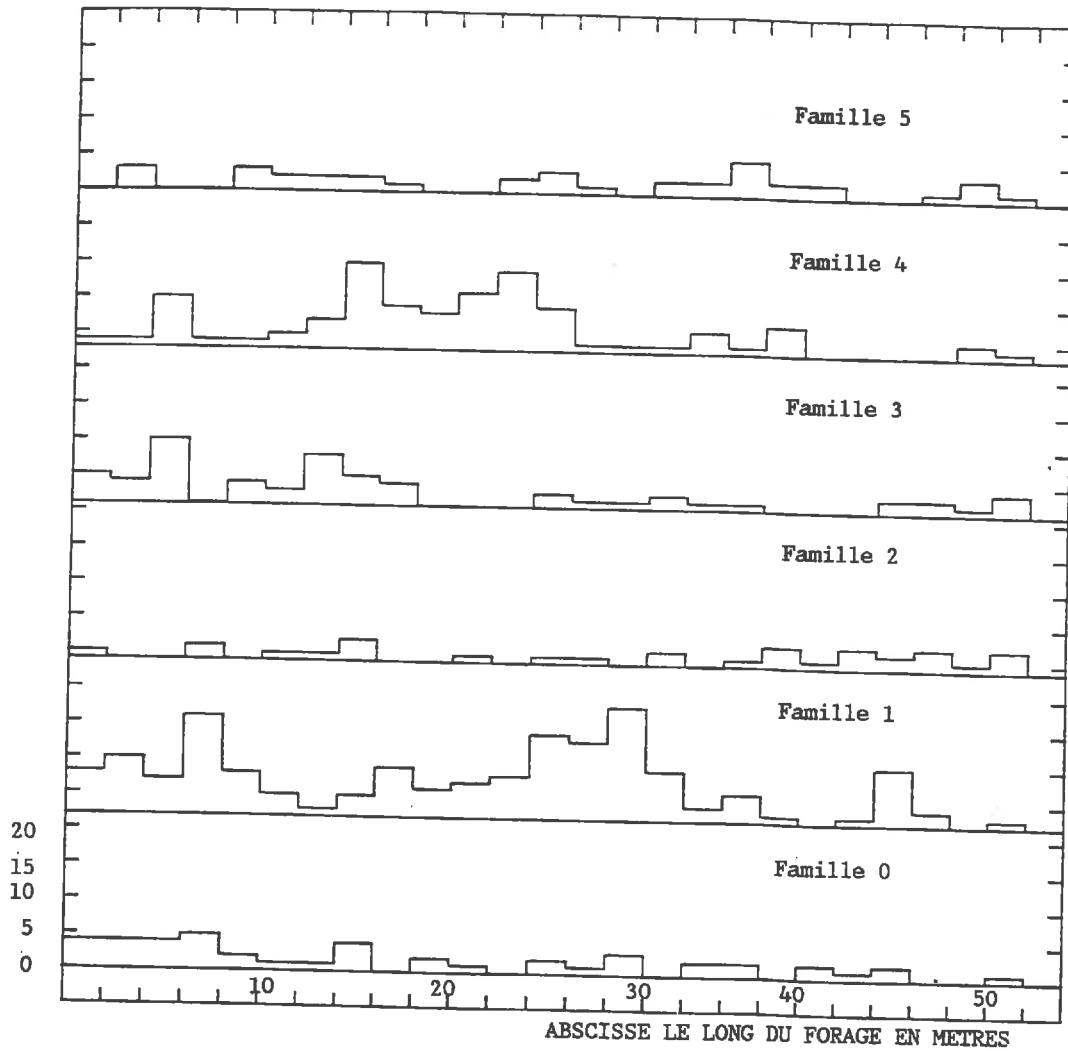


Figure a.III.5 Logs de densité de fracturation, forage F5

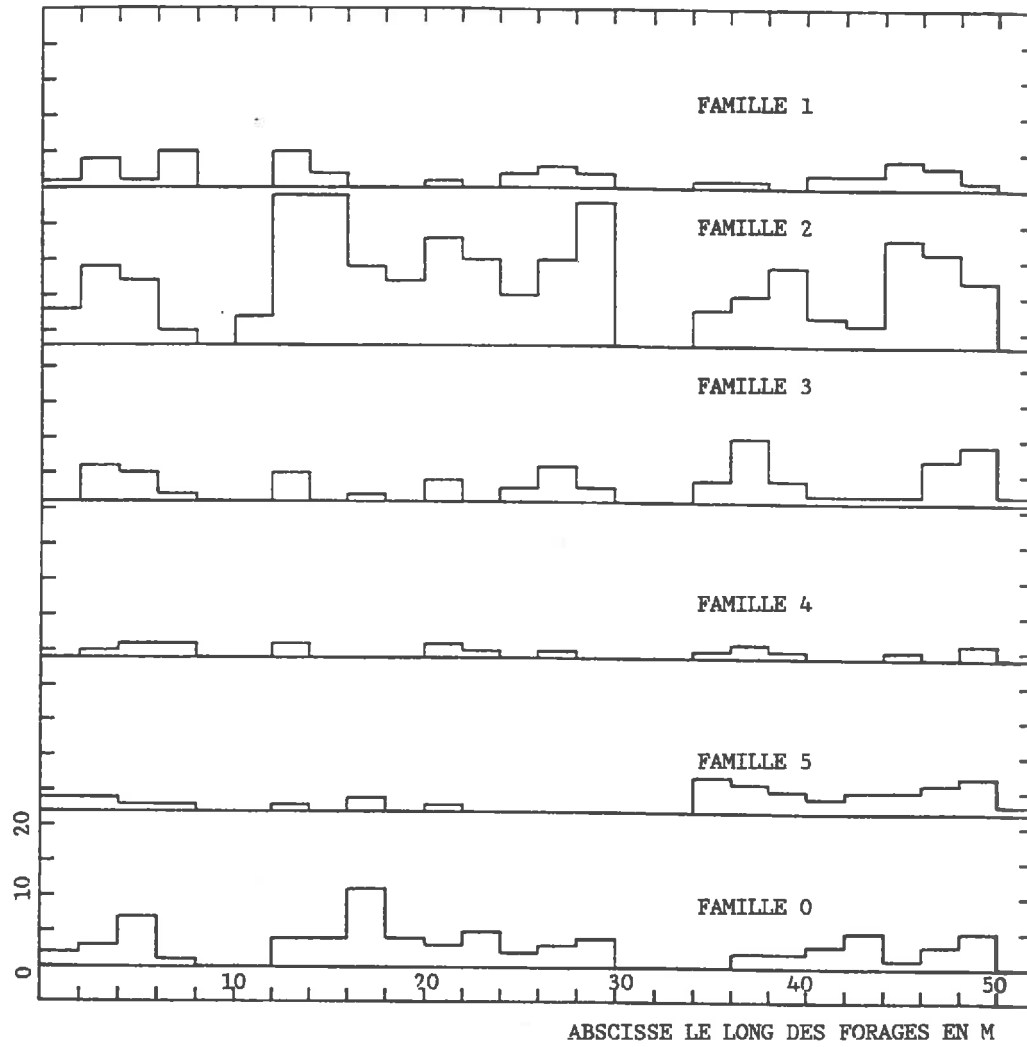


Figure a.III.6 Logs de densité de fracturation, forage F6

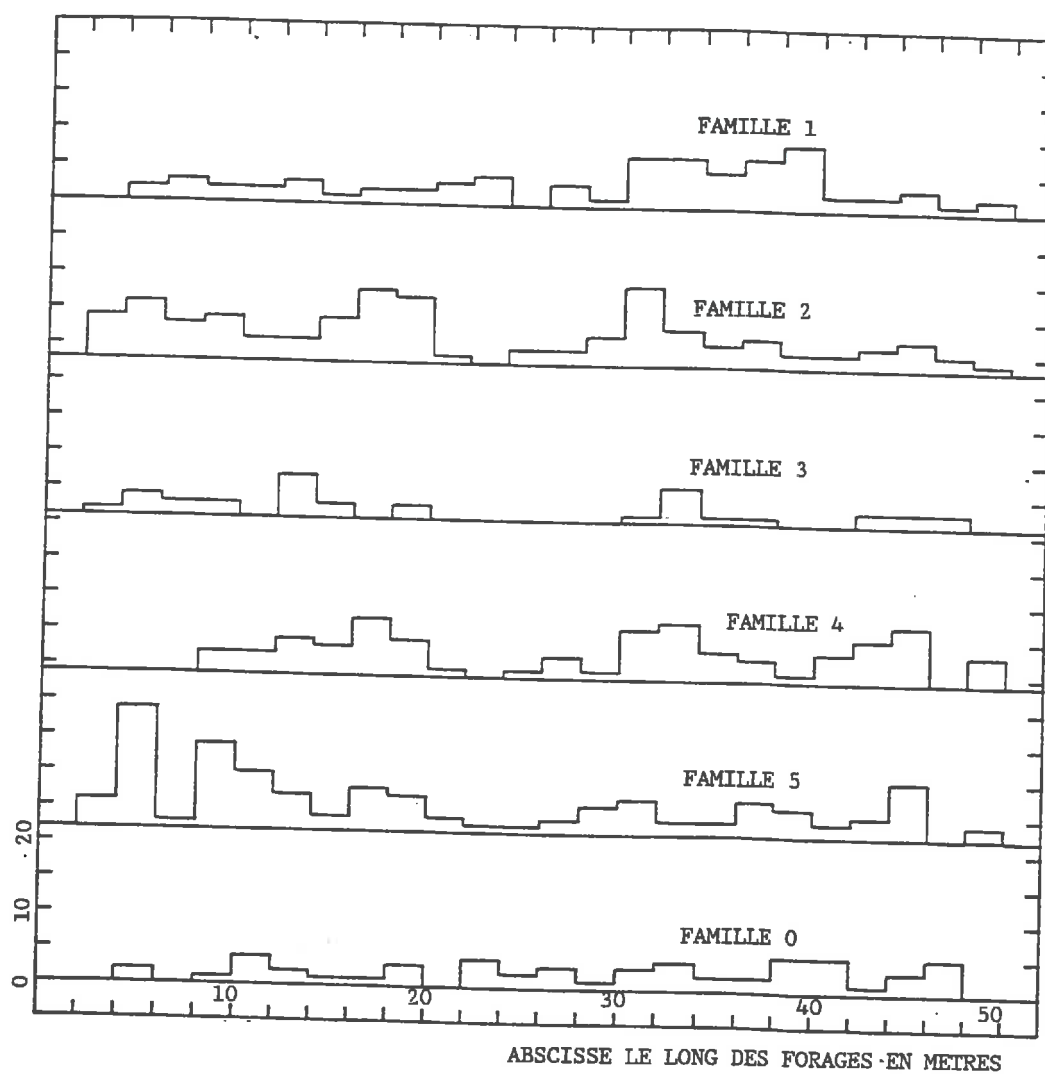


Figure a.III.7 Logs de densité de fracturation, forage F7

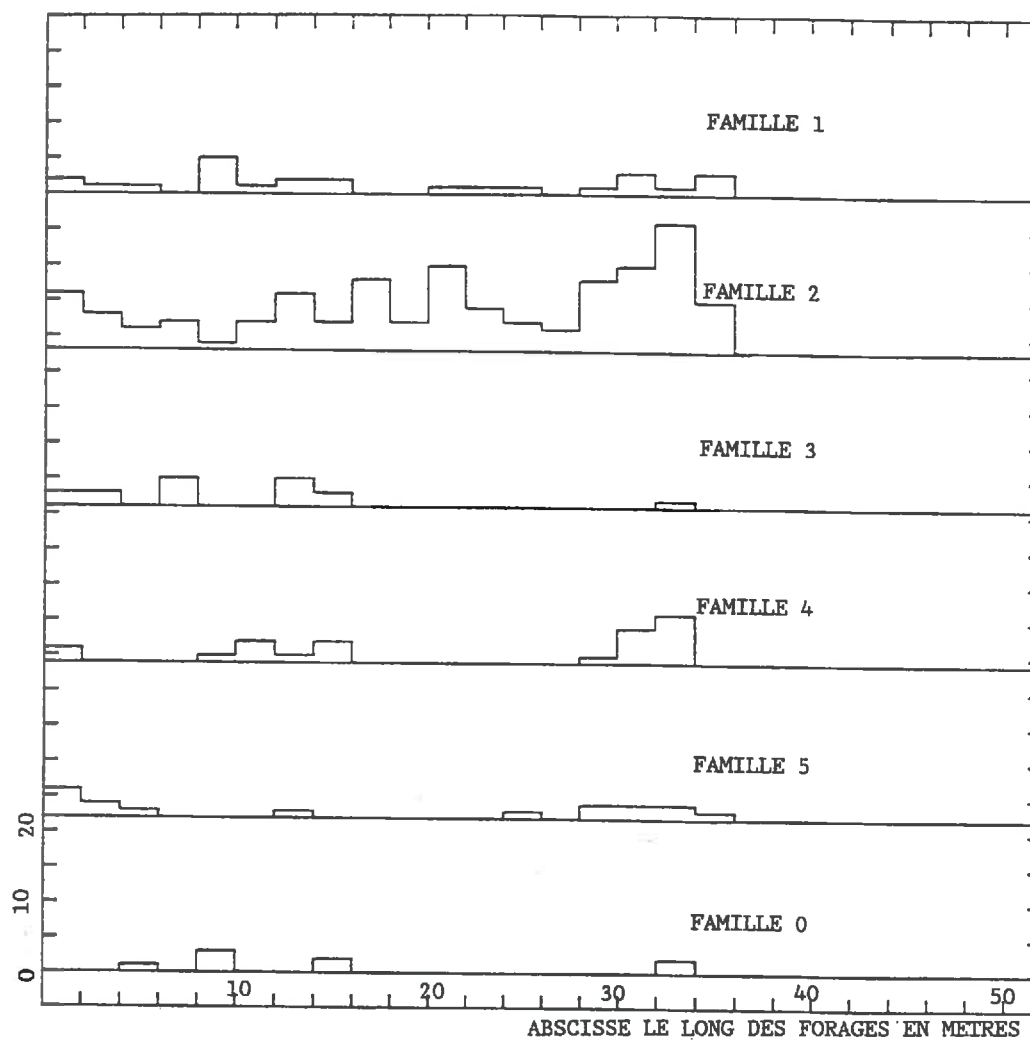


Figure a.III.8 Logs de densité de fracturation, forage F8

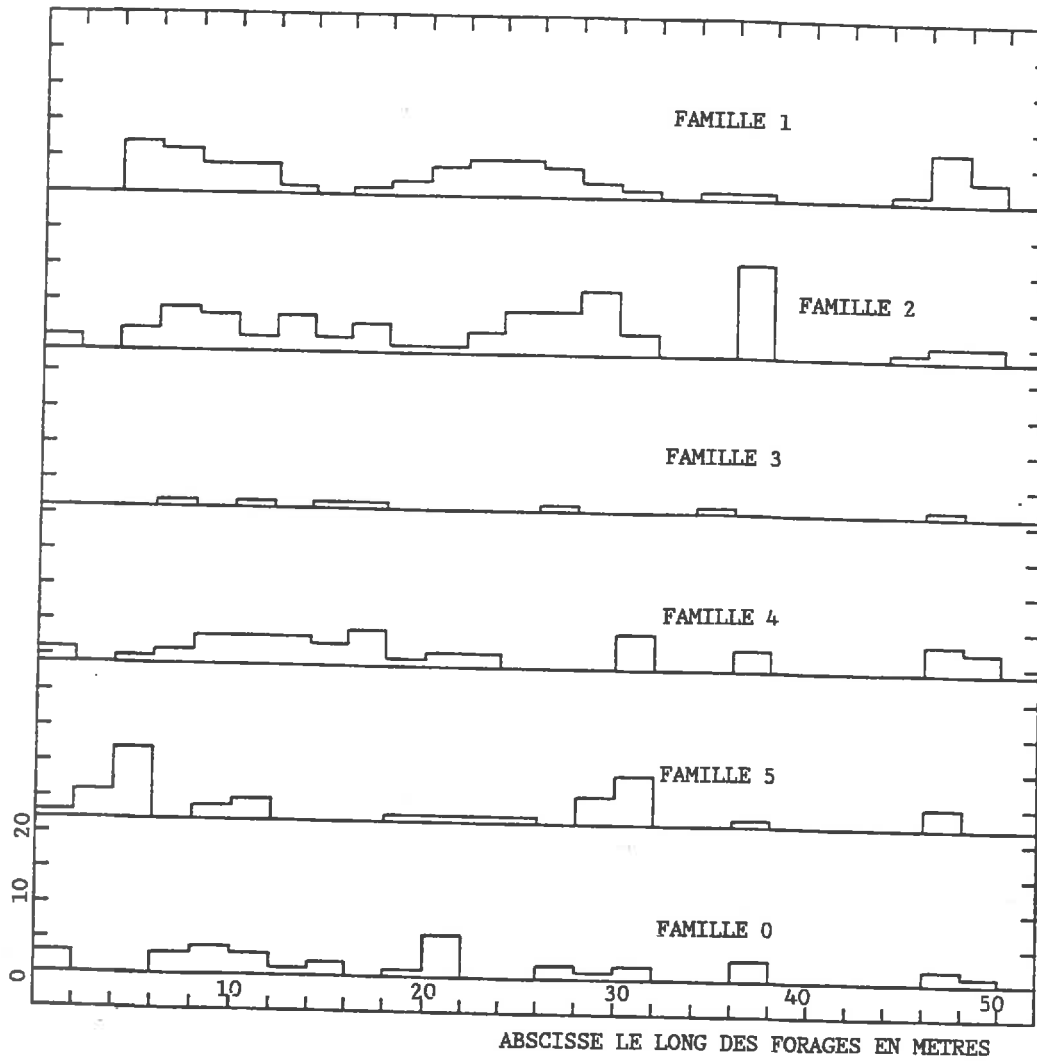


Figure a.III.9 Logs de densité de fracturation, forage F9

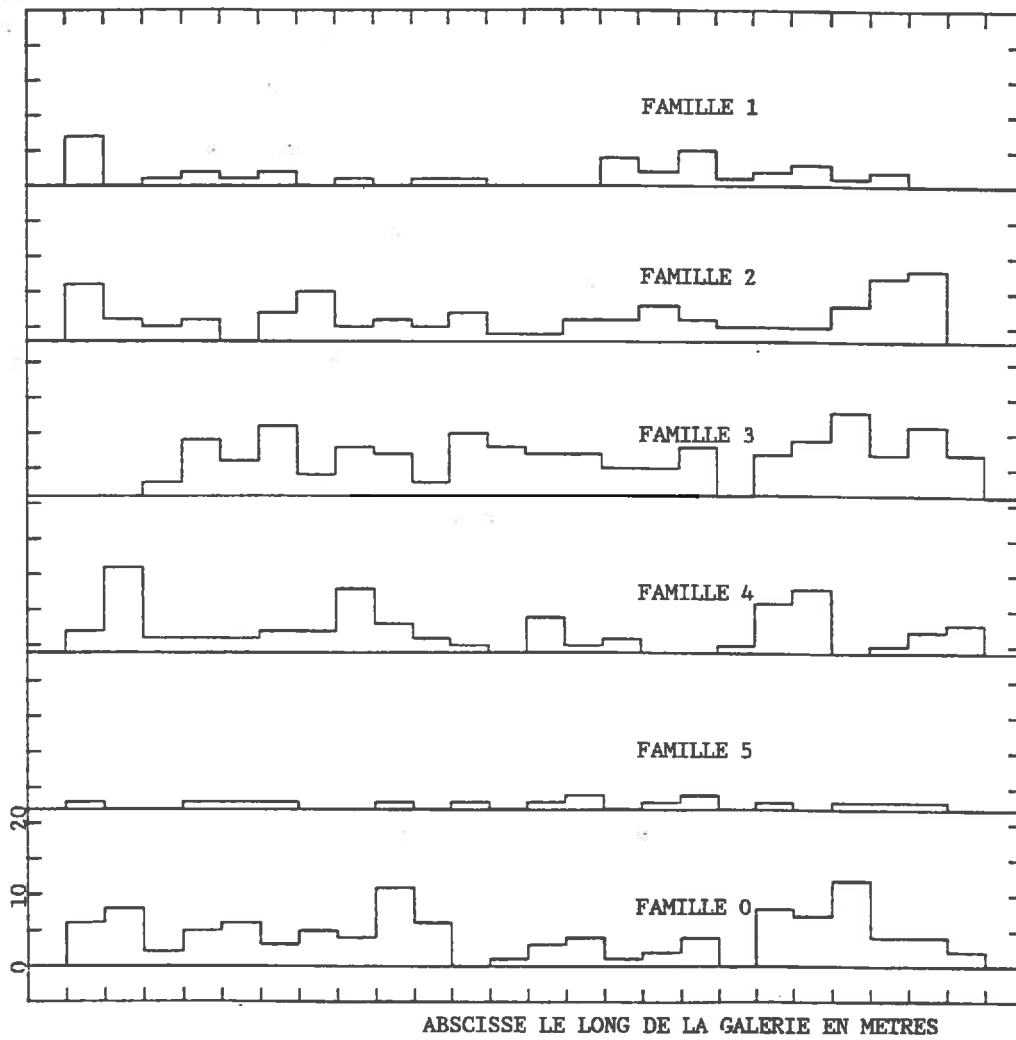


Figure a.III.10 Logs de densité de fracturation, forage F10

ANNEXE 4

METHODE DE TIRAGE DES TEMPS DE PARCOURS

Nous présentons ici la méthode de tirage au sort du temps de parcours d'un lien par une particule entraînée par advection. C'est une procédure simplifiée qui permet d'engendrer des temps de parcours dont la densité de probabilité se rapproche de l'expression suivante:

$$(a.IV.1) \quad f(t) = \frac{1}{2} \left(U + \frac{X_m}{t} \right) \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{(X_m - Ut)^2}{4Dt}\right)$$

où:

- X_m est la longueur du lien
- D est le coefficient de dispersion
- U est la vitesse moyenne dans le lien

Cette densité de probabilité traduit le fait que la particule est soumise à une dispersion longitudinale suivant la loi de Fick. Des particules introduites simultanément en un point donné du milieu (voir figure a.IV.1) forment un nuage qui s'étale au cours du temps et dont la densité le long de l'axe d'écoulement est une gaussienne. L'écart-type des abscisses des points du nuage à un instant donné est fonction du coefficient de dispersion du milieu et de la date d'observation du nuage:

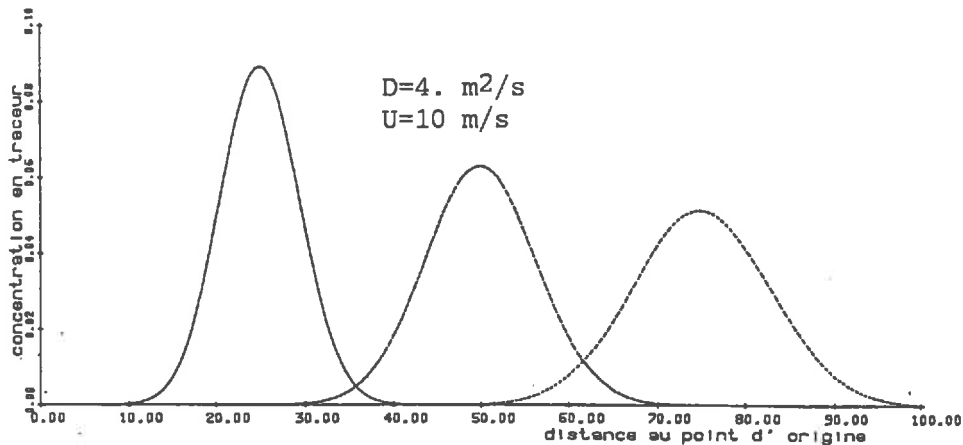
$$(a.IV.2) \quad \sigma = \sqrt{2DT}$$

La méthode développée est basée sur l'image intuitive suivante :

Soit T_m le temps mis par une particule animée de la vitesse moyenne U pour parcourir le chenal:

$$(a.IV.3) \quad T_m = \frac{X_m}{U}$$

—: profil de concentration $C(x)$ à la date $t=2.5$ s
 ---: profil de concentration $C(x)$ à la date $t=5.$ s
 - - -: profil de concentration $C(x)$ à la date $t=7.5$ s



\xrightarrow{U}

U : vitesse de l'écoulement moyen
 D : coefficient de dispersion

Figure a.IV.1. Réponse à un Dirac en milieu monodimensionnel

Nous savons qu'à l'instant T_m , les distances parcourues par un ensemble de particules lâchées à l'origine à l'instant $t = 0$ se répartissent suivant une loi de Gauss dont la moyenne et l'écart-type s'écrivent :

$$(a.IV.4) \quad m = X_m$$

$$(a.IV.5) \quad \sigma = \sqrt{\text{constante} \cdot X_m}$$

La méthode consiste à tirer au sort la position X de la particule à l'instant T_m . On en déduit la vitesse moyenne de la particule entre les dates $t = 0$ et $t = T_m$. En faisant l'approximation que cette vitesse moyenne est constante tout au long du parcours du lien, le temps de parcours T s'écrit:

$$(a.IV.6) \quad T = \frac{X_m}{X_m + \sigma a} \cdot T_m$$

où a est tiré au sort dans une loi de Gauss réduite.

La méthode décrite ci-dessus revient à supposer que les temps de parcours simulés sont répartis comme l'inverse d'une loi normale. La fonction densité de probabilité d'une telle loi s'écrit :

$$(a.IV.7) \quad f(V) = -\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi V^2}} \exp\left(-\frac{(\frac{1}{V} - m)^2}{2\sigma^2}\right)$$

où m et σ sont la moyenne et l'écart-type de la variable $\frac{1}{V}$.

En faisant le changement de variable suivant:

$$(a.IV.8) \quad V = \frac{T}{X_m T_m}$$

on obtient :

$$(a.IV.9) \quad f(T) = \frac{T_m}{T} \frac{X_m}{\sqrt{4\pi D T_m T}} \exp\left(-\frac{X_m^2 (\frac{T_m}{T} - 1)}{4 D T_m}\right)$$

Cette expression est à comparer avec la fonction exacte:

$$(a.IV.10) \quad \Psi(T) = \frac{1}{2} \left(\frac{T}{T_m} + 1\right) \frac{X_m}{\sqrt{4\pi D T T}} \exp\left(-\frac{X_m^2 (1 - \frac{T}{T_m})}{4 D T}\right)$$

La figure a.IV.2 représente ces deux fonctions pour différentes valeurs du coefficient de dispersion et différentes valeurs de la longueur du chenal. Il apparaît que l'erreur commise en employant la méthode décrite ci-dessus reste tout-à-fait acceptable. On peut montrer que cette erreur croît quand le coefficient de dispersion croît, mais qu'elle diminue quand la longueur du chenal croît.

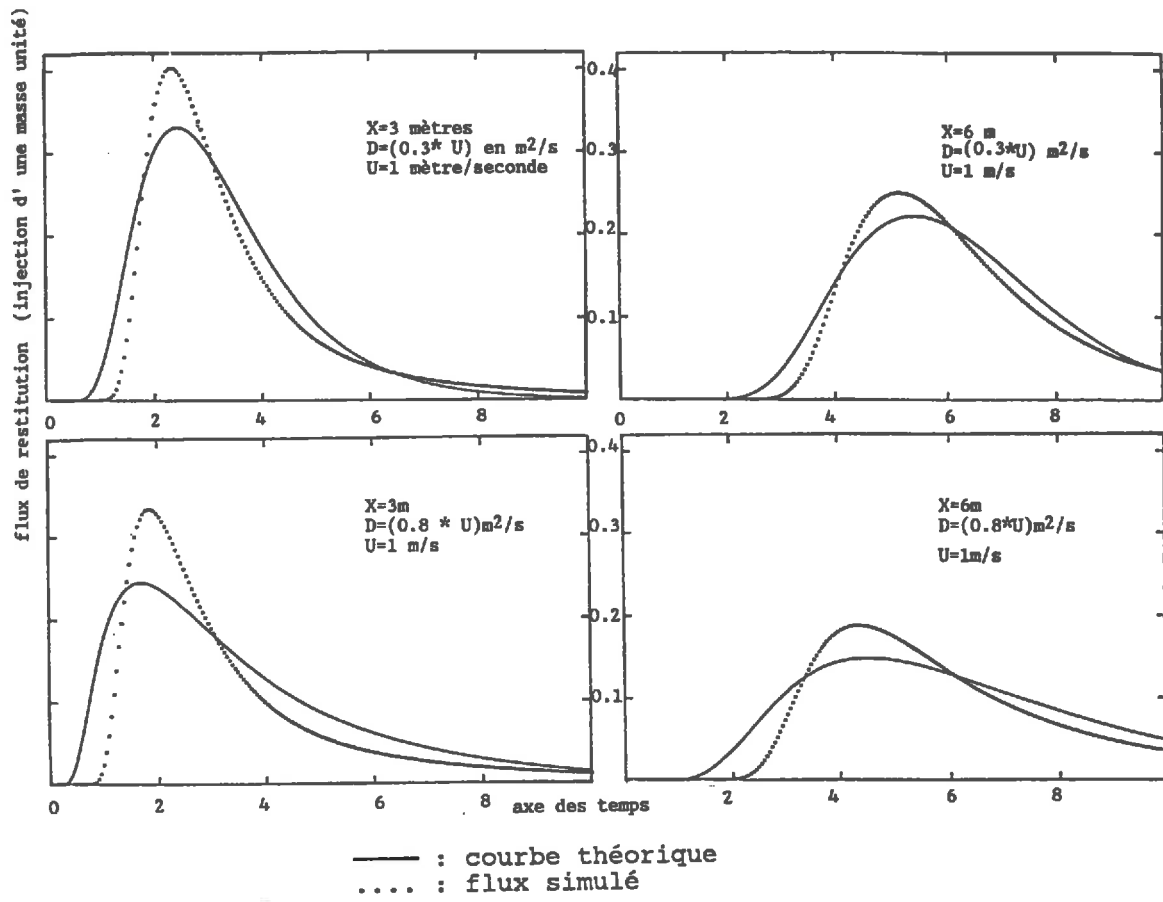


Figure a.IV.2. Simulation de la dispersion dans un milieu monodimensionnel: comparaison entre les flux de restitution théoriques et obtenus par la méthode approchée

ANNEXE 5

CALCUL DES CARACTERISTIQUES GEOMETRIQUES DES TRONCS DE CONES

Cette annexe présente la façon dont sont déterminées les caractéristiques géométriques des troncs de cône affectés par les échanges thermiques dans les fractures.

Faisons l'hypothèse préalable que la hauteur totale des cônes non-tronqués est unique, commune à chaque volume élémentaire. Cette grandeur sera notée L . (Les notations utilisées dans la suite sont indiquées sur la figure a.V.1). Chaque fractures est caractérisée par les dimensions suivantes:

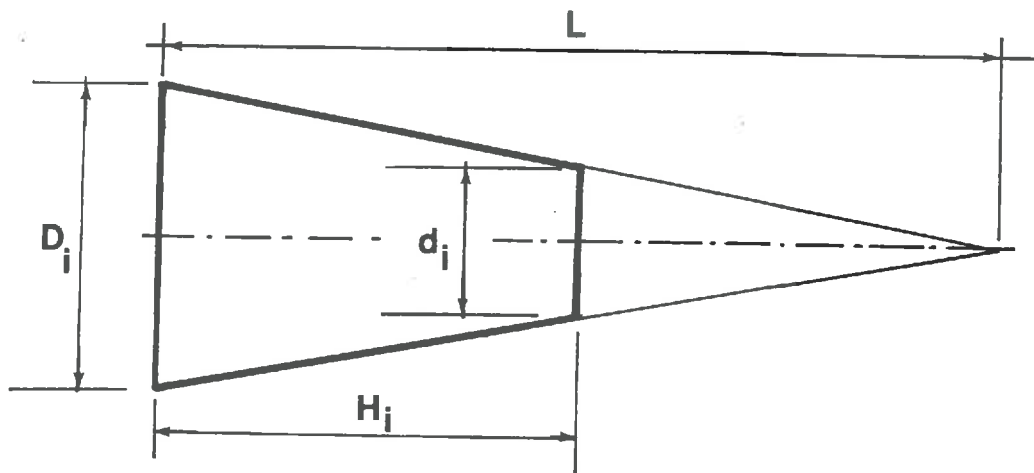


Figure a.V.1. Description géométrique des troncs de cône

- la distance H_i entre le plan de la fracture et le plan à flux nul représentant la portée thermique des échanges dans la direction perpendiculaire à la fracture
- le diamètre de la surface d'échange D_i

Notons par ailleurs d_i le diamètre du cercle intercepté par le plan à flux nul. Le volume V_i du tronc de cône considéré s'écrit:

$$(a.V.1) \quad V_i = \frac{\pi}{12} H_i (D_i^2 + D_i d_i + d_i^2)$$

on a par ailleurs:

$$(a.V.2) \quad d_i = (1 - k_i) D_i = \left(1 - \frac{H_i}{L}\right) D_i$$

ce qui conduit à:

$$(a.V.3) \quad V_i = \frac{\pi}{12} L D_i^2 \frac{H_i}{L} \left(3 - 3 \frac{H_i}{L} + \frac{H_i^2}{L^2}\right)$$

Le volume total des blocs élémentaires s'écrit alors:

$$(a.V.4) \quad V = 2 \frac{\pi}{12} L \sum_i D_i^2 \frac{H_i}{L} \left(3 - 3 \frac{H_i}{L} + \frac{H_i^2}{L^2}\right)$$

Le volume total V du milieu modélisé, les diamètres des surfaces d'échange D_i et les distances du plan à flux nul H_i sont connus. L'inconnue L est solution de l'équation du second degré:

$$(a.V.5) \quad L^2 \left(V - \frac{\pi}{12} \sum_i D_i^2 H_i \right) + L \left(\frac{\pi}{2} \sum_i D_i^2 H_i^2 \right) - \frac{\pi}{6} \sum_i D_i^2 H_i^3 = 0$$

L'une des deux solutions correspond au cas où le sommet du cône est situé entre le plan de la fracture et la plan à flux nul. Cette solution est rejetée. L'autre solution, positive ou négative, est retenue. Suivant le signe de L , elle correspond à un cône convergent (cas d'un milieu densément fracturé) ou à un cône divergent (cas d'un milieu faiblement fracturé).

ANNEXE 6

MODELISATION DU TRANSPORT DE MASSE EN REGIME PERMANENT

Le modèle de transport par advection développé dans la partie II du présent rapport est particulièrement adapté à la simulation des phénomènes dépendant du temps tels qu'une injection instantanée de traceur dans une chambre. Nous présentons ici une méthode permettant de simuler la répartition des concentrations en traceur dans un milieu où les particules proviennent d'une source à concentration permanente. Ce nouveau paragraphe présente un exemple d'extension du modèle à des applications particulières.

La méthode proposée est appliquée à titre d'exercice pour étudier la répartition de radionucléides dans le système du scénario de puits. L'étude du scénario de puits consiste à estimer les conséquences d'un pompage à débit constant réalisé au-dessus d'un dépôt souterrain de déchets nucléaires. Cette situation est schématisée sur la figure a.VI.1. Le dépôt est représenté ici par un disque horizontal. Le puits de pompage est schématisé par un segment de droite vertical à charge imposé. Le milieu étudié est une roche fracturée saturée en eau. La surface de la nappe est supposée horizontale et située au dessus du système puits-dépôt.

Le pompage engendre des circulations qui interceptent le dépôt de déchets. Si l'enveloppe du dépôt présente une fuite, des radionucléides peuvent être entraînés par advection jusqu'au puits de pompage. On se propose d'estimer la concentration en radionucléides des eaux pompées, en fonction de la concentration atteinte par l'eau immédiatement après avoir intercepté le dépôt. Celui-ci est considéré ici comme une surface à concentration imposée.

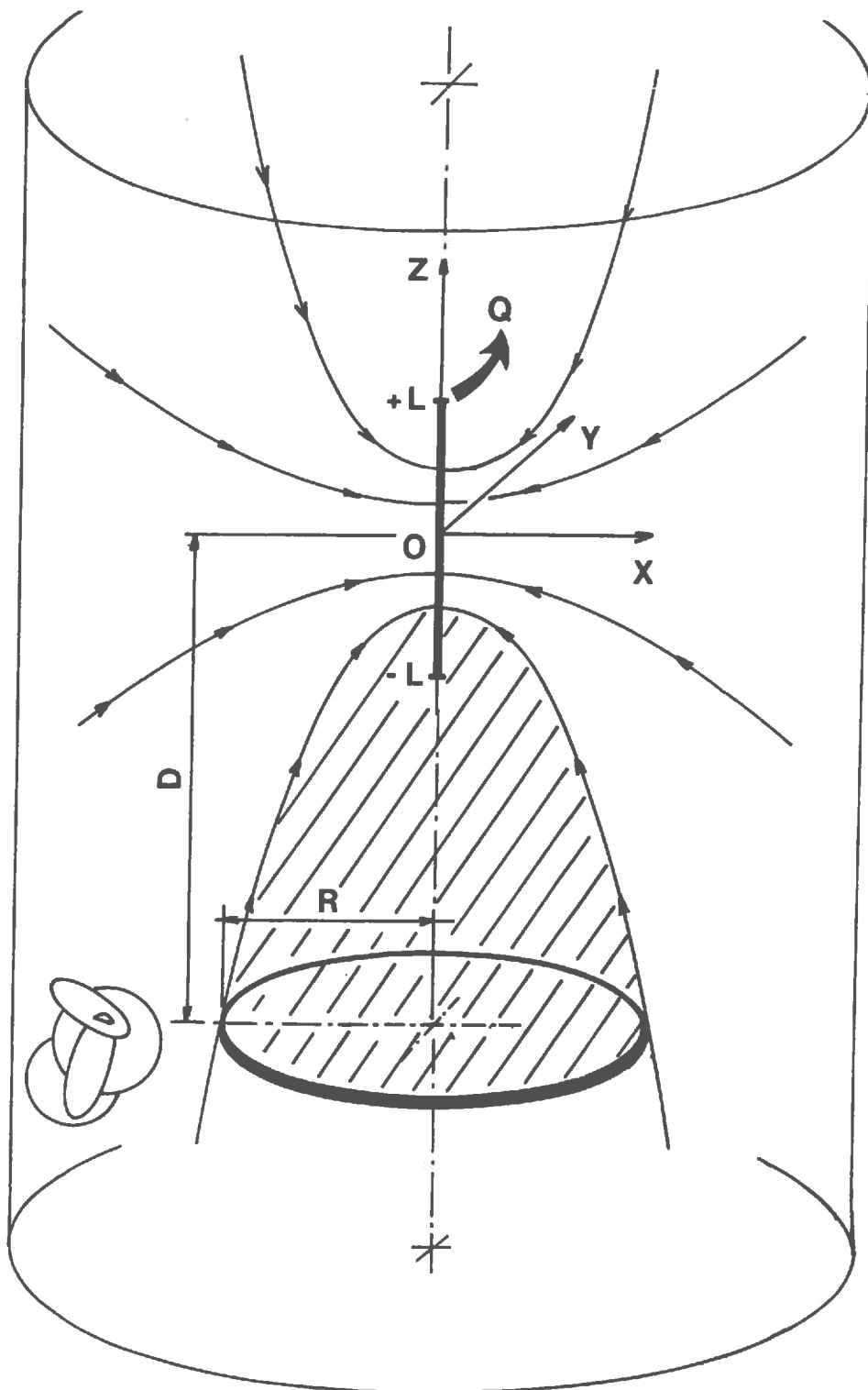


Figure a.VI.1 Système du scénario de puits

CAS D'UN MILIEU CONTINU ET HOMOGENE

Expression du champ de pression

Si l'on assimile le puits de pompage à un segment à densité de prélèvement constante, le problème ainsi schématisé possède une solution analytique dans le cas où le milieu environnant est un milieu continu et homogène.

Dans un milieu infini de repère Ox, Oy, Oz , la formulation du champ piézométrique autour du segment de longueur $L = 2C$, parallèle à l'axe Oz et centré sur l'origine est la suivante (par exemple dans MARSILY, 1981):

$$(a.VI.1) \quad H(x, y, z) = \frac{Q}{8\pi KL} \operatorname{Ln} \left(\frac{z + L + \sqrt{x^2 + y^2 + (z + L)^2}}{z - L + \sqrt{x^2 + y^2 + (z - L)^2}} \right)$$

où Q est le débit de pompage. La densité de prélèvement est $\frac{Q}{2C}$. Les équipotentiellles sont les ellipsoïdes de révolution admettant pour foyers les deux extrémités du segment (DURAND, 1964).

Remarque: L'expression a.VI.1 peut également nous être utile pour interpréter les essais Lugeon. Supposons que la surface de la chambre d'injection puisse être assimilée à l'une de ces équipotentiellles. Le plan $z = 0$ coupe la chambre suivant un cercle de rayon r où s'applique la pression d'injection H_r . D'après a.VI.1, cette pression vérifie:

$$(a.VI.2) \quad H_r = \frac{Q}{8\pi KL} \operatorname{Ln} \left(\frac{\sqrt{r^2 + L^2} + L}{\sqrt{r^2 - L^2} - L} \right)$$

Pour un essai donné, r , L et H_r sont connus. La perméabilité K se déduit directement du débit d'injection par la relation suivante:

$$(a.VI.3) \quad K = \frac{Q}{8\pi H_r L} \operatorname{Ln} \left(\frac{\sqrt{r^2 + L^2} + L}{\sqrt{r^2 - L^2} - L} \right)$$

Cette nouvelle méthode d'interprétation des essais Lugeon se distingue de la méthode classique (LOUIS, 1974) par le fait que l'on s'affranchit de l'hypothèse d'un écoulement radial autour de la chambre d'injection. En contre-partie, la chambre d'injection est schématisée par

un ellipsoïde de révolution, ce qui semble l'hypothèse la plus forte utilisée ici. La figure a.VI.2 présente les valeurs numériques de la charge au voisinage de la chambre, respectivement dans le plan de symétrie et le long de l'axe de celle-ci, dans l'hypothèse où $H_r = 100m$, $L = 1m$ et $r = 4cm$. Cette figure visualise la portée spatiale des essais d'injection.

L'expression du champ piézométrique donnée par a.VI.1 peut être étendue au cas d'un pompage situé dans un espace semi-infini limité par une surface à charge imposée $H = 0$ perpendiculaire à l'axe du puits de pompage. Les positions relatives du puits et du plan sont présentées sur la figure a.VI.3. Le champ piézométrique est obtenu en appliquant la méthode des images qui consiste ici à superposer la contribution d'un segment à débit $-Q$, symétrique du segment étudié par rapport au plan à charge imposée:

$$(a.VI.4) \quad H(x, y, z) = \frac{Q}{8\pi KL} \operatorname{Ln} \left(\frac{z + L + \sqrt{x^2 + y^2 + (z + L)^2}}{z - L + \sqrt{x^2 + y^2 + (z - L)^2}} \right) - \frac{Q}{8\pi KL} \operatorname{Ln} \left(\frac{z + L + 2H - \sqrt{x^2 + y^2 + (z - 2H + L)^2}}{z - L - 2H + \sqrt{x^2 + y^2 + (z - 2H - L)^2}} \right)$$

(solution correspondant à une charge nulle à l'infini et sur le plan à charge imposée)

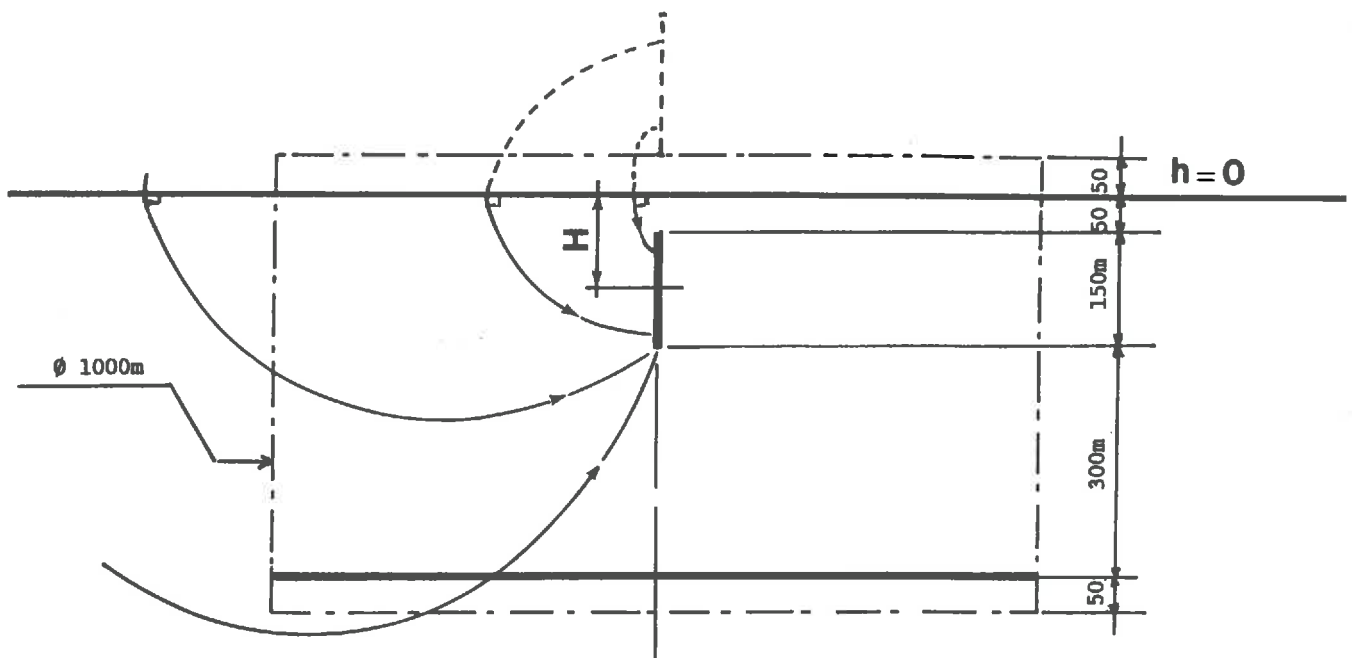


Figure a.VI.3. Schéma d'un pompage en présence d'une limite à charge imposée

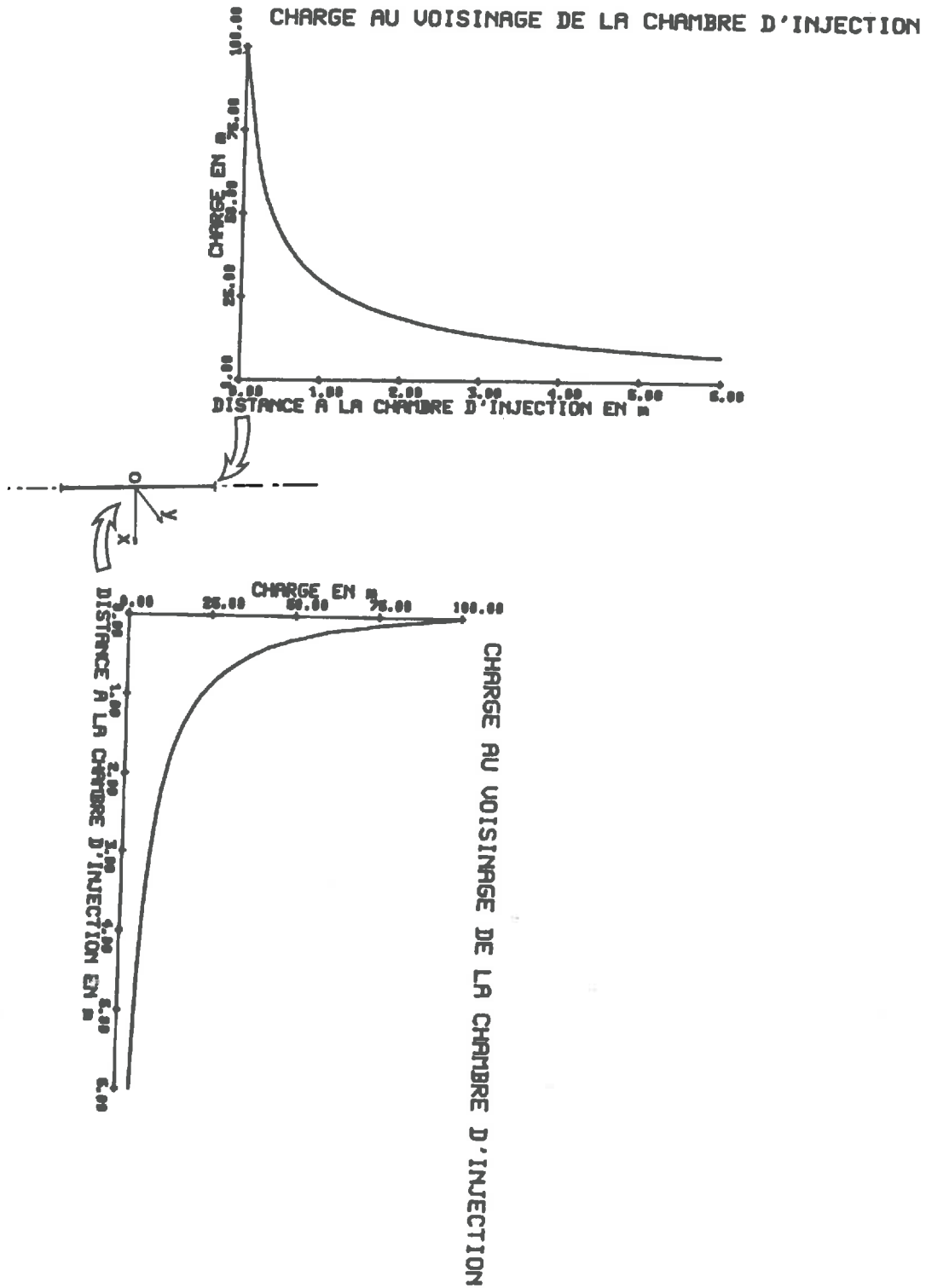


Figure a.VI.2 Champ de pression au voisinage de la chambre d'injection

Calcul de la concentration de l'eau pompée

On cherche maintenant à déterminer analytiquement la valeur du débit q traversant un disque de rayon R , perpendiculaire au segment à débit imposé et dont le centre est situé sur l'axe Oz (figure a.VI.1). Le débit cherché est obtenu en intégrant le gradient de charge suivant la surface S du disque:

$$(a.VI.5) \quad q = -K \int \int_S \overrightarrow{\text{grad}H} \vec{n} dS$$

Dans le cas étudié, on a:

$$(a.VI.6) \quad q = -K \int \int_S \frac{\partial H}{\partial z} dS$$

Si le puits de pompage est placé dans un milieu infini, l'expression de H est donnée par a.VI.1; sa dérivée par rapport à z s'écrit:

$$(a.VI.7) \quad \frac{\partial H}{\partial z}(x, y, z) = \frac{Q}{8\pi K L} \left(\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z + L)^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - L)^2}} \right)$$

Posons $r^2 = x^2 + y^2$. En intégrant l'équation a.VI.7 par rapport à r , et en effectuant le changement de variable $u = r^2$, on obtient:

$$(a.VI.8) \quad \int \int_S \frac{\partial H}{\partial z} dS = \frac{Q}{8\pi K L} \int_0^R 2\pi r \left(\frac{1}{\sqrt{r^2 + (D + L)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + (D - L)^2}} \right) dr$$

d'où:

$$(a.VI.9) \quad \int \int_S \frac{\partial H}{\partial z} dS = \frac{Q}{4L} \left(\left[\sqrt{u + (D + L)^2} \right]_0^{R^2} - \left[\sqrt{u + (D - L)^2} \right]_0^{R^2} \right)$$

finalement:

$$(a.VI.10) \quad q = -\frac{Q}{4L} \left(\sqrt{R^2 + (D+L)^2} - \sqrt{R^2 + (D-L)^2} + |D-L| - |D+L| \right)$$

soit encore:

$$(a.VI.11) \quad q = \frac{Q}{4} \left(\sqrt{\left(\frac{R}{L}\right)^2 + \left(\frac{D}{L} + 1\right)^2} - \sqrt{\left(\frac{R}{L}\right)^2 + \left(\frac{D}{L} - 1\right)^2} + \left|\frac{D}{L} - 1\right| - \left|\frac{D}{L} + 1\right| \right)$$

Si on suppose maintenant que la concentration du fluide, initialement à la valeur C_0 , s'élève à la valeur C_1 au passage du dépôt, la concentration de l'eau pompée s'écrit:

$$(a.VI.12) \quad C = C_0 - \frac{C_1 - C_0}{4} \left(\sqrt{\left(\frac{R}{L}\right)^2 + \left(\frac{D}{L} + 1\right)^2} - \sqrt{\left(\frac{R}{L}\right)^2 + \left(\frac{D}{L} - 1\right)^2} + \left|\frac{D}{L} - 1\right| - \left|\frac{D}{L} + 1\right| \right)$$

Si le puits de pompage est placé dans un demi-espace comme dans le cas du scénario de puits, le débit q s'obtient par un cheminement semblable. La concentration de l'eau pompée s'écrit de la façon suivante:

$$(a.VI.13) \quad C = C_0 + \frac{C_1 - C_0}{4} \left(\sqrt{\left(\frac{R}{L}\right)^2 + \left(\frac{D}{L} + \frac{2H}{L} + 1\right)^2} - \sqrt{\left(\frac{R}{L}\right)^2 + \left(\frac{D}{L} + \frac{2H}{L} - 1\right)^2} \right. \\ \left. - \sqrt{\left(\frac{R}{L}\right)^2 + \left(\frac{D}{L} + 1\right)^2} + \sqrt{\left(\frac{R}{L}\right)^2 + \left(\frac{D}{L} - 1\right)^2} \right. \\ \left. + \left|\frac{D}{L} + \frac{2H}{L} - 1\right| - \left|\frac{D}{L} + \frac{2H}{L} + 1\right| \right. \\ \left. - \left|\frac{D}{L} - 1\right| + \left|\frac{D}{L} + 1\right| \right)$$

CAS D'UN MILIEU FRACTURE

Calcul de la répartition des concentrations

On se propose maintenant d'estimer cette concentration dans le cas où l'écoulement s'effectue non plus dans un milieu continu et homogène, mais dans un réseau de fractures. La méthode développée est basée sur la représentation géométrique et la modélisation des écoulements proposées dans les parties I et II de ce rapport. Pour un tirage donné de la géométrie du réseau, les calculs hydrauliques fournissent la valeur du débit dans chaque lien du réseau. Pour calculer la répartition des concentrations, on se base sur l'hypothèse d'un mélange parfait des flux traversant une fracture. Cela signifie que les concentrations dans les liens drainant un noeud du modèle sont identiques. A chaque noeud du modèle, la conservation de la masse impose par ailleurs que la concentration C_s des liens "drains" vérifie:

$$(a.VI.14) \quad C_s = \frac{\sum_i q_e^i C_e^i}{\sum_i q_e^i}$$

où q_e^i et C_e^i représentent les débits et les concentrations des liens alimentant la connexion.

Le calcul de la concentration dans chaque lien du modèle consiste à résoudre l'équation a.VI.14 en chaque noeud. Les inconnues sont en fait les concentrations de sortie des différents noeuds. Les conditions aux limites portent sur la valeur (stationnaire) de la concentration dans les différents liens qui alimentent le domaine étudié. Le système linéaire formé par l'ensemble des équations du type a.VI.14 est explicite; sa résolution est immédiate.

La simulation du transport en régime permanent est donc une application directe des simulations hydrauliques. Les résultats obtenus ne dépendent que de la répartition des débits ponctuels dans le réseau.

Exemple de résultats obtenus par simulation du scénario de puits

Le scénario de puits est simulé dans le domaine présenté sur la figure a.VI.3. Dans le puits de pompage, le charge est imposée constante ($H = -14$). A la surface de l'aquifère, la charge est imposée à 0. Le long des autres limites, la charge est imposée à la valeur calculée par l'expression analytique a.VI.4 de la charge dans le milieu, dans l'hypothèse d'un milieu continu homogène. Pour le calcul des concentrations, les liens qui traversent la disque représentant le dépôt ont une concentration de sortie imposée $C_1 = 1$. Les liens traversant les autres limites du domaine ont une concentration d'entrée $C_0 = 0$.

Les simulations sont réalisées dans ce domaine pour plusieurs définitions statistiques différentes du réseau de disques. De même, pour chaque définition statistique, plusieurs réalisations du réseau sont testées. Numériquement, les dimensions du domaine étudié sont les suivantes:

$$\begin{aligned}D &= 250m \\H &= 175m \\L &= 75m \\R &= 500m\end{aligned}$$

La concentration au puits de pompage dans le cas d'un milieu continu et homogène prendrait la valeur suivante:

$$(a.VI.15) \quad C = 0.0911$$

La première géométrie (notée "géométrie A") de réseau testée est la plus régulière possible (4 intersections par fracture en moyenne). Le milieu est très connecté, les disques sont d'orientation purement aléatoires, de rayon et de conductivité hydraulique identiques. Le domaine comporte environ 5500 disques et 11000 liens. 50 réalisations différentes permettent de calculer 50 valeurs de la concentration observée au puits de pompage. Celles-ci se répartissent suivant l'histogramme présenté sur la figure a.VI.4. La moyenne arithmétique des concentrations observées est:

$$(a.VI.16) \quad C_{obs} = 0.10$$

Cette valeur est proche de celle que l'on obtiendrait dans un milieu continu et homogène. Cependant, on note la variabilité importante des résultats, malgré la relative homogénéité du réseau.

Dans un deuxième temps, 3 autres géométries (notées A, B et C), plus réalistes, sont testées. Les orientations des disques sont réparties en six familles directionnelles, suivant

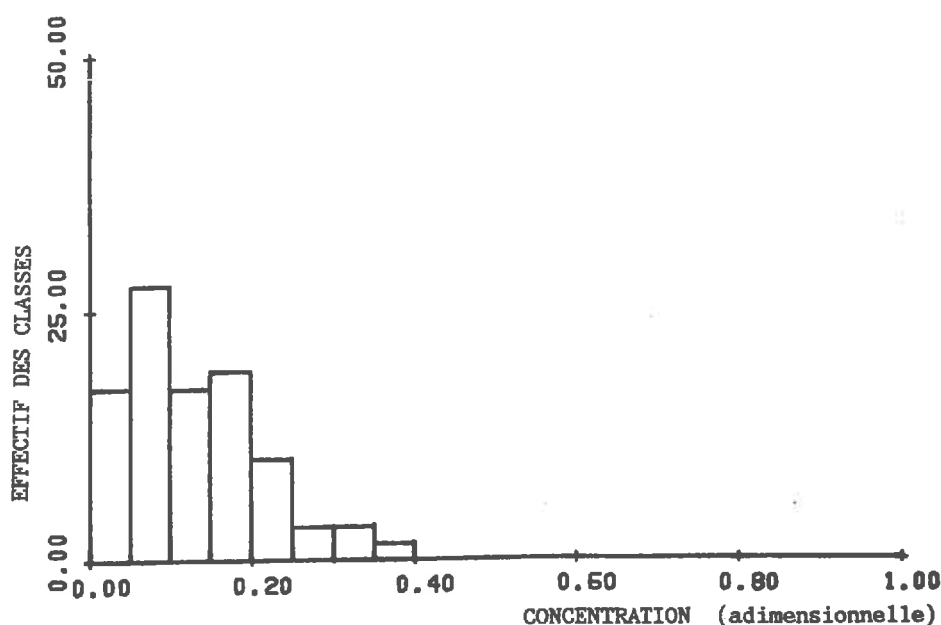


Figure a.VI.4. Distribution des 50 valeurs de concentrations au puits de pompage; géométrie homogène

les lois d'orientation observées à Fanay-Augères. Les rayons et les conductivités intégrées sont tirés au sort dans des lois log-normales ($\sigma = 1$). 50 réalisations de réseaux suivant ces différentes géométries conduisent à des concentrations au puits de production qui se répartissent suivant les histogrammes présentés sur les figures a.VI.5, a.VI.6 et a.VI.7.

La géométrie B, qui correspond à la plus hétérogène des géométries testées, produit des concentrations très variables au puits de production, dont la moyenne arithmétique sur 50 réalisations est $C = 0,245$. Ce résultat est très éloigné de la valeur estimée par l'approche "milieu continu". L'hétérogénéité est produite par deux facteurs: la très grande dispersion des conductivités intégrées (4 ordres de grandeurs entre les seuils de 10% et 90%) et la géométrie plus irrégulière où apparaissent simultanément des fractures de très grande extension qui peuvent créer un court-circuit entre le dépôt et le forage, et des fractures plus petites et mal connectées.

La géométrie des disques est la même dans les réseaux B et C mais les conductivités intégrées des liens sont toutes identiques dans les réalisations du type C. Ces nouvelles simulations permettent d'évaluer l'impact de l'hétérogénéité des conductivités intégrées sur la dispersion des concentrations de l'eau produite. Cette fois, la dispersion des résultats est légèrement abaissée; par contre, la concentration moyenne obtenue est toujours très élevée: $C=0,23$.

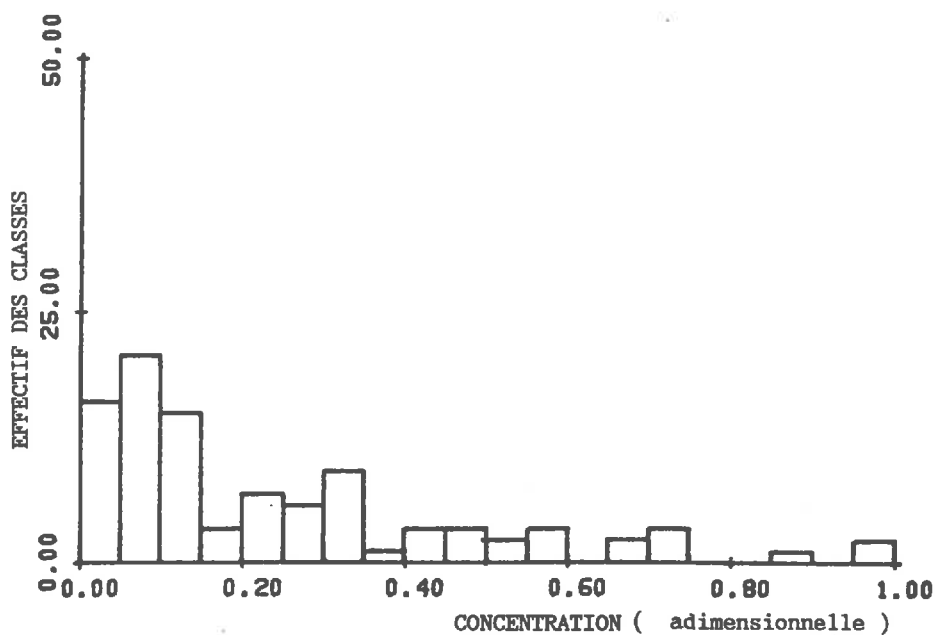


Figure a.VI.5. Distribution des 50 valeurs de concentration au puits de pompage; géométrie et conductivités intégrées hétérogènes

La dernière série de simulations concerne des réseaux dont la géométrie est plus régulière qu'en B et C, mais plus hétérogène qu'en A. La moyennes des concentrations au puits de production s'est abaissée à la valeur intermédiaire $C = 0,16$. On observe aussi une variabilité moins importante des résultats.

Ces résultats montrent l'importance de l'échelle de la fracturation sur le comportement d'un système. Ici, par exemple, l'existence de grandes fractures perturbe largement le transport des particules entre le dépôt et le puits de pompage. L'hétérogénéité créée par la dispersion des conductivités intégrées des liens renforce cet effet de géométrie.

Conclusion

Le calcul du transport de masse en régime permanent est une application possible du modèle développé dans le partie I. Cet aspect n'a pas été développé au-delà de l'exercice

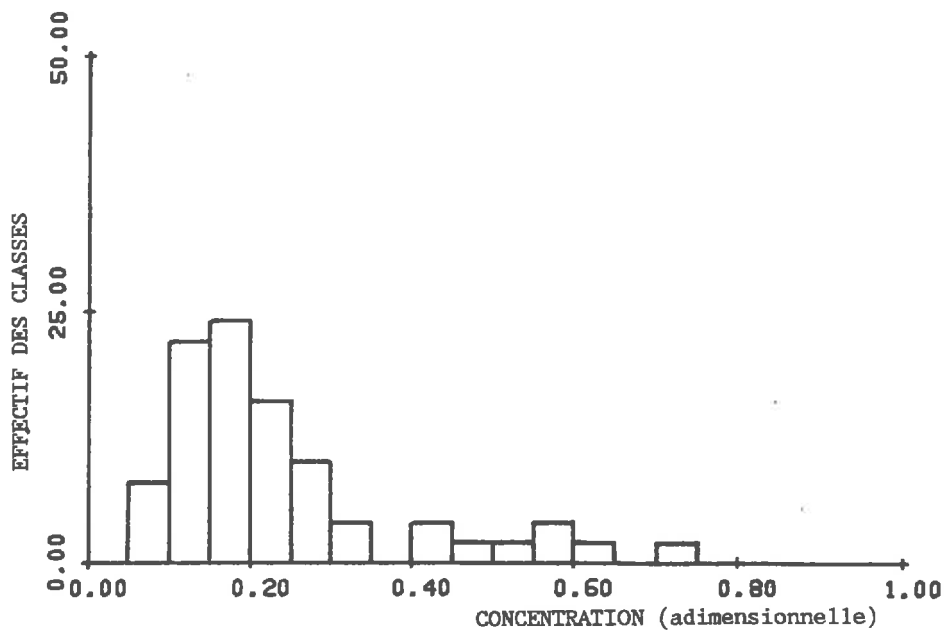


Figure a.VI.6. Distribution des 50 valeurs de concentration au puits de pompage; géométrie hétérogène, mais conductivités intégrées uniformes

décrit dans ce paragraphe. Cependant, les applications en sont multiples. Ce calcul nous a servi ici à tester notre modèle hydraulique et montrer que dans le cas d'une géométrie relativement régulière, le comportement hydraulique d'un réseau est semblable à celui d'un milieu continu homogène. On peut citer d'autres utilisations possibles de ce type de calcul. Par exemple, en régime permanent, dans un milieu où est établi un écoulement parallèle, une injection ponctuelle continue de traceur crée un panache dont la structure est caractéristique des dispersions longitudinales et transversales de ce milieu (voir par exemple MARSILY, 1981). On pourrait donc envisager d'utiliser le calcul des transports en régime stationnaire pour caractériser les propriétés hydro-dispersives des réseaux de liens que l'on étudie. Notons par ailleurs que ces simulations engagent des calculs plus rapides que les simulations de marche au hasard.

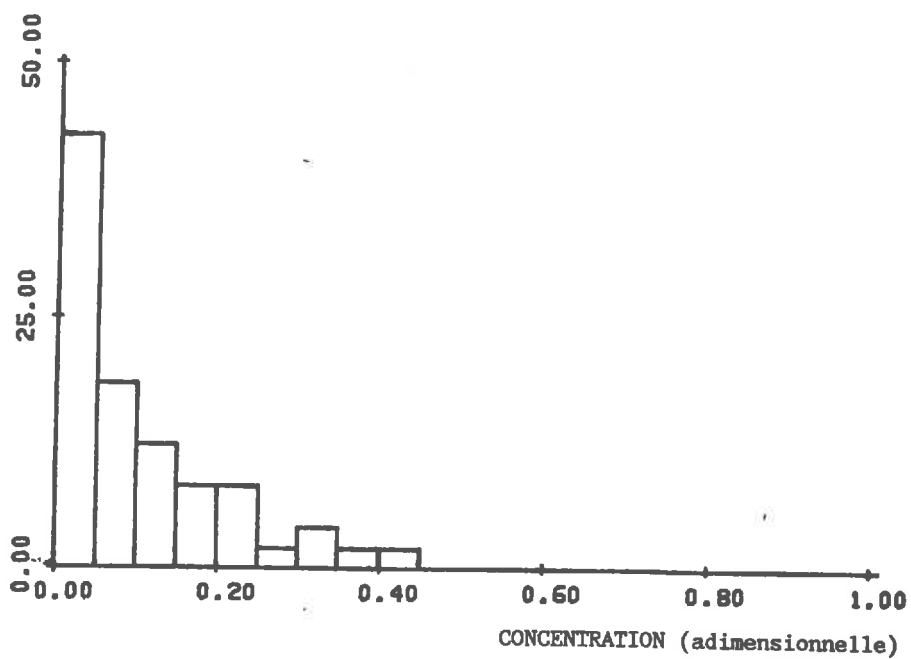


Figure a.VI.7. Distribution des 50 valeurs de concentration au puits de pompage; Les conductivités intégrées des liens sont hétérogènes, mais les diamètres des disques sont moins dispersés.

ANNEXE 7

ETUDE DE LA SENSIBILITE DU MODELE HYDRO-THERMIQUE A SES DIFFERENTS PARAMETRES

Dans cette annexe, nous présentons une description du cas d'étude utilisé au cours de l'analyse de sensibilité du modèle hydro-thermique. Nous présentons également l'ensemble des simulations effectuées, et leurs résultats.

Description du cas d'étude

Ce cas d'étude est fixé arbitrairement. Il schématise un doublet géothermique profond. Le domaine étudié est un cylindre vertical traversé par deux forages de 1000 mètres de long, comme le montre la figure a.VII.1.

Les caractéristiques de ce doublet sont les suivantes:

- débit d'injection: 77l/s
- débit de production: 70l/s
- température d'injection: 78°C
- température initiale de la matrice: 190°C

Les deux plans supérieurs et inférieurs qui délimitent le domaine sont supposés étanches. La surface cylindrique est à charge imposée. La charge en chaque point de cette surface est calculée suivant la relation a.VII.1 obtenue de la façon suivante:

Dans un milieu bidimensionnel occupé par deux puits à charges imposées H_1 et H_2 (voir figure a.VII.2), de rayon a et distants de D , la charge en un point quelconque du plan s'écrit sous la forme (MARSILY, 1981):

$$(a.VII.1) \quad H = A_1 \operatorname{Ln}(d_1) + A_2 \operatorname{Ln}(d_2) + B$$

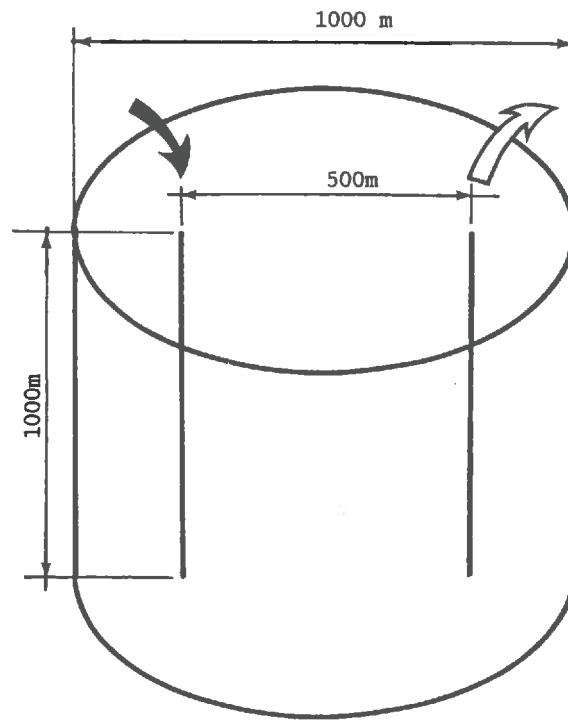


Figure a.VII.1. schéma du cas d'étude

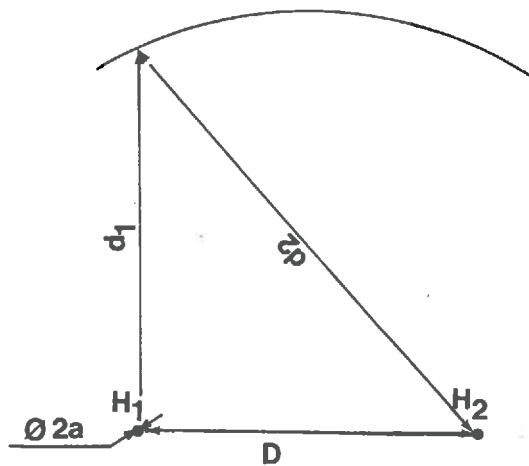


Figure a.VII.2. Calcul de la charge aux limites du domaine

Si l'on suppose que la charge est ramenée à son niveau hydrostatique à une distance des puits suffisamment grande pour que l'on ait $d_1 \simeq d_2 \simeq p$, alors A_1 , A_2 et B vérifient:

$$(a.VII.2) \quad A_1 = \frac{H_1 \operatorname{Ln} \frac{a}{p} - H_2 \operatorname{Ln} \frac{D}{p}}{\Delta}$$

$$(a.VII.3) \quad A_2 = \frac{H_2 \operatorname{Ln} \frac{a}{p} - H_1 \operatorname{Ln} \frac{D}{p}}{\Delta}$$

$$(a.VII.4) \quad B = \frac{H_1 + H_2}{2} - \frac{A_1 + A_2}{2} \operatorname{Ln}(aD)$$

avec:

$$(a.VII.5) \quad \Delta = \left(\operatorname{Ln} \frac{a}{p} \right)^2 - \left(\operatorname{Ln} \frac{D}{p} \right)^2$$

Ce résultat est obtenu en résolvant le système linéaire:

$$(a.VII.6) \quad \begin{aligned} h_1 &= A_1 \operatorname{Ln}(a) + A_2 \operatorname{Ln}(D) + B \\ h_2 &= A_1 \operatorname{Ln}(D) + A_2 \operatorname{Ln}(a) + B \\ 0 &= A_1 \operatorname{Ln}(p) + A_2 \operatorname{Ln}(p) + B \end{aligned}$$

Les relations a.VII.2, a.VII.3, a.VII.4 et a.VII.5 nous donnent la valeur de la charge un point quelconque d'un milieu occupé par un doublet où la charge hydrostatique est rétablie à la distance p du doublet. Dans le cas d'étude présenté dans ce chapitre, $p = 10\,000m$.

Sensibilité à la géométrie de fracturation

Dans ce premier test, nous effectuons deux séries de simulations caractérisées par des géométries de fracturation statistiquement différentes. Les rayons des disques et les conductivités intégrées des liens sont uniformes. Les orientations sont purement aléatoires. Les coefficients de surface sont respectivement égaux à 0.5 et 1., afin que les deux géométries correspondent à des surfaces d'échange identiques.

7 réalisations différentes sont étudiées avec les paramètres géométriques suivants (géométrie 1):

– densité de fracturation: $2,4 \cdot 10^{-6}$ fract/ m^3

– rayon des disques: 59,7 m

4 réalisations sont étudiées avec les paramètres géométriques suivants (géométrie 2):

– densité de fracturation: $5,9 \cdot 10^{-7}$ fract/ m^3

– rayon des disques: 85,5 m

Les simulations thermiques sont effectuées pour une période d'exploitation de 20 ans. Les décroissances thermiques au puits de production, pour les deux géométries, sont présentées sur les figures a.VI.3 et a.VI.4.

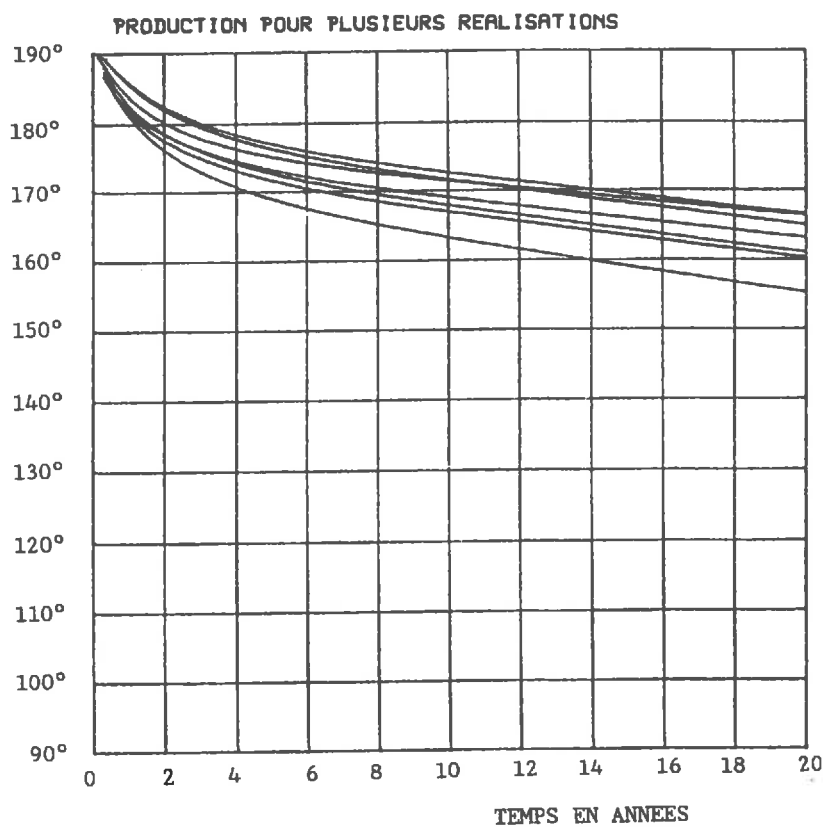


Figure a.VI.3. Décroissance thermique au puits de production; géométrie à petites fractures; 7 réalisations différentes

Notons que la géométrie 1 représente un réseau moins hétérogène que la géométrie 2. La surface d'échange se répartit dans des disques plus nombreux, mieux connectés, et plus petits.

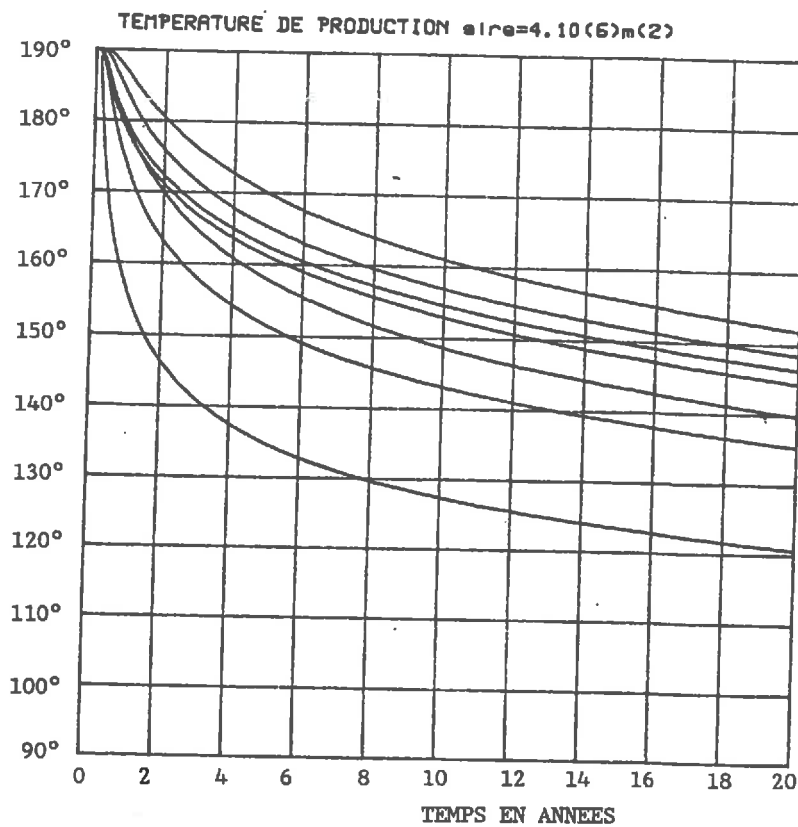


Figure a.VI.4. Décroissance thermique au puits de production; géométrie à grandes fractures; 7 réalisations différentes

Sensibilité à la dispersion des conductivités intégrées des liens

Nous examinons ici une unique réalisation de réseau correspondant à la géométrie 1 définie ci-dessus. Pour tester la sensibilité du modèle au paramètre σ , écart-type du logarithme des conductivités intégrées des liens, on effectue les simulations thermiques correspondant aux trois valeurs suivantes du paramètre σ :

- $\sigma = 0$.
- $\sigma = 0.8$
- $\sigma = 1.2$

Le coefficient de surface est fixé à la valeur 0,4. Le débit transitant entre les deux puits est doublé par rapport aux simulations précédentes. Les simulations thermiques représentent une période de 10 ans. Les décroissances thermiques observées au puits de production sont présentées sur la figure a.VI.5.

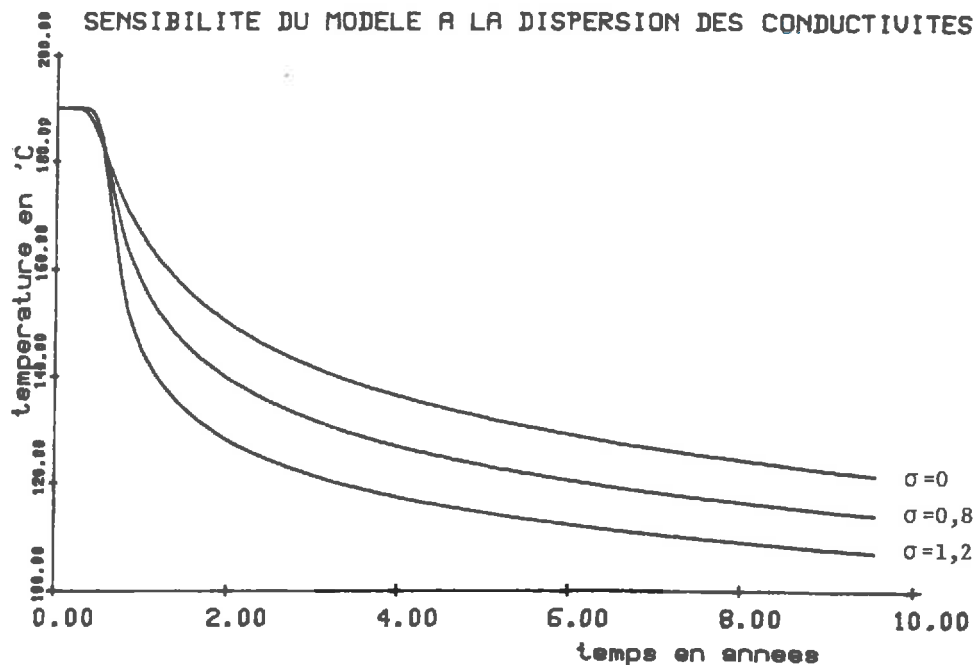


Figure a.VI.5. 3 décroissances thermiques pour un même réalisation, calculées avec différentes valeurs de σ

Sensibilité du modèle au coefficient de surface

Enfin, nous examinons la réponse du modèle à une variation du coefficient de surface. Rappelons que ce coefficient modifie la forme des blocs élémentaires indépendants, en particulier leur angle au sommet et la surface de contact avec le fluide. Le réseau testé précédemment pour différentes dispersions de la conductivité intégrée des liens sert maintenant de support à des simulations thermiques effectuées avec 5 valeurs différentes du coefficient de surface (que l'on note α):

- $\alpha = 0.1$
- $\alpha = 0.2$
- $\alpha = 0.4$
- $\alpha = 0.6$
- $\alpha = 0.8$

Le paramètre σ est fixé à 0. Les décroissances thermiques au puits de production sont présentées sur la figure a.VI.6.

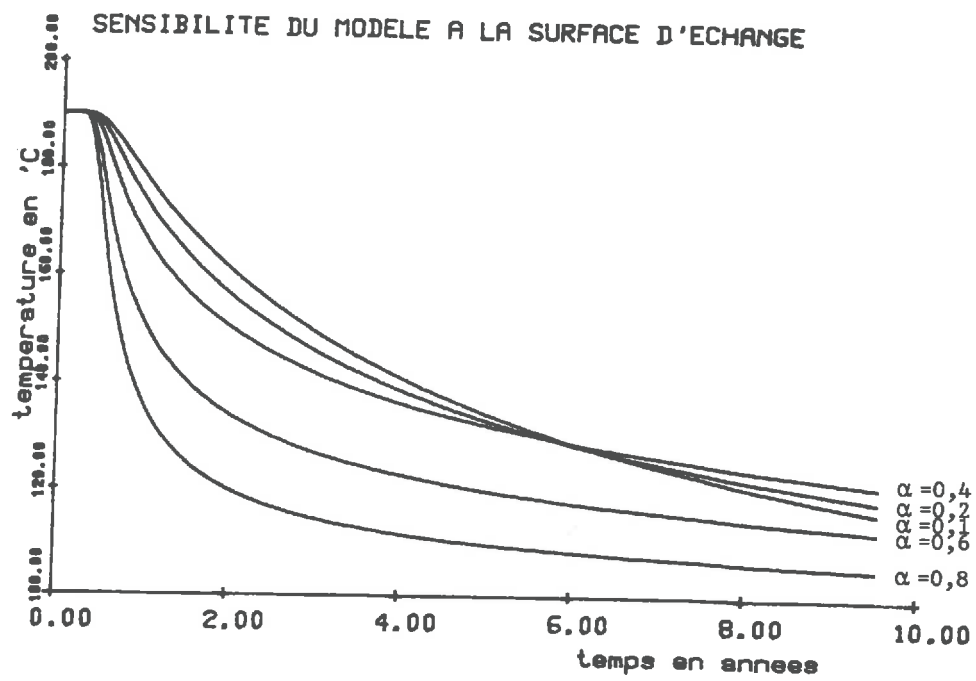


Figure a.VI.6.5 décroissances thermiques d'une même réalisation, calculées avec différentes valeurs du coefficient de surface α

BIBLIOGRAPHIE

- ABELIN, H., I. NERETNIEKS, S. TUNBRANT, et L. MORENO, Migration in a Single Fracture: Experimental Results and Evaluation, final report, Stripa Project, Stockholm, Sweden, May 1985.
- AMBEGAOKAR, V., B. I. HALPERIN et J. S. LANGER, Phys. Rev. B4, p.2612, 1971.
- ANDERSSON, J., A Stochastic Model of a Fractured Rock Conditioned by Measured Informations, Water Resour. Res., 20(1), 79-88, 1984.
- ANDERSSON, J., et B. DVERSTORP, Conditional Simulations of Fluid Flow in Three-dimensional Networks of Discrete Fractures, Water Resour. Res., 23(10), 1876-1886, 1987.
- ANGELIER, J, et S. MANOUSSIS, Classification automatique des phases superposées en tectonique des failles, C.R. Acad. Sci. Fr., 290, (D), pp. 307-310, 1980.
- ARMSTEAD, H.H., et W. TESTER, Heat mining, a new source of energy, University Press, Cambridge, 478 p., 1987.
- ASSELIN de BEAUVILLE, J.P., Les sous-programmes usuels de simulation statistique, Revue de statistique appliquée, 22(4), 1974.
- BAECHER, G.B., N.A. LANNEY, et H.H. EINSTEIN, Statistical Description of Rock Properties and Sampling, Proceedings of the 18th U.S. Symposium on Rock Mechanics, American Institute of Mining Engineers, Ref 5C1-8, 1977.
- BARBREAU, A., G. de MARSILY, P. PEAUDECERF, et E. DURAND, The evolution of large scale permeability in deep granite. Am. Nuclear Soc. International meeting on nuclear waste disposal, Pasco, Wash, Sep. 24-25, 1985.
- BARBREAU, A., M.C. CACAS, E. DURAND, B. FEUGA, Hydrodynamic characterization of a fractured granite body at various scales, International congress on rock mechanics, Rotterdam, 1987.
- BARTON, C.C., et LARSEN, E., Fractal geometry of two-dimensional fracture networks at Yucca Mountain, southwestern Nevada, proceedings of the International Symposium on Fundamentals of Rock joints, Bjorkliden, p.77-84, 1985.
- BEAR, J., Dynamics of fluids in porous media, American Elsevier, 1972.
- BERNAUDAT, F, Contribution à l'étude de l'exploitation de la chaleur des roches chaudes et sèches, Thèse de docteur-ingénieur de l'Ecole des Mines de Paris, Dec. 1983.
- BERTRAND, L., E. DURAND, et B. FEUGA, Détermination de la perméabilité d'un milieu rocheux fracturé, Aspects théoriques et pratiques, B.R.G.M., Département Génie Géologique, Note technique no 19/81, 1981.

BILLAUX, D, Etude de la Perméabilité d'un Champ de Frcatures générées sur Ordinateur et Représentatif de la Fracturation d'un Massif Rocheux Réel, Rapport BRGM, Ref. 86 SGN 259 GEG, 1986.

BILLAUX, D, J.P. CHILES, K. HESTIR, J.C.S. LONG et H. MASSOUD, Three-dimensional statistical modelling of a fracture rock-mass - an example at the Fanay-Augères mine, International Workshop on Forced Fluid through Fractured Rock Masses, Garchy, France, 13-15 Avril, 1987.

BLES, J.L., et B. FEUGA, La Fracturation des Roches, Manuels et Méthodes, n.1, Bureau de Recherches Géologiques et Minières, 1981.

BOURKE, P.J., Channelling of Flow through Fractures in Rock, Report from the Chemistry Division, UKAEA, AERE, Harwell Laboratory, Ref: HL87/1124 (C22), May 1987.

B.R.G.M., Etude de l'effet d'échelle en milieu fissuré, Phase piolote: certification site expérimental de Fanay, rapport final, Ref. 84SGN237STO, 1984.

BRUEL, D, M.C.CACAS, et E.LEDOUX, Modélisation hydro-thermo-mécanique de l'échangeur, projet géothermique de Soultz-sous-Forêts, rapport d'avancement au 30 Avril 1988, Ecole des Mines de Paris, LHM/RD/88/47, 1988.

CACAS M.C., et G.de MARSILY, Modelling of flow through fractured rocks, International workshop on forced fluid flow through fractured rock masses, Garchy, France, Avr. 1987.

CACAS M.C., E.LEDOUX, G.de MARSILY, B.TILLIE, A.BARBREAU, E.DURAND, B.FEUGA et P.PEAUDECERF, Modelling Fracture Flow with a Stochastic Discrete Fracture Network: Calibration and Validation, part I: the Flow Model, Water Ressources Research, accepted for publication.

CACAS M.C., E.LEDOUX, G.de MARSILY, B.TILLIE, A.BARBREAU, E.DURAND, B.FEUGA et P.PEAUDECERF, Modelling Fracture Flow with a Stochastic Discrete Fracture Network: Calibration and Validation, part II: the Transport Model, submitted to Water Ressources Research.

CACAS M.C., E. LEDOUX, B. TILLIE, et G.de MARSILY, The use of stochastic concepts in modelling fracture flow, Int. Groundwater Modelling Center, Conference on groundwater contamination, Amsterdam, (to appear), Oct. 1987.

CAMBEFORT, H., Forages et Sondages, Eyrolles, 422 p., 1966.

CARSLAW, H.S., et J.C. JAEGER, Conduction of Heat in Solids, 510p., Oxford University Press Ed., 1959.

C.E.A., 4 rapports pour la Commission des Communautés Européennes:

- 1) B.R.G.M. (Bureau de Recherches Géologiques et Minières), Etude de l'effet d'Echelle en Milieu Fissuré - Phase 2A: Etude des Ecoulements sur le Site de Fanay-Augères - Rapport Final - 1ère partie - Conception et Réalisation du Dispositif Expérimental, Détermination des Caractéristiques Structurales et Hydrauliques du Massif, Ref 87 SGN 502 STO, 1987.
 - 2) CACAS, M.C., E. LEDOUX, et G.de MARSILY, Etude de l'Effet d'Echelle en Milieu Fissuré - Phase 2A: Etude des Ecoulements sur le Site de Fanay-Augères - Rapport Final - 2ème partie - Interprétation et Modélisation, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Fontainebleau, Ref : LHL/RD/87/5, Mar. 1987.
 - 3) CACAS, M.C., E. LEDOUX, et G.de MARSILY, Etude de l'Effet d'Echelle en Milieu Fissuré - Phase 2B: Etude des Circulations sur le Site de Fanay-Augères - Rapport Final - 2ème partie - Modélisation des Essais de Traçage, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Fontainebleau, Ref : LHL/RD/87/74, Sept. 1987.
 - 4) CALMELS, P., B. GAILLARD, et P. MARGRITA, Etude de l'Effet d'Echelle en Milieu Fissuré - Phase 2B: Etude des Migrations, Essais de Traçages, Volumes A et B - Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Office des Rayonnements Ionisants, Grenoble, Ref: ORIS/DAMRI/SAR/SAT/RAP/86-14/PCs, Avr. 1986.
- CHARLAIX, E., A Criterion for Percolation Threshold in a Random Array of Plates, Solid State Communications, 50(11), 999-1002, 1984.
- CHARLAIX, E., E. GUYON, et S. ROUX, Permeability of a Random Array of Fractures of Widely Varying Apertures, Transport in Porous Media, 2(1), 31-43, 1987.
- CHILES, J.P., Fractal and geostatistical method for modelling of a fracture network, Mathematical Geology, Vol. 20, 6, 1988.
- DAGAN, G., Analysis of Flow through Heterogeneous Random Aquifers. 2 Unsteady Flow in Confined Formations, Water Resour. Res., 18(5), 1571-1585, 1982.
- DERSHOWITZ, W.S., Rock Joint Systems, Ph.D. Thesis, Department of Civil Engineering, Massachusetts Institute of Technology, Jan. 1985.
- DIEULIN, A, L'Effet d'Echelle en Milieu Fissuré, rapport CIG-ENSMP, LHM/RD/84/17, 1984.
- DURAND, E, Solutions numériques des équations algébriques, tome II, Ed. Masson et Cie, 445p., 1961.
- DURAND, E, Electrostatique, Tome 1, Ed. Masson et Cie, 505p., 1964.
- ELSWORTH, D, Thermal Permeability Enhancement of Blocky Rocks: Plane and Radial Flow, International Workshop on Forced Fluid through Fractured Rock Masses, Garchy, France, 13-15 Avr. 1987.

ENDO, H.K., J.C.S.LONG, C.R.WILSON, et P.A.WITHERSPOON, A Model for Investigating Mechanical Transport in Fracture Networks, *Water Resour. Res.*, 20(10), 1390-1400, 1984.

FRIED, J.J., et M.A. COMBARNOUS, Dispersion in porous media in *Advances in Hydrosciences*, edited by V.T. Chow, Academic Press, New-York, 1971.

de GENNES, P.G., La percolation: un concept unificateur, *La Recherche*, 7, p.919, 1976.

GENTIER, S., Morphologie et Comportement Hydromécanique d'une Fracture Naturelle dans un Granite sous Contrainte Normale. Etude Expérimentale et Théorique, Thèse de Doctorat à l'Université d'Orléans, Mars 1986.

GUTJAHR, A.L., L.W. GELHAR, A.A. BAKR, et J.R. McMILLAN, Stochastic Analysis of Spatial Variability in Subsurface Flow, Part 2: Evaluation and Application, *Water Resour. Res.*, 14(5), 953-960, 1978.

HODGKINSON, D.P., Analysis of Steady-State Hydraulic Tests in Fractured Rock, Report from the Theoretical Division, UKAEA, AERE Harwell, Ref: HL84/2970 (C22), Jul. 1984.

HOEHN, E., U. FRICK, et J. HADERMANN, Exploration methods and instrumentation of a single fracture for radionuclide migration experiments at the Grimsel rock laboratory, Colloque international de l'AIH, Orléans, Juin 1980.

HOSANSKI, J.M., Contribution à l'étude des transferts thermiques en milieu Fissuré, Thèse de docteur-ingénieur de L'Ecole des Mines de Paris, Sep. 1980

HULL, L.C., J.D.MILLER, et T.M.CLEMO, Laboratory and Simulation Studies of Solute Transport in Fracture Networks, *Water Resour. Res.*, 23(8), 1505-1513, 1987.

HUYAKORN, P.S., LESTER, B.H., et C.R.FAUST, Finite Element Techniques for Modelling Groundwater Flow in Fractured Aquifers, *Water Resour. Res.*, 19(4), 1019-1035, 1983.

HSIEH, P., S.P. NEUMANN, E.S. SIMSON, et G. STILES, Field Determination of the Three-dimensional Hydraulic Conductivity Tensor of Anisotropic Media, 1. Theory, 2. Methodology with Application to Fractured Rocks, *Water Resour. Res.*, 21(11), 1655-1676, 1985.

KARASAKI, K, J. LONG, J. POLEK, J.BARKER, A New Approach to the Interpretation of Well Test Data in Fractured Rock Masses, AGU Fall Meeting, San Fransisco, Californie, Dec. 1988.

KRIZEK, R.J., G.M.KARADI, et E.SOCIAS, Dispersion of a contaminant in a fissured rock, proceedings of the International Society of Rock Mechanics Symposium on Percolation Through Fissured Rock, Stuttgart, Allemagne, 1972.

- LASSAGNE, D., Essai de Caractérisation du Milieu Fracturé en Massif Granitique, Site de Fanay-Augères (Haute Vienne). Report from the B.R.G.M. Ref 83SGN576 GEG, 1983.
- LONG, J.C.S., Investigation of Equivalent Porous Medium Permeability in Networks of Discontinuous Fractures, Ph.D. Thesis, Lawrence Berkeley Laboratory, Earth Sciences Division, University of California, Ref LBL.16259, Apr. 1983.
- LONG, J.C.S., et D. BILLAUX, From Field Data to Fracture Network Modelling: an Example Incorporating Spatial Structure, *Water Resour. Res.*, 23(7), 1201-1216, 1987.
- LONG, J.C.S., J.S. REMER, C.R. WILSON, et P.A. WITHERSPOON, Porous Media Equivalents for Networks of Discontinuous Fractures, *Water Resour. Res.*, 18(3), 645-658, 1982.
- LOUIS, C, Introduction à l'hydraulique des roches, Bulletin du Bureau de Recherches Géologiques et Minières, n4, 1974.
- MANDELBROT, B, Les objets fractals, forme, hasard et dimension, Paris, Flammarion, 190p., 1975.
- MARDIA, K.V., Statistics of Directional Data, Academic Press, New-York, 1972.
- MARSILY, G.de, Hydrogéologie Quantitative, 215p., Masson Ed, Paris, 1981
- MARSILY, G.de, Quantitative Hydrogeology, 440p., Academic Press, 1986
- MARSILY, G.de, Flow and Transport in Fractured Rocks : Connectivity and Scale Effect, Proc. Int. Ass. of Hydrogeologist, Hydrogeology of Rocks of Low Permeability, TUCSON, Memoirs, vol XVII, 267-277, 1985.
- MASSOUD, H, Modélisation de la petite fracturation par les techniques de la géostatistique, Thèse de docteur-ingénieur en techniques et économie de l'entreprise minière, présentée à l'Ecole des Mines de Paris, Jan. 1987.
- MATHERON, G., Eléments pour une Théorie des Milieux Poreux, Masson Ed., Paris, 1967.
- NERETNIEKS, I., Channeling in crystalline rocks. Its possible impact on transport of radionuclides from a repository, Colloque international "Impact de la physico-chimie sur l'étude, la conception et l'optimisation des procédés en milieu poreux naturel", Nancy, 10, 11 et 12 Juin 1987.
- NEUMANN, S.P., Stochastic continuum representation of fractured rock permeability as an alternative to the REV and fracture network concepts, Proc. 28th US Symposium on Rocks Mechanics, Tucson, 533-561, 1987.
- NEUMANN, S.P., A proposed conceptual framework and methodology for investigating flow and transport in Swedish crystalline rocks, a position paper submitted to SKB, Ref. 88-37, Stockholm, Suède, Sep. 1988.

- NOVAKOWSKI, K.S., V.E.GORDON, A.L.DAVID, et G.R.KENNETH, A Field Example of Measuring Hydrodynamic Dispersion in a Single Fracture, *Water Resour.Res.*, 21(8), 1165-1174, 1985.
- PHILIP,J.R., The Fluid Mechanics of Fracture and Other Junctions, *Water Resour. Res.*, 24(2), 239-246, 1988.
- RASMUSON, A., et I.NERETNIEKS, Radionuclide Transport in Fast Channels in Crystalline Rock, *Water Resour. Res.*, 22(8), 1247-1256, 1986.
- ROBINSON, P.C., Connectivity, Flow and Transport in Network Models of Fractured Media, Ph.D. Thesis, St. Catherine's College, Oxford University, Ref: TP 1072, May 1984.
- RODEMANN, R., Modellrechnungen zum Warmeanstau in einem Frac. Niedersachner Landesamt fur Bod. Forshung, Hannover, Dec 1979.
- ROULEAU, A., Statistical Characterization and Numerical Simulation of a Fracture System, Application to Groundwater Flow in the Stripa Granite, PhD Thesis, Waterloo, Ontario, 1984.
- ROUX, S., MITESCU C., CHARLAIX E. et BAUDET C., Letter to the editor: Transfer matrix algorithm for convection-biased diffusion, *J.Phys. A: Math. Gen.* 19, L687-L692, 1986.
- SCHNEIDER, A.E., The physics of flow through porous media, Univ. of Toronto Press, Toronto, 1957.
- SCHWARTZ, F.W., L. SMITH, et A.S. CROWE, A Stochastic Analysis of Macroscopic Dispersion in Fractured Media, *Water Resour. Res.*, 19(5), 1253-1265, 1983.
- S.K.B.F., Final Storage of Spent Nuclear Fuel, KBS 3, vol.3, Barriers, 1983.
- SNOW, D.T., Anisotropic permeability of fractured media, *Water Resour. Res.*, 5(6), 1273-1289, 1969.
- SMITH, L, C.W. MASE, and F.W. SCHWARTZ, A stochastic model for transport in networks of planar fractures, Symposium International sur l'approche stochastique des écoulements souterrains, AIRH, Montvillargène, Juin 1985.
- SMITH, L., et F.W. SCHWARTZ, Mass transport , 1. A Stochastic Analysis of Macroscopic Dispersion, *Water Resour. Res.*, 16(2), 303-313, 1980.
- SMITH, L., et F.W.SCHWARTZ, An Analysis of the Influence of Fracture Geometry on Mass Transport in Fractured Media, *Water Resour. Res.*, 20(9), 1241-1252, 1984.
- STAUFFER, D, Introduction to Percollation Theory, 124p., Taylor & Francis Ed., Londres, 1985.

TAYLOR, G., Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube, Proc. R. Soc. London, Ser. A, 219, 1953.

THOMAS, A, Structure fractale de l'architecture de champs de fractures en milieux rocheux, C.R. Acad. Sc. Paris, t.304, série II, n.4, 181-186, 1987.

TSANG, Y.W., et C.F. TSANG, Channel Model of Flow through Fractured Media, Water Resour. Res., 23(3), 467-479, 1987.

WILKE, S., E GUYON et G.de MARSILY, Water Penetration through Fractured Rock: Test of a Three-dimensional Percolation Description, Mathematical Geology , 17(1), 17-27, 1985.

WITHERSPOON, P.A., N.G.W. COOK, et J.E. GALE, Geologic Storage of Radioactive Waste; Field Studies in Sweden, Science, 211(4485), 894-900, 1981.

YAKOWITZ, S.J., Computational probability and simulation, Addison-Wesley Publishing Company Ed., 240p., 1977.