

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À MONTRÉAL

COMPORTEMENT HYDRAULIQUE DES MILIEUX
FAILLÉS

THÈSE
PRÉSENTÉE
COMME EXIGENCE PARTIELLE
DU DOCTORAT EN RESSOURCES MINÉRALES

PAR
SILVAIN RAFINI

NOVEMBRE 2008



Mise en garde/Advice

Afin de rendre accessible au plus grand nombre le résultat des travaux de recherche menés par ses étudiants gradués et dans l'esprit des règles qui régissent le dépôt et la diffusion des mémoires et thèses produits dans cette Institution, **l'Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** est fière de rendre accessible une version complète et gratuite de cette œuvre.

Motivated by a desire to make the results of its graduate students' research accessible to all, and in accordance with the rules governing the acceptance and diffusion of dissertations and theses in this Institution, the **Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** is proud to make a complete version of this work available at no cost to the reader.

L'auteur conserve néanmoins la propriété du droit d'auteur qui protège ce mémoire ou cette thèse. Ni le mémoire ou la thèse ni des extraits substantiels de ceux-ci ne peuvent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

The author retains ownership of the copyright of this dissertation or thesis. Neither the dissertation or thesis, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

« J'ai bien peur que la fin du monde soit bien triste »

G. Brassens *Le Grand Pan*

« Para bailar la bamba »

Chant traditionnel mexicain

REMERCIEMENTS

Je remercie sincèrement Marie Larocque et Eric Mercier pour leur encadrement et leur soutien au long de cette recherche. Je leur suis très reconnaissant d'avoir accompagné mes étranges méandres...

Les données compilées par l'équipe de Miroslav Nastev, de la Commission Géologique du Canada, m'ont été fort utiles, de même que celles rassemblées par le Bureau de Recherches Géologiques et Minières. Je remercie donc ces deux institutions pour leur contribution, ainsi que René Therrien d'avoir mis à ma disposition son code Hydrogeosphere, pilier de mes travaux.

Pour le reste... c'est un bout de vie. Je la remercie chaque matin, et cinq fois par jour. J'étalerais volontiers l'histoire de ces six années, à ceux que ça intéresse, sous d'autres cieux, pour une piña colada et son lot de petites soeurs. Qui plus est, cette demi-page vierge ne saurait en contenir le centième.

TABLE DES MATIÈRES

LISTE DES FIGURES	XIII
LISTE DES TABLEAUX	XIX
RÉSUMÉ.....	XXI
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE I	
CARACTÉRISATION HYDRAULIQUE DES RÉSERVOIRS DISCONTINUS – ÉTAT DES CONNAISSANCES.....	7
1.1. Déformations cassantes et hydrodynamisme	7
1.1.1. Réseaux de fractures, failles et réseaux d'écoulement	7
1.1.2. Propriétés hydrauliques des failles majeures.....	10
1.1.3. Synthèse	26
1.2. Modélisation de flux en milieux discontinus.....	29
1.2.1. Modèles continus versus modèles discrets	31
1.2.2. Formulation du problème transitoire.....	35
1.2.3. Le concept de conductivité équivalente.....	38
1.2.4. Le comportement radial conventionnel	41
1.2.5. Extension du modèle conventionnel : le comportement non-radial	65
1.2.6. Les modèles fractals	85
1.2.7. Le modèle de Doe (1991)	100
1.2.8. Les réseaux tubulaires	103
1.3. Les modèles de réservoirs faillés.....	105
1.3.1. Idéalisation d'une discontinuité	107
1.3.2. Le modèle à faille verticale isotrope.....	113

1.3.3. Le modèle à faille horizontale isotrope	126
1.3.4. Les modèles à faille pseudo-anisotrope et anisotrope	137
1.3.5. Discussion	148
1.4. Synthèse	151

CHAPITRE II

OBSERVATION DES SIGNATURES NON-RADIALES DANS LES AQUIFÈRES

DISCONTINUS NATURELS	155
2.1. Données disponibles dans la littérature	155
2.2. Compilation de la base de données d'essais de pompages	157
2.2.1. Sources des données et distribution géographique	157
2.2.2. Contextes lithologiques, tectoniques et hydrogéologiques	158
2.3. Différenciation et interprétation des signaux	164
2.3.1. Différenciation des signaux	164
2.3.2. Paramétrage de l'algorithme : choix de l'intervalle L	166
2.3.3. Interprétation des signaux	168
2.4. Résultats	170
2.4.1. Analyse des signaux sur les sites à puits uniques	171
2.4.2. Analyse des tests d'interférences	177
2.5. Synthèse	200

CHAPITRE III

ANALYSE NUMÉRIQUE DE L'HYDRODYNAMISME DES ÉCOULEMENTS NON-RADIAUX EN MILIEUX FAILLÉS

203	
3.1. Introduction.....	206
3.2. Background.....	208
3.2.1. Non-radial flow behaviours	208

3.2.2. Faulted media models	211
3.3. Hydraulic behaviour interpretation	215
3.4. Transient flow simulations	219
3.5. Results	221
3.5.1. Vertical faults.....	221
3.5.2. Generalization to non-ideal fault geometries	228
3.6. Discussion.....	232
3.6.1. Analogy with leaky aquifer models	232
3.6.2. Quantification of hydraulic properties	234
3.7. Conclusion	237
3.8. Acknowledgements	238
3.9. References.....	239

CHAPITRE IV

MODÉLISATION NUMÉRIQUE EXPÉRIMENTALE DES SIGNATURES COMPLEXES RADIALES ET NON-RADIALES EN MILIEUX FAILLÉS NON-IDÉALISÉS.....243

4.1. Introduction	246
4.1.1. The flow dimension	248
4.1.2. Pressure derivative diagnosis	249
4.1.3. Faults anisotropy and scale effects	251
4.2. Description of the numerical experiment	253
4.2.1. The finite elements code	254
4.2.2. Configurations of synthetic flow domains.....	254
4.3. Transient hydrodynamics in anisotropic vertically faulted media	255
4.3.1. Configuration of the models.....	255
4.3.2. Results and discussion	257

4.3.3. Diagnostic tool	262
4.4. Transient hydrodynamics in horizontally faulted media	264
4.4.1. Configuration of the models	266
4.4.2. Results and discussion	267
4.5. Fault inclination	272
4.5.1. Configuration of the models	272
4.5.2. Results	274
4.6. Transient hydrodynamics in vertically faulted composite media	281
4.6.1. Configuration of the models	281
4.6.2. Composite media	283
4.6.3. Vertically faulted composite media	287
4.7. Discussion and conclusion	290
4.8. Acknowledgements	293
4.9. References	293

CHAPITRE V

INTERPRETATION AVANCÉE DES SIGNATURES COMPLEXES EN MILIEUX

FAILLÉS NON-IDEALISÉS : ÉTUDES DE CAS

5.1. Introduction	299
5.2. Methods	304
5.2.1. Data for the case studies	304
5.2.2. Time series differentiation	306
5.3. Results from the case studies	308
5.3.1. Case 1	308
5.3.2. Case 2	310
5.3.3. Case 3	312

5.3.4. Case 4	313
5.3.5. Case 5	315
5.3.6. Case 6	316
5.3.7. Case 7	317
5.3.8. Case 8	319
5.3.9. Case 9	322
5.2.10. Case 10	324
5.4. Discussion and conclusion.....	325
5.5. References.....	327
CONCLUSION GÉNÉRALE.....	329
RÉFÉRENCES.....	339
ANNEXE : données de pompage	353

LISTE DES FIGURES

- Figure 1.1** : séquences successives intervenant dans l'initiation d'une faille cassante sénestre.
- Figure 1.2** : distribution schématique des propriétés hydrauliques dans l'architecture interne d'une faille cassante majeure au stade mature.
- Figure 1.3** : typologie conceptuelle des relations entre l'architecture interne des failles majeures et leurs propriétés hydrauliques.
- Figure 1.4** : mécanismes de génération de l'anisotropie de conductivité longitudinale.
- Figure 1.5** : évolution des propriétés hydrauliques mésoscopiques d'une faille cassante au cours de son développement.
- Figure 1.6** : modèles analytiques classiques des écoulements transitoires.
- Figure 1.7** : dispositif de l'expérience de Darcy (1956).
- Figure 1.8** : volume d'un milieu continu équivalent à une fracture unique.
- Figure 1.9** : courbes-type de rabattement dans l'aquifère de Theis.
- Figure 1.10** : dérivée logarithmique du signal temps-rabattements dans l'aquifère de Theis.
- Figure 1.11** : évolution temporelle du profil d'un demi-cône de rabattement dans l'aquifère de Theis.
- Figure 1.12** : vitesses de diffusion dans l'aquifère de Theis obtenus en simulation numérique.
- Figure 1.13** : signal caractéristique d'une frontière linéaire imperméable et d'une frontière linéaire à charge constante dans l'aquifère de Theis.
- Figure 1.14** : caractérisation géostatistique de la conductivité hydraulique sur le site d'Oracle (Arizona).
- Figure 1.15** : comportement du modèle analytique tridimensionnel d'Indelman (2003).
- Figure 1.16** : signal caractéristique temps-rabattements du modèle à double porosité proposé par Moench (1984).
- Figure 1.17** : illustration du modèle à double porosité de Warren et Root (1963).
- Figure 1.18** : calage de données de rabattement sur les modèles analytiques à porosité simple (Theis) et double (Warren et Root) réalisé par Maréchal *et al* (2003).
- Figure 1.19** : courbes-type des rabattements et dérivées logarithmiques des modèles à double porosité.
- Figure 1.20** : signal temps-rabattements à la source prédits par le modèle GRF (Barker, 1988).
- Figure 1.21** : dérivée logarithmique du signal temps-rabattements prédit par le modèle GRF.
- Figure 1.22** : tracé schématique des lignes d'écoulement radiales puis sphériques au cours d'un test hydraulique entre deux obturateurs (d'après NRC, 1996).

Figure 1.23 : contrôle de la dimension d'écoulement par les conditions hydrauliques aux frontières, démontré par simulation numérique.

Figure 1.24 : comportements au puits de pompage obtenus par simulation numérique en milieu homogène anisotrope et dans un couloir d'écoulement homogène isotrope.

Figure 1.25 : inventaire schématique des comportements à la source indiqués par les dérivées logarithmiques des rabattements (d'après Shlumberger, 2002).

Figure 1.26 : comportement à la source généré par un réseau orthogonal de conduits linéaires (d'après Jourde *et al*, 2002a).

Figure 1.27 : tapis de Sierpinsky développé par Doughty et Karasaki (2002).

Figure 1.28 : effets d'échelles sur les objets euclidiens et fractals (Acuna et Yortsos, 1995).

Figure 1.29 : trois réseaux de fractures fractals générés par IFS (Acuna et Yortsos, 1995).

Figure 1.30 : comparaison entre les dimensions d'écoulement et les dimensions fractales des tapis de Sierpinsky hiérarchisés (Doughty et Karasaki, 2002).

Figure 1.31 : comparaison entre les comportements prédits par le modèle fractal de Chang et Yortsos (1990) et la solution analytique présentée par Bernard *et al* (2006).

Figure 1.32 : résultat de simulations d'écoulement transitoire dans un réseau fractal (d'après Acuna et Yortsos, 1995).

Figure 1.33 : illustration de l'interprétation proposée par Doe (1991) du paramètre dimension d'écoulement (Doe, 1991).

Figure 1.34 : schéma illustratif montrant les écoulements transitoires en deux dimensions dans un réseau tubulaire (Leveinen, 2000).

Figure 1.35 : évolution de la conductivité intrinsèque d'une fracture granitique lors de l'augmentation de la contrainte normale (Durham et Bonner, 1998).

Figure 1.36 : distribution des ouvertures dans un échantillon de fracture réelle (Pyrak-Nolte *et al*, 1987).

Figure 1.37 : disposition générale des modèles à faille verticale (d'après Cinco-Ley et Samaniego, 1981).

Figure 1.38 : géométries des écoulements envisagées dans le modèle à faille unique verticale de conductivité infinie proposé par Gringarten *et al* (1974).

Figure 1.39 : géométries des écoulements introduites dans le modèle à faille unique verticale de conductivité finie élaboré par Cinco-Ley *et al* (1978).

Figure 1.40 : comportement du modèle à faille unique verticale de conductivité finie (Berumen et Tiab, 1995).

Figure 1.41 : réponse au puits du régime d'écoulement linéaire dans une faille unique verticale de conductivité finie (matrice imperméable), obtenue par simulation numérique.

Figure 1.42 : configuration du modèle à drainance verticale proposé par Hantush (1960).

Figure 1.43 : courbes-types de rabattement dans une faille horizontale selon le modèle à drainance verticale de Hantush (1960).

Figure 1.44 : relation β vs $1/u$ à $H(\beta, u)$ constant, selon la solution de Hantush (1960) définie pour les temps de pompage courts.

Figure 1.45 : relation de diffusion $r(t)$ anormale du modèle à drainance verticale de Hantush.

Figure 1.46 : représentation schématique des échanges matrice-faille conductrice non connectée à la source selon le modèle de Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995).

Figure 1.47 : courbes-types (au puits) du modèle à faille verticale non connectée à la source, développé par Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995), d'après Pulido *et al* (1998).

Figure 1.48 : dérivées logarithmiques des rabattements à la source, modèle de Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995), d'après Pulido *et al* (1998).

Figure 1.49 : écoulements stationnaires dans le système matrice-faille anisotrope selon le modèle d'Anderson (2006).

Figure 2.1 : carte de localisation des sites d'essais de pompages de la région de Mirabel (d'après Lemieux *et al*, 2005).

Figure 2.2 : différenciation des séries temporelles.

Figure 2.3 : distribution des dimensions d'écoulement parmi les essais de pompage étudiés.

Figure 2.4 : distribution des dimensions d'écoulement : combinaisons hydrodynamiques rencontrées.

Figure 2.5 : distribution des dimensions d'écoulement pour chaque environnement lithologique.

Figure 2.6 : test d'interférence de Montée Barette, courbes de rabattement et dérivées logarithmiques.

Figure 2.7 : Montée Barette, réponses obtenues à la source (P3_90) et dans les deux piézomètres proximaux.

Figure 2.8 : Montée Barette, réponses obtenues dans les piézomètres distants de la source.

Figure 2.9 : Montée Barette, diagrammes normalisés des dérivées logarithmiques des rabattements pour différentes valeurs de la dimension d'écoulement n .

Figure 2.10 : Montée Barette, détermination des courbes théoriques optimales dans les temps courts et longs, sur l'ensemble du réseau.

Figure 2.11 : illustration de l'ajustement des paramètres définissant la valeur théorique optimale de n .

Figure 2.12 : Saint-Eustache, courbes de rabattement et dérivées logarithmiques.

Figure 2.13 : Sainte-Anne, courbes de rabattement et dérivées logarithmiques.

Figure 2.14 : Sainte-Anne, ajustements des courbes théoriques sur les signaux réels individuels.

Figure 2.15 : Sainte-Anne, diagrammes normalisés des dérivées logarithmiques des rabattements pour différentes valeurs de la dimension d'écoulement n .

Figure 2.16 : Sainte-Anne, détermination des courbes théoriques optimales pour tous les puits et pour les puits proximaux.

Figure 2.17 : Sainte-Anne, détermination des courbes théoriques optimales pour tous les puits.

Figure 2.18 : Saint-Janvier, courbes de rabattement et dérivées logarithmiques.

Figure 2.19 : Saint-Janvier, détermination de la courbe théorique optimale pour tous

les puits.

Figure 2.20 : Murdochville, courbes de rabattement et dérivées logarithmiques.

Figure 2.21 : Murdochville, différenciation et interprétation de la dérivée logarithmique des rabattements à la source.

Figure 2.22 : Murdochville, normalisation des dérivées logarithmique, ajustement manuel pour $n = 0,3$.

Figure 2.23 : CESM, courbes de rabattement et dérivées logarithmiques.

Figure 2.24 : CESM, normalisation des dérivées logarithmiques.

Figure 3.1 : Interpretation of flow dimensions in terms of flow geometry, from Doe (1991).

Figure 3.2 : theoretical behaviour as predicted by the GRF model (Barker, 1988).

Figure 3.3 : configuration of the synthetic fault-matrix models. Upper and lower boundaries are impermeable (no flow).

Figure 3.4 : results from flow simulations in the vertically faulted system.

Figure 3.5 : horizontal projections of the propagation of frontal equipotential surfaces during transient flow simulations in the vertically faulted system.

Figure 3.6 : directional diffusion behaviours in the Ox (matrix) and Oy (fault) directions, from simulations in the vertically faulted system.

Figure 3.7 : geometrical schematization of the frontal equipotential surface A, from simulations in the vertically faulted system.

Figure 3.8 : results from flow simulations in non-connected vertically faulted media.

Figure 3.9 : schematic representation of the propagation of the frontal equipotential surface for non-connected fault systems.

Figure 3.10 : schematic tridimensional representation of the successive hydrodynamical stages expected for non-ideal fault geometry.

Figure 3.11 : slowed down fault diffusion behaviour derived from the leaky aquifer analytical model (Hantush, 1960).

Figure 3.12 : graphic summary of our interpretative model showing the relationships between slowed down fault diffusion and the occurrence of fractional flow behaviour.

Figure 4.1 : summary of published analytically achieved theoretical behaviours and associated flow dimension n .

Figure 4.2 : configuration of the tridimensional flow domain for numerical simulations in anisotropic vertically faulted media.

Figure 4.3 : drawdown derivative and diffusion responses from serial flow simulations in anisotropic vertically faulted media.

Figure 4.4 : summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in anisotropic vertically faulted media.

Figure 4.5 : summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in isotropic vertically faulted media.

Figure 4.6 : configuration of the tridimensional flow domain for numerical simulations in horizontally faulted media.

Figure 4.7 : drawdown derivative and diffusion responses from serial flow simulations in horizontally faulted media.

Figure 4.8 : cross-flow area versus time for the horizontally faulted media model.

Figure 4.9 : summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in horizontally faulted media.

Figure 4.10 : configurations of the tridimensional flow domains for numerical simulations in inclined-fault media.

Figure 4.11 : transient propagation of the frontal equipotential surface during flow simulation of a pumping test in inclined-fault media.

Figure 4.12 : diffusion responses obtained from flow simulations in inclined-fault media before horizontal boundaries are reached.

Figure 4.13 : summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in inclined-fault media before horizontal boundaries are reached.

Figure 4.14 : drawdown derivative and diffusion responses from serial flow simulations in inclined-fault media before and after horizontal boundaries are reached.

Figure 4.15 : summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in inclined-fault media before and after horizontal boundaries are reached.

Figure 4.16 : Schematic propagation of the frontal equipotential surface into inclined-fault media.

Figure 4.17 : configurations of the tridimensional flow domains for numerical simulations in composite media, non-connected composite media and non-connected vertically faulted composite media.

Figure 4.18 : drawdown derivative responses from transient flow simulations results in non-connected composite media.

Figure 4.19 : summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in non-connected composite media.

Figure 4.20 : drawdown derivative time series obtained from transient flow simulations in non-connected vertically faulted composite media.

Figure 4.21 : summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in non-connected vertically faulted composite media.

Figure 4.22 : summary of elementary behaviours numerically analysed in the present study, and associated flow conditions, providing various diagnosis tools for faulted media.

Figure 5.1 : summary of interpretative models that were numerically analyzed in part-I, accounting for various geometrical and hydraulic configurations in faulted media

Figure 5.2 : drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test Moutardi re_stade_2.

Figure 5.3 : drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test Demix2.

Figure 5.4 : drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test StPlacide.

Figure 5.5 : drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test R17.

Figure 5.6 : drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test StHilaire.

Figure 5.7 : drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test data published by Tiab (2005) – example 2.

Figure 5.8 : drawdown and derivative time series obtained from pumping test StAnne_P8.

Figure 5.9 : localisation of wells at St. Eustache (Lemieux *et al*, 2005).

Figure 5.10 : transmissivity profiles obtained from packers tests at St. Eustache (Lemieux *et al*, 2005).

Figure 5.11 : drawdown (left) and derivative (right) time series obtained from multi-hole pumping test StEustache.

Figure 5.12 : drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test R15.

Figure 5.13 : drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test 1-87_2.

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : hydrodynamisme et comportements caractéristiques dans le modèle à faille unique verticale de conductivité finie.

Tableau 1.2 : récapitulatif des comportements à la source anticipés par les différents modèles analytiques à faille unique.

Tableau 2.1 : inventaire des dimensions d'écoulement mesurées sur le terrain,,rapportées dans la littérature.

Tableau 2.2 : caractéristiques des essais de pompage retenus, sites à puits unique.

Tableau 2.3 : caractéristiques des essais de pompage retenus, sites avec réseaux de puits d'observations.

Tableau 2.4 : dimensions d'écoulement n obtenues sur les signaux naturels (puits uniques, et signaux à la source pour les essais à plusieurs puits).

Tableau 2.5 : dimensions d'écoulement obtenues par l'interprétation individuelle des réponses (puits d'observations et source).

Tableau 5.1 : comparison of fault conductivity measurements published in the literature, from laboratory experiment and *in-situ* hydraulic transient tests.

Tableau 5.2 : characteristics of the cases studies.

Tableau 5.3 : summary of interpretative results and comparison with values obtained using Theis radial continuum model.

RÉSUMÉ

Les milieux discontinus se caractérisent par une substitution totale ou partielle de la porosité primaire par une porosité secondaire portée par les fractures et failles. Les écoulements y sont souvent marqués par une forte ségrégation due aux contrastes de conductivité avec la matrice environnante, ainsi qu'entre les discontinuités. L'appréhension de leur géométrie constitue un enjeu majeur en hydrogéologie des milieux discontinus.

La distinction entre milieux fracturés et milieux faillés est cruciale en modélisation hydraulique du fait que ceux-ci s'abordent de manières diamétralement opposées : les milieux fracturés forment des réseaux dont les propriétés hydrauliques macroscopiques sont envisagées à travers un schéma d'homogénéité statistique (fractal ou euclidien), privilégiant typiquement une représentation stochastique dans un continuum équivalent. Inversement, les failles sont des structures hydrauliques de grande dimension à l'échelle du réservoir et en nombre restreint. Elles doivent être considérées intrinsèquement dans les modèles d'écoulement comme des unités hydrauliques majeures bi- ou tridimensionnelles discrètes en interaction continue avec la matrice environnante, au sein desquelles les écoulements sont explicitement représentés de manière déterministe. C'est l'approche privilégiée dans cette thèse.

L'incapacité des modèles hydrauliques conventionnels à reproduire les comportements transmis par les milieux discontinus est reconnue depuis plusieurs décennies. Les auteurs ont recherché des extensions de ces modèles, dont la plus notable est le modèle *Generalized Radial Flow* (Barker, 1988) qui introduit le paramètre dimension d'écoulement n et le concept de comportement non-radial (*i.e.*, $n \neq 2$). Ce modèle reproduit efficacement les signaux transmis par les milieux discontinus, toutefois sa signification physique est incertaine et les conditions hydrodynamiques associées au développement de dimensions non-radiales demeurent énigmatiques. Il en résulte une très faible applicabilité du modèle GRF malgré le très fort potentiel diagnostique renfermé par le paramètre n . On montre que ce paramètre décrit l'évolution géométrique de l'équipotentielle frontale au cours du test hydraulique transitoire. Le comportement non-radial serait donc produit par tout système dont la géométrie – ou les propriétés hydrauliques – produisent une évolution transitoire de cette surface admettant des modifications de forme progressives et régulières. On peut s'attendre à ce que ce phénomène soit engendré par les interactions transitoires entre une faille et sa matrice.

Le premier volet de cette thèse se consacre à la vérification de cette hypothèse. La production de comportements non-radiaux $n = 1,5$ par le discontinuum faille verticale-matrice est démontrée par la modélisation numérique tridimensionnelle aux éléments finis. L'outil numérique a permis de contraindre quantitativement les conditions hydrodynamiques associées à ce comportement. Celui-ci découle du

ralentissement du régime de diffusion au sein de la faille, engendré par l'approvisionnement matriciel. Par ailleurs, l'observation des modalités d'apparition des dimensions d'écoulement dans les milieux discontinus naturels (base de données de quarante-et-un essais de pompages) a fait ressortir des signatures complexes presque systématiquement composées de plusieurs périodes radiales et non-radiales, dont aucun modèle hydraulique existant ne peut rendre compte. Ces signatures multiphasées montrent une excellente homogénéité spatiale attestée par les tests d'interférences (six sites considérés). Un autre volet de cette thèse s'attache à explorer les moyens diagnostiques renfermés par une telle complexité et variabilité des comportements naturels à travers une approche numérique expérimentale recherchant des extensions du modèle à faille verticale analysé précédemment vers des configurations géométriques et hydrauliques moins idéalisées : faille inclinée jusqu'au stade horizontal, milieu composite (faille à l'interface), anisotropie. Plusieurs comportements élémentaires ont été élaborés, très bien corroborés par les signatures naturelles dont une interprétation avancée en termes de conditions d'écoulement discontinu est rendue possible. Ces résultats constituent une amélioration significative des modèles hydrauliques en milieux faillés, toutefois on montre que le potentiel diagnostique du paramètre dimension d'écoulement demeure très faiblement exploité.

Mots clés : aquifères, failles, essais de pompages, modélisation numérique

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les recherches abondantes menées au cours des dernières décennies dans le domaine du stockage des déchets nucléaires et des ressources géothermiques ont donné lieu à des caractérisations hydrogéologiques précises en milieux discontinus. On peut citer entre autres le site de Stripa et le projet SKB en Suède (respectivement, Dverstop et Andersson, 1989; Ludvigson *et al*, 2004), les sites de Fanay-Augères en France (Cacas *et al*, 1990), Rosemanowes au Royaume-Uni (Kolditz et Clauser, 1998) et Olkiluoto en Finlande (Vahtinen et Ahokas, 2004). L'un des résultats notoires apportés par ces observations est la très forte ségrégation des écoulements intervenant dans ce type de milieux. Ce phénomène est par ailleurs couramment observé lors des essais hydrauliques entre obturateurs (Hsieh, 1998; Lemieux *et al*, 2005; Ludvigson *et al*, 2004) et par la cartographie des parois de galeries souterraines (Olsson, 1992; Bruel *et al*, 1999).

Les problématiques modernes font apparaître la nécessité de définir la géométrie réelle de telles structures hydrauliques hétérogènes, et d'accéder à la prévision des chemins d'écoulement empruntés. Il s'agit notamment de déterminer les mouvements réels et les vitesses de transfert d'un soluté en hydrogéologie des contaminants (*e.g.*, Thorbjarnarson *et al*, 1998 ; Gierczak *et al*, 2005), d'anticiper les effets d'une exploitation à long terme d'un réservoir hydrique discontinu, de caractériser la formation et les comportements des gisements tectoniques pétroliers (Fisher et Knipe, 2001), ou encore de quantifier les surfaces d'échanges eau-roche dans le cadre de recherches sur l'extraction d'énergie géothermique (Dezayes *et al*, 2004; Auradou *et al*, 2006).

Le terme générique *milieu discontinu* regroupe les milieux fracturés et faillés. Sur le

plan hydrodynamique, les réseaux de fractures et les failles doivent être appréhendés de manières fondamentalement différentes. Les milieux fracturés sont regardés comme des réseaux constitués de familles de fractures de dimensions variables. Le comportement macroscopique de ces réseaux est le plus souvent relié à un modèle d'homogénéité statistique paramétré (fractal ou euclidien), privilégiant ainsi typiquement une représentation stochastique des écoulements au sein d'un continuum équivalent (*e.g.*, Acuna and Yortsos, 1995 ; Leveinen, 2000 ; Le Borgne *et al*, 2004). Inversement, les discontinuités en milieux faillés sont des structures très étendues à l'échelle du domaine d'écoulement, et de nombre restreint. Ces failles – ou dykes, plans de stratification – doivent être considérées intrinsèquement comme des unités uni-, bi- ou tridimensionnelles géométriquement et hydrauliquement indépendantes en interaction avec le milieu environnant, au sein desquelles les écoulements sont explicitement représentés de manière déterministe (*e.g.*, Abbaszadeh and Cinco-Ley, 1995). L'approche développée dans cette thèse favorisera ce type de représentation.

La ségrégation extrême induite par la présence d'une faille s'accompagne de modifications considérables des comportements hydrauliques permanent et transitoire à l'échelle du réservoir, comme le rapportent un grand nombre d'études de cas dans la littérature hydrogéologique et pétrolière (*e.g.*, Michalski et Britton, 1996 ; Allen et Michel, 1998 ; Leveinen *et al*, 1998 ; Meier *et al*, 1998 ; Labaume *et al*, 2000 ; Van Tonder *et al*, 2001 ; Andrews *et al*, 2002 ; Van Tonder *et al*, 2002 ; Babiker et Gudmunsson, 2004 ; Ludvigson *et al*, 2004 ; Seaton *et al*, 2005 ; Gierczak *et al*, 2006). Ces modifications sont telles que, dans une majorité de cas, les comportements transmis par les milieux faillés (et discontinus en général) ne peuvent être reproduits de manière satisfaisante par les modèles interprétatifs conventionnels. Les approches classiques s'avèrent inaptes à rendre compte des signatures particulières en milieux discontinus, si bien que les moyens diagnostiques des conditions d'écoulement dans ces milieux sont très limités dans l'état actuel des connaissances, ou requièrent un

appareillage expérimental avancé (tests d'interférence, essais entre obturateurs, essais de traçage).

Parallèlement, certaines de ces études ont pu mettre en évidence le caractère non-radial des écoulements transitoires se produisant dans ce type de milieux. Les comportements non-radiaux se définissent par une dimension d'écoulement n différente de deux suivant le modèle *Generalized Radial Flow* (GRF) introduit par Barker (1988). Il s'agit d'une extension des modèles interprétatifs conventionnels développée précisément dans le but de reproduire les signatures transitoires complexes transmises par l'aquifère discontinu de Stripa (Black *et al*, 1986). L'efficacité du modèle non-radial à reproduire les comportements transitoires observés en milieux discontinus a par la suite été rapportée à plusieurs reprises (Acuna and Yortsos, 1995 ; Leveinen *et al*, 1998 ; Kuusela-Lahtinen *et al*, 2002 ; Walker and Roberts, 2003 ; Le Borgne *et al*, 2004 ; Lods and Gouze, 2004). Toutefois, si ce modèle procure une interprétation mathématique satisfaisante des écoulements discontinus, l'interprétation physique du comportement non-radial demeure énigmatique, et les conditions géométriques et hydrauliques associées à l'apparition de dimensions d'écoulement $n \neq 2$ sont très mal contraintes.

La thèse présentée ici se fixe pour objectif général d'analyser les conditions de développement des comportements non-radiaux au sein des milieux faillés et de préciser les moyens diagnostiques offerts par le paramètre dimension d'écoulement dans ces contextes hydrauliques, à travers une approche numérique expérimentale.

Le chapitre I introduit les problématiques visées et présente l'état de l'art dans les différents domaines impliqués. Ce chapitre est substantiel car le sujet traité se situe à l'interface entre plusieurs problématiques : 1) la connaissance des propriétés des failles en tant que telles (aspect structural) avec, à terme, une meilleure compréhension des relations entre leur architecture interne et leurs propriétés hydrauliques (incluant

les effets d'échelle) ; 2) la modélisation hydraulique des milieux faillés ; et 3) les comportements transitoires non-radiaux. Dans un premier temps, les failles seront donc présentées en tant qu'objets structuraux et hydrauliques. Un bilan des connaissances actuelles sur les propriétés hydrauliques qualitatives et quantitatives de ces objets sera dressé, combinant les acquis des approches hydrogéologique et structurale. La question de leur intégration – et plus généralement, de l'intégration des discontinuités naturelles – dans les modèles d'écoulement sera ensuite abordée. Les problématiques suivantes seront décrites de manière approfondie : 1) la modélisation des écoulements non-radiaux, incluant la description du modèle mathématique fondateur (le modèle GRF) et les différentes approches envisagées dans la littérature afin de comprendre leur signification physique ; 2) la modélisation des milieux faillés, précisant l'état des connaissances actuelles permis par l'approche analytique. Le sujet de cette thèse se situe à la rencontre entre ces deux problématiques.

Le chapitre II consiste à préciser le phénomène naturel dont l'analyse est envisagée. Il s'agit ici d'améliorer l'observation des signatures non-radiales naturelles afin de bien contraindre la démarche expérimentale subséquente. Il est en effet capital de cloisonner l'expérimentation numérique – approche excessivement théorique – par les comportements réels afin d'éviter une certaine dérive vers un domaine exclusivement théorique trop éloigné du phénomène physique et par conséquent de moins en moins bien contraint. Dans un premier temps, une base de données de pompages/injections en milieux discontinus est donc compilée, couvrant une variété de conditions géologiques et tectoniques à travers 3 pays : la Tunisie, la France et le Québec. Les données publiées dans la littérature sont incluses à cette base. L'objectif n'est pas d'établir des corrélations avec les schémas de déformations cassantes (fracturation, proximité de failles) étant donnée l'absence de contrainte sur ces aspects. Les dimensions non-radiales n'ayant été décrites que sporadiquement, la présente compilation vise plutôt à faire le point sur leurs modalités d'apparition et à identifier

les différents types de signatures transitoires transmises par les réservoirs discontinus naturels en termes de fréquence et d'associations de comportements hydrauliques (sublinéaire, linéaire, fractionnaire, radial, sphérique, hypersphérique).

Les chapitres III et IV sont des travaux de modélisation numérique de flux transitoires au sein de domaines d'écoulement tridimensionnels constitués de deux unités connectées : une faille et la matrice. Fondamentalement, l'objectif de ce travail est de reproduire numériquement la complexité des signatures naturelles non-radiales mises en évidence au volet précédent. Ceci afin 1) de comprendre les conditions hydrodynamiques associées au développement d'écoulement non-radiaux, ce qui fera l'objet du chapitre III, et 2) de mettre en évidence les possibilités diagnostiques offertes par une telle complexité en établissant les relations particulières entre les dimensions d'écoulement (différents schémas de combinaisons marquant des signatures hydrauliques caractéristiques) et les conditions géométriques et hydrauliques du milieu. Les domaines synthétiques d'écoulement sont donc dans un premier temps très idéalisés (faille verticale connectée à la source), puis les modalités de leur généralisation à des géométries plus réalistes sont étudiées, problématique abordée au chapitre IV.

Enfin, le chapitre V inclut la dernière étape de ce travail : celle du retour aux données réelles à travers une confrontation des comportements-types élaborés numériquement avec les signaux naturels. Ce travail permettra de faire ressortir le gain de compréhension des comportements non-radiaux et les lacunes encore présentes.

Les chapitres III, IV et V sont présentés sous formes d'articles. Le premier (chapitre III) est déjà soumis (revue *Water Resources Research*), le deuxième sera soumis après modifications de forme (même revue), tandis que le chapitre V est encore une ébauche d'article.

- CHAPITRE I -

CARACTÉRISATION HYDRAULIQUE DES RÉSERVOIRS DISCONTINUS – ÉTAT DES CONNAISSANCES

1.1. Déformations cassantes et hydrodynamisme

1.1.1. Réseaux de fractures, failles et réseaux d'écoulement

Les simulations de flux sur réseaux synthétiques réalisées par de Dreuzy (2000) reproduisent la ségrégation des écoulements en milieux discontinus et rapportent que celle-ci varie considérablement avec le schéma de distribution des conductivités individuelles des discontinuités formant le réseau, et s'accroît avec l'écart-type de celles-ci dans le cas d'une distribution gaussienne. La concentration des écoulements dans une portion restreinte du réseau traduit donc les forts contrastes de conductivités individuelles existants en milieux naturels. Ce phénomène sera largement accru lorsque le domaine d'écoulement est totalement ou partiellement recoupé par une ou plusieurs discontinuités majeures, d'extension significativement grande devant les dimensions du domaine d'écoulement. Ce type de discontinuité est typiquement une faille (dans certains cas un plan de stratification ou un dyke) marquée par un très net contraste de propriétés hydrauliques avec le milieu encaissant.

Sur le plan hydrodynamique, les réseaux de fractures et les failles doivent être appréhendés de manières fondamentalement différentes. L'étude des réseaux fracturés privilégie typiquement la recherche d'un continuum équivalent traduisant les propriétés particulières des réseaux naturels par une approche stochastique. En revanche, la simplicité géométrique de l'objet hydraulique étudié autorise la représentation des milieux faillés par des méthodes déterministes dans une formulation discrète du problème. C'est l'approche qui sera adoptée dans la présente thèse.

Les modèles à invariance d'échelle tentent de représenter la déformation cassante à travers un comportement généralisé sur toutes les dimensions qui la caractérisent. Cette approche est motivée d'une part, par la dépendance d'échelle des propriétés hydrauliques fréquemment observée en milieux fracturés et d'autre part, par son caractère universel apportant une solution commode au problème complexe de la représentation hydraulique des réseaux de fractures. La validité de l'approximation fractale dans la représentation des milieux fracturés est controversée depuis son introduction par Turcotte (1986). Les études visant à vérifier sur le terrain l'existence d'une telle relation en loi de puissance – typiquement, entre le nombre de fractures par unité de surface et leur taille minimale – dans les schémas de fracturation naturels sont abondantes (*e.g.*, Genter et Castaing, 1997 ; voir la synthèse réalisée par Bonnet *et al*, 2001). Outre les critiques portant sur la validité de la méthode très généralement employée qui est le *box-counting*, il ressort de ces travaux qu'un tel comportement peut être observable sur un nombre relativement limité d'ordres de grandeur, traduisant l'inconstance de l'exposant de la fonction de puissance d'une gamme d'échelles à l'autre (Nicol *et al*, 1996) et l'existence de longueurs caractéristiques à certaines échelles d'observations. La stabilité de cet exposant se maintient le plus souvent sur un à deux ordres de grandeurs, rarement sur des intervalles plus large. Nicol *et al* (1996) avancent que ces variations dans la valeur de l'exposant (et la non-

validité de l'approximation fractale qui en découle) sont possiblement reliés à des contrôles rhéologiques et stratigraphiques (*e.g.*, épaisseur des bancs) intervenant à des échelles caractéristiques. Les simulations numériques de développement de champs de déformations cassantes réalisées par Hardacre et Cowie (2003) démontrent que cet exposant varie 1) avec la quantité de déformation imposée aux limites du système, dont la distribution hétérogène (induite par les interactions en fractures, les hétérogénéités rhéologiques et les variations d'évolutions locales) engendre une hétérogénéité spatiale de l'exposant ; et 2) avec les concentrations locales de la déformation associée à – et accentuée par – l'apparition de failles.

À toutes les échelles, l'acquisition de déformations cassantes est très fortement conditionnée par les schémas d'hétérogénéités – voire de discontinuités – rhéologiques du milieu encaissant. Ces hétérogénéités sont de natures profondément variables dépendamment de l'échelle d'observation : l'arrangement cristallin (fabrique de cristallisation, fabrique sédimentaire, processus diagénétiques) exerce un contrôle dominant sur la mise en place des déformations microscopiques (microfracturation), tandis que la géométrie des déformations mésoscopiques (fracturation) et macroscopiques (failles) est typiquement davantage influencée par la stratification (épaisseur des bancs), la géométrie particulière des limites de formations et ensembles géologiques (corps magmatique, changements de facies, limites socle/couverture...) et leurs relations avec les structures environnantes (plissement, cisaillement régional, structures héritées...). Il n'existe par conséquent pas de mécanisme universel d'acquisition de la déformation cassante, dont la géométrie diffèrera considérablement d'une échelle à l'autre. Il en découle une absence d'universalité de forme, autrement dit une absence théorique d'invariance d'échelle ou une limitation de celle-ci à une gamme d'ordres de grandeurs très restreinte traduisant les dimensions caractéristiques des différents mécanismes impliqués.

La validité des représentations fractales en milieux discontinus est donc ponctuelle en

termes d'échelle d'observation, et restreinte à une faible gamme d'ordres de grandeurs. Il sera par ailleurs démontré plus bas que les modèles d'écoulement fractals manifestent une forte sensibilité à ces effets limite, laquelle peut par conséquent s'avérer restrictive quant à leur applicabilité dans les milieux naturels.

1.1.2. Propriétés hydrauliques des failles majeures

La question du comportement hydraulique des failles majeures peut être appréhendée selon deux approches distinctes : le régime statique, autrement dit tectoniquement inactif ; et le régime dynamique. Dans le second cas, le caractère périodique des phénomènes tectoniques exerce un contrôle dominant sur l'ensemble des mécanismes hydrauliques (*e.g.*, Sibson, 1996), tant par le cycle sismique générant des variations périodiques des propriétés hydrauliques du milieu (engendrées par les cycles d'accumulation et de libération de la déformation élastique), qu'en raison des générations successives de précipitations secondaires – isolements hydrauliques répétés d'un milieu, ou *sealing* – entrecoupés de phases de rupture provoquant une réouverture hydraulique souvent assistée par les surpressions de fluide consécutives à la fermeture du système, et donnant lieu au très documenté système de faille-valve. Le contexte actif est donc caractérisé par une forte instabilité hydraulique d'origine tectonique. Nous nous intéresserons dans la présente étude spécifiquement aux domaines superficiels tectoniquement inactifs, pour lesquels les phénomènes sismiques sont à toute fin pratique inexistant, et la pression de fluide d'impact le plus souvent négligeable sur la déformation de la trame rocheuse (hypothèse du milieu incompressible).

La recherche pétrolière a joué un rôle pionnier dans ce domaine en reconnaissant très

tôt non seulement l'importance des failles majeures dans l'hydrodynamisme des réservoirs et des phénomènes migratoires, mais aussi la grande variabilité de leurs natures hydrauliques (Smith, 1966). On voit dès les années 60 apparaître les concepts suivants (*e.g.*, Smith, 1966 ; Gringarten *et al*, 1974; Antonellini et Aydin, 1994 ; Fisher et Knipe, 2001) : i) la faille-barrière (*sealing faults*), individualisant plusieurs domaines d'écoulement (compartimentation) ; ii) par opposition, la faille transparente autrement dit non-bloquante (*non-sealing faults*) ; iii) la faille à conductivité infinie, ou faille-drain agissant comme une source planaire accélérant les transferts tangentiels et la communication entre différentes régions du réservoir. Par la suite, les failles aux propriétés intermédiaires entre ces cas limites ont été conceptualisées et réunies sous le terme de faille à conductivité finie (Cinco-Ley *et al*, 1978 ; Cinco-Ley et Samaniego, 1981 ; Pulido *et al*, 1995).

1.1.2.1. Architecture interne des failles majeures

Une faille résulte de la concentration de la déformation sur une portion restreinte d'un volume rocheux soumis à un champ de contraintes en conditions de rupture (critère de Coulomb-Navier, loi de Byerlee). Bien que le volume subisse, dans la plupart des contextes tectoniques, un régime de cisaillement pur, cette concentration se traduit par l'apparition locale d'un cisaillement simple matérialisé au premier stade par la formation d'un jeu de fractures (système de Riedel ou fractures en échelons), facilité par la présence de discontinuités préexistantes, et aligné sur une bande de cisaillement (figure 1.1). La densité de ce réseau local augmentera aux stades suivants jusqu'à l'apparition d'un ou plusieurs plans de glissement dominants (*e.g.*, Tchalenko, 1970 ; Billi *et al*, 2003). Par la suite, le cisaillement se produira en grande partie le long de ces plans de glissements et dans la zone située entre ceux-ci, localisant le cœur de la faille (*core zone*) par opposition à la zone de fracturation périphérique (*damage zone*). La concentration de l'essentiel de la déformation au cœur de la faille génère une forte

augmentation locale de la densité de fracturation (fragmentation) jusqu'à formation d'une brèche tectonique, de cataclastite (microfracturation intense) et/ou d'une roche caractéristique couramment appelée gouge de faille, composée d'une matrice très fine souvent argileuse résultant d'un intense broyage (comminution), et d'éléments roulés typiquement siliceux (*e.g.*, Caine *et al*, 1996 ; Aydin, 2000 ; Davatzes et Aydin, 2003 ; Agosta *et al*, 2006 ; Chambon *et al*, 2006). Cette étape caractérise le stade mature de la faille. Certains modèles ajoutent à ce schéma une distinction au sein du cœur de la faille entre une zone centrale ultracataclastique (multicentimétrique) et deux zones périphériques cataclastiques (multidécimétrique) possiblement foliées (Chester *et al*, 1993 ; Chambon *et al*, 2006).

Bien qu'il existe d'autres mécanismes communs d'acquisition d'une discontinuité (rupture en tension, pression-dissolution), le modèle décrit ici est généralement considéré comme largement dominant en ce qui concerne les failles cassantes majeures.

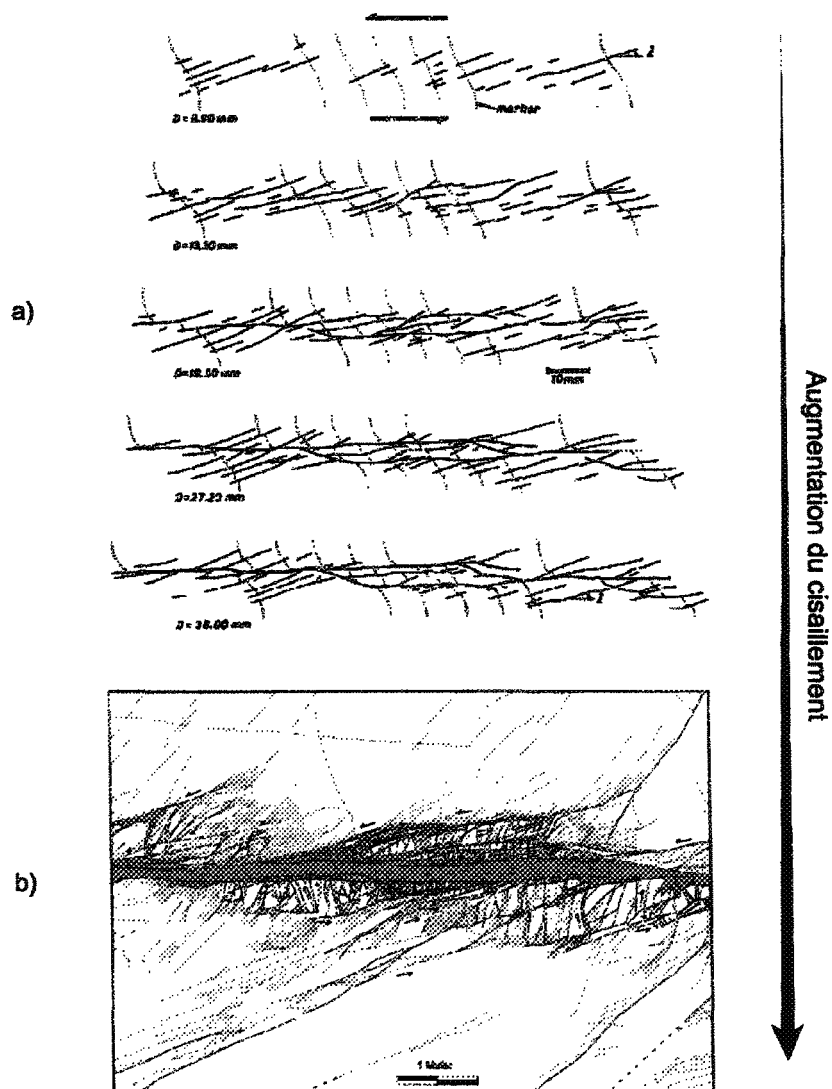


Figure 1.1 : séquences successives intervenant dans l'initiation d'une faille cassante sénestre. a) expérience analogique de Tchalenko (1970). D indique le déplacement total. Les lignes pointillées sont des lignes fictives permettant l'appréciation du cisaillement. b) cartographie d'une faille naturelle par Myers et Aydin (2004). Le milieu encaissant est constitué de grès. La faille, d'épaisseur métrique à multimétrique, a un rejet de 14 m. On reconnaît le cœur en gris sombre (composé de particules fines), en périphérie duquel s'étend la zone de fracturation. Dans les deux cas (a et b) le stade précoce de fracturation semble s'organiser en un système en échelons. La séquence montrée en b) caractérise le stade mature de la faille.

Notons toutefois l'existence d'un autre type de faille cassante, répandu dans les milieux gréseux en raison de leur texture granulaire caractéristique : les couloirs de cisaillements (*deformation bands*, Davatzes et Aydin, 2003) qui consistent en la concentration sur une épaisseur métrique à multimétrique de plusieurs plans de glissements cataclastiques parallèles de rejet sensiblement égal, pouvant former un coeur par anastomose. Ce type de mécanisme, favorisé par l'absence de fabrique préexistantes (fractures antérieures) et la forte porosité du matériau encaissant, générera typiquement une zone de fracturation périphérique très faible ou absente.

Le modèle général décrit ici représente une large gamme de failles naturelles, et admet plusieurs variantes dans lesquelles les caractéristiques (épaisseur, densité de fracturation, composition...) des différentes zones peuvent considérablement varier. L'épaisseur de la zone de coeur est ainsi généralement d'ordre décimétrique à multimétrique, tandis que la zone de fractures sera métrique à multidécamétrique.

Pour finir, l'acquisition des mylonites (failles ductiles formées dans des conditions élevées de température et de pression) relève de mécanismes profondément différents, dominés par le fluage et les transformations minéralogiques. La phase fluide joue ici un rôle prépondérant, et l'importance des recristallisations engendre une diminution notoire des propriétés hydrauliques tant dans la zone centrale où est concentrée la déformation, qu'en périphérie de celle-ci.

1.1.2.2. Modèle de conductivité

Il est très généralement admis que la formation d'une roche broyée (gouge) au coeur de la faille s'accompagne d'une diminution locale significative de la porosité et de la conductivité par rapport au matériau encaissant, tandis que ces propriétés augmentent de façon notoire dans la zone de fracturation périphérique (figure 1.2). Les mesures

en laboratoire réalisées sur des échantillons de failles naturelles rapportent des diminutions de conductivité comprises entre un et quatre ordres de grandeurs dans le cœur de faille, pour des augmentations comprises entre deux et quatre ordres de grandeurs dans la zone fracturés, impliquant des écarts s'élevant typiquement entre six et huit ordres de grandeur entre les différentes zones de la faille (Evans *et al*, 1997 ; Aydin, 2000 ; Taylor et Pollar, 2000 ; Jourde *et al*, 2002c ; Wibberley et Shimamoto, 2003 ; Agosta *et al*, 2006 ; Micarelli *et al*, 2006).

Il résulte de ces travaux que les failles combinent le plus souvent les comportements hydrauliques barrière et drain, rapportés individuellement par les observations *in situ* évoquées plus haut réalisées dans le cadre des caractérisations de réservoirs. Typiquement, le cœur de la faille joue le rôle de frontière partielle limitant les transferts transversaux, tandis que la zone de fracture en périphérie agit comme un drain accélérant les transferts latéraux, si bien que les failles apparaissent ici comme des objets aux propriétés macroscopiques très anisotropes.

L'observation des failles naturelles rapporte une forte variabilité en ce qui concerne les proportions relatives des différentes zones, variabilité significative en termes de comportement hydraulique. Le modèle développé par Caine *et al* (1996) tente de définir conceptuellement ces différents comportements au sein d'une typologie multipolaire intégrant l'architecture interne des failles (figure 1.3). Par ce modèle synthétique, Caine *et al* (1996) mettent en relation les différents comportements hydrauliques rapportés par les études de réservoirs avec les propriétés structurales de failles réelles observées sur le terrain.

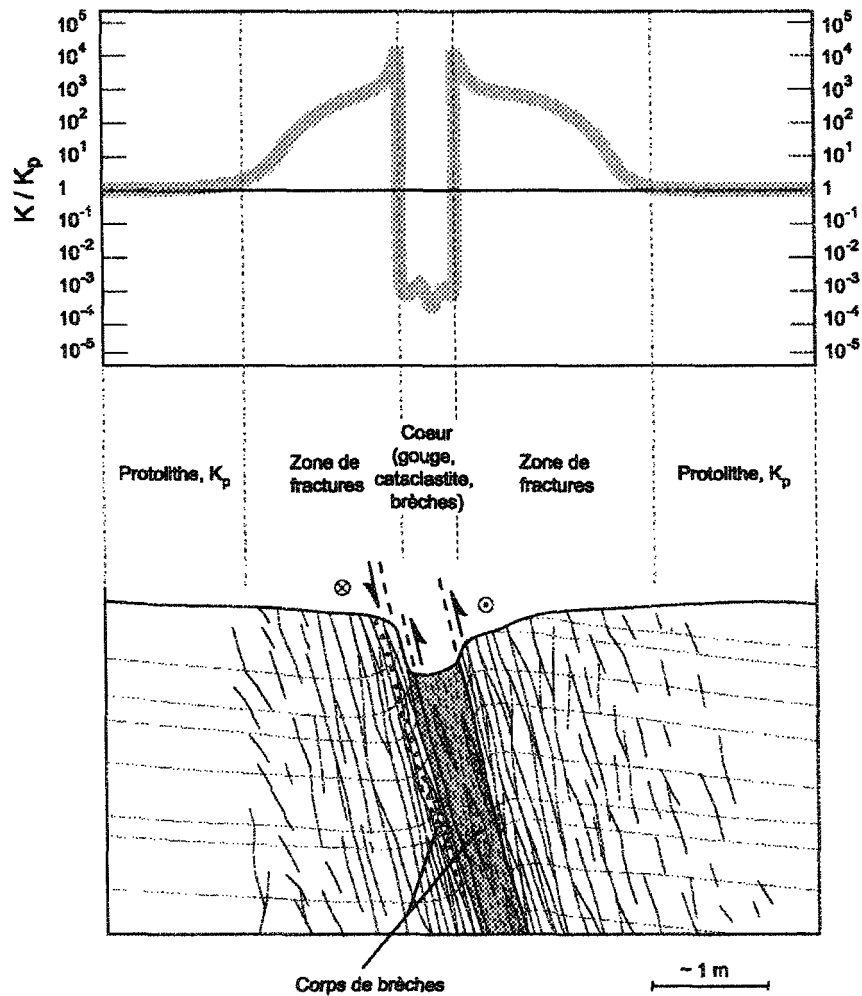


Figure 1.2 : distribution schématique des propriétés hydrauliques dans l'architecture interne d'une faille cassante majeure au stade mature (rejet typiquement décimétrique à hectométrique, dextre-inverse sur l'illustration).

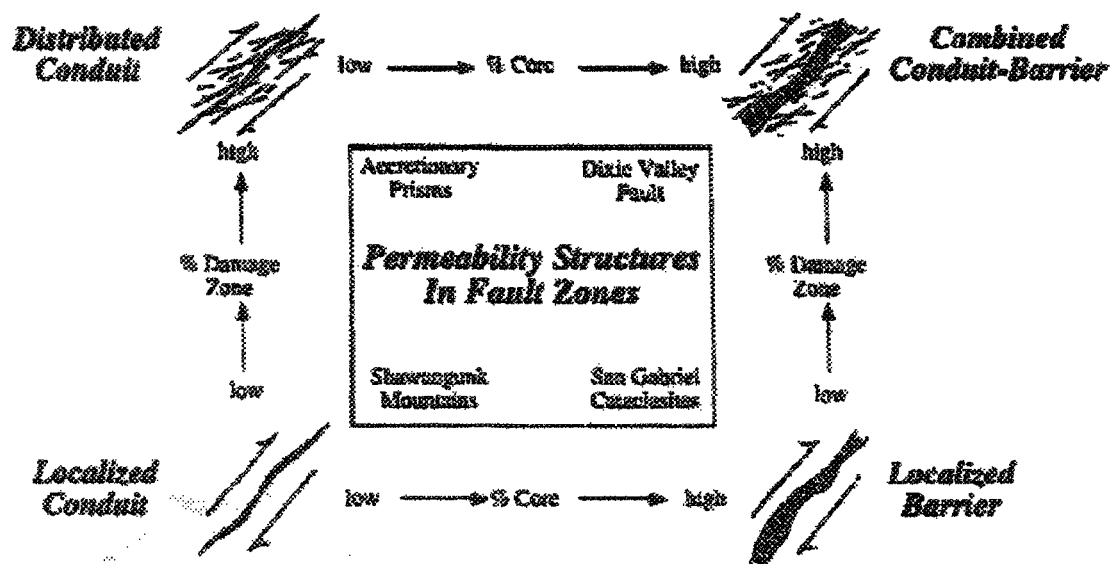


Figure 1.3 : typologie conceptuelle des relations entre l'architecture interne des failles majeures et leurs propriétés hydrauliques (Caine *et al*, 1996).

Il apparaît alors que la variabilité de natures des failles en termes de conditions d'acquisition et d'évolution tectonique engendre une large gamme de comportements hydrauliques. Parmi les facteurs conditionnant l'architecture interne des failles cassantes, on peut mettre en avant :

1. la rhéologie du milieu encaissant (lithologie, porosité, texture) ;
2. la géométrie du bâti préfracturé : densité et orientation des discontinuités préexistantes telles que les joints (calcaires), plans de stratifications, fabriques de mise en place, préfracturation tectonique ;
3. les facteurs purement tectoniques, à savoir la cinématique des failles : tenseur de contraintes (géométrie, contrainte différentielle, pression de confinement), taux et magnitude du rejet, réactivations.

La compréhension des modalités des contrôles exercés par ces différents facteurs sur l'architecture interne des failles et sur leurs propriétés hydrauliques est un sujet très largement abordé au cours de la dernière décennie (toutes références de cette section). Bien que, dans l'état actuel des connaissances, l'approche quantitative de ces relations soit inaccessible, leur prise en compte sur le plan conceptuel permet d'améliorer substantiellement le modèle courant développé par Caine *et al* (1996) :

Préfracturation. Il est couramment admis que l'épaisseur de la zone de fractures est conditionnée par la préexistence d'un réseau de discontinuités au sein du protolithe (*e.g.*, Aydin, 2000) : aux stades précoces de cisaillement, la faible cohésion du milieu préfracturé induit une diminution de la localisation de la déformation. Sur le plan hydraulique, ceci implique la coexistence de failles à forte transmissivité tangentielle avec une matrice conductrice non négligeable (porosité de fractures), faisant écho à un schéma fréquemment rencontré dans les modélisations de réservoirs.

Rejet. L'apparition d'une zone centrale à particules fines constituant le coeur imperméable de la faille et caractérisant le stade mature (figure 1.2), stipule une quantité de déplacement supérieure à un certain seuil fixé entre 1 et 5 m par Micarelli *et al* (2003) en milieu carbonaté. L'observation de terrain montre en effet que la présence de ce type de structure n'est pas systématique dans les failles à rejet faible ou limité, dont le comportement hydraulique sera par conséquent considérablement différent (Billie *et al*, 2003). Le caractère « barrière transversale », inhérent à cette portion particulière de la faille selon le schéma hydraulique décrit plus haut, est donc spécifiquement attribuable aux failles à fort rejet soit de grande dimension (l'extension latérale étant proportionnelle au rejet, voir par exemple Gillespie *et al*, 1992). Par ailleurs, la quasi-totalité du glissement s'effectue dans une faille mature le long de quelques plans (voire d'un seul) situés dans le cœur ou en bordure de celui-ci (Billie *et al*, 2003 ; Chambon *et al*, 2006). Il en résulte que le taux d'élargissement de la zone de fracturation – et par conséquent de la transmissivité tangentielle –

consécutif à l'augmentation du rejet s'affaiblit lorsque la faille atteint un stade mature (Micarelli *et al*, 2006), tandis que la concentration du cisaillement dans le coeur entraîne une diminution progressive de la conductivité transversale, causée par le flux cataclastique et la comminution. Il en résulte que l'anisotropie de conductivité – autrement dit le caractère combiné barrière-drain – s'accroît avec la maturation de la faille et l'augmentation de son rejet (Aydin, 2000 ; Micarelli *et al*, 2006).

Cinématique. Il existe trois grandes familles de failles caractérisées par la nature de leur glissement : les failles normales apparaissant en contexte extensif, les failles inverse et chevauchements formés en contexte compressif, et les failles décrochantes apparaissant en contextes transpressif, transtensif ou dans des conditions de cisaillement simple régional. Typiquement, les failles compressives sont générées dans des conditions de contrainte moyenne (et de contrainte différentielle) beaucoup plus élevées. Les phénomènes de friction intervenant dans l'activation de la faille sont par conséquent nettement plus importants, ce qui devrait induire un broyage plus marqué au coeur de la faille et une accentuation des déformations périphériques. Les observations de structures microscopiques et mésoscopiques effectuées par Billie *et al* (2003), comparativement sur des failles décrochantes et normales en milieu calcaire corroborent en partie ces considérations théoriques : ces auteurs rapportent une similarité microstructurale dans le coeur de la faille et en bordure de celui-ci, ce qui semble indiquer que les mécanismes impliqués localement y sont très comparables, tandis que l'architecture des zones de fracturation périphériques diffère significativement à l'échelle mésoscopique.

Lithologie. Comme nous l'avons évoqué plus haut, les bandes de cisaillement (ou *deformation bands*) sont le principal processus d'acquisition des failles en milieu gréseux (et plus généralement, à lithologie silicoclastique). Celui-ci diffère du modèle global, généralement valable dans les formations carbonatées, cristallines et métamorphiques, en raison des textures granulaires et de l'absence de bati préfracturé (Antonellini et Aydin, 1994 ; Aydin, 2000 ; Fisher et Knipe, 2001). Le principal

mécanisme de déformation microscopique impliqué dans la formation des bandes de cisaillement est le flux cataclastique (rotation et déplacement de particules au sein d'une zone de déformation très concentrée), nettement favorisé par la forte porosité du milieu. Ce mécanisme, intervenant aux premiers stades d'initiation de la faille, se caractérise par une diminution notable de la conductivité (*e.g.*, Davatzes et Aydin, 2003), accentuée par la faible extension voire l'absence de fracturation périphérique. Ces objets sont donc *a priori* imperméables quelque soit le degré de maturation de la faille, à la différence du modèle global décrit plus haut (Taylor et Pollard, 2001). Il en résulte que les failles sont souvent appréhendées dans la littérature pétrolière comme des simples barrières, totales ou partielles, provoquant une compartimentation des réservoirs ou retardant les écoulements au sein de ceux-ci (Fisher et Knipe, 2001). Suivant un raisonnement très pragmatique, le paramétrage des propriétés hydrauliques de ces failles sont souvent uniquement indexés sur la composition argileuse mesurée en forage. Fisher et Knipe (2001) démontrent que ce modèle simpliste constitue une source d'erreur significative, à l'origine des difficultés rencontrées en phase de calibrage des modèles (ajustement des paramètres guidé par un historique de comportement) dans les milieux faillés. Enfin, un point clef avancé par ces auteurs est que l'effet induit sur les écoulements dans le réservoir pompé est indépendamment, mais de manière équivalente, fonction de l'épaisseur de la faille (à conductivité constante) et de la distance entre celle-ci et le puits, de telle sorte qu'un fort contraste entre la transmissivité de la faille et la conductivité matricielle n'est pas nécessaire pour qu'une faille proche du puits affecte significativement le comportement du réservoir.

Pour finir, citons trois autres types de discontinuités majeures à l'échelle du réservoir qui présentent des comportements hydrauliques fondamentalement différents de celui décrit plus haut : il s'agit 1) des plans de stratification ; 2) des dikes ; et 3) des failles en dilatation.

L'influence prédominante des plans de stratifications sur la distribution des écoulements dans les formations sédimentaires a été rapportée entre autres par Michalski et Britton (1995), Muldoon *et al* (2001). Michalski et Britton (1995) démontrent que la non-prise en compte de ces discontinuités dans la modélisation hydrogéologique régionale induit des erreurs de plusieurs ordres de grandeur quant à l'estimation des propriétés macroscopiques du réservoir. Parallèlement, ces auteurs avancent que seuls certains plans de stratifications ont une influence régionale tandis que la plus grande partie demeure hydrauliquement transparente. Le contrôle des propriétés hydrauliques de ces objets ne peut évidemment pas répondre du modèle décrit précédemment pour les failles, même si les plans de stratification admettent dans certains cas un glissement significatif (jeu banc-sur-banc consécutif au plissement régional). Les corrélations réalisées par Muldoon *et al* (2001) entre les conductivités locales mesurées *in situ* (tests hydrauliques entre packers) et les relevés sédimentologiques sur carottes démontrent que les plans de stratification ont des propriétés hydrauliques fortement conditionnées par les contrastes lithologiques et de texture (arrangement minéral micro- et mésoscopique) des formations situées de part et d'autres du plan. Il s'agit donc ici d'un contrôle sédimentaire des propriétés hydrauliques.

Les dikes, généralement restreints aux contextes magmatiques, montrent une large gamme de comportements hydrauliques. Ces objets, d'extension latérale souvent considérable (> 1 km), peuvent en effet apparaître comme des barrières (Babiker et Gudmunsson, 2004) ou des drains (Verweij, 1995). La conductivité en milieux cristallins est typiquement attribuable à la fracturation et microfracturation (primaire ou secondaire), lesquelles peuvent suivre des schémas très dissemblables entre le dike et la formation encaissante. Il en résulte que l'impact hydraulique régional des dikes, fortement conditionné par le contraste de conductivité avec la formation encaissante, est difficilement généralisable.

Les failles de dilatation sont des discontinuités impliquant un mouvement

d'écartement entre les deux parois (*e.g.*, Aydin, 2000), soit une augmentation de volume. Ce type de structure est souvent associé à une intense bréchification générée dans des conditions de rupture en tension (donc fondamentalement différente de la brèche tectonique évoquée plus haut), induites par un tenseur de contraintes localement modifié en raison des mouvements relatifs des blocs de plus grande taille (*e.g.*, rotation de blocs). Elles formeront typiquement des conduits longitudinaux à l'intersection entre plusieurs failles ou bien dans les plans de failles (virgation extensive, voir plus bas).

1.1.2.3. Changements d'échelle

L'analyse quantitative des propriétés hydrauliques des failles se heurte au problème majeur du changement d'échelle : il n'est pas démontré que les valeurs expérimentales de conductivités obtenues en laboratoire sur des échantillons prélevés dans des failles naturelles sont représentatives du comportement macroscopique de ces dernières. En effet, plusieurs biais majeurs sont inhérents à cette manipulation (*e.g.*, Taylor et Pollard, 2000) : i) l'échantillon est remis sous contraintes lors de l'expérimentation, toutefois ses propriétés peuvent être significativement altérées lors du relâchement au moment de l'échantillonnage, et les conditions de contraintes artificielles peuvent différer des conditions naturelles ; ii) dans la zone de fracturation, portion conductrice de la faille, la conductivité est par définition très hétérogène. Il en découle un biais d'échantillonnage générant assurément une sous-estimation de la conductivité par rapport à celle du réseau de fractures (*e.g.*, Evans *et al*, 1997).

Récemment, les modalités du changement d'échelle ont été appréhendées par l'approche numérique en modélisant le réseau de fracturation périphérique de manière discrète, stochastique (Odling *et al*, 2004) et déterministe (Jourde *et al*, 2002c), afin d'en analyser le comportement hydraulique à différentes échelles d'observation. Étant

donnés les contrôles dominants exercés par la géométrie spécifique du bâti préfracturé (stratification, stylolithes et joints perpendiculaires à la stratification etc...) ainsi que par le modèle de déformation cassante intervenant aux stades précoces (type Riedel et en échelons) sur la géométrie du réseau en zone périphérique de la faille, les distributions statistiques (longueurs en loi de puissance, orientation aléatoire...) sous-jacentes à l'approche stochastique apparaissent peu appropriées ou précoces. En revanche, l'approche déterministe semble plus efficace bien que, considérant la variabilité des schémas de fracturation naturels, les résultats ponctuels soient difficilement extensibles vers un modèle général facilement utilisable en modélisation de réservoirs.

Deux conséquences primordiales découlent du problème de changement d'échelle :

- Il existe actuellement très peu d'informations quantitatives sur le comportement hydraulique des failles à l'échelle macroscopique, et à plus forte raison sur l'impact des facteurs lithologiques et tectoniques évoqués plus haut.
- Les mesures expérimentales disponibles dans la littérature ne peuvent, dans la plupart des cas, pas être exportées à la modélisation hydraulique. Le problème du paramétrage des failles dans les modèles de réservoirs demeure entier.

1.1.2.4. Anisotropie longitudinale

À l'exception d'Evans *et al* (1997), les travaux évoqués ici n'abordent pas le problème de l'anisotropie de conductivité dans le plan de la faille. Un tel comportement ne peut en effet pas être appréhendé par l'expérimentation en laboratoire puisqu'il s'agit assurément d'une propriété du réseau de fractures (en zone périphérique), soit

mésoscopique et macroscopique, et ne sera par conséquent pas rendue par l'échantillonnage des blocs situés entre les fractures. Ainsi les écarts d'approximativement un ordre de grandeur obtenus en laboratoire par Evans *et al* (1997) entre K_{TN} (conductivité tangentielle au plan et normale à la direction de glissement) et K_{TT} (conductivité tangentielle au plan et tangentielle à la direction de glissement), avec $K_{TN} < K_{TT}$, ne sont certainement pas représentatifs de propriétés macroscopiques mais d'une fabrique microscopique (foliation...) locale non significative à l'échelle du réservoir. Bien que l'anisotropie longitudinale des failles soit très peu documentée, elle est démontrée *in situ* par Meier *et al* (2001) et par Andersson *et al* (1991) sur des failles naturelles, expérimentalement (laboratoire) par Auradou *et al* (2006) sur des fractures artificielles et par Amitrano et Schmittbuhl (2002) dans la zone de fracturation périphérique de failles artificielles, et enfin avancée conceptuellement par Sibson (1996). Ces trois études révèlent un mécanisme similaire : la formation dans le plan de faille de canaux perpendiculaires au glissement favorisant significativement les écoulements dans la direction normale au jeu, soit $K_{TN} > K_{TT}$. Auradou *et al* (2006) montrent que cette chenalisation est générée lors du cisaillement par la rugosité paramétrée des parois de la fracture (décrites ici par une fonction auto-affine). Ce mécanisme est extensible à l'échelle des failles naturelles, les virgations décimétriques à décamétriques du plan de faille produisant par décompression une chenalisation des écoulements selon un schéma sensiblement analogue (Sibson, 1996), illustré par la figure 1.4-a. Les virgations de grande taille entraînent typiquement la formation de conduits de dilatation avec bréchification (rupture en tension) et augmentation notoire de K_{TN} . Ce type d'objet est très bien documenté en géologie structurale et reconnu sous le nom de virgation extensive (*extensive jog*), par opposition aux virgations compressives dirigées contre le sens de glissement sur la faille. D'autre part, Amitrano et Schmittbuhl (2002) rapportent que les fractures orientées parallèlement au glissement sur la faille sont systématiquement moins rugueuses que celles orientées perpendiculairement, impliquant une anisotropie de conductivité longitudinale macroscopique ($K_{TN} > K_{TT}$).

Dans les formations stratifiées, on trouve de manière relativement systématique un plissement local de part et d'autre des failles (crochon ou *drag fold*), provoqué par l'entraînement du toit et du mur dans le mouvement de la faille et permis par le jeu banc-sur-banc. À ces structures est très localement associé un schéma de déformations induites caractéristique du plissement (intrados-extrados) incluant une fracturation extensive (rupture en tension, structures d'effondrement, dilatation) dans la zone décompressée (extrados). Ces objets impliquent typiquement une augmentation non-négligeable de K_{TN} en périphérie de la faille (Sibson, 1996), jusqu'à former des conduits longitudinaux (figure 1.4-b).

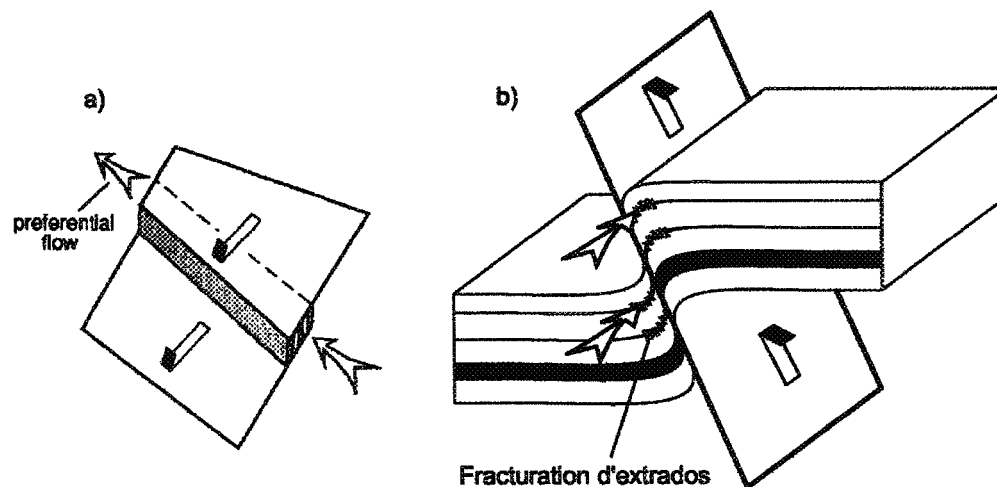


Figure 1.4 : illustration schématisant les mécanismes d'augmentation de la conductivité tangentielle au plan de faille et tangentielle à la direction de glissement, générant l'anisotropie de conductivité longitudinale. Le pli représenté à droite est un crochon (*drag fold*). Le schéma de gauche est issu de Sibson (1996).

Pour finir, les conséquences d'une activité tectonique polyphasée – cas très fréquemment rencontré dans la nature – sur la conductivité des fractures et failles est particulièrement complexe, et n'est pas rapportée dans la littérature. On sait que l'activation des fractures et failles génère la formation sur les plans dominants de stries parallèles au glissement, d'amplitude millimétrique à multidécimétrique et de

longueur d'onde millimétrique à métrique, dépendamment du rejet. La réactivation par un champ de contrainte postérieur, produisant par conséquent un deuxième glissement d'orientation différente du premier sur la même faille, devrait entraîner la superposition de ces stries les unes sur les autres, formant alors des canaux parallèles dirigées selon le premier glissement. Il s'ensuit une augmentation importante au sein du cœur de la faille de la conductivité tangentielle au plan et tangentielle au premier glissement. De façon partiellement analogue, l'application sur le réseau de fractures (en périphérie de la faille), d'un champ de contraintes de géométrie différente du premier s'accompagne théoriquement d'une série d'ouvertures locales reliées aux orientations non-optimum de certains jeux de fractures par rapport aux nouveau tenseur de contraintes (*e.g.*, parallèle à la contrainte principale majeure). Il en résulte une augmentation de la conductivité tangentielle, dans la zone périphérique, *a priori* plus marquée dans la direction perpendiculaire au glissement (deuxième).

On voit ici que l'anisotropie de conductivités longitudinales des failles est décrite dans la littérature, et relativement comprise sur les plans qualitatif et conceptuel. Toutefois, il est à l'heure actuelle excessivement complexe d'appréhender quantitativement cette caractéristique hydraulique majeure des failles naturelles, ainsi que son impact sur la distribution des écoulements au sein d'un réservoir, autrement que par les investigations *in situ* et le développement de moyens analytiques adaptés.

1.1.3. Synthèse

Du point de vue quantitatif, l'estimation des propriétés hydrauliques macroscopiques des failles représente, dans l'état actuel des connaissances, une difficulté majeure. Il est de plus en plus couramment admis que les failles réelles se distinguent par leurs

propriétés tangentielles et transversales. Ces propriétés peuvent être considérées indépendantes et les transferts de pression au sein de la faille ne peuvent généralement pas être régis par un unique terme de conductivité ou de capacité hydraulique. Les efforts de recherches importants consacrés à cette question au cours de la dernière décennie permettent d'avancer que i) l'anisotropie transversale peut varier considérablement d'un objet à l'autre, en fonction notamment de la lithologie et la cinématique (*i.e.*, direction et importance du glissement) ; ii) les failles sont anisotropes dans le plan longitudinal, conduisant dans certains cas à une nette chenalisation des écoulements ; iii) les cas intermédiaires situés entre le pôle drain et le pôle barrière des modèles pionniers et du modèle conceptuel de Caine *et al* (1996) sont très largement représentés dans la nature.

La figure 1.5 propose un récapitulatif de l'acquisition des propriétés hydrauliques mésoscopiques d'une faille, formée selon le mécanisme de déformation généralement admis présenté plus haut. Un tel schéma demeure très approximatif, et l'allure des courbes est spéculative. Néanmoins, les tendances illustrées ici synthétisent les résultats publiés dans la littérature (*e.g.*, Evan *et al*, 1997 ; Aydin, 2000 ; Song *et al*, 2004 ; Tsutsumi *et al*, 2001)

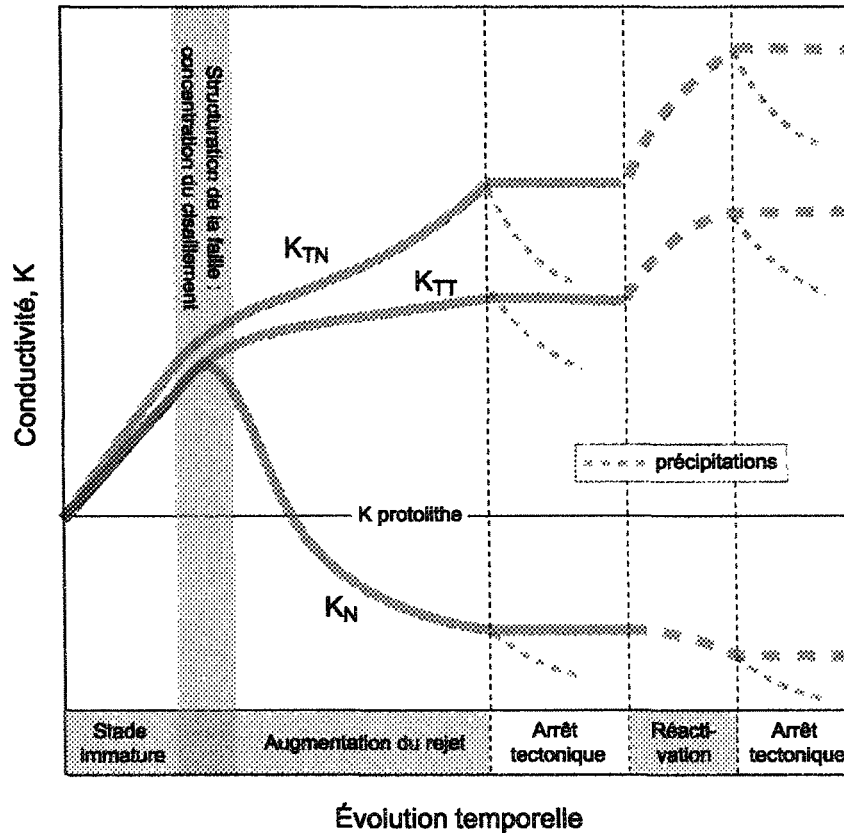


Figure 1.5 : schéma décrivant l'évolution des propriétés hydrauliques mésoscopiques d'une faille cassante au cours de son développement. L'allure des courbes est approximative et synthétise les tendances publiées par les auteurs (voir texte). K_N : conductivité normale au plan de faille ; K_{TN} : conductivité tangentielle au plan de faille et normal à la direction de glissement ; K_{TT} : conductivité tangentielle au plan de faille et tangentielle à la direction de glissement.

Les travaux cités dans cette section montrent que les propriétés hydrauliques des failles peuvent être estimées qualitativement. Leur quantification à l'échelle macroscopique ne peut cependant être approchée que *in situ*, à savoir par des tests hydrauliques. Toutefois, les moyens interprétatifs disponibles présentement pour ce type d'investigation ne permettent que dans une mesure très restreinte de diagnostiquer l'impact d'une faille, et d'en déterminer les propriétés. La

compréhension sur le plan quantitatif du comportement macroscopique des failles, des facteurs contrôlant, et des modalités du saut d'échelle nécessite donc de développer des outils interprétatifs spécifiques des investigations hydrauliques *in situ*, ce qui constitue le principal objectif de cette thèse.

1.2. Modélisation de flux en milieux discontinus

Quelle que soit la dimension et la nature du problème posé, toute caractérisation d'un système hydraulique doit se dérouler en deux étapes :

Détermination d'un modèle conceptuel dans lequel seront définis le type de structure(s) hydraulique(s) en présence (facies hydraulique) et le modèle adéquat pour les représenter (continuum équivalent simple ou multiple, isotrope ou anisotrope, euclidien ou fractal, modèle discret fracturé et/ou faillé, modèle mixte continu/discret, modèle à drainance verticale...). Cette étape est désignée ici sous le terme « diagnostique hydrodynamique ».

Quantification des paramètres. La nature des paramètres dépendra du type de modèle choisi (*e.g.*, épaisseur de la faille et distance à la source dans le cas d'un modèle faille-matrice ; exposant de diffusion anormale et dimension fractale dans la cas d'un modèle fractal...).

La première étape est particulièrement importante : le choix d'un modèle conceptuel non adapté donne une appréciation erronée des paramètres représentatifs des conditions d'écoulement, et engendre des erreurs majeures sur leur quantification. Ce problème a été pointé à plusieurs reprises dans le cadre de caractérisations de sites, où la comparaison entre différents types de représentations hydrauliques fait ressortir des

écarts de plusieurs ordres de grandeurs entre les valeurs de conductivités obtenues (*e.g.*, Michalski et Britton, 1996 ; Andrews *et al*, 2002). En outre, la détermination des propriétés d'un objet particulier tel qu'une faille nécessite sa prise en compte explicite dans le modèle conceptuel.

L'approche la plus commune consiste à rechercher des informations sur la nature des écoulements en subsurface par des méthodes subsidiaires : géophysique (résistivité, diagraphies...), géochimie des eaux (*e.g.*, Michalski et Britton, 1996), tests de traçage (*e.g.*, Gierczak *et al*, 2005), tests d'interférences avec obturateurs (*e.g.*, Lemieux *et al*, 2002). Ces investigations seront possiblement associées à des travaux de cartographie de surface des déformations cassantes visant en particulier à identifier les axes de circulation majeurs (*e.g.*, Bruel *et al*, 1999 ; Babiker et Gudmunsson, 2004) et l'existence éventuelle d'une échelle d'homogénéisation. Cette démarche requiert toutefois un appareillage considérable puisque l'accès à une représentation réaliste des conditions d'écoulement nécessite le plus souvent des investigations poussées combinant plusieurs de ces méthodes. De plus, comme rien ne permet d'avancer que la géométrie des discontinuités traduit la géométrie des structures d'écoulement, il est probable que la représentation de l'ensemble d'un réseau de discontinuités ne soit pas pertinente. Il est donc nécessaire d'établir quels éléments du réseau contribuent significativement aux écoulements (Kolditz et Clauser, 1998) et quel est le comportement caractéristique du système ainsi formé.

L'approche privilégiée dans cette thèse s'intéresse directement à la signature hydraulique de l'aquifère fracturé et consiste à rechercher des éléments diagnostiques de l'hydrodynamisme dans sa réponse au test de pompage en régime transitoire, afin de définir un modèle conceptuel adéquat. Une telle approche, qui s'affranchit implicitement de tout postulat sur la géométrie des discontinuités, est déjà couramment employée pour la caractérisation des frontières hydrauliques. Son utilisation pour la définition d'un modèle conceptuel est tributaire de la variété des

modèles analytiques disponibles et de leur aptitude à rendre compte des comportements observés dans la nature. La figure 1.6 présente un inventaire des modèles analytiques classiques.

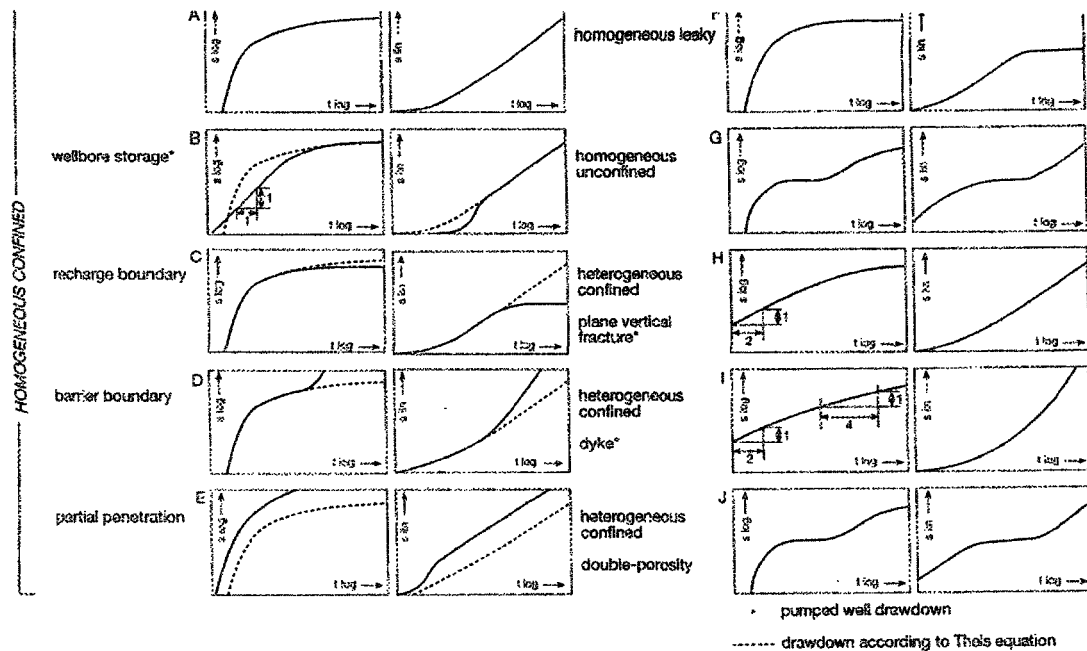


Figure 1.6 : conditions d'écoulement et comportements types associés par les modèles analytiques classiques. Ces modèles ne rendent compte que de comportements radiaux à l'exception de celui incluant un dyke (Verweij, 1995).

1.2.1. Modèles continus versus modèles discrets

Le flux au travers d'un réservoir fracturé étant par nature discontinu, l'approximation de continuité engendre une erreur dans l'estimation des propriétés hydrauliques locales. L'importance de celle-ci ne peut être évaluée que par une bonne connaissance

des caractéristiques du réseau, notamment en termes de hiérarchisation des discontinuités. Cette approche permet théoriquement une appréciation correcte des transmissivités, cependant un biais apparaît lors du passage en conductivités du fait de la concentration des écoulements dans une portion restreinte de l'espace d'intégration (Thorbjarnarson *et al*, 1998 ; Niemann et Rovey, 2000). Prenons l'exemple d'un milieu discontinu composé d'une faille unique au sein d'une formation en première approximation imperméable, d'épaisseurs respectives e et L : le facteur d'écart entre la conductivité du milieu continu équivalent et la conductivité réelle de la faille est égal au rapport des épaisseurs e/L (Snow, 1969 ; De Marsilly, 1981) et peut atteindre plusieurs ordres de grandeur.

L'approche continue est basée sur la considération du flux moyen au sein d'un volume élémentaire représentatif (VER). Un VER est atteint lorsque les propriétés macroscopiques (*e.g.*, conductivité, porosité) ne sont plus dépendantes de la taille du volume où sont moyennées les propriétés microscopiques. Il marque donc l'échelle critique au delà de laquelle la conductivité demeure indépendante de l'espace d'intégration. Cette dimension est de l'ordre de l'hectomètre ou du kilomètre, selon des contextes lithologique et tectonique (Clauser, 1992 ; Garven, 1995 ; Schulze-makuch et Cherkauer, 1997 ; Schulze-Makuch *et al*, 1999). Il est cependant difficile de déterminer la taille minimale du VER et de montrer qu'elle vérifie le critère de validité de l'approche. Ceci requiert typiquement un appareillage important faisant intervenir plusieurs puits d'observations positionnés à différentes distances et orientations par rapport à la source (Wang *et al*, 2002). Pour une représentation correcte des conditions d'écoulement, le VER doit être de taille petite devant les dimensions du problème posé (*e.g.*, distance entre la source et le puits d'observation). La validation d'un tel postulat est généralement regardée comme l'une des problématiques principales posées par les milieux discontinus et il est relativement commun de considérer que les propriétés hydrauliques des réseaux de fractures

naturels montrent une dépendance d'échelle pour des dimensions inférieures au VER.

Ces effets d'échelles sur les propriétés hydrauliques sont encore très mal compris et sont le plus souvent interprétés en termes d'effets d'échelles sur la densité des réseaux, *i.e.* associés à un comportement fractal. Il est cependant probable que ces effets soient partiellement attribuables à un biais relié aux différentes méthodes d'investigations employées aux échelles successives (Hsieh, 1998) : perméamètre, essais de puits, bilans de nappes, etc.

L'approche discrète se fixe pour objectif de représenter explicitement les réseaux de discontinuités en caractérisant individuellement chaque fracture. Une telle approche présuppose que la réponse hydraulique du milieu peut être prédite à partir de la connaissance de la géométrie des discontinuités et de leurs propriétés hydrauliques individuelles. *A priori* beaucoup plus légitime, ce type de modèle s'affranchit naturellement des problèmes reliés aux effets d'échelles, et conduit théoriquement à de meilleurs résultats puisque il permet des représentations plus réalistes des structures hydrauliques et des chemins d'écoulement. Il est cependant confronté à des obstacles majeurs reliés à la complexité des réseaux de fractures naturels, tant sur le plan géométrique que dans la définition de leurs propriétés hydrauliques. Le paramétrage de ce type de modèle requiert par conséquent une quantité importante de données particulièrement difficiles d'acquisition : position, longueur, orientation, pendage et ouverture hydraulique de chaque discontinuité, lesquelles peuvent être définies de manière déterministe ou stochastique.

Les modèles analytiques discrets sont restreints à des géométries extrêmement simplistes (faille unique horizontale ou verticale), l'incorporation de géométries moins idéalisées (faille inclinée, plusieurs failles) donne lieu à des difficultés évidentes dans la formulation mathématique des problèmes transitoires. Ces modèles reposent sur des postulats concernant les relations hydrodynamiques discontinuité-

matrice au caractère parfois arbitraire, et dont l'argumentation demeure difficile en raison d'un manque d'informations sur les comportements réels.

Le développement récent des modèles numériques discrets procure un nouvel essor à cette approche (Cacas *et al*, 1990 ; Nordqvist *et al*, 1992 ; De Dreuzy, 2000 ; Jourde *et al*, 2002a et 2002b), rendu possible notamment par l'augmentation de la capacité de calcul d'ordinateurs pouvant supporter les maillages complexes requis pour le développement de modèles tridimensionnels aux éléments finis (Therrien et Sudicky, 1996 ; Bogdanov *et al*, 2003). Chaque code se doit d'effectuer certaines hypothèses hydrodynamiques concernant notamment l'allure des écoulements dans le plan de discontinuité (homogène, chenalisé, canal unique canaux multiples), et les modalités de transfert entre deux discontinuités ou encore entre deux types de porosités (matrice-discontinuités). Une application de ce type de code consiste à réaliser au cas par cas des modèles numériques sur des sites expérimentaux à la dimension du terrain d'étude, recherchant une représentation réaliste des transferts de pression et de soluté (*e.g.*, Stripa, Suède, Dverstop et Andersson, 1989 ; Fanay-Augères, France, Cacas *et al*, 1990 ; Rosemanowes, Royaume-Uni, Kolditz et Clauser, 1998 ; Olkiluoto, Finland, Vaittinen et Ahokas, 2004 ; projet SKB, Suède, Ludvigson *et al*, 2004).

Ces codes sont aussi utilisés de manière expérimentale dans le cadre de simulations stochastiques sur des réseaux synthétiques visant à analyser les relations entre les propriétés géométriques et les propriétés hydrauliques locales et globales d'un réseau de fractures bidimensionnel (De Dreuzy, 2000) et tridimensionnel (Jourde *et al*, 2002b ; Bogdanov *et al*, 2003). La présente étude s'inscrit dans ce type de démarche.

1.2.2. Formulation du problème transitoire

Loi de Darcy

Inspecteur Général des Ponts et Chaussées à la ville de Dijon, Henry Darcy (1856) mit en évidence l'existence d'une relation linéaire entre le gradient de charge hydraulique h [L] au sein un volume de matériaux poreux et le débit permanent Q [L³T⁻¹] traversant la section transversale A [L²] de ce volume (figure 1.7),

$$Q = KA\nabla h \quad (1)$$

Cette relation définit le paramètre K [LT⁻¹], constante de proportionnalité entre le gradient de charge et le débit spécifique (Q/A), qui est la conductivité hydraulique. Défini comme tel, ce paramètre n'est pas une propriété intrinsèque au matériau : la conductivité intrinsèque K_i [L²] est donnée par $\frac{K\mu}{\rho g}$ où μ et ρ sont respectivement la viscosité et la masse volumique du fluide circulant, et g la gravité.

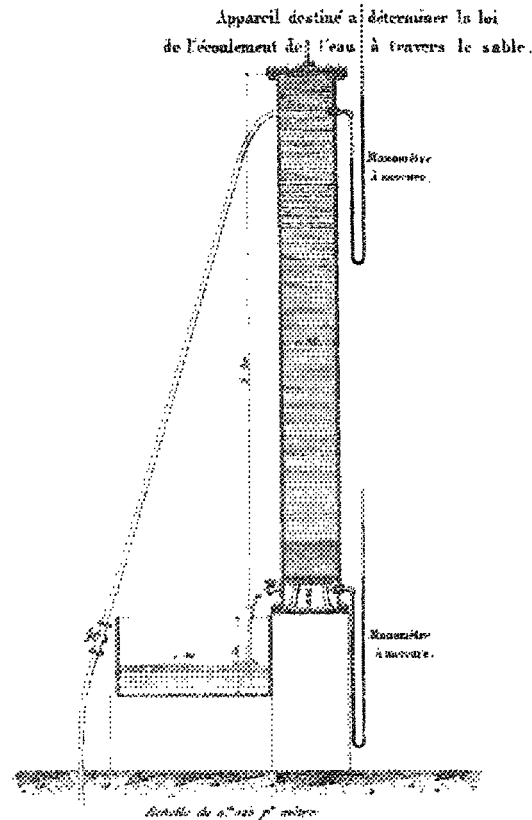


Figure 1.7 : illustration du dispositif mis au point par Henry Darcy, accompagnant la note de 1856 dans laquelle il présente les résultats de ses travaux sur les écoulements en milieu poreux (Darcy, 1856). Le gradient de pression est mesuré grâce à deux manomètres à mercure placés en amont et en aval du massif sableux, tandis qu'un contrôle du débit est permis par le robinet situé à l'entrée.

1.2.2.1. Formulation du problème transitoire en milieu continu

Considérons un volume infinitésimal de milieu poreux de conductivité K_x, K_y, K_z et de coefficient d'emmagasinement spécifique $S_s [L^{-1}]$ (encore appelé capacité hydraulique spécifique), au sein duquel circule un fluide animé par un gradient de charge hydraulique ∇h , situé dans un repère orthonormé (u_x, u_y, u_z) . En postulant que les écoulements se produisent horizontalement, on peut décrire le flux surfacique

traversant les faces du volume par l'expression suivante (loi de Darcy),

$$\bar{Q} = h \left(K_x dy \frac{\partial h}{\partial x} \bar{u}_x + K_y dx \frac{\partial h}{\partial y} \bar{u}_y \right)$$

La divergence du flux exprime le bilan net d'eau s'écoulant vers l'intérieur ou vers l'extérieur du domaine infinitésimal considéré,

$$\nabla^2 h = \nabla \bar{Q} = \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = dy \frac{\partial}{\partial x} K_x h \frac{\partial h}{\partial x} + dx \frac{\partial}{\partial y} K_y h \frac{\partial h}{\partial y} \quad (2)$$

Par ailleurs, la définition même du coefficient d'emménagement permet d'écrire,

$$dV = S dh dx dy \quad (3)$$

où V est le volume d'eau contenu dans le volume infinitésimal et S le coefficient d'emménagement tel que (nappe captive d'épaisseur b),

$$S = S_s b$$

L'équation de continuité au sein du volume infinitésimal exprime l'égalité entre le bilan des flux entrant et sortant causés par les gradients de charges aux limites du domaine (équation 2), et la variation pendant dt du volume d'eau contenu tel que défini par l'équation (3), ce qui nous donne,

$$\nabla^2 h = \frac{\partial V}{\partial t}$$

soit, après substitution des équations (1), (2) et (3),

$$\nabla \bar{K} h \bar{\nabla} h = S_s \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4)$$

qui est l'équation de continuité en milieu poreux, ou équation de la diffusivité. Si K est isotrope, et l'épaisseur de la nappe constante (nappe captive), on peut simplifier

comme suit l'équation (4),

$$K\nabla^2 h = S_s \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4b)$$

Les transferts de pression au sein d'un milieu poreux sont donc régis par une loi de diffusion.

1.2.3. Le concept de conductivité équivalente

La conductivité K_{eq} d'un continuum équivalent peut être introduite par le calcul suivant (Snow, 1969 ; De Marsilly, 1981). Considérons une fracture d'épaisseur e confondue avec le plan xOz d'un repère tridimensionnel orthogonal (figure 1.8). La loi de Darcy étant vérifiée, le débit Q traversant la fracture sur une section de longueur L est donnée par,

$$\bar{Q}_f = L.e.K_f.\bar{i}$$

avec K_f : conductivité de la fracture, et \bar{i} : gradient de charge.

Considérons par ailleurs un volume cubique de côté L comprenant une porosité matricielle fictive lui procurant une conductivité équivalente K_{eq} . Le débit Q traversant le côté de ce volume s'écrit,

$$\bar{Q}_m = L^2.K_{eq}.\bar{i}$$

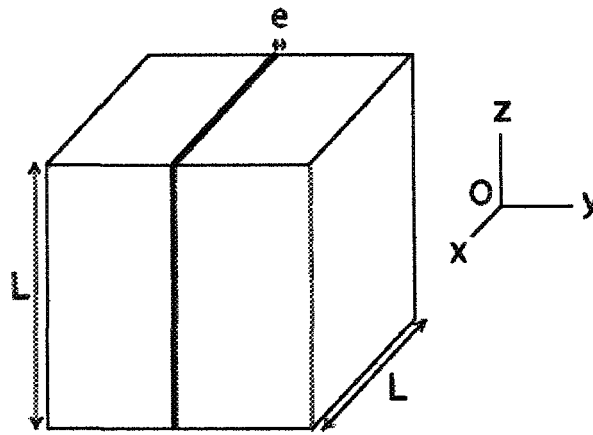


Figure 1.8: volume d'un milieu continu équivalent à une fracture unique.

La conductivité K_{eq} du volume cubique continu équivalent au même volume de roche fracturée est telle que $\bar{Q}_f = \bar{Q}_m$ soit,

$$L^2 \cdot K_{eq} \cdot \vec{i} = L \cdot e \cdot K_f \cdot \vec{i}$$

$$K_{eq} = \frac{e}{L} K_f$$

Si la matrice porte une conductivité K_m non négligeable, la conductivité du continuum équivalent K_{eq} s'écrit,

$$K_{eq} = \frac{e}{L} K_f + K_m$$

L'anisotropie est rendue dans le continuum par le tenseur de conductivité équivalente $\overline{\overline{K}}_{eq}$ substitué au scalaire K_{eq} ,

$$\overline{\overline{K}}_{eq} = \frac{e}{L} K_f \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

K_f étant ici supposée isotrope dans le plan de fracture.

Enfin, si le volume considéré est recoupé par N fractures d'ouvertures e_i et de conductivités K_{fi} , le tenseur de conductivités s'écrit,

$$\overline{\overline{K}}_{eq} = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^N e_i \cdot K_{fi} \cdot R_i$$

où R_i est, pour chaque fracture, la matrice de rotation entre son repère propre et le repère commun à l'ensemble des fractures. Dans le repère géographique, cette matrice est,

$$R_i = \begin{pmatrix} 1 - \cos^2 d \cdot \sin^2 p & \frac{1}{2} \cdot \sin 2d \cdot \sin^2 p & \frac{1}{2} \cdot \sin 2p \cdot \cos d \\ \frac{1}{2} \cdot \sin 2d \cdot \sin^2 p & 1 - \sin^2 d \cdot \sin^2 p & \frac{1}{2} \cdot \sin 2p \cdot \cos d \\ -\frac{1}{2} \cdot \sin 2p \cdot \cos d & \frac{1}{2} \cdot \sin 2p \cdot \cos d & \sin^2 p \end{pmatrix}$$

où d et p sont respectivement l'azimut et le pendage de la fracture.

1.2.4. Le comportement radial conventionnel

1.2.4.1. Solution de Theis

Dans les réservoirs fracturés, l'hypothèse de porosité unique stipule que la totalité des écoulements est portée par la porosité de fracture, la porosité matricielle étant nulle ou négligeable. Un tel postulat peut être effectué dans le cas d'une roche carbonatée dont les processus de lithification (compaction et dissolution-précipitation) induisent une porosité matricielle très faible tandis que s'y développent quasi-systématiquement des réseaux de diaclases bien connectées de taille décimétriques à décamétriques (*e.g.*, Muldoon *et al*, 2001).

Theis (1935) propose une solution particulière de l'équation de continuité (éq. 4b) appliquée au cas d'écoulement radiaux provoqués par l'extraction ou l'injection d'un fluide à un régime constant dans un puits à pénétration totale et de diamètre infiniment faible, au sein d'un aquifère captif homogène, isotrope, latéralement infini et d'épaisseur constante. La solution s'écrit,

$$s = \frac{Q}{4\pi T} W(u) \quad (5)$$

$$u = \frac{r^2 S}{4Tt}$$

où s [L] est le rabattement au point situé à la distance r du puits de pompage, T [L².T⁻¹] et S [] sont la transmissivité et la capacité hydraulique du milieu et t est le temps écoulé depuis le début du pompage/injection. $W(u)$ est la fonction de Theis couramment appelée fonction de puits, égale à la fonction exponentielle intégrale E_i (figure 1.9),

$$W(u) = E_i(u) = \int_u^\infty \frac{e^{-y}}{y} dy \approx -\lambda - \ln(u) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n u^n}{n(n!)} \quad (6)$$

où λ est la constante d'Euler ($\lambda \approx 0.57721$).

La figure 1.9 montre l'allure des courbes de rabattement dans les conditions de validité de la solution de Theis. Les propriétés hydrauliques du milieu sont obtenues par résolution graphique, le calage vertical de la courbe de rabattement $s(t)$ sur la courbe-type $W\left(\frac{1}{u}\right)$ fournit une estimation de T tandis que le calage latéral donne la diffusivité $\eta = T/S$.

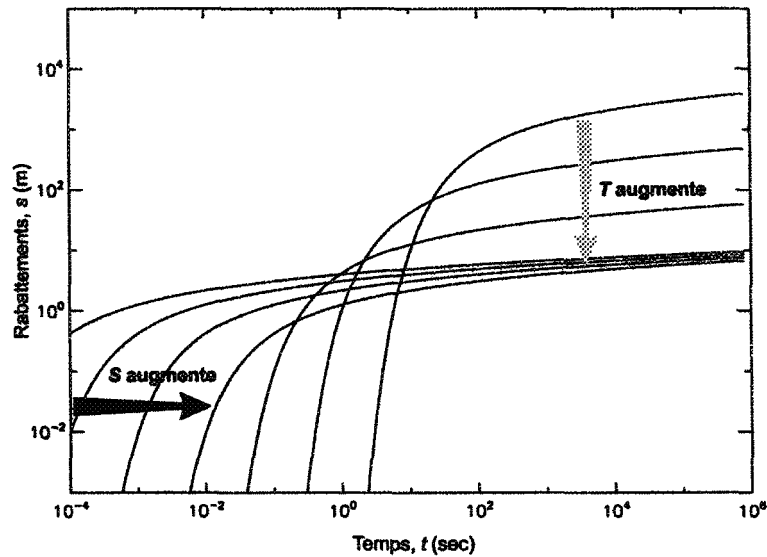


Figure 1.9 : fonction exponentielle intégrale, courbes-type de rabattement dans l'aquifère de Theis (T : transmissivité ; S : capacité). Les variations de T produisent un décalage tant latéral que vertical tandis que S n'influe que sur le temps, conformément aux équations 5.

1.2.4.2. Approximation de Cooper-Jacob

Cooper-Jacob (1946) présente une simplification de la solution de Theis, valide pour les temps de pompage moyens et grands (u faible), basée sur l'approximation suivante de la fonction exponentielle intégrale (les termes de degré supérieur à 2 dans l'équation 6 sont négligés),

$$W(u) = -\gamma - \ln(u) = -0,5772 - \ln\left(\frac{r^2 S}{4Tt}\right)$$

$$s(r, t) = \frac{Q}{4\pi T} \left(-0,5772 - \ln\left(\frac{r^2 S}{4Tt}\right) \right) = \frac{2,3Q}{4\pi T} \log\left(\frac{2,25Tt}{r^2 S}\right) \quad (7)$$

La dérivée logarithmique de cette équation est une constante s'écrivant,

$$\frac{ds}{d\log t} = \left(\frac{2,3Q}{4\pi T} \right) \quad (7b)$$

La solution de Cooper-Jacob (eq. 7) correspond à l'asymptote logarithmique de la fonction exponentielle intégrale E_i . Il s'agit donc d'une fonction logarithmique représentée par une droite sur un diagramme semi-logarithmique temps-rabattements, et par un plateau (pente nulle) sur un diagramme bilogarithmique de la dérivée logarithmique du signal temps-rabattements (équation 7b, figure 1.10). Ceci constitue un outil rapide et fiable pour diagnostiquer les écoulements radiaux dans les temps de pompage moyens et longs, et/ou pour des valeurs très faibles de r , c'est à dire en pratique à la source pendant la quasi-totalité du temps de pompage. On voit en effet

sur cette figure que l'approximation de Cooper-Jacob est valide relativement tôt à la source même pour de faibles valeurs de diffusivité ($t_{\text{critique}} \approx 3$ minutes pour $\eta = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ et $r = 0,1 \text{ m}$).

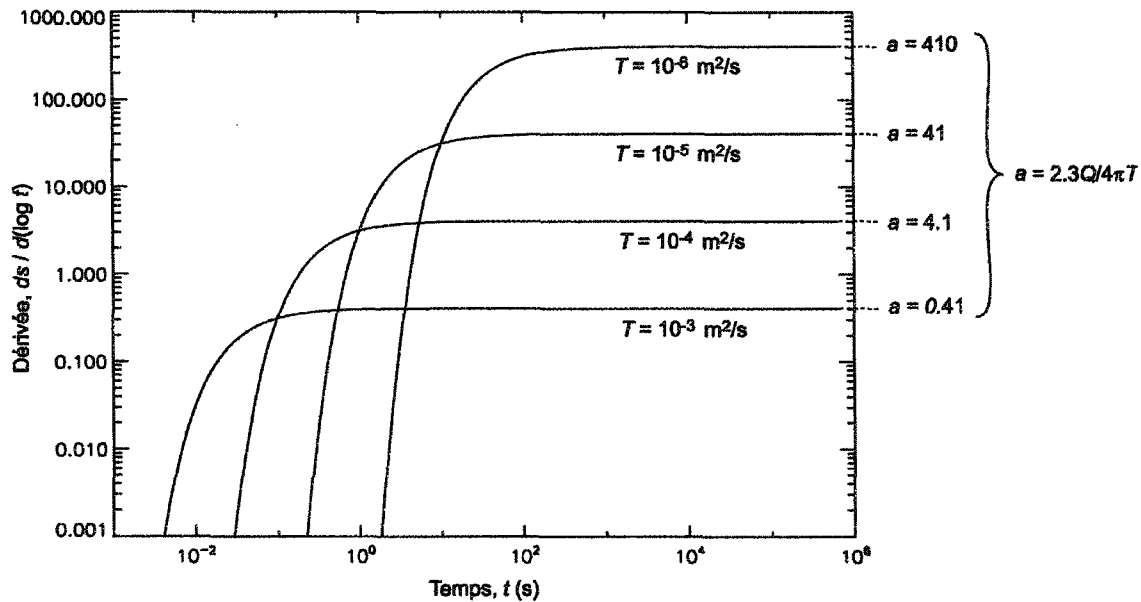


Figure 1.10 : dérivée logarithmique du signal temps-rabattements généré par un pompage à débit Q constant dans l'aquifère de Theis ($S = 10^{-2} \text{ m}^{-1}$; $Q = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$; $r = 0,1 \text{ m}$). Le palier horizontal correspond au domaine de validité de l'approximation de Cooper-Jacob, et sa hauteur a procure une estimation précise de la transmissivité du milieu (éq. 7b).

La figure 1.11 montre l'évolution temporelle d'un demi-cône de rabattement $s(r)$ généré par un pompage dans l'aquifère de Theis, et l'écart entre les fonctions logarithmique et exponentielle intégrale. On voit que les deux fonctions se confondent dans la partie inférieure du diagramme, domaine de validité de l'approximation de Cooper-Jacob. Pour fixer les idées, la droite rejoignant les valeurs de r_{critique} déterminées aux temps successifs sur les courbes $s(r)$ (*i.e.*, sur chaque demi-

cône du diagramme) pour un écart de 1 % entre les rabattements prédits par les deux solutions ($u \approx 0,03$), a été représentée sur la figure. Il est généralement admis que l'approximation de Cooper-Jacob est valide pour $u < 0,05$.

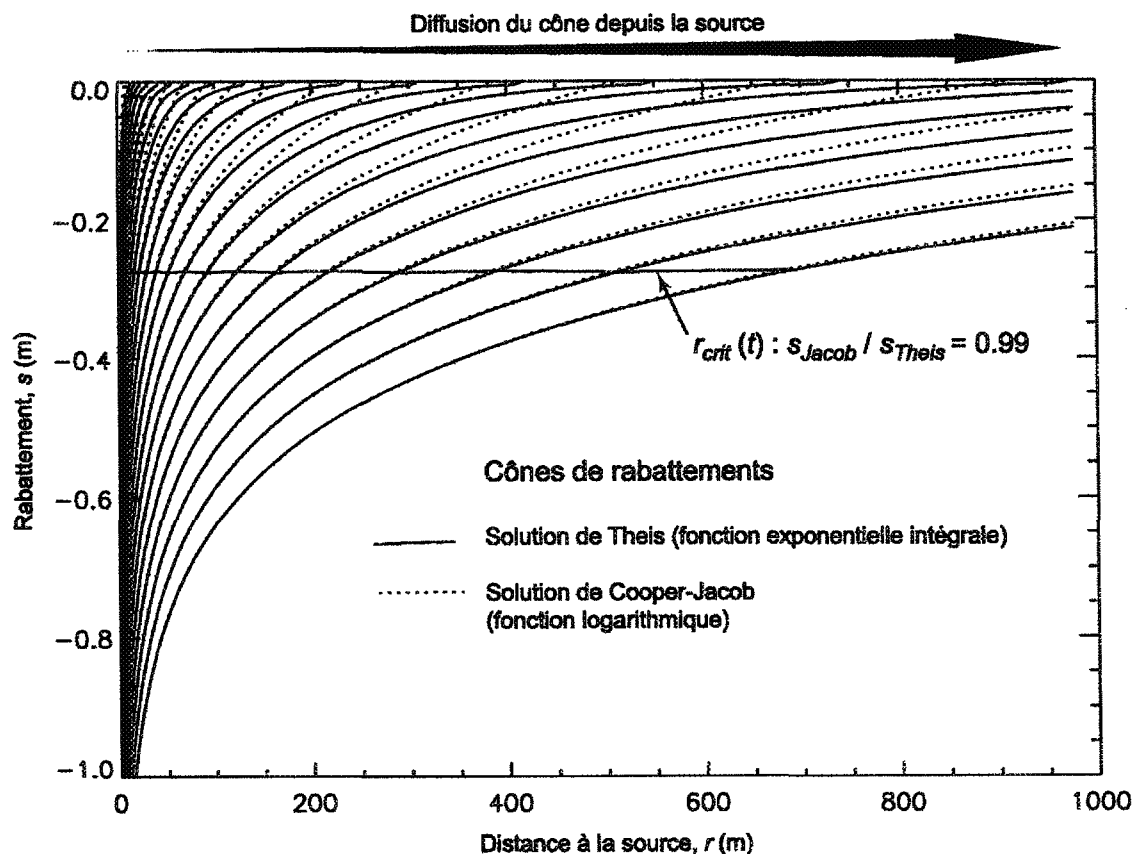


Figure 1.11 : évolution temporelle du profil d'un demi-cône de rabattement dans l'aquifère de Theis en conditions de pompage à débit constant ($T = 4,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, $S = 10^{-4} \text{ m}^{-1}$, $Q = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$). La source (puits de pompage) est située à l'extrémité gauche du diagramme.

1.2.4.3. Régimes de diffusion

Les équations de Theis (équ. 5) et de Cooper-Jacob (équ. 7) sont des solutions particulières du problème posé par l'équation de continuité (équ. 4). Il s'agit d'un problème diffusif, impliquant la relation de diffusion normale suivante entre le rayon quadratique moyen et t (figure 1.12, gauche),

$$\langle r^2 \rangle \sim t \quad (8)$$

En diffusion normale, le modèle de Cooper-Jacob prédit que la propagation du front de rabattement est fonction de la racine carrée de la diffusivité $\eta = T/S$ suivant la relation (obtenue simplement en posant $s = 0$ dans la solution de Cooper-Jacob),

$$r = (1,5\sqrt{\eta})\sqrt{t}$$

où r est le rayon de diffusion (flux radial, K homogène).

Cette relation est toutefois théoriquement invalide et ne peut pas être intégrée comme telle aux calculs (par exemple, de la distance d'une frontière à la source), l'approximation de Cooper-Jacob étant grossière en ce qui concerne l'équipotentielle frontale, impliquant des écarts entre les coefficients de diffusion prédits par les deux solutions (observables sur la figure 1.12-droite).

On voit sur la figure 1.12 que les coefficients de diffusion des équipotentiels (pente de la droite $r = f(t^{0,5})$) prédites par les deux solutions évoluent inversement à la quantité de rabattement, illustrant le fait que les premières équipotentiels (rabattement faible), apparaissant dans les temps courts de pompage, se propagent plus rapidement que les suivantes.

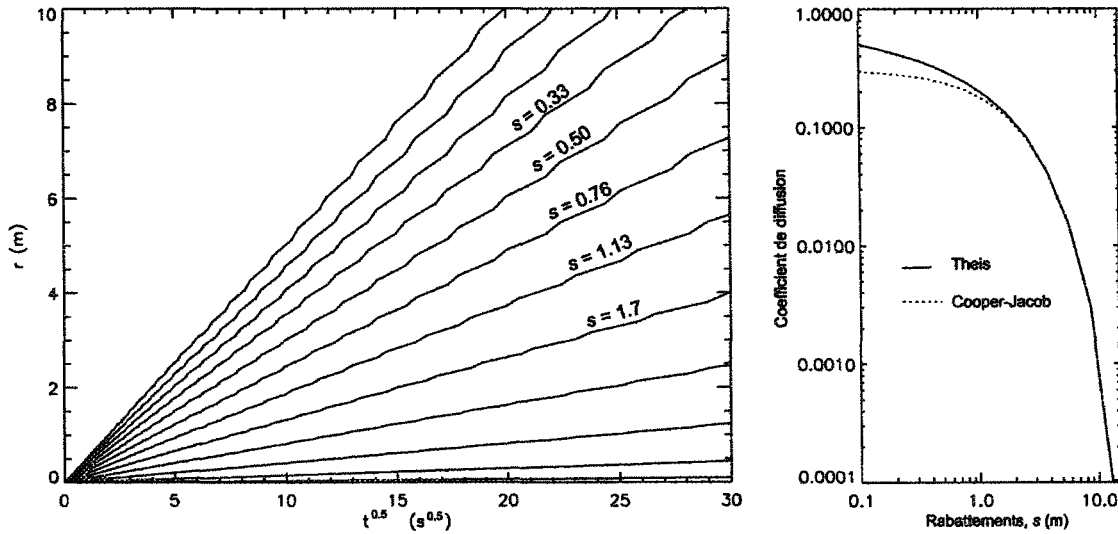


Figure 1.12 : vitesses de diffusion dans l'aquifère de Theis obtenus en simulation numérique avec $T = 4,2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $S = 10^{-4} \text{ m}^{-1}$, $Q = 5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$. Gauche : relations entre le rayon de diffusion r et la racine carré de t pour chaque équipotentielle, les pentes de ces droites donnent le coefficient de diffusion (éq. 8). Certaines valeurs d'équipotentiels sont inscrites sur le diagramme (échantillonnage : $s_{i+1} = 1,5 s_i$). Droite : coefficient de diffusion des équipotentiels *versus* valeur des équipotentiels (rabattement) pour les solutions de Theis et Cooper-Jacob.

1.2.4.4. Caractérisation des frontières

Se basant sur le principe de superposition (possibilité d'additionner les effets respectifs causés en un point par différentes sources), la méthode des puits-images, qui ne sera pas développée ici, permet de prédire les réponses caractéristiques du modèle de Cooper-Jacob en présence de frontières linéaires imperméable ou à charge constante (respectivement, pente doublée et pente nulle sur un diagramme temps-rabattements semi-logarithmique). Sur un diagramme bi-logarithmique, la dérivée

logarithmique de ce signal marquera dans le premier cas deux paliers, soit deux périodes à flux radial, tandis que celle-ci suivra une pente unitaire négative dans le deuxième cas (figure 1.13).

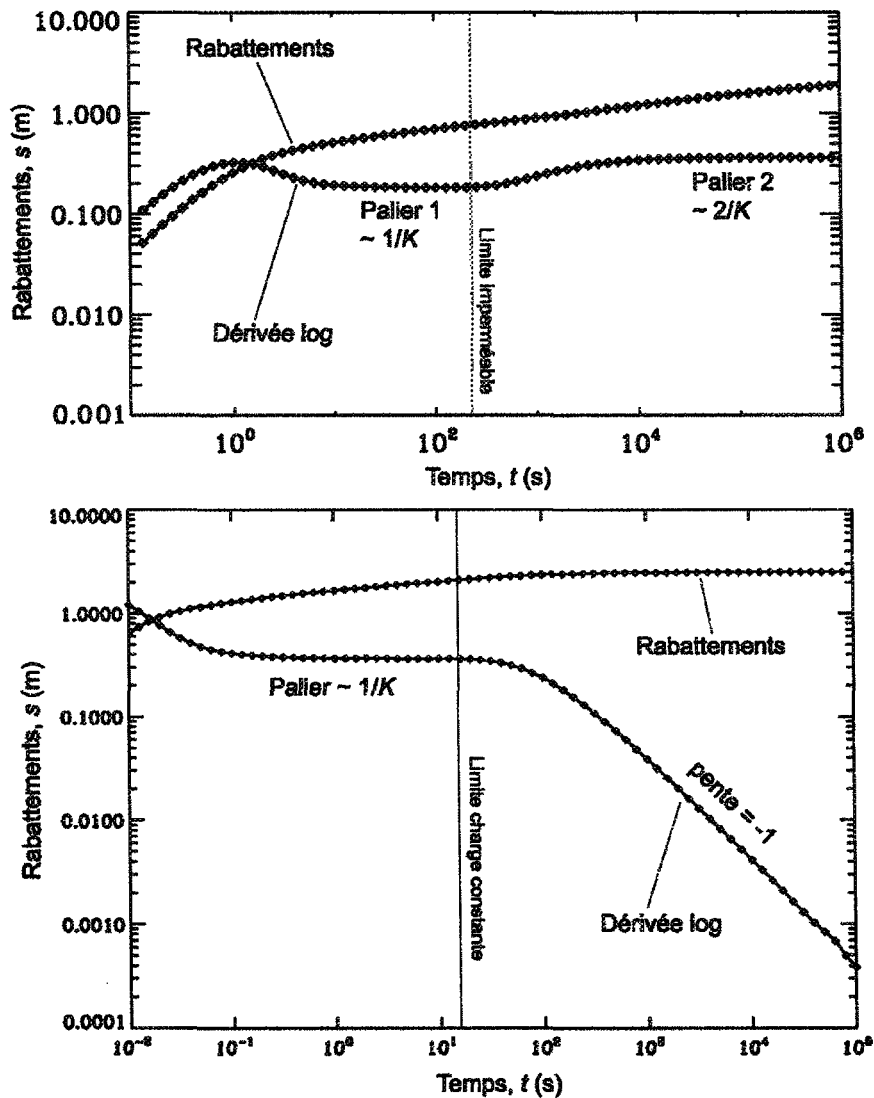


Figure 1.13 : signal caractéristique (rabattements et dérivée logarithmique) d'une frontière linéaire imperméable (en haut) et d'une frontière linéaire à charge constante (en bas), dans les conditions de Theis (pompage à débit constant). K est la conductivité du milieu.

La figure 1.13 illustre par ailleurs très bien le gain de sensibilité acquis par la représentation de la dérivée logarithmique (dérivée-log) comparativement au signal temps-rabattements (Bourdet *et al*, 1989). L'arrivée de l'équipotentielle frontale sur la frontière est en effet nettement plus marquée par la dérivée-log que par les rabattements (dans ce cas précis, les rabattements projetés sur un diagramme semi-log fournissent aussi un signal très caractéristique). Ce type de représentation, de plus en plus courant dans la littérature bien qu'encore relativement restreint à la géologie pétrolière (e.g. Tiab, 2005), sera constamment utilisé dans cette étude.

1.2.4.5. Le continuum simple anisotrope

Papadopoulos (1965) propose une modification de la solution de Theis adaptée aux milieux homogènes anisotropes. À l'exception de ce dernier point, les hypothèses et conditions de validité de ce modèle sont similaires à celles de Theis énumérées plus haut. La méthode nécessite par ailleurs de disposer des données de rabattement sur trois piézomètres répartis autour de la source (Reed, 1980).

Considérant le tenseur des transmissivités \bar{T} suivant,

$$\bar{T} = \begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{pmatrix} \text{ avec } T_{xy} = T_{yx}$$

la solution de Theis modifiée s'écrit,

$$s = \frac{Q}{4\pi\sqrt{T_{xx}T_{yy} - T_{xy}^2}} W(u_{xy}) \quad (9)$$

$$u_{xy} = \frac{S}{4t} \left(\frac{y^2 T_{xx} + x^2 T_{yy} - 2xy T_{xy}}{T_{xx}T_{yy} - T_{xy}^2} \right)$$

où s est le rabattement au point de coordonnées (x,y) dans le repère orthogonal centré sur le puits de pompage/injection. Ces équations se simplifient si le repère utilisé est le repère principal du tenseur anisotrope dans lequel, par définition, le terme T_{xy} est nul.

L'approximation de Cooper-Jacob devient alors (Banton et Bangoy, 1999),

$$s = \frac{0,183Q}{\sqrt{T_{xx}T_{yy} - T_{xy}^2}} \log \left(\frac{2,25t}{S} \left(\frac{T_{xx}T_{yy} - T_{xy}^2}{y^2T_{xx} + x^2T_{yy} - 2xyT_{xy}} \right) \right)$$

Le milieu anisotrope transmet donc un signal exponentiel intégral de manière analogue à un milieu isotrope dont la transmissivité équivalente pourrait être approchée par,

$$T_e = \sqrt{T_{xx}T_{yy} - T_{xy}^2}$$

La résolution graphique similaire à celle décrite plus haut pour la solution de Theis permettra d'obtenir une estimation de T_e pour chaque courbe (chaque puits d'observation). Suivant l'hypothèse d'homogénéité du milieu, les valeurs obtenues doivent être sensiblement égales. Le système d'équation ayant trois inconnues (T_{xx} , T_{yy} et T_{xy}), trois puits d'observation sont théoriquement suffisants pour sa résolution (Reed, 1980) à l'aide des relations suivantes (détermination des termes ST_{xx} , ST_{yy} et ST_{xy} dans un premier temps, puis de S),

$$y^2(ST_{xx}) + x^2(ST_{yy}) - 2xy(ST_{xy}) = 4tu_{xy}(T_{xx}T_{yy} - T_{xy}^2)$$

$$S = \sqrt{\frac{ST_{xx}ST_{yy} - ST_{xy}^2}{T_{xx}T_{yy} - T_{xy}^2}}$$

Les paramètres du tenseur propre (*i.e.*, dans le repère principal) pourront être dérivés de ces résultats, de même que l'angle de rotation entre les deux repères (les relations associées au changement de tenseur sont disponibles dans Reed, 1980 ou Banton et Bangoy, 1999).

Le comportement du milieu anisotrope est radial (équation 9). En effet, bien que les équipotentiellles soient elliptiques et non circulaires, l'excentricité de chaque ellipse est invariante au cours de son développement transitoire. Ceci est du fait que les relations $r(t)$ suivant les deux axes de l'ellipse (confondus avec les axes du repère principal) sont constantes, bien qu'inégales pour chaque équipotentielle. La conséquence de cette constance de forme est que les équipotentiellles conservent des propriétés d'objets euclidiens (*i.e.*, de dimension entière), obéissant à $A(r) \sim r$ (A étant la surface de l'objet), de manière analogue aux équipotentiellles circulaires du milieu isotrope.

1.2.4.6. Le continuum simple hétérogène

Une amélioration importante peut être apportée à l'application du continuum équivalent dans les milieux discontinus à travers l'intégration dans le modèle d'un champ d'hétérogénéités évoquant le réseau de discontinuités réelles. La taille du VER est particulièrement importante puisqu'elle fixe l'échelle critique en delà de laquelle les discontinuités ne sont pas prises en compte qualitativement dans le comportement global, mais uniquement quantitativement (contribution aux flux moyens de la cellule élémentaire).

Les difficultés d'acquisition d'informations sur les réseaux naturels ainsi que leur

complexité géométrique et hydraulique sont telles qu'il est le plus souvent impossible d'en formuler une représentation analytique ou numérique exacte. Deux approches générales existent permettant de traiter ce défaut d'information : l'approche déterministe (ou zonale) visant une représentation réaliste mais approximative de la géométrie des écoulements et de leur parcours, considérant que le milieu peut être rapporté à un ensemble de domaines (zones) au sein desquels les propriétés sont constantes ; et l'approche stochastique (ou probabiliste) rendant le comportement hydraulique global d'un système en déterminant les distributions statistiques de ses propriétés hydrauliques locales, celles-ci étant supposées varier de manière continue dans l'espace. Dans le premier cas, une relation univoque existe entre le milieu représenté et son comportement hydraulique, par opposition à la deuxième approche pour laquelle plusieurs réalisations pourront générer un même comportement global. L'approche déterministe requiert généralement des informations plus consistantes que l'approche stochastique (Eaton, 2006), tandis que cette dernière souffre d'un trop grand degré de liberté entraînant une grande variabilité sur les valeurs obtenues (Kolditz et Clauser, 1998) et sur les comportements prédits.

L'approche déterministe se déroule typiquement en deux étapes : 1) détermination de la zonation spatiale des propriétés hydrauliques, impliquant la définition d'un modèle conceptuel d'écoulement, et 2) calibration du modèle conduisant à l'estimation des propriétés de chacune des zones. La calibration du modèle déterministe s'effectue le plus souvent au moyen d'un processus d'essais-erreurs visant à ajuster les paramètres jusqu'à ce que la réponse du système respecte les observations effectuées ponctuellement (charges aux puits, débits des cours d'eau). La première étape, qualitative par nature, constitue une source d'incertitude majeure puisqu'elle requiert un niveau préalable minimum de connaissance du milieu qui n'est pas toujours disponible. L'intégration de l'incertitude sur cette zonation à la phase de calibration est théoriquement possible, toutefois le processus s'en trouve considérablement

alourdi et des difficultés de résolution peuvent apparaître (Eaton, 2006).

Dans l'approche stochastique, les propriétés hydrauliques et géométriques du milieu sont définies par leurs distributions statistiques dans l'espace. Le problème consiste à paramétrer ces distributions à partir du champ de données disponible afin de synthétiser des réseaux que l'on supposera être géostatistiquement équivalents au milieu fracturé réel. Notons que ces modèles postulent souvent que l'hétérogénéité de la capacité est négligeable devant celle de la conductivité dont la variabilité est nettement plus marquée dans les milieux naturels. La conductivité est ramenée à une variable aléatoire dont le logarithme suit une distribution gaussienne (forme classique ou multidimensionnelle, voir discussion dans Meier *et al*, 1998), le milieu étant considéré statistiquement homogène (*i.e.*, les paramètres statistiques sont uniformes). La caractérisation du système de fractures s'exprime ainsi en termes de moyenne μ , de variance σ^2 et de fonction d'autocorrélation $\rho(x_1, x_2)$ de la conductivité. Cette dernière décrit le degré de continuité spatiale et dépend de la longueur de corrélation l (distance maximum entre deux points x_1 et x_2 statistiquement reliés). Un facteur d'anisotropie peut par ailleurs être intégré en fixant des valeurs de l inégales dans les différentes directions de l'espace. Le modèle statistique est déterminé à l'aide d'un semi-variogramme ajusté sur les données mesurées (NRC, 1996 ; Eaton, 2006). Plusieurs réalisations pourront être générées, chacune respectant les données observées comme l'illustre la figure 1.14.

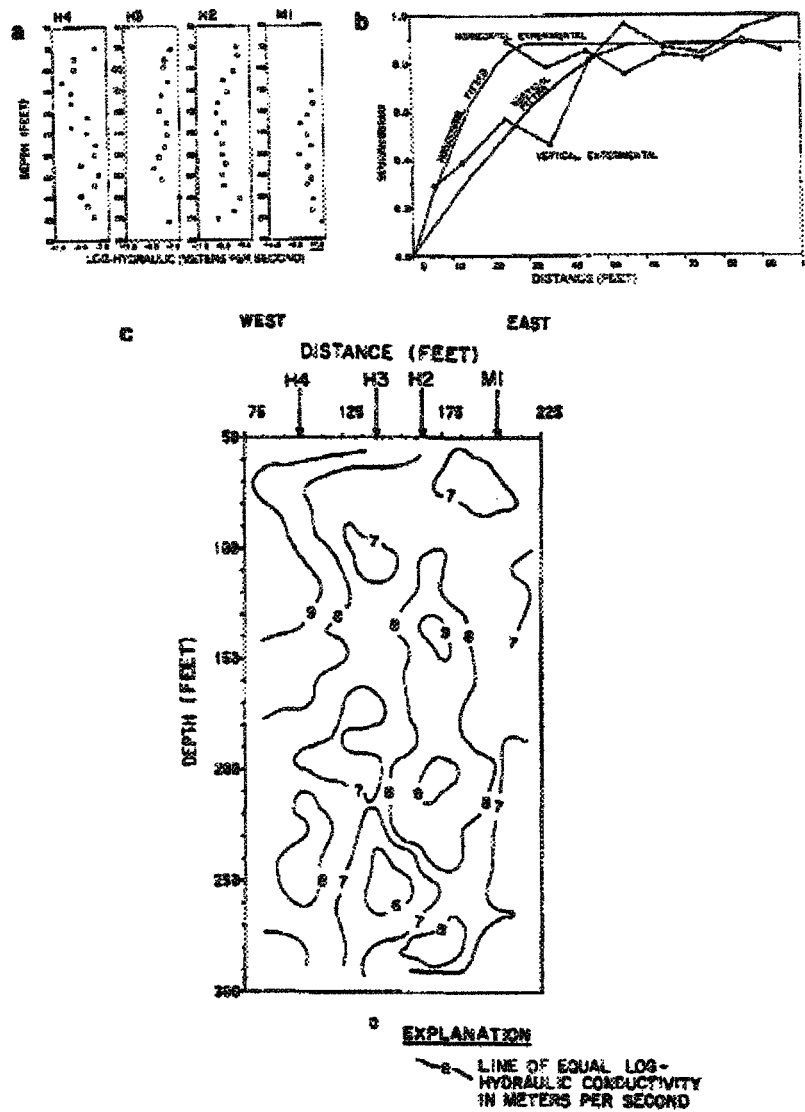


Figure 1.14 : caractérisation géostatistique de la conductivité hydraulique sur le site d'Oracle (Arizona). a) données observées : conductivités mesurées entre packers dans quatre puits ($\log(K)$ versus profondeur) ; b) semi-variogramme anisotrope dérivé de ces observations ; c) une réalisation possible. D'après Jones *et al* (1985).

Le problème d'un pompage d'essai à débit constant peut être résolu de manière analytique en deux dimensions (*e.g.*, Dagan, 1989), suivant l'hypothèse d'une faible

hétérogénéité ($\log(K) : \sigma \ll 1$). En revanche, le problème des écoulements hétérogènes transitoires en trois dimensions, particulièrement applicable aux aquifères d'épaisseur importante, connaît très peu de solutions analytiques, les équations de flux stochastiques posant des difficultés de résolution (Indelman, 2003). Récemment, Indelman (2003) et Dagan *et al* (2003) ont proposé deux solutions au problème tridimensionnel, respectivement pour des milieux faiblement et fortement hétérogènes.

Les expérimentations numériques menées par Meier *et al* (1998) montrent que le modèle à flux radial uniforme de Cooper-Jacob demeure applicable aux milieux hétérogènes en deux dimensions (les cas de distributions lognormale classique et multidimensionnelle ont été traités) même dans les fortes hétérogénéités ($\log(K) : \sigma^2 = 4$). Ceci est vrai dans les temps de pompage moyens et longs, lorsque la surface du front de rabattement est suffisamment grande devant la taille des hétérogénéités pour que celles-ci soient moyennées. La conductivité équivalente alors obtenue est sensiblement égale à la moyenne géométrique des conductivités entrées dans le modèle hétérogène. Il n'en va pas de même pour la capacité hydraulique équivalente, qui montre une très forte variabilité spatiale bien que la capacité entrée dans le modèle soit homogène. Meier *et al* (1998) attribuent ce phénomène, par ailleurs tout à fait cohérent avec les observations de terrain, aux différents schémas de connexion existants entre la source et les puits d'observations où sont enregistrés les rabattements. La variabilité de la capacité équivalente serait donc due à la multiplicité des chemins d'écoulement potentiels au sein du milieu hétérogène. Il est toutefois très probable que les hétérogénéités aux abords directs de la source jouent un rôle primordial dans cette variabilité, causant un retard ou une avance dans la propagation du front de rabattement qui sera conservé par la suite, générant ainsi un décalage latéral à l'origine de la fausse estimation de la capacité équivalente. Les résultats de ces expérimentations numériques montrent donc que la fiabilité du modèle à flux

radial uniforme de Cooper-Jacob pour l'estimation des capacités hydrauliques en milieux hétérogènes, soit dans la plupart des milieux naturels, peut clairement être remise en question.

Par ailleurs, il est intéressant de noter que l'introduction d'une hétérogénéité verticale de la conductivité par le modèle analytique d'Indelman (2003) ne modifie pas l'apparence radiale du comportement (signaux temps-rabattements logarithmiques sur la figure 1.15), toutefois l'interprétation de ces signaux par le modèle de Cooper-Jacob donne lieu à des conductivités équivalentes systématiquement inférieures aux moyennes arithmétiques des conductivités hétérogènes. Le fait de moyenner les écoulements tridimensionnels en flux radial uniforme horizontal conduit donc à une surestimation de la conductivité qui diminue avec l'introduction dans le modèle d'une anisotropie $f < 1$ (rapport des longueurs de corrélation verticale et horizontale $f = l_v/l$).

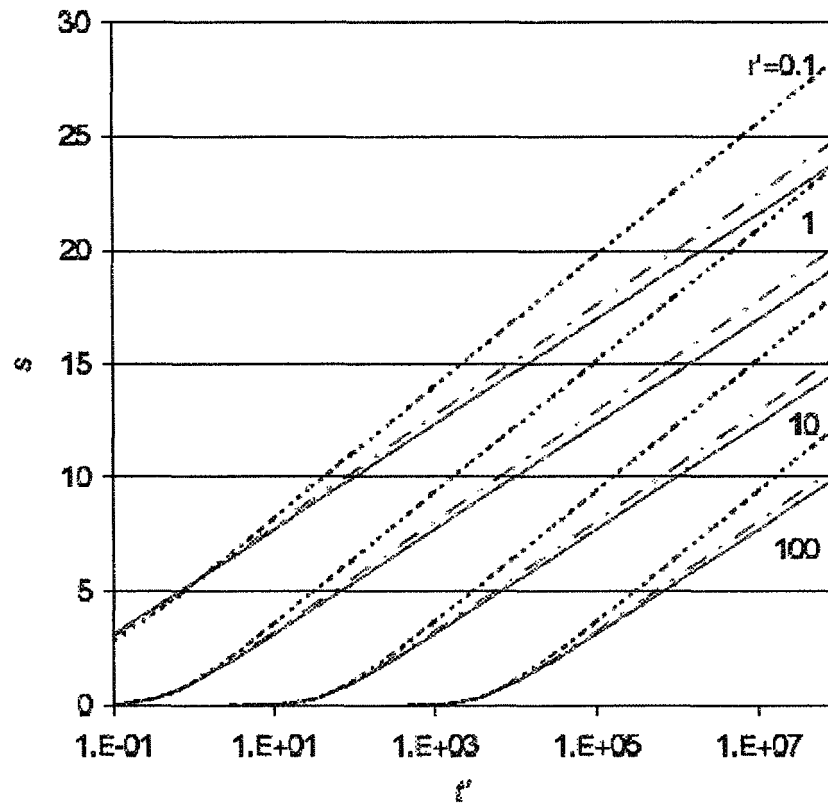


Figure 1.15 : comportement du modèle analytique tridimensionnel d'Indelman (2003) à différents puits d'observations (distance adimensionnelle r'). t' est un temps adimensionnel. Variance de la distribution lognormale des conductivités : $\sigma^2 = 0.75$; cas sans anisotropie (lignes pointillées) : $f = 1$; cas avec anisotropie (lignes en tirets et pointillés) : $f = 0.1$. Pour comparaison, la solution de Cooper-Jacob est représentée (lignes pleines) pour une conductivité homogène égale à la moyenne arithmétique des conductivités hétérogènes.

Pour finir, les paramètres statistiques peuvent aussi être déterminés de manière numérique par la méthode de Monte Carlo (Selroos *et al*, 2002) basée sur l'estimation des distributions de probabilité des variables de sortie (débits, charges, temps de transferts...) à travers la génération de nombreuses réalisations différentes statistiquement équivalentes (NRC, 1996).

1.2.4.7. Le double continuum

Le concept de double porosité initiée par Barenblatt *et al* (1960) engendre une nouvelle génération de modèles adaptés à la représentation des milieux fracturés en présence d'une porosité matricielle non négligeable. Ce concept part de l'observation qu'il peut y avoir coexistence entre les porosités de fracture et matricielle, dont les contributions relatives sont variables dans le temps. Le milieu est alors composé de deux continua superposés dont les caractéristiques (propriétés hydrauliques et terme d'échange) sont définies au sein du VER entrant dans le calcul des bilans de masses (flux moyennés sur le VER). L'existence d'un VER commun à la matrice et au réseau de fractures constitue donc un postulat du modèle.

Les fractures conductrices et de faible capacité individualisent des blocs de matrice plus capacitive mais de moindre conductivité. L'intérêt de cette approche réside ainsi dans la prise en compte des relations hydrodynamiques particulières entre les deux milieux, à savoir le drainage des blocs matriciels par les fractures. Les courbes temps-rabattements montrent typiquement trois périodes successives d'écoulement (figure 1.16) marquant le délai caractéristique de réponse du système dû au retard des transferts de pression dans la matrice : A) dans les temps courts, l'essentiel du débit est fourni par les fractures au sein desquels la charge hydraulique diminuera rapidement ; B) période transitionnelle durant laquelle la charge dans la porosité de fracture se stabilise en raison d'un apport de la porosité matricielle, la charge dans la matrice commence à diminuer ; C) dans les temps longs, les deux porosités contribuent aux écoulements bien que la porosité matricielle fournisse l'apport dominant. Suivant l'hypothèse des continua homogènes, les phases A et C sont deux périodes à flux radial si bien que le signal se décompose en deux courbes de Theis séparés par une phase transitionnelle.

L'équation de continuité régissant les écoulements dans les modèles à double porosité

est naturellement dédoublée et prend ainsi la forme suivante, en supposant que les deux milieux sont en continuité hydraulique (voir discussion sur les termes d'échanges),

$$K_f \nabla^2 h_f = S_{sf} \frac{\partial h_f}{\partial t} + q_{m/f} \quad (10)$$

$$K_m \nabla^2 h_m = S_{sm} \frac{\partial h_m}{\partial t} - q_{m/f}$$

où h_f , K_f et S_{sf} sont respectivement la charge, la conductivité et le coefficient d'emmagasinement du réseau de fractures, h_m , K_m et S_{sm} , la charge, la conductivité et le coefficient d'emmagasinement de la matrice. $q_{m/f}$ est le terme d'échange entre les deux porosités.

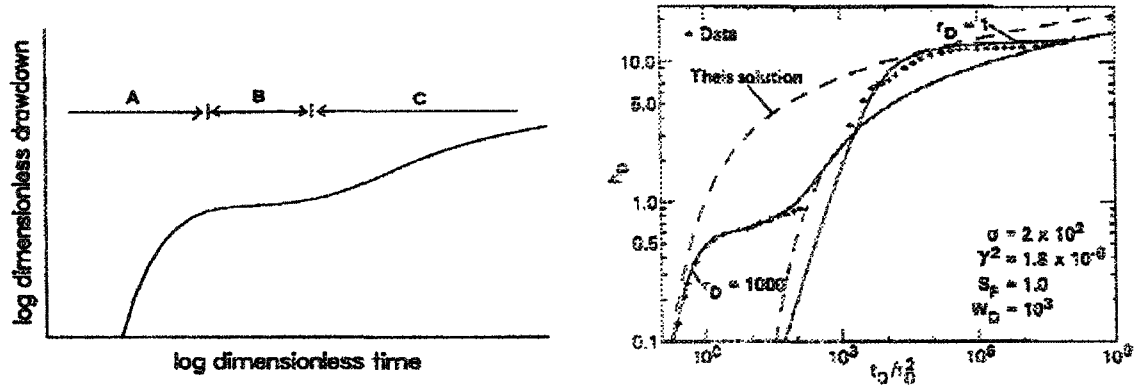


Figure 1.16 : signal caractéristique temps-rabattements du modèle à double porosité proposé par Moench (1984). Gauche : périodes successives de rabattement marquant les contributions relatives des deux porosités (voir texte). Droite : calage de données réelles (Yucca Mountains, Nevada, USA) sur modèle de Moench et comparaison avec le modèle de Theis (les paramètres adimensionnels h_D , t_D et r_D sont respectivement la charge, le temps et la distance à la source, les autres paramètres inscrits sur la figure décrivent les propriétés des fractures et de la matrice).

Termes d'échanges et fracture skin

Un des aspects délicats des modèles à double porosité réside dans la définition du terme d'échange entre les deux porosités. Ce dernier étant directement fonction de la surface de contact fictive entre les fractures et la matrice, les modèles sont très sensibles au postulat effectué sur la géométrie du réseau. Celle-ci est nécessairement restreinte à des formes très simplistes (réseau vertical orthogonal, strates horizontales, combinaison des deux), ce qui constitue une des principales limites de l'approche (figure 1.17).

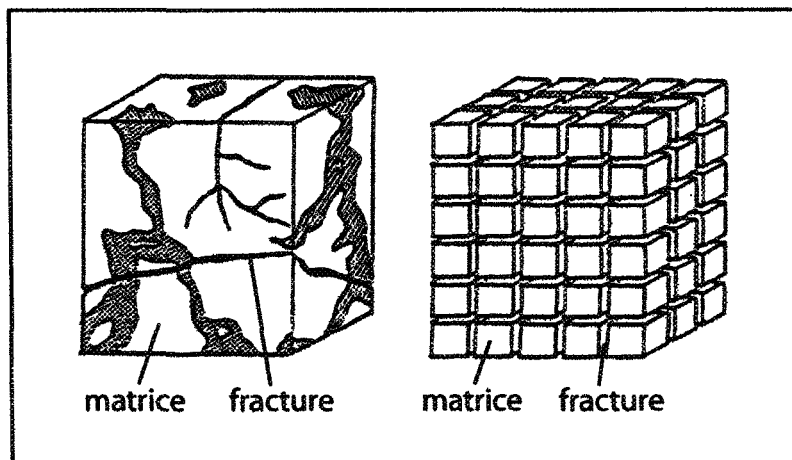


Figure 1.17 : modèle à double porosité de Warren et Root (1963). Milieu fracturé naturel à gauche et modèle conceptuel à droite. Le terme d'échanges pseudo-permanent défini dans ce modèle s'écrit $q_{mf} = \alpha K_m (h_f - h_m)$, où α [L^{-2}] est un facteur de forme intégrant la géométrie du réseau de fractures : $\alpha = 4n \frac{(n+2)}{l^2}$ (n : nombre de familles de fractures, et l [L] : espacement entre les fractures). $n = 3$ dans le modèle conceptuel représenté ici.

Par ailleurs, la définition du terme d'échange découle directement du postulat effectué

sur la continuité hydraulique entre les deux milieux. Le terme d'échange sera spécifiquement transitoire (Boulton et Streltsova, 1977) dans le cas d'une continuité hydraulique (équations 10). En revanche, le modèle de Warren et Root (1963) stipule que les transferts de pression entre les deux milieux ne se produisent qu'en régime permanent ou pseudo-permanent. Le concept de *fracture skin* (Moench, 1984), qui étend au cas des interfaces matrice/fracture la notion de « skin effect » couramment appliquée aux échanges puits/matrice (*e.g.*, Mavor et Cinco, 1979), justifie ce postulat. Initialement introduit dans les modèles pétroliers, le *skin effect* prend en compte les pertes ou gains de charge engendrés par les modifications de la conductivité consécutives au forage dans la zone pelliculaire située à l'interface puits-matrice. Le terme *skin factor*, quantification du *skin effect*, sera positif dans le cas d'une diminution de K (invasion de boue de forage) entraînant des pertes de charges au puits, et négatif dans le cas contraire. Notons que ce phénomène peut aussi être du à des problèmes de recouvrements de porosité à l'interface entre deux milieux de différentes natures (*e.g.*, crépine/matrice, fractures/matrice), produisant un ralentissant des transferts de pressions (*skin factor* positif). L'extension par Moench (1984) du *skin effect* au cas des interfaces fracture-matrice (*fracture skin*) est justifié par la présence de placages minéraux sur les parois des fractures ou de précipitations secondaires dans les premiers centimètres de la porosité matricielle. Cette zone intermédiaire joue un rôle de « tampon » modulant les flux entre les deux milieux, et peut être intégrée au modèle à double porosité au moyen d'une troisième charge, intermédiaire, propre au domaine *fracture skin* de conductivité K_{sk} . Bien qu'un tel modèle stipule des échanges transitoires entre les trois milieux, l'effet du *fracture skin* est de retarder les transferts de pression depuis la matrice vers les fractures si bien que l'introduction d'un K_{sk} faible (effet modulateur fort) rejoint l'hypothèse de Warren et Root (1963) selon laquelle les échanges en régime pseudo-permanents n'induisent que des gradients de charges négligeables dans le continuum matriciel.

Comparaison entre les comportements-type des différents modèles

La figure 1.18 présente une comparaison de calages des modèles analytiques de Warren and Root et de Theis sur des données réelles (Maréchal *et al*, 2003). Notons que le régime permanent n'est pas atteint ici et que la trop courte durée du pompage (approximativement une journée) ne permet pas de dresser un diagnostic hydrodynamique fiable. Une tendance vers le modèle à double porosité dans les derniers points de mesures est toutefois visible.

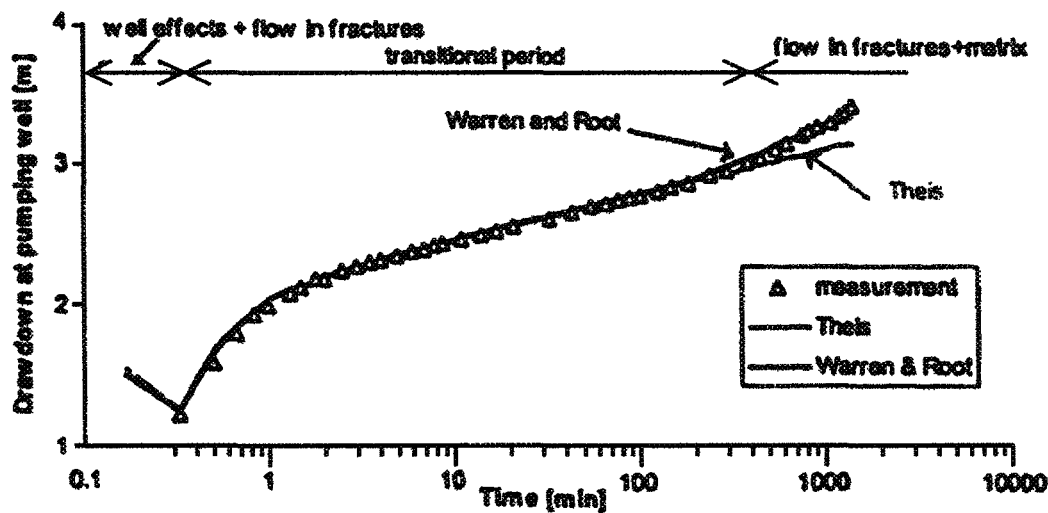


Figure 1.18 : calage de données de rabattement sur les modèles analytiques à porosité simple (Theis) et double (Warren et Root) réalisé par Maréchal *et al* (2003).

Par ailleurs, la déviation entre les réponses hydrauliques du modèle à échanges transitoires (Boulton et Streltsova, 1977) et des modèles à *fracture skin* (Moench, 1984) ou à échanges pseudo-permanents (Warren et Root, 1963) apparaît durant la période transitionnelle, soit dans la période B (figure 1.16) et à la *transitional period* (figure 1.18). Le plateau bien marqué par la réponse du modèle pseudo-permanent

tend à disparaître dans le modèle transitoire comme le montre la figure 1.19-a. Le creux (allure en « V ») formé par la dérivée logarithmique du signal temps-rabattement sur cette figure est un trait caractéristique et diagnostic des milieux à double porosité. Puisque celui-ci correspond au plateau transitionnel des courbes de rabattement évoqué plus haut, il est plus marqué dans le cas du modèle à écoulements inter-porosités pseudo-permanents. Les critères distinctifs entre les deux modèles sont donc compris dans la phase transitionnelle. Le modèle transitoire stipule que la dérivée logarithmique des rabattements ne montre aucune valeur inférieure à 0,25 dans la phase transitoire (*e.g.*, Bourdet *et al*, 1989). Il pourra y avoir stabilisation sur cette valeur faisant apparaître dans la période transitionnelle, un plateau particulièrement bien marqué dans le cas du modèle à strates horizontales (voir plus haut). En revanche, le minimum du creux transitionnel prédit par le modèle pseudo-permanent est proportionnel à la durée de la phase transitionnelle, laquelle découle directement du rapport de capacités w entre les deux continua ($w \sim S_{mat+frac}/S_{mat}$) : pour de faibles valeurs de w (phase transitionnelle longue), le minimum atteint dans le creux sera typiquement inférieur à 0,25, écartant toute ambiguïté. À l'opposé, le signal prédit par le modèle pseudo-permanent pour de fortes valeurs de w pourra être similaire à celui du modèle transitoire pour de plus faibles w , nécessitant un recours à des arguments subsidiaires (estimation de la capacité du réseau de fractures par l'observation géologique).

Les dérivées logarithmiques doivent théoriquement représenter deux plateaux (flux radial) de part et d'autre du creux. Cette allure caractéristique est particulièrement visible sur la courbe $q_{m/f} = 10^{-8}$ de la figure 1.19-b, lorsque les effets de puits (effet capacitif et *skin effect*) ne masquent pas la première partie du signal.

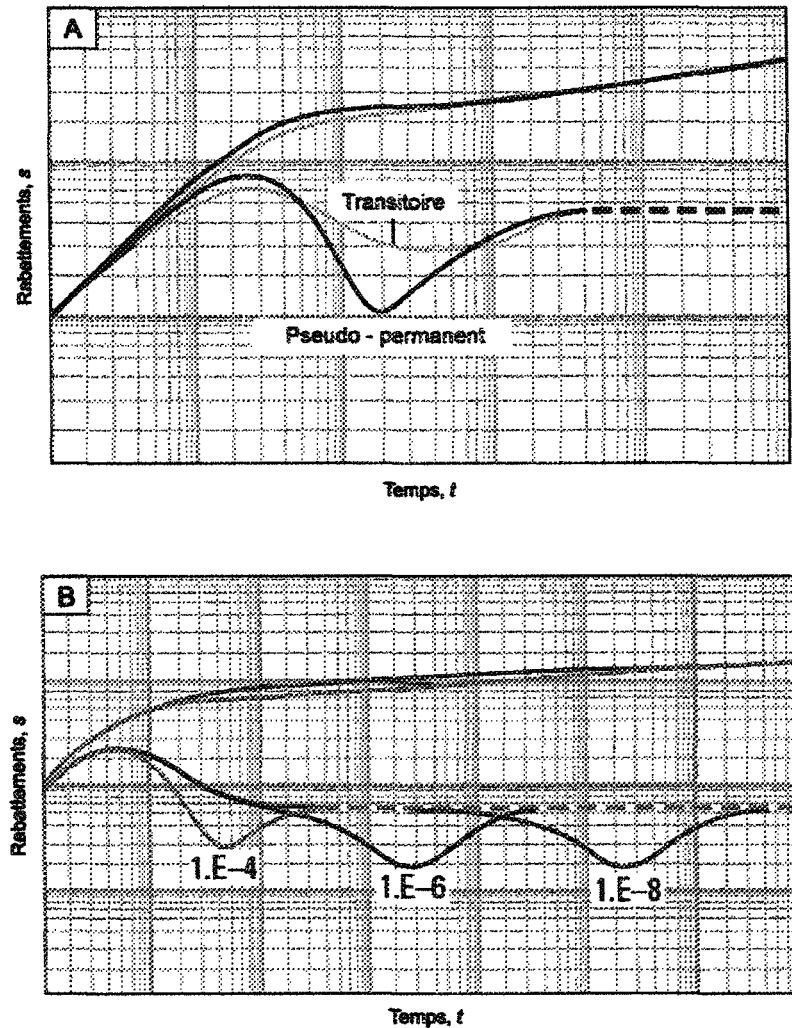


Figure 1.19 : courbes-type des rabattements (courbes supérieures) et dérivées logarithmiques (courbes inférieures) des modèles à double porosité. Les axes sont en temps et rabattements adimensionnels. On a pris en compte ici l'effet capacitif au puits (pente unitaire dans les temps très courts) et le *skin effect* à l'interface puits/matrice (« bosse » de la dérivée-log en sortie de la pente unitaire). A : comparaison entre les comportements prédits par les modèles à échanges bloc/matrice transitoires et pseudo-permanent. B : influence de la valeur du terme d'échanges pseudo-permanent (q_m/t).

1.2.5. Extension du modèle conventionnel : le comportement non-radial

1.2.5.1. Le modèle GRF

Le modèle GRF (*Generalized Radial Flow*) introduit par Barker (1988) fut initialement développé en réaction à l'incapacité de représenter les écoulements complexes au sein de l'aquifère fracturé de la mine de Stripa (Suède) par les modèles conventionnels 1D, 2D et 3D à porosité simple ou multiple (Black *et al*, 1986). Il fut alors admis que, parmi les variations proposées de ces modèles, la plus « naturelle » consiste à généraliser les dimensions d'écoulement n à des valeurs non-entières (Barker, 1988).

Ce modèle propose par ailleurs une généralisation des solutions radiales classiques de Theis et Cooper-Jacob aux cas d'écoulement linéaires et sphériques, autrement dit aux dimensions d'écoulement entières 1 et 3. L'anticipation de dimensions d'écoulement non-entières amène à considérer ce terme comme une nouvelle caractéristique hydraulique en soi d'un milieu poreux, non-intrinsèque car dépendante des conditions aux limites internes et externes du système. Cette propriété macroscopique est alors envisagée comme un nouveau moyen de contraindre le comportement hydraulique d'un système, à travers la caractérisation géométrique des écoulements. Une telle approche est *a priori* très pertinente dans le cas de porosités discontinues où la géométrie des structures hydrauliques actives joue un rôle important et lorsque la détermination des propriétés géométriques et hydrauliques locales de la porosité est limitée par la complexité du réseau de fractures et la difficulté d'accès aux données. L'approche décrite ici s'affranchit implicitement des problèmes relatifs aux écarts observés entre le réseau de discontinuités de la masse rocheuse et le réseau hydrauliquement actif.

Selon le modèle de Barker (1988), dans un milieu poreux homogène isotrope, la relation suivante est valable entre la dimension d'écoulement n et la surface $A(r)$ disponible aux écoulements à la distance radiale r de la source, soit la surface équipotentielle à la distance r ,

$$A(r) = \alpha_n r^{n-1} \quad (11)$$

où α_n est une constante par rapport à r , et fonction de n ,

$$\alpha_n = \frac{2\pi}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}$$

$\Gamma(x)$ étant la fonction gamma.

Les surfaces $A(r)$ sont des projections de sphères n -dimensionnelles (*i.e.*, des cercles pour $n = 2$) à travers l'espace tridimensionnel par la quantité b^{3-n} définissable comme l'épaisseur généralisée du domaine. Les dimensions euclidiennes $n = 2$ ou $n = 3$ donnent les expressions de $A(r)$ suivantes, correspondant respectivement à l'aire d'un cylindre de hauteur b et d'une sphère,

$$A_{n=2}(r) = 2\pi r b \quad (11b)$$

$$A_{n=3}(r) = 4\pi r^2 \quad (11c)$$

Il en résulte que le volume de la région contenue entre deux équipotentiels à r et $r + \Delta r$ est égal à $b^{3-n} \alpha_n r^{n-1} \Delta r$, Δr étant petit.

Suivons maintenant une généralisation du raisonnement présenté plus haut pour l'introduction de l'équation de continuité :

Une variation Δh de la charge dans cette région pendant la courte période Δt induit

un changement de volume V d'eau contenu par celui-ci quantifié par l'équation,

$$\Delta V = S_s b^{3-n} \alpha_n r^{n-1} \Delta r \Delta t \quad (12)$$

où S_s est le coefficient d'emmagasinement spécifique du milieu.

Faisant l'hypothèse conventionnelle suivant laquelle les écoulements vérifient en tout point du domaine la loi de Darcy, on peut exprimer le bilan des flux entrants et sortants de la région considérée par la divergence des gradients de charge,

$$q = Kb^{3-n} \alpha_n \left((r + \Delta r)^{n-1} \frac{\partial h}{\partial r(r + \Delta r, t)} - r^{n-1} \frac{\partial h}{\partial r(r, t)} \right) \quad (13)$$

où K est la conductivité du milieu.

Le principe de continuité permet d'écrire,

$$\Delta V = q \Delta t \quad (14)$$

et, en injectant dans l'équation 14 les équations 12 et 13, on obtient,

$$\frac{K}{r^{n-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{n-1} \frac{\partial h}{\partial r} \right) = S_s \frac{\partial h}{\partial t} \quad (15)$$

Qui correspond à une expression de l'équation classique de continuité (équ. 4b) généralisée à des systèmes de dimensions $n \neq 2$.

Barker introduit à travers ce modèle la notion énigmatique de *dimension fractionnaire* des écoulements. En effet, si n est borné par les dimensions euclidiennes 1 et 3, il est mathématiquement possible qu'il prenne des valeurs non-entières entre ces deux limites. La réalité physique associée à ce concept n'a cessée d'être débattue depuis son introduction, et aucun consensus n'a été établi à ce jour au sein de la communauté scientifique sur ce sujet.

Stipulant des conditions aux limites à charge constante (type Dirichlet) et des conditions initiales à charge nulle en tous points (l'auteur intègre par ailleurs un facteur *skin* à l'interface puits/milieu ainsi qu'une capacité de puits), la solution générale obtenue par la transformée de Laplace de l'équation 15 est la suivante. Cette solution analytique peut être regardée comme une généralisation de la solution de Theis affranchie des restrictions sur la forme cylindrique de la source et des équipotentiels.

$$h(r,t) = \frac{Qr^{2\nu}}{4\pi^{1-\nu} Kb^{3-n}} \Gamma(-\nu, u) \quad \nu \neq 0 \quad (16)$$

$$\text{avec, } u = \frac{S_s r^2}{4Kt} \quad \text{et, } \nu = 1 - \frac{n}{2}$$

où Q est le débit constant extrait ou injecté à la source. $\Gamma(a, x)$ est la fonction Gamma incomplète définie par,

$$\Gamma(a, x) = \int_x^\infty t^{a-1} e^{-t} dt$$

Cette solution analytique peut être regardée comme une généralisation de la solution de Theis affranchie des restrictions sur la forme cylindrique de la source et des équipotentiels.

On peut noter les solutions particulières suivantes pour les dimensions $n = 1$, $n = 2$ et $n = 3$,

$$n = 1 \quad h(r,t) = \frac{Qr}{2\sqrt{\pi} Kb^2} \left(\frac{e^{-u}}{\sqrt{u}} - \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \sqrt{u} \right) \quad (17)$$

$$n=2 \quad h(r,t) = \frac{Q}{4\pi Kb} E_i(u) \quad (18)$$

$$n=3 \quad h(r,t) = \frac{Q}{4\pi Kr} \operatorname{erfc}\sqrt{u} \quad (19)$$

où E_i est la fonction exponentielle intégrale. On reconnaît dans l'équation 18 la solution de Theis (éq. 5).

La figure 1.20 montre que l'allure des courbes de rabattement est fortement conditionnée par la valeur de la dimension d'écoulement, en particulier dans les temps longs du test hydraulique. La juxtaposition d'un signal temps-rabattement réel sur ces abaques permet dans un premier temps de déterminer la dimension d'écoulement n , puis la capacité spécifique S_s et la transmissivité généralisée Kb^{3-n} respectivement par le calage latéral et vertical (éq. 16).

Pour u suffisamment petit, autrement dit dans les temps longs ou les très faibles valeurs de r (*i.e.* près de la source), le modèle prévoit que le signal de la dérivée logarithmique prend la forme d'une droite en projection bi-logarithmique (figure 1.21). Ce comportement peut être caractérisé en prenant la partie asymptotique de la solution générale (éq. 16, figure 1.20), qui se définit comme suit (Barker, 1988),

$$h(r,t) = \frac{Q}{4\pi^{1-\nu} Kb^{3-n}\nu} \left(\left(\frac{4Kt}{S_s} \right)^\nu - \Gamma(1-\nu) r^{2\nu} \right) \quad \nu \neq 0 \quad (20)$$

où $\Gamma(z)$ est la fonction gamma,

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty t^{z-1} e^{-t} dt$$

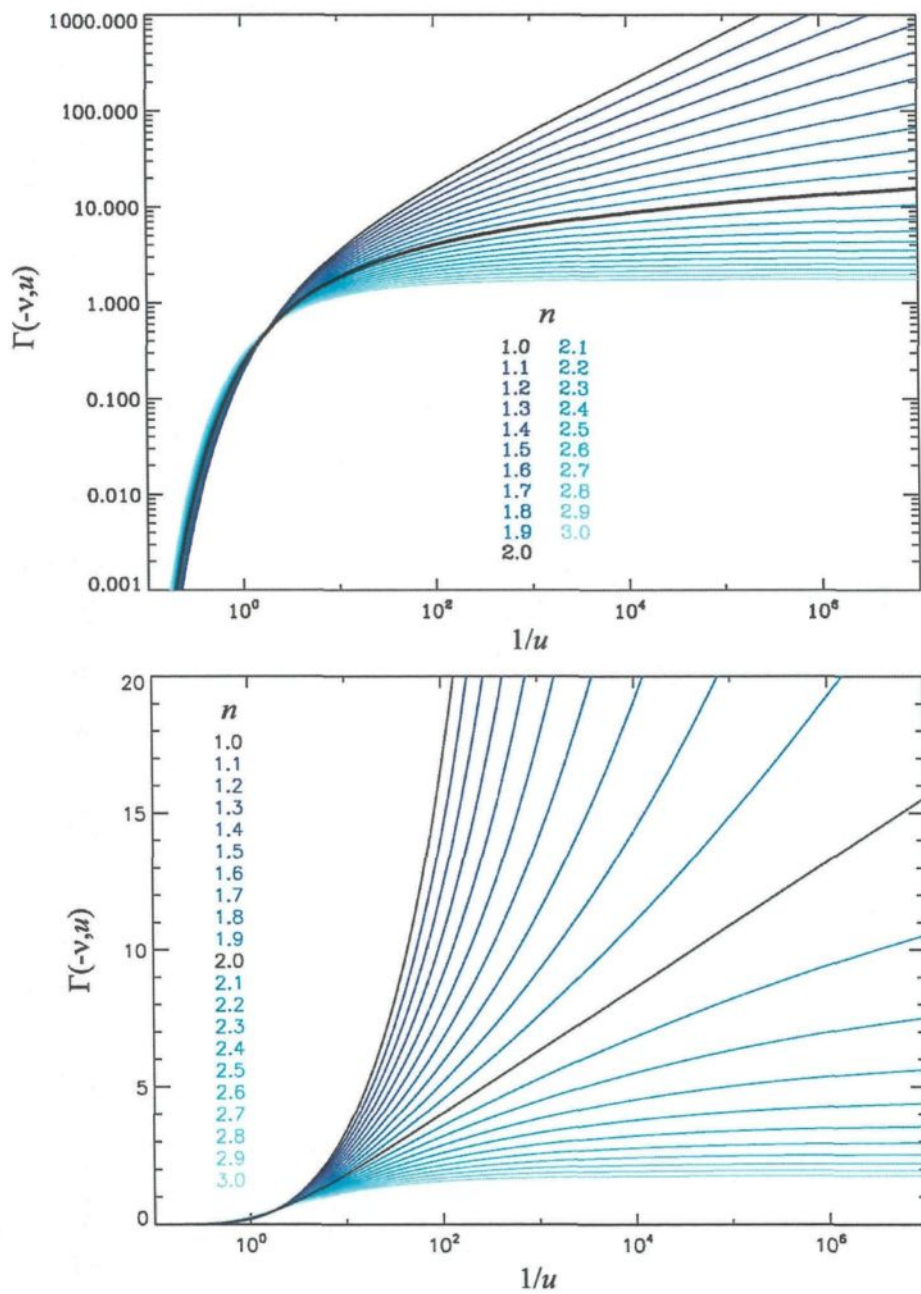


Figure 1.20 : signal temps-rabattements à la source prédits par le modèle GRF (Barker, 1988), donné par la fonction Gamma incomplète $\Gamma(a, x)$ (voir équation 16), pour différentes valeurs fractionnaires et entières de la dimension d'écoulement n avec $\nu = 1 - n/2$. La courbe centrale en trait épais correspond à la fonction de Theis $E_i(u)$.

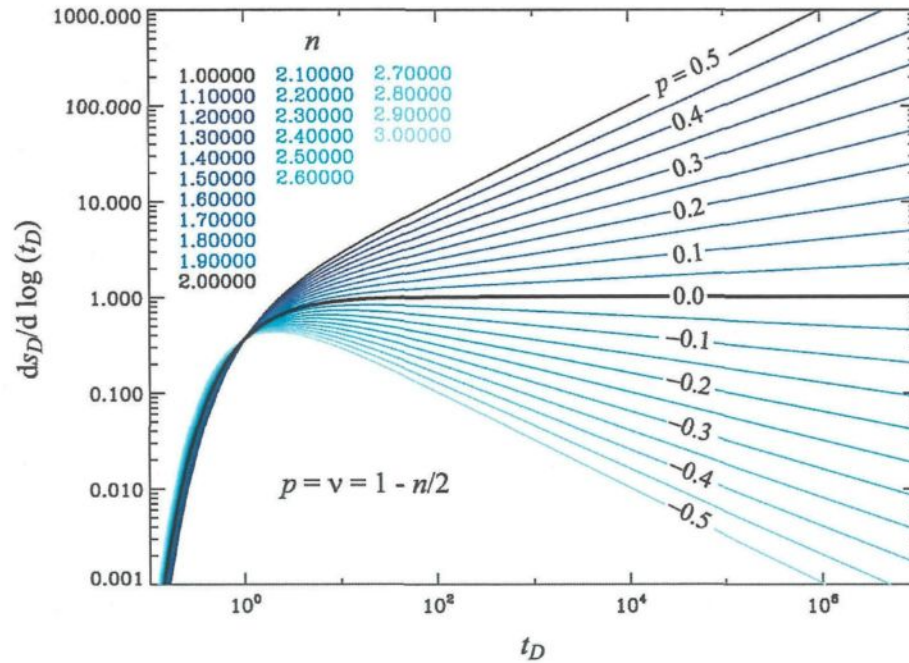


Figure 1.21 : dérivée logarithmique du signal temps-rabattements prédit par le modèle GRF (Barker, 1988) pour différentes valeurs de la dimension d'écoulement n . p est la pente de la partie linéaire du signal représenté, les paramètres adimensionnels t_D et s_D sont respectivement définis par $\frac{4s\pi^{1-\nu}Kb^{3-n}}{Qr^{2\nu}}$ et $\frac{4Kt}{S_s r^2}$ tels que

$$s_D = \Gamma\left(-\nu, \frac{1}{t_D}\right).$$

L'équation 20 peut être regardée comme une généralisation de l'équation de Cooper-Jacob (eq. 7). La dépendance temporelle de la charge hydrauliques y est fortement corrélée à n : le terme contenant la variable t domine dans les temps longs pour $n < 2$ ($\nu > 0$), tandis qu'il tend vers 0 lorsque $n > 2$ ($\nu < 0$) impliquant l'apparition d'un régime permanent dans les très grandes valeurs de t .

À r fixe, l'équation 20 peut être simplifiée comme suit,

$$h(t) = Ct^\nu + C' \quad (21)$$

où C et C' sont respectivement le terme temporel et intemporel de l'équation 20,

$$C = \frac{Q}{4\pi^{1-\nu} Kb^{3-n}\nu} \left(\frac{4K}{S_s} \right)^\nu \quad \text{et} \quad C' = \frac{-Q}{4\pi^{1-\nu} Kb^{3-n}\nu} \Gamma(1-\nu) r^{2\nu}$$

Il en résulte que la projection des courbes de rabattement sur un diagramme log-log montrera une droite de pente ν lorsque C est largement dominant devant C' , et sera horizontal dans le cas contraire. Cette approche est parfois utilisée pour la détermination de la dimension d'écoulement (e.g., Leveinen *et al*, 1998), elle demeure toutefois approximative en raison de la faible sensibilité des courbes de rabattement en général, entraînant très souvent une incertitude lors de leur ajustement sur un modèle analytique. L'ajustement des dérivées logarithmiques, signaux nettement plus sensibles, fournit d'une façon générale des résultats beaucoup plus fiables. De plus, la présence d'un terme intemporel dans l'équation 21 rend cette approche relativement spéculative pour $\nu < 0$ ($n > 2$), ainsi que pour $\nu > 0$ ($n < 2$) dans les temps courts et moyens, autrement dit lorsque le terme temporel n'est pas largement dominant.

La dérivée logarithmique de l'équation 21 s'écrit,

$$\frac{dh}{d\log t} = t \frac{dh}{dt} = C\nu t^\nu$$

Projetée sur un diagramme bilogarithmique, cette fonction prend pour tous t la forme d'une droite dont la pente p est égale au terme ν , et dont l'ordonnée à l'origine m est égale à $C\nu$.

La dimension d'écoulement n peut donc être estimée directement et de façon précise

à partir de dérivée logarithmique de la partie asymptotique du signal temps-rabattements, tandis que l'ordonnée à l'origine permet une mesure du coefficient C ,

$$n = 2(1 - p) \quad (22)$$

$$C = \frac{m}{v} \quad (22b)$$

Barker n'avance pas de valeur critique du terme u au delà de laquelle l'approximation asymptotique est valide, toutefois on peut considérer en pratique que le signal mesuré à la source (typiquement, $r < 0,15$ m) entre instantanément dans ce type de comportement, hypothèse largement confirmée par la simulation numérique (Jourde *et al*, 2002a et 2002b ; cette étude). Une estimation fiable de la dimension d'écoulement peut donc être obtenue à partir de la réponse à la source.

Suivant une approche similaire, Walker et Roberts (2003) proposent de calculer la dimension d'écoulement en prenant les limites de la dérivée linéaire du signal temps versus dérivée-log passé en logarithme,

$$v = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{d}{d \log t} \log \left(\frac{dh}{d \ln t} \right)$$

Walker et Roberts (2003) déterminent ainsi l'évolution temporelle de n pour plusieurs solutions analytiques connues incluant la frontière imperméable, la frontière à charge constante et la drainance verticale, et obtiennent des résultats identiques aux comportements décrits précédemment.

Par ailleurs, Kb et S_s peuvent être déterminés avec précision par la méthode suivante, partant de l'équation 21 :

1. La transmissivité généralisée Kb^{3-n} peut être dérivée du terme C' , lui-même estimé en prenant l'ordonnée à l'origine m' du signal linéaire t' versus h projeté sur un diagramme bilinéaire dans la région où ν a été préalablement déterminé (n est donc connu),

$$Kb^{3-n} = \frac{Q}{4\pi^{1-\nu}m'} \Gamma(1-\nu) r^{2\nu} \quad \nu \neq 0$$

Le terme b , défini par l'auteur comme étant « l'extention de la surface perpendiculaire aux écoulements », ne peut pas être déterminé par ce modèle et doit être estimé par une méthode subsidiaire. Notons que ce terme n'a pas de signification physique pour des valeurs non-entières de n .

2. Connaissant K , la capacité spécifique est obtenue par le terme C qui correspond à l'ordonnée à l'origine m de la dérivée-log visualisée en bilogarithme (éq. 22b) comme il est montré plus haut,

$$S_s = 4b(\pi bK)^{\frac{1}{1-\nu}} \left(\frac{Q}{4m} \right)^{\frac{1}{\nu}}$$

1.2.5.2. Dimension d'écoulement

Le terme $A(r)$ de l'équation de Barker (1988) traduit la surface de l'équipotentielle correspondant au front de diffusion des rabattements (équipotentielle frontale). Il en résulte que le suivi de n au cours du test hydraulique permet théoriquement un suivi de la géométrie de l'équipotentielle frontale, très intimement corrélée à la géométrie et aux propriétés du support hydraulique. L'évolution temporelle de la dimension d'écoulement, associée à la propagation du cône de rabattement peut ainsi procurer un « scan » des conditions hydrauliques du milieu.

Conditions aux limites internes et externes

Le modèle prévoit que la géométrie des équipotentiels, et donc la dimension d'écoulement, dépendent spécifiquement de la dimension de la source. On a donc $A(r) \sim r$ si $n = 2$, où les écoulements sont radiaux, les équipotentiels sont cylindriques à l'image de la source (puits) et leur surface évolue bien linéairement avec r (équ. 11b). De la même manière, si $n = 3$ on a $A(r) \sim r^2$, la source est une sphère ainsi que les équipotentiels dont la superficie est par conséquent donnée par $4\pi r^2$, les écoulements sont dits sphériques. La source sphérique trouve une signification physique dans les cas de tests entre obturateurs (*packers*) pour lesquels le diamètre du puits est comparable à la distance entre deux obturateurs. Notons que si l'écartement entre les obturateurs est significativement plus grand que le diamètre du puits (figure 1.22), l'évolution temporelle de n montrera d'abord une période radiale, suivie d'une période sphérique lorsque la distance radiale devient grande devant l'écartement entre les obturateurs, la source étant alors assimilable à un point (*radial spherical flow*, NRC, 1996). Enfin, le cas $n = 1$ correspond aux écoulements linéaires, $A(r)$ étant invariant. Une source linéaire est assimilable aux failles de conductivité infinie comme nous l'avons vu plus haut.

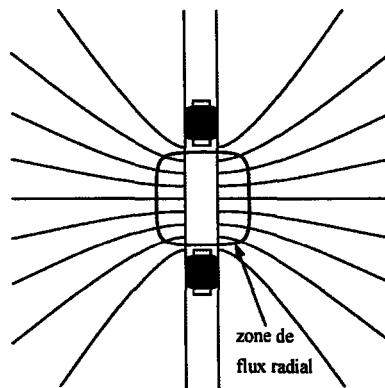


Figure 1.22 : tracé schématique des lignes d'écoulement radiales (proche du puits) puis sphériques au cours d'un test hydraulique entre deux obturateurs (d'après NRC, 1996).

Cette corrélation entre la dimension de la source et celle des écoulements est la conséquence directe des hypothèses d'homogénéité et d'isotropie du milieu, posées par l'auteur. On montre néanmoins que la définition de n donnée par l'équation 11 ainsi que sa relation linéaire avec la pente p de la dérivée logarithmique (éq. 22) demeurent valides dans des conditions d'écoulement moins idéalisées avec, en premier lieu, l'introduction de frontières imperméables ou à charge constante. n exprime dans ce cas non plus la géométrie de la source mais les conditions aux frontières, dès que celles-ci sont atteintes par le front de diffusion. Ainsi, le signal produit par une source sphérique ($n=3$) dans un domaine tridimensionnel parallélépipédique marquera plusieurs périodes de rabattement caractérisées par différentes valeurs de n (figure 1.23) : 1) écoulements sphériques ($n=3$) ; 2) écoulements radiaux ($n=2$) lorsque le toit et la base imperméables du domaine sont atteints ; 3) linéaires ($n=1$) lorsque deux frontières imperméables opposées sont atteintes ; 4) n tend vers $+\infty$ lorsque les limites du domaine (charge constante) sont atteintes.

Autre exemple, les écoulements générés par une source cylindrique ($n=2$) deviendront linéaires en présence de frontières opposées imperméables (figure 1.24-b), le système étant alors assimilable à un couloir selon une disposition analogue à la troisième période de l'exemple précédent.

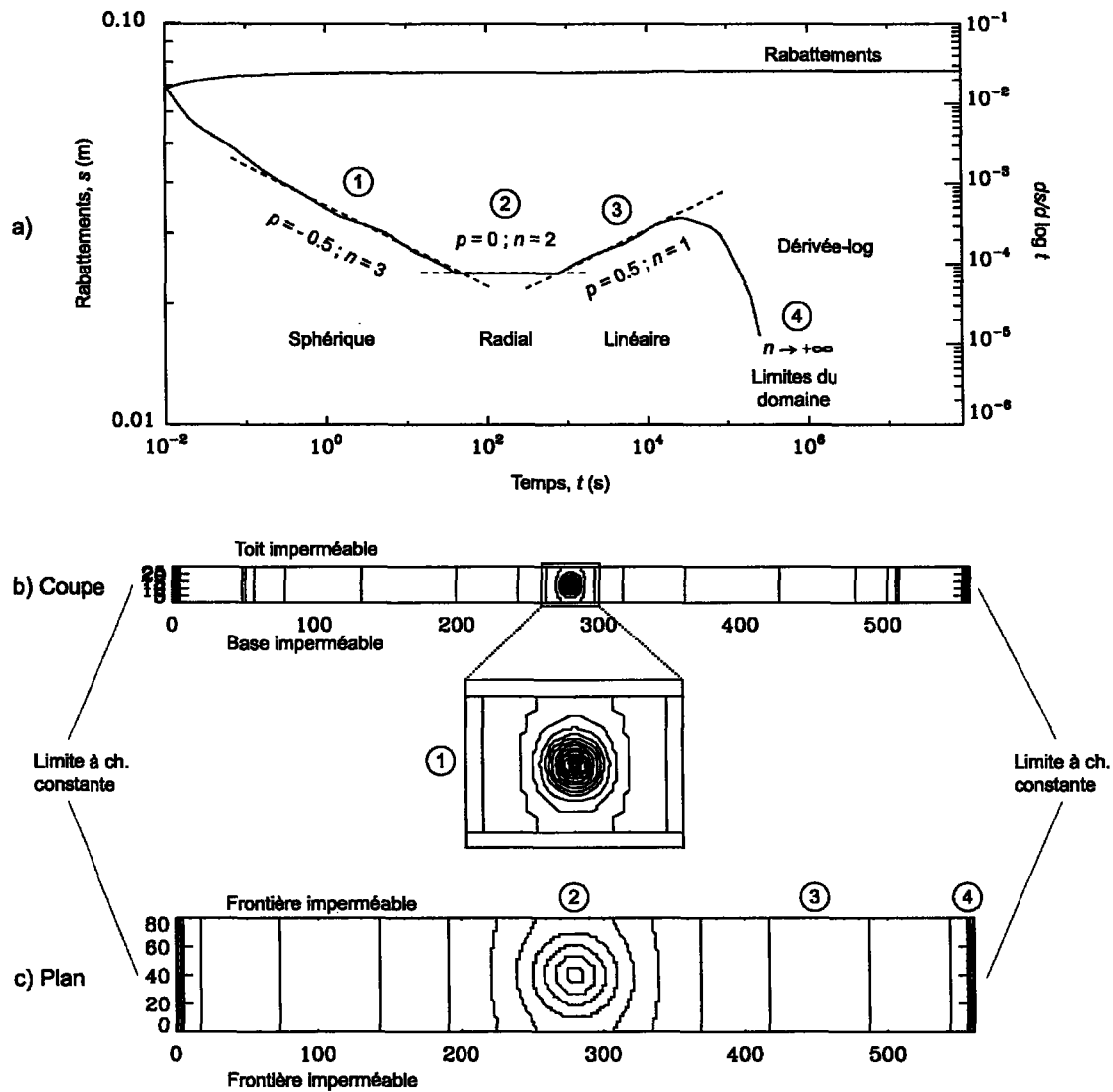


Figure 1.23 : contrôle de la dimension d'écoulement par les conditions hydrauliques aux frontières, démontré par simulation numérique. a) le signal transmis à la source sphérique marque quatre périodes successives de rabattement ; b) propagation du front de diffusion visualisée en coupe ; c) propagation du front de diffusion visualisée en plan.

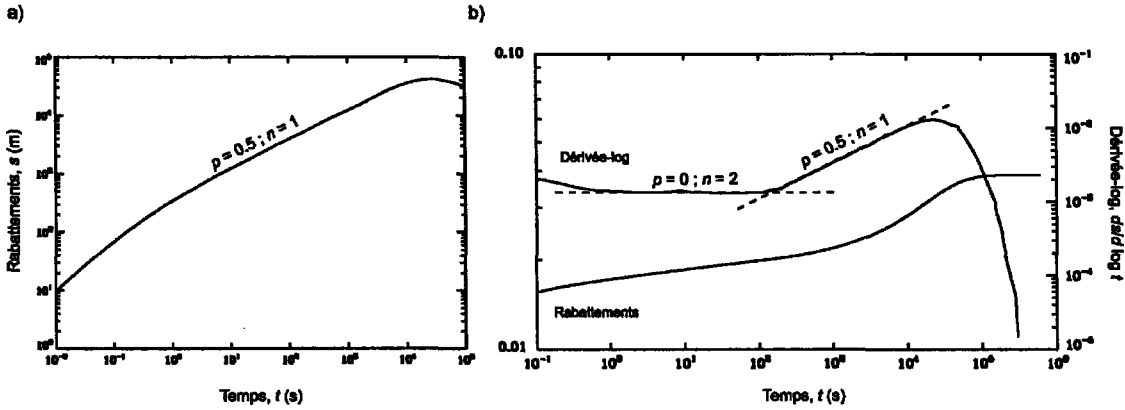


Figure 1.24 : comportements au puits de pompage obtenus par simulation numérique a) en milieu homogène anisotrope ($K_x=0$); b) dans un couloir d'écoulement homogène isotrope (domaine à base rectangulaire : frontières opposées imperméables à proximité de la source cylindrique, limites opposées à charges constantes à plus grande distance).

De la même manière, on montre que la forme de l'équation 11 ainsi que l'équation 22 restent valables lorsque les conditions du milieu sont anisotropes en prenant le cas d'une anisotropie extrême $K_x=0$. Une telle condition engendre selon l'équation 11 des écoulements linéaires, autrement dit tels que $A = \text{constante}$. En effet, l'invariance de A découle du fait que la diffusion ne se produit que dans une seule direction du domaine. Ce comportement est corroboré par la simulation numérique comme le montre la figure 1.24-a. La porosité est dans ce cas homogène et continue, toutefois des écoulements linéaires peuvent être générés par des systèmes discontinus à source cylindrique, si celle-ci est incluse dans une discontinuité (modèles à faille verticale décrits plus bas), ou encore si la porosité est chenalisée, soit en raison d'une forte anisotropie dans le plan d'une discontinuité, soit par la formation de conduits aux intersections de discontinuités suivant une hypothèse par ailleurs couramment appliquée aux réseaux de fractures (*e.g.*, Chilès et de Marsily, 1993 ; Leveinen, 2000 ;

Jourde *et al*, 2002a). Dans ce dernier cas les écoulements ne seront linéaires que dans les temps très courts, avant que l'équipotentielle frontale ne joigne la première intersection entre deux conduits (voir plus bas).

Bien qu'encore peu appliquée aux autres domaines, ce type d'approche devient relativement commun dans la recherche pétrolière comme en témoigne l'inventaire publié récemment par Shlumberger (2002) et reporté sur la figure 1.25. Sans être exhaustif, ce diagramme synthétise les comportements théoriques prédits par les modèles analytiques à faille verticale décrits dans la section suivante, auxquels sont ajoutés l'effet capacitif du puits (pente unitaire, temps courts) et le *radial spherical flow* évoqué plus haut (suivi ici d'une période radiale traduisant l'atteinte du toit et de la base du réservoir, et éventuellement d'une période linéaire suivant un schéma analogue à celui présenté en figure 1.23).

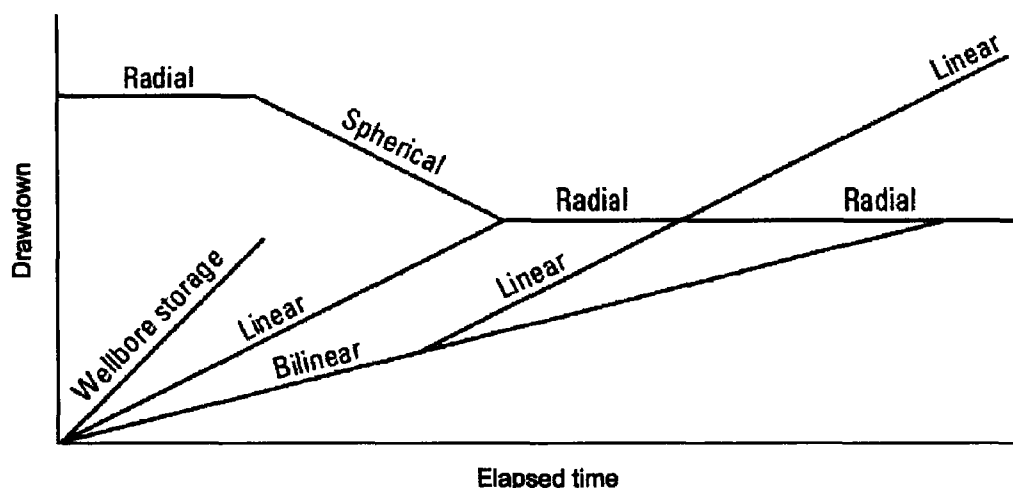


Figure 1.25 : inventaire schématique des comportements à la source indiqués par les dérivées logarithmiques des rabattements (axes en logarithmes). D'après Shlumberger (2002).

L'extension du modèle de Barker aux systèmes impliquant une dimension d'écoulement différente de la dimension de la source, avancée par les exemples décrits ici, est très communément admise par la communauté scientifique comme en attestent la plupart des travaux cités dans cette section.

Barker (1988) pointe que l'un des intérêts majeurs de son modèle est qu'il demeure mathématiquement valide lorsque n prend des valeurs non entières, reproduisant ainsi des comportements fréquemment observés en milieux fracturés. Toutefois la validité physique du modèle est alors discutable puisque l'analogie stipulée entre les dimensions de la source et celle des écoulements n'est plus réalisable (une source de dimension non-entière n'a pas de signification physique). Barker (1988) avance que ce problème peut engendrer des écarts entre les charges prédites et observées dans le puits de pompage.

Propriétés hydrauliques du réservoir

La dimension d'écoulement exprime donc les restrictions géométriques imposées à l'aire A disponible aux écoulements, soit à la surface équipotentielle frontale au temps t , par la géométrie des frontières et des structures hydrauliques. Cette interprétation géométrique de n peut être étendue aux cas d'écoulement discontinus où, par définition, les flux sont restreints à une certaine portion du domaine. La lecture de $n(t)$ procure ainsi un suivi qualitatif de l'évolution temporelle de la forme de l'équipotentielle frontale, et par là des conditions hydrauliques spatiales si $r(t)$ est contraint.

Les valeurs de n mesurées dans les temps courts se distingueront typiquement des

valeurs mesurées par la suite, générant un signal bimodal, les premières exprimant la géométrie des écoulements dans l'environnement proche de la source, soit à l'échelle locale, tandis que les deuxièmes traduisent les propriétés de l'aquifère (Leveinen *et al*, 1998 ; Leveinen, 2000 ; Jourde *et al*, 2002b ; Le Borgne *et al*, 2004). On peut ici avancer l'idée selon laquelle, dans un milieu fracturé homogène, la transition entre les deux valeurs de n , soit le passage en régime radial, marque l'homogénéisation du réseau, autrement dit la longueur de corrélation si $r(t)$ est contraint. En régime de diffusion normal ($\langle r^2 \rangle \sim t$), la taille du VER devrait ainsi pouvoir être dérivée du temps critique mesuré.

Le caractère hétérogène des milieux naturels permet d'appréhender l'existence de signaux $n(t)$ plus complexes. Une hétérogénéité diffuse aléatoire devrait engendrer une diminution du rapport signal/bruit sans toutefois modifier la dimension d'écoulement, laquelle traduira les propriétés moyennes du réservoir (le cas d'une hétérogénéité corrélée à la distance radiale r sera traité dans la section suivante). La présence d'hétérogénéités majeures – plusieurs formations juxtaposées ou milieu faillé – dans le domaine d'écoulement devrait donner lieu à un signal marquant une succession de périodes de rabattement caractérisées par différentes dimensions d'écoulement, exprimant les conditions hydrauliques successives rencontrées pendant la progression du cône de rabattement. La valeur de n pour chacune de ces périodes traduisant les propriétés hydrauliques du milieu étudié, la possibilité d'accéder aux propriétés de formations sans communication directe avec la source est à approfondir. Ce problème est traité dans cette étude au chapitre IV (deuxième publication), où est proposée une caractérisation expérimentale des comportements transitoires en milieux composites.

Le cas du réservoir faillé est plus complexe puisque les valeurs prises par la

dimension d'écoulement ne peuvent être interprétées directement en termes de propriétés hydrauliques locales mais traduisent plutôt l'évolution des relations hydrodynamiques entre la faille et la matrice au cours du test. Le modèle bilinéaire de Cinco-Ley *et al* (1978) et les travaux de Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995) montrent analytiquement que la coexistence d'une formation matricielle conductrice et d'une discontinuité majeure verticale génère des écoulements caractéristiques de dimension $n = 1,5$, précédés éventuellement d'une période linéaire, et suivis par des écoulements radiaux. Ces aspects seront abordés en détail plus bas.

La succession de plusieurs périodes d'écoulement au cours d'un test hydraulique est un concept encore peu répandu et les signaux observés, rarement interprétés dans ce sens, sont préférentiellement ajustés sur des propriétés moyennes (*e.g.*, Kurtzman *et al*, 2005). La figure 1.26 montre les résultats des travaux réalisés par Jourde *et al* (2002a) sur la simulation numérique d'écoulement transitoire au sein d'un réseau de fractures orthogonales. Postulant que les écoulements mobilisent essentiellement les intersections entre fractures, les auteurs réduisent le réseau hydraulique à un système tridimensionnel de conduits orthogonaux répartis en deux familles à conductivités variables. Les tests semblent indiquer que la dimension d'écoulement fractionnaire dans les temps longs est corrélée à la connectivité du réseau tandis que les valeurs, entières ou fractionnaires, mesurées dans les temps courts et moyens seraient attribuables à des effets locaux générés par les contrastes géométrique et hydraulique entre les deux familles de conduits. Les valeurs de n observées dans les temps très courts traduisent des effets capacitifs à la source, et des régimes linéaires au sein des conduits individuels avant propagation des effets transitoires dans le réseau.

Notons ici que l'identification de périodes de rabattement stipule une certaine stabilisation du signal sur une valeur constante de n , aspect critique en simulation numérique en raison de la proximité des limites du domaine et des effets engendrés sur le signal.

Les résultats de cette étude montrent le caractère inconstant de la dimension d'écoulement au cours du test hydraulique et l'apparition de valeurs fractionnaires de n non attribuables aux propriétés fractales d'un réseau de fractures à géométrie euclidienne. En revanche, ces auteurs démontrent que les nœuds situés aux intersections des conduits s'organisent en géométries fractales, ce qui peut surprendre de la part d'un réseau de fractures euclidien. La dimension de masse du réseau de nœuds étant bien corrélable en première approximation à la dimension d'écoulement obtenue, les auteurs concluent sur le contrôle dominant de la connectivité sur la dimension d'écoulement.

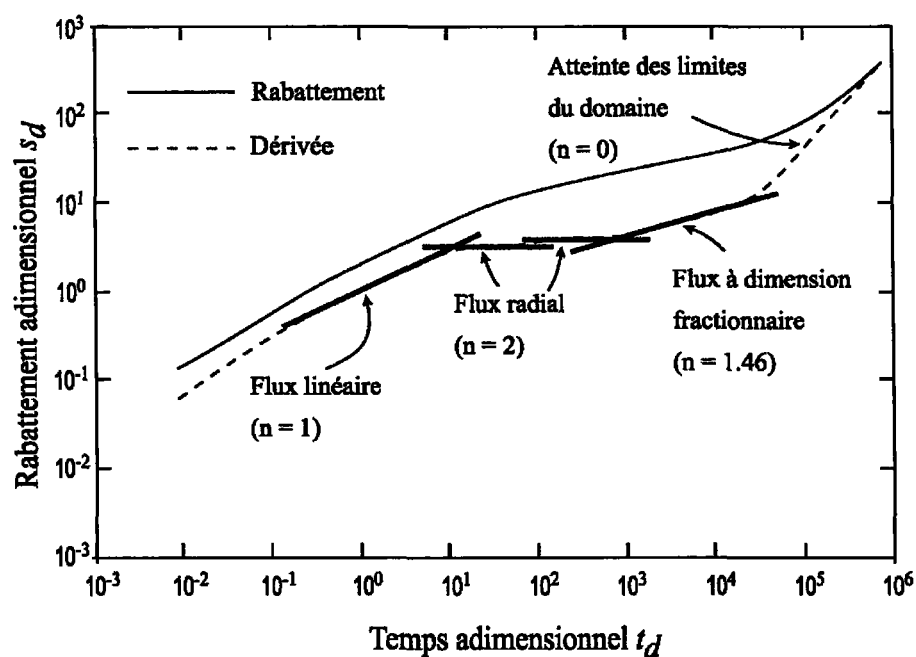


Figure 1.26 : comportement à la source généré par un réseau orthogonal de conduits linéaires, d'après Jourde *et al* (2002a).

1.2.5.3. Les dimensions d'écoulement fractionnaires

Barker (1988) s'avance peu sur l'interprétation physique des paramètres introduits dans son modèle. Il souligne toutefois l'analogie entre son modèle et la diffusion radiale dans un réseau fractal, analogie développée plus tard par Acuna et Yortsos (1995). Il en résulte qu'une application limitée a longtemps été offerte aux modèles dérivés du modèle GRF. La connotation physiquement abstraite de certains paramètres introduits dans sa formulation mathématique lui confèrent un caractère non-conventionnel (Leveinen, 2000). À ceci s'ajoute l'absence de consensus sur l'interprétation des dimensions fractionnaires.

Le comportement à dimension fractionnaire ainsi que les comportements linéaire et sphérique sont réunis sous l'appellation générale des comportements non-radiaux, autrement dit correspondant à des dimensions d'écoulement différentes de deux. L'existence de comportements non-radiaux, et plus spécifiquement d'écoulement linéaires et à dimensions fractionnaire, dans les milieux fracturés naturels relèvent d'un fait d'observation comme en témoigne un nombre croissant de travaux (Cinco-Ley *et al*, 1978 ; Abbaszadeh et Cinco-Ley, 1995 ; Leveinen *et al* 1998 ; Leveinen 2000 ; Van Tonder *et al*, 2001 ; Kuusela-Lahtinen *et al* 2003 ; Le Borgne *et al*, 2004 ; Lods et Gouze, 2004 ; Bernard *et al*, 2006). Plusieurs auteurs ont tenté de déterminer la signification physique de ces comportements et de proposer une interprétation en termes de conditions hydrauliques. Ces études se concentrent autour de trois pistes plus ou moins indépendantes, le comportement fractal, le modèle de Doe et les réseaux tubulaires (c.f. sections suivantes).

Enfin, il est parfois avancé dans la littérature que les valeurs fractionnaires de n résultent de la combinaison de géométries d'écoulement euclidiennes ($n = 1, 2$ ou 3).

Ainsi, une portion de la surface équipotentielle frontale se développerait de façon radiale tandis qu'une autre évoluerait de manière sphérique, par exemple. Ce type de schémas est physiquement possible, voire fréquent dans les milieux naturels, et peut être généré par diverses dispositions incluant le cas d'un réservoir à substratum incliné. En revanche, une telle interprétation de la dimension fractionnaire n'est pas valable puisque l'addition de deux signaux en loi de puissance ne donne pas un signal en loi de puissance d'exposant intermédiaire. Le résultat est plutôt un signal composé de deux phases successives marquant les deux exposants et la dominance évolutive d'un terme sur l'autre, ainsi qu'une période transitionnelle non ajustable sur une loi de puissance.

1.2.6. Les modèles fractals

1.2.6.1. Définition d'un objet fractal

Un objet fractal (du latin *fractus*, qui signifie brisé) est un objet fragmentaire de dimension D non-entière bornée par les dimensions topologiques du fragment individuel (souvent appelé le motif) et de l'espace environnant : $1 < D < 2$ pour un réseau de fractures fractal projeté sur un espace bidimensionnel, $2 < D < 3$ pour un réseau de fractures fractal dans l'espace tridimensionnel.

Cette définition est reliée à l'une des propriétés majeure des objets fractals : leur densité $\rho(r)$ décroît avec l'échelle d'observation r suivant une loi de puissance (Mandelbrot, 1983),

$$\rho(r) \sim r^a \quad a < 0 \quad (23)$$

En effet, si M est la « masse » de l'objet (*e.g.*, la longueur cumulée des fractures), et V le « volume » de l'espace environnant, $\rho(r)$ s'écrit comme suit,

$$\rho(r) = \frac{M(r)}{V(r)}$$

$$\text{avec, } M(r) \sim r^D \quad (23b)$$

et, $V(r) = r^d$ d étant la dimension topologique de l'espace. On a donc,

$$\rho(r) \sim r^{D-d} \quad D = a + d \quad (23c)$$

On retrouve la dimension D de l'objet fractal non-entière et inférieure à la dimension topologique d (D est d'autre part inévitablement supérieure à la dimension d'un fragment). L'équation 23b caractérise un objet fractal pour des valeurs non-entières de l'exposant.

1.2.6.2. Génération d'un réseau de fractures fractal

Parmi les objets fractals classiques on peut citer le tapis de Sierpinsky, dont l'algorithme de génération est décrit en figure 1.27. Bien qu'analogue de par ses propriétés fractales aux réseaux naturels selon Doughty et Karasaki (2002), le tapis de Sierpinsky est un objet très théorique sans aucun réalisme géométrique tant au niveau du motif initial que du réseau final. Certains algorithmes de génération de réseaux de fractures fractals conduisent à des géométries sensiblement moins idéalisées, bien qu'inévitablement restreintes à un champ d'étude très théorique en l'absence de démonstration du caractère fractal des réseaux naturels. De tels objets incluent les réseaux de fractures à distribution des longueurs en loi de puissance (De Dreuzy *et al*, 2001a).

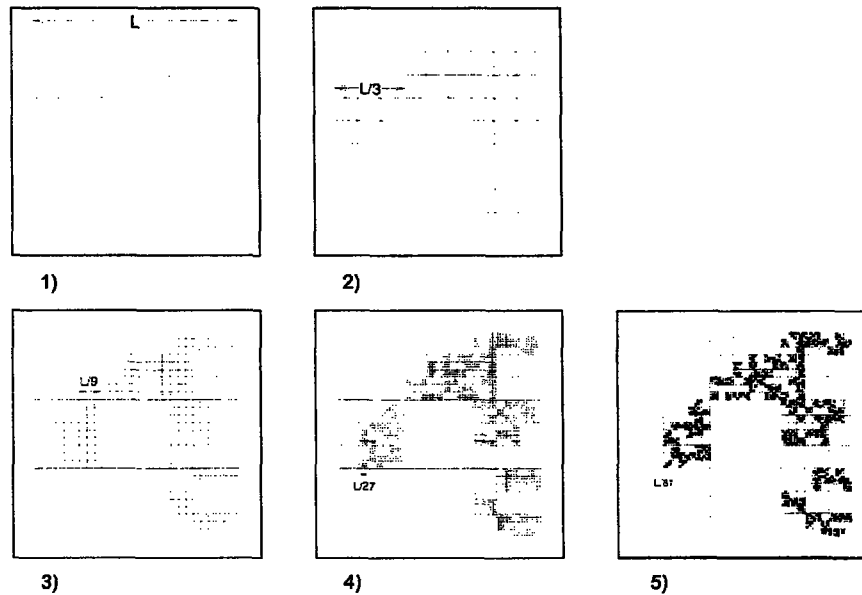


Figure 1.27 : tapis de Sierpinsky (réseau hiérarchisé) développé par Doughty et Karasaki (2002), la génération du réseau fractal se déroule comme suit : 1) division du carré original de côté L en 9 carrés plus petits de côtés $L/3$; 2) diminution de l'objet résultant d'un facteur 3, reproduction un nombre N_{sq} de fois et superposition à l'objet généré en 1) dans N_{sq} petits carrés choisis de manière aléatoire. $N_{sq} = 5$ dans le réseau présenté ici. Le processus est répété par la suite une, deux et trois fois comme l'illustrent les dessins 3), 4) et 5).

Un objet fractal peut être produit par un processus itératif (IFS, *Iterated Function System*) consistant à répéter un certain nombre de fois une série de transformations à partir d'un motif initial (de façon similaire au processus décrit en figure 1.27). L'irrégularité de l'objet obtenu par la superposition des fragments générés augmente à chaque itération, et l'ensemble converge vers un objet fractal après un certain nombre de générations (Acuna et Yortsos, 1995). Le réalisme géométrique du réseau final dépend de la nature des transformations réalisées à chaque itération. La complexité et la variété géométrique des réseaux ainsi générés est sans limite, considérant que les

transformations peuvent correspondre à une série d'opérations paramétrées incluant fragmentation, réduction, rotation, distorsion, etc. auxquelles peuvent être ajoutées des propriétés d'application statistiques (*i.e.*, restreinte à une portion aléatoire du réseau). Les figures 1.28-b et 1.29 montrent des exemples de réseaux synthétiques fractals générés par IFS (Acuna et Yortsos, 1995).

Le modèle en loi de puissance est couramment utilisé pour représenter les distributions des longueurs des fractures au sein des réseaux naturels, dans le cadre de travaux fondamentaux de modélisation stochastique ou de caractérisation de site. La plausibilité d'un tel postulat fait cependant l'objet d'une controverse active parmi les auteurs. Il apparaît ici nécessaire de faire le point sur les conséquences de cette propriété et l'analogie avec les théories fractales. La distribution en loi de puissance des longueurs de fractures s'écrit $N(l) \sim l^{-b}$ où N est le nombre de fractures de longueur l . Ce type de réseau peut être généré selon Turcotte (1985) par le processus IFS en réalisant une série itérative de fragmentations incluant un terme de probabilité de fragmentation p_f constant ($p_f < 1$) de telle sorte qu'une portion seulement des fractures préexistantes soit fragmentée à chaque itération (Acuna et Yortsos, 1995), l'exposant b de la distribution des longueurs est alors corrélé à p_f . Il en résulte que les réseaux en loi de puissance entrent dans le champ des objets fractals et satisfont la condition 23c.

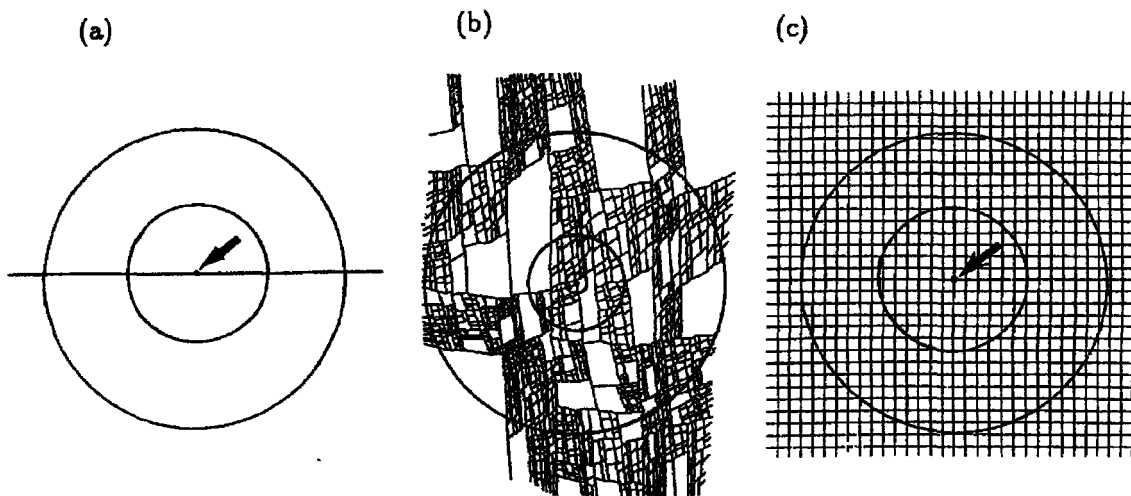


Figure 1.28 : effets d'échelles sur les objets euclidiens (a et c) et fractals (b) (Acuna et Yortsos, 1995). La « masse » M de l'objet (*i.e.*, longueur cumulée des fractures) comprise à l'intérieur des cercles de rayon r grandissant, répond à la loi de puissance $M(r) \sim r^D$, avec $D = 1$ (structure euclidienne linéaire), $D = 1,78$ (structure fractale) et $D = 2$ (structure euclidienne radiale), respectivement pour a), b) et c).

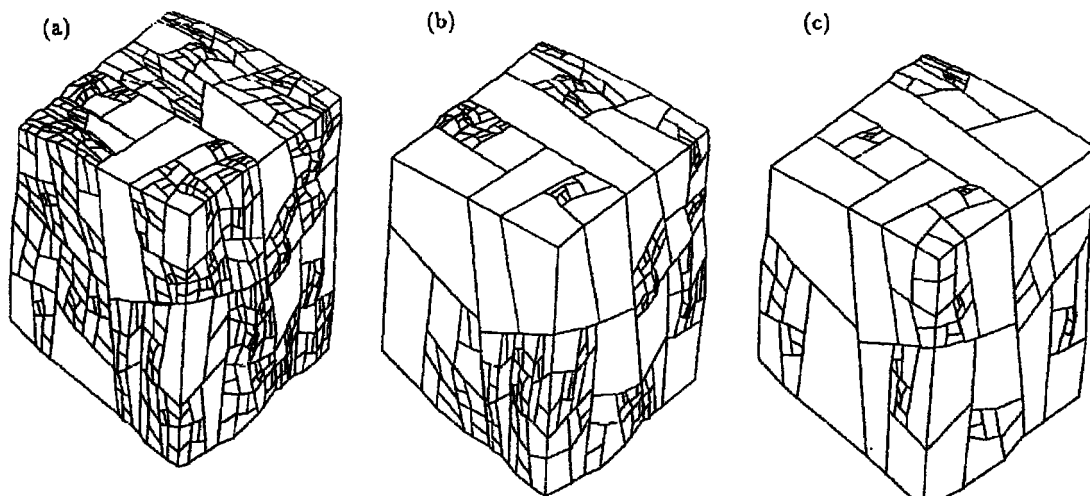


Figure 1.29 : trois réseaux de fractures fractals générés par IFS pour trois valeurs de probabilité de fracturation différentes (probabilité qu'une fracture préexistante soit fragmentée à l'itération suivante). a) $D = 2.78$; b) $D = 2.65$; c) $D = 2.48$. Acuna et Yortsos (1995).

1.2.6.3. Dimension d'écoulement et dimension du réseau de fractures

En intégrant entre 0 et r la relation $A(r) \sim r^{n-1}$ entre la dimension d'écoulement n et la surface A de l'équipotentielle frontale à la distance radiale r , stipulée par le modèle GRF (éq. 11), on obtient naturellement la masse $M(r)$ du réseau hydraulique mobilisé par les écoulements,

$$M(r) \sim r^n \quad (24)$$

En première approximation, l'analogie entre les équations 23b et 24 implique que, si le réseau de fractures est fractal, la dimension fractale du réseau et la dimension d'écoulement sont égales. La dimension d'écoulement serait dans ce cas un paramètre intrinsèque du support hydraulique, autrement dit indépendant de la dimension de la source, la géométrie des écoulements traduisant alors les propriétés fractales du réseau tant pour une source planaire, cylindrique, que sphérique. Néanmoins, plusieurs travaux théoriques convergent dans leurs conclusions sur l'inégalité entre ces deux dimensions : n est systématiquement inférieure à D (Polek *et al*, 1989 ; Acuna et Yortsos, 1995 ; Doughty et Karasaki, 2002).

Les simulations d'écoulement transitoire au sein de tapis de Sierpinsky (figure 1.27) réalisées par Doughty et Karasaki (2002) montrent que la dimension d'écoulement n dépend spécifiquement du paramètre d'itération N_{sq} défini en figure 1.27, à l'instar de la dimension fractale D du tapis, avec $n < D$ (figure 1.30). Le tapis de Sierpinsky diffère ici de l'algorithme traditionnel en ce que les fractures générées par les itérations antérieures sont retenues, lorsque le tapis conventionnel ne prend en compte que la dernière itération. Le réseau ainsi créé est plus hétérogène en termes de

longueur de fractures (et de densité), et mime le caractère hiérarchisé des réseaux naturels. Il est intéressant de noter que les paramètres D , n et $T_{efficace}$ sont relativement stables dans leur dépendance par rapport à N_{sq} , à la différence des paramètres de transport de soluté qui montrent une grande sensibilité aux légères variations géométriques dans le réseau (à paramètres d'itérations constants). Les propriétés de transport de soluté sont en effet contrôlées par un faible nombre de fractures, soit à des connexions locales, tandis que la transmissivité efficace et la dimension d'écoulement relèvent de l'ensemble du réseau.

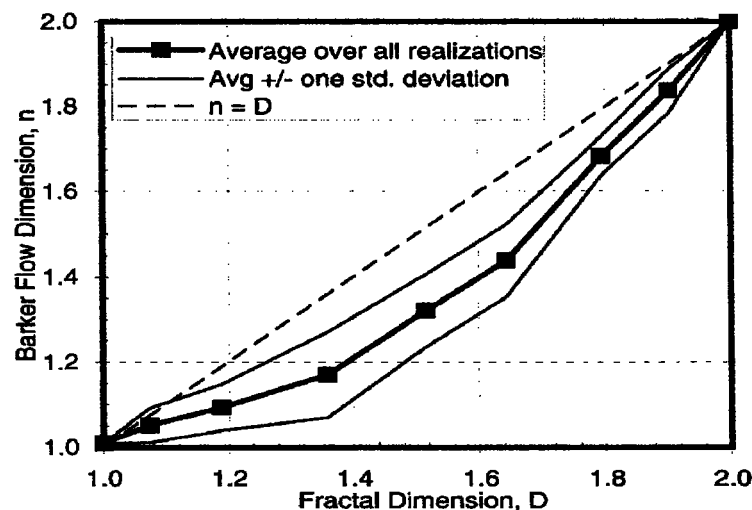


Figure 1.30 : comparaison entre les valeurs mesurées des dimensions d'écoulement et les dimensions fractales des tapis de Sierpinsky hiérarchisés (Doughty et Karasaki, 2002) : on retrouve systématiquement $n < D$.

On assimile généralement l'écart entre n et D à une mobilisation partielle du réseau de fractures par les écoulements transitoires, le réseau hydraulique constituant ainsi un sous-ensemble du réseau total (Polek *et al*, 1990 ; De Dreuzy, 2001a ; Doughty et Karasaki, 2002). Ce phénomène est souvent attribué à la présence de bras morts (*dead*

ends) dans le réseau fractal, assimilables à des structures non conductrices tandis que les écoulements sont concentrés dans la portion restante du réseau appelée *backbone*. Toutefois, Goughy et Karasaki (2002) notent que les tapis de Sierpinsky hiérarchisés n'admettent pas de bras morts en vertu de leur mode de construction, une telle interprétation du phénomène ne peut donc pas être retenue.

1.2.6.4. Diffusion anormale

Motivés par l'analogie évoquée par Barker (1988) entre le modèle GRF et la diffusion dans les milieux fractals, Chang et Yortsos (1990) et Acuna et Yortsos (1995) ont développé l'application sur des objets fractals des concepts introduits dans le GRF. Les modifications apportées résident dans la prise en compte du ralentissement de la diffusion propre aux objets fractals. En effet, les modèles analytiques décrivent le plus souvent des problèmes transitoires de forme générale $\frac{\partial s}{\partial t} = \eta \nabla^2 s$ où $\eta = K / S_s$ est la diffusivité du milieu. Le problème ainsi formulé suppose un régime de diffusion normal (ou Fickien) tel que $\langle r^2 \rangle \sim t$. Les théories fractales stipulent que le régime de diffusion peut être anormal, le ralentissement de diffusion s'exprimant de la manière suivante : si r est la distance parcourue au temps t par un marcheur aléatoire (*i.e.*, dont la position au temps t ne dépend que de la position au temps $t - 1$) au sein du réseau de fractures, la distance quadratique moyenne $\langle r^2 \rangle$ obéit à la loi de puissance,

$$\langle r^2 \rangle \sim t^{2/d_w} \quad (25)$$

$$\text{avec, } d_w = 2 + \theta \quad (26)$$

où θ est l'exposant de diffusion anormale décrivant la déviation, propre aux milieux fractals, de la marche aléatoire ordinairement observée en milieux euclidiens. θ est relié selon Acuna et Yortsos (1995) à la connectivité du réseau.

Le comportement à la source prédit par le modèle fractal à diffusion ralentie prend la forme suivante (Chang et Yortsos, 1990),

$$p_r(r, t) = \frac{r^{(2+\theta)(1-\delta)}}{\Gamma(\delta)(2+\theta)} \Gamma\left(1-\delta, \frac{r^{(2+\theta)}}{(2+\theta)^2 t}\right) \quad (27)$$

$$\text{avec, } \delta = \frac{D}{2+\theta} \quad (27b)$$

$\Gamma(a, x)$ étant la fonction gamma incomplète décrite plus haut et p_r la pression hydraulique qui se comporte de façon équivalente à la charge hydraulique.

Pour les milieux euclidiens on a $\theta = 0$ – soit $d_w = 2$, on retrouve le régime de diffusion normal décrit plus haut – ce qui réduit l'équation 27 à la solution analytique du modèle de Barker. La forme asymptotique de l'équation 27, valable pour les faibles valeurs de l'argument $(r^2 + \theta)/(2+\theta)^2 t$ soit à toutes fins pratiques, à la source ($r = r_w$) pendant toute la durée d'un test hydraulique, est,

$$p_r(r_w, t) = \frac{\Gamma(\delta-1)r_w^{(2+\theta)(1-\delta)}}{\Gamma(\delta)(2+\theta)} + \frac{(2+\theta)^{1-2\delta}}{(1-\delta)\Gamma(\delta)} t^{1-\delta} \quad (28)$$

Le modèle prévoit donc que la courbe de rabattement à la source et sa dérivée logarithmique projetées sur un diagramme bilogarithmique prennent l'allure de fonctions linéaires parallèles (eq. 28) de pente caractéristique p ,

$$p = 1 - \delta \quad (29)$$

Deux conséquences importantes découlent de ce comportement. La première est que la mesure du paramètre δ ne permet pas une estimation indépendante de la dimension

D et de l'exposant de diffusion anormale θ . L'un des deux termes devra donc être estimé par une méthode subsidiaire (Le Borgne *et al*, 2004). La deuxième conséquence est que l'analogie avec le modèle GRF conduit à la relation suivante entre la dimension fractale D du réseau de fractures et la dimension d'écoulement n , après combinaison des équations 22, 27b et 29,

$$n = \frac{D}{1 + \theta/2} \quad (30)$$

qui vient corroborer l'écart systématiquement observé en simulation numérique entre les dimensions n et D dans les objets fractals. Ceci tant au sein de réseaux comprenant des bras morts que de réseau n'en comprenant pas, le phénomène étant attribuable au ralentissement de diffusion exprimé à travers le paramètre θ .

La conductivité et la porosité Φ (équivalente en milieu captif incompressible à la capacité spécifique, $S_s = \rho g \Phi c$ où c [$M^{-1}LT^2$] est la compressibilité de l'eau) obéissent dans ces conditions aux lois d'échelle suivantes,

$$K(r) \sim r^{D-d-\theta} \quad (31)$$

$$\Phi(r) \sim r^{D-d} \quad (31b)$$

Ces relations sont les conséquences directes de la décroissance de la densité du réseau de fractures avec l'échelle d'observation, suivant une loi de puissance d'exposant $(D - d)$ (éq. 23c). L'équation 31 montre le renforcement de la décroissance de la conductivité dû à la diffusion anormale, manifesté par la soustraction du terme θ à l'exposant $(D - d)$.

Dans une étude récente, Bernard *et al* (2006) proposent de segmenter le signal transmis par le milieu fractal, signal non-linéaire en projection semi-logarithmique

comme le montrent la figure 1.20 (diagramme du bas) et les équations 27 et 28, afin d'y appliquer localement le modèle de Cooper-Jacob, caractérisé par une fonction linéaire sur ce type de projection. Il s'agit donc de rechercher des alignements locaux sur un signal théoriquement courbe, autrement dit de tracer des tangentes. La pente du signal de Cooper-Jacob est inversement proportionnelle à la conductivité du milieu ambiant (équ. 7), si bien que la courbure du signal fractal est ici interprétée comme l'expression de la décroissance temporelle (*i.e.*, lorsque r croît) de K au cours du test hydraulique. Une estimation de cet effet d'échelle est alors rendue possible par la mesure de pentes successives sur le signal courbe. Bernard *et al* (2006) comparent les décroissances obtenues par cette méthode sur des données réelles, avec les interprétations effectuées au moyen d'une solution analytique décrivant les écoulements radiaux dans un milieu fractal, solution combinée résultant de l'injection dans la solution de Cooper-Jacob des équations 31 et 31b converties en fonctions temporelles grâce à l'équation 25. Cette solution – de la forme $s(r,t) \sim t^{(d-D+\theta)/(2+\theta)} \log(C(r)t^{2/(2+\theta)})$ – est vue ici comme une approximation logarithmique (figure 1.31), valable dans les temps longs, de la solution fractale de Chang et Yortsos (1990) présentée plus haut (équ. 27). Le résultat de la comparaison indique une bonne corrélation entre les décroissances obtenues par les deux méthodes en ce qui concerne K (malgré une sous-estimation non significative par le modèle de Cooper-Jacob), tandis que les valeurs de porosités montrent des écarts majeurs et des évolutions temporelles divergentes : à l'inverse de la solution analytique combinée, le modèle de Cooper-Jacob donne une augmentation progressive de la porosité – conséquence directe du rapport de proportionnalité existant entre la porosité et la pente de Cooper-Jacob – jusqu'à des valeurs physiquement improbables. Ce dernier point semble invalider l'utilisation même locale du modèle de Cooper-Jacob dans ces conditions hydrauliques. Rappelons que le modèle de Cooper-Jacob solutionne le problème diffusif transitoire en postulant une conductivité homogène et des écoulements radiaux (cylindriques), tandis que les signaux fractals traduisent par

définition des écoulements non-radiaux dans un milieu hétérogène. Par ailleurs, il est difficile d'interpréter suivant cette approche les signaux à courbure concave vers le haut, soit pour $n > 2$ (figure 1.20, diagramme du bas), autrement que par une augmentation de K au cours du test hydraulique. Un tel comportement peut possiblement exister dans les milieux naturels, mais s'avère en revanche tout à fait incompatible avec le modèle fractal.

Dans le cas présent, l'injection des propriétés caractéristiques du milieu fractal (effets d'échelle) dans un modèle de comportement radial (qui théoriquement ne peut pas être engendré par un milieu fractal), implique une contradiction très forte entre les postulats fondateurs respectifs des deux modèles et les conditions d'utilisation.

Une telle démarche revient à considérer que $A(r) \sim r$ tandis que K et S_r présentent des effets d'échelle, sans pour autant que ces conditions soient intégrées dans la formulation du problème transitoire sous-jacent (*i.e.* l'équation de continuité aux dérivées partielles). Une telle intégration conduirait au modèle de Barker (pour $\theta = 0$), suivant une conception analogue à celle développée par Doe (1991).

La combinaison des modèles fractal et radial conduisant à la solution analytique utilisée ici est donc une démarche très fragile. Dans cette optique, Bernard *et al* (2006) comparent les comportements obtenus avec ceux prédits par le modèle de Chang et Yortsos (figure 1.31). Toutefois, les projections semi-logarithmiques des signaux présentées ici ne permettent pas une appréciation valable des déviations éventuelles entre les deux comportements, appréciation qui requiert la comparaison des dérivées logarithmiques des courbes de pressions hydraulique (ou de rabattement).

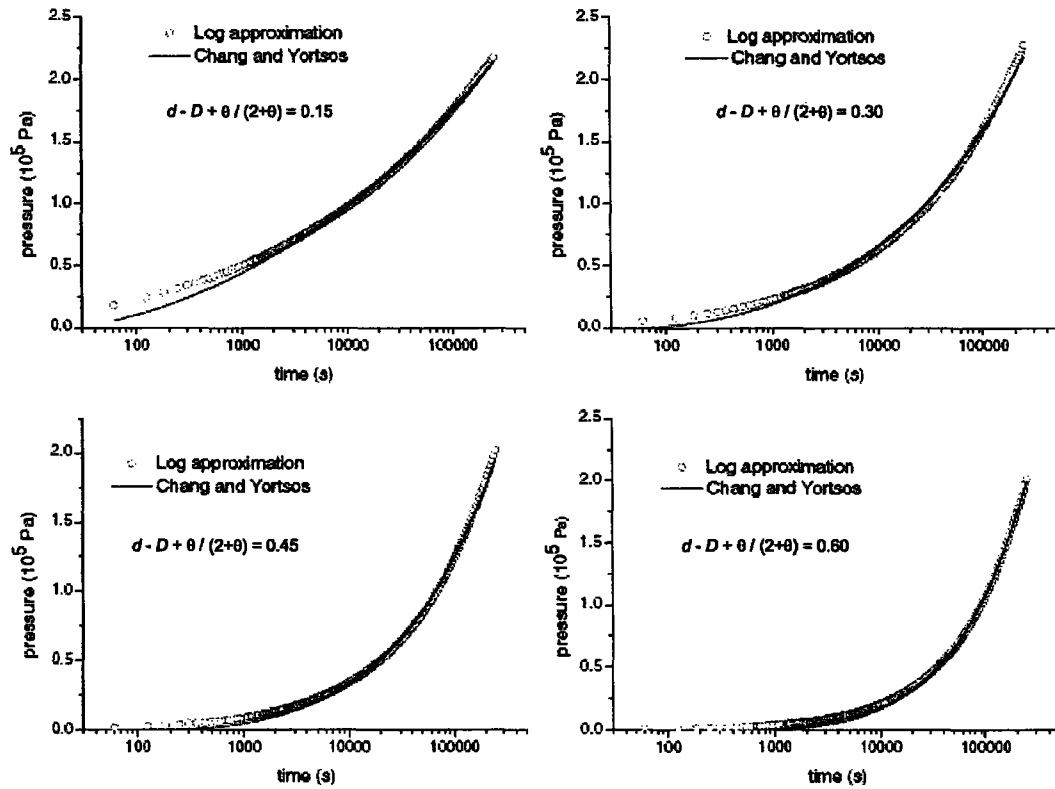


Figure 1.31 : comparaison entre les comportements prédits par le modèle fractal de Chang et Yortsos (1990) et la solution analytique présentée par Bernard *et al* (2006) combinant des écoulements radiaux et des propriétés fractales du réseau de fractures (voir texte). D'après Bernard *et al* (2006).

Notons pour terminer l'existence théorique du cas particulier $D/(1+\theta/2)=2$, correspondant à des écoulements radiaux ($n=2$) dans un milieu fractal. Ce comportement exceptionnel vérifiera simultanément le modèle radial et le modèle fractal. Il prendra néanmoins la forme d'une droite en projection semi-logarithmique, ce qui n'est pas le cas ni des données observées ni des données prédites présentées par Bernard *et al* (2006).

1.2.6.5. Pertinence du modèle fractal

Les essais numériques d'écoulement transitoire réalisés par Acuna et Yortsos (1995) sur des structures fractales synthétisées par IFS montrent que la vérification du modèle de Chang et Yortsos (1990) est bonne pour des objets fractals réguliers classiques (tapis de Sierpinsky), mais que des déviations significatives sont observées sur les objets à plus grand réalisme géométrique tels que le réseau présenté en figure 1.28-b. De tels écarts concernent notamment le parallélisme entre la courbe de rabattement et sa dérivée logarithmique (figure 1.32), et sont clairement corrélables selon les auteurs aux limites finies du réseau fractal synthétisé. La courbe de rabattement s'écarte du comportement théorique tandis que la dérivée logarithmique s'ajuste tout de même sur une fonction linéaire (sur un diagramme bilogarithmique) de pente p caractéristique (figure 1.32).

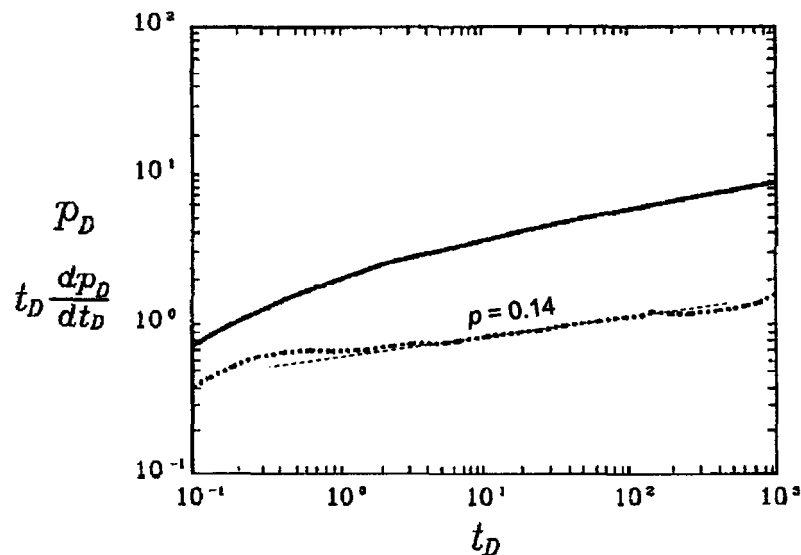


Figure 1.32 : résultat de simulations d'écoulement transitoire dans le réseau fractal présenté en figure 1.28-b. On a ici $p = 0,14$; $\delta = 0,86$; $n = 1,72$ et $D = 1,78$ obtenu par la méthode du *box counting*, d'où découle $\theta = 0,07$ (traduisant un réseau à forte connectivité). D'après Acuna et Yortsos (1995).

Les propriétés fractales du réseau sont valables sur une certaine gamme d'ordres de grandeurs dont les limites inférieure et supérieure, inhérentes au processus de génération, ont pour effet de masquer la réponse hydraulique fractale. Acuna et Yortsos précisent ainsi que le modèle manifeste une forte sensibilité aux limites finies de la géométrie fractale. La validité de l'approximation fractale des réseaux de fractures dans les milieux naturels étant généralement limitée à un ou deux ordres de grandeurs, cette sensibilité peut rapidement conduire à une occultation de la réponse hydraulique caractéristique. Par ailleurs, les auteurs avancent que le comportement observé est largement conditionné par le positionnement du puits au sein du réseau et la géométrie des fractures situées dans son environnement proximal. Des déviations majeures sont à prévoir si le réseau proximal est peu dense et/ou non ajustable dans les premiers ordres de grandeur sur une loi de puissance caractérisant sa géométrie fractale.

Il découle de ces remarques que le modèle fractal peut certainement rarement être appliqué dans les conditions réelles aux essais de puits unique. L'utilisation expérimentale du modèle fractal dans les milieux naturels nécessite de disposer d'un réseau de puits d'observations et de tests hydrauliques de longue durée, permettant ainsi une estimation valable des dimensions caractéristiques du milieu par la superposition des réponses observées aux différents puits et la recherche d'un jeu de valeurs satisfaisant l'ensemble des données disponibles (Le Borgne *et al*, 2004).

Enfin, Acuna et Yortsos (1995) avancent que la stabilisation des deux signaux linéaires (rabattements et dérivée-log en projection bilogarithmique) sur une pente non-nulle (et, par extension, sur des pentes différentes de 0,5 et -0,5) suffit à diagnostiquer le caractère fractal des structures hydrauliques sous-jacentes. Une telle conclusion se place en désaccord avec plusieurs modèles décrits dans ce mémoire : ce

type de réponse a été anticipé dans plusieurs systèmes ne faisant pas intervenir de propriétés fractales (Cinco-Ley *et al*, 1981 ; Doe, 1991 ; Chilès et De Marsily, 1993 ; Abbaszadeh et Cinco-Ley, 1995 ; Jourde *et al*, 2002a).

Les modèles analytiques à faille verticale décrits dans la littérature (*e.g.*, Cinco-Ley *et al*, 1981 ; Abbaszadeh et Cinco-Ley, 1995) rapportent des pentes 0,25, toutefois les remarques effectuées plus haut concernant les limites théoriques de ces modèles autorisent légitimement à penser que la pente 0,25 est un cas particulier d'une gamme de comportements généralisable aux systèmes faille-matrice conductrice (ou faille-réseau de fracture) impliquant une plus grande variété de valeurs fractionnaires des dimensions d'écoulement. Cette approche, qui sera traitée dans cette thèse, est en concordance avec la remarque énoncée par Acuna et Yortsos (1995) précisant que la coexistence d'un réseau de fractures avec des failles majeures de conductivités locales considérablement plus fortes, peut conduire à des réponses hydrauliques similaires à celles attribuées par ces auteurs à un milieu fractal même si le système d'écoulement est euclidien.

1.2.7. Le modèle de Doe (1991)

Partant des fondements du modèle GRF, Doe (1991) s'intéresse au fait que l'équipotentielle frontale évolue en loi de puissance avec la distance radiale, dont l'exposant prend une valeur non-entière pour les dimensions d'écoulement fractionnaires (eq. 11). L'idée avancée par les travaux de Doe (1991) est qu'une telle propriété implique un milieu fractal si le support hydraulique remplit l'ensemble du domaine (*space-filling*), autrement dit si le milieu est statistiquement homogène, mais qu'une telle implication n'est plus nécessaire lorsque la structure poreuse ne remplit

pas intégralement l'espace (*non-space filling*). Illustrant le deuxième cas, Doe (1991) décrit des objets hydrauliques conceptuels définis comme des « conduits » (composés de matrice poreuse ou d'un réseau de fractures euclidien dense) dont la géométrie respecte l'évolution de $A(r)$ caractéristique prévue par l'équation 11, tels qu'illustrés sur la figure 1.33 (partie droite de l'illustration). Si le modèle fractal impose que la dimension d'écoulement soit bornée par la dimension topologique du domaine, une telle limitation n'est pas stipulée par l'interprétation de Doe (1991) si bien que les comportements sublinéaires ($n < 1$) et hypersphérique ($n > 3$) peuvent théoriquement être anticipés.

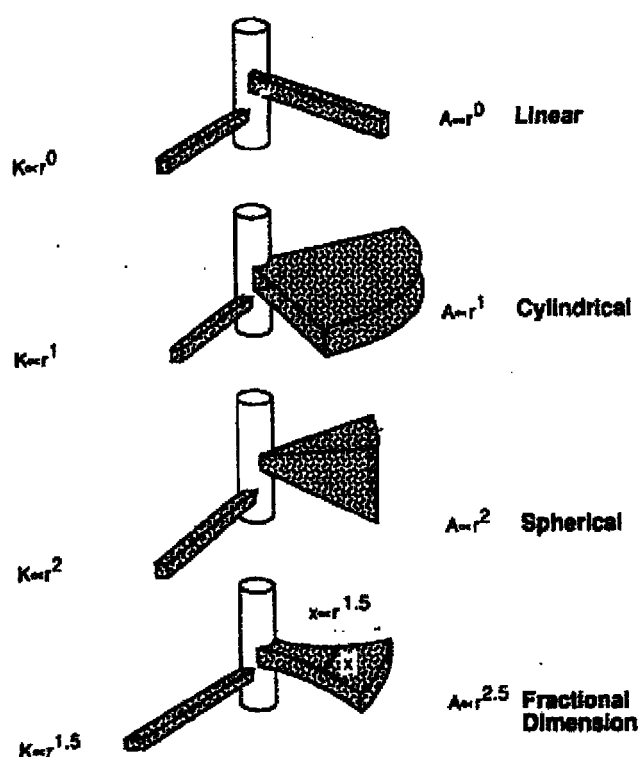


Figure 1.33 : illustration de l'interprétation proposée par Doe (1991) du paramètre dimension d'écoulement. A droite : interprétation en terme de géométrie des écoulements, forme des « conduits » obéissants aux relations $A(r)$ traduisant les quatre comportements présentés par le modèle GRF (Barker, 1988). A gauche : interprétation alternative en terme d'hétérogénéité de la conductivité (voir texte).

Par ailleurs, l'équation de continuité généralisée du modèle GRF (équ. 15) est mathématiquement identique à l'équation décrivant les écoulements transitoires dans un conduit linéaire au sein duquel les propriétés hydrauliques K et S_s varient en loi de puissance avec la distance radiale (figure 1.33, partie gauche de l'illustration). La résolution d'un tel problème par Carslaw et Jaeger (1959, p. 413-414) dans les cas de transferts unidimensionnels de chaleur au sein d'un conduit linéaire prévoit donc un comportement équivalent à celui prédit par le modèle GRF.

Doe (1991) souligne ainsi que la dimension d'écoulement peut toujours être interprétée de façon interchangeable soit 1) en terme d'hétérogénéité des propriétés hydrauliques, ou 2) en terme de géométrie des écoulements :

$$1) A(r) = \text{constante}, K(r) = K_0 r^m, \text{ et } S_s(r) = S_{s0} r^m$$

$$2) K(r) = \text{constante}, S_s(r) = \text{constante}, \text{ et } A(r) \sim r^{n-1}$$

L'approche développée par Doe (1991) apporte une certaine lumière sur la signification physique du paramètre dimension d'écoulement et soumet des interprétations alternatives aux modèles fractals. Toutefois, l'hypothèse d'une hétérogénéité des propriétés hydrauliques corrélée à la distance radiale (cas 1) est certainement d'un réalisme limité, et peut difficilement être envisagée physiquement autrement que par les théories fractales (équ. 31 et 31b).

Les conduits décrits dans le deuxième cas (figure 1.33, droite) doivent être considérés comme des objets conceptuels sans réalisme géométrique introduits par l'auteur afin d'illustrer son propos. Dans ce discontinuum, la dimension d'écoulement est indépendante de la dimension de la source si bien que ce modèle fournit une extension conceptuelle au modèle GRF, envisagent l'apparition de dimensions non-radiales avec une source cylindrique classique. Le point mis en exergue dans ce travail est donc le fait que le comportement à dimension d'écoulement fractionnaire peut être transmis par tout système hydraulique à géométrie euclidienne satisfaisant la

relation $A(r) \sim r^{n-1}$, le conduit en constituant la forme la plus basique, indépendamment de la géométrie de la source.

1.2.8. Les réseaux tubulaires

Une autre approche consiste à considérer que les écoulements en milieux fracturés sont portés par un ensemble de canaux unidimensionnels constituant un réseau tubulaire connecté. De tels canaux peuvent correspondre à une chenalisation extrême des écoulements au sein du plan de fracture (Billaux, 1990) ou aux intersections entre les fractures (Jourde *et al*, 2002a).

Les simulations réalisées par Billaux (1990) sur des réseaux tubulaires associées aux fractures dans les roches cristallines lui permettent d'avancer que le nombre de chemins d'écoulement N pouvant être atteint à une distance radiale parcourue r – autrement dit, le nombre de chemins d'écoulement de même longueur – évolue avec r en loi de puissance d'exposant égal à la dimension d'écoulement moins un (Chilès et de Marsilly, 1993 ; Leveinen, 2000) : $N(r) \sim r^{n-1}$. Par ailleurs, la distance r correspond à la moyenne des distances radiales linéaires R multiplié par le terme tortuosité τ (figure 1.34).

Il en résulte que les valeurs non-entières de la dimension d'écoulement n traduisent un déficit ou un excès de connections par rapport au réseau parfaitement connecté (Billaux, 1990 ; Chilès et de Marsily, 1993).

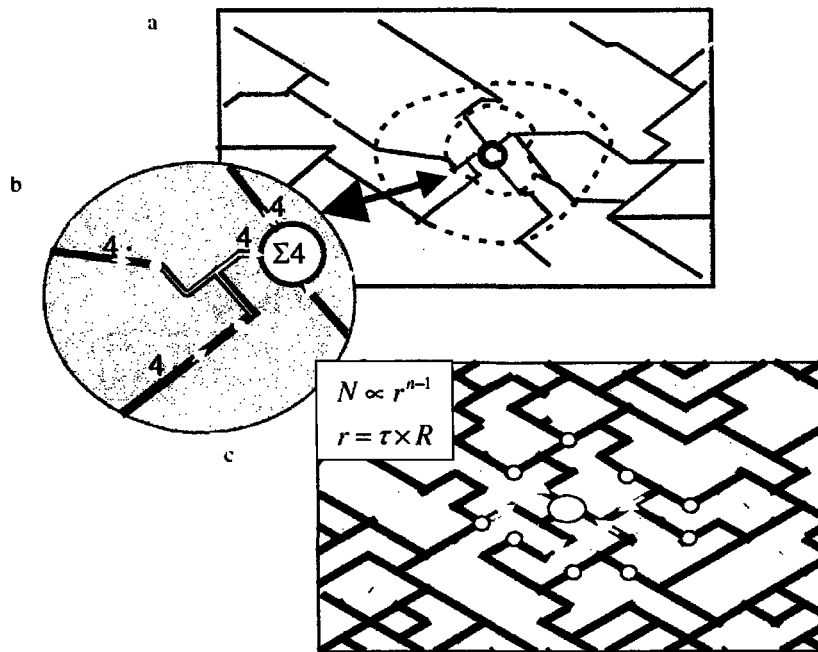


Figure 1.34 : schéma illustratif montrant les écoulements transitoires en deux dimensions dans un réseau tubulaire (Leveinen, 2000). Les propriétés hydrauliques des canaux sont homogènes. La source est indiquée par un cercle blanc au centre tandis que les flèches blanches montrent le sens des écoulements et des gradients de charge au sein du réseau. Les lignes pointillées en a) correspondent aux surfaces équipotentiellles, reliant les points d'égale charge dans chacun des canaux, autrement dit d'égale distance parcourue depuis la source.

Les structures décrites ici entrent dans la catégorie des objets fractals et vérifient les équations 23b et 23c. Cette approche ne diffère donc pas fondamentalement des modèles fractals évoqués plus haut sinon par le fait que le motif individuel est unidimensionnel et non bidimensionnel. Notons enfin que le caractère fractal des chenalizations d'écoulement dans le plan de fracture étant certainement plus difficile encore à démontrer par l'observation que dans le cas des réseaux proprement dits, la validité d'une telle hypothèse n'est pas établie et l'approche demeure relativement conceptuelle.

1.3. Les modèles de réservoirs faillés

Les premières solutions analytiques aux problèmes des écoulements transitoires au sein d'un réservoir recoupé par une faille sont apparues dans la littérature pétrolière : il s'agit des travaux pionniers de Bixel *et al* (1963), Gringarten *et al* (1974), Gringarten *et al* (1975), Cinco-Ley *et al* (1978) et Cinco-Ley et Samaniego (1981). Ces modèles analytiques ont en commun la considération de la faille comme un objet linéaire isotrope, et divergent par les postulats effectués sur la conductivité de la faille et la géométrie des écoulements dans les deux domaines (faille et matrice). À l'exception de Bixel *et al* (1963), ces modèles stipulent que la faille et le puits sont en connexion directe longitudinale (faille verticale) ou transversale (faille horizontale). Bixel *et al* (1963) s'intéressent quant à eux aux effets transitoires d'une faille verticale non connectée à la source, suivis de Shan *et al* (1995) développent une solution pour le même problème au sein d'un aquifère multicouche. Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995) proposent par la suite une solution aux écoulements transitoires dans un réservoir traversé par une faille linéaire verticale pseudo-anisotrope non connectée au puits en intégrant un terme *fracture skin* modulant les transferts perpendiculaires au plan de faille. Le cas strictement anisotrope ($K_{\text{tangential}} \neq K_{\text{normal}}$) n'est abordé que très récemment par Anderson (2006), qui propose une solution aux écoulements horizontaux en régime stationnaire au sein d'un aquifère homogène recoupé par une faille linéaire verticale non connectée au puits. Il n'existe actuellement aucune solution analytique au problème des écoulements transitoires en présence d'une faille aux propriétés strictement anisotropes.

En outre, ces solutions se distinguent par la façon dont est intégrée la faille dans la formulation mathématique du problème :

- Le modèle multicouche de Shan *et al* (1995) ne décrit pas les rabattements

dans la faille qui n'est alors représentée que de manière implicite, de part la connexion qu'elle engendre entre deux aquifères séparés par un aquiclude (un seul des aquifères étant pompé). Son intégration dans les équations constitutives du problème est exprimée par l'introduction d'une condition aux limites supplémentaire concernant la charge à la hauteur de la faille fictive, traduisant une drainance permanente (rabattement négligeable dans l'aquifère non pompé) ou transitoire (taux de drainance proportionnel à la différence de charge entre les deux aquifères) en provenance de l'aquifère non pompé. Les écoulements décrits dans ce modèle demeurent exclusivement horizontaux.

- Lorsque les écoulements dans la faille sont explicitement décrits, les équations de flux transitoire sont résolues simultanément au sein des deux domaines présents (faille et matrice), la continuité hydraulique étant assurée par l'égalité des charges et des termes sources à l'interface entre ceux-ci. Les écoulements dans la faille se produisent exclusivement dans le plan de la faille, autrement dit la charge est constante dans l'épaisseur de cette dernière (Gringarten *et al*, 1974 ; Gringarten *et al*, 1975 ; Cinco-Ley *et al*, 1978 ; Cinco-Ley et Samaniego, 1981 ; Abbaszadeh et Cinco-Ley, 1995). L'épaisseur n'intervient alors que dans la définition de la conductivité de la faille (loi cubique) et de sa transmissivité, ainsi que dans le terme *fracture skin* pour le modèle pseudo-anisotrope de Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995).
- Enfin, une autre approche consiste à décrire explicitement les écoulements dans la faille sans faire l'hypothèse d'uniformité transversale des charges. Une telle disposition revient à considérer la faille comme un milieu poreux en soi (homogène anisotrope dans le modèle d'Anderson, 2006), autrement dit comme une unité aquifère, d'épaisseur faible devant les dimensions du système.

1.3.1. Idéalisation d'une discontinuité

1.3.1.1. Le modèle en plaques parallèles

Les écoulements permanents entre les deux parois supposées parallèles et lisses d'une discontinuité sont régis par une loi analogue dans sa forme à la loi de Darcy, connue sous le terme de *loi cubique*. Cette relation est obtenue en intégrant sur l'épaisseur de la fracture les équations de Navier-Stokes simplifiées (régime permanent, fluide incompressible) décrivant le profil de vitesses parabolique caractéristique des écoulements laminaires (conditions parfaites de Poiseuille). Dans ces conditions, il existe un rapport de proportionnalité entre le flux, le gradient de pression hydraulique, et l'ouverture e de la fracture élevée au cube (d'où dérive l'expression loi cubique),

$$Q = \frac{e^3}{12\mu} \frac{dp}{dx} \quad (32)$$

L'hypothèse d'un écoulement laminaire au sein des fractures se justifie en première approximation dans la plupart des cas en hydrogéologie. Le passage du régime laminaire au régime turbulent est contrôlé par le nombre de Reynolds R_e et par un paramètre exprimant la rugosité des surfaces (Louis, 1974). Plus les bordures de la fracture seront accidentées (rugueuses), la vitesse d'écoulement forte, ou l'épaisseur de la fracture grande, moins l'approximation du profil de Poiseuille sera valide. En hydraulique classique, l'approximation est valable pour $R_e < 2000$ environ, les écoulements deviennent turbulents pour des valeurs supérieures. Ce seuil descend dans les fortes rugosités. Pour fixer les idées, il est environ égal à 1000 lorsque les aspérités contenues dans la fracture mesurent approximativement le 1/5 de

l'ouverture de la fracture.

Plusieurs travaux expérimentaux conduits sur des échantillons de fractures réelles (Witherspoon *et al*, 1980 ; Raven et Gale, 1985 ; Engelder et Scholz, 1987 ; Pyrak-Nolte *et al*, 1987 ; Durham et Bonner, 1994) s'appuyant sur des modélisations analytiques (*e.g.*, Oron et Berkowitz, 1998) ou numériques (Auradou *et al*, 2006) de fractures rugueuses, apportent une large critique de la loi cubique. Le processus expérimental consiste typiquement à mettre progressivement l'échantillon sous contraintes (compression normale à la fracture), faisant ainsi diminuer l'ouverture de la fracture au sein de laquelle le flux est mesuré simultanément. L'ouverture est mesurée en soustrayant à l'ouverture initiale le raccourcissement global de l'échantillon de roche engendré par l'application de la charge. Il s'agit donc d'une ouverture mécanique correspondant à l'écart moyen apparent entre les deux parois de la fracture.

Les courbes issues de ces travaux expérimentaux sont concordantes sur le fait que des déviations significatives par rapport à la loi cubique apparaissent systématiquement dans les fortes ouvertures de fractures ainsi que dans les ouvertures moyennement faibles à faibles. Dans le premier cas, le flux diminue plus vite que le cube de l'ouverture, ce qui peut être attribuable à la non-validation des conditions de Poiseuille reliée à une augmentation du nombre de Reynolds au delà du seuil évoqué plus haut. Dans l'autre, on note une augmentation de l'écart à la loi cubique à mesure que l'ouverture diminue, si bien qu'en deçà d'une ouverture minimum critique le flux ne diminue plus et décrit une asymptote sur une valeur limite appelée flux irréductible ou conductivité irréductible, indépendante de l'augmentation prolongée de la contrainte (*e.g.*, Witherspoon *et al*, 1980 ; Durham et Bonner, 1998). Ce phénomène semble être la conséquence de l'irrégularité des surfaces de fractures naturelles. Les imperfections de complémentarité entre les deux parois engendrées lors de l'augmentation de la contrainte des zones de contact partiel (Cook, 1992 ; Durham et Bonner, 1998), faisant ainsi apparaître des régions de vides entre lesquelles

l'écoulement est assuré par de petits canaux à forte tortuosité au travers de zones d'ouverture globalement plus faible. La fermeture prolongée de la fracture dans les fortes contraintes traduirait la diminution de l'ouverture dans ces importantes zones de vide, ayant peu d'impact sur le flux puisque celui-ci est déjà limité par la présence de petits canaux, expliquant le flux irréductible (ou conductivité irréductible). Durham et Bonner (1998) observent que la valeur de ce flux irréductible augmente de manière très significative lorsque la fracture a préalablement été soumise à des conditions cisailantes, accentuant ainsi l'effet de non-complémentarité des surfaces. La conductivité irréductible (conductivité intrinsèque K_i) est alors de huit ordres de grandeurs supérieure à celle de l'échantillon n'ayant pas subi de cisaillement ($K_i = 10^{-12} \text{ m}^2$ pour une charge normale s'élevant à 160 Mpa, cf figure 1.35).

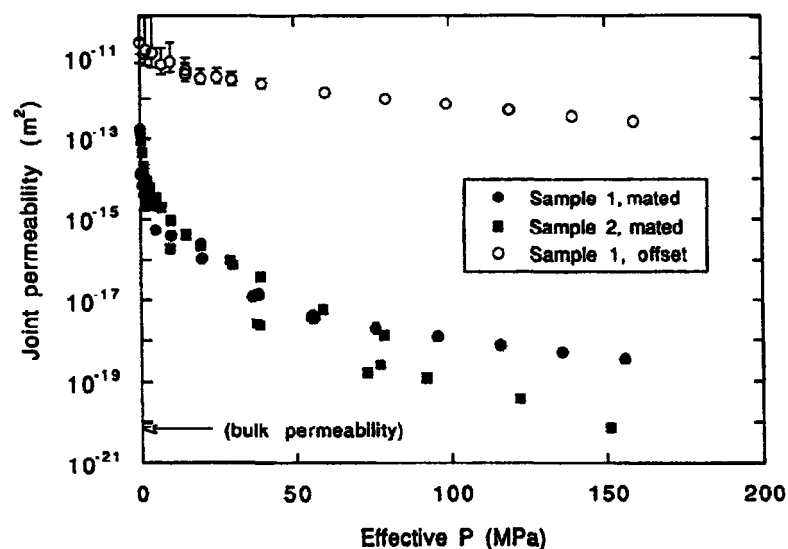


Figure 1.35 : évolution de la conductivité intrinsèque d'une fracture granitique lors de l'augmentation de la contrainte normale, résultats expérimentaux de Durham et Bonner (1998). Noter l'écart considérable entre les valeurs de conductivité irréductible des fractures à surfaces complémentaires (symboles pleins) et à surfaces décalées (fracture ayant subi une déformation cisailante : cercles vides).

Ces résultats démontrent que la validité de l'approximation en plaques parallèles, inhérente à l'application de la loi cubique, diminue à mesure que le pourcentage de contact entre les deux parois augmente. Les déviations observées par rapport à la loi cubique sont donc au moins partiellement attribuables à l'augmentation de la tortuosité des chemins d'écoulement (Brown et Scholz, 1985), consécutive aux modifications de la géométrie des zones de contact lors de la diminution de l'ouverture mécanique moyenne. Une esquisse de typologie de la géométrie des aspérités est proposée par Pyrak-Nolte *et al* (1987) après observation des distributions d'ouvertures locales dans une fracture naturelle (scans suite à l'injection de métal liquide, fig. 1.36). Les auteurs distinguent d'importantes zones de vides (*oceanic voids*, étendues blanches sur la figure 1.36) et des zones de contacts partiels à forte tortuosité (*archipelagoes of contacts*) situées entre ces aires, jouant un rôle primordial dans les propriétés macroscopiques de la fracture. Ces observations rejoignent les conclusions avancées par Durham et Bonner (1998) et Cook (1992) évoquées dans le paragraphe précédent.

La rugosité des fractures naturelles serait toutefois significativement diminuée par l'altération de leurs parois (dissolution et/ou précipitation secondaires), aspect généralement occulté par les approches expérimentale et numérique. L'analyse profilométrique de parois de fractures échantillonnées en profondeur dans les grès et granites du site expérimental de Soultz-sous-forêt (Bas-Rhin, France) conduite par Sausse (2002), démontre que l'altération des fractures se traduit par un lissage des aspérités favorisant les écoulements laminaires et l'applicabilité de la loi cubique.

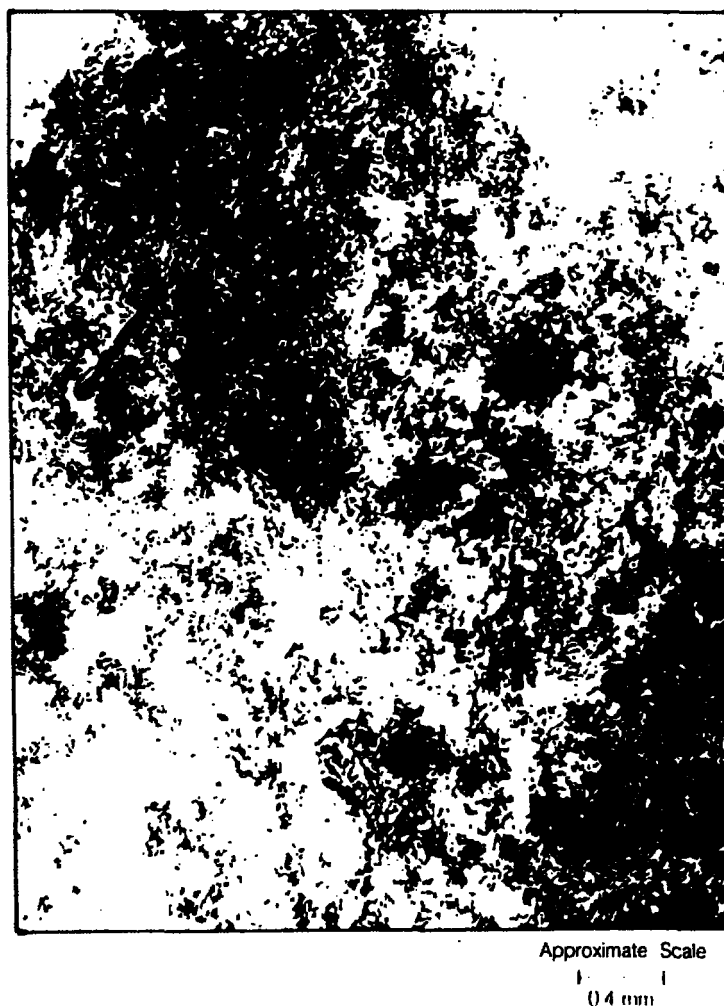


Figure 1.36 : distribution des ouvertures dans un échantillon de fracture réelle (Pyrak-Nolte *et al*, 1987). Les ouvertures apparaissent en blanc. On distingue en haut à droite et en bas à gauche deux vastes zones ouvertes (*oceanic voids*) séparées par une zone à ouverture partielle (*archipelagoes of contacts*) ayant un impact majeur sur les propriétés macroscopiques de la fracture.

En conclusion, il apparaît important de distinguer deux types d'ouvertures : l'ouverture hydraulique e_h , ouverture équivalente stipulée par la loi cubique, et l'ouverture mécanique $\langle e \rangle$, moyenne arithmétique des ouvertures locales de la fracture (Brown, 1987). Les deux paramètres diffèrent par un facteur de tortuosité

traduisant l'irrégularité et la chenalisation des écoulements entre les parois de la fracture dès que celles-ci sont en contact partiel. L'approche visant à déterminer les valeurs de conductivité individuelle des fractures par des méthodes directes de mesure d'ouvertures (ouvertures mécaniques) s'accompagne donc inévitablement d'un biais majeur relié aux écarts entre les deux termes.

1.3.1.2. Extension aux échelles supérieures

Il est souvent avancé que la topographie des parois des discontinuités naturelles de toutes dimensions peut être ajustée par une fonction fractale auto-affine sur au moins trois ordres de grandeurs (*e.g.*, Poon *et al*, 1992 ; Schmittbuhl *et al*, 1995 ; Amitrano et Schmittbuhl, 2002). Schmittbuhl *et al* (1995) montrent que l'exposant d'auto-affinité H (exposant de Hurst, paramètre compris entre 0 et 1 décrivant la rugosité de la surface auto-affine) est égal à $0,8 \pm 0,05$ indépendamment de l'échelle d'observation, de la nature du matériau et du mode de fracturation. Ces résultats sont cohérents avec les mesures de rugosité réalisées sur des failles de dimension supérieure (Power *et al*, 1987 ; Schmittbuhl *et al*, 1993) et sur la fracturation associée à ces failles (Amitrano et Schmittbuhl, 2002). Amitrano et Schmittbuhl (2002) observent expérimentalement que la rugosité des fractures orientées parallèlement au glissement de la faille est supérieure à celles orientées perpendiculairement, impliquant une anisotropie des propriétés hydrauliques macroscopique tangentielle au plan de faille.

Les simulations numériques de discontinuités aux parois auto-affines menées par Oron et Berkowitz (1998) confirment les écarts à la loi cubique expérimentalement observés et prédisent que la proportion de contact entre les deux parois augmente de façon non linéaire avec la diminution de l'ouverture globale de la fracture. Ces auteurs montrent que le pourcentage de contact est un paramètre essentiel dans la

validation des conditions de Poiseuille, et que des écarts à la loi cubique peuvent apparaître dès 0,03 % de contact entre les parois (résultat cohérent avec la valeur de 0,04 % obtenue en laboratoire par Durham et Bonner, 1998).

1.3.2. Le modèle à faille verticale isotrope

Ce type de modèle est apparu au cours des années 70 dans la littérature pétrolière – ils sont donc relativement contemporains des modèles à double porosité – afin d'interpréter des signaux polyphasés fréquemment rencontrés impliquant des géométries d'écoulement non-radiales (*i.e.*, comportements non-ajustables sur des modèles à simple ou double continuum). Ces modèles font intervenir une discontinuité linéaire verticale comprenant le puits, au sein d'une matrice (figure 1.37). Les deux milieux sont homogènes et isotropes. À l'instar des modèles à double porosité, ces solutions partent de la considération suivante : l'évolution au cours du test hydraulique des contributions relatives des deux milieux à l'alimentation du puits doit transparaître de manière caractéristique sur le comportement à la source.

Notons d'emblée que l'appellation originale de ces modèles emploie le terme *fracture* (plutôt que *faille*), qui sera conservé par la suite dans la littérature. Dans cette thèse, le terme faille a été préféré afin de conserver une cohérence dans la terminologie employée au cours des différents chapitres et de marquer la distinction entre les deux familles d'objets. Celles-ci diffèrent par leurs tailles évidemment (ici, la discontinuité s'étend sur toute l'épaisseur d'un aquifère) mais surtout par leurs natures tectoniques, à savoir leurs conditions de mise en place et l'importance de leur rejet, qui exercent un contrôle dominant sur leur architecture interne d'où découlent plusieurs de leurs propriétés notamment hydrauliques comme nous l'avons évoqué plus haut. Cette

distinction pourtant très nette en géologie structurale demeure – à tort – peu ancrée en modélisation des écoulements.

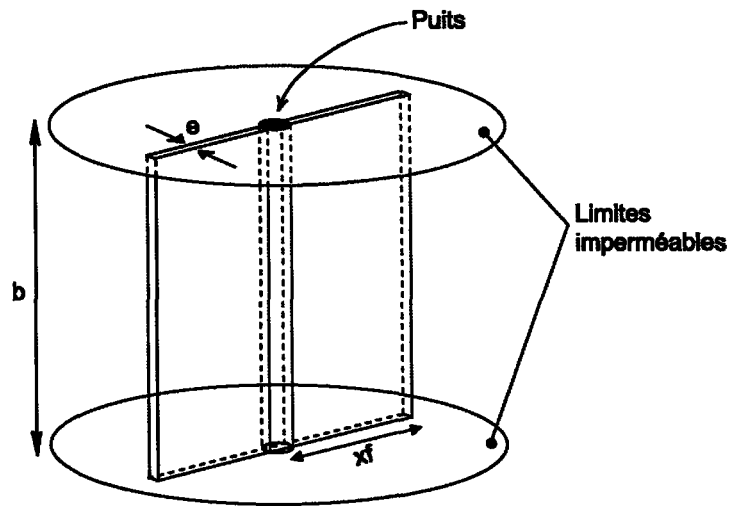


Figure 1.37 : disposition générale des modèles à faille verticale (d'après Cinco-Ley et Samaniego, 1981).

1.3.2.1. Flux linéaires (matrice) et pseudo-radial

Le premier comportement non-radial analysé revient au modèle pionnier de Gringarten *et al* (1974) et Gringarten *et al* (1975), qui envisagent les deux configurations hydrodynamiques suivantes (figure 1.38) :

1. les gradients de charge hydraulique au sein de la faille sont négligeables (flux uniforme) devant ceux de la matrice, ce qui revient à attribuer une conductivité infiniment grande à la faille. Ce schéma assimile la faille à une source planaire, ce qui induit une géométrie d'écoulement linéaire (*i.e.*, unidirectionnelle) dans la matrice (figure 1.38-a) ;

2. le flux est uniforme autour de la faille, autrement dit les écoulements décrivent une géométrie radiale ou pseudo-radiale comme l'illustre la figure 1.38-b.

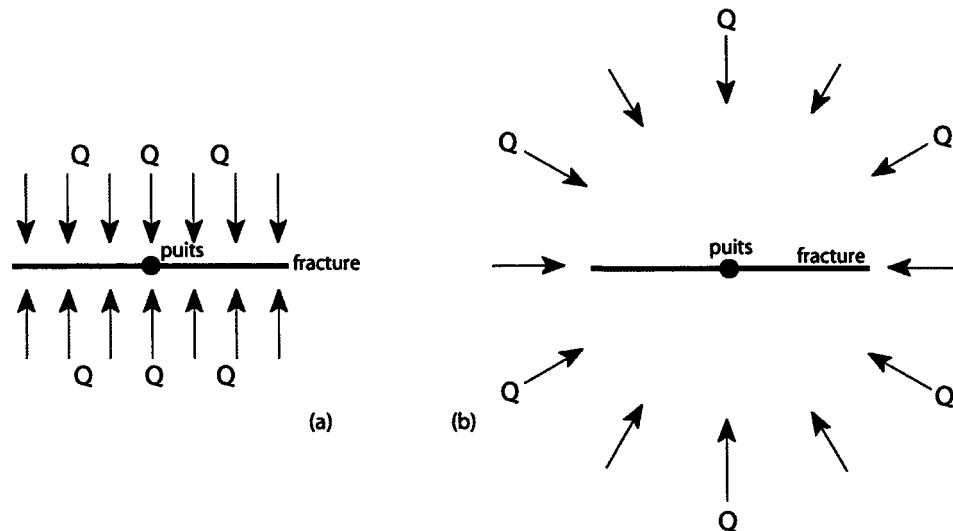


Figure 1.38 : géométries des écoulements envisagées dans le modèle à faille unique verticale de conductivité infinie proposé par Gringarten *et al* (1974) et Gringarten *et al* (1975). a) écoulements linéaires de matrice, b) flux radial ou pseudo-radial.

Les conditions particulières d'application du modèle sont les suivantes :

- l'aquifère est confiné, homogène, isotrope, horizontal et latéralement infini ;
- la faille et le puits sont à pénétration totale ;
- les écoulements entrants ou sortants de la source ne proviennent que de la faille (*i.e.*, la source est physiquement comprise dans la faille) ;
- la matrice satisfait en tout point la loi de Darcy.

Si la géométrie des écoulements peut être considérée évolutive au cours d'un test

hydraulique on peut s'attendre à ce que les schémas d'écoulement conceptualisés ne soient validés que pendant des périodes plus ou moins longues du test. La deuxième disposition proposée ici (figure 1.38-b) correspondra typiquement à un régime pouvant apparaître dans les temps longs, lorsque la dimension de la faille devient faible devant le rayon de diffusion (cas radial parfait). Il apparaît alors nécessaire de développer des outils analytiques pour résoudre chaque période de rabattement afin de couvrir la totalité d'un signal naturel, soit par une combinaison de solutions, soit à travers une solution générale qui rendra compte des comportements successifs.

Gringarten *et al* (1974, 1975) proposent ainsi des solutions analytiques distinctes pour les deux schémas d'écoulement, ainsi que des courbes-type permettant la détermination des propriétés hydrauliques de la faille et de la matrice par résolution graphique.

1.3.2.2. Flux linéaires (faille) et bilinéaires

Cinco-Ley *et al* (1978) et Cinco-Ley et Samaniego (1981) montrent par la suite que les gradients de charges au sein de la faille deviennent non négligeables au-delà d'une valeur critique du terme K_{fd} (conductivité adimensionnelle) évaluée à 300. L'hypothèse de la faille infiniment conductrice posée par Gringarten n'est alors pas valide, autrement dit celle-ci contribue significativement aux échanges avec la source au moins pendant une portion du test hydraulique. Cinco-Ley *et al* (1978) proposent donc un modèle à faille unique verticale à conductivité finie et envisagent deux autres schémas d'écoulement successifs qui précèdent théoriquement les périodes déjà introduites (à savoir, flux matriciel linéaire et flux radial) dans la continuité chronologie d'un test hydraulique. Ces deux nouveaux postulats hydrodynamiques sont :

- i. Dans les temps courts, la réponse de la faille à la stimulation hydraulique est

dominante tandis que la contribution matricielle est négligeable, donnant lieu à un flux linéaire dans la fracture (figure 1.39-a), conformément au postulat effectué dans l'étude pionnière de Bixel *et al* (1963) ;

- ii. La période suivante est une période transitionnelle durant laquelle les contributions des deux milieux (faille et matrice) sont significatives. La géométrie des écoulements est alors *bilinéaire* soit, dirigée vers la fracture dans la matrice et vers le puits dans la fracture dans le cas d'un pompage (figure 1.39-b).

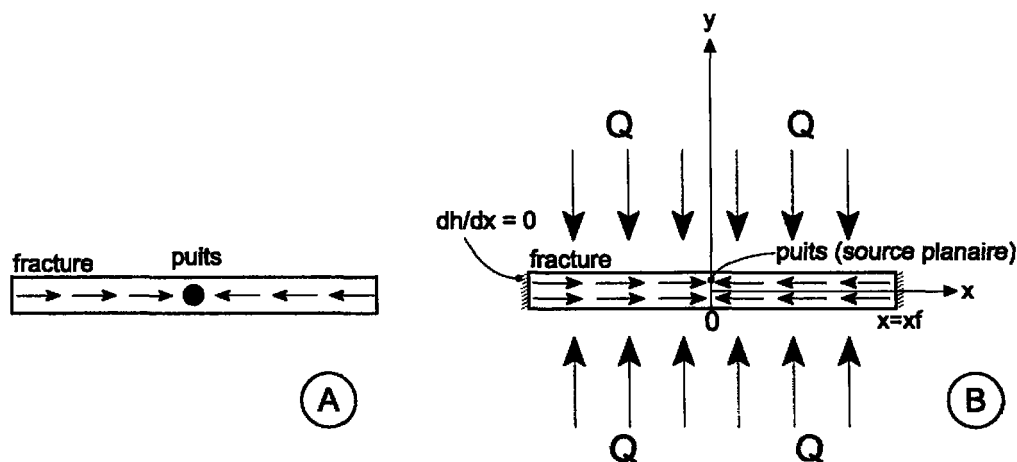


Figure 1.39 : géométries des écoulements introduites dans le modèle à faille unique verticale de conductivité finie élaboré par Cinco-Ley *et al* (1978) et Cinco-Ley et Samaniego (1981). a) écoulements linéaires de faille, b) écoulements bilinéaires.

Le modèle stipule que ces deux périodes interviennent au cours du test hydraulique avant les phases introduites par Gringarten *et al* (1974, 1975). En effet, on peut considérer que la troisième étape, durant laquelle les gradients de charge dans la faille deviennent négligeables devant ceux de la matrice par opposition aux temps courts, amène le système dans un contexte similaire à celui d'une faille à conductivité infinie.

Les conditions d'application particulières du modèle de Cinco-Ley *et al* (1978) et Cinco-Ley et Samaniego (1981) comprennent celles du modèle à conductivité infinie, auxquelles il est nécessaire d'ajouter :

- les écoulements dans la faille respectent les conditions de Poiseuille (profil de vitesses laminaire) ;
- le gradient de charge dans l'épaisseur de la faille est nul (*i.e.*, le puits est assimilable à une source planaire uniforme, de hauteur h et de largeur e , transversale à la faille comme illustré par la figure 1.39-b) ;
- le débit entrant aux deux extrémités de la faille sont négligeables (épaisseur négligeable devant la longueur).

Les auteurs du modèle résolvent séparément les problèmes diffusifs posés dans chacun des deux domaines, la matrice et la faille. Une telle approche leur permet de définir au cas par cas des conditions aux limites spécifiques à chacun des problèmes, qui pourront ainsi être résolus indépendamment l'un de l'autre. La solution générale sera finalement obtenue en établissant une continuité hydraulique entre les deux milieux. Les solutions analytiques avancées par les auteurs concernent donc distinctivement :

1. Les distributions de charge dans la faille, le problème est alors posé comme suit : introduction d'un terme source représentant les échanges au travers des parois de la faille, assimilation du puits à une source planaire transversale tel que décrit plus haut. Si ce terme source est considéré comme nul (absence de contribution matricielle dans les temps très courts due au délai de réponse de celle-ci), une telle disposition correspond au premier postulat hydrodynamique envisagé dans le modèle : flux linéaires dans la faille. Le

rabattement adimensionnel au puits obéit dans ce cas à (d'après Banton et Bangoy, 1999),

$$s_D = \frac{2}{K_D} (\pi \eta_D t_D)^{0,5} \quad (33)$$

2. Les distributions de charge dans la matrice, la faille est alors assimilée à une source planaire de hauteur b et de largeur $2x_f$. Un tel contexte est similaire aux conditions du flux linéaire de matrice du modèle à conductivité infinie (absence de gradient de charge dans la faille). Le comportement au niveau du puits est alors (d'après Tiab, 2005),

$$s = 4,064 \left(\frac{QB}{\rho g b} \right) \left(\frac{\mu t}{\Phi \beta_t K_m x_f^2} \right)^{0,5} \quad (34)$$

Le régime bilinéaire est ensuite défini en imposant la continuité hydraulique entre les deux milieux (*i.e.*, charges égales à l'interface, et égalité des deux termes source de part et d'autre des parois de la faille). L'évolution temporelle des rabattements adimensionnels au puits pompé prédite par le modèle de Cinco-Ley *et al* (1978) et Cinco-Ley et Samaniego (1981) est (d'après Tiab, 2005),

$$s_D = \left(\frac{2,451}{\sqrt{K_D}} \right) t_D^{0,25} \quad (35)$$

$$\text{avec } s_D = \frac{K_m b p g}{141,2 Q \mu B} (h_0 - h); K_D = \frac{K_f e}{K_m x_f}; t_D = \frac{0,0002637 K_m t}{\Phi \mu \beta_t x_f^2}; \eta_D = \frac{\Phi K_f \beta_t}{\Phi_f K_m \beta_f}$$

où μ [ML⁻¹T⁻¹] est la viscosité dynamique du fluide, B est le facteur de volume de formation (rapport entre les volumes de fluide dans les conditions physiques du

réservoir et en conditions de surface, terme pétrolier sensiblement égal à 1 dans le cas de l'eau), Φ est la porosité matricielle, β_t [$M^{-1}LT^2$] la compressibilité totale du réservoir, Φ_f la porosité de la faille et β_f [$M^{-1}LT^2$] la compressibilité totale de la faille. Les autres termes sont indiqués sur la figure 1.37.

Par ailleurs, l'évolution de la charge au niveau du puits incluant les deux régimes d'écoulement successifs introduits par Cinco-Ley *et al* (1978) et Cinco-Ley et Samaniego (1981), plus les deux régimes « linéaire de matrice » et radial, est régie par la solution suivante, solution générale incluant les équations (33), (34) et (35),

$$s_D = \frac{\sqrt{\pi\eta_{JD}}}{K_{JD}} \int_0^{t_D} \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta_{JD}\lambda}{K_{JD}\sqrt{t_D - \lambda}} \right) d\lambda \quad (36)$$

Les équations (33), (34) et (35) ainsi que les figures 1.40 et 1.41 montrent que les réponses transmises au cours des périodes successives sont caractéristiques. De tels comportements permettent ainsi d'établir en premier lieu une estimation qualitative de la géométrie des écoulements, *i.e.* un diagnostic hydrodynamique, valable pendant la durée de stabilité du signal. Les éléments diagnostiques exprimés au tableau 1.1 peuvent être avancés :

Tableau 1.1 : hydrodynamisme et comportements caractéristiques dans le modèle faille unique verticale de conductivité finie.

Géométrie des écoulements	$s(t)$	$ds(t)/d(\log t)$
Linéaire (faille ou matrice)	$\sim t^{0,5}$ (éq. 33)	$\sim t^{0,5}$
Bilinéaire (faille et matrice)	$\sim t^{0,25}$ (éq. 35)	$\sim t^{0,25}$
Radiale (matrice)	$\sim \log(t)$ (éq. 7)	Constante

Après avoir été identifié, chacun des comportements peut permettre une estimation quantitative de certains paramètres hydrauliques du système, soit par résolution graphique (calage sur les courbes-types), soit plus simplement à partir de la pente et de l'ordonnée à l'origine des signaux s et $ds/d(\log t)$ projetés sur un diagramme bilogarithmique, suivant par exemple la méthode originale développée par Tiab (2005) à partir des solutions du modèle. La deuxième démarche est toutefois assurément plus fiable que la première, étant donnée les incertitudes majeures associées au calage des courbes de rabattement sur les courbes-types.

La réponse du modèle doit théoriquement marquer les quatre périodes de rabattement successives. Tiab (1995) précise cependant qu'un tel signal est rare voir inexistant : 1) les effets de puits (capacité et *skin*) masquent dans la plupart des cas le signal dans les temps très courts et courts (écoulements linéaires dans la faille) ; 2) les tests de trop courte durée ne verront pas apparaître le comportement radial tardif ; 3) la conductivité de la faille peut ne pas être assez faible pour que se développent les écoulements bilinéaires.

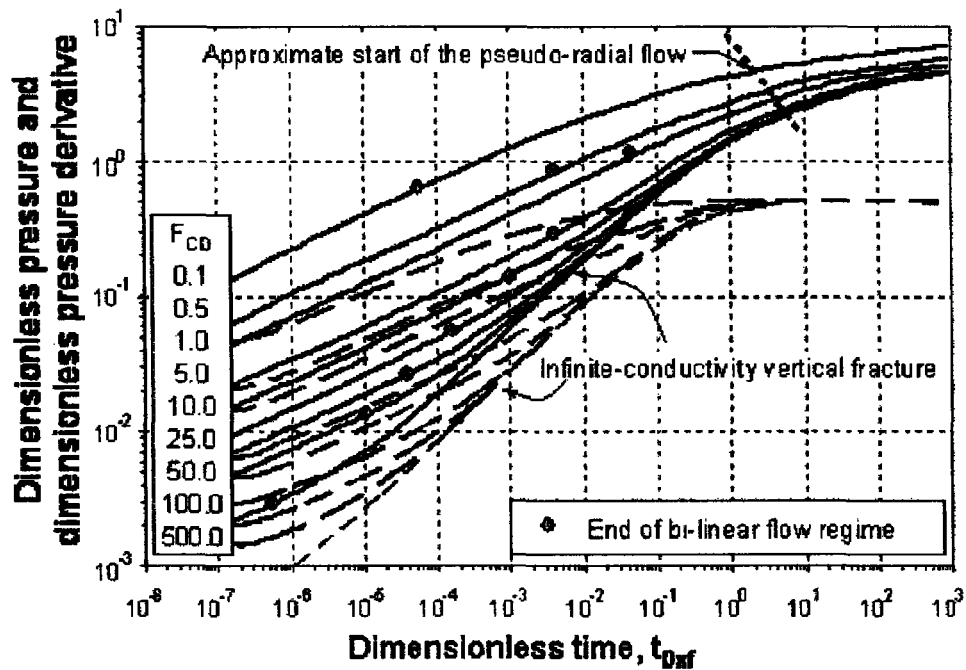


Figure 1.40 : comportement du modèle à faille unique verticale de conductivité finie, s (trait plein) et dérivée-log (pointillés) vs temps adimensionnel (Berumen et Tiab, 1995). Seules les périodes bilinéaire (pentes 0,25) et pseudo-radiale (pente de la dérivée-log nulle) sont représentées ici. F_{CD} équivaut au terme K_{fD} défini dans le texte.

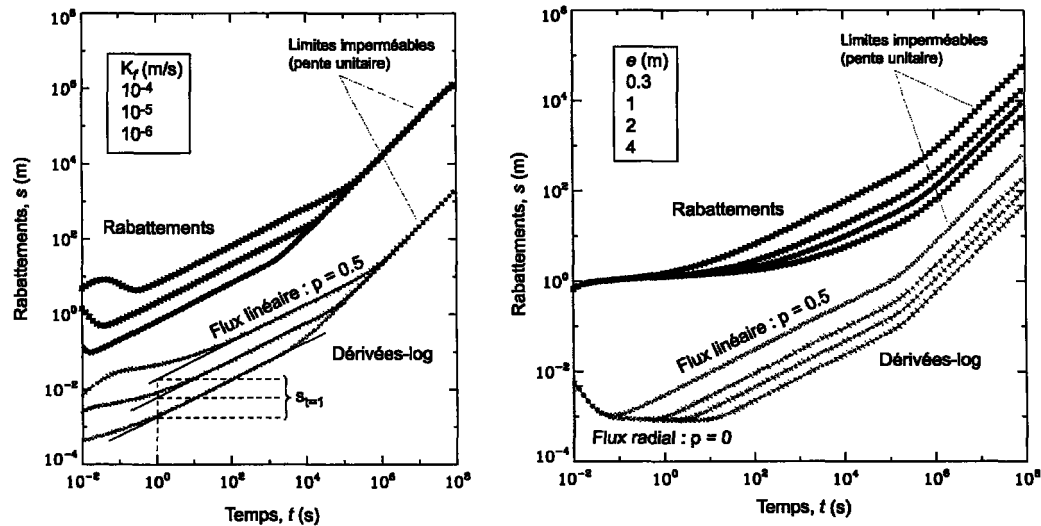


Figure 1.41: réponse au puits du régime d'écoulement linéaire dans une faille unique verticale de conductivité finie (matrice imperméable), obtenue par simulation numérique. Gauche : variation de la conductivité de la faille K_f , l'ordonnée à l'origine $s_{f=1}$ permet une quantification de la demi-longueur x_f de la faille, les autres paramètres tels que K_f seront ensuite obtenus par les valeurs des temps critiques entre les différents régimes. Paramètre de la simulation : $S_f = 10^{-5} \text{ m}^{-1}$; $K_m = 0 \text{ m/s}$; $e = 0,3 \text{ m}$; $b = 42 \text{ m}$; $Q_{\text{pompage}} = 0,000416 \text{ m}^3/\text{s}$. Droite : variation de l'épaisseur de la faille e . Noter l'apparition d'une nouvelle phase de flux radial avant les écoulements linéaires, traduisant le développement radial du front de rabattement avant le contact avec les parois de la faille. $K_f = 10^{-5} \text{ m/s}$; $S_f = 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ (autres paramètres de simulation similaires).

1.3.2.3. Critiques et perspectives

Outre le fait que la géométrie de ces modèles est extrêmement idéalisée, une critique est à apporter concernant la définition de l'objet modélisé en soi. Les auteurs emploient la notion de *fracture flow*, obéissant aux conditions de Poiseuille, c'est à dire décrivant un profil de vitesse laminaire entre les deux parois. Le respect de cette condition d'application nécessite que l'objet soit une fracture au sens structural, à savoir une discontinuité d'épaisseur très faible (de l'ordre du millimètre au maximum)

sans matière entre les parois, par opposition à une faille, d'épaisseur significative et comprenant une architecture interne. Il y a donc confusion sur la nature de l'objet entraînant une incohérence entre son épaisseur et son extension verticale : une discontinuité étendue sur toute l'épaisseur d'un aquifère (décamétrique à hectométrique) n'est plus une fracture mais une faille. Il existe en effet une corrélation positive entre la quantité de déplacement, l'extension latérale (*e.g.*, Gillespie *et al*, 1992), et l'épaisseur des zones de failles (*e.g.*, Vermilye et Scholz, 1998 ; Billie *et al*, 2003).

On peut donc améliorer le modèle en considérant la discontinuité dans son épaisseur non pas comme un domaine d'écoulement laminaire mais comme un milieu poreux en soi satisfaisant la loi de Darcy, ce qui autorise la prise en compte d'épaisseurs réalistes : décimétriques, métriques à décamétriques (voir section 1.1.). Les simulations numériques de flux linéaires dans ces conditions montrent que le comportement du système faille-matrice n'est pas fondamentalement modifié : on voit apparaître une phase à flux radial très précoce, traduisant la propagation radiale des rabattements avant l'atteinte des parois de la faille marquant la transition vers un flux linéaire. La figure 1.41 montre que la durée de la période radiale précoce augmente avec l'épaisseur de la faille, résultat tout à fait attendu.

D'autre part, plusieurs critiques doivent être apportées concernant la base du modèle à conductivité finie, à savoir les postulats hydrodynamiques :

1. Les écoulements linéaires dans la faille ne peuvent réellement avoir lieu qu'en présence d'un fort facteur *fracture skin* modulant les transferts de pression entre les deux milieux et retardant ainsi la mise à contribution matricielle. Si aucun *fracture skin* n'est prit en compte, l'hypothèse de départ de l'équation (33) selon laquelle le terme source (échange matrice-faille) est nul ne peut être utilisé. En

effet, les simulations numériques montrent qu'il n'est dans ce cas pas réaliste de négliger la contribution matricielle dans la région proche de la source : le front de diffusion ne reste pas contenu dans la faille et sa progression, si faible soit-elle, dans la matrice suffit en pratique à déstabiliser sa géométrie. La surface du front de diffusion n'est alors pas constante, or c'est la définition même des écoulements linéaires. Ceux-ci ne sont donc jamais observés, excepté bien entendu dans le cas d'une matrice imperméable, si le retard matriciel n'est pas justifié par un facteur *fracture skin*.

2. Le régime bilinéaire, tel qu'argumenté par ces auteurs, est relié à une vision théorique très idéalisée de l'organisation des écoulements dans le système faille-matrice. Ce régime suppose que les écoulements matriciels sont unidimensionnels et perpendiculaires à la faille, ce qui ne peut se réaliser qu'en l'absence de gradient de charge au sein de la faille, une non-uniformité des charges entraînerait inévitablement l'orientation des écoulements vers les plus basses charges si bien que les vecteurs-débit matriciels ne pourraient être parallèles entre eux, et orthogonaux à la faille. L'absence de gradient de charge dans la faille rejoint l'hypothèse première de conductivité infinie avancée par Gringarten *et al* (1974, 1975), il n'y a pas dans ce cas de flux linéaire dans la faille (dont le comportement devient exclusivement capacitif). Le postulat effectué ici d'une géométrie unidimensionnelle des lignes d'écoulement dans la matrice constitue une idéalisation dont le champ de validité est restreint aux cas de contraste extrême de conductivité entre les deux domaines ($K_f \gg \gg K_m$), voire à la présence d'un *fracture skin*. Un *fracture skin* suffisamment fort pour imposer des échanges pseudo-permanents entre les deux milieux peut en effet conduire à une telle géométrie d'écoulement.

En allant plus loin, les auteurs associent le régime bilinéaire à la coexistence de régimes linéaires au sein de la matrice et de la faille. Le régime linéaire se définit par

la constance de la surface de l'équipotentielle frontale au cours de sa propagation. Il est géométriquement impossible que cette équipotentielle évolue à surface constante simultanément dans la faille et dans la matrice. Une telle interprétation du comportement bilinéaire est donc irréaliste.

1.3.3. Le modèle à faille horizontale isotrope

Le système matrice perméable-faille unique horizontale est un cas particulièrement difficile à traiter sur le plan analytique du fait que les deux milieux contribuent simultanément et de manière directe à l'alimentation du puits, ce à quoi s'ajoute un terme d'échange entre la faille et la matrice au sein de laquelle les lignes d'écoulement ne sont par conséquent pas parallèles (non-linéarité). Aucune solution analytique n'existe pour le problème décrit de cette façon, et plusieurs approximations doivent être effectuées en amont des résolutions pour rendre celles-ci possibles. La première hypothèse stipule que les écoulements dans la matrice sont verticaux et dirigés vers la faille (Gringarten et Ramey, 1974). Ceci revient à considérer que la contribution directe de la matrice à l'alimentation du puits est négligeable. Cette hypothèse est largement inspirée des modèles à drainance verticale développés par Hantush et Jacob (1956) et Hantush (1960). Neuman et Witherspoon (1969), s'intéresse quant à eux aux cas d'aquifères multicouches incluant un niveau peu conducteur (figure 1.42). L'approximation peut paraître justifiée dans ces modèles du fait que seule une portion de l'aquifère est pompée, au sein de laquelle les écoulements se produisent exclusivement horizontalement, par opposition au reste du système qui n'alimente le puits qu'indirectement au moyen d'écoulement verticaux dirigés vers la partie pompée. En revanche, l'extension de cette hypothèse au système matrice-faille unique horizontale est difficile à argumenter puisque, la zone pompée n'étant pas restreinte à la zone de faille, l'alimentation directe du puits en provenance

de la matrice est déterminante. Le modèle proposé par Gringarten et Ramey (1974) stipule par ailleurs que la faille est de forme circulaire et de conductivité infinie. En d'autres termes, la charge s'y équilibre instantanément avec celle du puits, et la vitesse de diffusion dans la faille est infiniment grande. Les propriétés hydrauliques des zones de failles communément rapportées dans la littérature ne semblent pas favorables à ce postulat : les transferts de pression ne sont pas instantanés et la capacité spécifique peut atteindre 10^{-4} m^{-1} (Kuusela-Lahtinen and Niemi, 1995), ce qui contribue à leur ralentissement.

Les comportements prédits par ce modèle montrent une période à flux linéaire dans les temps courts (Banton et Bangoy, 1999), au delà de laquelle le signal dévie du modèle à faille unique verticale évoqué plus haut, développé par les mêmes auteurs. Un tel comportement linéaire n'est pas surprenant puisque, la faille étant assimilable à une source planaire, les écoulements matriciels seront unidimensionnels. Par ailleurs, il est intéressant de noter que dans certains cas, le signal linéaire est remplacé par une pente unitaire attribuable à un effet capacitif de la faille (Banton et Bangoy, 1999).

1.3.3.1. Modèles à drainance verticale

Plusieurs auteurs préconisent l'utilisation des modèles à drainance verticale comme alternative analytique pour la résolution des problèmes à faille horizontale-matrice conductrice (e.g, NRC, 1996 ; Andrews *et al*, 2002). En raison de la grande flexibilité de ces modèles, cette pratique est d'application plus courante que l'utilisation du modèle de Gringarten et Ramey (1974) à faille circulaire infiniment conductrice. Ces modèles résolvent les problèmes d'écoulement transitoires horizontaux radiaux au sein d'un système homogène isotrope multicouche d'extension latérale infinie composé de deux aquifères (un seul étant pompé) séparés par un aquitard, comme le montre la figure 1.42. Sur le plan hydrauliques, il s'agit des conditions de Theis

auxquelles s'ajoute un terme de contribution verticale (drainance) à travers le toit et/ou la base de l'aquifère pompé. Les modèles à drainance verticale se repartissent en trois catégories dépendamment des conditions aux limites de l'aquifère pompé, en d'autres termes, des propriétés hydrauliques de l'aquitard et de l'aquifère non pompé :

- i) solution de Hantush et Jacob (1956), les rabattements dans l'aquifère non pompé sont négligeables (*i.e.*, capacité infiniment grande), de même que l'emmagasinement dans l'aquitard (*i.e.*, le taux de drainance vertical est linéairement proportionnel à la différence de charge entre les deux aquifères) ;
- ii) solution de Hantush (1960), rabattements dans l'aquifère non pompé négligeables et capacité de l'aquitard non négligeable (conditions beaucoup plus applicables aux milieux naturels que les précédentes) ;
- iii) Neuman et Witherspoon (1969), rabattements dans l'aquifère non pompé non négligeables et capacité de l'aquitard non négligeable.

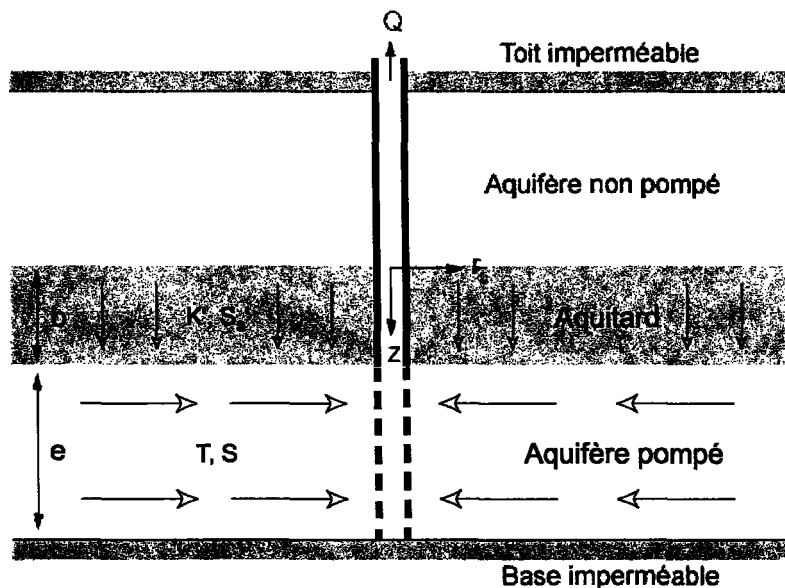


Figure 1.42 : configuration du modèle à drainance verticale proposé par Hantush (1960). Les flèches vides indiquent les directions des écoulements telles que postulées par l'auteur. Ce modèle analytique est utilisé par extension pour la résolution de problèmes d'écoulement transitoires dans une faille horizontale au sein d'une matrice conductrice, qui sont respectivement assimilées à l'aquifère pompé et l'aquitard.

Les deuxième et troisième cas sont applicables aux failles horizontales en prenant e petit devant b , avec les limites discutées plus haut concernant l'hypothèse de non approvisionnement direct du puits par la matrice (flux matriciels strictement verticaux). Le deuxième cas revient à imposer une limite à charge constante au toit de l'unité encaissante de la faille, à savoir l'aquitard, que nous appellerons matrice. Le problème transitoire se pose alors de la manière suivante,

1. Dans la faille :

$$T_f \left(\frac{\partial^2 s_f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial s_f}{\partial r} \right) - K_m \frac{\partial}{\partial z} s_m(r, b, t) = S_f \frac{\partial s_f}{\partial t} \quad (37)$$

où T_f , S_f et s_f sont respectivement la transmissivité, la capacité et les rabattements dans la faille, K_m et s_m étant la conductivité et les rabattements matriciels.

$K_m \frac{\partial}{\partial z} s_m(r, b, t)$ exprime la drainance verticale en provenance de la matrice.

2. Dans la matrice :

$$K_m \frac{\partial^2 s_m}{\partial z^2} = S_{sm} \frac{\partial s_m}{\partial t}. \quad (38)$$

S_{sm} étant la capacité spécifique de la matrice.

L'équation 37 décrit les écoulements transitoires radiaux dans la faille tandis que l'équation 38 régit les écoulements transitoires verticaux dans la matrice. La continuité hydraulique entre les deux domaines est assurée par,

$$S_f = S_m \text{ à } z = b$$

La disposition présentée sur la figure 1.42 admet en réalité des écoulements tridimensionnels. On voit cependant que la drainance verticale est introduite dans

l'équation 37 comme un terme source, faisant ainsi l'hypothèse implicite selon laquelle cet apport est instantanément équilibré sur l'épaisseur de la faille, ce qui permet de ramener les écoulements dans cette dernière à un problème bidimensionnel. L'hypothèse est *a priori* valable dans ce cas en raison de la faible épaisseur de la faille, elle le sera d'autant plus que la conductivité de la faille est grande et son épaisseur faible. Par ailleurs, Hantush (1960) avance que l'approximation des écoulements verticaux dans la matrice est valable si le contraste entre les conductivités des deux domaines est suffisamment fort, soit à toutes fins pratiques pour des écarts supérieurs à deux ordres de grandeur (*e.g.*, Reed, 1980)

La solution apportée par Hantush (1960) au problème ainsi simplifié prend la forme suivante, valable pour $t < b S_{sm} / 10K_m$ (Reed, 1980),

$$s_f(r,t) = \frac{Q}{4\pi T} H(u, \beta) \text{ avec, } u = \frac{r^2 S_f}{4T_f t}$$

La fonction $H(u, \beta)$ étant,

$$H(u, \beta) = \int_u^\infty \frac{e^{-y}}{y} \operatorname{erfc} \frac{\beta \sqrt{u}}{\sqrt{y(y-u)}} dy$$

Cette fonction équivaut à la fonction de Theis pour $\beta = 0$.

β est un terme sans dimension introduit par Hantush (1960) et défini par,

$$\beta = \frac{r}{4} \sqrt{\frac{K_m S_{sm}}{T_f S_f}}$$

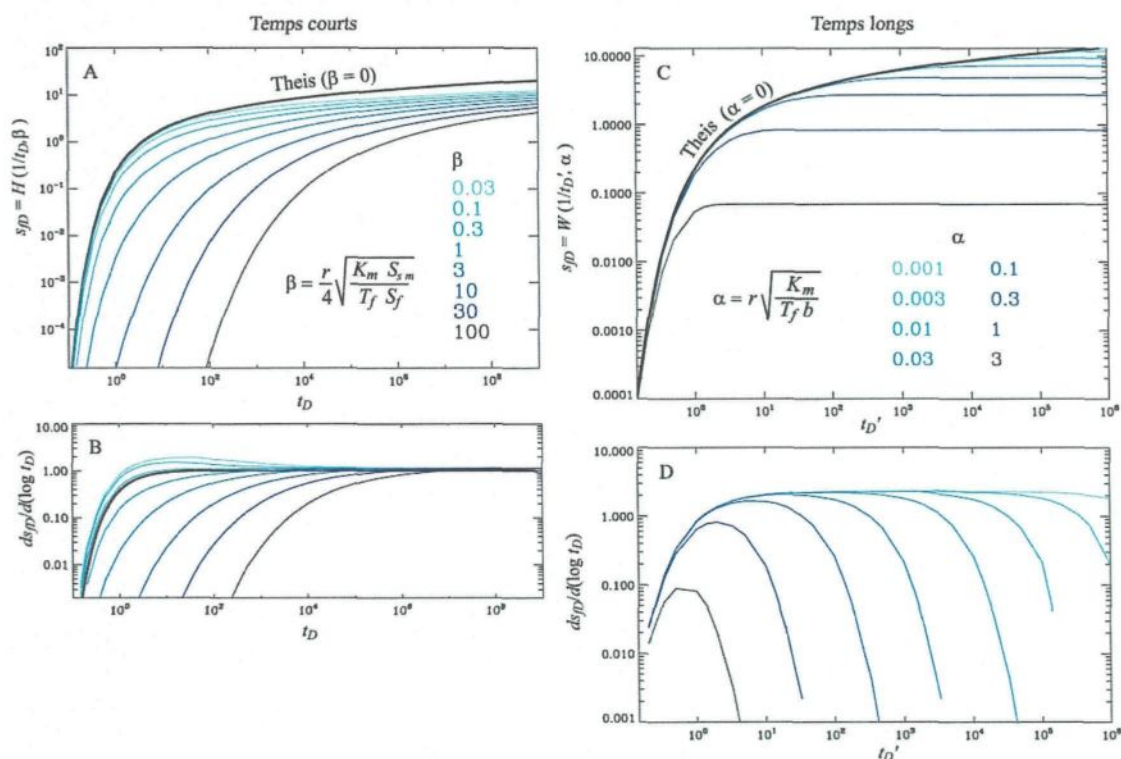


Figure 1.43 : courbes-types des rabattements dans une faille horizontale selon le modèle à drainance verticale de Hantush (1960) d'après les valeurs tabulées par l'auteur (Hantush, 1961a ; Hantush, 1961b), et reproduites par Reed (1980). La faille est assimilée à une unité aquifère pompée d'épaisseur faible. Le modèle radial de Theis a été tracé pour comparaison (trait gras). s_D et t_D adoptent les définitions classiques $s_D = 4\pi T_f s_f / Q$ et $t_D = 4T_f t / r^2 S_f$.

Les courbes présentées en figure 1.43 mettent en évidence le gain de sensibilité acquis par la visualisation des dérivées-log : si les signaux temps-rabattements fournissent une appréciation quantitative des rabattements et notamment des niveaux stationnaires dans les temps longs, les dérivées-log apportent des informations précieuses sur les différents régimes d'écoulement traversés dans l'espace et dans le temps (non radial, radial, permanent), et par conséquent sur l'hydrodynamisme du système et les relations entre les unités présentes. La formation d'un plateau

horizontal dans le diagramme 1.43-b caractérise l'apparition d'un régime radial (conditions de Theis), tandis que les écarts observés dans les temps inférieurs pour $r \neq 0$ marquent le comportement non-radial atypique caractéristique de la drainance verticale. En ce qui concerne les temps longs, les signaux de dérivée-log (figure 1.43-d) traduisent un comportement radial en tout point de la faille, précédant l'apparition du régime stationnaire.

Le terme β peut être considéré comme exprimant l'aptitude de la matrice à approvisionner la faille, soit à contribuer au système. Les réponses visualisées sur la figure 1.43 montrent d'une part que les déviations depuis le modèle de Theis sont d'autant plus fortes que cette contribution est significative (fortes valeurs de β), et d'autre part que plus le puits d'observation est proche du puits de pompage (r faible) moins les rabattements seront perturbés par la drainance verticale dans les temps courts (la portion relative de l'approvisionnement matriciel par rapport à la décharge totale au puits étant moins grande). Par ailleurs, la réponse prédite sur le long terme, qui correspond à la deuxième solution définie ci-dessous et fournie par Hantush (1960) pour les temps longs ($t > 5bS_{sm}/K_m$), admet rapidement un régime permanent comme le montrent les figures 1.43-c (signal plat) et 1.43-d (valeurs tendent vers 0). En effet, cette solution stipule que les rabattements sont distribués par une fonction exponentielle intégrale d'ordre α ,

$$s_f(r,t) = \frac{Q}{4\pi T} W(u', \alpha) \text{ avec, } u' = u \left(1 + \frac{S_m}{3S_f} \right) \text{ et } \alpha = r \sqrt{\frac{K_m}{T_f b}}$$

La fonction $W(u, \beta)$ étant définie par,

$$W(u, \beta) = \int_u^\infty \frac{e^{-y \frac{\beta^2}{4y}}}{y} dy$$

Cette fonction se stabilise rapidement sur une constante fixée par α (figures 1.43-c et 1.43-d) dans les valeurs moyennes et fortes de $t_D' = 1/u'$. L'atteinte d'un régime permanent dans ce modèle d'aquifère horizontal d'extension infinie est une conséquence directe de la condition à charge constante imposée au toit de la matrice, et signifie que le puits est intégralement approvisionné par la drainance verticale matricielle.

Un aspect atypique du modèle à drainance verticale est que l'allure du signal dépend de la distance radiale r à travers les termes α et β , comme le montrent les courbes de la figure 1.43, normalisées en t/r^2 . Il en va de même pour les propriétés hydrauliques du système : de celles-ci ne dépendent pas simplement les positionnements latéral et vertical du signal comme pour l'aquifère unique de Theis, mais aussi son allure à travers les paramètres α et β . Tel qu'évoqué précédemment, la déviation par rapport au modèle de Theis dans les temps courts augmente en s'éloignant de la source. Le comportement au puits est théoriquement ajusté par le modèle de Theis : α et β tendent vers 0 quand r tend vers 0, par conséquent les fonctions $H(u, \beta)$ et $W(u', \alpha)$ tendent vers la fonction de Theis $W(u)$. Le taux de drainance vertical étant par définition égal au produit du taux surfacique et de la surface d'échange disponible, celui-ci augmente au cours du test avec l'augmentation du rayon de diffusion. Les réponses transmises par les piézomètres distants de la source (r grands) seront donc marquées par un apport matriciel important, et ne sont plus ajustables sur la fonction de Theis lorsque cet apport constitue une portion significative de la décharge totale au puits.

Il s'agit donc d'un comportement qui *a priori* devrait être radial, la surface A d'une équipotentielle satisfaisant en tout temps la relation $A(r) \sim r$, et qui pourtant ne

s'ajuste pas sur une exponentielle intégrale de premier ordre tel que le stipule le modèle de Theis. Cette caractéristique très singulière du modèle à drainance verticale peut être appréhendée en s'intéressant à la relation de diffusion $r(t)$ inhérente à la solution analytique proposée par Hantush. En effet, comme nous l'avons vu le rayon de diffusion r est présent dans la définition des deux variables d'entrée u et β de la fonction de Hantush $H(u, \beta)$. On peut donc analyser la relation $\beta(1/u)$ à H constant – où $1/u$ et H peuvent être considérés comme le temps et le rabattement adimensionnels –, comme le montre la figure 1.44 pour quelques valeurs de H .

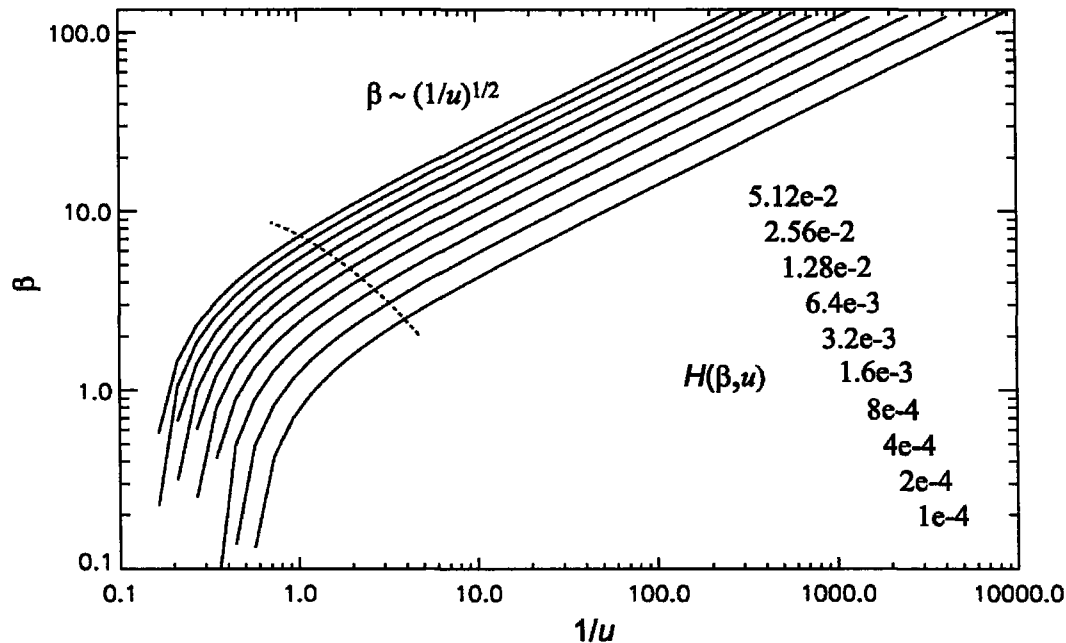


Figure 1.44 : relation β vs $1/u$ à $H(\beta, u)$ constant, selon la solution de Hantush (1960) définie pour les temps de pompage courts. H est la fonction de Hantush décrite dans le texte. La ligne pointillée marque approximativement le début de la période linéaire.

En revenant à sa définition initiale, β peut être transcrit en r qui intervient aussi dans la définition de u . La relation de diffusion spécifique $r(t)$ est alors obtenue en injectant r et $1/u$ dans l'équation conventionnelle,

$$u = \frac{r^2 S_f}{4T_f t} \quad \text{ou encore,} \quad t = \frac{r^2 S_f}{4T_f u}$$

La figure 1.45 montre la relation de diffusion ainsi obtenue. Il est à noter que les valeurs de la fonction $H(u, \beta)$ ayant servi à l'établissement des courbes des figures 1.44 et 1.45 ont été calculées grâce à l'approximation de cette fonction développée par Papadopoulos et publiée par Reed (1980), tandis que la figure 1.43 correspond aux tabulations publiées par l'auteur du modèle et reprises en partie seulement par Reed (1980). L'approximation de Papadopoulos a été utilisée du fait que la portion des tabulations de Hantush reprise par Reed s'est avérée insuffisante pour le calcul effectué ici.

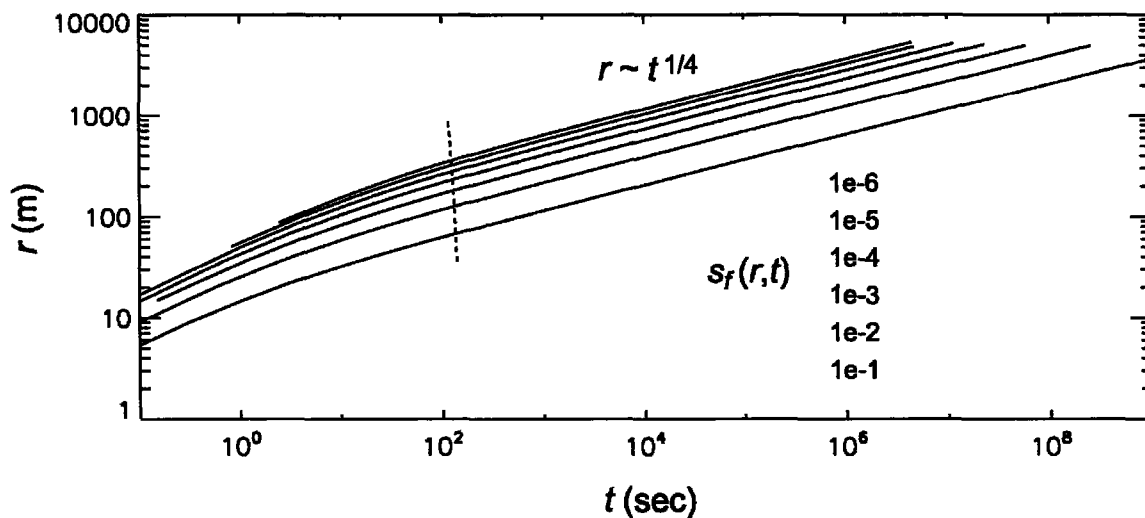


Figure 1.45 : relation de diffusion $r(t)$ anormale du modèle à drainance verticale de Hantush ($K_m=1e-6$ m/s ; $S_{s,m}=1e-4$ m⁻¹ ; $T_f=1e-3$ m²/s ; $S_f=1e-5$; $Q=5e-3$ m³/s). Ce diagramme met en évidence le ralentissement de diffusion au sein de l'unité pompée (faille) en présence d'un approvisionnement matriciel. La courbe pointillée marque approximativement le début du régime diffusif anormal stabilisé.

On voit sur cette figure qu'il s'agit d'une diffusion ralentie dans la faille. En effet, le

régime de diffusion normal, commun à la plupart des modèles à l'exception des modèles fractals (voir plus loin), stipule une relation de la forme $\langle r^2 \rangle \sim t$, où $\langle r^2 \rangle$ est le rayon quadratique moyen, égal à r^2 dans les cas à équipotentiels cylindriques tel que celui traité ici. La relation obtenue ici est de la forme $\langle r^2 \rangle \sim t^{0,5}$, impliquant un régime anormal marqué par un ralentissement de diffusion. Ce dernier est une conséquence de la drainance verticale, qui constitue un apport externe dont l'effet est de diminuer la contribution de la faille à l'alimentation du puits, et par conséquent de ralentir la diffusion des équipotentiels dans la faille.

On voit sur la figure 1.44 que la relation $\beta(1/u)$ à H constant est, pour une partie du signal, de la forme,

$$\beta = C \left(\frac{1}{u} \right)^{1/2} \quad (39)$$

C étant une constante dont on peut montrer qu'elle se définit par $C \sim \log(H)$.

En injectant dans l'équation 39 les définitions des termes β et u , on obtient,

$$\frac{r}{4} \sqrt{\frac{K_m S_{sm}}{T_f S_f}} = C \sqrt{\frac{4 T_f t}{r^2 S_f}}$$

soit,
$$r^2 = \left(C \frac{8 T_f}{\sqrt{K_m S_{sm}}} \right) t^{1/2} \quad (40)$$

qui est la relation de diffusion ralentie présentée en figure 1.45.

Il est intéressant de noter dans l'équation 40 d'une part que la vitesse de diffusion des équipotentiels dans la faille est une fonction inverse de $(K_m S_{sm})^{1/2}$, ce qui corrobore le fait que plus l'aptitude de la matrice à approvisionner la faille est grande, plus lente sera la propagation des équipotentiels dans cette dernière ; d'autre part que la capacité de la faille n'influe pas sur la vitesse de diffusion.

La représentation des relations faille-matrice à travers le concept de drainance verticale a été analysée numériquement par Van Tonder *et al* (1998) et Sekhar *et al* (1993). La géométrie du système multicouche reprend la configuration de Hantush présentée en figure 1.42, les rabattements au sein de l'aquifère supérieur étant ici pris en compte, ainsi qu'un *fracture skin* (dans le modèle de Sekhar *et al*, 1993) analogue à celui introduit par Moench (1984) décrit plus haut. Les deux modèles prévoient un comportement radial dans le long terme (Leveinen, 2001), mis en évidence dans l'étude de Van Tonder (1998) par l'apparition du plateau caractéristique de la dérivée-log projetée sur un diagramme bilogarithmique, de manière analogue aux prévisions analytiques (figures 1.43-b et 1.43-d).

1.3.4. Les modèles à faille pseudo-anisotrope et anisotrope

L'anisotropie de conductivité des failles constitue un fait d'observation très largement rapporté par l'analyse de leurs structures internes. Il est de plus en plus communément admis que cette anisotropie dans le plan de faille est contrôlée par la direction du glissement, définissant ainsi le repère principal du tenseur de conductivité. Les propriétés hydrauliques transversales au plan sont quant à elle corrélables à l'architecture interne de la faille (présence d'une zone centrale à particules fines).

L'effet sur les écoulements permanents ou transitoires de l'anisotropie dans le plan de faille n'a jamais été abordé en modélisation analytique ou numérique. On peut pourtant anticiper le fait que les écarts de plusieurs ordres de grandeur rapportés par l'observation des propriétés mésoscopiques des failles modifie considérablement leur comportement macroscopique, et influe significativement sur la distribution des écoulements au sein du réservoir faillé. Ce problème entre directement dans le champ

de cette étude et sera traité par l'expérimentation numérique dans la troisième partie du mémoire.

À l'échelle d'un réservoir, la présence d'une faille peut se manifester par la redistribution des écoulements et l'accélération des transferts entre les différentes régions du réservoir, et/ou par l'accélération ou le ralentissement des échanges entre les deux régions individualisées par la faille (figure 1.46). Ces deux effets peuvent être envisagés de manière indépendante à travers la prise en compte de l'anisotropie transversale de la faille, à savoir entre les conductivités normale et tangentielle au plan.

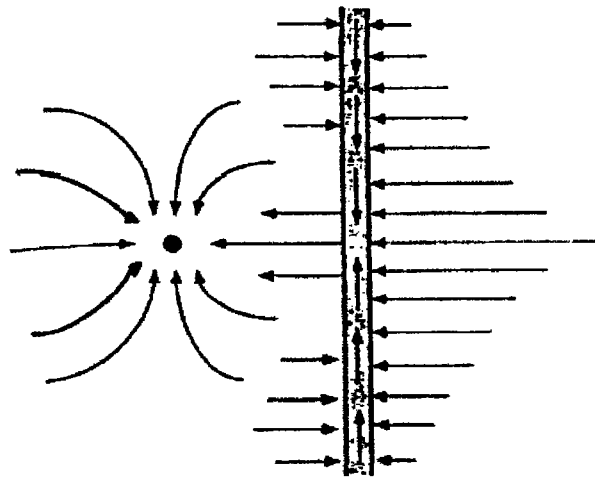


Figure 1.46 : représentation schématique des échanges entre la matrice et une faille conductrice non connectée à la source selon le modèle de Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995). La faille implique ici une redistribution horizontale des écoulements. D'après Pulido *et al* (2003).

1.3.4.1. Modèle pseudo-anisotrope

Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995) proposent une solution analytique au problème des écoulements transitoires dans un réservoir recoupé par une faille linéaire verticale non connectée à la source (figure 1.46). L'anisotropie transversale des propriétés de la faille n'est pas explicite, cette dernière étant caractérisée par une conductivité K_f unique, cependant les écoulements longitudinaux dans le plan de faille sont régis par le terme conductivité adimensionnelle K_{fd} tandis que le comportement normal (barrière, semi-barrière ou faille transparente) est pris en compte à travers l'introduction d'un facteur *fracture skin* Sk_f relié à la présence d'une zone d'altération à l'interface entre les deux domaines, selon le concept présenté par Moench (1984).

$$K_{fd} = \frac{K_f e}{K_m d} \quad (41)$$

$$Sk_f = \frac{2\pi K_m}{d} \left(\frac{e_a}{K_a} + \frac{e}{2K_f} \right) \quad (42)$$

avec, K_{fd} la conductivité adimensionnelle de la faille, K_f et e la conductivité et l'épaisseur de la faille, K_a et w_a la conductivité et l'épaisseur de la zone altérée, K_m la conductivité matricielle et d la distance entre la faille et le puits.

Ces auteurs suivent une méthode de résolution analogue à celle empruntée par Gringarten *et al* (1974) ainsi que Cinco-Ley *et al* (1978) : les équations aux dérivées partielles décrivant les écoulements transitoires sont formulées indépendamment au sein de la matrice et de la faille. En posant les conditions aux limites spécifiques celles-ci sont résolues séparément par la transformée de Laplace puis couplées en préservant la continuité des charges et des flux à l'interface entre les deux domaines. Les postulats concernant l'organisation spatiale et temporelle des écoulements au cours du test hydraulique sont semblables à ceux effectués dans le modèle à faille

verticale connectée au puits (Cinco-Ley *et al*, 1978) décrit plus haut, la non connexion au puits se traduisant ici par l'absence des régimes linéaire de faille et linéaire de matrice. Les écoulements matriciels sont considérés comme adoptant une géométrie linéaire à l'approche de la faille, au sein de laquelle le flux est supposé linéaire, si bien que l'on retrouve le régime bilinéaire introduit par Cinco-Ley *et al* (1978) et caractérisé dans ce même modèle par un signal à pente 0,25 sur un diagramme bilogarithmique tant pour les rabattements que pour leur dérivée-log. Dans les temps plus longs, Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995) prédisent la mise en place de conditions d'écoulement radial. Notons enfin que ce modèle présume que les effets transitoires dans la faille se produisent dans les temps très courts, et sont à toutes fins pratiques négligeables.

Le modèle d'Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995) prévoient le comportement au puits suivant pendant la période bilinéaire (figures 1.47 et 1.48),

$$s_D(t_D) = \frac{1,225}{\sqrt{K_{fd}}} t_D^{0,25} + C \quad (43)$$

$$\frac{ds_D(t_D)}{d\log t_D} = \frac{0,611}{\sqrt{K_{fd}}} t_D^{0,25} \quad (44)$$

$$t_D = \frac{K_f t}{\Phi_f \mu_f c_{ft} d^2}$$

$$s_D = \frac{K_m b \rho g (h_0 - h)}{141,2 \mu Q}$$

où Φ_f , c_{ft} et μ_f sont respectivement la porosité, la compressibilité totale et la viscosité du fluide, b est l'épaisseur de l'aquifère, et Q le débit constant à la source.

La solution inclue par ailleurs un facteur de mobilité non représenté ici, exprimant la différence de conductivité entre les deux régions séparées par la faille.

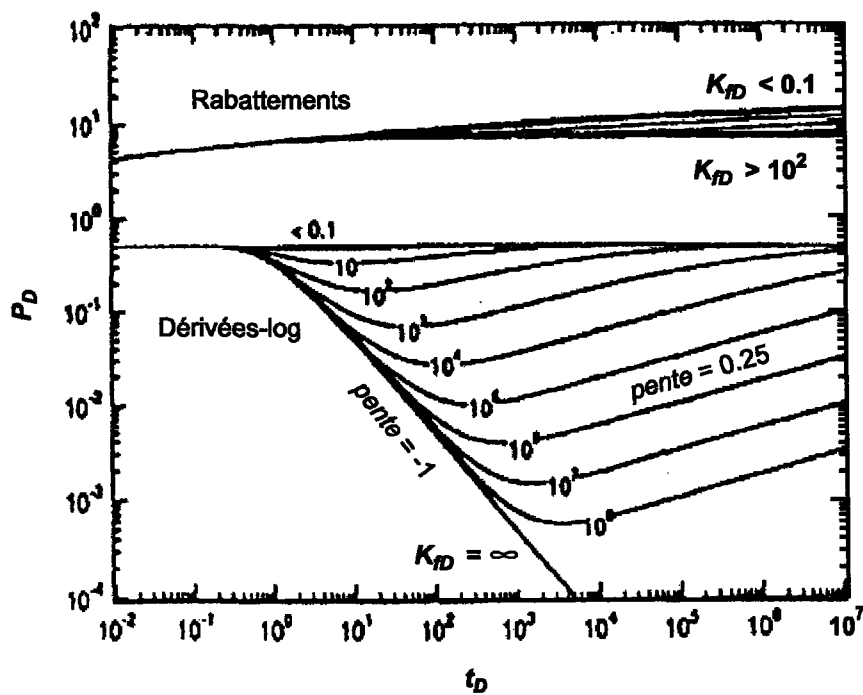


Figure 1.47 : courbes-types (au puits) du modèle à faille verticale non connectée à la source, développé par Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995), pour différentes valeurs de la conductivité adimensionnelle (*fracture skin* nul). Les axes sont en temps et pression adimensionnelles. D'après Pulido *et al* (1998).

On retrouve sur la figure 1.47 et dans l'équation 44 la pente 0,25 de la dérivée-log marquant le régime bilinéaire (le *fracture skin* n'est pas encore pris en compte) et la dimension d'écoulement caractéristique $n = 1,5$. Ce signal diverge toutefois de celui transmis par une faille connectée à la source (figure 1.40) en ce que le régime bilinéaire est ici précédé d'une période singulière de pente unitaire négative, dont la durée augmente avec la conductivité de la faille, elle-même précédée d'une période de pente nulle traduisant la diffusion radiale des rabattements avant l'atteinte de la faille. Le premier signal transmis par la faille est donc analogue à celui d'une frontière linéaire à charge constante (figure 1.13). Lorsque la charge hydraulique est

suffisamment faible, le fluide entre dans la faille et s'écoule linéairement pour ressortir en direction du puits suivant le schéma illustré en figure 1.46. Cette redistribution horizontale des écoulements au travers de la faille évolue dans ce modèle en régime bilinéaire. Enfin, les rabattements se développent dans les temps longs en régime pseudo-radial puis radial lorsque le front de diffusion est grand devant la taille du système faille-puits et que l'alimentation du puits est entièrement assurée par l'emmagasinement matriciel.

Il est intéressant de noter que la pente caractéristique 0,25 est révélée ici uniquement par la dérivée-log des rabattements et non par les rabattements en soi (figure 1.47, équations 43 et 44). Cette propriété diverge du modèle à faille connectée dont le comportement marque une pente 0,25 pour les deux types de représentations.

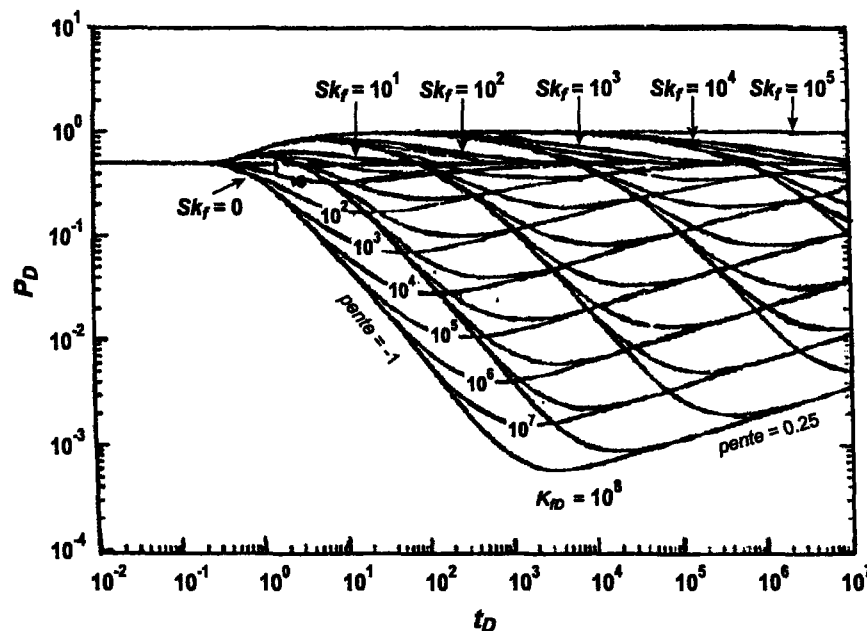


Figure 1.48 : dérivées logarithmiques des rabattements à la source, modèle de Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995), effet du facteur *fracture skin*. Les axes sont en temps et pression adimensionnelles. D'après Pulido *et al* (1998).

La figure 1.48 montre que l'introduction du terme *fracture skin* crée une résistance aux écoulements transversaux dans la faille, retardant la mise à contribution de cette dernière. L'effet induit sur le signal de la dérivée-log pour $Sk_f > 100$ est dans un premier temps analogue à celui d'une frontière imperméable (figure 1.13), à savoir l'apparition d'un deuxième palier horizontal dont la valeur est égale au double de celle du premier palier correspondant au flux radial matriciel (doublement de la pente de $s(t)$ en semi-log). La durée de cette période augmente avec l'amplitude du *fracture skin*, de sorte qu'une faille à très fort Sk_f peut s'apparenter à une frontière imperméable sur toute la durée d'un test hydraulique. Par la suite, lorsque le gradient de part et d'autre de la zone altérée est suffisamment fort, le front de rabattement pénètre dans la faille et le comportement devient similaire au cas $Sk_f = 0$ décrit plus haut.

Par définition, l'effet capacitif dans la faille signifie que l'équation de continuité régissant les écoulements unidimensionnels dans celle-ci est réduite à son terme en capacité (par analogie, équivalent au terme de droite de l'équation 4b), autrement dit que le terme en gradient (terme de gauche de l'équation 4b) est négligeable : la charge s'équilibre instantanément sur toute la longueur de la faille. Le modèle prédit dans un deuxième temps un régime bilinéaire, impliquant entre autre que la faille est le lieu d'écoulement linéaire. Il est relativement contradictoire de considérer qu'un même objet réponde successivement de ces deux comportements, puisque le premier suppose une conductivité infiniment grande (*i.e.*, zéro gradient de charge) lorsque le deuxième implique une conductivité finie (*i.e.*, gradient de charge non négligeable). En conséquence, la coexistence des deux parties du signal est très théorique.

Par ailleurs, il s'agit ici d'un modèle pseudo-anisotrope, les paramètres $K_{\mathcal{D}}$ et Sk_f n'étant pas indépendants. Une faible conductivité de la faille implique ici un fort

fracture skin, si bien qu'il est impossible de rendre compte, par exemple, des comportements incluant des écoulements uniquement transversaux (concept de faille transparente, ligne horizontale sur la figure 1.47) sans diminuer à l'extrême le terme épaisseur de la faille (la zone altérée étant absente). Cette modulation des différents termes décrivant la faille dans le but de représenter certains comportements naturels n'est pas toujours défendable et peut s'avérer arbitraire, si bien que l'hypothèse d'interdépendance de propriétés longitudinales et transversales paraît relativement spéculative. De plus, une telle hypothèse manque *a priori* de légitimité.

L'introduction d'une zone altérée comme un troisième domaine d'écoulement (perpendiculaires à la faille) permet ici une dissection pratique et simplificatrice du problème des écoulements dans la faille. Le comportement hydraulique transversal de la faille (*i.e.* les échanges faille-matrice) est obtenu exclusivement par la résolution des flux transitoires dans la zone altérée tandis que les écoulements dans le domaine-faille sont longitudinaux, chaque problème demeurant ainsi unidimensionnel. Une telle formulation du problème autorise de plus la prise en compte du comportement réaliste mixte barrière-conduit en prenant K_a faible et K_f fort dans les équations 41 et 42.

Il est possible que l'introduction d'une zone altérée peu conductrice aux interfaces faille-matrice, initialement proposée par Moench (1984), soit justifiée dans certains cas, et que ce trait soit effectivement responsable de certains comportements naturels tels que le comportement barrière-conduit. Toutefois, on observe le plus souvent que les failles s'organisent en un cœur peu conducteur (zone broyée) autour duquel se développe une zone de fracturation plus ou moins large impliquant une nette augmentation des propriétés conductrices, dans laquelle a lieu l'essentiel des écoulements. Le schéma proposé par Abbazsadeh et Cinco-Ley (1995) peut donc

s'avérer caduque. Encore une fois, il semble que le problème repose sur la définition de l'objet modélisé, et que le concept introduit par Moench s'applique plus aux fractures, dont les parois peuvent être colmatées, qu'aux faille structurées.

1.3.4.2. Modèle anisotrope stationnaire

Le modèle analytique stationnaire bidimensionnel développé par Anderson (2006) s'applique aux failles – ou zones de failles – linéaires verticales non connectées à la source. Ce modèle propose une formulation strictement anisotrope de la transmissivité horizontale de la faille, et autorise ainsi une représentation indépendante des propriétés longitudinales et transversales apte à rendre compte d'une gamme étendue de comportements. Ce modèle diffère par ailleurs des modèles évoqués précédemment sur plusieurs aspects : la faille est considérée ici comme un milieu poreux, autrement dit comme une unité aquifère en soi sans limite d'épaisseur, et aucun postulat n'est effectué sur la géométrie des écoulements au sein des différents domaines.

Deux paramètres sont introduits dans ce modèle, la conductance C_f et la résistance R_f , définis par les relations suivantes, dont les formes se rapprochent des équations 41 et 42,

$$C_f = T_N e \quad (45)$$

$$R_f = \frac{e}{T_T} \quad (46)$$

où T_N , T_T et e sont respectivement la transmissivité normale, la transmissivité tangentielle et l'épaisseur de la faille.

L'auteur avance que le comportement d'une faille anisotrope peut être caractérisé par ces deux paramètres. L'analyse des cas limite $C_f = 0$ et $R_f = 0$ apporte les conclusions suivantes :

- Lorsque $C_f = 0$, les flux sont uniquement transversaux, soit unidimensionnels et normaux à l'axe de la faille (leur amplitude varie le long de la faille), tandis que la distribution des charges hydrauliques est bidimensionnelle ;
- La situation s'inverse pour $R_f = 0$, où les équipotentiels de charge hydraulique dans la faille sont unidimensionnelles et perpendiculaires à l'axe de la faille ($h(x)$, l'axe la faille étant dans la direction Ox) tandis que les lignes d'écoulement sont bidimensionnelles.

Il en résulte que, lorsque l'épaisseur de la faille devient très petite devant l'échelle d'observation, les équipotentiels apparaîtront dans le premier cas discontinues de part et d'autre de la faille (figure 1.49-a) ; telles que les lignes d'écoulement dans le deuxième cas (figure 1.40-b). Le cas limite $C_f = 0$ peut être diagnostiqué à partir de l'observation de la distribution des charges, à la différence du cas $R_f = 0$, plus difficile à identifier sur le terrain puisque requérant l'observation des lignes d'écoulement.

Concernant la généralisation aux failles situées entre ces deux extrêmes, ni les distributions de charges ni les lignes d'écoulement n'admettent de linéarité (figure 1.49-d), si bien que leurs deux schémas apparaîtront discontinus si e est faible devant la dimension d'observation, comme le montre la figure 1.49-c.

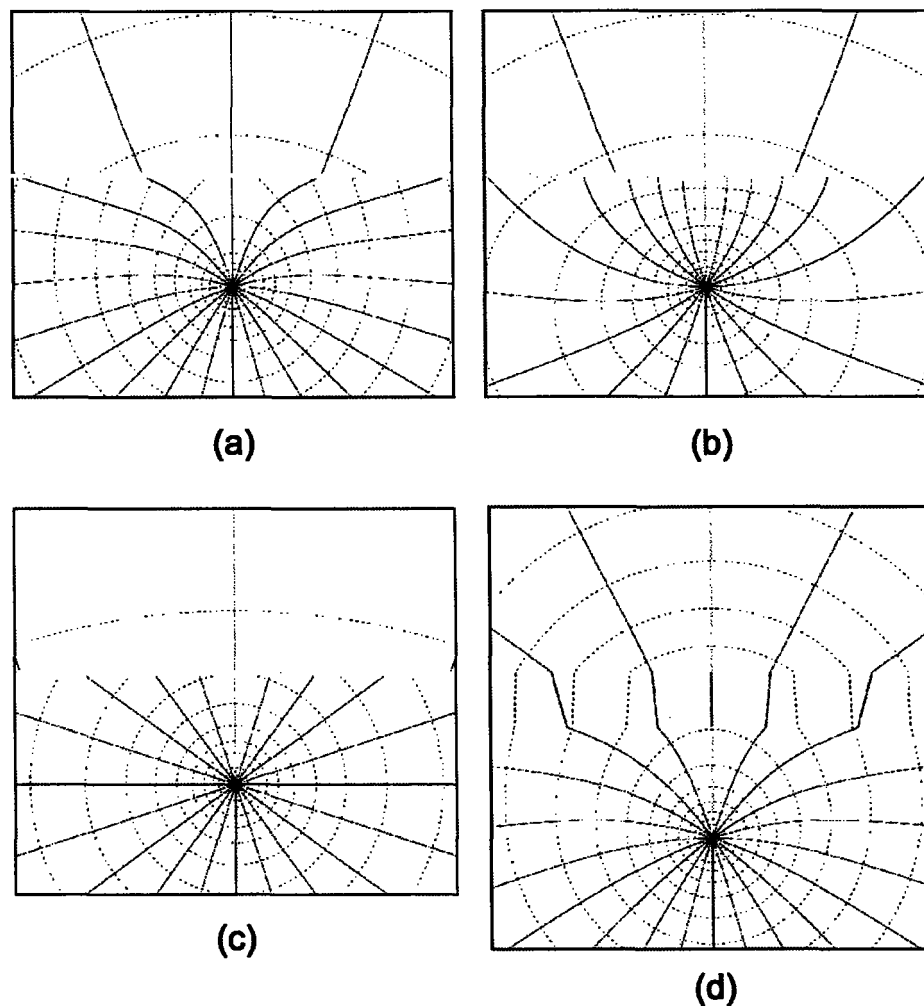


Figure 1.49 : écoulements stationnaires dans le système matrice-faille anisotrope (en gris) en conditions de pompage (puits de pompage représenté par le point noir) selon le modèle d'Anderson (2006). Les lignes pointillées marquent les équipotentiels de charge hydraulique, les lignes pleines sont les lignes d'écoulement. a) $C_f = 0$, noter la discontinuité des équipotentiels de part et d'autre de la faille ; b) $R_f = 0$, noter la discontinuité des lignes d'écoulement ; c) et d) faille quelconque $C_f \neq R_f \neq 0$, pour des épaisseurs variables de la faille. Les lignes d'écoulement et les équipotentiels de charge sont discontinues dans ce dernier cas.

1.3.5. Discussion

Le tableau 1.2 propose un récapitulatif des comportements transitoires prédits par les modèles de réservoirs faillés traités dans cette section.

Tableau 1.2 : récapitulatif des comportements à la source anticipés par les différents modèles analytiques à faille unique.

Modèles transitoires		$s(t)$	$ds(t)/d(\log t)$	Remarque	Références
Flux radiaux		$\sim \log(t)$	Constante		Theis (1935)
Faille verticale barrière non connectée à la source		$\sim \log(t)$	Constante	Similaire frontière imperméable	e.g., Walker et Roberts (2003)
Faille verticale infiniment conductrice non connectée à la source		Constante	$\sim t^{-1}$	Similaire frontière ch. constante	e.g., Walker et Roberts (2003)
Modèles linéaires	Faille verticale connectée à la source Flux linéaires dans la faille	$\sim t^{0,5}$	$\sim t^{0,5}$	K_f finie	Cinco-Ley et al (1978), Cinco-Ley et Samaniego (1981)
	Faille verticale connectée à la source Flux linéaires dans la matrice	$\sim t^{0,5}$	$\sim t^{0,5}$	K_f infinie	Gringarten et al (1974), Gringarten et al (1975)
	Faille verticale connectée à la source Flux bilinéaires	$\sim t^{0,25}$	$\sim t^{0,25}$	K_f finie	Cinco-Ley et al (1978), Cinco-Ley et Samaniego (1981)
	Faille verticale pseudo-anisotrope non connectée à la source <i>Fracture skin</i>	$\sim t^{0,25} + \text{constante}$	Constante	Similaire frontière imperméable	Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995)
	Faille verticale pseudo-anisotrope non connectée à la source Flux bilinéaires	$\sim t^{0,25}$	$\sim t^{0,25}$	Temps courts : similaire frontière ch. constante	Abbaszadeh et Cinco-Ley (1995)
Faille horizontale infiniment conductrice		$\sim t^{0,5}$	$\sim t^{0,5}$	Temps courts : $s(t) \sim t$ (effet capacitif dans la faille)	Gringarten et Ramey (1974)
Faille horizontale de conductivité finie Drainance verticale		$\sim H(1/t, \beta) / \sim \log(t) /$ constante	-- / constante / 0	Diffusion ralentie : $r^2 \sim$ $t^{0,5}$	Hantush (1960)

Les modèles transitoires à faille unique verticale décrits dans cette section sont tous fondés sur le postulat des écoulements unidimensionnels dans la faille, et sont parfois regroupés dans la littérature sous la dénomination *modèles linéaires*.

Plusieurs critiques fondamentales peuvent être apportées à ces modèles, portant essentiellement sur la plausibilité très relative des postulats effectués sur la géométrie des écoulements matriciels et dans la faille, clefs de voûte de la démarche :

- Les écoulements linéaires dans une faille verticale sont reliés ici au fait que la source cylindrique parcourt l'intégralité de celle-ci, autrement dit que la communication directe entre la faille et la source s'étend sur toute la hauteur de la faille. Il s'agit donc d'une exception géométrique, certainement non représentative des conditions naturelles. Dans quelle mesure les écoulements linéaires fréquemment observés lors des essais de puits peuvent-ils être associés à la présence d'une faille dans des conditions réalistes (faille inclinée)?
- L'hypothèse des écoulements bilinéaires, admettant par définition des écoulements linéaires dans la faille, est sujette à la même critique. De plus, il semble qu'il y ait une certaine contradiction inhérente au concept de flux bilinéaires tel qu'introduit par Cinco-Ley *et al* (1978) : l'existence d'un gradient de charge au sein de la faille entraîne inévitablement le non-parallélisme des lignes d'écoulement matricielles. L'apparition d'écoulement linéaires dans la matrice doit être reliée à l'uniformité des charges dans la faille, autrement dit à l'assimilation de cette dernière à une source planaire. Ce problème est implicitement contourné dans les démarches analytiques des auteurs en ce que l'égalité des termes sources, après les résolutions séparées dans la faille et la matrice, est une condition imposée afin d'assurer la continuité hydraulique du système. Le problème matriciel stipule une source planaire (Cinco-Ley *et al*, 1978), soit une uniformité des charges dans la faille, et par là une absence de gradients qui est incompatible avec le postulat de linéarité des écoulements dans la faille. La juxtaposition des deux solutions analytiques, matérialisant la coexistence de deux flux linéaires, est donc très artificielle.

Cinco-Ley *et al* (1978) attribuent les comportements linéaires et bilinéaires respectivement à des géométries d'écoulement unidimensionnelle et bi-unidimensionnelle (*i.e.*, unidimensionnelle dans chacun des deux domaines d'écoulement, et perpendiculaires d'un domaine à l'autre). Dans ce cas, la définition proposée de la dimension d'écoulement fait référence à la symétrie des lignes d'écoulement, conception caduque à la lumière des développements apportés par le modèle GRF : la dimension d'écoulement est un paramètre transitoire corrélé à la position et à la géométrie de l'équipotentielle frontale et des lignes d'écoulement voisines, indépendamment de la géométrie des écoulements en aval. Cette précision infirme l'interprétation des signaux $n = 1,5$ avancée par Cinco-Ley *et al* (1978), étant géométriquement impossible que le front de rabattement ne se propage linéairement dans la faille et dans la matrice au même moment.

Les signaux marquant des pentes proches de 0,5 et 0,25 sont pourtant fréquemment rencontrés lors des essais de puits. Les modèles linéaires et bilinéaires sont par conséquent régulièrement utilisés pour des interprétations qualitatives et quantitatives de tests hydrauliques dans le cadre de caractérisations de réservoirs hydriques (Verweij, 1995 ; Allen et Michel, 1998 ; Leveinen, 1998 ; Leveinen, 2001 ; Andrews *et al*, 2002), pétroliers (Tiab, 2005), géothermiques (Onur *et al*, 2007), et de sites potentiels pour le stockage de produits radioactifs (Ludvigson *et al*, 2004), malgré leurs limites de validité. Il apparaît alors nécessaire d'améliorer la compréhension des comportements hydrodynamiques particuliers reliés à ce type de signal, de vérifier l'implication des failles ou zones de failles dans ces comportements, et le cas échéant de développer une généralisation des modèles existants aux cas des failles quelconques, autrement dit naturelles.

Certains traits du modèle de Cinco-Ley *et al* (1978) et Cinco-Ley et Samaniego

(1981) sont assurément très pertinents au cas des systèmes faille-matrice, à savoir l'aspect évolutif des relations hydrodynamiques entre les deux domaines impliquant la succession de plusieurs périodes de rabattement identifiées par différentes valeurs de la dimension d'écoulement, ainsi que l'apparition de dimensions fractionnaires. Il apparaît alors nécessaire de développer un modèle faille(s)-matrice visant à caractériser les relations hydrodynamiques évolutives entre les deux milieux ainsi que les dimensions d'écoulement associées, et proposer une réinterprétation des signaux – linéaires, bilinéaires, pseudo-radial, radial – attribués à ce type de contexte. La présente thèse se propose d'analyser ces comportements particuliers par la modélisation numérique déterministe.

Pour finir, l'une des caractéristiques les plus importantes apportées par les modèles à faille unique décrits dans cette section est le ralentissement de diffusion au sein de la faille inhérent à son approvisionnement par la matrice, mis en évidence à travers le modèle à drainance verticale développé par Hantush (1960). En effet, les résultats des expérimentations numériques réalisées au cours de cette étude confirmeront cette caractéristique et lui attribueront un contrôle primordial sur le comportement hydrodynamique des réservoirs faillés.

1.4. Synthèse

Les réservoirs fracturés et faillés naturels montrent typiquement des comportements non-radiaux, qui ne peuvent être interprétés par les modèles classiques. La caractérisation hydraulique des milieux discontinus et des comportements non-radiaux requiert une connaissance préalable de la géométrie des écoulements en subsurface, dans un modèle conceptuel établissant une interprétation des signatures

non-radiales en termes d'hydrodynamisme et de conditions d'écoulement.

Le modèle de Barker (1988) avance que le comportement non-radial, associé à des valeurs fractionnaires de la dimension d'écoulement, est corrélable à l'évolution transitoire de la surface disponible aux écoulements, autrement dit de la surface équipotentielle frontale.

Les conduits décrits par Doe (1991) partant de cette propriété particulière (figure 1.33, droite) doivent être considérés comme des objets conceptuels sans réalisme géométrique introduits par l'auteur afin d'illustrer son propos. Le point mis en exergue dans le travail de cet auteur est le fait que le comportement à dimension d'écoulement fractionnaire peut être transmis par tout système hydraulique à géométrie euclidienne satisfaisant la relation $A(r) \sim r^{n-1}$, le conduit en constituant la forme la plus basique. Cet aspect fait écho à certaines conclusions apportées par les solutions analytiques aux écoulements transitoires en milieux faillés – faille verticale connectée et non-connectée à la source. Les comportements prédits stipulent des conditions d'écoulement évolutives entre les deux domaines (faille et matrice) au cours du test hydraulique (*e.g.*, Cinco-Ley *et al.*, 1981), marquant plusieurs périodes hydrodynamiques identifiées par des dimensions d'écoulement stabilisées, prenant notamment des valeurs non-entières ($n = 1,5$). L'évolution des relations hydrodynamiques entre les deux domaines impliquerait ici des changements de la forme de la surface équipotentielle frontale A au cours du test. En effet, dans le cas du réservoir faillé les valeurs prises par la dimension d'écoulement ne sont pas interprétables directement en termes de propriétés hydrauliques locales mais traduisent l'évolution des relations hydrodynamiques entre la faille et la matrice au cours du test. Il est donc particulièrement intéressant de vérifier si les systèmes faille(s)-matrice reproduisent le comportement $A(r) \sim r^{n-1}$ avancé par Barker (1988), et adoptent ainsi les propriétés du conduit introduit par Doe (1991). L'évolution géométrique $A(r)$ de la surface équipotentielle frontale au cours du test hydraulique est intimement liée au régime de diffusion $r(t)$ ainsi qu'à $A(t)$, la première relation

résultant simplement d'une combinaison des deux dernières.

Dans un tel contexte, la mise en évidence de l'existence dans le modèle d'Hantush (1960) d'un ralentissement de diffusion dans la faille inhérent à l'apport matriciel ouvre donc un nouvel axe à l'interprétation des comportements non-radiaux et à la compréhension physique des dimensions fractionnaires. Les expérimentations numériques menées au cours de cette thèse se fixent pour objectif d'explorer cet axe de recherche, par la modélisation déterministe discrète des écoulements transitoires dans les réservoirs faillés.

Pour finir, rappelons que l'interprétation hydrodynamique dominante des dimensions fractionnaires actuellement invoque des propriétés fractales dans les réseaux de fractures (*e.g.*, Le Borgne *et al*, 2004). Ce type de conditions hydrauliques diffère profondément des conditions investiguées ici, néanmoins leur coexistence dans les milieux naturels n'est pas à exclure. Un moyen efficace de trancher entre ces deux familles de modèles serait d'évaluer l'homogénéité des conditions hydrauliques par des tests d'interférences entre plusieurs puits et par l'inversion entre le(s) piezomètre(s) et la source (Leveinen, 1998). Typiquement, la non superposition des courbes (normalisées sur r^n) traduit l'hétérogénéité du milieu, et possiblement la présence d'une ou plusieurs failles. Ce type d'approche, encore peu développé dans la littérature, sera approfondi dans cette étude.

- CHAPITRE II -

OBSERVATION DES SIGNATURES NON-RADIALES DANS LES AQUIFÈRES DISCONTINUS NATURELS

La première étape du travail de cette thèse a été de réaliser une base de données avec un grand nombre de résultats d'essais de pompage en milieux discontinus. Il s'agit d'une étape préalable aux expérimentations numériques, dans laquelle sont observés les comportements naturels qui seront par la suite reproduits en modélisation.

2.1. Données disponibles dans la littérature

Les travaux publiés s'intéressant à la dimension d'écoulement sont relativement rares, en raison du caractère encore expérimental de cette démarche. Le tableau 2.1 présente un inventaire des quantifications publiées dans la littérature concernant ce paramètre. À l'exception des travaux privilégiant l'approche fractale, on voit que les dimensions d'écoulement fractionnaires sont presque systématiquement associées à la présence d'une ou plusieurs failles dans le réservoir. Plusieurs autres auteurs ont par ailleurs publié des courbes de rabattement – et sa dérivée logarithmique – montrant des dimensions d'écoulement fractionnaires, sans les interpréter.

Tableau 2.1 : inventaire des dimensions d'écoulement mesurées sur le terrain, rapportés dans la littérature.

Référence	n (chronologique)	Contexte	Modèle Interprétatif
Acuna et Yortsos (1995)	1,375 (B)	Réservoir fracturé	Fractal (dérivé GRF)
Acuna et Yortsos (1995)	2,5 (B)	Champs géothermique Geysers	Fractal (dérivé GRF)
Tiab (2005)	1,5 (TB)	Réservoir pétrolier	Bilinéaire
Pulido <i>et al</i> (2003)	1,5 (TB)	Réservoir pétrolier (faille à 20 m de la source)	Bilinéaire
Allen et Michel (1998)	1,5 (B) ; ~ 2,4 (I)	Première faille subverticale à 200 m de la source, autres failles plus distantes connectées	Bilinéaire
Abbey et Allen (2000)	1,5 (B)	Zone de failles	Bilinéaire
Bernard <i>et al</i> (2006)	2,2 (M) ; 1,25 (TB)	Série monoclinale, failles normales subverticales	Fractal
Leveinen (1998)	1,5	Piézomètre dans la faille directement connectée à la source	GRF
Leveinen (1998)	2,25	Piézomètre dans une faille indirectement connectée à la source	GRF
Le Borgne <i>et al</i> (2004)	1,6 (TB)	Réseau de puits situé dans une large bande de déformation subverticale (100 m épaisseur)	Fractal (dérivé GRF)
Qualité des signaux : TB, très bonne ; B, bonne ; M, Moyenne ; I, Incertaine.			

La description des comportements non-radiaux dans la littérature est le plus souvent associée à l'introduction ou au développement d'une méthode d'interprétation particulière. Ces comportements sont donc ciblés pour argumenter la démarche de l'auteur (les signaux non interprétables n'étant pas publiés). Il en résulte que l'historique de publication des comportements non-radiaux est très intimement relié à l'évolution des modèles. Par exemple, les comportements bilinéaires sont dominants dans la littérature et rapportés depuis trois décennies du fait que Cinco-Ley *et al* (1978) en ont proposé une interprétation pionnière. Cependant rien ne permet d'avancer *a priori* que les dimensions fractionnaires égales à 1,5 (régime bilinéaire) sont les plus largement représentées dans la nature, et le nombre d'études rapportant d'autres valeurs de ce paramètre s'accroît considérablement depuis une décennie avec le développement de l'approche fractale (*e.g.*, Leveinen, 2000 ; Le Borgne *et al*, 2004). De plus, les modèles publiés n'étant pas aptes à rendre compte de certaines

caractéristiques de ces comportements telles que l'apparition de plusieurs dimensions d'écoulement fractionnaires successives au cours du test hydraulique, ceux-ci sont occultés dans la littérature.

Il en résulte que l'inventaire des données publiées ne permet pas une appréciation exhaustive de la gamme des comportements non-radiaux naturels. Il est donc nécessaire, parallèlement à la compilation des travaux publiés, de construire une base de donnée réaliste à travers un échantillonnage aléatoire des essais de puits réalisés en milieux discontinus.

2.2. Compilation de la base de données d'essais de pompages

2.2.1. Sources des données et distribution géographique

La majorité des données disponibles provient de deux sources distinctes : base de données de plus de 35 essais de pompage réalisés dans la région de Mirabel (Québec) entre 1970 et aujourd'hui par la Commission Géologique du Canada (CGC-Québec), notamment dans le cadre du projet « Hydrogéologie des aquifères fracturés du sud-ouest du Québec » (Nastev *et al*, 2004) ; la Banque du Sous-Sol (BSS) du Bureau des Recherches Géologiques et Minière (BRGM), regroupant la totalité des investigations hydrauliques souterraines déclarées, réalisées depuis plus de quatre décennies sur le territoire français (quelques milliers d'essais disponibles).

Trois autres sites ont été ajoutés :

- Deux essais de pompage dans un aquifère tectonisé de l'Atlas tunisien.
- Un essai de pompage (deux puits d'observation) dans une ancienne mine située à Murdochville en Gaspésie (Québec), réalisé dans le cadre d'une étude

de potentiel géothermique (Raymond et Therrien, 2005a ; 2005b).

- Un essai de pompage réalisé dans le cadre d'une étude hydrogéologique prospective à Beaufou, dans les Pays de Loire (France). Deux zones de failles majeures subverticales, l'une étant située précisément sous le site du pompage, ont été révélées préalablement par la géophysique.

Environ 50 sites ont été pré-sélectionnés dans la BSS, selon : 1) la variété du contexte régional tectonique et de la lithologie (l'objectif étant d'intégrer une grande variété de contextes) et 2) la profondeur du puits (suppression des puits peu profonds), la stabilité du débit de pompage et la durée de l'essai. Par la suite, une deuxième sélection est faite portant sur la qualité des signaux : le travail sur la dérivée logarithmique des rabattements n'étant possible que pour des signaux possédants un rapport signal / bruit relativement bon, seuls les signaux de bonne qualité ont été retenus. Finalement, 13 sites ont été choisis, dans quatre régions : Nord Pas de Calais (six sites), Midi-Pyrénées (deux sites), Loire Atlantique (quatre sites) et Alpes de Haute Provence (un site).

La base de données de la région de Mirabel (Québec) contient 25 essais de pompage après sélection sur le rapport signal / bruit. Au total, 41 essais de pompage ont été retenus pour analyse.

2.2.2. Contextes lithologiques, tectoniques et hydrogéologiques

Les caractéristiques des 41 sites retenus sont présentées dans les tableaux 2.2 et 2.3.

Tableau 2.2 : caractéristiques des essais de pompage retenus, sites à puits unique.

Nom du site	Région	Famille lithologique	Lithologie, formation	Profondeur du puits (m)	Débit (m³/s)	Référence BSS	Crépine ou trou nu (m)	Captif / Libre
Fich_23	Alpes (France)	Carbonates						
Mout_3	Pays de la Loire (France)	Cristallin	Arène granitique ; granite ; cornéenne (schiste)	76	0,0111 – 0,0075	537 8X 564		
Mout_2	Pays de la Loire (France)	Cristallin	Arène granitique ; granite ; cornéenne (schiste)	46	0,0088 – 0,0055	537 8X 560		
Mout	Pays de la Loire (France)	Cristallin	Limons, argiles ; arène granitique ; granite ; cornéenne (schiste)	60	0,0085	537 8X 559	8	Captif
Frapp	Pays de la Loire (France)	Cristallin	Arène granitique ; cornéenne	70	0,0032	537 8X 562	30	Semi captif
StHil_F3	Nord Pas-de-Calais (France)	Carbonates	Calcaire fracturé	102	0,0153	0038 8X 0264	95	Semi captif
Monceau_SD2	Nord Pas-de-Calais (France)	Carbonates		28,2	0,0029	0038 3X 0301		
Monceau_FE1	Nord Pas-de-Calais (France)	Carbonates	Calcaire dolomitique ; bancs gréseux	50		0038 3X 0239	44	Libre
Maubeuge_FE2	Nord Pas-de-Calais (France)	Carbonates	Argiles/calcaires stratifiés	30,5		0030 5X 0392	23	Semi captif
Lim_PZ6	Nord Pas-de-Calais (France)	Carbonates	Calcaire très fracturé	82	0,0029	0038 4X 0297	61	Semi captif
Bachan	Nord Pas-de-Calais (France)	Carbonates		51		0038 4X 0286	30	Semi captif
Faha	Midi-Pyrenees (France)	Carbonates	Dolomies	200	0,0023	989 2X 367?	30	Semi captif
Combes	Midi-Pyrenees (France)	Carbonates	Calcaire et marnes	72	0,0073	989 1X 0098	15 ?	Semi captif
Aln_Chaam	Kef (Tunisie)	Carbonates	Calcaires fracturés (Metlaoui)	111	0,0060		97	Libre
Aln_Mizeb	Kef (Tunisie)	Carbonates	Calcaires fracturés (Metlaoui)	125	0,0026		105	Libre
Chetam	Mirabel (Québec)	Carbonates	Beekmanton	91,44	0,0139		76,2	Captif
Demix2	Mirabel (Québec)	Carbonates	Beekmanton	91,4	0,0027		81,4	Captif
Faucu1	Mirabel (Québec)	Grès	Grès fissuré	63,1	0,0142		10,4	Captif
Greenko	Mirabel (Québec)	Carbonates	Beekmanton	24	0,0133		6	Captif
Leclerc	Mirabel (Québec)	Carbonates	Calcaires et schistes	68,27	0,0016		46,5	Captif
PE1-86	Mirabel (Québec)	Carbonates	Covey Hill	119,8	0,0043		46,2	Captif
StJanv_Hamel	Mirabel (Québec)	Carbonates	Beekmanton	76,2	0,0170		57,8	Captif
1-87_2	Mirabel (Québec)	Carbonates	Covey Hill	24,39	0,0079		3,34	Captif
Phillipon	Mirabel (Québec)	Grès	Grès fissuré	23,2	0,0019		18,6	Captif
R17	Mirabel (Québec)			77,11	0,0158		51,8	Captif
R19	Mirabel (Québec)	Grès	Postdam	60,96	0,0061		51,51	
R3	Mirabel (Québec)	Carbonates	Beekmanton	91,4	0,0054		67,4	
StJanv	Mirabel (Québec)	Carbonates	Beekmanton					
StPlacd	Mirabel (Québec)	Grès		48,7	0,0038		18,3	
Bell	Mirabel (Québec)	Carbonates	Beekmanton	82,3	0,0317		71,3	Captif
MT2	Mirabel (Québec)	Carbonates	Beekmanton		0,0059			
GK42	Mirabel (Québec)			32	0,0379		17,4	
Oka1	Mirabel (Québec)	Cristallin	Gneiss fissuré	76,2	0,0017		65,84	
R15	Mirabel (Québec)	Cristallin		91,4	0,0008		85,2	
Beaufou	Pays de la Loire (France)	Cristallin	Arène granitique, granite	124		0535 7X 0016	105	Captif

Tableau 2.3 : caractéristiques des essais de pompage retenus, sites avec réseaux de puits d'observations.

Test	Region	Famille lithologique	Lithologie, formation	Profondeur (m)	Débit (m³/s)	Crépine ou trou nu (m)	Captif / Libre	Distance
Carrière St Eustache								
SE6	Mirabel (Québec)	Carbonates		30	0,0005		Libre	0,15 m
SE4 (piezo SE6)								8,9 m
SE5 (piezo SE6)								10,5 m
Murdochville								
1100	Murdochville (Québec)	Carbonates			0,0620		Libre	3,26 m
PO115 (piezo 1100)				82,3		75		22,38 m
PO216 (piezo 1100)				100		92		41,35 m
Montée Barrette								
P3_90	Mirabel (Québec)	Carbonates	Beekmantou	25,75	0,0360	2,79	Captif	0,15 m
2_90 (piezo P3_90)								3,17 m
1_90 (piezo P3_90)								49,67 m
2_88 (piezo P3_90)								784,32 m
1_88 (piezo P3_90)								1110,25 m
StAnne_5 (piezo P3_90)								1715,77 m
StAnne_8 (piezo P3_90)								1923,6 m
CESM								
PA2	Mirabel (Québec)				0,0300			0,15 m
PA1 (piezo PA2)								20,17 m
PS-18 (piezo PA2)								177 m
StAnne								
StAnne-P8	Mirabel (Québec)	Carbonates		32,02	0,0231	17,42	Captif	3,26 m
StAnne-P9								79 m
StAnne-P5								166 m
StAnne-Vocelle								1210 m
StAnne-Alarie								1332 m
St Janvier								
StJa1	Mirabel (Québec)	Carbonates	Beekmantou	73,2	0,0058	57,62	Captif	0,1 m
StJa3 (piezo StJa1)								26,9 m
StJa2 (piezo StJa1)								45,71 m
Hamel (piezo StJa1)								57,6 m
StJa4 (piezo StJa1)								101,4 m

Les contextes tectoniques des sites d'investigations sélectionnés couvrent :

- En France et en Tunisie : le socle cristallin des Pays de la Loire et la couverture sédimentaire paléozoïque plissée dans la région Nord Pas de Calais, tous deux structurés par l'orogénèse hercynienne ; les couvertures sédimentaires déformées des avant-pays alpins (Alpes de Haute Provence, Tunisie) et pyrénéen (Midi-Pyrénées).
- Au Québec : la région de Mirabel est située sur la plate-forme du Saint-Laurent, constituant la couverture sédimentaire autochtone légèrement

déformée de la chaîne taconienne (première phase appalachienne) ; le site de Murdochville comprend quant à lui les sédiments très déformés en zone interne de la chaîne acadienne (deuxième phase appalachienne).

Les sites sélectionnés sont tous impliqués dans des systèmes orogéniques, cependant la nature de cette implication diffère considérablement d'un contexte tectonique à un autre. Cette stratégie a été établie afin de prendre en compte une variété de schémas de déformation cassante, en termes de magnitude (densité de fracturation, épaisseur des failles et maturation) et de distribution/concentration de la déformation (importance relative de la fracturation et des failles). À noter que la géométrie des réservoirs peut aussi varier d'un contexte à un autre, dépendamment des pendages (zones plissées) et de la densité des failles quadrillant l'espace – toutes étant potentiellement des frontières imperméables (voir premier chapitre).

Par ailleurs, la nature des informations disponibles concernant les déformations locales diffère d'un site à l'autre. Les données hydrauliques sur les sites empruntés à la BSS sont généralement accompagnées d'un log-stratigraphique dans lequel sont précisées de façon très qualitative les zones de fracturation majeures (failles). Ces informations, qui peuvent constituer dans certains cas des éléments de contrainte du système d'écoulement, sont présentées sur le tableau 2.2. Des données générales sur l'inclinaison des formations sédimentaires obtenues à partir des cartes géologiques montrent que les pendages sont horizontaux à sub-horizontaux à l'exception des sites localisés dans la région Nord Pas de Calais. Dans cette région, les couches sont affectées par un plissement régional serré générant des pendages très fort souvent supérieurs à 45°.

Dans la région de Mirabel, les informations sur les déformations locales à proximité

des sites ne sont pas disponibles, toutefois les formations investiguées sont bien décrites par les synthèses régionales. Bien que localisée à environ 100 km à l'avant des chevauchements frontaux, la plate-forme du Saint-Laurent est affectée dans la région de Mirabel par les compressions taconiennes à travers une fracturation diffuse bien marquée et un réseau de failles plurikilométriques (figure 2.1). Les relevés de détail conduits par Lemieux (2000) permettent d'avancer que la fracturation dans les formations Beekmantou et Postdam, où se trouvent principalement les essais hydrauliques retenus, est systématique, essentiellement verticale et d'espacement régulier (1 à 2 m), et peut être regroupée par orientations en plusieurs familles réparties inégalement d'un site à l'autre. La densité de fracturation augmente fortement à proximité des failles. À l'échelle régionale, l'analyse structurale de la plate-forme du Saint-Laurent réalisée dans le cadre du projet CARTNAT a mis en évidence l'implication des failles normales précoces dans la structuration taconienne (compression sud est-nord ouest), et le caractère polyphasé de l'histoire tectonique régionale (Rocher *et al*, 2000). On retrouve dans la région : i) des failles normales très fortement pentées (typiquement 60°), principalement nord est-sud ouest, dont certaines sont majeures et très étendues (> 100 km). L'initiation de ces failles est reliée à l'ouverture de l'océan Iapétus, et leur activité s'est maintenue ponctuellement depuis (syn-taconien, crétacé, actuel : plusieurs épicentres sont localisés sur ces systèmes). ii) Des chevauchements taconiens apparus durant l'inversion tectonique du bassin Iapétus, à l'aplomb des structures extensives préexistantes (coin mort). Leur inclinaison est typiquement très faible (20-30°), localement plus forte (failles inverses), et leur extension plurikilométrique. iii) Des failles décrochantes plus locales (1-5 km), probablement de type failles de transfert. La zone d'étude est située trop en avant pour que les chevauchements y soient représentés, en revanche il est probable que les compressions taconiennes y aient engendré la réactivation de failles normales en jeu inverse.

La majorité des puits interceptent la formation Beekmantown. Il s'agit d'une série dolomitique fracturée dont la porosité intersticielle est très fortement diminuée par plusieurs épisodes diagénétiques (Ghi *et al*, 2000). Dans ce contexte, la porosité matricielle est une porosité secondaire portée par la fracturation (Lemieux *et al*, 2005).

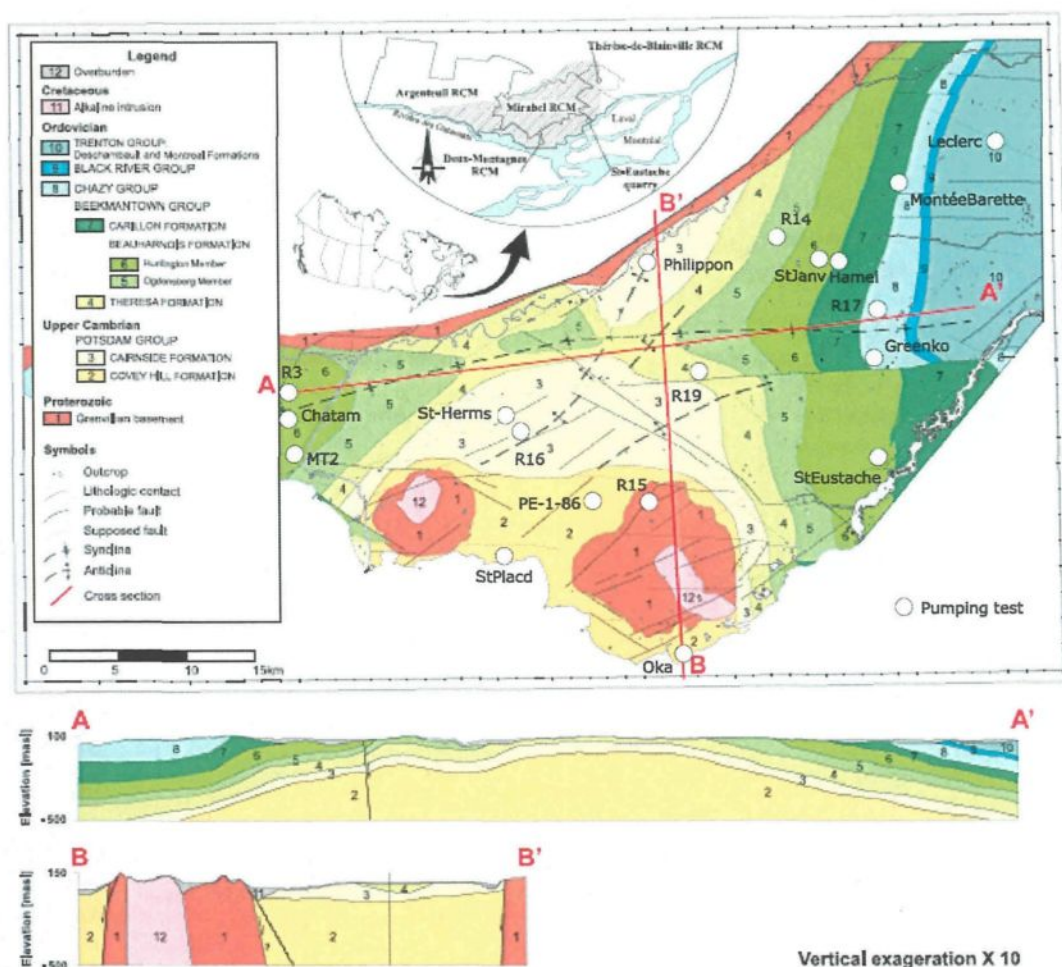


Figure 2.1. : carte de localisation des sites d'essais de pompages de la région de Mirabel (d'après Lemieux *et al*, 2005).

Les données hydrauliques du site de Murdochville sont accompagnées d'informations relativement précises sur la géométrie des structures hydrauliques. Les travaux précédents avancent que les zones d'excavations minières désaffectées exercent un contrôle dominant sur l'hydrodynamisme du système d'écoulement (Raymond et Therrien, 2005a ; 2005b).

2.3. Différenciation et interprétation des signaux

2.3.1. Différenciation des signaux

Il est nécessaire, pour pouvoir travailler sur les dérivées des séries temporelles, d'augmenter significativement le rapport signal/bruit des réponses obtenues. En effet, les essais de pompage fournissent typiquement des signaux très bruités. Les sources principales de bruit sont : bruit instrumental (bruit continu à distribution gaussienne), instabilité significative des conditions de recharge pendant le test (précipitations : bruit ponctuel ou dérive), instabilité du débit de pompage (gaussien, ponctuel, dérive...), effets de marées (bruit périodique), et hétérogénéité diffuse des propriétés hydrauliques du milieu. Ce dernier aspect diffère des précédents en ce qu'il s'agit d'une source de bruit interne, traduisant une propriété du milieu. La nature du bruit induit par l'hétérogénéité diffuse est donc nettement plus difficile à contraindre *a priori*. Notons enfin que les bruits paramétrables tels que les bruits périodiques peuvent être efficacement filtrés.

L'algorithme de différenciation utilisé ici a été proposé par Bourdet *et al* (1989). Il s'agit d'une forme de lissage pondéré de la dérivée logarithmique des rabattements :

$$\frac{ds_i}{dX_i} = \left(\frac{\Delta s_1}{\Delta X_1} \Delta X_2 + \frac{\Delta s_2}{\Delta X_2} \Delta X_1 \right) / (\Delta X_1 + \Delta X_2) \quad (47)$$

où les points 1 et 2 sont respectivement les points situés directement avant et après le point d'intérêt i (notation : $\Delta s_1 = s_i - s_1$; $\Delta s_2 = s_i - s_2$; $\Delta X_1 = X_i - X_1$; $\Delta X_2 = X_i - X_2$). X est la fonction temporelle, $X = \log(t)$ dans le cas des courbes de rabattement.

Dans le cas simple de l'équation 47, les points pris en compte sont les premiers voisins du point d'intérêt. L'intervalle temporel considéré est donc minimal. Toutefois, si la fréquence d'échantillonnage est grande, cet algorithme ne produira pas une augmentation suffisante du rapport signal/bruit. Il est donc nécessaire d'adapter l'algorithme à la fréquence de l'échantillonnage à travers l'intégration d'une variable L traduisant l'écart d'abscisse minimal pris en compte dans le lissage (Bourdet *et al*, 1989). Les points 1 et 2 considérés seront alors les premiers voisins satisfaisant $\Delta X_{1,2} > L$.

L'efficacité de cet algorithme de différenciation est démontrée par Bourdet *et al* (1989) sur un signal artificiellement bruité (bruit aléatoire). Après avoir testé plusieurs approches (ajustement polynomial des données de rabattement sur un intervalle paramétré, lissage simple de la dérivée troisième des rabattements...), ces auteurs sélectionnent l'algorithme utilisé ici car il offre la meilleure qualité de reproduction du signal original pendant toute sa durée.

2.3.2. Paramétrage de l'algorithme : choix de l'intervalle L

Si l'intervalle L choisi est trop court, l'augmentation du rapport signal/bruit sera insuffisante. À l'opposé le signal sera déformé et les informations contenues altérées si L est trop long. Cet intervalle doit donc être déterminé pour une différenciation optimale. Par ailleurs, la projection semi-logarithmique ou bi-logarithmique des signaux de rabattement montre très souvent un effet de compression dans les temps longs dû au fait que la fréquence d'échantillonnage n'est pas logarithmique, ce qui induit dans beaucoup de cas une diminution du pas d'échantillonnage sur une échelle logarithmique dans les temps longs. Cet effet de compression est couramment observé, il est très visible sur la figure 2.2. De plus, le taux de variation des rabattements par unité de temps logarithmique dû au signal est typiquement beaucoup plus fort dans les temps courts que dans les temps longs, tandis que le bruit demeure essentiellement invariant (bruit instrumental ou périodique). Combiné à l'effet de compression, ce phénomène génère une diminution notable du rapport signal/bruit de la dérivée dans les temps longs, parfaitement visible sur la figure 2.2, tandis qu'à l'inverse ce rapport est très fort dans les temps de pompage courts. La difficulté de la différenciation réside donc dans l'adoption d'un intervalle L efficace pendant toute la durée du signal, évitant des lissages exagérés ou insuffisants aux extrémités. Ce problème est résolu dans certains cas en utilisant un intervalle L variable.

La figure 2.2. illustre le fait qu'un intervalle trop court ($L = 0.2$ pour l'exemple illustré) ne fournit pas une appréciation satisfaisante de cette caractéristique du signal, tandis qu'un intervalle trop grand ($L = 0.8$, *idem*) engendre une distorsion (aplatissement) telle que les deux périodes linéaires sont altérées et non apparentes.

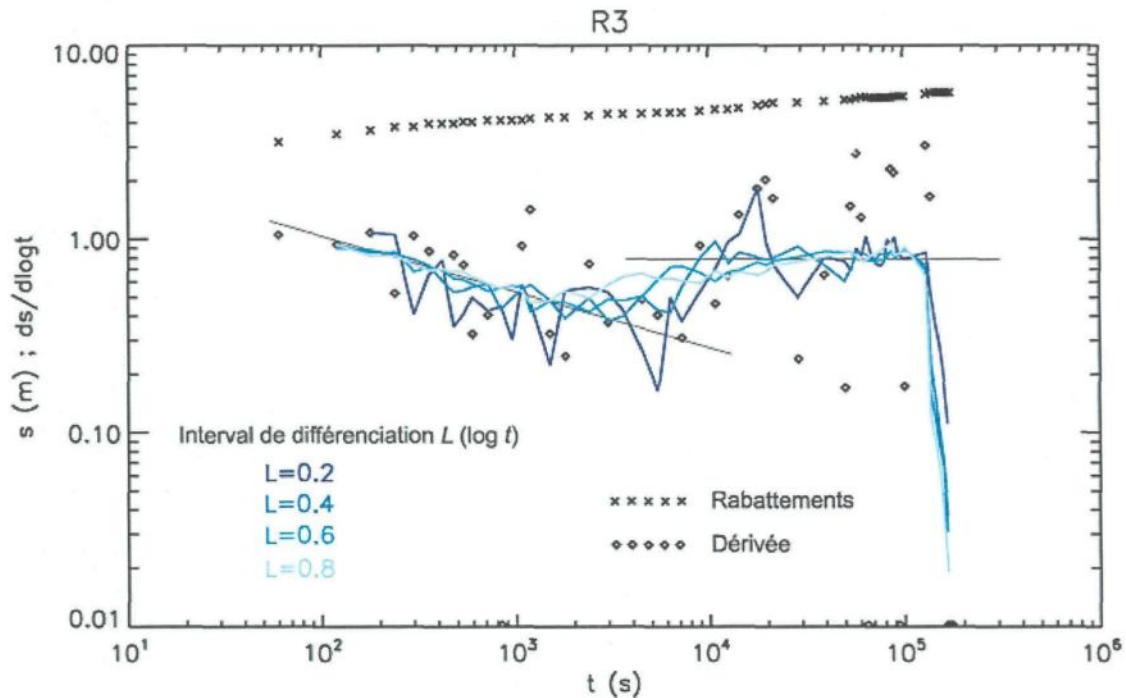


Figure 2.2 : différenciation des séries temporelles. Une augmentation efficace du rapport signal/bruit est obtenue ici pour un intervalle L compris entre 0,4 et 0,6, faisant ressortir dans le signal deux portions linéaires successives.

Les effets de bords apparaissent lorsque l'écart d'abscisse entre le point d'intérêt et le premier ou le dernier point de mesure est inférieur à L . Dans ce cas le point 1 devient le premier point de la série, et le point 2 le dernier, si bien que l'intervalle de lissage est diminué. Ce phénomène aura un effet négatif marqué sur l'efficacité de la différenciation dans les temps très longs, où le niveau de bruit élevé nécessite au contraire une augmentation de l'intervalle de lissage L . Il est donc particulièrement difficile dans la plupart des cas de différencier efficacement le signal dans les temps très longs.

2.3.3. Interprétation des signaux

Les essais de puits analysés sont presque systématiquement mesurés à la source (*i.e.*, puits pompé). Par conséquent, l'approximation asymptotique du modèle GRF est valide pendant toute la durée du signal (voir première partie), et l'interprétation des réponses hydrauliques en termes de dimensions d'écoulement se traduit par la reconnaissance d'une linéarité de la dérivée logarithmique des rabattements. L'approche adoptée ici prend en compte le caractère inconstant de la dimension d'écoulement au cours de l'essai transitoire, par conséquent il est nécessaire de pouvoir déceler l'existence de plusieurs portions linéaires dans les signaux observés. Il s'agit d'une analyse très fine, dans laquelle la phase de différenciation est primordiale. Toutefois, nous avons vu que la différenciation est une étape sensible sinon critique, dont le paramétrage ne peut être effectué en routine : le choix de l'intervalle L optimal doit donc être effectué manuellement.

Bien que le bruit soit très efficacement diminué, la différenciation induit toujours une certaine altération du signal à travers un lissage des instabilités. Les signaux marqués par une succession de périodes hydrodynamiques peu étendues dans le temps seront altérés, et en particulier les périodes dont la durée est inférieure à l'intervalle L . Il s'agit typiquement des phases transitionnelles entre deux périodes hydrodynamiques stables.

De plus, ce traitement a pour effet d'« aplatir » les valeurs anormales et de les « étaler » dans le temps, ce qui peut aussi influencer négativement sur les points voisins. À noter que les valeurs anormales ne peuvent être filtrées puisqu'il s'agit d'un signal de dérivée : ces valeurs traduisent donc un saut du signal non-dérivé qui ne peut être occulté.

En conclusion, il est très important à cette étape d'avoir un regard critique sur le traitement apporté au signal. Il faut demeurer conscient que la différenciation constitue dans une certaine mesure une interprétation en soi, même si celle-ci est réalisée dans la plus grande objectivité, c'est-à-dire sans idée préconçue sur la nature du signal. Enfin, il est primordial de travailler parallèlement sur les signaux différenciés et non différenciés, afin de pouvoir justifier les interprétations effectuées.

L'approche interprétative décrite ici diffère quelque peu dans le cas de tests d'interférences du fait que les rabattements mesurés aux puits d'observation distants de la source peuvent évoluer en conditions de non-validité de l'approximation asymptotique. Autrement dit, la recherche de portions linéaires du signal de dérivée logarithmique est fautive. La dimension d'écoulement n est alors estimée par le calage des signaux obtenus sur la portion non-asymptotique de la solution dérivée du modèle GRF (voir première partie). Cette fonction, présentée en figure 1.21, est toutefois très faiblement conditionnée par le paramètre n . Il en résulte que la détermination de n peut s'avérer incertaine pour des puits d'observation situés très loin de la source (la durée des essais de pompages analysés excédant rarement 10^6 secondes, cette distance critique est pratiquement aux alentours de 1500 m).

Dans cette thèse, la recherche des valeurs optimales du triplet T , S , n est réalisée à travers l'optimisation d'une fonction égale à la somme des carrés des écarts entre les points des signaux mesuré et théorique. Le calage entre les deux courbes, correspondant au minimum de cette fonction, est déterminé automatiquement par un balayage de toutes les valeurs du triplet entre des bornes préalablement définies.

Cette opération peut être appliquée sur des signaux individuels afin d'estimer la dimension d'écoulement transmise localement par un seul puits d'observation, ou bien sur un ensemble de signaux (puits d'observations et source) dans le cadre d'un test d'interférence. Dans ce cas, les séries temporelles seront normalisées de la manière suivante :

$$X = \frac{t}{r^2} \quad (48)$$

$$Y = \frac{s}{r^{(2-n)}} \quad (48b)$$

où r est la distance entre le puits d'observation et la source.

Les équations 48 et 48b découlent de la solution générale du modèle GRF (équation 16).

2.4. Résultats

Les courbes de rabattement différenciées ont été systématiquement interprétées en termes de dimensions d'écoulement suivant le modèle GRF (Barker, 1988). Cette interprétation est particulièrement fiable dans la partie asymptotique de la solution analytique du fait qu'elle ne requiert pas de calage entre deux courbes théorique et mesurée mais se réalise à travers la simple reconnaissance de la linéarité de la dérivée logarithmique des rabattements projetée sur un diagramme bi-logarithmique. Notons par ailleurs que le caractère linéaire de la dérivée-log est nécessaire et suffisant pour démontrer que les rabattements évoluent dans la portion asymptotique du modèle. Une attention particulière a été portée à l'apparition éventuelle de plusieurs périodes

linéaires successives marquées par des pentes différentes, aspect jusqu'ici jamais mis en évidence dans la littérature.

Pour six sites disposant d'un réseau de puits d'observations (piézomètre et source), l'analyse des dimensions d'écoulement a été réalisée individuellement sur chacun des puits, et collectivement à travers la recherche d'un jeu de paramètres satisfaisant l'ensemble des signaux selon la méthode d'optimisation décrite plus haut. Ce type d'analyse revient à effectuer un test d'homogénéité tant de la dimension d'écoulement n que des paramètres équivalents T et S .

Le modèle GRF permet une estimation des paramètres équivalents T et S dans le cas de signatures non-radiales (voir méthode proposée au chapitre I). Toutefois, comme les comportements non-radiaux demeurent incompris en termes de conditions d'écoulement, il est impossible à cette étape d'associer une signification physique aux valeurs de T et S obtenues directement par la méthode de Barker (1988). Les expérimentations numériques décrite aux chapitres suivants tenteront d'apporter des éléments de réponses à cette question. À ce stade, les signaux naturels ne seront donc pas interprétés en termes de T et S de façon systématique, mais ponctuellement afin d'argumenter certains propos dans le cadre de discussions ciblées.

2.4.1. Analyse des signaux sur les sites à puits uniques

Les données de rabattement ainsi que leurs dérivées logarithmiques sont présentées en annexe. Le tableau 2.4 présent un récapitulatif des interprétations réalisées en terme dimensions d'écoulement.

Tableau 2.4 : dimensions d'écoulement n obtenues sur les signaux naturels (puits uniques, et signaux à la source pour les essais à plusieurs puits). Le nombre de croix traduit le nombre de périodes observées.

Nom du site	n (ordre chronologique)	n=1	1<n<2	n=2	2<n<3	n=3	Autre
Fich_23	1,68 (B) ; 1,23 (M)		XX				
Mout_3	3,14 (B)						X
Mout_2	4 (B) ; 1,5 (I)		X				X
Mout	0,66 (B) ; 2 (M)			X			X
Frapp	1,36 (B) ; 2,77 (B)		X		X		
StHil_F3	1,5 (I) ; 2 (TB)		X	X			
Monceau_SD2	1 (I)	X					
Monceau_FE1	1,14 (I) ; 3 (B)					X	X
Maubeuge_FE2	3 (I) ; 0,57 (I)					X	X
Lim_PZ6	2,83 (TB) ; 1 (TB)	X			X		
Bachan	2,38 (TB)				X		
Faha	1,33 (I) ; 2,5 (B) ; 2 (M)			X	X		X
Combes	1,85 (B) ; 0,88 (M)		X				X
Ain_Chaam	2 (TB) ; 2 (I)			XX			
Ain_Mizeb	1 (B) ; 4,5 (TB) ; 2 (B)	X		X			X
Chatam	2,28 (TB)				X		
Demix2	2 (M) ; 4 (I) ; 2 (I)			XX			X
Faucou1	2,12 – 2,2 (B)				X		
Greenko	2,4 (B) ; 2 (B)			X	X		
Leclerc	1,5 (B)		X				
PE1-86	4 (TB) ; 2,46 (B) ; 2 (B)			X	X		X
StJanv_Hamel	1 (M) ; 2,53 (B) ; 2 (B)	XX					X
1-87_2	1,2 (M) ; 2 (B) ; 1,5 (B) ; 2 (I)		XX	XX			
Phillipon	2 (M) ; 3 (TB)			X		X	
R17	2 (M) ; 0,5 (M) ; 2 (M)			XX			X
R19	2,7 (B)				X		
R3	2,58 (B) ; 2 (M)			X	X		
StJanv	2,7 (I)				X		X
StPlacd	2 (M) ; 4 (B) ; 2 (TB)			XX			X
Bell	2 (B) ; 2 (I)			XX			
MT2	2 (M) ; 3 (M)			X	X		X
GK42	2,5 (M) ; 2 (I)			X	X		
Oka1	0 (M) ; 2 (M) ; 0 (B) ; 0 (B)			X			X
R15	2 (M) ; 1,5 (M) ; 2 (I)		X	XX			
Beaufou	2,72 (B) ; 1,05 (B)	X			X		

Qualité des signaux : TB, très bonne ; B, bonne ; M, moyenne ; I, incertaine.

Tableau 2.4 (suite)

Test	n (ordre chronologique)	n=1	1<n<2	n=2	2<n<3	n=3	Autre
SE6	<i>Signal trop bruité</i>						
1100	0 (M) ; 0,4 (B) ; 0,84 (B)						xxx
P3_90	2,36 (B) ; 1,37 (TB)		x		x		
PA2	1 (TB) ; 2,35 trans (TB) ; 1 (TB)	xx					x
StAnne-P8	1,5 (TB) ; 1,9-2 (TB)		x	x			
StJa1	<i>Signal trop bruité</i>						x
Qualité des signaux : TB, très bonne ; B, bonne ; M, moyenne ; I, incertaine.							

L'analyse de ces signaux révèle que 34 des 41 sites étudiés (83 %) montrent un comportement non-radial, associé ou non à un comportement radial (tableau 2.4). En premier lieu on peut d'ores et déjà avancer que, bien que décrit de façon sporadique dans la littérature, le comportement non-radial est très largement représenté dans la nature.

Bien que le comportement radial ($n = 2$) apparaisse de façon dominante parmi tous les essais de pompage étudiés, la figure 2.3 illustre la grande fréquence d'apparition des valeurs fractionnaires de n , suivant une distribution sensiblement symétrique centrée sur $n = 2$ (toutes les valeurs rencontrées sont rapportées ici, incluant dans de nombreux cas plusieurs valeurs successives sur un même signal si bien que le nombre total d'apparitions est supérieur au nombre de sites étudiés).

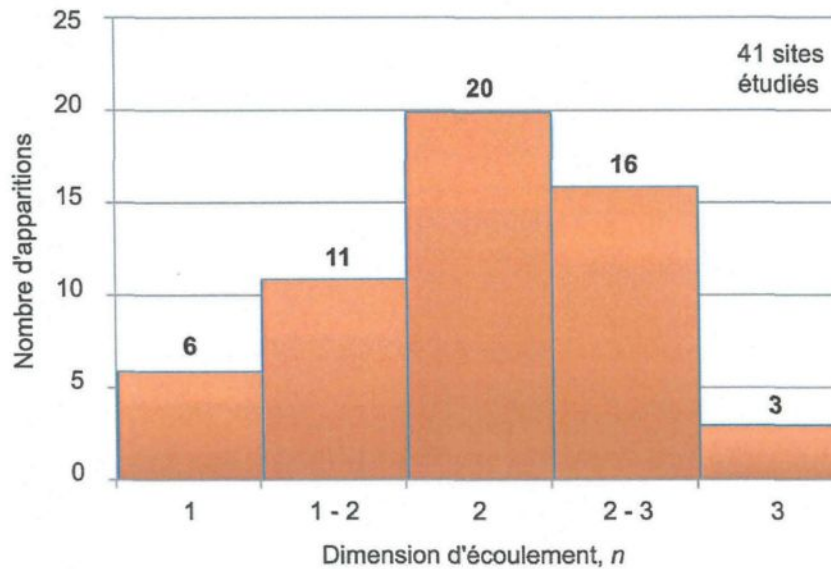


Figure 2.3 : distribution des dimensions d'écoulement parmi les essais de pompage étudiés.

Les signaux montrant une seule période hydrodynamique (*i.e.*, période de stabilité de la dimension d'écoulement) sont relativement peu fréquents, comme l'illustre la figure 2.4. Bien que la durée des essais considérés excède rarement $2 \cdot 10^5$ secondes (2,3 jours), 80 % des signaux montrent deux voire trois périodes hydrodynamiques successives, séparées par des phases transitionnelles caractérisées par des valeurs de n inférieures à 1 ou supérieures à 3. Ces combinaisons incluent plusieurs périodes radiales et/ou non-radiales (figure 2.4.)

Seuls sept sites (17 %) révèlent un comportement radial non associé à une période non-radiale, ce qui démontre les limites de la validité des modèles analytiques conventionnels. En effet, l'approche conventionnelle stipulant un comportement radial unique (modèle de Theis et dérivés) est inadéquate pour représenter les conditions d'écoulement dans les 83 % restants. En allant plus loin, cinq de ces sept signaux montrent deux périodes radiales successives marquées par des hauteurs de plateaux différentes (dérivée-log), traduisant *a priori* la juxtaposition de milieux

hydrauliques de conductivités inégales (milieux composites). Les cas où la hauteur du deuxième plateau est égale au double de la hauteur du premier sont interprétables par le modèle très classique à frontière imperméable (cf. chapitre I). Il s'agit ici de deux des cinq signaux (R17 et Bell). Les trois autres n'étant pas interprétables dans l'état actuel des connaissances, ceci réduit à quatre le nombre de réponses naturelles adéquatement représentées par les modèles conventionnels utilisés de façon systématique sur le terrain, soit à approximativement 10 % des signaux analysés.

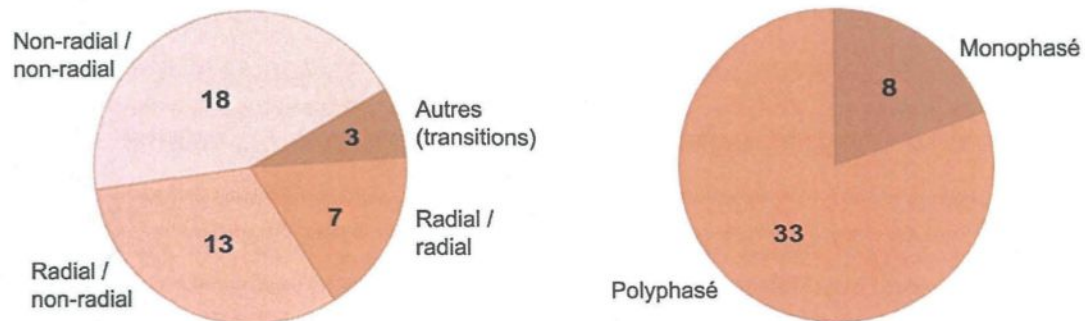


Figure 2.4 : distribution des dimensions d'écoulement : combinaisons hydrodynamiques rencontrées.

Les effets parasites précoces de type capacitif ou *skin*, caractérisés par une pente unitaire tant du signal temps-rabattements que de sa dérivée logarithmique sont très peu apparents. Cela ne signifie pas toutefois qu'ils n'interviennent pas avant la première mesure, soit avant 60 secondes de pompage dans la plupart des cas. Enfin, il est particulièrement intéressant de noter que les phases transitionnelles sont souvent marquées par des valeurs de n approximativement égales soit à 0,5 – 0,7, soit à 3,5 – 4,5. Le sens de ces valeurs particulières devra être éclairci.

L'analyse de corrélations entre les dimensions d'écoulement et les lithologies

investiguées ou la répartition géographique des sites (environnements tectoniques) ne permet pas d'avancer de conclusions franches (figure 2.5). La distribution des valeurs de n semble relativement uniforme au sein de la base de données. Toutefois cette absence de corrélations visibles est possiblement reliée aux déséquilibres d'échantillonnage tant géographique que lithologique (une large majorité des sites provenant du secteur de Mirabel).

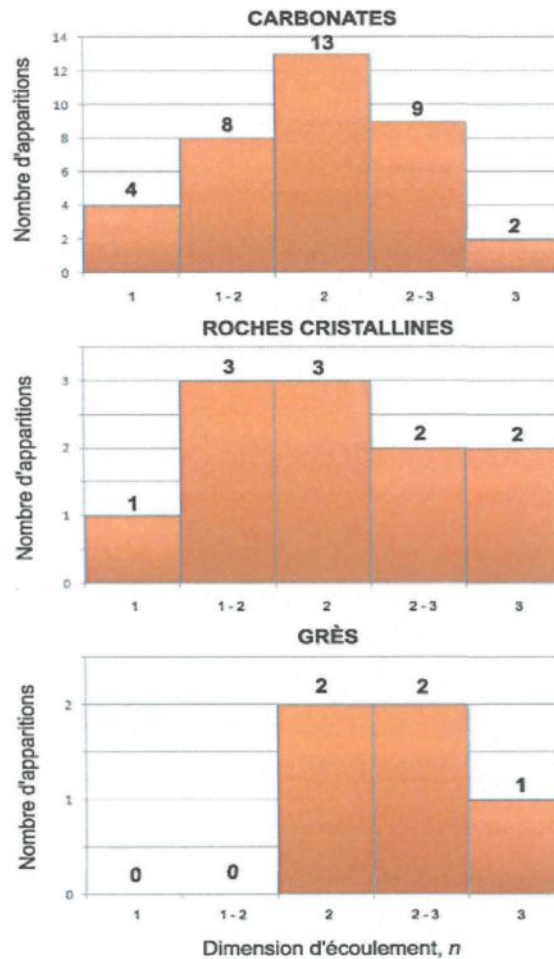


Figure 2.5 : distribution des dimensions d'écoulement pour chaque environnement lithologique.

En introduisant la dimension d'écoulement fractionnaire, Barker (1988) apporte un support mathématique robuste aux comportements non-radiaux observés dans la nature, mais dont la signification physique demeure inconnue. La seule interprétation physique connue du modèle GRF réside dans les travaux d'Acuna et Yortsos (1995), qui constituent une adaptation du modèle GRF aux milieux fractals. Toutefois, l'apparition au cours du test transitoire de plusieurs périodes successives marquées par des dimensions fractionnaires non égales est incompatible avec l'hypothèse d'un milieu statistiquement homogène, hypothèse fondamentale et incontournable de l'approche fractale.

L'interprétation tant qualitative que quantitative du caractère inconstant de la dimension d'écoulement est à cette étape totalement impossible, et la lecture stricte de T et S suivant la méthode dérivée du modèle de Barker décrite en première partie conduit pour ces signaux à des valeurs physiquement incompréhensibles.

2.4.2. Analyse des tests d'interférences

6 des 41 sites investigués disposent des données d'interférences entre plusieurs puits. Il s'agit des sites de Saint-Eustache, Montée Barette, Sainte-Anne, Saint-Janvier et l'essai nommé CESM, dans la région de Mirabel au Québec, ainsi que du site de Murdochville localisé en Gaspésie (Québec). Dans un premier temps, les signaux transmis par chacun des puits ont été interprétés individuellement, les résultats de ces analyses sont présentés au tableau 2.5.

Tableau 2.5 : dimensions d'écoulement obtenues par l'interprétation individuelle des réponses (puits d'observations et source). Le nombre de croix traduit le nombre de périodes observées.

Test	n (ordre chronologique)	n=1	1<n<2	n=2	2<n<3	n=3	Autre
Carrière St Eustache							
SE6	Signal trop bruité						
SE4 (piezo SE6)	4 (B) ; 2 (B)			X			X
SE5 (piezo SE6)	4 (M) ; 1,5 (M) ; 2 (M)		X	X			X
Murdochville							
1100	0 (M) ; 0,4 (B) ; 0,84 (B)						XXX
PO115 (piezo 1100)	0,3 (TB)						X
PO216 (piezo 1100)	0 (M) ; 0,28 (B)						XX
Montée Barrette							
P3_90	2,36 (B) ; 1,37 (TB)		X		X		
2_90 (piezo P3_90)	2,44 (TB) ; 1,33 (TB)		X		X		
1_90 (piezo P3_90)	2,44 (TB) ; 1,37 (B)		X		X		
2_88 (piezo P3_90)	1,17 (TB)		X				
1_88 (piezo P3_90)	1,54 (TB)		X				
StAnne_5 (piezo P3_90)	1,65 (TB)		X				
StAnne_8 (piezo P3_90)	1,31 (B)		X				
CESM							
PA2	1 (TB) ; 2,35 trans (TB) ; 1 (TB)	XX					X
PA1 (piezo PA2)	1 (TB) ; trans ; 1 (TB)	XX					X
PS-18 (piezo PA2)	1 (B)	X					
StAnne							
StAnne-P8	1,5 (TB) ; 1,9-2 (TB)		X	X			
StAnne-P9	1,52 (B)		X				
StAnne-P5	1,35 (B)		X				
StAnne-Vocelle	1,46 (B)		X				
StAnne-Alarie	1,34 (B)		X				
St Janvier							
StJa1	Signal trop bruité						X
StJa3 (piezo StJa1)	0,54 (B)						X
StJa2 (piezo StJa1)	0,58 (M)						X
Hamel (piezo StJa1)	0,64 (B)						X
StJa4 (piezo StJa1)	0,54 (B)						X

Qualité des signaux : TB, très bonne ; B, bonne ; M, moyenne ; I, incertaine.

Dans un deuxième temps, la recherche d'un triplet T , S , n satisfaisant chaque famille de réponses est réalisée. Cette opération fournit une appréciation de l'homogénéité spatiale des conditions hydrauliques, notamment en termes de dimension d'écoulement. Tel que mentionné précédemment, si les conditions initialement introduites par Barker (1988) stipulent une homogénéité spatiale – au moins statistique – des propriétés hydrauliques, les tentatives postérieures recherchant la signification physique d'un tel système n'aboutissent pas à des modèles probants. L'approche abordée dans cette étude, recherchant une explication des comportements non-radiaux dans l'interaction hydrodynamique faille-matrice sur la base du modèle introduit par Barker (1988), stipule implicitement une hétérogénéité spatiale des paramètres T et S . Toutefois la question de l'homogénéité de la dimension d'écoulement n'est pas triviale. On peut s'attendre à ce que celle-ci soit homogène puisqu'elle traduit la géométrie de l'équipotentielle frontale. Leveinen (1998) avance pourtant, à travers une étude de cas pour lequel les écoulements sont largement contrôlés par une ou plusieurs discontinuités majeures, que la dimension d'écoulement est hétérogène et varie significativement selon que le puits d'observation est situé dans une faille directement connectée à la source, dans une faille non connectée ou indirectement connectée à la source, ou encore dans la matrice.

Les sections suivantes présentent les tests d'homogénéité réalisés pour chacune des six familles de signaux à travers la recherche de jeux de paramètres hydrauliques optimaux suivant la méthode d'optimisation décrite précédemment.

2.4.2.1. Montée Barette

La figure 2.6 présente l'ensemble des réponses obtenues lors du test d'interférence

réalisé sur le site de Montée Barette. Les figures 2.7 et 2.8 présentent les réponses mesurées et les interprétations effectuées individuellement sur chaque puits. Pour les piézomètres P1-88, StAnne-8 et StAnne-5, la recherche de courbes théoriques optimales donne des résultats très satisfaisants. On voit que les signaux transmis par des puits les plus distants de la source montrent une seule période hydrodynamique, autrement dit il a été possible d'ajuster pour chaque puits une courbe théorique unique reproduisant de façon satisfaisante le comportement réel (figure 2.8). À l'opposé, les puits plus proximaux montrent systématiquement deux périodes de stabilité de la dimension d'écoulement (figure 2.7).

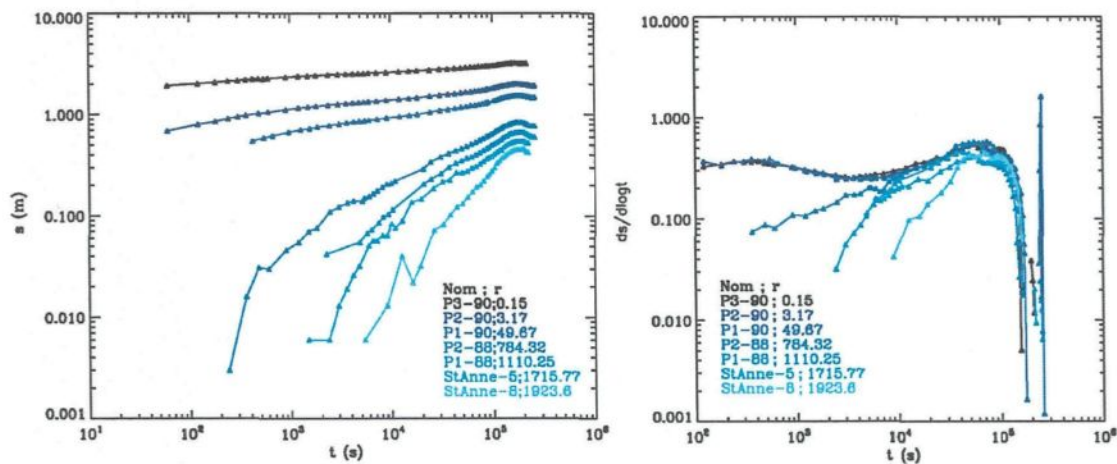


Figure 2.6 : test d'interférence de Montée Barette, courbes de rabattement (gauche) et dérivées logarithmiques (droite).

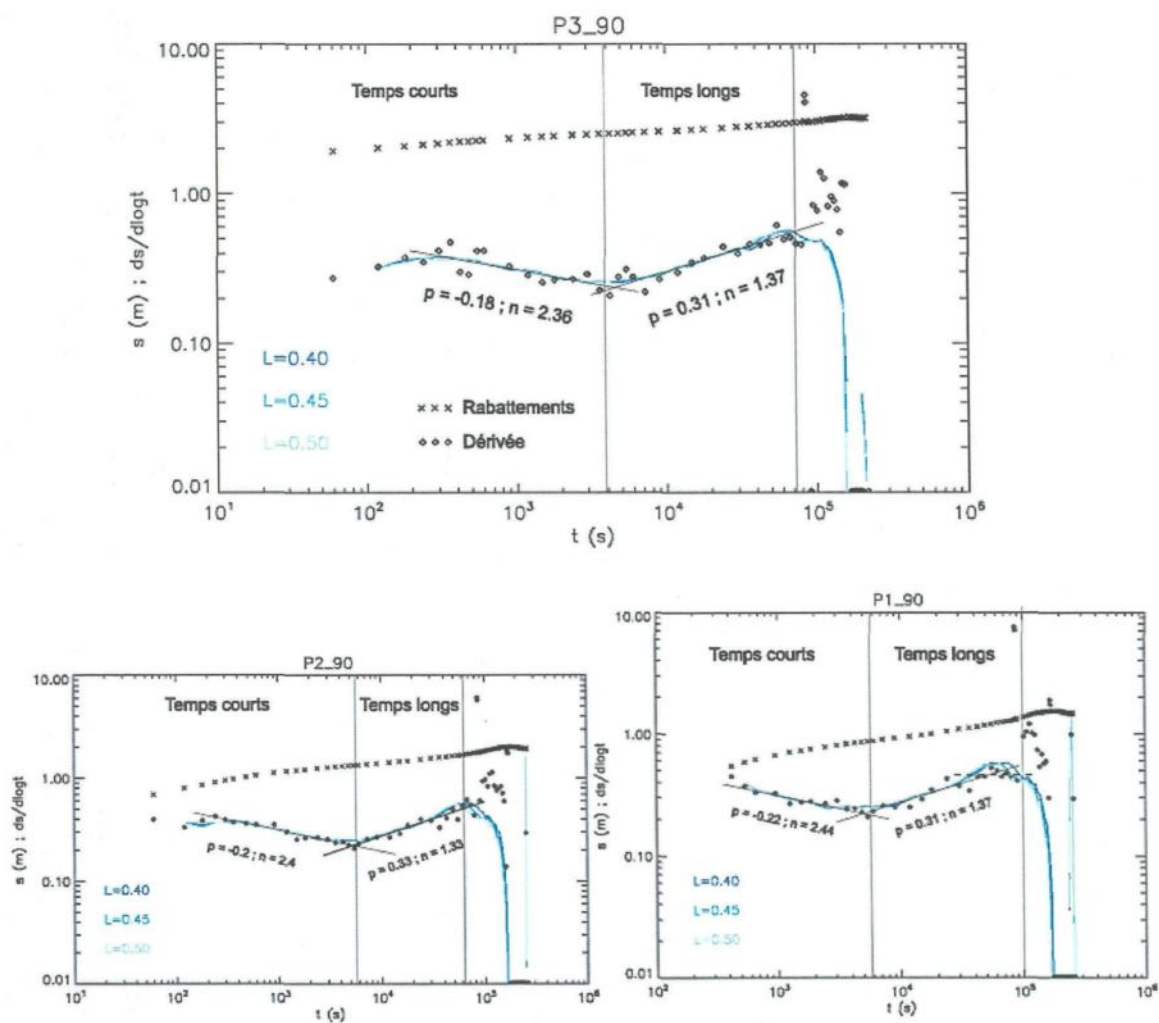


Figure 2.7 : Montée Barette, réponses obtenues à la source (P3_90) et dans les deux piézomètres proximaux.

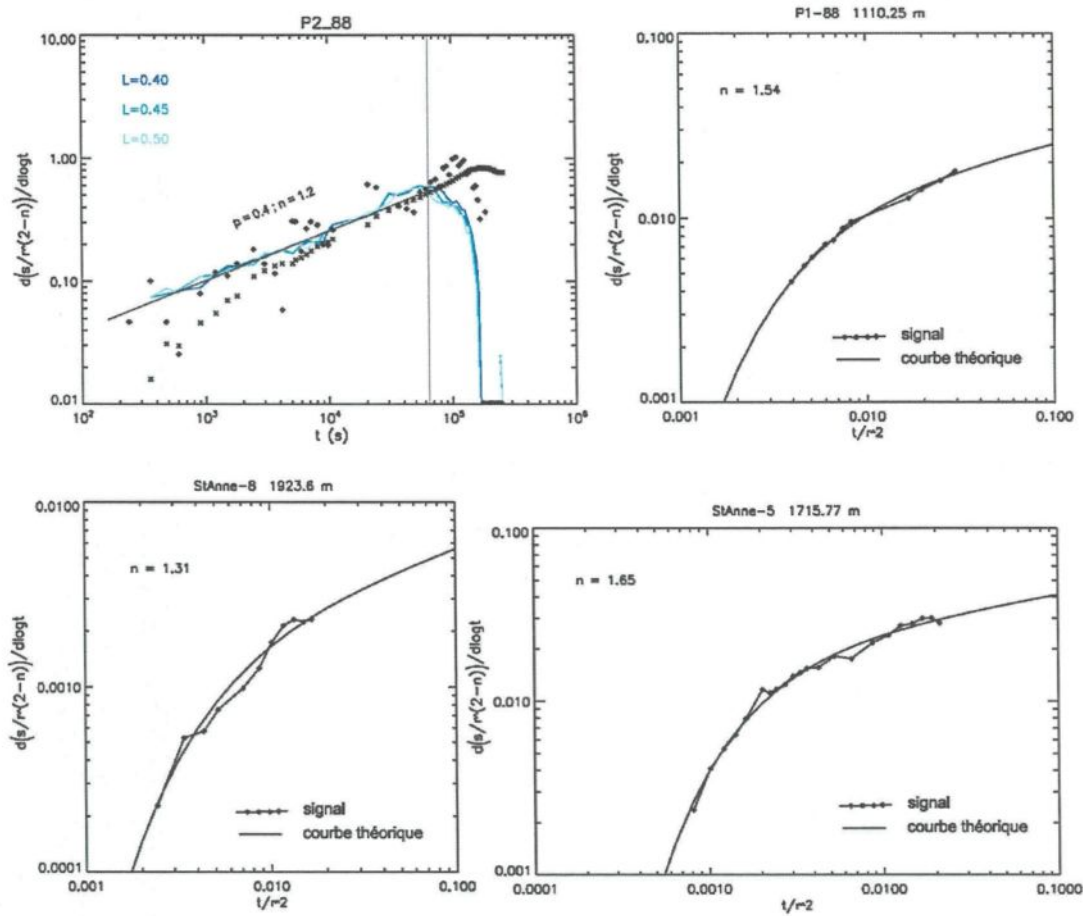


Figure 2.8 : Montée Barette, réponses obtenues dans les piezomètres distants de la source.

Il est particulièrement intéressant de vérifier si cette caractéristique s'inscrit de manière spatialement homogène, autrement dit si les valeurs de n obtenues sont cohérentes sur un diagramme intégrant l'ensemble des signaux normalisés. La figure 2.9 présente une comparaison de ces diagrammes pour différentes valeurs de n .

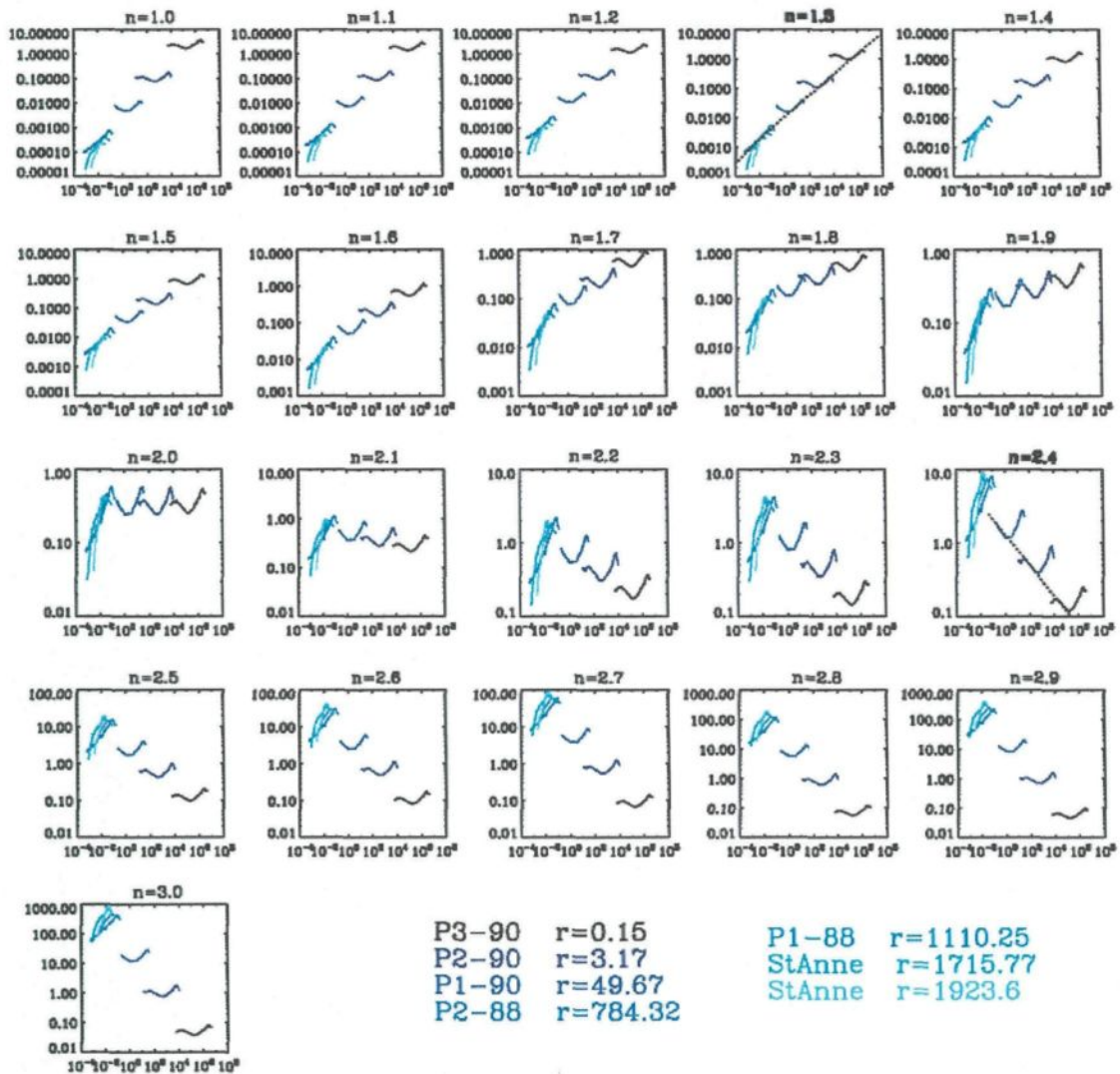


Figure 2.9 : Montée Barette, diagrammes normalisés des dérivées logarithmiques des rabattements pour différentes valeurs de la dimension d'écoulement n . En ordonnées : dérivée logarithmique des rabattements normalisée $y = d(s/r^{(2-n)}) / d(\log t)$; en abscisses : temps normalisé $x = t/r^2$. Les signaux s'organisent en deux portions temporelles ajustées de façon optimale pour les valeurs de n approximativement égales à 1,3 et 2,4, matérialisées schématiquement par les lignes pointillées.

Il apparaît très clairement sur cette figure que les données s'organisent en deux groupes cohérents, correspondants chacun à deux valeurs stables successives de la dimension d'écoulement : $n \approx 2,3$ à $2,4$ (temps réels courts) et $n \approx 1,3$ à $1,4$ (temps réels longs). Il doit donc exister deux courbes théoriques moyennes ajustables sur les réponses réelles, l'une marquant le comportement homogène dans les temps réels courts et l'autre dans les temps réels longs. Par conséquent la recherche d'un comportement théorique unique, commun à tous les puits sur toute la durée des signaux est inutile : on voit sur cette figure que le postulat d'unité chronologique conduirait à un ajustement de très mauvaise qualité, avec un comportement commun moyen ignorant une partie considérable des informations fournies. Notons enfin que les deux valeurs de n obtenues ici sont sensiblement égales à celles obtenues par l'analyse du signal transmis à la source P3-90 (figure 2.7).

Une recherche des paramètres optimaux a donc été réalisée sur les signaux normalisés séparés en deux ensembles : temps réels courts et temps réels longs. Les résultats sont présentés à la figure 2.10. Les diagrammes présentés ne sont autres que ceux de la figure précédente pour des valeurs particulières de n , après séparation des temps courts/longs. Les signaux de temps longs sont bien ajustés par un comportement unique traduisant une dimension d'écoulement $n = 1,39$. La qualité de l'ajustement augmente après occultation des réponses aux puits P2-88 et StAnne-8 (figure 2.10 b), pour une valeur de n égale à $1,32$. Le processus d'ajustement de la courbe théorique est ici illustré par la figure 2.11 : l'ajustement correspond au minimum de la fonction d'optimisation, égale à la somme des carrés des écarts entre les signaux réels et théoriques.

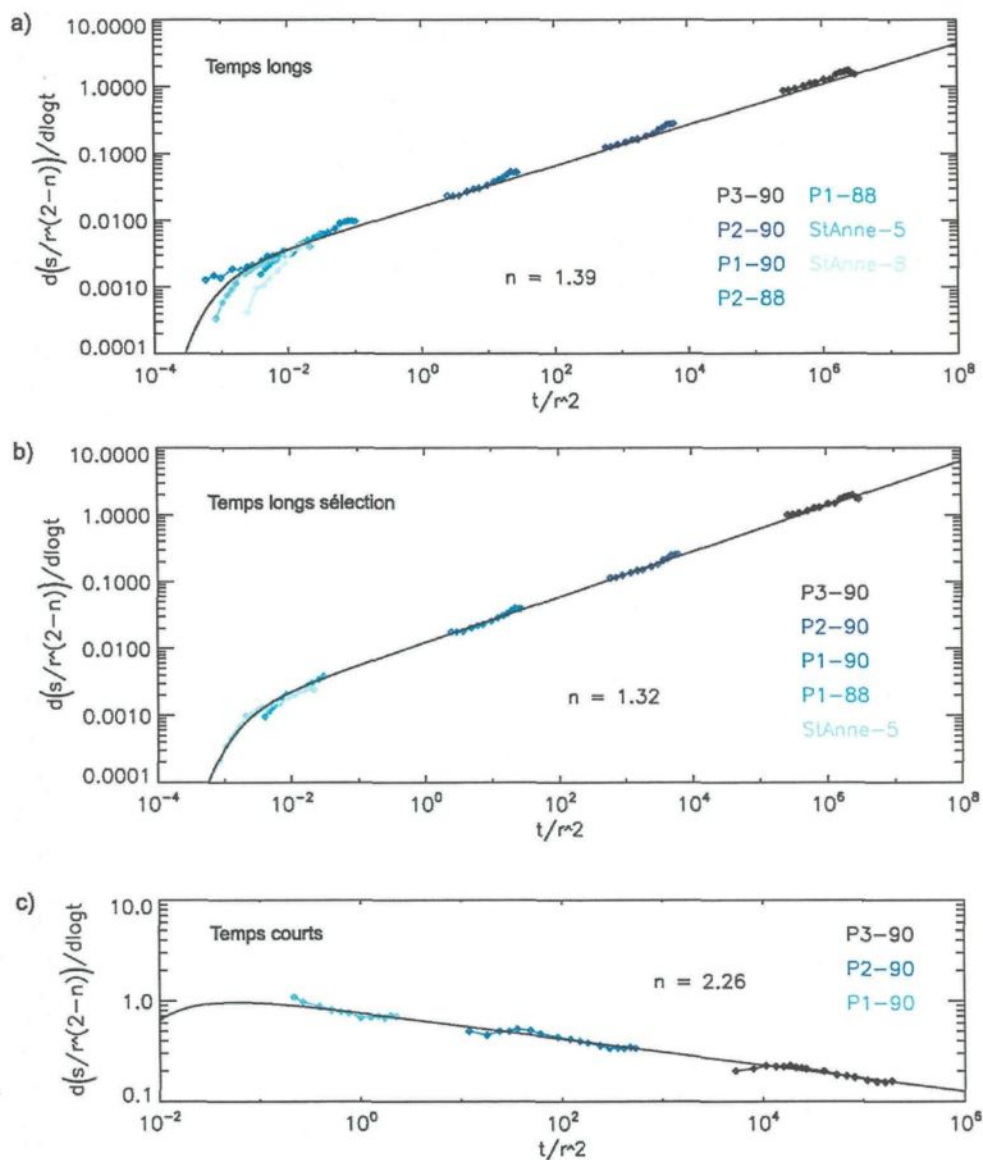


Figure 2.10 : Montée Barette, détermination des courbes théoriques optimales (traits pleins) dans les temps courts (c) et longs (a et b), sur l'ensemble du réseau.

Les temps courts sont représentés à la source et aux puits proximaux (figure 2.10 c). Un ajustement satisfaisant est obtenu ici pour $n = 2,26$, ce qui est approximativement égal – bien que légèrement inférieur – aux valeurs obtenues individuellement (figure 2.8).

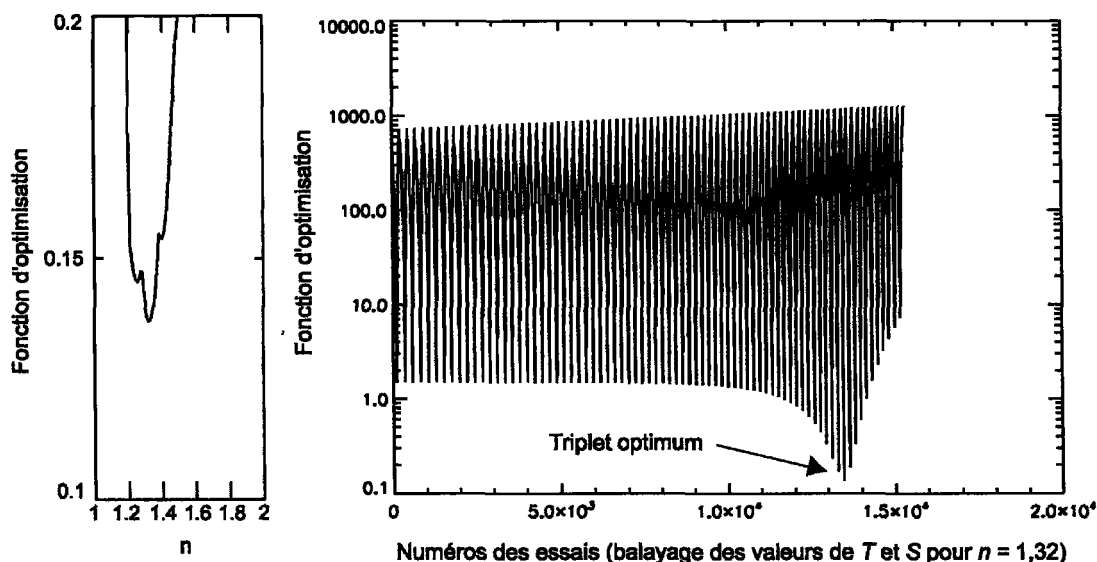


Figure 2.11 : illustration de l'ajustement des paramètres définissant la valeur théorique optimale de n pour les temps longs sélectionnés $n = 1,32$. Le résultat de l'ajustement est présenté en figure 2.10 b.

En conclusion, on peut affirmer ici que la succession de deux périodes hydrodynamiques stables au cours du test transitoire traduit une caractéristique globale et homogène du système d'écoulement. Si les valeurs de n dérivées de l'interprétation individuelle sur chaque puits montrent de légers écarts (notamment dans les temps longs, voir figures 2.7 et 2.8), l'ajustement des signaux normalisés conduit à des résultats très probants (figure 2.10), indiquant une homogénéité certaine de la réponse transitoire du milieu.

Par ailleurs, ces résultats suggèrent que les paramètres équivalents T et S sont aussi homogènes au sein du volume d'écoulement. Les valeurs estimées sont, dans les temps courts $T = 4.10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ et $S = 1,2.10^{-4}$; dans les temps longs $T = 7,6 \text{ m}^2/\text{s}$ et $S = 4.10^{-2}$. Toutefois ces valeurs sont données ici à titre indicatif seulement, leur

signification physique étant dans l'état actuel des connaissances inconnue.

2.4.2.2. Saint-Eustache

Dans le cas de l'essai de Saint Eustache (figure 2.12), les deux piézomètres sont à des distances sensiblement égales – et relativement faibles – par rapport à la source. Il n'y a pas d'écart significatif entre les deux courbes et l'espace pris en compte demeure faible, si bien qu'il n'est pas pertinent de normaliser les données. Par ailleurs, la réponse à la source est trop bruitée pour être analysée.

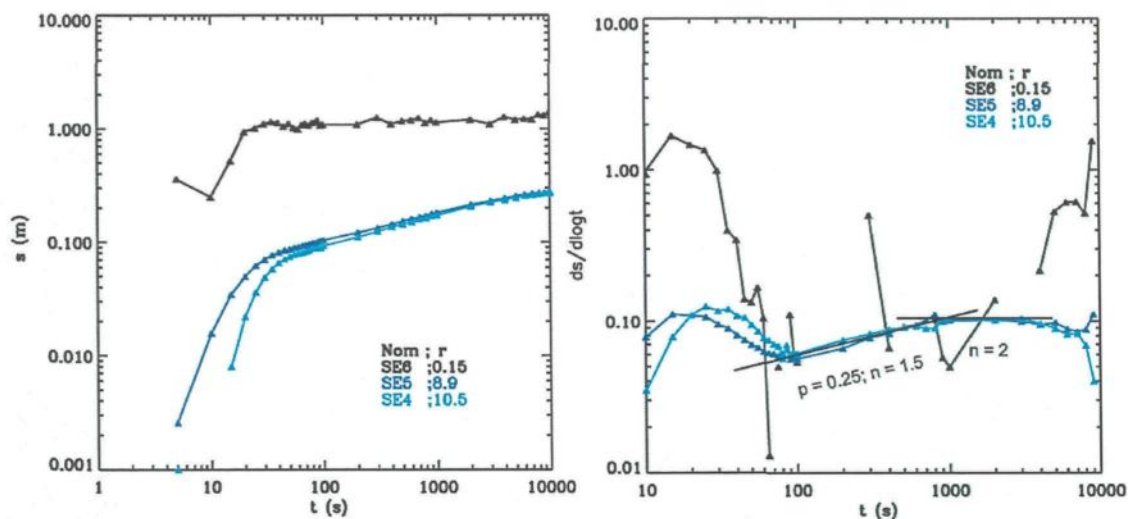


Figure 2.12 : Saint-Eustache, courbes de rabattement (gauche) et dérivées logarithmiques (droite).

Les réponses obtenues aux deux puits d'observations montrent très clairement la succession de deux périodes, l'une fractionnaire avec $n = 1,5$ et l'autre radiale.

2.2.4.3. Sainte-Anne

L'analyse individuelle des signaux obtenus à Sainte-Anne par ajustements sur les courbes théoriques du modèle GRF donne des résultats cohérents (figures 2.13 et 2.14) : une seule période hydrodynamique de dimension d'écoulement n comprise entre 1,34 et 1,52. Cet éventail de valeurs est possiblement relié à la qualité relativement moyenne des ajustements, notamment celui du puits P9.

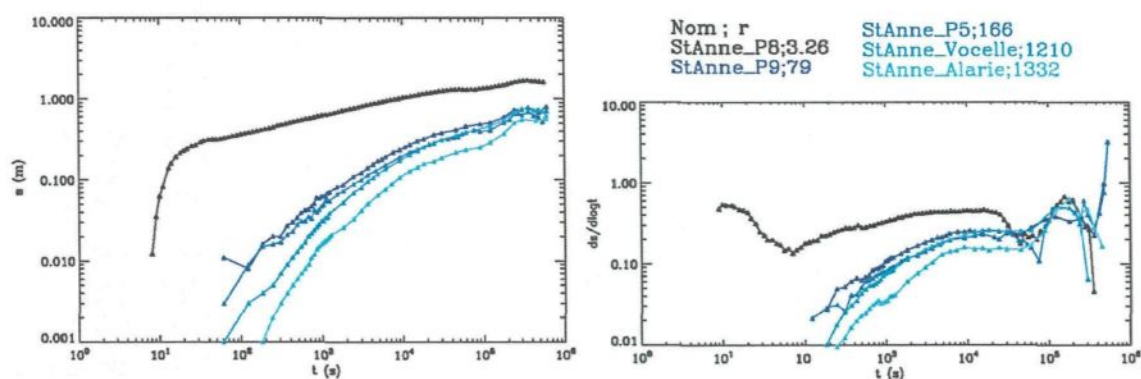


Figure 2.13 : Sainte-Anne, courbes de rabattement (gauche) et dérivées logarithmiques (droite).

Bien que les signaux ne semblent pas être parfaitement ajustés sur une courbe théorique unique, on retrouve sur les dérivées logarithmiques normalisées un arrangement optimal en première approximation pour une valeur de n comprise entre 1,3 et 1,5 lorsque l'ensemble des puits est considéré (figure 2.15).

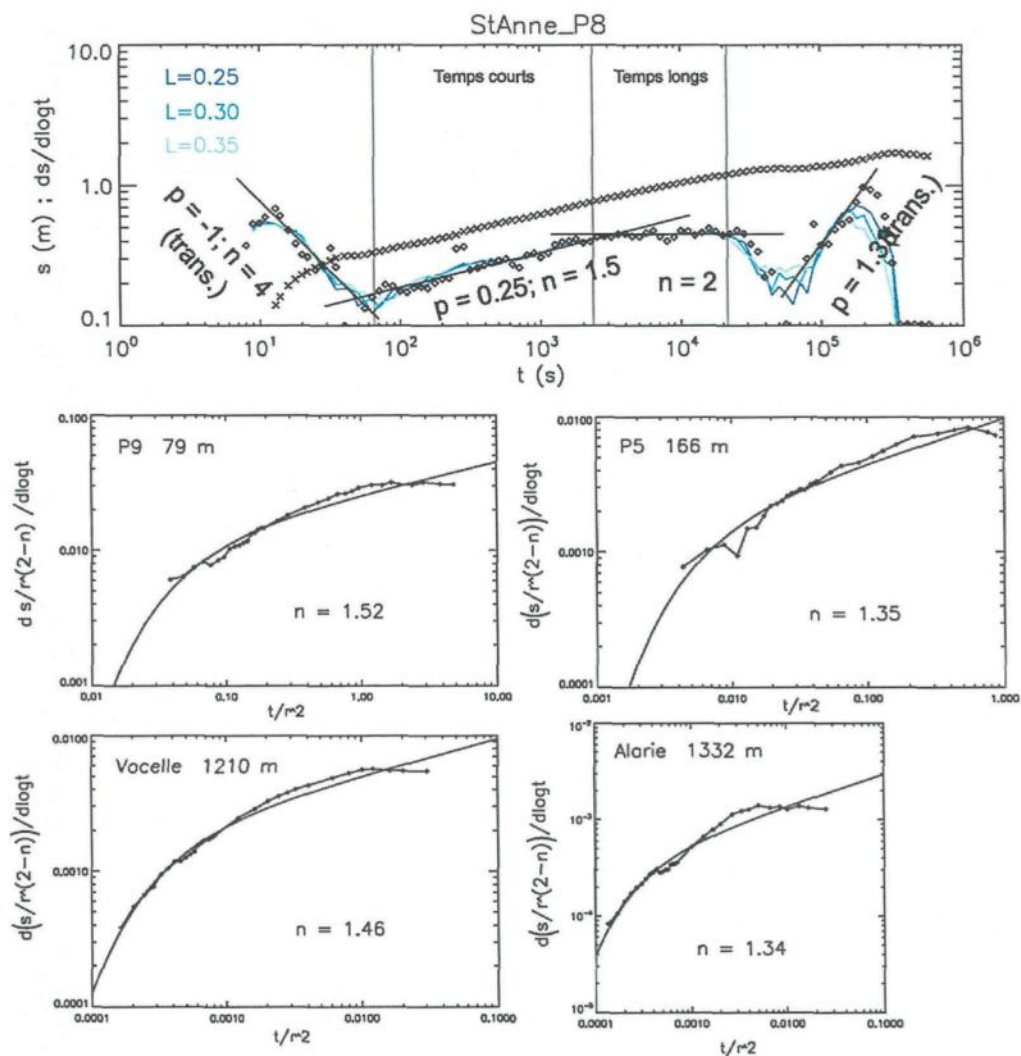


Figure 2.14 : Sainte-Anne, ajustements des courbes théoriques (traits pleins) sur les signaux réels individuels (losanges).

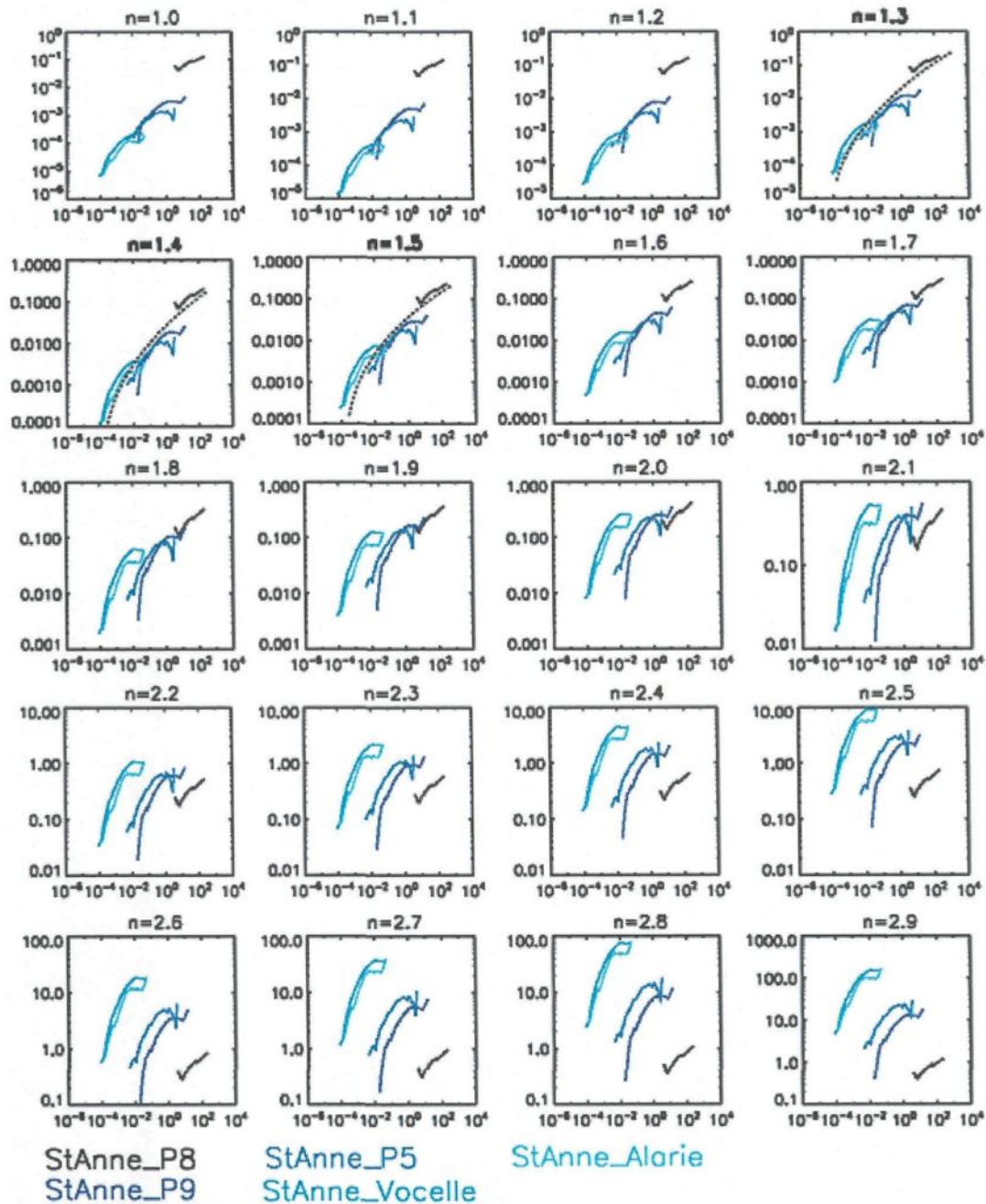


Figure 2.15 : Sainte-Anne, diagrammes normalisés des dérivées logarithmiques des rabattements pour différentes valeurs de la dimension d'écoulement n . En ordonnées : dérivée logarithmique des rabattements normalisée $y = d(s/r^{(2-n)}) / d(\log t)$; en abscisses : temps normalisé $x = t/r^2$. Les courbes pointillées matérialisent schématiquement les ajustements optimaux pour les valeurs de n retenues (voir texte).

La recherche automatique d'un comportement unique sur l'ensemble du domaine (fonction d'optimisation décrite plus haut) n'est pas concluante dans ce cas, comme le montrent les deux diagrammes de la figure 2.16. Les valeurs de n obtenues tant pour l'ensemble des puits que pour les puits proximaux sont incohérentes avec les valeurs mesurées individuellement, et la médiocre qualité des ajustements indique manifestement que les réponses ne sont pas homogènes. Les valeurs de n obtenues pour les ajustements de cette figure ne sont donc pas significatives des propriétés du milieu.

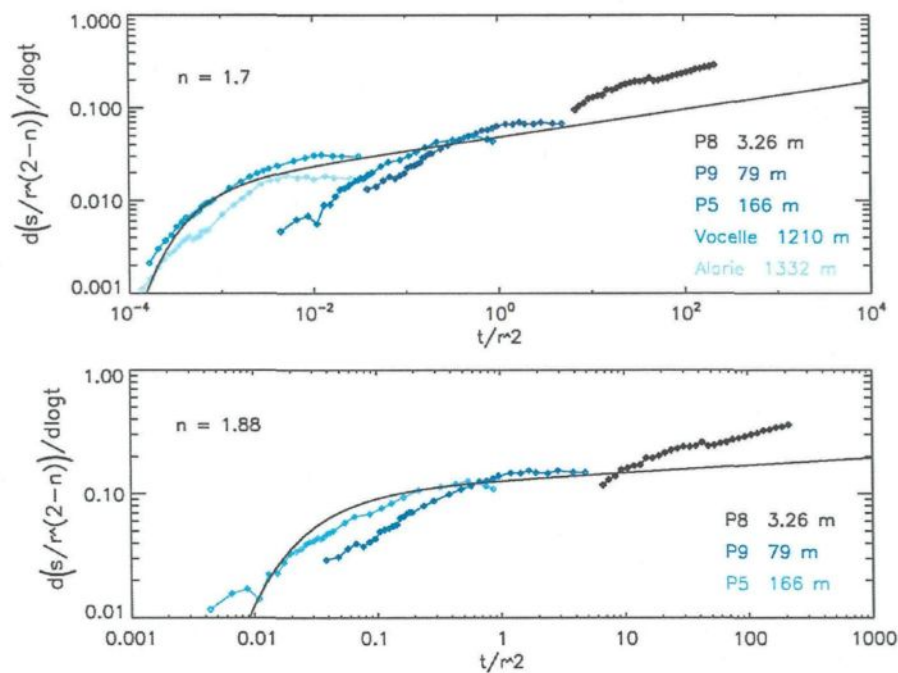


Figure 2.16 : Sainte-Anne, détermination des courbes théoriques optimales (traits pleins) pour tous les puits (haut) et pour les puits proximaux (bas).

Cette hétérogénéité des réponses est possiblement interprétable en terme d'hétérogénéité de T et S au sein du système d'écoulement, tandis que la dimension d'écoulement est pour sa part homogène et approximativement égale à 1,4 – 1,5 comme en témoignent les réponses individuelles (figure 2.14).

Une recherche d'ajustement a été réalisée en imposant une dimension d'écoulement dans la gamme des valeurs obtenues par l'analyse des réponses individuelles (figure 2.17). Les décalages verticaux apparaissant sur cette figure de part et d'autre de la courbe moyenne suggèrent une certaine hétérogénéité de T et S équivalents. Par ailleurs, on voit que les réponses aux puits P9 et P5 évoluent dans la portion asymptotique de la courbe moyenne, ce qui est incohérent avec les résultats des interprétations individuelles sur ces signaux (figure 2.14). Ce décalage latéral semble indiquer, de la même manière, des écarts de T et S équivalents dans l'espace affecté par le pompage d'essai.

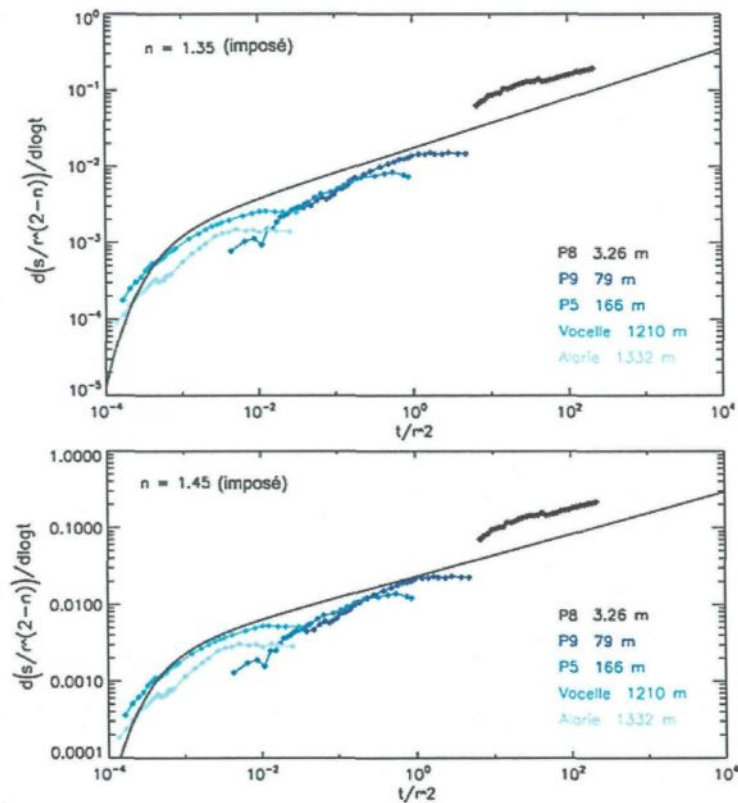


Figure 2.17 : Sainte-Anne, détermination des courbes théoriques optimales (traits pleins) pour tous les puits. La valeur de n est ici imposée, et les courbes théoriques ajustées par un balayage des valeurs de T et S seulement.

2.4.2.4. Saint-Janvier

À l'exception de celle de la source, les réponses transmises par les puits de Saint-Janvier sont très semblables tant en ce qui concerne les rabattements que leurs dérivées logarithmiques (figure 2.18). Les puits d'observation étant concentrés dans un espace proche de la source, ils couvrent relativement la même gamme de temps normalisé (figure 2.19). On observe cependant une très grande homogénéité des réponses transmises, ajustées sur une courbe théorique correspondant à une dimension d'écoulement homogène $n = 0,57$.

À la lumière des observations faites sur l'ensemble des signaux étudiés précédemment (sites à puits unique), ce type de valeur semble caractériser une phase transitionnelle entre deux périodes hydrodynamiques. Une interprétation hydrodynamique de ce type de signal pourra être envisagée à travers les simulations expérimentales présentées au chapitre suivant.

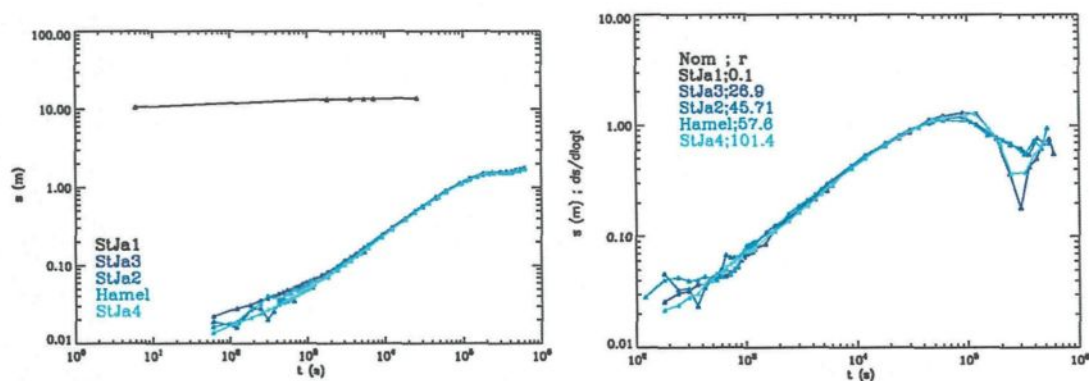


Figure 2.18 : Saint-Janvier, courbes de rabattement (gauche) et dérivées logarithmiques (droite). Le signal à la source (StJa1) n'apparaît pas sur le digramme de droite du fait que sa dérivée logarithmique est située dans des valeurs extrêmement faibles.

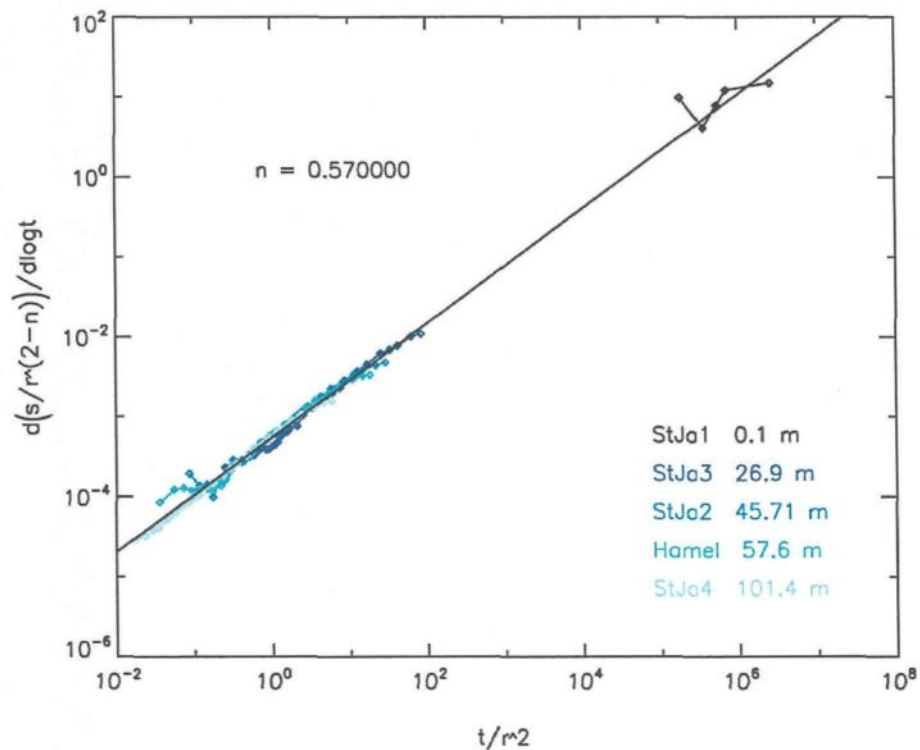


Figure 2.19 : Saint-Janvier, détermination de la courbe théorique optimale pour tous les puits.

2.4.2.5. Murdochville

L'essai de Murdochville est d'une durée exceptionnellement longue (> 20 jours) en comparaison au reste de la base de données. De plus, les réponses obtenues à la source et aux deux puits d'observations sont très bruitées (figure 2.20, gauche). Il en découle que les dérivées logarithmiques sont extrêmement instables, comme l'illustre la figure 2.21. On voit sur cette figure que la différenciation est particulièrement efficace dans ce cas, ceci en raison de la grande densité d'échantillonnage, croissante avec l'effet de compression dans les temps longs du pompage.

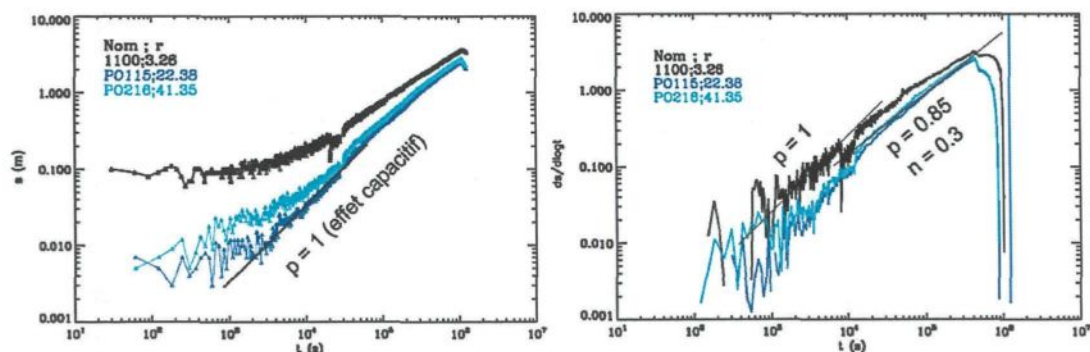


Figure 2.20 : Murdochville, courbes de rabattement (gauche) et dérivées logarithmiques (droite).

Le réservoir investigué ici est une zone d'excavation minière désaffectée. Les écoulements sont très largement contrôlés par plusieurs vastes zones de vides (galeries minières), faiblement inclinées, en connexion directe avec le puits de pompage et possiblement avec les deux autres puits.

L'analyse de la réponse à la source montre un fort effet capacitif révélé par une pente unitaire dans la première partie du signal de dérivée (figure 2.20, droite ; figure 2.21). Ce comportement est tout à fait attendu, et traduit la dépressurisation du ou des corps excavés. Toutefois, la réponse à la source observée ici dans les temps courts est surprenante sur plusieurs points : le comportement capacitif stipule théoriquement une pente unitaire tant pour les rabattements que pour leur dérivée logarithmique. Ceci est simplement la manifestation du comportement caractéristique $s(t) \sim t$, conséquence de l'absence de mise à contribution du terme en gradient de l'équation de diffusion, définissant l'effet capacitif. Les rabattements observés ici dans les temps très courts ne s'ajustent manifestement pas sur une pente unitaire (figure 2.20, gauche) à la différence de leurs dérivées logarithmiques (figure 2.20, droite). À

première vue, il est possible que ce comportement trouve une explication en l'existence d'un approvisionnement extérieur (recharge). Dans ce cas, il existerait un deuxième terme à l'équation du comportement capacitif : $s(t) \sim t + C$, C traduisant l'apport externe, irrégulier ou constant devant t . Le comportement atypique décrit ici serait alors compatible avec, dans un premier temps, une domination du terme C devant le terme temporel (correspondant à la période quasi-horizontale de la courbe de rabattement sur la figure 2.20, gauche), puis dans le deuxième temps le passage progressif vers la configuration inverse. Cette hypothèse, très plausible étant donné le contexte hydrogéologique, est corroborée par les simulations de flux réalisées par Raymond et Therrien (2005a) à travers une modélisation 3D du site, avec prise en compte d'une recharge constante. En effet, il a été possible ici de reproduire la convexité atypique dirigée vers le bas des rabattements dans les temps courts, en projection bi-logarithmique (figure 2.20, gauche).

Aux deux puits d'observation, on peut d'emblée faire la remarque suivante : la rapidité des transferts suggère une très grande connexion avec la source. En revanche, le fait que les rabattements y soient plus faibles qu'à la source traduit un gradient de charge qui, bien que faible, suggère que ces puits ne sont pas strictement connectés à la source par les corps d'excavation. On remarque que les rabattements au puits PO115 suivent une pente unitaire dans les temps courts, caractéristique du comportement capacitif. Même après différenciation, les réponses dans les temps courts sont trop bruitées pour procéder à une interprétation des dérivées (figure 2.20, droite).

Dans les temps moyens, les trois réponses sont relativement homogènes (figure 2.22) et donnent une dimension d'écoulement comprise entre 0,3 et 0,4 (figure 2.20-droite, 2.21 et 2.22). Ce type de valeur a été observé précédemment comme correspondant à une phase transitionnelle entre deux périodes hydrodynamiques stables. Néanmoins,

il n'avait jamais été observé sur une aussi longue durée. Enfin, on note dans les temps longs une déviation visible du signal de la dérivée à la source (figure 2.20-droite, 2.21 et 2.22).

Les conditions d'écoulement peuvent être diagnostiquées comme non-radiales, mais les dérivées logarithmiques obtenues dans les temps moyens et longs demeurent énigmatiques.

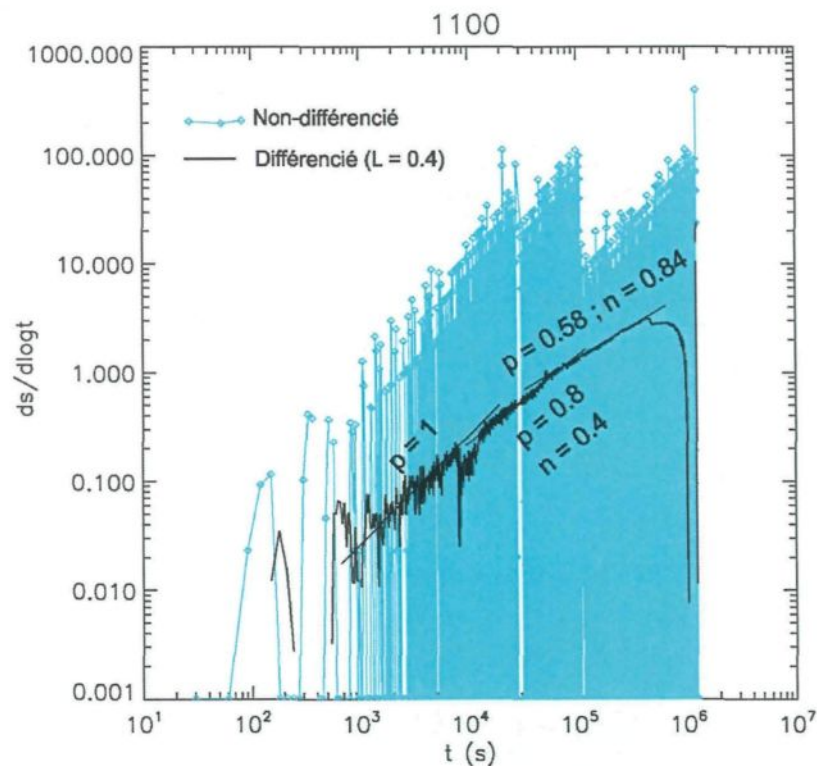


Figure 2.21 : Murdochville, différenciation et interprétation de la dérivée logarithmique des rabattements à la source.

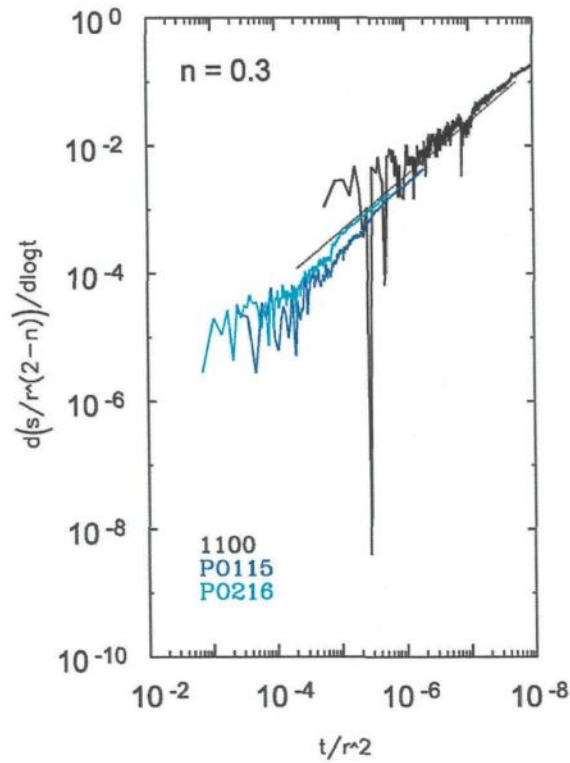


Figure 2.22 : Murdochville, normalisation des dérivées logarithmique, ajustement manuel pour $n = 0,3$.

2.4.2.6. CESM

Les réponses à la source et au puits d'observation proximal (PA-2) sont très semblables (figure 2.23). Toutefois, étant donné la différence de deux ordres de grandeur entre les deux valeurs de r , la normalisation est pertinente (figure 2.24). Celle-ci révèle une très grande homogénéité entre les deux réponses, marquant deux périodes hydrodynamiques nettes de dimension d'écoulement $n = 1$. Il s'agit donc de deux comportements linéaires successifs, l'un correspondant aux temps courts et l'autre aux temps longs sur la figure 2.23 (bas). Le passage de l'un à l'autre traduit

vraisemblablement une augmentation de la transmissivité équivalente (diminution de l'ordonnée à l'origine), cependant cette déduction demande à être confirmée par une meilleure compréhension générale du comportement linéaire et des interprétations associées.

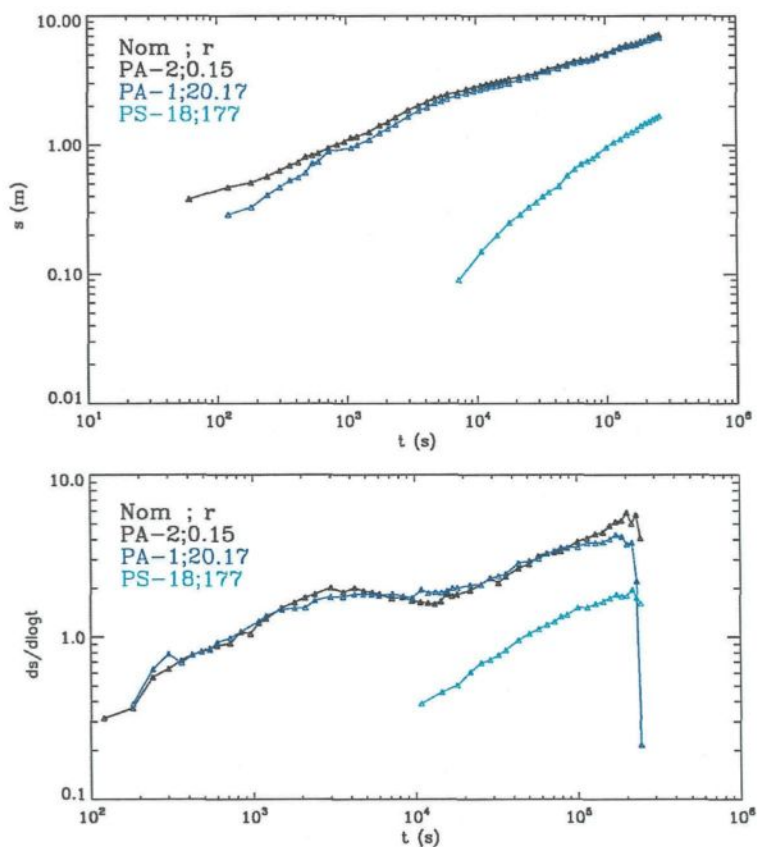


Figure 2.23 : CESM, courbes de rabattement (haut) et dérivées logarithmiques (bas).

La réponse au troisième puits, significativement plus distant, est décalée par rapport aux deux autres bien que de dimension d'écoulement sensiblement égale (figure 2.24).

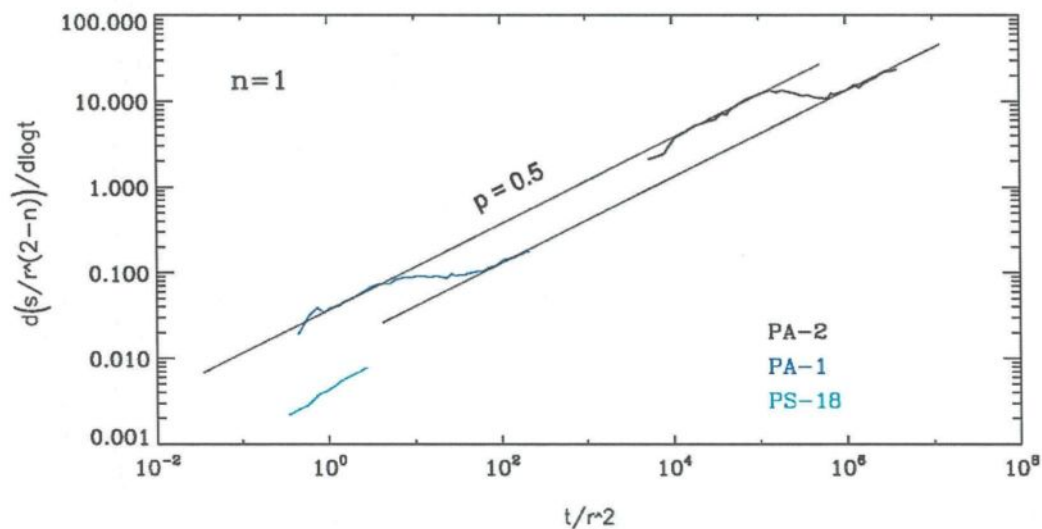


Figure 2.24 : CESM, normalisation des dérivées logarithmiques.

2.5. Synthèse

Rappelons que les sites ont été sélectionnés uniquement sur des critères de contexte géologique global (orogénique) et de qualité des signaux (rapport signal/bruit). L'analyse de cette base de données révèle donc la très large représentation des comportements non radiaux dans ce type de milieux (83 % des sites), en parfait contraste avec la très faible fréquence avec laquelle ils sont décrits dans la littérature. Cette lacune s'explique 1) par le fait que l'analyse des dérivées logarithmiques, bien que très avantageuse, commence tout juste à être une pratique généralisée, et 2) par les difficultés majeures inhérentes à l'interprétation de ces comportements dans l'état actuel des connaissances.

Par ailleurs, plusieurs points sont à relever concernant les modalités d'apparition des comportements non-radiaux dans la nature :

Dans la plupart des cas, la dimension d'écoulement est variable dans le temps. Dans les gammes de temps considérés (durée des essais généralement entre 10^4 et 10^5 secondes), on observe le plus souvent deux périodes hydrodynamiques (période de stabilité de la dimension d'écoulement) bien marquées séparées par des courtes phases transitionnelles de dimensions d'écoulement caractéristiques $0,5 < n < 0,7$ ou $n \approx 4$. Cette propriété s'oppose à l'interprétation fractale des comportements non-radiaux, qui suppose une valeur unique et homogène de n de part l'hypothèse d'homogénéité statistique des propriétés hydrauliques du milieu.

Ces périodes hydrodynamiques successives combinent des comportements radiaux et non-radiaux sans ordre préférentiel, ou bien deux comportements non-radiaux.

Les valeurs particulières de n (non radiales) correspondants aux comportements linéaire ($n \approx 1$), bilinéaire ($n \approx 1,5$) et sphérique ($n \approx 3$) apparaissent de façon manifestement plus fréquente que les valeurs quelconques.

Les signaux répondant strictement d'un comportement radial s'avèrent extrêmement rares en conditions naturelles. Seuls quatre cas (environ 10 % des signaux analysés), sont reproduits de manière adéquate par les modèles conventionnels. Le recours aux modèles radiaux (*e.g.*, solution de Theis) est donc inapproprié dans 90 % des cas analysés.

Aucune corrélation n'a pu être mise en évidence entre la dimension d'écoulement et les contextes lithologique ou tectonique. Il est important cependant de préciser que

ces contextes sont représentés de manière très déséquilibrée au sein de la base de données créée ici. Par conséquent ce résultat ne démontre pas l'inexistence de telles corrélations.

Pour terminer, un des résultats notoires ressortant de cette analyse réside dans les tests d'homogénéité, permis par l'étude des interférences au sein des réseaux de puits. Il apparaît très clairement que la dimension d'écoulement est un paramètre homogène au sein du volume d'écoulement. Ce phénomène est observé sur 100 % des sites investigués. De plus, cette homogénéité demeure lorsque plusieurs périodes hydrodynamiques se succèdent : le test d'homogénéité fait apparaître deux comportements homogènes distincts respectivement ajustés sur les deux valeurs de n , et qui se succèdent dans le temps réel de pompage. En revanche, des hétérogénéités spatiales des paramètres équivalents T et S ont été mises en évidence sur certains sites, à travers les décalages verticaux des dérivées logarithmiques.

- CHAPITRE III -

ANALYSE NUMÉRIQUE DE L'HYDRODYNAMISME DES ÉCOULEMENTS NON-RADIAUX EN MILIEUX FAILLÉS

Le travail décrit dans le chapitre III constitue la première étape des expérimentations numériques réalisées au cours de cette thèse. Le chapitre est présenté sous la forme d'un article, lequel a été soumis pour publication au journal *Water Resources Research* le 19 janvier 2008.

L'existence des écoulements non-radiaux dans les milieux discontinus naturels a été largement mise en évidence à travers l'interprétation systématique d'une quarantaine d'essais de pompages en termes de dimensions d'écoulement (chapitre II). Le travail présenté au deuxième chapitre met en évidence l'existence d'une relation intime – encore incomprise – entre le caractère discontinu du milieu d'écoulement et le comportement non-radial. Par ailleurs, les problèmes inhérents à l'interprétation hydrodynamique de tels comportements ont été profondément décrits au premier chapitre de cette thèse : il n'existe pas à proprement parler de modèle satisfaisant impliquant une compréhension des conditions physiques associées à leur mise en place.

Les écoulements de dimension $n = 1,5$ ont été identifiés par le modèle analytique de

Cinco-Ley *et al* (1978) comme étant générés au sein des systèmes faille-matrice (cf. chapitre I). L'approche analytique exige des simplifications géométriques et hydrauliques majeures du problème hydraulique posé : ici la faille est verticale et les écoulements unidimensionnels au sein des deux unités en présence (la faille et la matrice). On montre facilement qu'un tel postulat sur la géométrie des écoulements est incompatible avec la définition de la dimension d'écoulement donnée plus tard par son auteur (Barker, 1988). Ce modèle met en évidence la relation entre le comportement non-radial $n = 1,5$ et le système faille verticale-matrice, toutefois l'interprétation hydrodynamique associé nécessite d'être revisitée.

L'objet du chapitre III est de reproduire numériquement les comportements non-radiaux $n = 1,5$ au sein des systèmes faille verticale-matrice, et d'en rechercher une interprétation hydrodynamique. Une telle interprétation stipule la compréhension physique et géométrique des conditions d'écoulement produites par les interactions transitoires entre les deux unités présentes. En particulier, l'évolution tant qualitative que quantitative de la géométrie de la surface équipotentielle frontale au cours du test transitoire apparaît comme étant un des aspects essentiels de l'analyse. La relation intime et directe entre cette surface A et la dimension d'écoulement n découle de la définition même du paramètre n donnée par Barker : $A(r) \sim r^{n-1}$. L'observation de la progression de la surface A au cours d'un test transitoire est en pratique impossible en conditions réelles d'essais de pompes. Elle est en revanche permise lors de tests numériquement simulés, si bien que l'approche numérique apparaît comme étant un outil privilégié pour cette approche.

NON-RADIAL FLOW IN FAULTED MEDIA

Silvain Rafini* and Marie Larocque

Centre de recherche pour l'Étude et la Simulation du Climat à l'Échelle Régionale, Département des sciences de la Terre et de l'atmosphère, Université du Québec à Montréal, Case postale 8888, Succursale Centre-ville, Montréal (Qc), H3C 3P8, Canada, rafini.silvain@courrier.uqam.ca

ABSTRACT

The objective of this work is to explore the possibility of using flow dimensions as a tool for characterizing the hydraulic conditions in faulted media. Flow is represented in synthetic reservoirs composed of a conductive matrix cross-cut by a vertical fault connected or not connected to the well. Time series obtained from pumping tests are analysed in terms of flow dimensions n according to the GRF (Generalized Radial Flow) model. Time variant flow conditions composed of successive radial and fractional behaviours marked by $n = 1.5$ were obtained. Investigating the geometry of the frontal equipotential surface during the transient test provides insights into the hydrodynamics of fractional flow conditions. It is shown that fractional flow is induced by the anomalous diffusion into the fault, as a consequence of water supply from the matrix under specific conditions. Moreover, it is demonstrated that the GRF theory remain valid in such discontinuum as the fundamental relationship between the cross-flow area and the flow dimension is satisfied. An original physical explanation for fractional flow in vertically faulted media is concluded, along with a reinterpretation of the bilinear regime. These results provide insights in the use of the flow dimension as a diagnostic tool for hydraulic conditions controlled by a major discontinuity.

Index terms: Fractures and faults, Groundwater hydraulics, Modeling, Numerical approximations and analysis.

3.1. Introduction

Investigating the hydrodynamic behaviour of naturally fractured and faulted reservoirs is a major challenge in several applied and fundamental research fields including prospection and exploitation of hydrological (e.g., Verweij, 1995; Allen and Michel, 1998), geothermal (e.g., Kolditz and Clauser, 1998; Hanano, 2000) and petroleum (e.g., Tiab, 2005) resources, radionuclide in-situ repository evaluation (e.g., Leveinen, 2001; Doughty and Karasaki 2002; Ludvigson *et al*, 2004), and contaminant hydrology (e.g., Kurtzman *et al*, 2005; Gierczak *et al*, 2006).

In discontinuous media, the stochastic or deterministic representation of geometrical properties of the hydraulically active structures and flow paths is a key point and a particularly hard task. It is nevertheless required for a proper determination of hydraulic parameters. The alternative and commonly adopted continuum approximation minimizes flow heterogeneity, neglecting preferential pathways, which results in the underestimation of conductive structures flow abilities, causing major errors in the potential evaluation of underground reservoirs.

Characterizing the hydraulic properties of natural reservoirs first requires knowledge of the flow geometry. A proper determination of the conceptual flow model allows adjustment of natural transient responses on adequate theoretical signals, which leads to a more realistic estimation of local and/or global hydraulic parameters. It has been reported since the late eighties that conventional models are inadequate in reproducing behaviours obtained from transient testing performed in discontinuous media (e.g., Black *et al*, 1986). This inadequacy led authors to develop variations from the conventional approaches, researching a proper representation of natural data

sets obtained in site characterization studies. Such extension was achieved in the GRF (Generalized Radial Flow) model introduced by Barker (1988). The GRF model is a continuum in which drawdowns do not necessarily evolve in two dimensions during the transient test (pumping or injection). The flow dimension n , which can take any integer or non-integer value comprised between one and three, is defined as:

$$A(r) \sim r^{n-1} \quad (3.1)$$

where $A(r)$ is the cross-flow area (i.e., the frontal equipotential surface), and r the radial distance from the source. The case $n = 2$ corresponds to the conventional radial behaviour while flow conditions for which n is different from two are referred to as non-radial conditions.

Numerous field studies have reported that non-radial theoretical behaviours are efficient in representing flow conditions in complex hydrogeological media including discontinuous reservoirs (Acuna and Yortsos, 1995; Leveinen *et al*, 1998; Kuusela-Lahtinen *et al*, 2002; Walker and Roberts, 2003; Le Borgne *et al*, 2004; Lods and Gouze, 2004). However the GRF model is not widely used because 1) the physical signification of fractional flow conditions remains enigmatic; 2) in practice, n is not constant during transient tests, which causes difficulties in the use of this model on larger-scale analyses as it involves the superposition of several continuum conceptualizations.

The objective of this work is to provide insights in the use of flow dimensions as a diagnostic tool for characterizing hydrodynamics in faulted media. This paper presents results from numerical simulations of tridimensional transient flow within synthetic faulted reservoirs. Time-variant geometries of the frontal equipotential

surface are analyzed along with the directional and mean diffusion behaviours. Results are compared to the flow dimensions determined in accordance with the GRF model. Fractional flow dimensions are finally interpreted in terms of hydrodynamic interrelationships between the fault and its surrounding conductive matrix.

3.2. Background

3.2.1. Non-radial flow behaviours

Analytical solutions for non-radial transient flow conditions were developed for faulted reservoirs (i.e., crosscut by a major discontinuity) and fractured reservoirs (i.e., made of variously sized fractures sets). Theoretical hydraulic responses for faulted reservoirs typically combine linear and bilinear behaviours (Cinco-Ley *et al*, 1978; Abbaszadeh and Cinco-Ley, 1995; Pulido *et al*, 2003; Tiab, 2005). For fractured reservoirs, available solutions include fractal networks models (Chang and Yortsos, 1990; Acuna and Yortsos, 1995) and channel networks formed by fractures intersections (Chilès and de Marsily, 1993), which can be regarded as a fractal network according to Billaux (1990) and Leveinen (2000).

In terms of flow geometry, radial behaviour conventionally relates to conditions where the relationship $A(r) \sim r$ is satisfied anytime during the transient test. This implies that the transient flow geometry evolves in two dimensions. In homogeneous isotropic media, this refers to cylindrical equipotential surfaces. In less ideal media (anisotropic, heterogeneous), it relates to any irregular shapes of equipotential surfaces as long as this shape remains unchanged during the hydraulic test. For instance, pumping test in an anisotropic homogeneous reservoir will lead to radial flow since the eccentricity of the elliptic cross-flow area remains constant. Finally, in

Euclidean geometry a fractional flow dimension necessarily implies a time-changing shape of the frontal equipotential surface during the transient test.

Integrating eq. 3.1 in the range $[0, r]$ leads to the power law relationship between the cumulative length of hydraulic structures (i.e., the mass) and the observation scale, with the exponent equal to n . For fractional values of n , dividing the mass by the embedding volume leads to the decreasing density scale effect that is characteristic of fractal media (Chang and Yortsos, 1990). Fractional dimension behaviours are thus frequently associated to fractal hydraulic properties of the reservoir (Chang and Yortsos, 1990; Doughty and Karasaki, 2002; Le Borgne *et al*, 2004; Bernard *et al*, 2006). However, the use of fractal models is restricted by the limited number of magnitude orders over which it can be applied to real networks. Chang and Yortsos (1990) showed that these finite size effects rapidly mask the fractal hydraulic response. In real conditions, this statistical distribution could be efficient only within a short range of domain sizes (Hardacre and Cowie, 2003), such that lower and upper cut-off sizes may be practically too close to allow fractal responses to occur. Finally, the validity of the fractal distribution approximation concerning natural fracture networks geometries is still controversial (e.g., Nicol *et al*, 1996).

Chilès and de Marsily (1993) and Leveinen (2000) suggest that the fractional dimension of flow relates to a deficit or excess of connections into the channel network formed by fractures intersections. This interpretation actually lies into the frame of fractal theory since the density of such a channel network is linked by a decreasing power law relationship with r .

Following the analogy with linear heat flow problems, Doe (1991) suggests that the variable-flow area conditions as introduced by Barker (1988) in the GRF model lead to a flow problem similar to that of a constant-flow area medium with conductivity

changing as a power function of the radial distance r . This property actually meets the fractal theory. Alternatively, Doe (1991) emphasizes that fractional flow behaviours can be induced by any hydraulic structure with geometric properties generating a time-variant cross-flow area with respect to eq. 3.1, regardless of the fact that the source is cylindrical. This behaviour is illustrated in figure 3.1 through conveniently shaped theoretical conduits, which hence form the most basic conception of flow structures assuming a non-conductive matrix. This figure displays the linear ($n = 1$), radial ($n = 2$), spherical ($n = 3$) and fractional ($n = 1.5$; this is a particular non-radial regime) flow cases. Barker's model actually refers to any system in which the shape of the frontal equipotential surface varies during the hydraulic test according to a power-law relationship, regardless of the exponent. Doe (1991) points out that cases with an exponent lower than unity or higher than three are conceptually possible (respectively, sublinear and hyper-spherical flow).

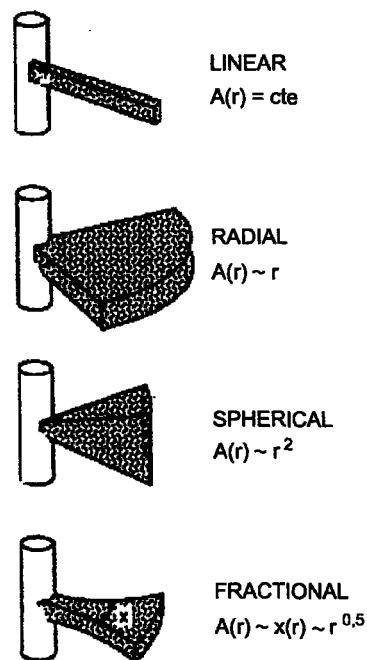


Figure 3.1. Interpretation of flow dimensions in terms of flow geometry, from Doe (1991). In this theoretical model, changing cross-flow area directly relates to a specific, and unrealistic, geometry of the conceptual hydraulic conduit.

3.2.2. Faulted media models

After the pioneer work of Bixel *et al* (1963), Gringarten *et al* (1974) analytically described linear flow within the conductive matrix surrounding an infinitely conductive vertical fault connected to the pumping well. In this particular case, representation of the fault as a planar source leads to a flow dimension equal to one. Cinco-Ley *et al* (1978) later introduced the concept of bilinear flow, which supposedly occurs in a similar geometrical system accounting for finite fault

conductivity. Abbaszadeh and Cinco-Ley (1995) extended this concept to systems where the vertical fault is not connected to the source and is pseudo-anisotropic (i.e. distinct but interdependent transversal and longitudinal hydraulic properties). Although it was introduced before the formulation by Barker (1988) of non-radial behaviours, the bilinear behaviour (Cinco-Ley *et al*, 1978) is non-radial and corresponds to a flow dimension equal to 1.5.

These analytical models have the common attribute of predicting a succession of several stages during the transient test, identified by different characteristic values of the flow dimension. These periods correspond to the evolving relationship between the fault and the matrix as transient effects propagate in the system, leading to a time-variant hydrodynamic configuration. Responses at the source typically exhibit early linear behaviours as transient conditions affect the fault while matrix is not yet mobilized. The subsequent flow regime corresponds to a simultaneous contribution of both domains, leading to the bilinear stage. Radial conditions settle at later times as r becomes much larger than the fault length.

In these studies, analytical transient solutions developed for connected and non-connected vertical faults are obtained by dividing the flow problems into the reservoir and the fault, and separately solving them before coupling the solutions to preserve head and flux continuity at the interface. For the bilinear behaviour, the flow problems in the fault and in the matrix close to the interface are therefore separately solved in one-dimension, leading to a bi-unidimensional configuration (i.e., unidimensional in each domain and orthogonal between both), later merged in the general solution. The associated geometrical interpretation is thus explicit and relates to simultaneous occurrences of linear behaviours in both domains. However, *linear flow conditions* – according to the GRF model that was developed one decade later –

diverge in its meaning from *unidimensional flow conditions*. The first one relates to a constant cross-flow area while the second one exclusively refers to the unidimensional geometry of stream lines. It is geometrically impossible that the frontal equipotential surface propagates in a linear fashion at the same time in both domains: the occurrence of linear flow in the matrix implies that the fault acts as a planar source (i.e., uniform hydraulic head), which is not consistent with the simultaneous occurrence of linear flow into the fault itself. Flow conditions proposed in the model of Cinco-Ley *et al* (1978) therefore relate to bi-unidimensional rather than bilinear conditions. From these considerations, several major questions remain open. Firstly, is the bi-unidimensional flow geometry postulated by these authors a necessary condition for the occurrence of fractional flow $n = 1.5$? Secondly, since this behaviour is not due to a combination of linear behaviours, what hydrodynamic process induces its apparition, and what is the associated flow geometry? Finally, is it possible to re-examine this behaviour in the light of the GRF model? These questions are very relevant since, as already mentioned, the current understanding of flow conditions associated to fractional behaviours is weak, and is based in most cases on the fractal theory, which is not applicable to the systems considered here.

In the GRF continuum, fractional flow conditions are induced by the non-integer dimension of the source itself, which has no physical meaning as mentioned by the author of the model. However, behaviours revealing flow dimensions equal to 1.5 have been frequently reported in naturally faulted reservoirs (Leveinen *et al*, 1998; Andrews *et al* 2002; Pulido *et al*, 2003; Ludvigson *et al*, 2004; Kurtzman *et al*, 2005; Tiab, 2005). It is thus of specific interest to numerically investigate the flow conditions such that theoretical fractional responses predicted by the GRF model are obtained from a cylindrical ($n = 2$) source in a discontinuum: is Barker's theory still valid (in terms of the relation between the cross-flow area and the flow dimension, eq. 3.1)? What is the associated physical meaning?

Such approach meets the concept presented above advanced by Doe (1991). However, the reasoning conducted by this author can be extended to systems that are more realistic than strongly idealized conduits displayed figure 3.1. Such systems include vertically faulted media: a single conductive fault surrounded by a non-impermeable matrix that can be composed of a dense Euclidean fracture network. In this case, the transiently changing shape of the cross-flow area would not directly follow the geometry of a conductive structure as shown figure 3.1 but rather relate to the time-variant hydrodynamical interrelationship between the two domains during the hydraulic test. This meets predictions by Acuna and Yortsos (1995) who suggested that conductivity contrasts between small and large fractures would lead to fractal-like responses even if the underlying hydraulic structure pattern is Euclidean. This was numerically confirmed by Jourde *et al* (2002) who obtained fractional dimension behaviours by simulating transient flow through explicitly Euclidean tridimensional channel networks marked by significant contrasts of local diffusivity. However, these studies did not provide with any explanation, in terms of flow geometry, for the occurrence of such behaviours.

The present study investigates flow conditions associated to responses $n = 1.5$ into vertically faulted media, in the light of the GRF theory. Since the hydrodynamics associated to fractional flow remain unclear apart from the fractal approach, this constitutes a relevant insight in the analysis of the long-debated fractional behaviours and a useful link between theoretical models and field-based studies. Transient flow simulations are performed through vertically faulted synthetic media in the aim of 1) numerically reproducing theoretical responses from the analytical model proposed by Cinco-Ley *et al* (1991), providing a reinterpretation of the bilinear behaviour in terms of transient flow geometry; 2) examining if the time-variant cross-flow area generated by such system during fractional flow $n = 1.5$ satisfies the GRF theory (which comes

to investigate the validity of this theory in a discontinuum with a cylindrical source); and 3) deriving from previous points a physical and hydrodynamical interpretation of this fractional behaviour.

3.3. Hydraulic behaviour interpretation

The transient flow problem introduced by Barker (1988) based on eq. 3.1 takes the following form:

$$S_s \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{K}{r^{n-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{n-1} \frac{\partial h}{\partial r} \right) \quad (3.2)$$

where S_s and K are equivalent hydraulic parameters (respectively the specific storage and hydraulic conductivity) and h is the hydraulic head. Solving this parabolic diffusive problem through Laplace domain as performed by Barker (1988) leads to a gamma function (“complete” inversion of the Laplace transform solution for pumping from an infinitesimal source in an infinite flow region). This function is plotted figure 3.2. Note that predicted responses exhibit a close dependence on the parameter n . The asymptotic form of the general solution is written as follows (Barker, 1988):

$$h(r, t) = \frac{Q}{4\pi^{1-\nu} K b^{3-n} \nu} \left[\left(\frac{4Kt}{S_s} \right)^\nu - \Gamma(1-\nu) r^{2\nu} \right] \quad \nu \neq 0 \quad (3.3)$$

where Q is the injection/extraction rate; b is the lateral extension of the flow area (K

b^{3-n} can be regarded as a generalized transmissivity) and $\Gamma(z)$ is the gamma function.

The term ν relates to the flow dimension n as:

$$\nu = 1 - \frac{n}{2} \quad (3.4)$$

For $n = 2$, the GRF solution reduces to the Theis model as the gamma function for unity corresponds to the exponential integral. The asymptotic expression for $n = 2$ becomes a logarithmic function as it forms a straight line on the semilog plot (figure 3.2, center), in accordance with Cooper and Jacob (1946). Eq. 3.3 can thus be regarded as a generalization of the Cooper-Jacob solution.

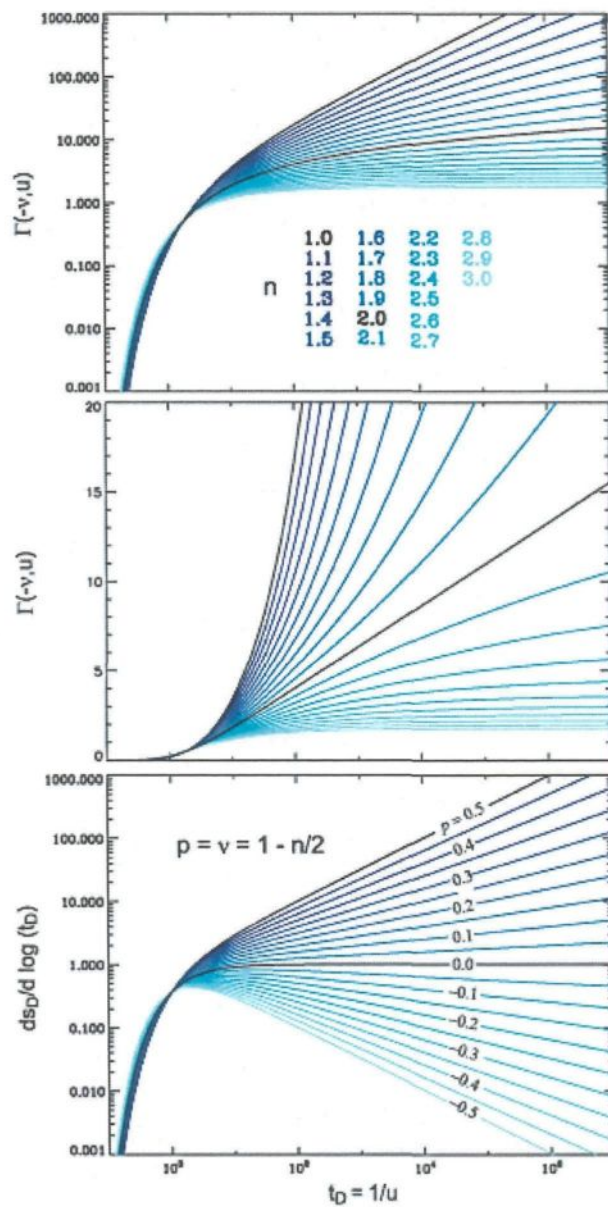


Figure 3.2. Theoretical behaviour as predicted by the GRF model (Barker, 1988). Top and center: drawdown curves. Bottom: log-derivative of drawdowns. $u \sim r/t$ refers to the conventional definition (Theis, 1935), t_D and s_D are adimensional time and drawdown.

Figure 3.2 shows that time-drawdown series strongly depend on the flow dimension n . The asymptotic form of this analytical solution (eq. 3.3) contains a time-dependent term and a time independent term. Predicted behaviours can be divided in two types: i) when $1 < n < 2$, curves are directed downward on a semilog plot, and the time-dependent term of eq. 3.2 dominates for large times; ii) when $2 < n < 3$, signals curve upward as projected on a semilog plot and reach a long-term steady state as the time-dependent term of eq. 3.3 tends towards zero. Equation 3.3 is of the form $h(t) = Ct^\nu + C'$ and would tend to a straight line of diagnostic slope ν for long times on a bilogarithmic projection, as the time-dependent terms dominates. However the competition with the time-independent term is restrictive for all negative ν and can be critical for some positive values of ν .

Taking the logarithmic derivative of $h(t)$ leads to the following expression:

$$\frac{dh}{d \log t} \approx t \frac{dh}{dt} = C\nu t^\nu \quad (3.5)$$

Eq. 3.5 shows that the slope of the derivative allows measurement of the parameter n for any shape of signal (figure 3.2, bottom), at any time within the domain of validity of the asymptotic form. These slopes are clearly distinguishable for $t_D > 10^2$ (figure 3.2, bottom). For all practically purpose, the asymptotic form is valid for the entire duration of the hydraulic test if r is sufficiently small (since $u \sim r/t$), i.e., at the source.

Log-derivative drawdown plots are commonly known as convenient diagnostic tools of hydrodynamic conditions. They have been widely used in the petroleum literature since the gain in sensitivity they provide was highlighted by Bourdet *et al* (1989).

3.4. Transient flow simulations

Transient flow simulations were performed using the Hydrogeosphere model (Therrien *et al*, 2006). This code is based on the control volume finite element method to discretize partial differential equations describing transient flow in a tridimensional domain. It uses an implicit scheme that provides stability for any time and space sampling size. The entire flow domain is discretized into orthogonal tridimensional prisms of various sizes. Hydraulic continuity between sub-domains (either fault/matrix, well/matrix or well/fault) is ensured by making nodes coincide at the interfaces and superimposing respective flow contributions. In this way, continuity is implicit and a direct evaluation of exchange fluxes is not needed. Resolution of flow equations into the fault is performed in three rather than two dimensions to account for the significant width of natural fault zones, which can be multidecimetric to multimetric (e.g., Chambon *et al*, 2006). This comes to treat the fault as a porous medium and hence to assume that the flow conditions are darcian in both fault and matrix domains. Strong hydraulic gradients at the interface between these two domains due to abrupt changes in material properties are resolved by locally increasing the spatial discretization (mesh size is 0.05 m at the interface and progressively grows outward).

Dimensions of the synthetic flow domain are 40 000 x 20 000 x 42 m. The domain was set deliberately large in order to obtain the complete time-variant responses. In real pumping test conditions, these responses are commonly segmented and only partially displayed. The domain is cross-cut by a vertical fault in the entire lateral and vertical extensions (figure 3.3), similarly to the configurations of Cinco-Ley *et al*

(1978) and Abbaszadeh and Cinco-Ley (1995).

This study focuses on achieving a deep understanding of the transient interactions between fault and matrix in terms of diffusion regimes and time-variant geometry of the cross-flow area. In this purpose, the synthetic flow domain has elementary geometric and hydraulic configurations.

The matrix and the fault are homogeneous and isotropic. The pumping rate is set to $4,166.10^{-4} \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$. Upper, lower and lateral boundaries in the Ox directions are impermeable. Lateral boundaries in the Oy direction are constant head equal to the uniform initial head over the entire space. Fault width is 0,3 m, i.e., a realistic value for common medium size faults (e.g., Chambon *et al*, 2006).

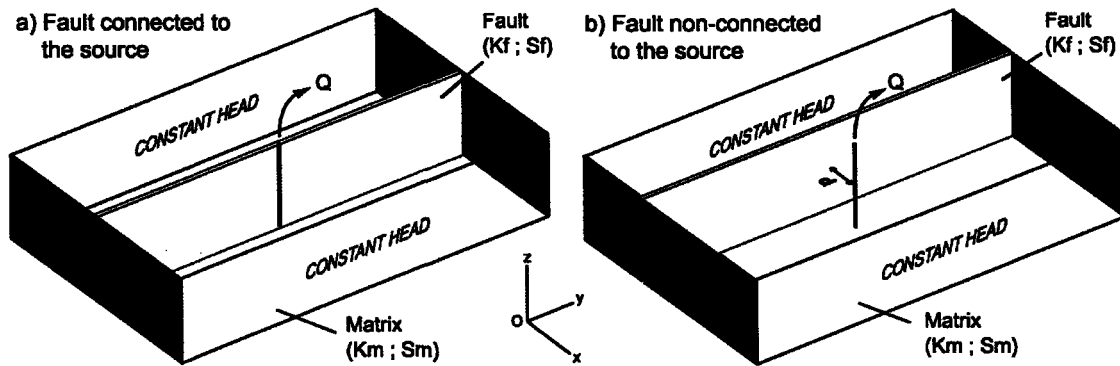


Figure 3.3. Configuration of the synthetic fault-matrix models. Upper and lower boundaries are impermeable (no flow).

Two distinct geometrical configurations were considered (figure 3.3): 1) for connected faults, the well is entirely contained within the fault such that there is no direct contribution to well discharge from the matrix; 2) for non-connected fault, the

well only penetrates the matrix, which thus intervenes into transfers between the fault and the well.

All numerical simulations were performed at the same pumping rate, and were interpreted in terms of flow dimensions in accordance to the GRF model. Serial simulations provide means to appreciate the impacts of changing specific hydraulic or geometric conditions on transient responses. Several constant matrix-diffusivity sets of simulations were performed, each comprising several tests with changing matrix conductivity and specific capacity (i.e., keeping matrix diffusivity constant) while fault properties remain the same. Variations between series correspond to a matrix diffusivity change of one order of magnitude. This approach was designed to analyze the impact of matrix properties on the fault hydrodynamic behaviour, as matrix storage provides most of the discharge to the well through the fault. Water supply from matrix to fault constitutes an external source term that should significantly affect the transient behaviour of the fault. Finally, logarithmic time sampling contains 110 steps from 10^{-2} to more than 8.10^8 seconds.

3.5. Results

3.5.1. Vertical faults

Results from only one set of simulations are presented here ($K_m/S_{sm} = 0,01 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$). All the other sets exhibit similar shapes of drawdowns and log-derivative curves on log-log plots, with an offset on the time axis equal to the change in matrix diffusivity. This behaviour was expected and is similar to what is observed with homogeneous

continuous medium.

Results from simulations with the connected fault synthetic domains are first presented and discussed. Slopes of log-derivative curves are 0,25 during short pumping times for every model (figure 3.4, top and bottom), implying fractional flow dimension $n = 1,5$ following eq. 3.4. This behaviour continues for intermediate and long times in models 1, 2 and 3 as matrix conductivity progressively decreases. Log-derivatives form a horizontal plateau relatively early in high K_m models (4 and 5) as flow dimensions tend towards two. These radial conditions are particularly well defined in model 5.

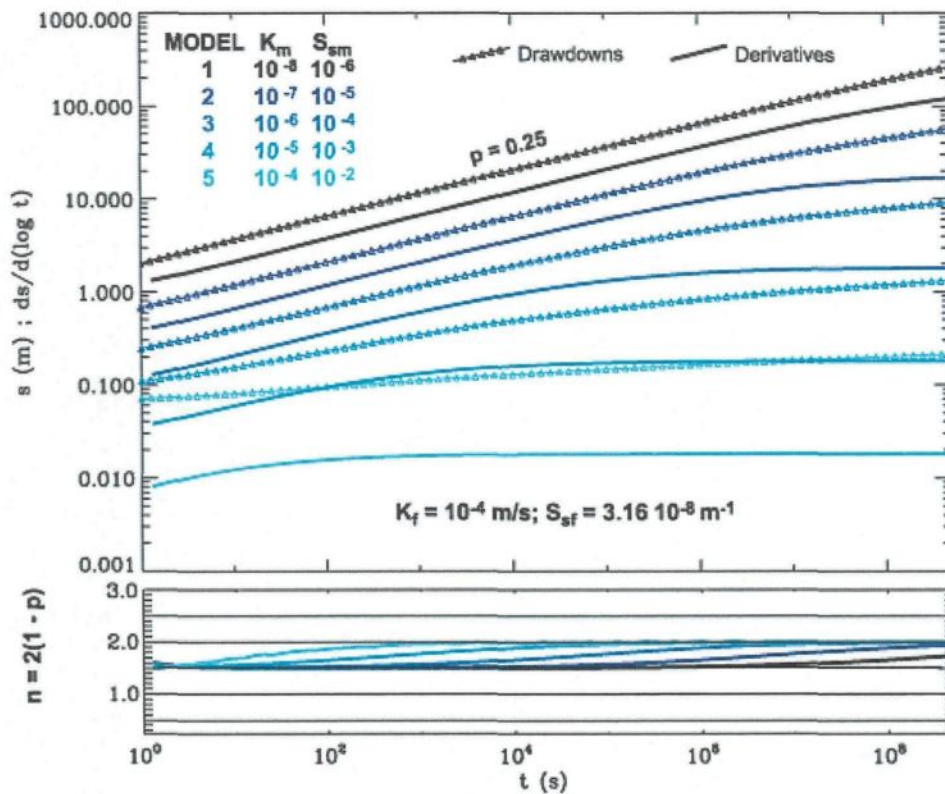


Figure 3.4. Results from flow simulations. Top: drawdown and log-derivative time series at the well. Bottom: evolution of the flow dimension derived from derivative curves. Diffusivities are invariant in both fault and matrix.

Two successive hydrodynamical periods (fractional and radial flow) can be identified for models 2, 3 and 4 through straightness of the log-derivative and indicate flow dimension stability. From one model to the next, patterns are similar with offsets on the time axis equal to the change in matrix conductivity. These results show that i) the flow dimension is time-variant, ii) fractional flow occurs during part of the test, and iii) the critical time between successive hydrodynamical stages is at least partially dependent on the matrix hydraulic properties.

Analyzing the temporal evolution of frontal equipotential surfaces during the transient test provides insights on the hydrodynamic significance of this behaviour. Figure 3.5 shows plan views of the propagation of these surfaces. It can be noted that the shapes of frontal equipotential surfaces change during the transient test. This is particularly obvious in models 3 and 4, as narrow diamond-shaped surfaces at small times progressively widen, until they form circles corresponding to the radial stage observed on derivative curves ($n = 2$). These changing shapes correlate with the successive hydrodynamic stages observed on derivatives curves. This indicates variations in the hydrodynamic relationships between matrix and fault as transient flow differentially propagates in each other.

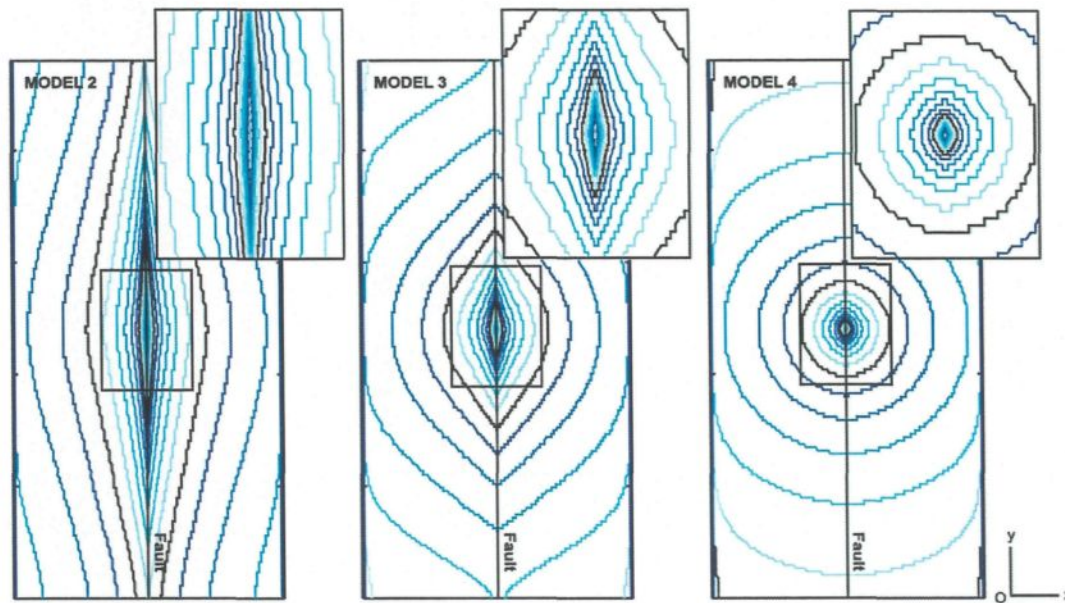


Figure 3.5. Horizontal projections of the propagation of frontal equipotential surfaces during transient flow simulations (sources are at the centre of boxes) for models 2, 3 and 4. Top right boxes are zooms of central rectangles. The thick black contour within the zoomed diagrams corresponds to a similar time for the three models.

Most importantly, the propagation of the frontal equipotential surface within the fault is obviously delayed as matrix conductivity increases from models 2 to 4. The hydraulic response of the fault hence differs significantly between the three models despite the fact that no variation of the fault properties was included. These results show that the fault transient response is at least partially controlled by the matrix hydraulic properties.

Directional diffusion behaviours were observed and compared in the Ox (matrix) and Oy (fault) directions. The term directional diffusion here denotes diffusion (*i.e.*, drawdown propagation) in a specific radial direction from the source. As said above, the normal or fickian diffusion regime rising from a classical diffusive problem is of the form $\langle r^2 \rangle = D t^a$ with the exponent a equal to 1, where $\langle r^2 \rangle$ is the arithmetic mean of square travelled distances from the source and D is the diffusion coefficient.

In normally diffusive regimes, this coefficient is a linear function of the diffusivity parameter K/S_s . In the Ox and Oy directions, the travelled distances are equal to the linear straight distances from the source. Figure 3.6 allows a direct appreciation of directional diffusion regimes since the slopes of the time series are equal to half the exponent a (D is the square offset). It can be seen that the directional diffusion into the fault is not of the normal form but is rather slowed down with an exponent a equal to 0,5 (slopes equal to 0,25). Matrix directional diffusion remains normal as attested by half unity slopes. Results from very low K_m modelling have been added on the plot for some display purposes.

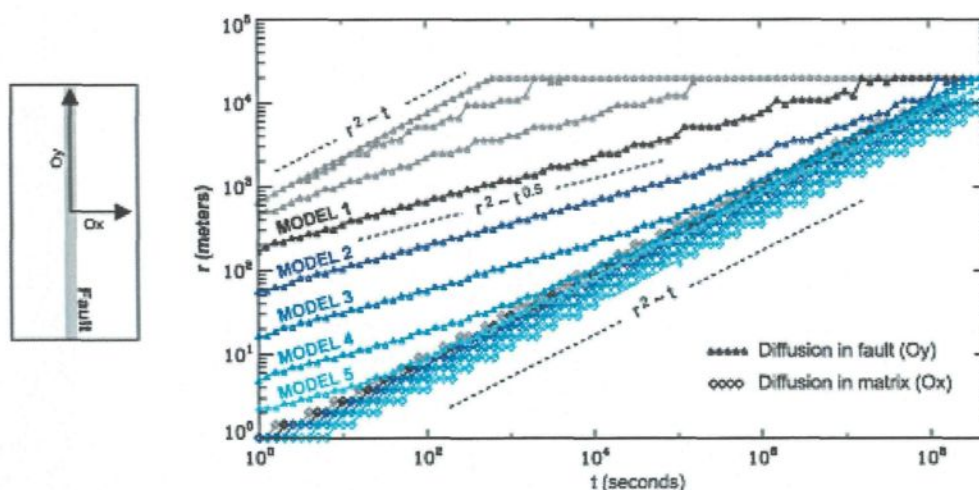


Figure 3.6. Directional diffusion behaviours in the Ox (matrix) and Oy (fault) directions. Results from very low matrix conductivity and storativity simulations have been added for display purposes (K_m and S_m change by one magnitude order successively between models 1, 2, 3, 4 and 5).

The fault diffusion behaviour shows three successive phases during the test: 1) an early normal regime with a diffusion coefficient much higher than in the matrix; 2) a slowed down regime in intermediate times and 3) a late normal regime with a

diffusion coefficient approximately equal to that of the matrix. A complete serie of these three stages can't be observed here on a single signal since lateral boundaries are reached. However, the extension of the synthetic flow domain is very large in comparison to the realistic area of influence of a pumping/injection test, which implies that only part of the three stages serie will be displayed in real tests conditions. Figure 3.6 shows that the slowed down stage (stage 2) is regularly offset as matrix properties vary, while the slope remains constant. The diffusion coefficient D decreases by one order of magnitude when K_m and S_{sm} are both increased by one order of magnitude. Similarly, the critical time between stages 2 and 3 decreases by two orders of magnitude. It can thus be concluded that matrix properties play a governing role in the fault diffusion slow down.

From a geometrical point of view, different α exponents of the power-law relations $r(t)$ in the Ox and Oy directions lead to a continuously changing shape of the frontal equipotential surface during the transient test. The relationships between slowed down fault diffusion and fractional flow were therefore investigated by numerically computing the quantitative impact of different Ox and Oy directional diffusion regimes (respectively normal and abnormal) on the cross-flow area A during the transient test. The approximation was made that matrix streamlines evolve perpendicularly to the fault, a common assumption for large conductivity contrasts and a minor source of uncertainty. The generated objects hence transiently grow in a power-law $r(t)$ fashion with exponents respectively equal to 0,5 and 0,25 in the Ox and Oy directions (figure 3.7). These objects mimic the approximated frontal equipotential surface and form rather realistic shapes as lateral growths successively depart from the fault as a consequence of the progression in the fault.

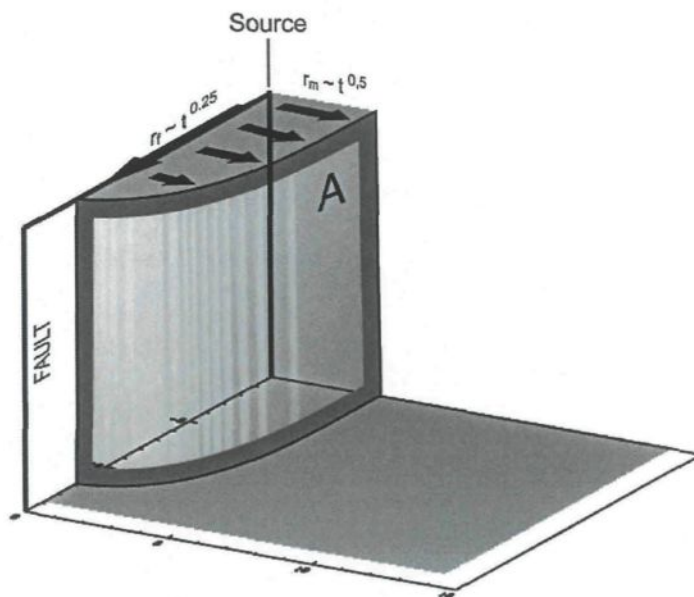


Figure 3.7. Geometrical schematization of the frontal equipotential surface A .

This geometrical approach show that the cross-flow area induced by fault diffusion slow down is a power-law function of time with an exponent equal to 0,25:

$$A(t) \sim t^{0,25} \quad (3.6)$$

The global diffusion regime is normal since matrix practically occupies the entire flow domain (the fault is 0.3 m thick while the flow domain is 20 000 m large):

$$r(t) \sim t^{0.5} \quad (3.7)$$

Combining equations (3.6) and (3.7) leads to the following relation:

$$A(r) \sim r^{0.5} \quad (3.8)$$

which corresponds to a fractional flow behaviour with a flow dimension $n = 1,5$ (eq. 3.1). The term r can be regarded here as the mean travelled distance from source.

As a conclusion, the fractional flow behaviour with $n = 1,5$ revealed by drawdown derivative analysis is actually due to slowed down diffusion into the fault. This demonstrates that the geometrical properties of the conceptual conduits introduced by Doe (1991) to explain fractional flow behaviours are actually relevant to fault-matrix configurations.

3.5.2. Generalization to non-ideal fault geometries

Generalization to non-idealized faulted media includes non-vertical faults and systems in which the fault is not connected to the well (figure 3.3). Non-connected faults were investigated with numerical and analytical approaches similar to those described for vertical faults. Serial flow simulations revealed behaviours analogous to the ones of the connected fault system with fractional flow with $n = 1,5$ progressively evolving to radial flow (figure 3.8). Two supplementary hydrodynamical stages are observed: an early matrix-related radial stage corresponding to transient flow propagation before the fault is reached (figure 3.9), and a subsequent stage marked by a slope comprised between -0,8 and -1. These slopes suggest a flow dimension approximately equal to 3,7, which corresponds to the hyperspheric flow behaviour described by Doe (1991). It is interpreted here as a transitional phase between radial and fractional flow behaviours.

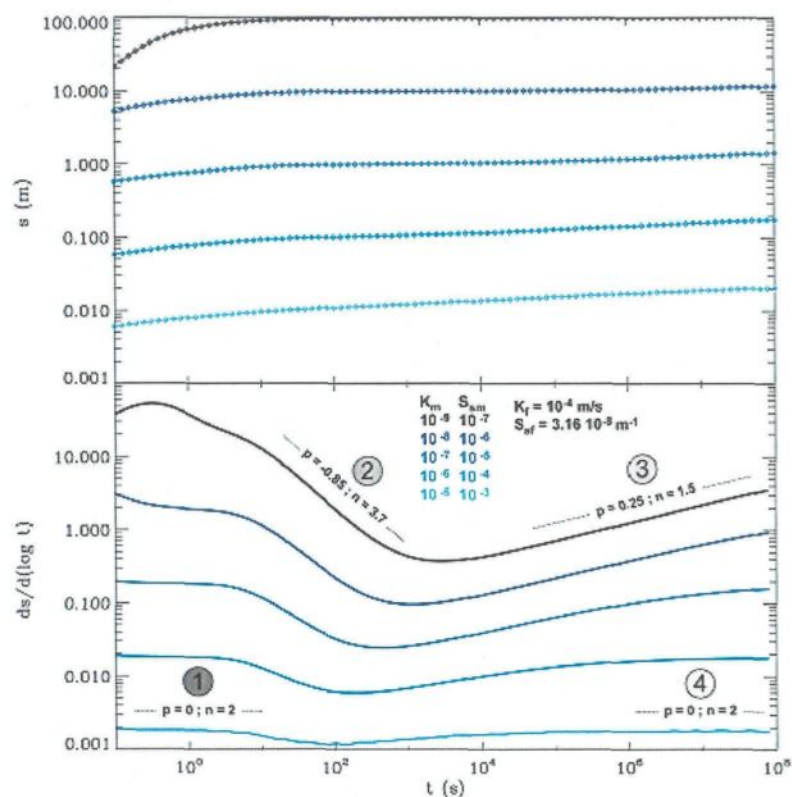


Figure 3.8. Results from flow simulations in non-connected faulted media. Top: drawdown time series. Bottom: log-derivatives.

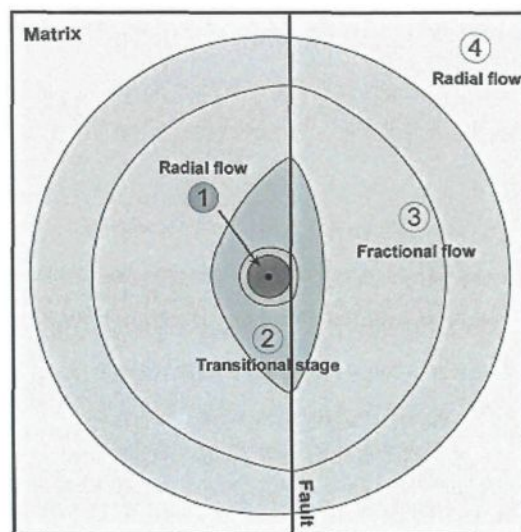


Figure 3.9. Schematic representation of the propagation of the frontal equipotential surface for non-connected fault systems.

The geometrical approach conducted in this study shows that slowed down fault diffusion induces fractional flow only when the geometry of streamlines into the fault is unidimensional. Indeed, if flow is bidimensional, for instance radially symmetric as represented figure 3.10-B, the area $A(t)$ in equation 3.6 needs to be multiplied by a function of the radius to obtain the cross-flow area in the vicinity of the fault. The resulting $A(t)$ function for the portion of the frontal equipotential surface surrounding the fault will thus be of the form $A(t) \sim t^{0,25} . t^{0,25}$, and thus $A(t) \sim t^{0,5}$, leading to radial flow conditions after combination with eq. 3.7. Therefore, the critical point for fractional flow settling is the unidimensional streamlines geometry into the fault. The hydrodynamic behaviour achieved from our numerical simulations is hence generalized to non-vertical faults as soon as this condition is verified. Practically this means that the upper and lower boundaries of the flow domain are reached into the fault (figure 3.10-C) and fault diffusion only occurs in one direction. Non-vertically faulted media will thus typically generate three hydrodynamical periods: an early radial stage as fault diffusion is bidimensional (figure 3.10-B), a subsequent fractional stage as upper and lower boundaries are reached, leading to a unidirectional transient propagation into the fault (figure 3.10-C), and a late radial stage as fault diffusion returns to normal and is controlled by matrix hydraulic properties (figure 3.10-D). A supplementary early matrix-related radial stage is expected if the fault is not connected to the source (figure 3.10-A).

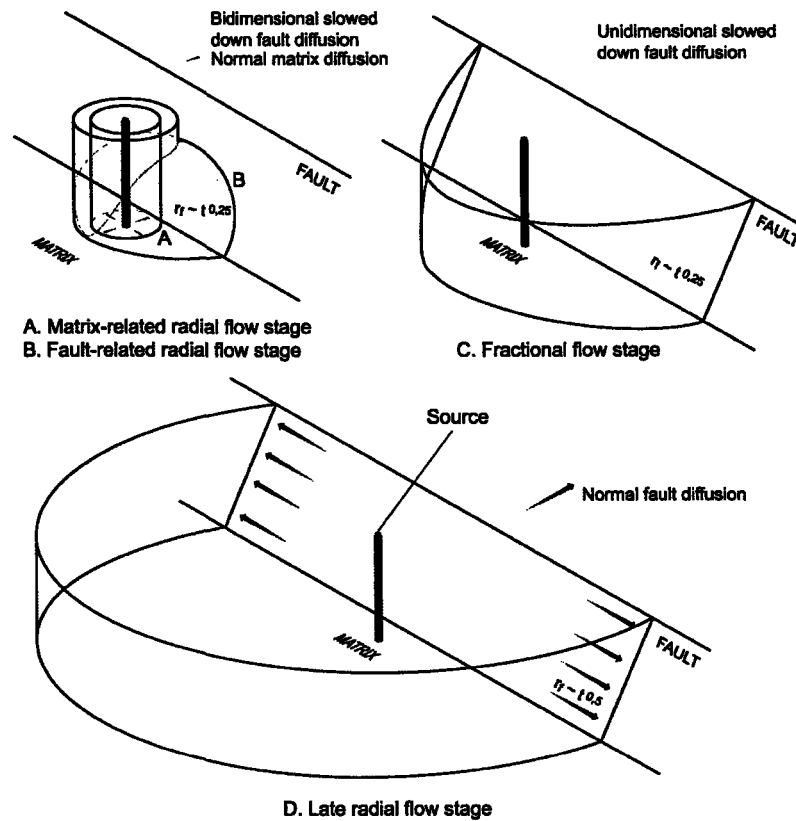


Figure 3.10. Schematic tridimensional representation of the successive hydrodynamical stages expected for non-ideal fault geometry (non-vertical and not connected).

To summarize, non-connected and non-vertical fault geometries are hence expected to induce complex responses composed of: several radial flow stages corresponding to different hydrodynamical conditions (marked by different elevations of the log-derivative plateau), transitional phases, and fractional flow behaviour.

3.6. Discussion

3.6.1. Analogy with leaky aquifer models

The abnormal directional diffusion conditions occur within the fault as a consequence of water supply from the matrix. Fault response to pumping is not only related to water feeding from fault storage to the well discharge but largely depends on matrix contribution, which slows down drawdown propagation into the fault as it provides external additional water supply.

Matrix contribution can be regarded as an additional source term in the partial differential equation describing transient flows within the fault. This leads to a flow problem similar in form to the one introduced by Hantush (1960) for leaky aquifers. Analytical solutions for leaky aquifers have proven to efficiently reproduce transient responses in horizontally faulted media transient responses (NRC, 1996; Andrews *et al*, 2002). In this case the pumped aquifer is thin, corresponding to the fault thickness. Although Hantush's solution considers a horizontal flow domain the matrix does not communicate directly to the well and transiently feeds the fault (*i.e.*, the pumped aquifer), similarly to the problem addressed in the current study.

In short and intermediate times, the radially symmetric Hantush's second solution for leaky aquifers is of the form $s(r,t) \sim H(u,\beta)$ where H is the Hantush function, s is the drawdown at distance r from the source and time t , u follows the conventional definition:

$$u = \frac{r^2 S_f}{4T_f t} \quad (3.9)$$

β is given by:

$$\beta = \frac{r}{4} \sqrt{\frac{K_m S_{sm}}{T_f S_f}} \quad (3.10)$$

Tabulated values of β and $1/u$ at H constant were obtained from an approximation of the Hantush function developed by Papadopoulos and published by Reed (1980). The resulting relation is of the form $\beta \sim (1/u)^{0.5}$. Values of β are converted into r using eq. 3.10, and injected into eq. 3.9 along with the corresponding values of $1/u$, leading to the diffusion relation $r(t)$ into the fault, displayed in figure 3.11.

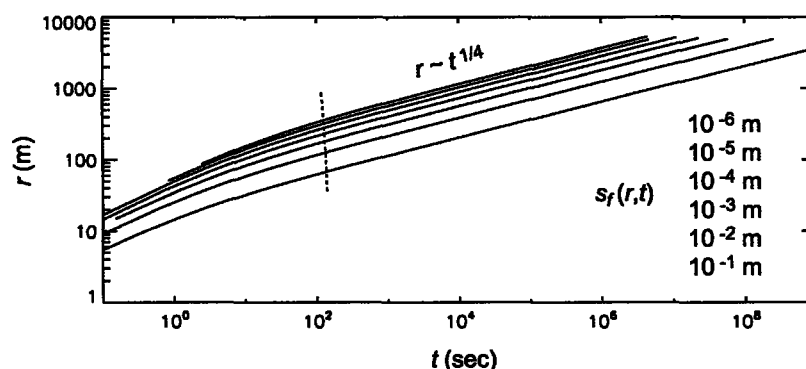


Figure 3.11. Slowed down fault diffusion behaviour derived from the leaky aquifer analytical model (Hantush, 1960).

This diffusion diagram shows that the early normal regime changes into an abnormal one after a critical time. The abnormal regime is marked by slopes equal to 0,25 on this bilogarithmic diagram, which give a slowed down fault diffusion $r^2 \sim t^{0.5}$.

Injecting eq. 3.9 and 3.10 into the relation $\beta \sim (1/u)^{0.5}$ conducts to the following slowed down diffusion relation, displayed in figure 3.11:

$$r^2 = C_H \left(\frac{8T_f}{\sqrt{K_m S_{sm}}} \right) t^{0.5} \quad (3.11)$$

where C_H is a constant.

Test simulations were performed in an attempt to constrain the impact of fault and matrix hydraulic properties on the occurrence of slowed down fault diffusion. The achieved behaviour was perfectly corroborated by the analytically derived eq. 3.11.

Therefore, slowed down fault diffusion achieved from our numerical models is corroborated by Hantush's analytical model. However, the latter does not predict any fractional flow behaviour since the flow geometry into the fault is bidimensional (radially symmetric model).

3.6.2. Quantification of hydraulic properties

A summary of the results is presented in figure 3.12. Critical times t_1 and t_2 were derived from the equalities of diffusion relations, respectively between the early normal regime and the slowed down regime, and between the slowed down regime and the late normal one. Fractional flow is expected to occur when $t_1 < t_2$, *i.e.* when $K_m/S_{sm} < T_f/S_f$. According to these results, the duration of the fractional flow behaviour is proportional to the T_f^2/K_m^3 ratio.

The expression of a_2 on figure 3.12 is obtained from Jacob's approximation of Theis solution for homogeneous continuous aquifers. The litteral expression of the offset for the fractional behaviour (a_1 on figure 3.12) is derived from the expressions of a_2 and

t_2 (see figure 3.12), and confirmed by serial numerical simulations with changing fault and matrix hydraulic parameters (only one parameter varies into each serie, in order to quantifiye its specific influence on the offset value a_1). A direct lecture of the offsets values for successive fractional and late radial flow stages, along with t_1 and t_2 measurements, provides a set of equations comprising T_m , S_m , T_f and S_f (equations in grey boxes on figure 3.12). Values of these parameters are thus given by the resolution of this set of equations, knowing the aquifer thickness. However, there are three equations for four unknowns (only three of these equations are independent), and the resolution requires a preliminar estimation of S_m (by the conventional Theis method).

It is possible that the early radial stage does not appear in the conditions of real hydraulic tests. In this case t_1 is not provided and there are only two independent equations allowing the estimation of T_m , and T_f .

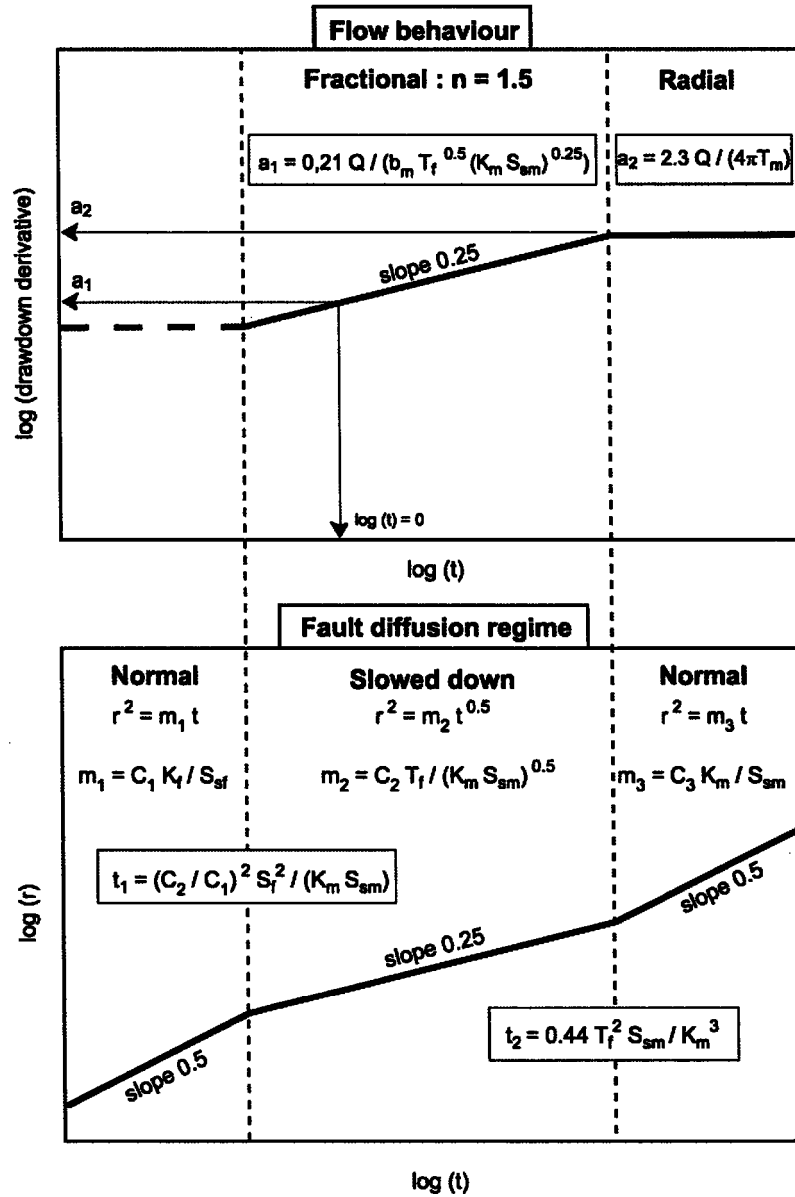


Figure 3.12. Graphic summary of our interpretative model showing the relationships between slowed down fault diffusion and the occurrence of fractional flow behaviour. The resolution of the set of equations with a grey background provides an estimation of fault and matrix hydraulic transmissivities.

3.7. Conclusion

This work provides interpretation tools for fractional flow behaviours that are frequently reported in association with fractured and faulted reservoirs. These hydraulic responses are controversial, as no consensus exists concerning their interpretation in terms of hydraulic conditions. Occurrences of fractional flow behaviour within Euclidian media have been reported, but no substantial interpretation has been proposed. Conventional drawdown and log-derivative time series do not provide sufficient information to constrain the specific hydrodynamics associated to non-radial behaviours. Achieving insights in the latter requires the analysis of the cross-flow area transient geometry during the hydraulic test, which is nearly impossible to obtain with field investigations. In such conditions, numerical modelling methods appear of particularly pertinent use. Numerical tridimensional transient flow simulations were performed in synthetic domains composed of a conductive matrix cross-cut by a vertical fault. The resulting fractional and time-variant flow behaviours were analyzed in terms of the evolving frontal equipotential surface along with the compilation of directional diffusion behaviours. It was shown that fractional flow relates to fault-matrix hydrodynamical relationships during the test. Indeed, the continuous feeding from the matrix to the fault notoriously affects the pressure diffusion into the fault, which is slowed down over a significant time-period, generating fractional flow behaviour. These results were generalized to less idealized faulted media (i.e., non-vertical and/or not connected faults).

This study proposes an original explanation for the physical meaning of fractional behaviour in faulted media with respect to Barker's theory. It is achieved that 1) hydrodynamics associated to fractional flow $n = 1.5$ in vertically faulted media are characterized by the anomalous fault diffusion while matrix diffusion remain normal, and 2), GRF's fundamental relationship $A(r) \sim r^{-n-1}$ remains satisfied, in other words Barker's theory remains valid into the investigated fault-matrix discontinuum with a

cylindrical source, despite fault diffusion is anomalous. Therefore, the analytically derived and so called bilinear regime can be reinterpreted through the GRF model, concluding that the postulated bi-unidimensional flow geometry is not a critical point, which rather is the anomalous and uni-dimensional fault diffusion.

Values of fractional flow dimensions reported from field investigations in discontinuous media commonly range between 1 and 3. Single-fault models do not provide any explanations for such diversified signals. Nevertheless, this work demonstrates that fractional flow behaviours can be interpreted in terms of fault-matrix interactions, as an alternative from the fractal approach. On this basis, it is expected that hydrodynamical interpretations generalized to non-specific values of n (i.e., different from 1.5) can be achieved by extending model configurations to more complex faulted media. On a geometrical point of view, non-specific values of n will be obtained when the power-law diffusion relation into the fault(s) have an exponent that is also non-specific (i.e., different from 0.5). In ongoing work, the possibility that such conditions are induced by multiple-faults systems with anisotropic fault and/or matrix properties is explored.

3.8. Acknowledgements

The authors acknowledge the financial contribution of NSERC to this research. They also want to thank René Therrien (U. Laval) for support concerning the numerical code and for fruitful discussions about the study.

3.9. References

- Acuna, J. A., and Y. C. Yortsos (1995), Application of fractal geometry to the study of network of fractures and their pressure transient, *Water Ressources Research*, 31(3), 527-540.
- Abbaszadeh, M. D., and H. Cinco-Ley (1995), Pressure transient behavior in a reservoir with a finite-conductivity fault, *SPE Form. Eval.*, March, 26-32.
- Allen, D. M., and F. A. Michel (1998), Evaluation of multi-well test data in a faulted aquifer using linear and radial flow models, *Ground Water*, 36(6), 938-948.
- Andrews, R. E., D. R. Wunsch, and J. S. Dinger (2002), Evaluation of the Use of Fracture-Flow Solutions to Analyze Aquifer Test Data, Collected from Wells in the Eastern Kentucky Coal Field, Proceedings of the National Ground Water Association Fractured-Rock Aquifer, Denver, Colorado.
- Barker, J.A. (1988), A generalized radial flow model for hydraulic tests in fractured rocks, *Water Resources Research*, 24(10), 1796-1804.
- Bernard, S., F. Delay, and G. Porel (2006), A new method of data inversion for the identification of fractal characteristics and homogenization scale from hydraulic pumping tests in fractured aquifers, *J. of Hydrology*, 328, 647-658.
- Billaux, D. (1990), Hydrogéologie des milieux fracturés. Géométrie, connectivité et comportements hydrauliques, PhD Thesis, Ecole des Mines, Paris.
- Bixel, H.C., B. K. Larkin, and H. K. Van Poolen (1963), Effect of linear discontinuities on pressure build-up and drawdown behavior, *J. Petr. Tech.*, 15, 885-895.
- Bourdet, D., J. A. Ayoub, and Y. M. Pirard (1989), Use of pressure derivative in well-test interpretation, *SPE Form. Eval.*, June, 293-302.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, A. Corfdir, N. Orellana, M. Diraison, and Y. Géraud (2006), The thickness of faults, From laboratory experiments to field scale observations, *Tectonophysics*, 426, 77-94.
- Chang, J., and Y. C. Yortsos (1990), Pressure transient analysis of fractal reservoirs, *SPE Form. Eval.*, 5, 31-38.
- Chilès, J. P., and G. de Marsily (1993), Stochastic models of fracture systems and their use in flow and transport modelling, in *Flow and Contaminant Transport in Fractured Rocks*, edited by Bear J., Tsang C.F., de Marsilly G., Academic Press, San Diego.
- Cinco-Ley, H., F. Samaniego, and N. Dominiguez (1978), Transient pressure behavior for a well with a finite-conductivity vertical fracture, *SPE Jour.*, 253-264.
- Cooper, H. H., and C. E. Jacob (1946), A generalized graphical method for evaluating formation constants and summarizing well field history, *Trans. Am. Geophys. Union*, 27, 526-534.

- Doe, T.W. (1991), Fractional dimension analysis of constant-pressure well tests, *SPE Jour.*, 461-467.
- Doughty, C., and K. Karasaki (2002), Flow and transport in hierarchically fractured rock, *J. of Hydrology*, 263, 1-22.
- Gringarten, A.C., J. Henry, H. J. Ramey, and R. Raghavan (1974), Unsteady state pressure distributions created by a well in a well with single infinite conductivity vertical fracture, *SPE Jour.*, 347-360.
- Gierczak, R. F. D., J. F. Devlin, and D. L. Rudolph (2006), Combined use of field and laboratory testing to predict preferred flow paths in a heterogeneous aquifer, *J. of Contam. Hydrol.*, 82(1-2), 78-98.
- Hanano, M. (2000), Two different roles of fractures in geothermal development, Proceedings World Geothermal Congress 2000, Kyushu - Tohoku, Japan, May 28 - June 10.
- Hantush, M.S. (1960), Modification of the theory of leaky aquifers, *J. of Geoph. Research*, 65, 3713-3725.
- Hardacre, K. H. and P. A. Cowie (2003), Variability in fault size scaling due to rock strength heterogeneity: A finite element approach, *J. Structural Geol.*, 25, 1735-1750.
- Jourde, H., S. Pistre, P. Perrochet, and C. Drogue (2002), Origin of fractional flow dimension to a partially penetrating well in stratified fractured reservoirs. New results based on the study of synthetic fracture networks, *Advance in Water Resources*, 25, 371-387.
- Kolditz, O., and C. Clauser (1998), Numerical simulation of flow and heat transfer in fractured crystalline rocks, application to the hot dry rock site in rosemanowes (U.K.), *Geothermics*, 27(1), 1-23.
- Kurtzman, D., R. Nativ, and E.M. Adar (2005), The conceptualization of a channel network through macroscopic analysis of pumping and tracer tests in fractured chalk, *J. of Hydrology*, 309, 241-257.
- Kuusela-Lahtinen, A., A. Niemi, and A. Luukkonen (2002), Flow dimension as an indicator of hydraulic behavior in site characterization of fractured rocks, *Ground Water*, 41(3), 333-341.
- Le Borgne, T., O. Bour, J. R. de Dreuzy, P. Davy, and F. Touchard (2004), Equivalent mean flow models for fractured aquifers: Insights from a pumping tests scaling interpretation, *Water Resour. Res.*, 40, W03512, doi:10.1029/2003WR002436.
- Leveinen, J., E. Rönkä, J. Tikkanen, and E. Karro (1998), Fractional flow dimensions and hydraulic properties of a fracture-zone aquifer, Leppävirta, Finland, *Hydrogeology Jour.*, 6, 327-340.
- Leveinen, J. (2000), Composite model with fractional flow dimensions for well test analysis in fractured rocks, *J. of Hydrology*, 234, 116-141.

- Leveinen, J. (2001), Conceptual and analytical modeling of fracture zone aquifers in hard rock — Implications of pumping tests in the Pohjukansalo well field, east-central Finland, Academic dissertation, University of Helsinki, Nuclear Waste Disposal Research, Report YST-105, Geological Survey of Finland, Finland
- Lods, G., and P. Gouze (2004), WTFM, software for well test analysis in fractured media combining fractional flow with double porosity and leakance approaches, *Computer Geosciences*, 30, 937-947.
- Ludvigson, J.-E., J. Leven, J. Källgård, and S. Jönsson (2004), *Oskarshamn site investigation. Single-hole injection tests in borehole KSH02*, SKP Report P-04-247, Swedish Nuclear Fuel and Waste Management Company, Sweden.
- National Research Council (1996), *Rock Fractures and Fluid Flow*, Contemporary understanding and Applications, 551 pp., U. S.
- Nicol, A., Walsh, J. J., Watterson, J. and P. A. Gillespie (1996), Fault size distribution — are they really power-law ?, *Jour. Structural Geol.*, 18, 191-197.
- O'Shaughnessy, B., and I. Procaccia (1985), Diffusion in fractals, *Phys. Rev. A Gen. Phys.*, 32, 3073.
- Reed, J. E. (1980), *Type curves for selected problems of flow to wells in confined aquifers*, Application of hydraulics, Book 3, 113 pp., USGS, U.S.
- Pulido, H., F. Samaniego, J. Rivera, and R. Camacho (2003), Decline curve analysis in a naturally fractured reservoir with a finite-conductivity fault, Twenty-seventh Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford University, Stanford, California, January 27-29.
- Tiab, D. (2005), Analysis of pressure derivative data of hydraulically fractured wells by the *Tiab's Direct Synthesis* technique, *J. of Petr. Sc. and Eng*, 49, 1-21.
- Theis, C.V. (1935), The relation between the lowering of the piezometric surface and the rate and duration of discharge of a well using groundwater storage, *Amer. Geophys. Union Transactions*, 16, 519-524.
- Therrien, R., R.G. McLaren, E.A. Sudicky and S.M. Panday (2006), *Hydrogeosphere*. University of Waterloo, Groundwater Simulations Group.
- Verweij, J. M. (1995), Analysis of pumping test data from hard rock aquifers, TNO Report GG R-95-39(A), Institute of Applied Geosciences, The Netherlands.
- Walker, D. D., and R. M. Roberts (2003), Flow dimension corresponding to hydrogeological conditions, *Water Resources Research*, 39(12), 1349-1357.

- CHAPITRE IV -

MODÉLISATION NUMÉRIQUE EXPÉRIMENTALE DES SIGNATURES COMPLEXES RADIALES ET NON- RADIALES EN MILIEUX FAILLÉS NON-IDÉALISÉS

Le chapitre IV est présenté sous la forme d'un article, toutefois celui-ci n'est pas encore achevé : des modifications de forme seront effectuées avant la soumission pour publication à la revue *Water Resources Research*. Par ailleurs, il est le premier d'une série de deux articles, le deuxième correspondant au chapitre V.

Cet article présente des développements réalisés à partir des résultats des travaux numériques décrits au chapitre précédent. Ces travaux ont menés à l'établissement d'un modèle de diffusion pour les écoulements en milieux faillés, composé de trois périodes se succédant au cours d'un test hydraulique transitoire : une période à diffusion normale contrôlée par les propriétés de la faille, suivie d'une période à diffusion ralentie générée par les interactions entre les deux unités, et enfin une période à diffusion normale contrôlée par les propriétés de la matrice. Le lien direct entre ces régimes successifs et le comportement global du système en termes de dimension d'écoulement n a été établi qualitativement et quantitativement. L'objectif du présent chapitre est de tester des extensions du comportement acquis pour les milieux à faille verticales à des conditions moins idéalisées incluant l'inclinaison de la faille, la présence de deux milieux matriciels aux propriétés divergentes de part et d'autre de la faille, ainsi que l'anisotropie des propriétés hydrauliques de la faille et

de la matrice. Ce travail est motivé par le fait qu'une grande majorité des signaux naturels analysés au chapitre II en termes de dimensions d'écoulement n s'avère trop complexes pour être interprétée avec les modèles existants. Ceci est dû soit au fait que ces signaux comportent des combinaisons temporelles de périodes radiales et non-radiales dont les modèles actuels ne rendent pas compte, soit plus simplement des valeurs de n différentes de 1, 1,5 et 2. Les expérimentations décrites dans le présent volet visent à développer des interprétations pour le premier de ces deux cas.

Il s'agit d'une démarche fondamentalement expérimentale au cours de laquelle des simulations numériques sont réalisées en série afin de mettre en évidence et quantifier les relations particulières entre les paramètres hydrauliques (*e.g.*, conductivité, capacité, inclinaison de la faille) et la réponse transitoire du milieu. La démarche consiste 1) de vérifier l'universalité en milieux faillés du modèle de diffusion mis en évidence précédemment, indépendamment des configurations géométriques et hydrauliques, et 2) d'analyser les comportements caractéristiques radiaux et non-radiaux développés lors des régimes diffusifs successifs sous chacune de ces configurations.

Le but visé au terme du travail décrit dans ce volet est d'établir une typologie des signatures hydrauliques élémentaires transmises par les systèmes faille-matrice sous des configurations variables. La série de modèles ainsi développée permettrait d'améliorer considérablement les possibilités diagnostiques des conditions d'écoulement en milieux faillés (en essai de pompage à puits unique), jusqu'ici restreints aux modèles classiques inadéquates (radiaux continus) ou au cas de la faille verticale. Il est alors théoriquement possible de diagnostiquer la géométrie des structures hydrauliques souterraines dominantes par l'interprétation des données de rabattement lors d'essais de pompage à puits unique.

Complex transient hydraulic signatures from non-idealized faulted media: Part I, experimental numerical modelling

Silvain Rafini* and Marie Larocque

Centre de recherche pour l'Étude et la Simulation du Climat à l'Échelle Régionale, Département des sciences de la Terre et de l'atmosphère, Université du Québec à Montréal, Montréal, Québec, Canada.

* Corresponding author: Case postale 8888, Succursale Centre-ville, Montréal (Qc), H3C 3P8, Canada, rafini.silvain@courrier.uqam.ca

ABSTRACT

Hydraulic transient tests in faulted media are commonly interpreted using either Theis (radial flow in a continuum), GRF (non-radial flow in a continuum), or bilinear (non radial flow in a vertically faulted medium) analytical models. This study intends to numerically investigate transient flow behaviours in less-idealized faulted media, exploring extensions of the analytical models to horizontal/inclined, anisotropic, non-connected faults, into composite or anisotropic matrix. Serial flow simulations were performed in synthetic domains to characterize derivative time-series and achieve a typology of elementary behaviours. For each serial simulation, the associated transient hydrodynamics were qualitatively and quantitatively analyzed in terms of cross-flow surface geometrical evolution and diffusive regimes, providing with a satisfactory understanding of numerical results. Previous numerical investigations showed that vertically faulted media fractional-flow responses (1,5 flow dimension) are due to a singular time-variant diffusion scheme (normal – slowed-down – normal). The present study achieved that this diffusive scheme remains valid regardless of the configuration while the associated drawdown derivative series are distinctive and characterize geometrical/hydraulic conditions. Several elementary behaviours are advanced, providing efficient qualitative and quantitative diagnostic tools for flow conditions in faulted media. It is shown that natural combinations of elementary configurations produce simple superposition of the corresponding elementary responses.

4.1. Introduction

Characterization of groundwater flow conditions in discontinuous media has been one of the most prominent issues in hydrogeology research since the early sixties. These studies were first motivated by the impossibility of interpreting hydraulic data sets from field investigations of fractured and/or faulted reservoirs with classical continuum models and by the necessity to elaborate new approaches (*e.g.*, Black *et al*, 1986). Recent application fields such as geothermal energy, radionuclide in-situ reposition, contaminant hydrology and advanced reservoir modelling require an increasing level of qualitative and quantitative characterization of pressure and solute transfers modalities. In discontinuous media, this requires a deterministic or stochastic representation of active hydraulic structures and flow paths. Constraining the geometry of flow structures from the geographical characterization of fractures and fault patterns is a very limited approach since i) it is well known that only part of the visible discontinuities are hydraulically active; ii) a major uncertainty remains on the calibration of – microscale – local flow parameters (fractures and faults hydraulic conductivities and storativities); and iii) additional uncertainty lies in the scale change from micro- to macroscale flow parameters, both in fractured and faulted media.

Diagnosing qualitative and quantitative flow conditions by direct interpretation of hydraulic responses from transient tests constitutes a very powerful approach that implicitly avoids these limitations. However, the available interpretative methods typically derive from particular analytical solutions of the general transient equation. These solutions account for specific geometrical and hydraulic conditions commonly drastically simplified in order to make the problem solvable (one-dimensional or radially symmetric flow system, isotropic properties, – statistically – homogeneous properties, etc). Although extensively used, available interpretative tools hence are heavily idealized and allow restricted ranges of validities. Conventional interpretative

models are Theis (1935), Jacob (1946), Hantush (1960), Warren and Root (1963), Neuman (1974), Moench (1997) for various simple and double continuum models; Gringarten (1974), Cinco-Ley *et al* (1978), Barker (1981) for faulted media models; Barker (1981), Chang and Yortsos (1990) for fractured media models.

Experimental numerical modelling carried on synthetic reservoirs, performed with analytical interpretation of theoretical signals, permits extending purely analytical models to less idealized flow conditions. They provide a means to study geometrically and hydraulically more complex systems that typically can not be handled with analytical solutions. This approach has been conducted on fractured reservoirs, investigating macroscale flow behaviour of fracture networks based on various geometrical postulates (fractal/eucliden networks) and microscale properties (planar/tubular flow structures, homogeneous/gaussian/length-correlated fracture conductivity schemes), in two dimensions (De Dreuzy *et al*, 2000) and three dimensions (Jourde *et al*, 2002). Theoretical flow behaviours obtained from synthetically fractured media are typically examined according to the Generalized Radial Flow model (GRF; Barker, 1988). This model and others derived from it were shown to efficiently reproduce discontinuous media natural responses (*e.g.*, Walker and Roberts, 2003; Lods and Gouze, 2004).

The term discontinuous media encompasses fractured (*i.e.*, composed of variously sized fractures sets) and faulted media (*i.e.*, crosscut by one or a restricted number of major discontinuities). Distinguishing these two types of flow domains is very pertinent since – analytical and numerical – modelling approaches have strongly divergent postulates: fractured media are regarded as networks, whose macroscale behaviours are in most cases related to a calibrated statistical homogeneity (either fractal or euclidian), thus favouring stochastic flow representations in equivalent continua (*e.g.*, Acuna and Yortsos, 1995; Leveinen, 2000; Le Borgne *et al*, 2004); conversely, discontinuities in faulted media must be considered in itself as

geometrically and hydraulically independent one, two or three dimensions units, in which flows are explicitly and deterministically represented (*e.g.*, Abbaszadeh and Cinco-Ley, 1995).

4.1.1. The flow dimension

Non-radial behaviour refers to a generic term encompassing flow conditions characterized by any integer or non-integer value of the flow dimension n different from two. The conception of fractional flow dimension (*i.e.*, n is a non-integer comprised between 1 and 3) was first introduced by Barker (1988) through the GRF model in the aim of reproducing natural data sets obtained in the Stripa mine fractured aquifer (Sweden). These behaviours were subsequently frequently observed in field investigations both in faulted (Leveinen *et al*, 1998; Kuusela-Lahtinen *et al*, 2002) and fractured (Acuna and Yortsos, 1995; Le Borgne *et al*, 2004) reservoirs. Barker provides a robust mathematic model for non-radial behaviours, however its physical meaning remains heavily enigmatic and the associated hydrodynamical conditions are still misunderstood. Experimental studies of numerical flow modelling in synthetic discontinuous media were largely motivated by the necessity of elucidating that point (Jourde *et al*, 2002). Despite this approach has been conducted on fractured media in past years, it was carried only recently for faulted media (Rafini and Larocque, submitted-a).

Barker (1988) demonstrates that the flow dimension n is related to the frontal equipotential area (cross-flow area) A by the relationship $A(r) \sim r^{(n-1)}$ where r is the travelled distance from the source. Since r is a function of time t , this equation can be written $A(t) \sim r(t)^{(n-1)}$ where $r(t)$ refers to the diffusion regime (*e.g.*, Acuna and Yortsos, 1995). Achieving insights in non-radial hydrodynamics hence requires the analysis of the temporal evolution of the cross-flow area during the hydraulic test,

which is nearly impossible to obtain from field investigations. In such conditions, numerical modelling methods appear of particularly pertinent use. Rafini and Larocque (submitted-a) advanced from numerical experiments a hydrodynamic interpretation of fractional flow behaviour for $n = 1,5$ based on the observation of an abnormal diffusion regime occurring into a fault as a consequence of water supply from the surrounding matrix. They corroborated Cinco-Ley *et al* (1978) pioneer analytical results, showing that flow dimensions $n = 1,5$ relate – in a characteristic fashion – to the presence of a unique vertical fault surrounded by a non-impermeable matrix, however the flow geometry associated to this behaviour is deeply revisited. Following a similar numerical approach, the present study provides developments from these works to non-idealized flow conditions: anisotropic fault and matrix properties, fault inclination, absence of fault-well connexion, composite matrix (two domains) and composite matrix with a fault separating the two domains.

4.1.2. Pressure derivative diagnosis

The use of pressure derivatives (logarithmic derivative) as a qualitative and quantitative diagnostic tool for flow conditions into natural reservoirs is common in petroleum activities although it remains sporadic in water resources field. The gain in sensitivity associated to bilogarithmic projections of derivatives as compared to pressure curves was highlighted by Bourdet *et al* (1989).

Derivative curves directly relate to Barker's flow dimension n since their slope p is given by $p = 1 - n/2$ (Barker, 1988; Jourde *et al*, 2002; Rafini and Larocque, submitted-a).

Figure 4.1 shows a sketch summary of the usual interpretations performed with derivatives: linear flow relate either to a corridor (*i.e.*, flow domain elongated in one direction) or a vertical fault (if associated to subsequent bilinear stage); bilinear

behaviour relates to a vertical fault; radial flow corresponds to the classical Theis conditions (doubling the plateau elevation indicates the presence of an impermeable barrier); when associated to radial stages, spherical flow implies a point source (between packers), otherwise it can be related to non-horizontal upper or lower boundaries. Bilinear flow corresponds to the case $n = 1,5$ evoked above. Although this term is abusive as it relates to an unrealistic transient flow geometry, its use is conserved here since it is conventionally known to refer to 0,25 derivative slopes.

These families of type curves predict that the flow dimension is unconstant during a hydraulic test, which is largely corroborated by real data (*e.g.*, Tiab, 2005). Natural responses obtained from field investigations indeed display in most cases successions of several time-periods during which n is stable, expressing changes in the hydrodynamic conditions as the frontal equipotential surface propagates into the flow domain, and separated by transitional stages. This leads to complex signatures combining several elementary behaviours (linear, bilinear, radial, spherical) in such manner that their interpretation is often impossible with the available type curves shown in figure 4.1, which are restricted to purely analytical solutions and thus to strongly idealized flow conditions.

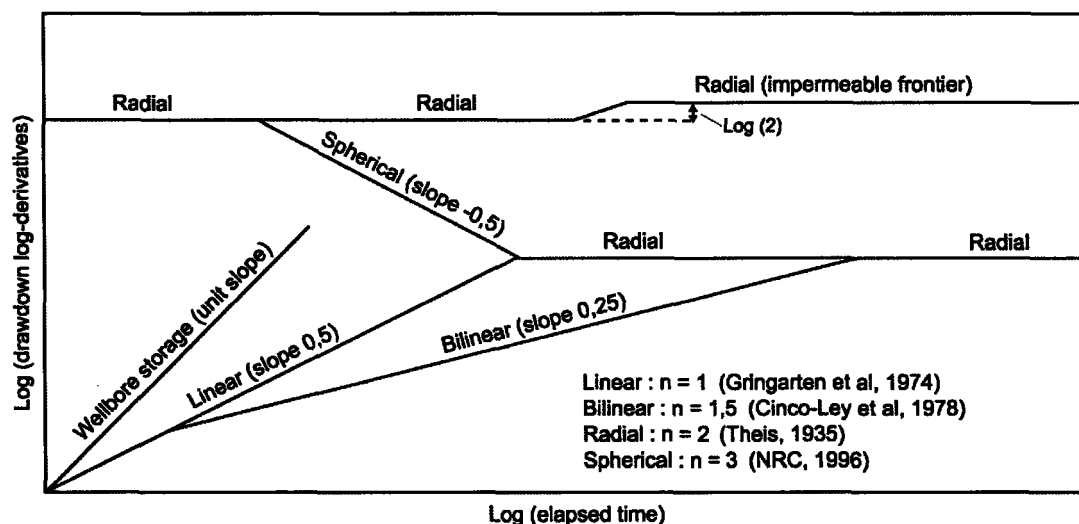


Figure 4.1. Summary of published analytically achieved theoretical behaviours and associated flow dimension n .

4.1.3. Faults anisotropy and scale effects

Real faults internal architectures have been long studied and it is now widely known that faults are laterally layered. They are composed of a weakly conductive central core (very fine grain crushed material, often recrystallized) and peripheric conductive fractured bands (damage zones) located on both sides of the latter, with anisotropic fracture patterns of outward decreasing density (Aydin, 2000; Davatzes and Aydin, 2003; Agosta *et al*, 2006). Field observations led to the commonly admitted classification proposed by Caine *et al* (1996), which remains exclusively qualitative. Few authors performed local sampling and laboratory estimations of microscale hydraulic properties in successive faults layers (Evans *et al*, 1997; Song *et al*, 2004; Tsutsumi *et al*, 2004; Micarelli *et al*, 2006). These quantitative results corroborate the qualitative model and advance that the conductivity in the damage zones is increased by three to six magnitudes orders as compared to the core zone. Moreover, the fault

properties are anisotropic in the fault-plane itself as well, with conductivity being one magnitude order higher in the direction parallel to fault-slip than in the normal direction according to Evans *et al* (1997) measurements. This unique quantification is not supported by qualitative models, which predict that fault unstraightness enhance conductive drains perpendicular to fault-slip, leading to conductivity increasing in the direction normal to fault-slip and tangential to fault plane (Sibson, 1996).

However, it is undoubtedly hazardous to extend experimentally-obtained conductivity estimations on fault samples to larger scale reservoir modelling, since the modalities of the scale change is not trivial and remains poorly understood (Taylor and Pollard, 2000). Scale effects are at least partially due to sampling bias caused by the fracture network heterogeneity (Evans *et al*, 1997), and enhanced by the stress release before experimental reloading. Attempts at calibrating this scale change was recently performed through numerical flow simulations into damage zones fractures networks, with a stochastic approach (Odling *et al*, 2004), or favouring a deterministic representation (Jourde *et al*, 2002) which is probably more appropriate since fracture patterns in the vicinity of faults are strongly organized (Tchalenko, 1970; Billi *et al*, 2003).

Macroscale faults conductivities can only be accessed through *in situ* estimations, provided by hydraulic tests, requiring interpretative models to explicitly take into account the presence of a fault and its geometry. Indeed, when applied to a faulted media, classical continuum models are expected to generate strong underestimations of the fault conductivity, causing major errors on reservoir prediction modellings. Consequently, calibrating fault properties constitutes a significative source of uncertainty in the potential evaluation of underground reservoirs. It is therefore of peculiar importance to develop efficient interpretative tools i) for qualitatively diagnosing the presence of a fault, its attitude and situation in reservoirs, and ii) to explicitly estimate fault macroscale hydraulic properties.

Finally, the anisotropy of fault macroscale properties could be observed in the frame of advanced site characterizations with interference tests using packers (Andersson *et al*, 1991; Meier *et al*, 2001). These studies report that investigated faults are strongly anisotropic both in transversal and longitudinal planes, with a conductivity increase in the direction perpendicular to fault-slip (Meier *et al*, 2001). It can thus be concluded that microscale fault properties seem to be qualitatively conserved through the scale change.

4.2. Description of the numerical experiment

Transient flow simulations were performed on synthetic tridimensional domains for several geometric and hydraulic main configurations: 1) vertically faulted media with fault and matrix anisotropic properties; 2) horizontally faulted media; 3) media with inclined fault; 4) non-faulted composite media; 5) vertically faulted composite media (the fault being at the interface between the two domains). Inner boundaries conditions are those of a pumping/injection test: the unidimensional vertical source (*i.e.*, the pumping/injection well) entirely cross-cuts the domain and is located at its center. The source has no storage (no wellbore storage early effects) but a casing radius equal to 0,05 m. All numerical simulations were performed at the same pumping rate $Q = 4,166 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1} = 1\,500 \text{ L/hour}$. Upper and lower boundaries are impermeable. The initial head is uniform over the entire space, and equal to the value of constant-head lateral boundaries when present. Time sampling is logarithmic and contains 98 to more than 140 steps, starting at 10^{-2} and ending at 10^7 to more than 10^{11} seconds. All other parameters are specifically set for each configuration.

4.2.1. The finite elements code

The Hydrogeosphere model developed by Therrien *et al* (2006) was used to perform transient flow simulations. This code is based on the control volume finite elements method to discretize partial differential equations describing transient flows in a tridimensional domain. It uses an implicit scheme that provides stability for any time and space sampling size. The entire flow domain is discretized into orthogonal tridimensional prisms of various sizes. Hydraulic continuity between sub-domains (either fault/matrix, well/matrix, matrix A/matrix B, or well/fault) is ensured by making nodes coincide at the interfaces and superimposing respective flow contributions. In this way, continuity is implicit and a direct evaluation of exchange fluxes is not required. The resolution of flow equations into the fault is performed in three rather than two dimensions, to account for the significant width of natural fault zones, which can be multidecimetric to multimetric (*e.g.*, Chambon *et al*, 2006). This comes to treat the fault as a porous medium and hence to assume that the flow conditions are darcyan in both fault and matrix domains.

4.2.2. Configurations of synthetic flow domains

Synthetic flow domains are rectangular volumes of varying size and aspect ratio depending on the specific requirements for each simulation. For instance, synthetic models carrying a unique vertical fault typically have a large lateral extension and a limited vertical one (with restricted numbers of cells along the vertical axis). Conversely, simulating diffusion into a horizontal fault requires a thin vertical discretization in a laterally and vertically well extended domain, making models particularly heavy. (flow simulations in horizontally faulted media could be performed typically at the CPU capacity limitations). Finally, dimensions of synthetic

models holding inclined faults depend on the inclination. When the objective was to investigate fault-matrix early hydrodynamic transient interactions, the fault was taken right in the diagonale of the tridimensional domain. On another hand, the analysis of late interactions (*i.e.*, after upper and lower boundaries are reached) required significantly extending lateral dimensions.

In most cases, the flow domain was taken voluntary and unrealistically large in order to obtain complete time-variant responses, being aware that, in real conditions, these responses are commonly segmented and only partially displayed. For each simulation case, the flow domain was designed according to a specific balance between i) the lateral and/or vertical extensions, which must be large enough to let characteristic signals settle before the apparition of boundary effects, and ii) the mesh size which must be sufficiently large to avoid mesh effects that rapidly mask zones of interest on the signal (particularly for short times of the hydraulic test). Both act at increasing the total number of nodes, which is limited by CPU capacity. The maximum number of nodes that could be carried in our simulations is between $1,7$ and $2 \cdot 10^6$, depending on configurations.

4.3. Transient hydrodynamics in anisotropic vertically faulted media

4.3.1. Configuration of the models

These simulations follow previous works carried on geometrically similar synthetic models (Rafini and Larocque, submitted-a). By tracking the temporal evolution of the frontal equipotential surface during the transient test, it was shown that the fractional flow dimension $n = 1,5$ is due to a fault diffusion slow-down generated by fault-matrix interactions. However, these simulations postulated isotropic hydraulic

conditions in the entire flow domain. The present works provide developments from these results accounting for anisotropic properties both in matrix and fault units.

The dimensions of the flow domains are 20 000 x 40 000 x 42 m. Mesh size in the vicinity of the source is 0,05 m, and the vertical discretization only comprises three cells. Fault width is 0,3 m, which is a realistic value for common medium sized faults, however we figured that this parameter does not have any other influence on hydrodynamics than through fault transmissivity. For large fault width, an early radial flow stage would occur before diffusion reaches fault borders. The fault entirely cross-cuts the flow domain in the Oz and Oy directions (figure 4.2). The source is included into the fault width such that there is no direct contribution from matrix storage to well discharge. Finally, uniform initial head is fixed to 80 m, as well as constant head lateral Oy boundaries while Ox and horizontal boundaries are no-flow type. This strictly follows the configuration by Rafini and Larocque (submitted-a), which was inspired from Cinco-Ley *et al* (1978).

Both matrix and fault units are taken anisotropic, however the investigated anisotropy remains bidimensional (horizontal) since vertical conductivities have no effect on flow (no vertical flow can be generated in this configuration). Therefore, tangential and normal directions refer to the fault geometry.

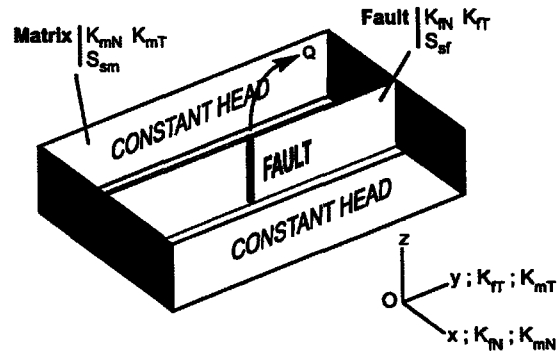


Figure 4.2. Configuration of the tridimensional flow domain for numerical simulations in anisotropic vertically faulted media.

4.3.2. Results and discussion

Figure 4.3 displays experimental results of serial flow simulations. Four series are presented here. In each serie only one parameter is varying between simulations (by one magnitude order) in order to achieve its specific influence on both diffusion behaviours and derivative. Investigated parameters are: a) tangential fault conductivity (K_{fT}); b) normal fault conductivity (K_{fN}); c) normal matrix conductivity (K_{mN}); d) tangential matrix conductivity (K_{mT}).

For each simulation, the two characteristic flow periods are exhibited: an early fractional stage corresponding to the period of slowed-down fault diffusion, followed by a late radial stage that settles when fault diffusion enters a matrix-controlled normal regime. These aspects are treated in Rafini and Larocque (Submitted-a) for connected and non-connected faults.

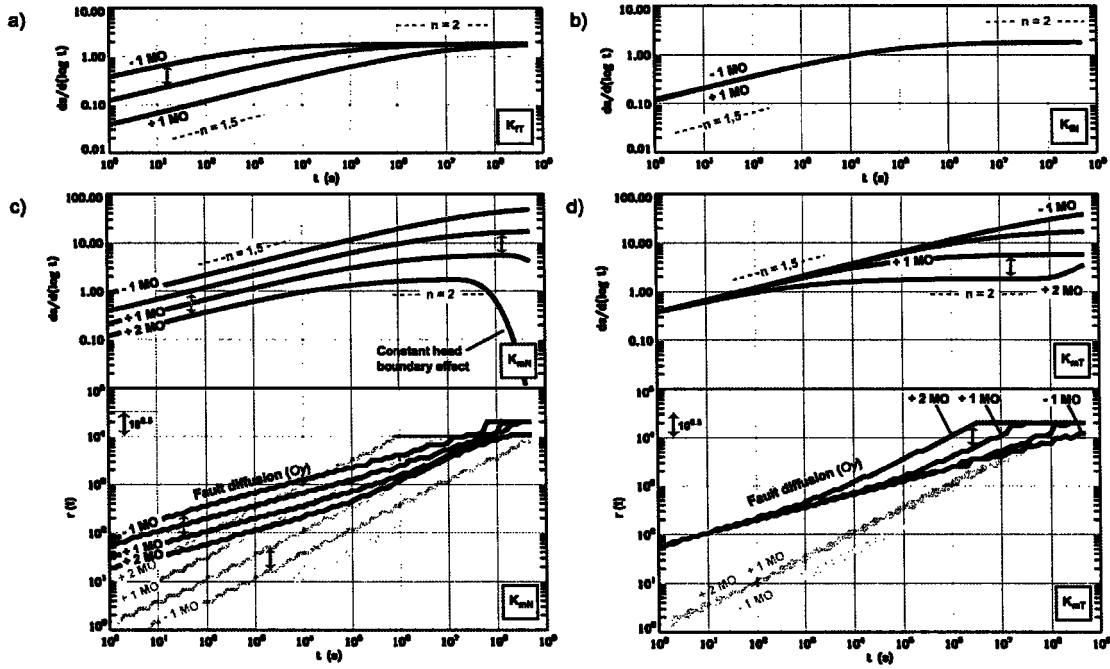


Figure 4.3. Drawdown derivative and diffusion responses from serial flow simulations in anisotropic vertically faulted media. Serial simulations are performed with all parameters identical except: a) fault transversal conductivity; b) fault normal conductivity; c) matrix normal conductivity; d) matrix transversal conductivity. Other parameters are: a) $K_{fN} = K_{fz} = 10^{-4}$ m/s; b) $K_{fT} = K_{fz} = 10^{-4}$ m/s; a) and b) $K_m = 10^{-6}$ m/s, $S_{sm} = 10^{-4}$ m⁻¹; c) $K_{mT} = K_{mz} = 10^{-7}$ m/s; d) $K_{mN} = K_{mz} = 10^{-7}$ m/s; c) and d) $K_f = 10^{-4}$ m/s, $S_{sm} = 10^{-5}$ m⁻¹; all series, $b_m = 42$ m, $S_{sf} = 3,16 \cdot 10^{-8}$ m⁻¹, $b_f = 0,34$ m and $Q = 4,16 \cdot 10^{-4}$ m³/s. Into each of these four series, the targeted parameter varies for each simulation by the amount indicated on the signal (MO means Magnitude Order), from a reference simulation that corresponds to the signal which is not marked. The term n refers to the flow dimension.

Furthermore, experimental results presented figure 4.3 show that K_{fN} does not influence flow propagation in the fault-matrix system whereas K_{fT} behaves exactly as K_f in the isotropic model. This is due to the fact that interactions between the fault and the matrix, which lead in early and medium pumping times the global response of the system, are controlled by the fault diffusion regime and hence exclusively by K_{fT} while K_{fN} has no impact. A consequence is that the frequently debated skin factor at the fault-matrix interface, which acts as modulating pressure transfers between the

two domains, has no influence on the transient response at the source once exchanges begin, the latter being exclusively led by fault diffusion speed. This corroborates results obtained from the analytical model for pseudo-anisotropic faults (*i.e.*, distinct but non-independent parameters) developed by Pulido *et al* (2003). Skin effects can occur only before these exchanges start, acting similarly as a temporal impermeable barrier, delaying the response.

On another hand, K_{mT} and K_{mN} distinctly influence flow propagation in the domain (figure 4.3): K_{mT} has no effect during the fractional flow period, matrix response being entirely controled by K_{mN} , while it greatly determines the critical time from fractional to radial stages. Conversely, the late radial response is similarly led by K_{mT} and K_{mN} , through an average horizontal conductivity equal to the geometric mean.

These results are summarized on figure 4.4. S_{sf} , S_{sm} , b_f and b_m respectively are fault and matrix specific capacities (*i.e.*, specific storativity or storage coefficient) and thicknesses. The exact relationships between flow parameters (K_{mT} , K_{mN} , K_{fT} , K_{fN} , S_{sf} , S_{sm} , b_f , b_m , Q) and graphic features characterizing transient responses (a_0 , a_1 , a_2 , t_1 , t_2 , m_1 , m_2 , m_3) were obtained by performing serial flow simulations for each parameter.

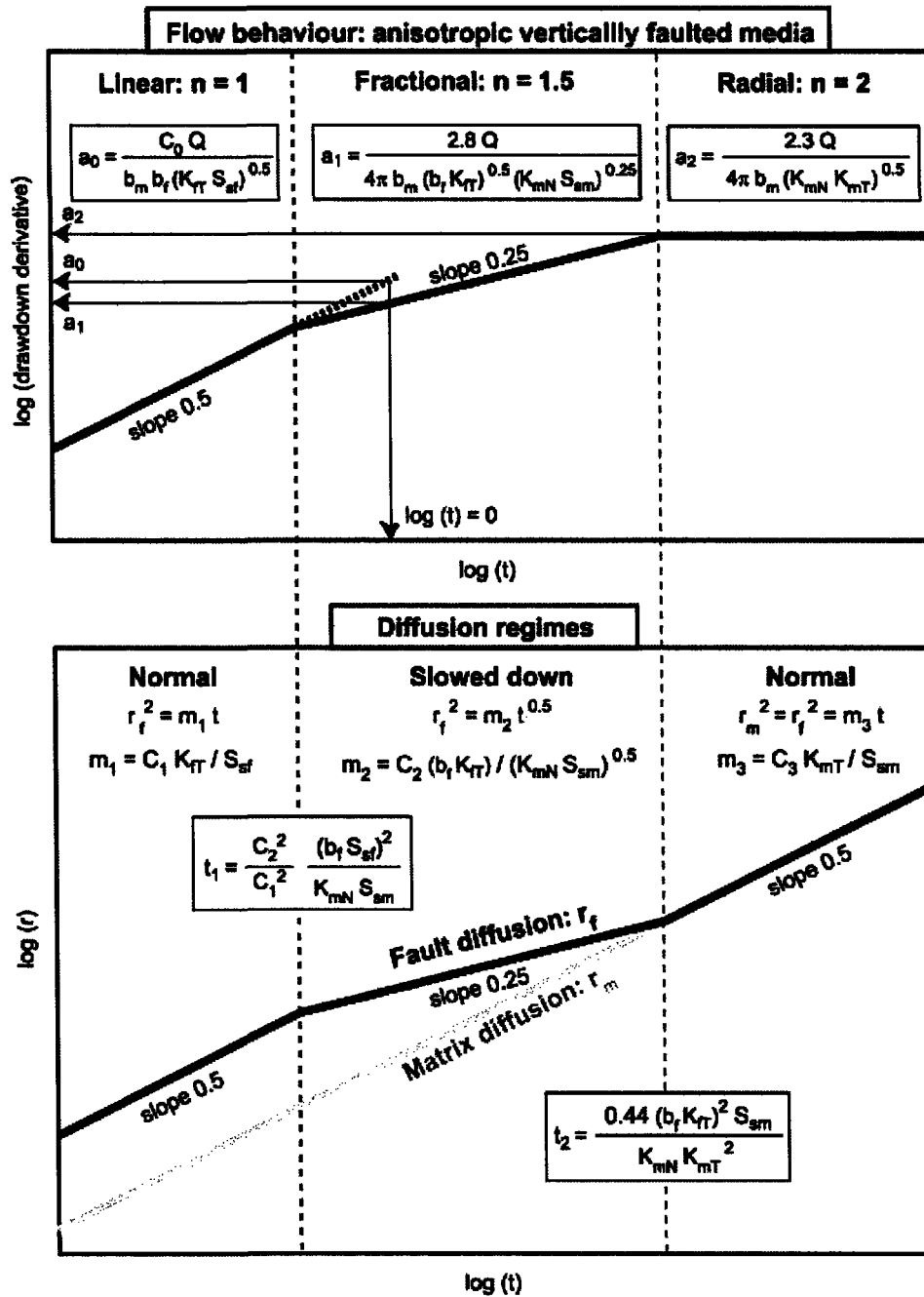


Figure 4.4. Summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in anisotropic vertically faulted media.

An early linear stage is obtained for large values of the ratio $S_f^2 / (K_{mN} S_{sm})$, in other word when t_1 is larger than the first time sample, which is quite unfrequent in real conditions. As displayed in figure 4.4, this period is related to an early normal fault diffusion regime that is exclusively controled by fault properties. Such behaviour was previously reported by authors from field investigations (Tiab, 2005), and was analytically modelled by Gringarten *et al* (1974) in a similar geometric configuration. However, Gringarten *et al* (1974) postulated that early linear flow occurs before the matrix indirect contribution to the well discharge begins (which theoretically requires the presence of a skin factor at the interface between the domains), and relates to unidimensional flow propagation restricted into the fault. This interpretation is certainly strongly idealized since the total inclusion of the source into the fault unit is a critical point: the model cannot be extended to non-connected faults (and even less to inclined faults). Moreover it is not corroborated by our simulations (reported in figure 4.4), which show that the frontal equipotential surface has entered the matrix unit by several tens of meters while early linear flow still occurs. This early behaviour hence is not related to any unidimensional flow geometry and thus remains highly enigmatic. It is not further developed in the present paper.

For numeric modelling purposes, the accounted hydraulic configuration here postulates that the fault is parallel to the principal base of the matrix conductivity tensor (*i.e.*, parallel to K_{yy} which is thus equal to K_{mT} as noted above), such that K_{xy} is set equal to zero. This remains an idealization that could not be avoided in terms of numerical facilities.

Theoretical behaviours achieved from these flow simulations can be extended to non-connected faulted media, in a similar fashion as for the isotropic model. An additional early radial stage then occurs before flow propagation reaches the fault, followed by a characteristic transitional stage marked by a negative unit slope (flow dimension $n = 4$), after which the system behaves like a connected faulted media (Rafini and Larocque, submitted-a).

4.3.3. Diagnostic tool

The recognition of a fractional flow dimension equal to 1,5 allows an exclusive qualitative diagnosis of a faulted media. This is now confirmed analytically (Cinco-Ley *et al*, 1978; Abbaszadeh *et al*, 1995; Pulido *et al*, 2003) and numerically (Rafini and Larocque, submitted-a; this study). These studies achieved that measuring critical times and derivative offsets allow an estimation of fault and matrix bulk conductivities, knowing their respective thicknesses, and specific capacities. Note that the latter should always rather be estimated by subsidiary ways, since every analytical solution were shown to give very uncertain capacity values (Meier *et al*, 1998) even from interference tests. In confined environments, such subsidiary estimation of the capacity is derived from the knowledge of the typical bulk compressibility and porosity.

Going further, the experimental simulations performed in the present study improved previous models to less idealized conditions, achieving a diagnostic tool for anisotropic properties based on single-bore hydraulic tests. For such diagnostic to be possible, however, it is necessary that the three successive stages are exhibited (linear, bilinear, radial). In anisotropic conditions the conventional model for isotropic faulted media displayed figure 4.5 will not be verified. Thus, cross-checking the a_0 , a_1 , a_2 , t_1 and t_2 relations (in grey boxes on figure 4.5) in the isotropic model provides an efficient test for diagnosing isotropic/anisotropic conditions. For instance, the relation of a_2 on figure 4.5 gives a certain value of K_m which, when injected into the a_1 relation on the same figure provides an estimation of K_f . Still on figure 4.5, a second estimation of K_f can be obtained from the a_0 relation. Recognition of anisotropic conditions is allowed by verifying the non-coherence between these two estimations of K_f . Finally note that, on one hand, three out of this set of five

equations are independent, and on a second hand the diagnostic test includes three unknowns (K_m , K_{f1} , K_{f2} in the above example). This is why this anisotropy test requires complete signals.

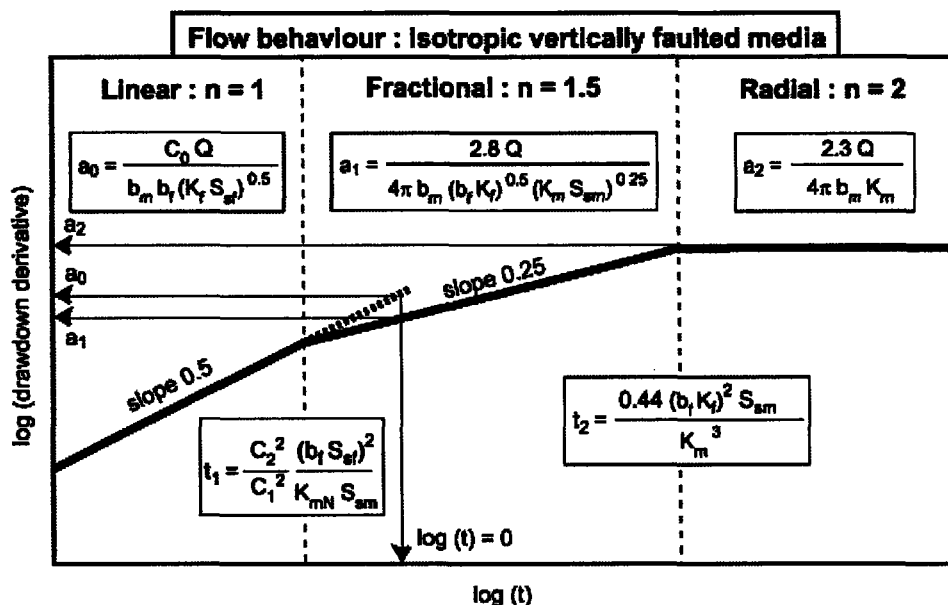


Figure 4.5. Summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in isotropic vertically faulted media (modified from Rafini and Larocque, submitted-a).

Once the qualitative diagnosis is achieved and the anisotropic model adequately chosen, a quantification of K_{mT} , K_{mN} and K_{fT} is permitted by the trivial resolution of the five equations set highlighted with a grey-colored background on figure 4.4 (again, only three out of these five equations are independent). In frequent real case, however, only part of the signal will be exhibited, making the matrix anisotropy diagnosis impossible. One should thus always be aware that estimated conductivity values obtained from an incomplete signal can possibly be biased due to undiagnosed matrix anisotropic properties.

Finally, in isotropic conditions the alternative estimation of fault specific capacity is not required since the resolution of the three independent-equations set allows calculating K_m , K_f and S_{sf} values. Anisotropic conditions come with one additional unknown (K_{mN} and K_{mT} instead of K_m), such that it is necessary to make a postulate on S_{sf} . This is a source of uncertainty since this parameter is very weakly documented in hydrogeology literature (it is nearly impossible to obtain it from conventional hydraulic tests using packers since matrix contribution is in most cases not negligible in practice), as well as in geomechanics literature (fault compressibility values derived from geomechanic numerical modelling by Oliver *et al*, 2001). However, i) it has been extensively shown that, in confined environments, hydraulic capacity remains a very slightly variable parameter (and a minor source of uncertainty), conversely to the conductivity; ii) in natural faults, water storage occurs into peripheric damage zones (fractured zones) rather than into the impermeable fine-grained core zone. Consequently, the capacity increase associated to faulting can be compared to the capacity increase of a fractured media, and derived from fractured rocks geomechanical properties which are much more documented. Notably Pusch (1995) advanced that the bulk compressibility increase due to very intensive fracturing reaches two magnitude orders, which is consistent with experimental values proposed by Oliver *et al* (2001).

4.4. Transient hydrodynamics in horizontally faulted media

This section presents theoretical results from transient flow numerical simulations in synthetic domains composed of a unique horizontal fault surrounded by a conductive matrix (figure 4.6). Conversely to the vertically faulted media, this case has been very

rarely treated analytically. This problem is indeed particularly difficult to resolve since fault and matrix both are connected to the source, which they directly feed simultaneously, and are moreover connected to each other such that matrix contribution through the fault is to be accounted, producing a complex flow geometry into the matrix. No analytical solutions were developed for the problem described in this fashion, and major approximations are necessary including vertical flow geometry into the matrix and infinite fault conductivity (Gringarten and Ramey, 1974). This geometrically idealized system is thus predicted to behave linearly ($n = 1$; with a possible capacity effect similar to a wellbore storage effect: derivative slope equal to 1), which is expected since the infinitely conductive fault acts as a planar source to the matrix where drawdowns will thus propagate unidimensionally. On another hand, leaky aquifers models (Hantush, 1960) are sometime proposed to efficiently reproduce horizontally faulted media transient behaviours (fault considered as a thin pumped-aquifer) (NRC, 1996). In that case, fault finite conductivity is accounted, although matrix connexion to the source is obscured (only the pumped aquifer is connected) which is in nearly all cases not appropriate to faulted aquifers and produces strong modifications of the flow geometry since matrix direct contribution to the well discharge is significant in reality.

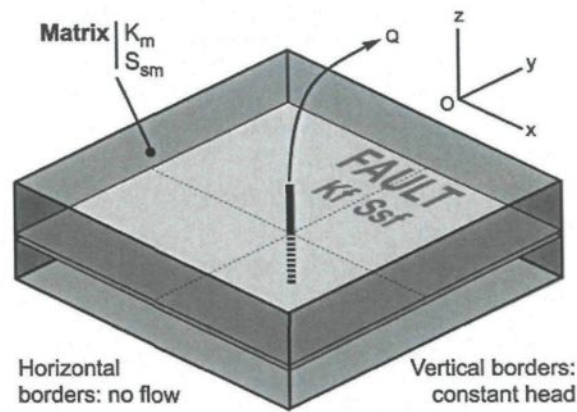


Figure 4.6. Configuration of the tridimensional flow domain for numerical simulations in horizontally faulted media. The fault cross-cuts the source at the middle elevation.

4.4.1. Configuration of the models

Flow domains are tridimensional rectangles sized 4 000 x 4 000 x 126 m, although the aquifer thickness b_m is taken as the varying parameters in some cases (see below). The lateral extension is strongly restricted by the fact that the required vertical discretization is thin, which generated numerically heavy simulations. Mesh size in the vicinity of the source is 0,01 x 0,01 x 0,003 m. Fault width is 0,3 m. The fault is located in the middle of the vertical extension ($z_{fault} = b_m / 2$), and entirely horizontally cross-cuts the flow domain (figure 4.6). Lateral (vertical) boundaries are constant head, equal to 3000 m, which is also equal the uniform initial head value. Horizontal boundaries are no-flow type.

4.4.2. Results and discussion

Our simulations demonstrate that horizontally faulted media behave exactly similarly as vertically faulted media in terms of diffusive regimes, while derivative responses strongly diverge (figure 4.7). Indeed, critical times, slopes and vertical offset t_1 , t_2 , m_1 , m_2 , m_3 are shown to have similar relationships to hydraulic parameters K_m , K_f , S_{sf} , S_{sm} , b_f , b_m , Q in both types of media, however the horizontally faulted media do not produce fractional flow conditions in the slowed-down fault diffusive regime.

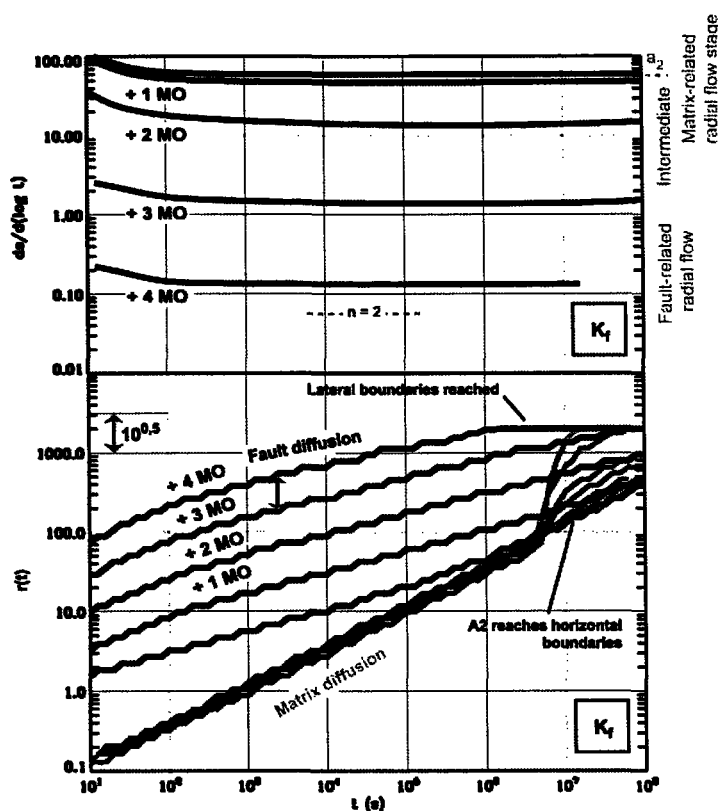


Figure 4.7. Drawdown derivative and diffusion responses from serial flow simulations in horizontally faulted media. Serial simulations are performed with all parameters identical excepted fault conductivity, which varies for each simulation by the amount indicated on the signal (MO means Magnitude Order), from a reference simulation that corresponds to the signal which is not marked. Other parameters are $K_m = 10^{-8}$ m/s, $S_{sm} = 10^{-3}$ m⁻¹, $S_{sf} = 10^{-5}$ m⁻¹, $b_m = 126$ m, $b_f = 0.29$ m and $Q = 4,16 \cdot 10^{-4}$ m³/s. The term n refers to the flow dimension.

This critical aspect could be investigated by geometrically computing the quantitative evolution of the cross-flow area $A(r)$ during the transient test (figure 4.8). This is a simple geometrical reasoning, only considering a horizontal fault in which the travelled distance r evolves radially from the source in a slowed-down fashion $r_f^2 \sim t^{0.5}$ and diffusion occurring perpendicularly from this fault – into the matrix – in a normal fashion $r_m^2 \sim t$, thus generating tridimensional nearly elliptic shapes. Simultaneously, a radial diffusion is considered directly from the source in a normal fashion $r_m^2 \sim t$, generating cylindric shapes. Finally, the intersection between the nearly elliptic shape and the cylindric one is simply calculated, and part of both obscured to produce a general shape that reproduces the frontal equipotential surface (cross-flow area). Note that this simple approach do not intent to precisely reproduce cross-flow surfaces but only to investigate their geometrical relationships with different diffusive regimes in two and three dimensions. Nevertheless, the generated shapes are rather realistic, with the approximation of perpendicular fault and matrix stream lines in the vicinity of the fault that is commonly made in analytical models and is considered to be valid for high conductivity. Previously, a similar geometrical reasoning conducted on vertically faulted media allowed to conclude that slowed-down fault diffusion combined with a normal matrix diffusion generates tridimensional cross-flow areas evolving as $A(r) \sim r^{0.5}$ (Rafini and Larocque, submitted-a), which gives a fractional flow behaviour ($n = 1,5$) as explained above. In this relation, the term r can be regarded as the mean travelled distance from the source, which evolves in a normal fashion $r^2 \sim t$ regardless of the flow conditions since normal diffusion is by far space-dominant in the flow domain. $A(t)$ relations presented in figure 4.8 will thus be converted in $A(r)$ relations by doubling the value of the exponent.

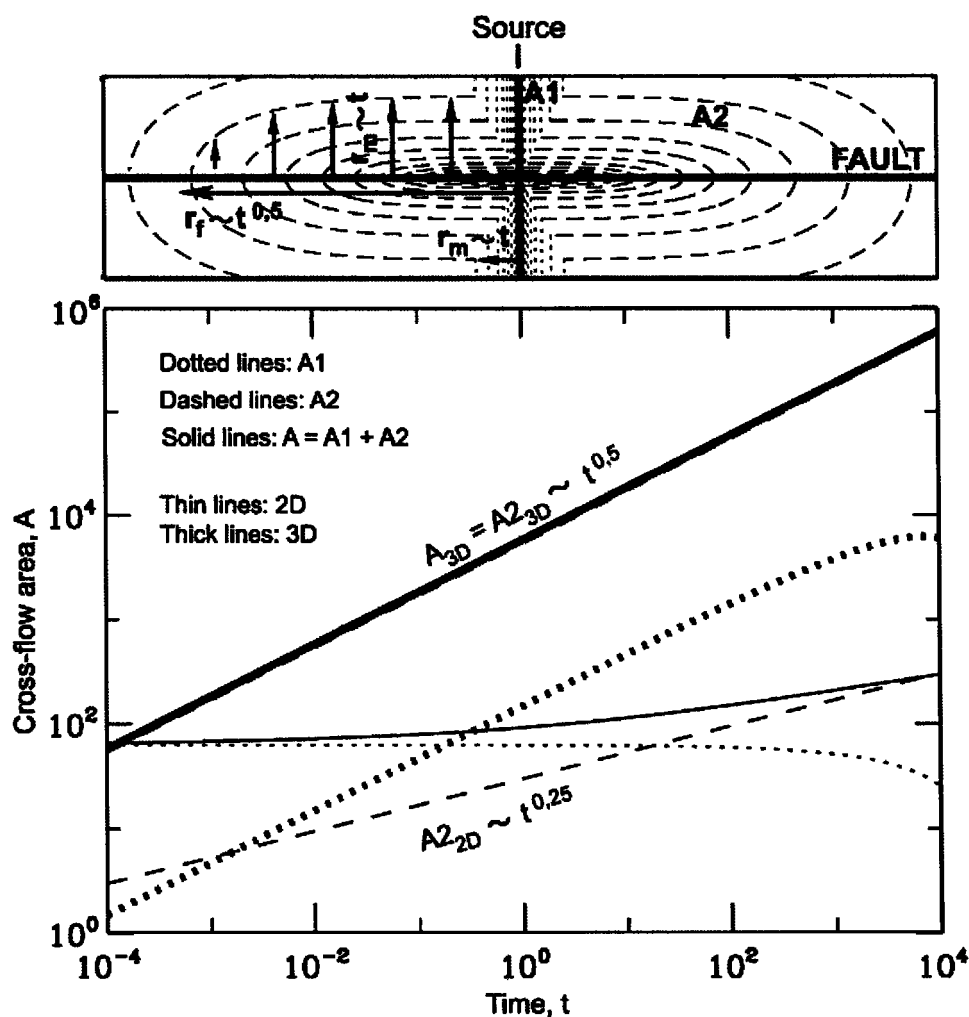


Figure 4.8. Cross-flow area A versus time, t . A1 and A2 surfaces respectively correspond to the matrix cylindrical normal diffusion growing orthogonally from the source, and the pseudo-elliptic surface growing orthogonally from the fault in a normal diffusive fashion, as indicated in the top diagram. Conversion from $A(t)$ to $A(r)$ is obtained by the normal diffusive relation $r^2 \sim t$ (normal diffusion is space dominant, see text), hence by doubling the exponent.

The vertically faulted media can be compared, in the present configuration, to the bidimensional case illustrated in figure 4.8. The integration of bidimensional shapes to the third dimension comes with an increase of the exponent, leading to the relation $A(r) \sim r$, which corresponds to radial flow conditions $n = 2$. The fact that slowed-

down fault diffusion do not generate the fault-typical fractional flow behaviour in horizontally faulted media is thus a consequence of the bidimensional flow geometry into the fault. Note that this is consistent with Hantush's analytical leaky aquifer model, which was shown to stipulate a slowed-down fault diffusion regime (Rafini and Larocque, submitted-a), while predicting a radial behaviour.

Therefore, two distinct radial flow stages are generated by horizontally faulted media: a fault-related one, occurring in slowed-down fault diffusion regime ($t < t_2$), and a matrix-related one that takes place during the late normal diffusive regime ($t > t_2$). Systematic serial flow simulation performed while successively changing a unique hydraulic parameter led us to achieve that only T_f (and Q) has a control on the plateau elevation of the fault-related radial behaviour (a_{IH} , figure 4.9). Only results for the K_f serial simulations are displayed here (figure 4.7). It can be seen that K_f has an inverse control on the plateau elevation, similarly to the matrix-related radial stage (classical Cooper-Jacob model). Moreover, it is clear on this figure that K_f control progressively takes place while K_f increases (keeping all other parameters constants), and vanishes for low values of K_f . An identical pattern was obtained for the K_m serial simulations. The critical parameter for the occurrence of either fault-related or matrix-related radial flow during the slowed-down fault diffusion regime would thus be K_m / K_f , or more precisely T_m / T_f . Fault-related radial stage occurs only when fault-related cross-flow area (A_2 on figure 4.8) is dominant on the matrix-related one (A_1). The geometrical approach described above led us to confirm that this dominance relationship is directly controlled by the $m_3^{0.5} / m_2$ ratio (figure 4.9), in other words by T_m / T_f , which confirms flow simulations results. We show that fault-related radial flow occurs below $T_m / T_f < 100$.

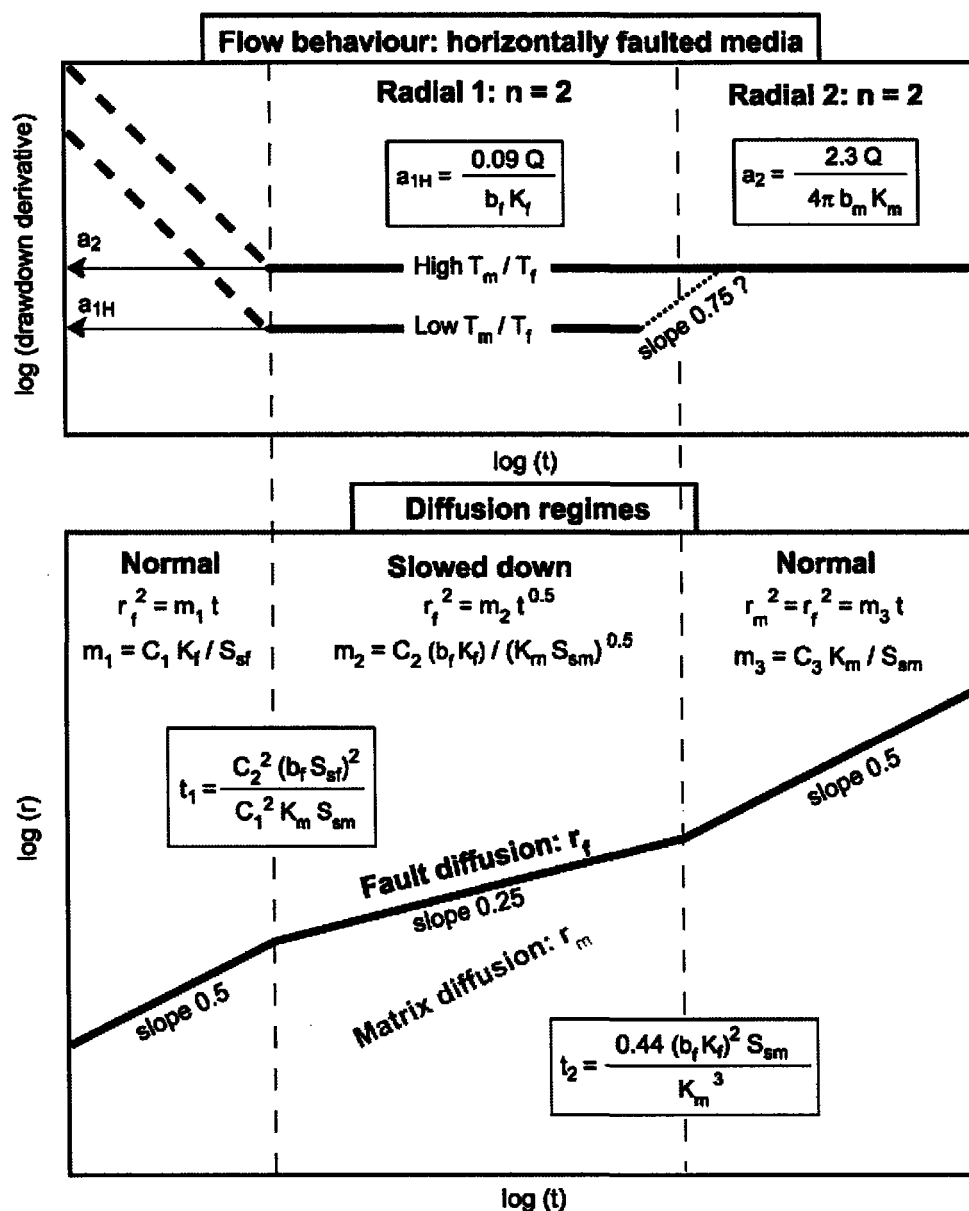


Figure 4.9. Summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in horizontally faulted media.

As a conclusion, diagnosing the presence of a horizontal fault requires the observation of both fault-related and matrix-related radial stages (indeed, a single radial stage is rather interpreted as Theis conditions). This supposes a low T_m / T_f

ratio plus a high matrix diffusivity K_m / S_{sm} or a long test duration. This could not be numerically observed, however it is expected that transition slope is 0,75 as it is frequently observed in natural responses.

4.5. Fault inclination

4.5.1. Configuration of the models

Several fault inclinations α were tested. The dimensions of parallelepiped flow domains are controlled by this parameter. The faults entirely cross-cuts the flow domain along Oz and Oy axis, and intersects the source at a middle elevation ($z_{fault} = b_m / 2$). Two configurations were considered (figure 4.10): 1. The fault is situated right in the diagonale of the parallelepiped flow domain (figure 4.10a), this is designed to permit investigations of inclined-fault media responses before horizontal boundaries are reached; 2. The fault is situated in the central part of the flow domain, which lateraly extents far away (figure 4.10b), this was set to investigate inclined-fault media behaviours after horizontal boundaries are reached. Due to numerical limitations in terms of total number of nodes (restricting flow domain extension), it was not possible to perform detailed analysis of both cases with a single configuration.

A critical point of inclined-fault modelling is the fault thickness b_f . Keeping this parameter low requires a very fine vertical and lateral (Ox) discretization, which is hardly numerically supported particularly for the first configuration (figure 4.10a). Consequently, in this configuration b_f is set larger than in previous modellings ($b_f \approx 2$ m). High fault thicknesses produce an additional flow stage prior to slowed-down diffusion regime settlement, marked by an irregular derivative response (non-

stabilized flow dimension). Flow simulations predict that it typically occurs in very early times, and its duration is proportional to fault thickness. This aspect is not furtherly investigated in the present paper since i) these effects become major for b_f values higher than 2 m, which hence is practically beyond the scope of the present study; and ii) the associated unstable derivative can hardly be diagnosed in real conditions and will rather be taken as noise.

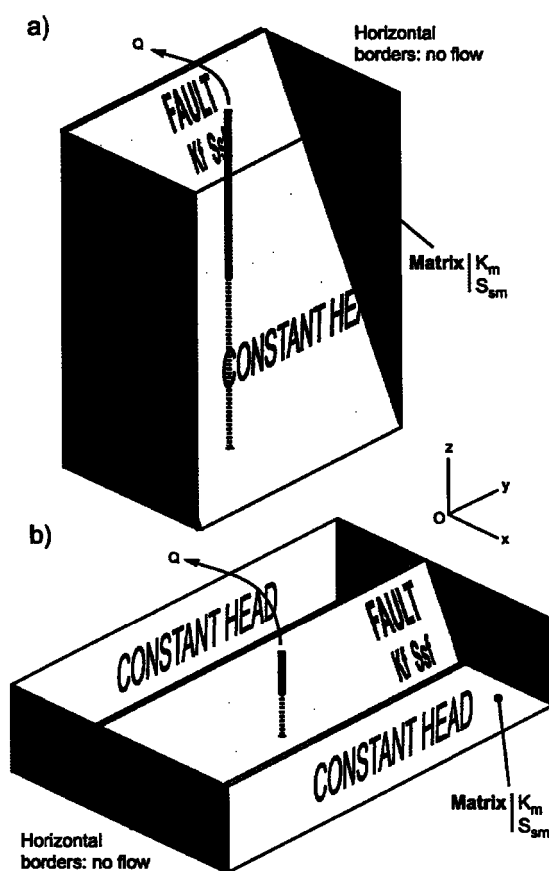


Figure 4.10. Configurations of the tridimensional flow domains for numerical simulations in inclined-fault media. The fault cross-cuts the source at the middle elevation.

4.5.2. Results

Results from flow simulation in inclined-fault media before horizontal boundaries are reached will first be presented. This corresponds to the configuration shown in figure 4.10a. For this specific case, no serial simulation were performed but a systematic comparison between inclined and horizontal faulted media in successive diffusive regimes, in an attempt to characterise the influence of the inclination α on derivative responses.

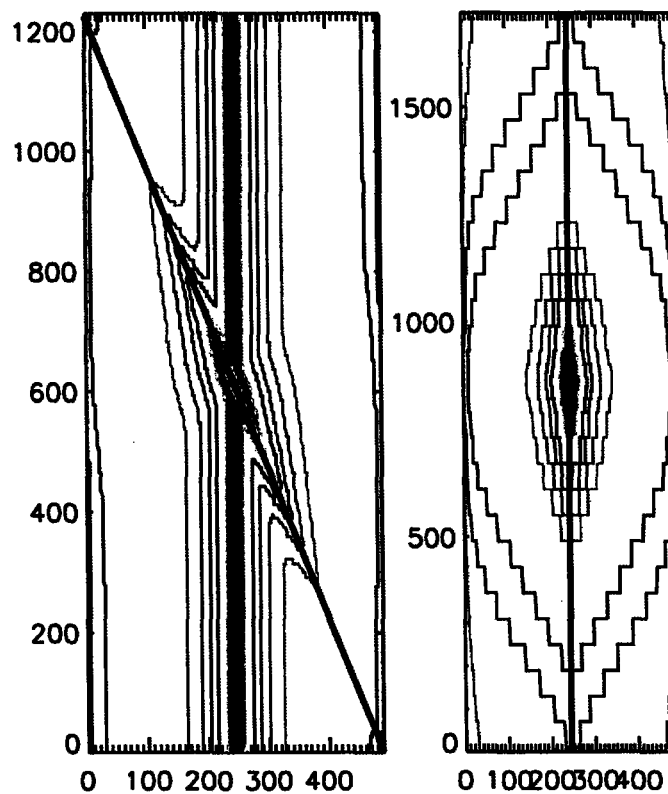


Figure 4.11. Transient propagation of the frontal equipotential surface (cross-flow area) during flow simulation of a pumping test in inclined-fault media. Left: cross-section view (Ox plane intersecting the source); right: plane view at the middle elevation. The fault is indicated by the thick lines (diagonal on left diagram). Fault inclination is 75° .

Figure 4.11 displays the temporal propagation of the frontal equipotential surface for a fault inclined by 75° , in vertical cross-section and in plan view (taken at the middle elevation: the plane intersects the source and the fault at the same point). However, for numerical reasons (increased discretization, allowing low fault thicknesses), higher fault inclinations produced much better quality of signals. The following results thus correspond to fault inclinations equal to 83° .

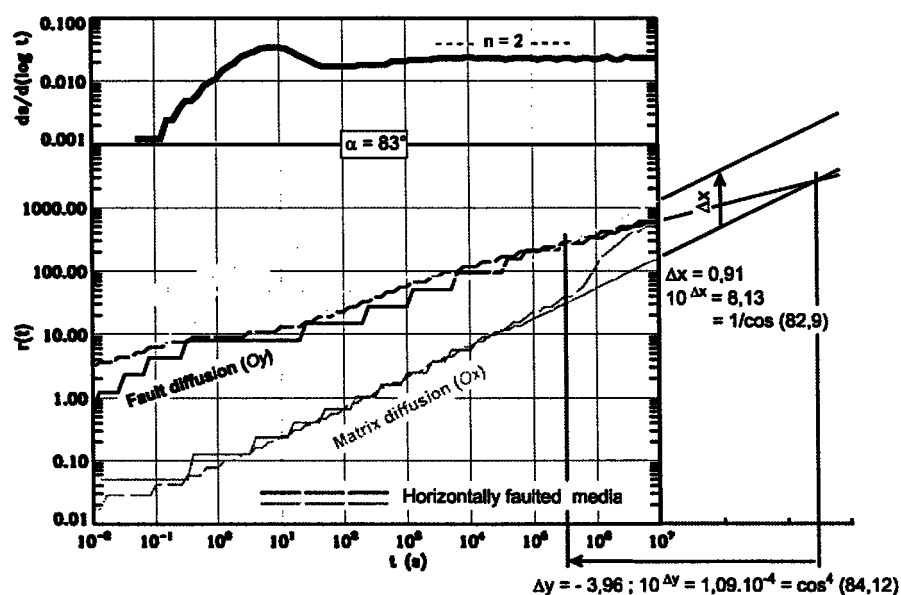


Figure 4.12. Diffusion responses obtained from flow simulations in inclined-fault media before horizontal boundaries are reached. Fault inclination is 83° . Hydraulic parameters are $K_m = 10^{-6}$ m/s, $S_{sm} = 10^{-2}$ m $^{-1}$, $K_f = 8.10^{-5}$ m/s, $S_{sf} = 2.53.10^{-6}$ m $^{-1}$, $b_m = 2687.6$ m, $b_f \approx 2$ m and $Q = 4.16.10^{-4}$ m 3 /s. The term n refers to the flow dimension. For comparison, diffusion signals obtained from flow simulation in horizontally faulted media with the same hydraulic properties were represented (bottom diagram, dashed lines). Along-dip fault diffusion means along the line at the intersection of the fault plane and xOz . Before $t = 10^3$ seconds, signals is very noisy due to mesh size effects (discretization in the vicinity of the source) and fault-thickness effects (see text).

It first appears that fault inclination α produces a strong decrease of critical time t_2 between slowed-down and late normal diffusive regimes (figure 4.12), with $t_2' = t_2 (\cos \alpha)^4$. This can be understood by simple geometrical considerations (figure 4.13): the most inclined is the fault, the earliest r_m joins up with fault diffusion front r_f . After t_2' , in other words when transient diffusion in the entire flow domain is strictly controlled by matrix normal diffusion, r_f remains vertically offset by a factor $(\cos \alpha)^{-1}$. These geometrical remarks are very well corroborated by flow simulation (figure 4.12). Note that fault diffusion signals in early and medium time are very noisy on this figure, while derivative response display a typical short-time artifact: – wellbore storage-like – unit slope due to the discretization in the vicinity of the source. Moreover, the weak bottom-directed curvature of the derivative right before radial flow settlement is due to the above-mentioned fault large-thickness effects. On figure 4.12, along-dip normal fault diffusion (along the line situated at the intersection of the fault and the xOz plane) is indeed clearly vertically offset by a factor $(\cos \alpha)^{-1}$ from normal matrix diffusion, while Oy fault diffusion (horizontal line at a middle elevation) remains unaffected and behaves normally (i.e, slowed-down diffusion until t_2). Therefore, the time-period between t_2' and t_2 actually is a transitional stage during which r_m grows from r_f' to r_f (figure 4.13). The duration of this transitional stage only depends on fault inclination α . It could theoretically provide a diagnostic tool for fault inclination, however this could not be developed here due to numerical limitations: as for horizontally faulted modellings, transitions t_2 between slowed-down and normal diffusive regimes could not be generated in conditions of fault-related radial flow ($A2$ dominance on $A1$: low values of T_m / T_f). $A1$ is already space dominant (matrix-related radial flow) in the case shown on figure 4.12, which explains why derivative is not influenced by the change in diffusive regime.

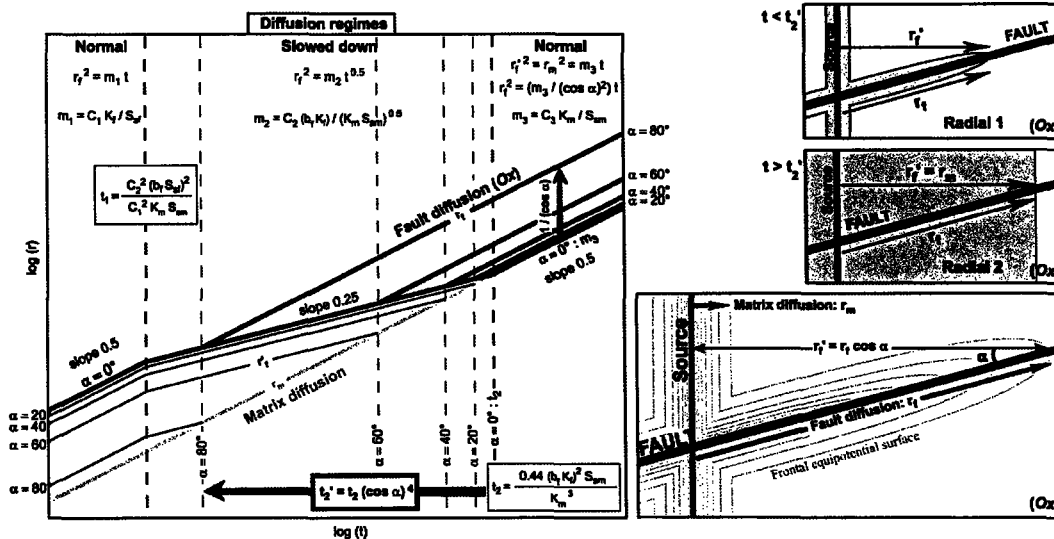


Figure 4.13. Summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in inclined-fault media before horizontal boundaries are reached. “Radial 1” and “Radial 2” in top right diagrams respectively refer to fault-related and matrix-related radial flow conditions (see text).

On a second hand, serial flow simulations were realized in inclined-fault media with increased lateral extentions and decreased vertical one (figure 4.10b) in order to investigate the hydraulic conditions after horizontal boundaries were reached. Fault thickness here is set equal to 0,3 m, and its inclination α is still equal to 83° . Results from numerical simulations are shown figure 4.14.

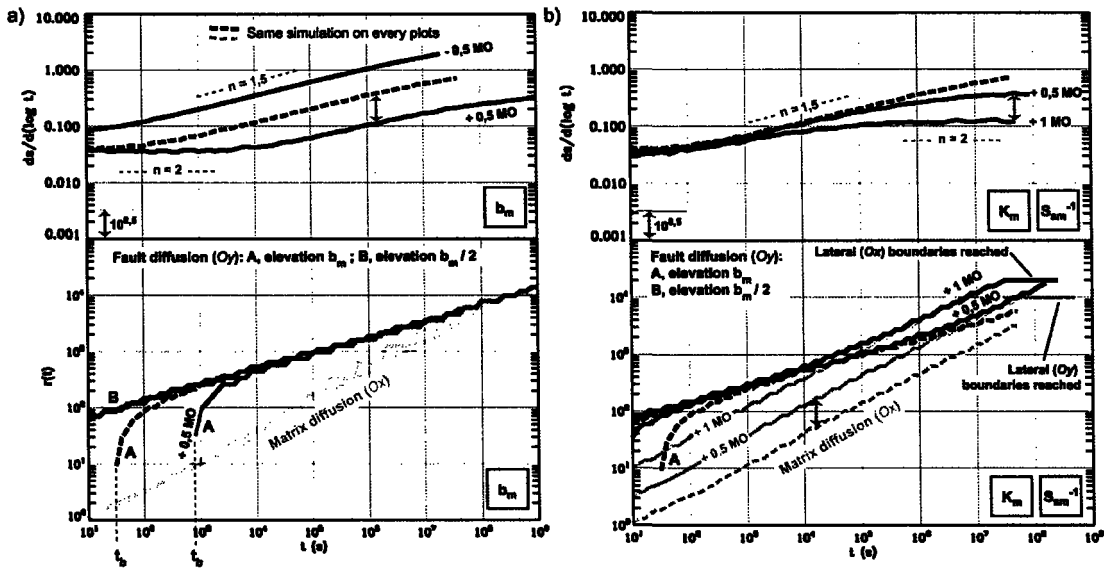


Figure 4.14. Drawdown derivative and diffusion responses from serial flow simulations in inclined-fault media before and after horizontal boundaries are reached. Serial simulations are performed with all parameters identicals except a) the aquifer thickness, and b) matrix diffusivity (K_m/S_{sm} ratio), which varies for each simulation by the amount indicated on the signal (MO means Magnitude Order), from a reference simulation that corresponds to the signal which is not marked. Other parameters are a) $K_m = 10^{-6}$ m/s, $S_{sm} = 3,16 \cdot 10^{-4}$ m $^{-1}$; b) $b_m = 60$ m; a) and b) $K_f = 1,69 \cdot 10^{-3}$ m/s, $S_{sf} = 2,53 \cdot 10^{-6}$ m $^{-1}$, $b_f \approx 0,3$ m and $Q = 4,16 \cdot 10^{-4}$ m 3 /s. The term n refers to the flow dimension.

It can be seen that a fractional flow stage occurs between two radial stages, which turns out to be very characteristic of inclined faults: fractional flow appears in slowed-down diffusive regime, similarly to the vertically faulted model, after horizontal boundaries are reached, subsequently to fault-related radial flow that occurs similarly to the horizontally faulted model (see previous section). The complete radial-fractional-radial succession could not be exhibited on a single signal due to numerical limitations, however they appear on distinct series. b_m variations and K_m/S_{sm} variations were respectively designed to highlight – and quantify – the impact of the aquifer thickness b_m on critical time t_b (radial-fractional: horizontal boundaries reached); and of different plateau elevation for the late radial stage, keeping fractional-stage derivative similar (constant $K_m S_{sm}$ ratio). Inclined-fault

media response is thus a combination of horizontally- and vertically- faulted models, respectively occurring before and after horizontal boundaries are reached. These results are summarized figure 4.15. Successive flow behaviours numbered one to four on this figure correspond to the successive flow conditions illustrated on figure 4.16. The expression of t_b is derived from slowed-down fault diffusion relation m_2 , and is very well corroborated by flow simulation as shown on figure 4.14a (t_b is horizontally offset by two magnitude orders for a half magnitude order decrease of b_m). For fractional behaviour to appear, it is necessary that both lower and upper horizontal boundaries are reached (fault diffusion must be unidimensional in the vertically faulted model). Consequently, the expression of t_b is given in a range from $b_m/2$ to b_m , depending on whether or not the fault intersects the source close to the middle elevation.

In terms of interpretative tools: 1. Qualitatively, the recognition of a radial-fractional-radial succession for drawdown derivative allows achieving that underground flow conditions are controlled by an extended inclined fault; 2. Quantitatively, measuring t_b gives an approximate estimation of fault inclination, while the lecture of critical time t_2 and vertical offsets a_{IH} , a_1 and a_2 allows efficient quantifications of hydraulic conductivities K_m and K_f . Note that, conversely to previous cases, a subsidiary estimation of matrix specific capacity is not required if a complete signal is observed.

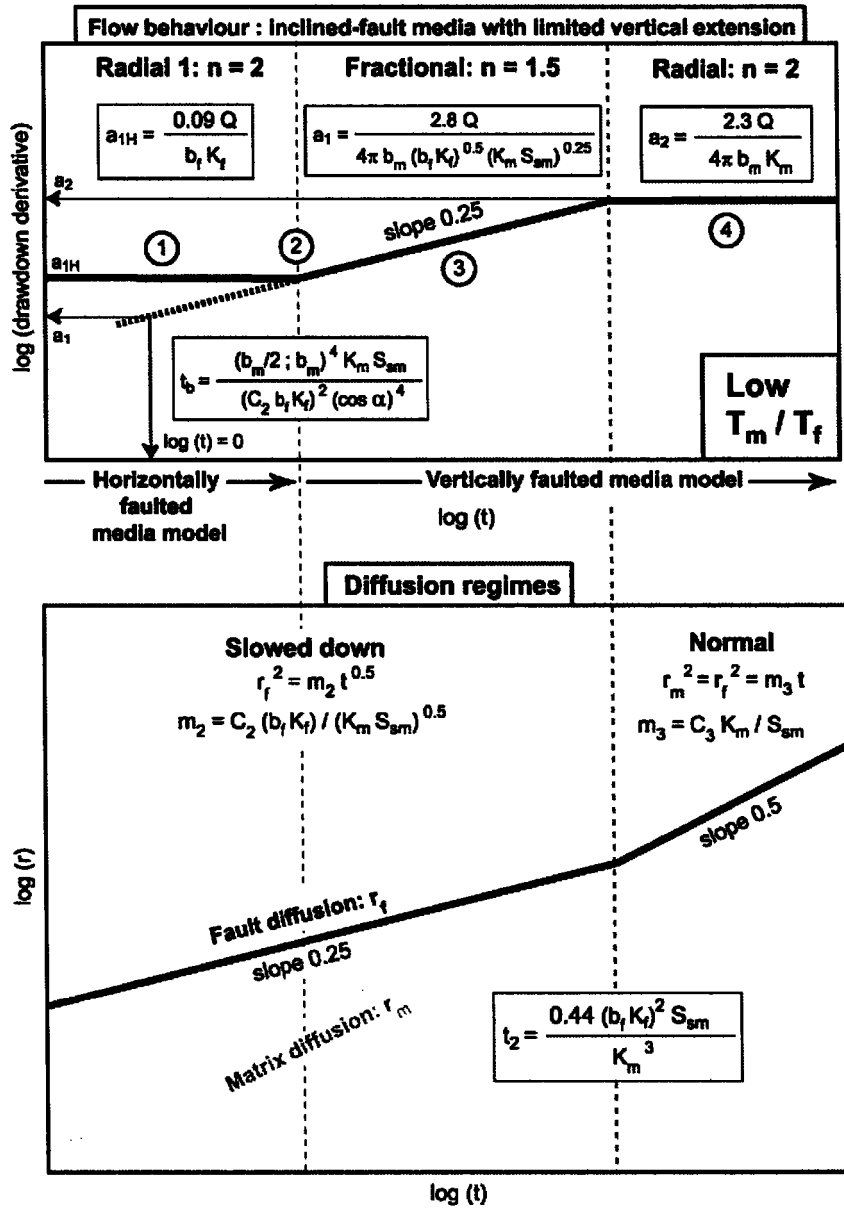


Figure 4.15. Summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in inclined-fault media before and after horizontal boundaries are reached. Numbered hydrodynamical stages one to four correspond to flow conditions described figure 4.16.

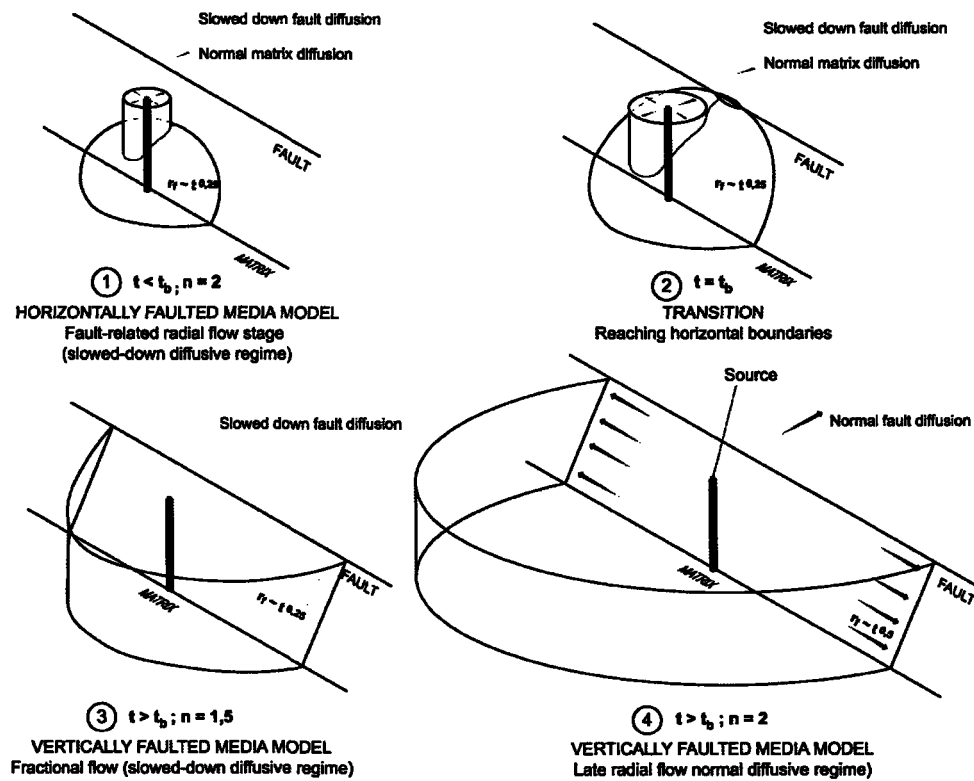


Figure 4.16. Schematic propagation of the frontal equipotential surface into inclined-fault media showing the successive flow conditions occurring before (1) and after (3 and 4) horizontal boundaries are reached.

4.6. Transient hydrodynamics in vertically faulted composite media

4.6.1. Configuration of the models

In this chapter, the hydrodynamic transient evolution of matrix-matrix and matrix-fault-matrix composite media are numerically investigated. Faulted composite media constitutes the primary case of interest in the frame of the present study. However it

is pertinent to prealably understand characteristic responses transmitted by non-faulted composite media in order to be able to distinguish, in a second step, the consequence of the presence of a fault at the interface, in more complex responses transmitted by faulted composite media.

The synthetic flow domains are $200\,000 \times 400\,000 \times 42$ m. As for previously treated faulted media models, this domain size is voluntary set large. This is because, analysing time-variant hydrodynamic reponses, the zone of interest of the signal must be designed large enough to let the successive hydrodynamic stages properly settle, considering inevitable restrictions due to early mesh effects (step-by-step diffusion) and the late apparition of boundaries effects. Three distinct geometries are accounted here: 1) – connected – composite model: matrix-matrix with the source located at the interface (figure 4.17a) in order to focus on transient responses that precisely correspond to the simultaneous flow propagation into both matrix domains; 2) non-connected composite model: matrix-matrix with the source located into one of the two matrix domains (figure 4.17b), which is less idealized and allows investigating the transitional phase between the early radial stage – propagation in the matrix domain that includes the source – and the late radial stage marked by a simultaneous propagation in both matrix domains; and 3) finally, non-connected faulted composite model: matrix-fault-matrix with the interface located into the fault, at a distance d from the source (figure 4.17c). This configuration is the less idealized and expected to provide the most complex mutli-stage signals.

For non-connected models, the distance d between the source and the interface is set to 2 m (again, this was designed to allow successive stages to be exhibited on single theoretical signal).

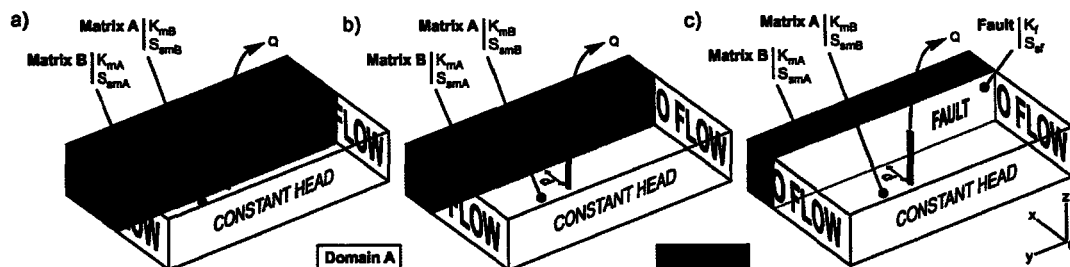


Figure 4.17. Configurations of the tridimensional flow domains for numerical simulations in a) composite media, b) non-connected composite media and c) non-connected vertically faulted composite media.

Inner and outer boundaries conditions are (figure 4.17a): constant rate pumping in a fully penetrating vertical well, O_y lateral boundaries are constant head equal to 80 m, O_x and horizontal boundaries are no-flow type. Fault is 0,3 m wide and entirely cross-cuts the flow domain in the O_z and O_y directions (figure 4.17a). Hydraulic properties are isotropic in the entire flow domain. Mesh size in the vicinity of the source is 0,05 m. No vertical flow are generated from these configurations, therefore the vertical discretization is strongly restricted (three cells) in order to allow extending lateral limitations. Finally, the interface between the two matrix domains is vertical.

4.6.2. Composite media

Classical analytical solutions account for composite media transient behaviours in extreme hydraulic conditions: impermeable barrier (*i.e.*, non-conductive frontier) and constant-head frontier (*i.e.*, infinitely conductive). The experimental numerical simulations presented in this section attempted at extending these composite models to intermediate cases in which both matrix domains have finite conductivities, considering very simple geometric configurations.

Figure 4.18 shows theoretical responses obtained from flow simulations in non-connected composite media, while figure 4.19 displays a summary of the achieved behaviour for the composite model.

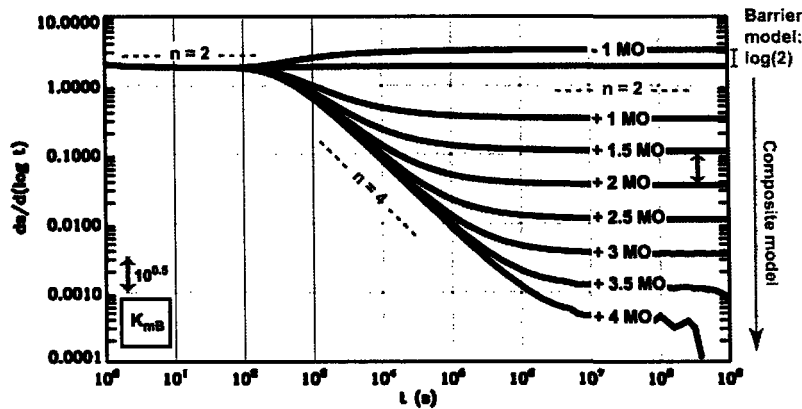


Figure 4.18. Drawdown derivative responses from transient flow simulations results in non-connected composite media. Serial simulations are performed with all parameters identical except matrix domain B conductivity K_{mB} , which varies by the quantity indicated on each signal (MO means Magnitude Order) compared to the signal which is not marked (here, this signal corresponds to $K_{mA} = K_{mB}$). Other parameters are: $K_{mA} = 10^{-6}$ m/s; $S_{smA} = 10^{-4}$ m⁻¹; $b_m = 42$ m; $S_{smB} = 10^{-4}$ m⁻¹; $d = 2$ m and $Q = 4,16 \cdot 10^{-4}$ m³/s. The term n refers to the flow dimension.

Theoretical signals are composed of three successive stages: 1) early radial flow corresponding to the normal diffusion into matrix domaine A before the interface is reached; 2) transitional period marked by a characteristic derivative slope $p = -1$; and 3) late radial flow corresponding to a simultaneous diffusion into both matrix domains A and B. As already mentioned, the elevation of the radial-flow plateau on derivative bilogarithmic plots is an inverse fonction of the conductivity (figures 4, 5 and 8); this simply derives from Jacob's model. Here, the apparent conductivity given by the late radial stage plateau a_{2AB} is referred to as $K_{apparent}$. The positive vertical offset of this plateau (figure 4.18) is equal to $\log(2)$ when $K_{mB} < K_{mA}$, since

$K_{apparent} = K_{mA} / 2$. This comes to the classical impermeable barrier model (*i.e.*, doubling the slope on drawdown semi-log projections). On another hand, for cases in which $K_{mB} > K_{mA}$, this vertical offset is negative and proportional to K_{mB} in such manner that $K_{apparent} = K_{mB} / 2$. Consequently, the apparent conductivity is equal to the arithmetic mean of respective matrix domains conductivities. The lower conductivity hence is very rapidly negligible in the calculation of the apparent conductivity, in other words, the composite model can always be regarded as an – inverted – barrier model (matrix domain A playing the role of the impermeable barrier regarding matrix domain B) even though the less conductive matrix domain is far from being actually impermeable. These conclusions are summarized figure 4.19.

Responses obtained from simulations in connected composite media (source located at the interface) are similar to these ones with only the late radial stage exhibited.

Finally, the resolution of the set of three equations highlighted with a grey background on the figure 4.19 allows estimations of K_{mA} , K_{mB} , and d .

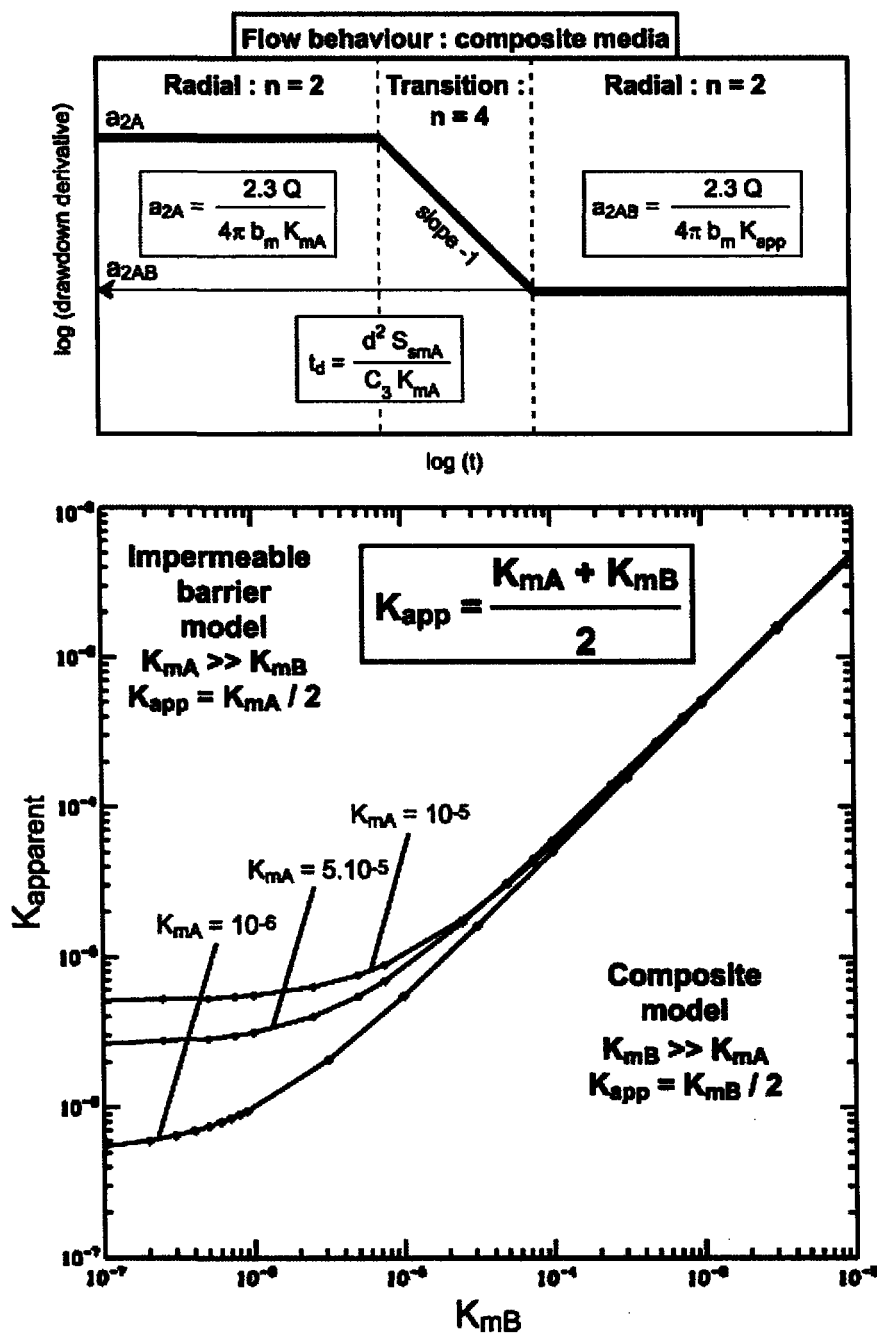


Figure 4.19. Summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in non-connected composite media. Bottom diagram was achieved from serial simulations with K_{mB} varying, for different values of K_{mA} .

4.6.3. Vertically faulted composite media

Rafini and Larocque (submitted-a) proposed an interpretative model for non-connected vertically faulted media, elaborated from experimental numerical modelling. These results corroborated the analytical model proposed by Abbaszadeh and Cinco-Ley (1995) and provided an hydrodynamical interpretation of characteristic fractional flow generated by fault-matrix transient interactions. The investigations on non-connected vertically faulted composite media realized in the present study consist in a combination of the non-connected vertically faulted model (Rafini and Larocque, submitted-a) and the above-described analysis on composite media. The obtained theoretical responses, presented in figure 4.20, are therefore composed of four characteristic hydrodynamical time-periods that distinctly correspond to the composite and the non-connected faulted models: 1) early radial stage (before the faulted interface is reached, see figure 4.19 - early radial stage); 2) transitional $n = 4$ stage (see figure 4.19 – transitionnal stage); 3) fractional $n = 1,5$ stage while flow propagates in both matrix domains, and in the fault in a slowed down diffusive regime; and 4) late radial stage with a plateau elevation traducing $K_{apparent} = (K_{mA} + K_{mB}) / 2$, as shown figure 4.19 and 4.8 (late radial stage).

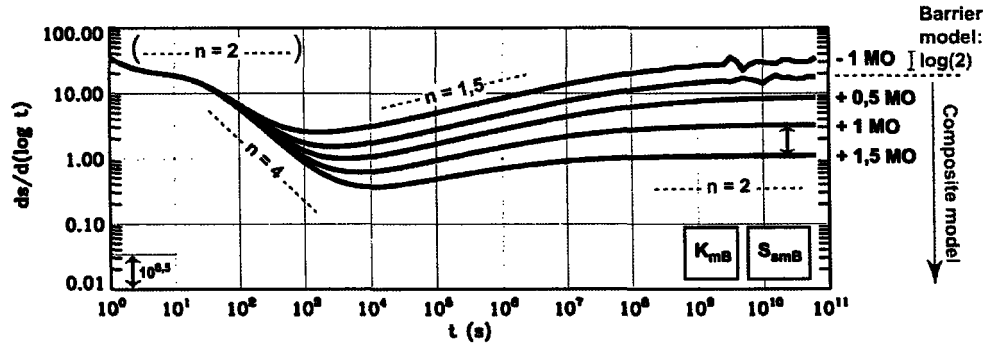


Figure 4.20. Drawdown derivative time series obtained from transient flow simulations in non-connected vertically faulted composite media. Successive signals correspond to similar hydraulic parameters, with two parameters varying: conductivity and specific capacity of the matrix domain that does not includes the source (respectively, K_{mB} and S_{smB}). K_{mB} and S_{smB} vary the same way such that matrix domain B diffusivity K_{mB}/S_{smB} remains constant (this was set to display successive flow stages on the same plot). MO (Magnitude Order) indicates the variations of K_{mB} and S_{smB} . Other parameters are: $K_{mA} = 10^{-7}$ m/s; $S_{smA} = 10^{-6}$ m⁻¹; $b_m = 42$ m; $K_f = 10^{-3}$ m/s; $S_{sf} = 10^{-5}$ m⁻¹; $b_f = 0,34$ m and $Q = 4,16 \cdot 10^{-4}$ m³/s. Noise occurrence in late time are due to numerically unstabilities. In very early times, typical mesh effects are slightly observable (preventing early radial flow stage to settle). S_{sm} is a bulk matrix specific capacity term including S_{smA} and S_{smB} . We show that $S_{sm} \approx (S_{smA} + S_{smB}) / 2$.

These theoretical flow simulations demonstrate that the composite, the vertically faulted and the non-connected elementary models can be simply combined to provide a more complex and realistic non-connected vertically faulted composite model, as respective type curves simply superpose themselves to form complex time-variant responses that integrate every graphic diagnostic features (figure 4.21). Indeed, the occurrence of a fractional flow ($n = 1,5$) period first indicates the presence of a conductive vertical fault surrounded by a conductive matrix domain, then the difference of plateau elevations of the early (a_{2A}) and the late radial (a_{2AB}) flow stages (with a characteristic $n = 4$ transitional stage) implies that there are two distinct matrix domains with non-equal conductivities, and finally the positioning of the fractional flow stage right between the transitional stage and the late radial flow stage suggests that the fault is situated at the interface between the two matrix domains. Quantitatively, late radial stage plateau elevation (a_{2AB}) gives an estimation of

$K_{apparent}$ which, combined with early radial stage plateau elevation (a_{2A}), provides estimations of both K_{mA} and K_{mB} . A lecture of either the fractional stage vertical offset (a_{1AB}) or the critical time t_{2AB} hence allows a calculation of fault conductivity K_f . Furthermore, the critical time t_A marking the beginning of the transitional stage theoretically permits measuring the distance of the fault from the source (figure 4.21). However, this calculation depends on the matrix diffusivity coefficient C_3 that remains an uncertainty of these theoretical models (see discussions below).

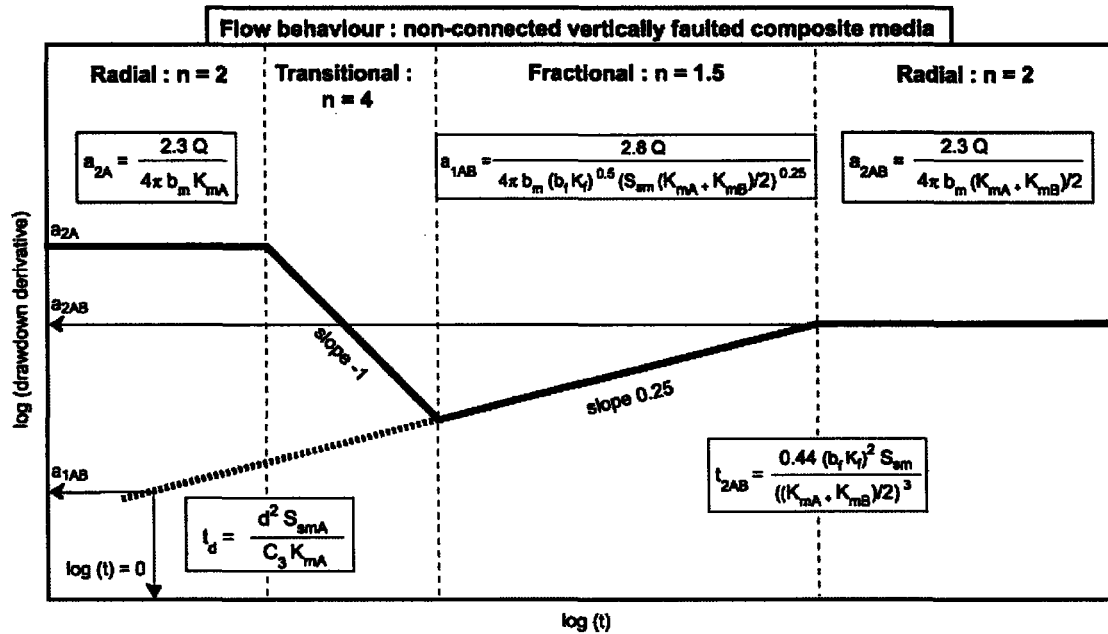


Figure 4.21. Summary of theoretical behaviour achieved from flow simulations in non-connected vertically faulted composite media.

4.7. Discussion and conclusion

Previous study achieved that faulted media were characterized by the occurrence of a slowed-down fault-diffusive regime generated by fault-matrix transient interactions (Rafini and Larocque, submitted-a). Slowed-down diffusion takes place between early normal fault-diffusion regime and late normal matrix-diffusion regime. In terms of drawdown derivative responses, Rafini and Larocque demonstrated that, in vertically-faulted media, slowed-down diffusive regime produces fractional flow with a characteristic flow dimension $n = 1.5$. Typical faulted-media signature is thus composed of at least two successive hydrodynamic time-periods: early fractional flow and late radial flow stages (the latter is related to late normal matrix-diffusion regime), allowing qualitative and quantitative advanced diagnosis of flow conditions. The present study investigated potential extensions to various less-idealized geometrical and hydraulic configurations of the flow domains, approaching complex real conditions. It was first concluded that this elementary diffusive behaviour is a general one for fault-matrix systems, and remains valid regardless of configurations. Conversely, the associated derivative response is strongly dependent on geometrical and hydraulic conditions: slowed-down fault-diffusive regime does not produce fractional flow in horizontally faulted media but distinct fault- or matrix-related radial flow stages depending on the T_m / T_f ratio. Derivative responses of inclined-fault media is a combination of horizontally- and vertically-faulted models, occurring respectively before and after horizontal boundaries of the flow domain are reached. Therefore, inclined-fault media generate a very characteristic and exclusive derivative signature marked by the radial to fractional transition.

A summary of elementary behaviours analysed in this paper is presented figure 4.22.

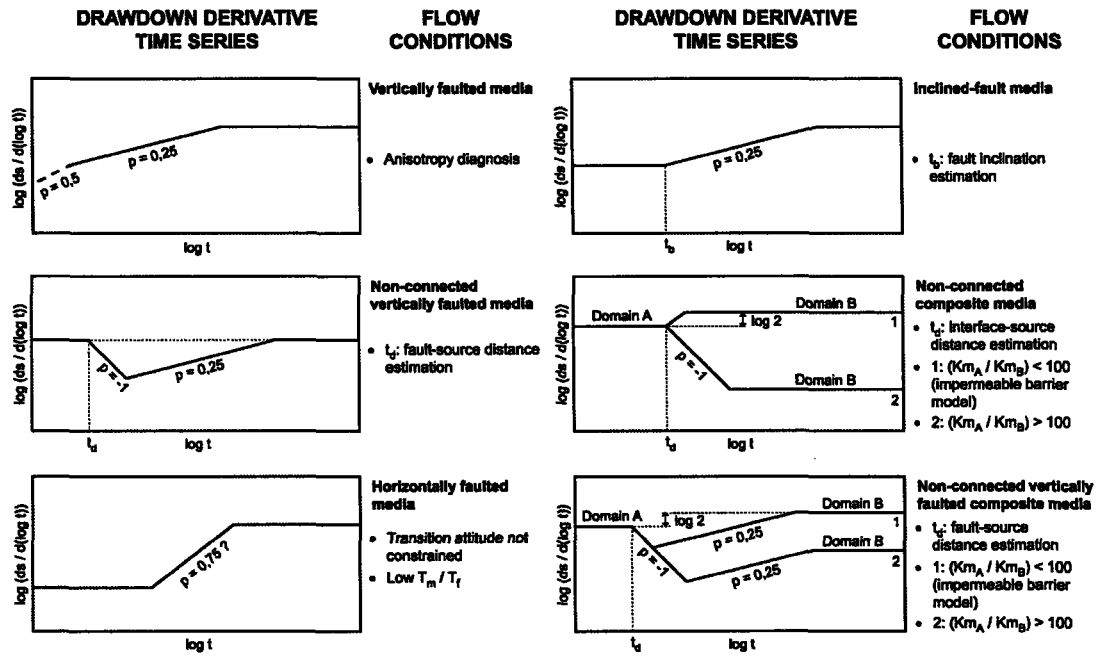


Figure 4.22. Summary of elementary behaviours numerically analysed in the present study, and associated flow conditions, providing various diagnosis tools for faulted media.

For each behaviour, the associated transient hydrodynamics were qualitatively and quantitatively investigated in terms of cross-flow surface geometrical evolution and diffusive regimes, in order to provide a satisfactory understanding of numerical simulations results. In natural conditions, these elementary behaviours can be combined in complex fashions. In most cases however, they simply superpose themselves according to the geometrical and hydraulic conditions. This was observed for the non-connected vertically-faulted composite model, which already is a combination of elementary behaviours (non-connected composite and vertically faulted media).

The non-occurrence of fractional flow conditions does not imply the absence of a fault: slowed-down diffusive regime occurs when $K_m / S_{sm} \ll K_f / S_{sf}$ (i.e., $t_1 \ll t_2$),

which is not a universal condition in nature, although certainly very common. As a consequence, most of these models provide sufficient but not exclusive diagnostic features.

As demonstrated in section 3, anisotropic matrix conditions involves an additional unknown (horizontal anisotropy), which require in some cases estimating fault and/or matrix specific capacities by subsidiary methods. In these conditions, interpretations require complete signals to be visible, otherwise conductivities quantification is inaccurate proportionally to the anisotropy. Conversely, it was shown that fault transversal anisotropy has very weak impact on the fault-matrix behaviour since only the longitudinal conductivity controls fault transient response in that case (thus having an identical control as isotropic conductivity). Transversal conductivity do not interfere at all in the anisotropic vertically faulted model, while it has a slight impact in the non-connected anisotropic vertically faulted model.

Measurements of diffusivity coefficients C_1 , C_2 , C_3 (see for instance figures 4.4, 4.5 and 4.21) on flow simulations responses were consistent for every model (respectively 143, 95, 143; note that $C_0 = 2,8 C_1^{0,5} / (4\pi C_2^{0,5})$). However, the expected values for these coefficients respectively are 2,25, 1,5 and 2,25 according to Cooper-Jacob model. Although this remains an uncertainty of the numerical approach presented here, this problem does not affect derivative signals, nor critical time t_2 (proportion between coefficients is preserved).

In Part II paper (Rafini and Larocque, submitted-b), applications of these theoretical models are performed on natural data sets obtained from pumping tests in various faulted environments.

Finally, published analysis of natural transient responses in terms of flow dimension n according to the GRF model (Barker, 1988) showed that non-integer values of this

parameter are frequently encountered in fractured and/or faulted media. Values of n in ranges [1,5; 2] and [2; 3] are commonly reported, $n = 1,5$ being the most frequently encountered (after $n = 2$, which corresponds to classical radial conditions), followed by $n = 3$. In the present state of knowledge, interpretative models for such scattered values of n are not provided, except by postulating a fractional dimension of the flow structures as well (*i.e.*, fractal media), which remains a highly controversial hypothesis (Nicol *et al*, 1996; Rafini and Larocque, submitted-a). As 1,5 flow dimension is produced by transient interactions between bidimensional (fault) and tridimensional (matrix) flow units with contrasting hydraulic properties, it is expected – and corroborated by preliminary flow simulations – that interactions between unidimensional (conduits), bidimensional and tridimensional units produces fractional flow dimensions taking values different from 1,5.

4.8. Acknowledgements

The authors want to thank René Therrien (U. Laval) for productive discussions on numerical simulations, and NSERC for financial support.

4.9. References

- Acuna, J. A., and Y. C. Yortsos (1995), Application of fractal geometry to the study of network of fractures and their pressure transient, *Water Ressources Research*, 31(3), 527-540.
- Abbaszadeh, M. D., and H. Cinco-Ley (1995), Pressure transient behavior in a reservoir with a finite-conductivity fault, SPE Form. Eval., March, 26-32.

- Agosta, F., Prasad, M. and A. Aydin (2007), Physical properties of carbonate fault rocks, fucino basin (Central Italy): implications for fault seal in platform carbonates, *Geofluids*, 7, 19-22.
- Andersson, J. E., Ekman L., Nordqvist, R. and A. Winberg (1991), Hydraulic testing and modelling of a low-angle fracture zone at Finnsjön, Sweden, *Jour. Hydrology*, 126(1-2), 45-77.
- Aydin, A. (2000), Fractures, faults, and hydrocarbon entrapment, migration and flow, *Marine and Petroleum Geol.*, 17, 797-814.
- Barker, J.A. (1988), A generalized radial flow model for hydraulic tests in fractured rocks, *Water Resources Research*, 24(10), 1796-1804.
- Billi, A., Salvini, F. and F. Storti (2003), The damage zone-fault core transition in carbonate rocks: implications for fault growth, structure and permeability, *Jour. Structural Geol.*, 25, 1779-1794.
- Birch, F. (1966), *Compressibility; Elastic Constants*, in Handbook of Physical constants, revised edition by Clark S. P., GSA Memoir 97.
- Bourdet, D., J. A. Ayoub, and Y. M. Pirard (1989), Use of pressure derivative in well-test interpretation, *SPE Form. Eval.*, June, 293-302.
- Caine, J. S., Evans, J. P. et C. B. Forster. 1996. « Fault zone architecture and permeability structure », *Geology*, vol. 24, no.11, p. 1025-1028.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, A. Corfdir, N. Orellana, M. Diraison, and Y. Géraud (2006), The thickness of faults, From laboratory experiments to field scale observations, *Tectonophysics*, 426, 77-94.
- Chang, J., and Y. C. Yortsos (1990), Pressure transient analysis of fractal reservoirs, *SPE Form. Eval.*, 5, 31-38.
- Cinco-Ley, H., F. Samaniego, and N. Dominiguez (1978), Transient pressure behavior for a well with a finite-conductivity vertical fracture, *SPE Jour.*, 253-264.
- Cooper, H. H., and C. E. Jacob (1946), A generalized graphical method for evaluating formation constants and summarizing well field history, *Trans. Am. Geophys. Union*, 27, 526-534.
- Davatzes, N. C. et A. Aydin (2003), Overprinting faulting mechanisms in high porosity sandstones of SE Utah, *Jour. Structural Geol.*, 25, 1795-1813.
- De Dreuz, J.R. (2000), *Analyse des propriétés hydrauliques des réseaux de fractures*, Thèse de doctorat, Université de Rennes, Mémoires de Géosciences Rennes n. 94, 217 pp., Rennes, France.
- Evans, J. P. (1997), Permeability of fault-related rocks, and implications for hydraulic structures of fault zones, *J. Structural Geol.*, 19(11), 1393-1404.
- Ghi, G, Lavoie, D., and O. Salad Hersi (2000), *Dolostone units of the Beekmatown Group in the Montréal area, Québec: diagenesis and constraints on timing of hydrocarbon activities*, Geological Survey of Canada, 2000-D1, 10 pp., Canada.
- Goodman, R. E. (1989), *Rock Mechanics*, Second edition, eds John Wiley and Sons, 562 pp., New-York.

- Gringarten, A.C., J. Henry, H. J. Ramey, and R. Raghavan (1974), Unsteady state pressure distributions created by a well in a well with single infinite conductivity vertical fracture, *SPE Jour.*, 347-360.
- Gringarten, A. C. and H. J. Ramey (1974), Unsteady pressure distribution created by a well with a single horizontal fracture, partial penetration and restricted entry, *Soc. Pet. Eng. Jour., Trans. AIME.*, 413-426.
- Hantush, M.S. (1960), Modification of the theory of leaky aquifers, *J. of Geoph. Research*, 65, 3713-3725.
- Jourde, H., S. Pistre, P. Perrochet, and C. Drogue (2002), Origin of fractional flow dimension to a partially penetrating well in stratified fractured reservoirs. New results based on the study of synthetic fracture networks, *Advance in Water Resources*, 25, 371-387.
- Kuusela-Lahtinen, A., A. Niemi, and A. Luukkonen (2002), Flow dimension as an indicator of hydraulic behavior in site characterization of fractured rocks, *Ground Water*, 41(3), 333-341.
- Le Borgne, T., O. Bour, J. R. de Dreuzy, P. Davy, and F. Touchard (2004), Equivalent mean flow models for fractured aquifers: Insights from a pumping tests scaling interpretation, *Water Resour. Res.*, 40, W03512, doi:10.1029/2003WR002436.
- Leveinen, J., E. Rönkä, J. Tikkanen, and E. Karro (1998), Fractional flow dimensions and hydraulic properties of a fracture-zone aquifer, Leppävirta, Finland, *Hydrogeology Jour.*, 6, 327-340.
- Leveinen, J. (2000), Composite model with fractional flow dimensions for well test analysis in fractured rocks, *J. of Hydrology*, 234, 116-141.
- Lods, G., and P. Gouze (2004), WTFM, software for well test analysis in fractured media combining fractional flow with double porosity and leakance approaches, *Computer Geosciences*, 30, 937-947.
- Meier, P. M., Carrera, J. and X. Sanchez-Vila (1998), *An evaluation of Jacob's method for the interpretation of pumping tests in heterogeneous formations*, 34(5), 1011-1025.
- Micarelli, L, Moretti, I., Jaubert, M. and H. Moulouel (2006), *Fracture analysis in the south-western Corinth rift (Greece) and implications on fault hydraulic behaviour*, *Tectonophysics*, 426(1-2), 31-59.
- Moench, A.F. (1997), Flow to a well of finite diameter in a homogeneous, anisotropic water table aquifer, *Water Resources Research*, 33(6), 1397-1407.
- Neuman, S. P. (1974), Effect of partial penetration on flow in unconfined aquifers considering delayed gravity response, *Water Resources Research*, 10(2), 303-312.
- National Research Council (1996), *Rock Fractures and Fluid Flow*, Contemporary understanding and Applications, 551 pp., U. S.
- Nicol, A., J. J. Walsh, J. Watterson, and P. A. Gillespie (1996), Fault size distribution – are they really power-law ?, *Journal of Structural Geology*, 18, 191-197.
- Odling, N. E., Harris, S. D. and R. J. Knipe (2004), Permeability scaling properties of fault damage zones in siliclastic rocks, *J. Structural Geol.*, 26, 1727-1747.

- Oliver N. S., A. Ord, R. K. Valenta, and P. Upton (2001), Deformation, fluid flow, and ore genesis in heterogeneous rocks, with examples and numerical models from the Mount Isa district, Australia, *Society of Economic Geologists, reviews*, 14, 51-74.
- Pulido, H., F. Samaniego, J. Rivera, and R. Camacho (2003), Decline curve analysis in a naturally fractured reservoir with a finite-conductivity fault, Twenty-seventh Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford University, Stanford, California, January 27-29.
- Pusch, R. (1995), *Rock mechanics on a geological base; Developments in Geotechnical Engineering*, Elsevier, 327-350, Amsterdam.
- Rafini, S., and M. Larocque (submitted-a), Non-radial flow in faulted media, *Water Resources Research*.
- Rafini, S., and M. Larocque (submitted-b), Interpretation of complex transient hydraulic signatures from non-idealized faulted media (anisotropic, inclined and/or non-connected fault; anisotropic and/or composite matrix): Part II, cases studies, *Water Resources Research*.
- Reed, J. E. (1980), *Type curves for selected problems of flow to wells in confined aquifers*, Application of hydraulics, Book 3, 113 pp., USGS, U.S.
- Sibson, R. H. (1996), Structural permeability of fluid-driven fault-fracture meshes, *Jour. Structural Geol.*, 18, 1031-1042.
- Song, I., Elphick, S. C., Odling, N., Main, I. G. and B. T. Ngwenya (2004), Hydromechanical behavior of fine-grained calcilutite and fault gouge from the Aigion Fault Zone, Greece, *Comptes Rendus Geosciences*, 336(4-6), 445-454.
- Taylor, W. L. et D. D. Pollard. 2000. « Estimation of in situ permeability of deformation bands in porous sandstones, Valley of Fire, Nevada », *Water Resources Research*, 36(9), 2595-2606.
- Tchalenko, J. S. (1970), Similarities between shear zones of different magnitudes, *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 81, 1625-1640.
- Tiab, D. (2005), Analysis of pressure derivative data of hydraulically fractured wells by the Tiab's Direct Synthesis technique, *J. of Petr. Sc. and Eng*, 49, 1-21.
- Theis, C.V. (1935), The relation between the lowering of the piezometric surface and the rate and duration of discharge of a well using groundwater storage, *Amer. Geophys. Union Transactions*, 16, 519-524.
- Therrien, R., R.G. McLarren, E.A. Sudicky and S.M. Panday (2006), *Hydrogeosphere*. University of Waterloo, Groundwater Simulations Group.
- Tsutsumi, H., Togo, M., Watanabe, M., Kin, T. and N. Sato (2001), Active fault map in urban area: Nagaoka, Technical report of the Geographical Survey Institute, D.1, No. 388.
- Walker, D. D., and R. M. Roberts (2003), Flow dimension corresponding to hydrogeological conditions, *Water Resources Research*, 39(12), 1349-1357.

- CHAPITRE V -

INTERPRETATION AVANCÉE DES SIGNATURES COMPLEXES EN MILIEUX FAILLÉS NON- IDEALISÉS : ÉTUDES DE CAS

Le chapitre V est présenté sous la forme d'une ébauche d'article. Il s'agit du deuxième d'une série commencée par l'article correspondant au chapitre IV. La revue visée pour cette publication est *Water Resources Research*.

Au cours du chapitre II, une quarantaine d'essai de pompages ont été interprétés en termes de dimension d'écoulement n . Plusieurs essais montrent des conditions d'écoulement non-radiales et des signatures complexes composées de plusieurs périodes successives radiales et non-radiales. L'interprétation des signaux obtenus par les modèles classiques est par conséquent impossible pour la grande majorité des essais considérés, les modèles analytiques ne rendant pas compte d'une telle complexité des signatures hydrauliques.

Le travail décrit dans l'article précédent a permis de développer une série de comportements hydrauliques élémentaires en conditions d'écoulement transitoires dans les milieux faillés, considérant diverses configurations géométriques et hydrauliques non-idéalisées. De telles configurations incluent l'inclinaison de la faille, son caractère anisotrope ainsi que celui de la matrice, et la présence de deux milieux matriciels différents de part et d'autre de la faille. Les comportements théoriques prédits sont marqués par des signatures complexes composées de plusieurs

périodes radiales et non-radiales. Toutefois il s'agit de considérations très théoriques et l'étape de l'application à des données réelles est cruciale pour la validation de ces modèles.

Le présent article s'inscrit donc dans la continuité du précédent et vise à appliquer les modèles théoriques obtenus numériquement et décrits dans le premier article de cette série, sur certaines des données présentées au chapitre II. Il sera alors possible de vérifier si la démarche utilisée dans cette thèse permet d'améliorer l'interprétation des résultats et la connaissance de l'aquifère.

Complex transient hydraulic signatures from non-idealized faulted media: Part II, case studies

Silvain Rafini and Marie Larocque

5.1. Introduction

It has been extensively reported since the early sixties that faults play a dominant role in solute and pressure transfers into natural media. As a consequence, early research attempted to integrate these objects into transient flow analytical models (Bixel *et al*, 1963; Gringarten *et al*, 1974; Gringarten *et al*, 1975; Cinco-Ley *et al*, 1978). The non-universal characteristics of natural faults in terms of architecture and hydraulic properties were also recognized (Smith, 1966), with the early apparition of concepts such as sealing and non-sealing faults, infinitely conductive faults (Gringarten *et al*, 1974). Several decades of structural and hydrogeological observations led to the widely admitted typological model proposed by Caine *et al* (1996), which attempts at defining the relationships between faults architectures and their flow abilities. Based on the general model of faults layered architectures composed of an impermeable core zone surrounded by peripheral highly conductive fractured zones (damage zones), Caine's synthetic model advances that faults macroscale behaviour is directly related to the relative proportion of successive layers. However, these models remain qualitative and the quantitative relationships between faults architectures and their flow properties are far from being achieved. Major causes for this lack of knowledge lies in the difficulties of accessing faults macroscale properties from field investigations, and the misunderstanding of the modalities of the scale change from microscale to macroscale properties (Jourde *et al*, 2002; Odling *et al* 2004).

Fault conductivity values compiled from published measurements using various methods are reported in table 5.1. This compilation allows comparing average values obtained from laboratory measurements on fault samples (microscale conductivities) and from *in-situ* hydraulic tests (macroscale conductivities). Microscale conductivity measurements performed on fault samples (damage zones) are globally two to four orders of magnitude lower than macroscale conductivities. Evans *et al* (1997) advanced that these scale effects could be at least partially due to sampling bias caused by fracture network heterogeneity. The misunderstanding of these scale effects prevents from extending laboratory measurements to macroscale properties.

Calibrating fault macroscale hydraulic properties requires *in-situ* hydraulic tests. Moreover, it requires interpretative models to explicitly represent transient pressure transfers into the fault, along with simultaneous pressure diffusion into the surrounding rock (protolith). Such information can not be provided by models derived from the continuum approach. The application of such interpretative models to faulted media is expected to generate equivalent conductivities that significantly underestimate fault conductivities since flow abilities are implicitly averaged on the entire flow domain (Thorbjarnarson *et al*, 1998). However, the actual quantitative error associated to the continuum approximation is not well constrained.

Early analytical model developed by Cinco-Ley *et al* (1978) for transient flow in faulted media advanced type curves families marked by a characteristic derivative slope equal to 0,25 (bilinear model, table 5.1), which corresponds to a fractional flow dimension n equal to 1,5 (Barker, 1988). Rafini and Larocque (submitted, a) numerically confirmed these results and provided a hydrodynamical interpretation of these specific fractional transient flow.

Classical Theis (1935) continuum model (table 5.1) postulates radial flow. The term

radial flow here does not refer to a radially symmetric flow geometry but to a normal relationship between the cross-flow area A and the travelled distance r from the source at any time of the transient test, such that $A(r) \sim r$, which corresponds to a flow dimension $n = 2$ (Barker, 1988; Doe, 1991). The application of this model hence supposes two major approximations: radial and continuous flow conditions, which are in most cases not verified in faulted media. When applied on hydraulic tests using packers to isolate major discontinuities, the radial continuum model must be expected to provide uncertain conductivity values due i) to the fact that spherical flow ($n = 3$) are potentially generated by point source (packers); and ii) to matrix indirect contribution through the fault, producing $n = 1,5$ flow during part of the test (unless matrix is impermeable). Transient hydraulic responses are thus expected to be non-radial and multi-stage. Again, the quantitative error associated to the application of radial interpretative models on fractional signals in faulted media is not well constrained.

Since the presence of a fault modifies in a large extent the hydraulic behaviours of underground reservoirs (fractional instead of radial flow), their explicit representation in interpretative models is required to achieve a proper understanding of flow conditions. It is thus necessary to dress a qualitative diagnostic and identify flow conditions prealably to quantifications. In the Part I-paper (Rafini and Larocque, in preparation), interpretative tools were developed from experimental numerical modelling into non-idealized faulted media. It was shown that fault-matrix interactions produce distinct and characteristic transient responses from single-hole hydraulic test depending on geometric and hydraulic conditions of both fault and matrix domains. This provides an advanced diagnosis tool to identify flow conditions based on the shape of drawdown derivative signals projected on bilogarithmic plots (Bourdet *et al*, 1989). Figure 5.1 displays a summary of theoretical signals achieved in Part I-paper.

Table 5.1. Comparison of fault conductivity measurements published in the literature, from laboratory experiment (on fault samples) and *in-situ* hydraulic transient tests. Only laboratory experiments can produce directional conductivity estimations since the available commonly used analytical interpretative models for hydraulic tests do not account for anisotropic conditions.

Laboratory (fault sample)	K estimation method				K fault (m/s)			K protolith (m/s)	Lithology	Fault characteristics			References
	in-situ hydraulic test				K _N (perpendicular to the fault)	K _T (perpendicular to the fault)				Nature	Offset	Size	
	Continuum radial model (1)	Linear / bilinear models (2, 3)	Generalized Radial Flow model (4)	Leaky aquifer model (5)		K _{TN} (perpendicular to slip direction)	K _{TT} (parallel to slip direction)						
X					$1.96 \cdot 10^{-10} - < 9.81 \cdot 10^{-14}$ (core zone)	$1.37 \cdot 10^{-9} - 1.89 \cdot 10^{-9}$ (damage zone)	$1.18 \cdot 10^{-8} - 2.94 \cdot 10^{-8}$ (damage zone)	$2.16 \cdot 10^{-9} - 9.61 \cdot 10^{-10}$	Granite	Thrust	2 – 4 km	> 1 km	Evans et al, 1997
X (confinement load 150-160 Mpa)					$9.81 \cdot 10^{-13} - < 9.81 \cdot 10^{-14}$ (core zone)	$9.81 \cdot 10^{-8}$		$9.81 \cdot 10^{-14}$	Basalt	Strike-slip (active fault)	2 km	> 20 km	Tsutsumi et al, 2004
X (uniaxial load 30 Mpa)					$9.81 \cdot 10^{-12}$ (core zone)	-	-	$> 9.81 \cdot 10^{-12}$	Limestone	Normal (active fault)	-	-	Song et al, 2004
	X				$1.61 \cdot 10^{-3}$ (transmissivity)			-	Limestone	Stratigraphic plane	-	> 1 km	Michalski et Britton, 1996
	X				$1.99 \cdot 10^{-4} - 3.95 \cdot 10^{-5}$ (transmissivity) ; S = $1.6 \cdot 10^{-4} - 7.5 \cdot 10^{-3}$			-	Igneous / metamorphic	Thrust	> 10 km	> 10 km	Seaton et Burbey, 2004
	X				$\sim 10^{-4}$			-	Dolostone	Stratigraphic plane	-	> 1 km	Muldoon et al, 2001
		X	X		$5 \cdot 10^{-6} - 7.9 \cdot 10^{-5}$			-	Gneiss	Strike-slip	-	> 1 km	Leveinen, 1998
					$1.52 \cdot 10^{-5}$			-	-	-	-	-	Pulido et al, 2003
		X			$4.74 \cdot 10^{-4}$ (transmissivity)			-	Limestone	Normal / strike-slip	10 – 50 m (normal offset)	> 1 km	Allen et Michel, 1998
		X			$2.05 \cdot 10^{-5} - 2.32 \cdot 10^{-4}$ (transmissivity) ; S = $7.84 \cdot 10^{-6}$			-	Mars	-	-	100 – 1000 m	Abbey et Allen
		x			$1.62 \cdot 10^{-5}$ (transmissivity)			$1.2 \cdot 10^{-7}$	-	-	-	-	Tiab, 2005
		x			$7.21 \cdot 10^{-6}$ (transmissivity)			$1.83 \cdot 10^{-8}$	-	-	-	-	Tiab, 2005
		x			$4.89 \cdot 10^{-6}$ (transmissivity)			$1.94 \cdot 10^{-8}$	-	-	-	-	Tiab, 2005
		X			$8.42 \cdot 10^{-7}$ (transmissivity)			$7.36 \cdot 10^{-9}$	-	-	-	-	Tiab, 2005
				X	$2.15 \cdot 10^{-4}$; S = $4 \cdot 10^{-4}$			-	Detritic serie (silt, sandstones)	-	-	-	Andrews et al, 2002
References: (1) Theis (1935); (2) Cinco-ley et al (1978); (3) Gringarten et al (1974); (4) Barker (1968); (5) Hantush (1960).													

References: (1) Theis (1935); (2) Cinco-ley et al (1978); (3) Gringarten et al (1974); (4) Barker (1988); (5) Hantush (1960).

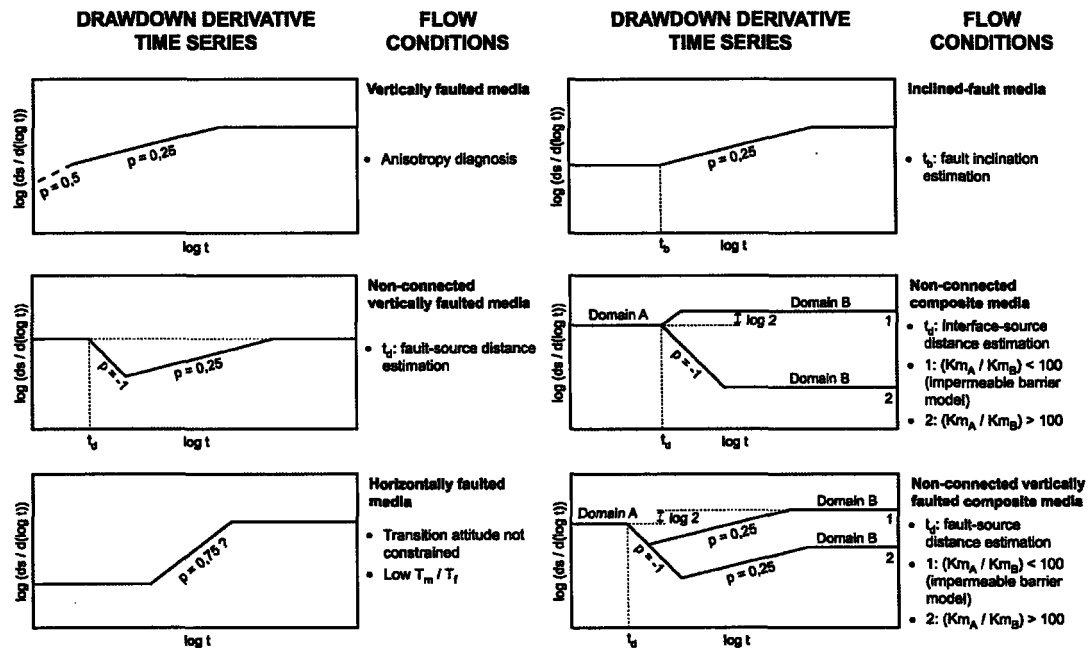


Figure 5.1. Summary of interpretative models that were numerically analyzed in part-I, accounting for various geometrical and hydraulic configurations in faulted media (Rafini and Larocque, in preparation).

The aim of this paper is to illustrate the interpretative advances provided by the theoretical models elaborated in the Part I-paper in terms of flow conditions characterisation (qualitative diagnosis: identification of dominant flow units and their geometries) and quantification of specific hydraulic parameters. Existing pumping tests in fractured and/or faulted environments from two databases are used as case studies.

For each case study, the data set is presented graphically (drawdowns, derivatives, differentiated derivatives) and flow dimensions n are measured from derivative slopes p following $n = 2(1-p)$ (Barker, 1988). A qualitative diagnostic is then performed preliminarily to quantifications to identify flow conditions and an adequate conceptual model. The characteristic elementary combinations of – potentially –

successive flow stages marked by specific flow dimensions will thus be recognized based on experimental results presented in Part I-paper. Specific hydraulic parameters are derived from measurements of derivative offsets and/or critical times. Results are compiled and compared with those from the commonly used radial continuum equivalent model (Theis, 1935).

5.2. Methods

5.2.1. Data for the case studies

The data presented here were selected from two distinct sources: the *Banque de données du sous-sol* (underground database) compiled by the french *Bureau de Recherches Géologiques et Minières* (BRGM); and a database of the *Commission Géologique du Canada-Québec* (CGC-Québec) performed in the frame of the « Hydrogeology of fractured aquifers in South-eastern Québec » project (Nastev *et al*, 2004).

Characteristics of each studied site are summarized table 5.2. No constrains are available on structural patterns on these sites. These results from interpretations performed here in terms of flow structures geometries hence can not be compared to any objective structural information.

The sites are all located in fractured and/or faulted environments. Several investigated formations belong to different lithologic families and are situated into different tectonic environments. Tests in the region of Mirabel (Québec) investigate carbonaceous and detritic series from the multiphase – still weakly – deformed appalachian far-foreland platform (St. Lawrence platform, cambrian to ordovician) with one site located into the precambrian igneous basement, while Nord-Pas-de-

Calais (France) sites comprise strongly deformed carbonaceous series included into the Ardenne thrust-and-fold-belt. Specific capacities were estimated when necessary from typical values of the rock compressibility β for each lithology and porosity ϕ estimates using the following equation:

$$S_s = \rho g (\phi \alpha + \beta) \quad (5.1)$$

where ρ is the water volumetric mass (kg.m^{-3}), g is the gravity constant ($9,81 \text{ m.s}^{-2}$) and α is water compressibility ($4,6.10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$). Rock compressibility has been extensively documented from experimental measurements since the early sixties and the geomechanics literature provides a large and accurate database. Specific capacity estimations for limestones in Québec were derived from compressibility values that precisely were measured on the investigated formation (Birtch, 1966). Other values were taken from Goodman (1989) and Pusch (1995). Similarly, porosity estimates were derived from typical values for given lithologies. Estimated values of S_s were included into ranges that cover potential variabilities of ϕ and α . Such estimate of S_s may generally not be a significative source of uncertainty in hydraulic modelling since this parameter is widely known to be weakly variable in natural confined conditions. Moreover, S_s measurements classically derived from single- or multiple-hole hydraulic tests interpretations using analytical solutions were shown to be uncertain due to a strong sensibility of the results to the heterogeneity pattern of rocks located in the very vicinity of the well (Meier *et al*, 1998). In fractured media, capacity calculation from hydraulic test analytical interpretations may thus be biased by connexion patterns to the well. Finally, compressibility- and porosity-derived specific capacity estimations proposed in the present study should be regarded as minimums, and may be underestimated due to unperfect local confinement conditions (dewatering) or to compressibility not-negligeable scale dependency.

Table 5.2. Characteristics of the cases studies.

Case number	Test name	Region	Lithologic family	Lithology, formation	Depth (m)	Pumping rate (m ³ /s)	Open borehole (m)	Environment	Estimated specific capacity (m ⁻¹)	Comment
1	Moutardière_stade_2	Pays de la Loire (France)	Igneous	Granite ± altered	16	0.0088 – 0.0055	--	--	--	Unstable pumping rate
2	Demix2	Mirabel (Québec)	Carbonate	Dolomite (Beekmantown)	91.4	0.0027	81.4	Confined	3 – 5 10 ⁻⁷	
3	StPiecide	Mirabel (Québec)	Sandstone	Covey Hill	48.7	0.0038	18.3	Confined	1 – 3 10 ⁻⁶	
4	R17	Mirabel (Québec)	Carbonate	Chazy limestone	77.11	0.0158	51.8	Confined	4 – 11 10 ⁻⁷	
5	Schilole_F3	Nord Pas-de-Calais (France)	Carbonate	Fractured limestone	102	0.0153	95	Semi-confined	4 – 11 10 ⁻⁷	Steeply dipping (regional folding)
6	Ex2	--	--	--	--	0.0032	46.33	Confined	3.8 10 ⁻⁶	Oil reservoir – Example 2 in Tiab (2005)
7	StAnne-P8	Mirabel (Québec)	Carbonate	Chazy limestone	32.02	0.0231	17.42	Confined	--	3.26 m from the source
8	StEsutache	Mirabel (Québec)	Carbonate	Dolomite (Beekmantown)		0.0005	30	Semi-confined	4 – 11 10 ⁻⁷	Piezometers
9	R15	Mirabel (Québec)	Igneous	Grenville basement	91.4	0.0008	85.2	Confined	--	
10	1.87_2	Mirabel (Québec)	Sandstone	Covey Hill	21.39	0.0079	3.34	Confined	--	

5.2.2. Time series differentiation

Real hydraulic responses are typically very noisy, mostly due to the scattered heterogeneity of natural media conductivity, pumping rate unstability (drawdown series) and instrumental noise. Working on derivative signals (increased noise), differentiating the obtained time series is in most cases required. Each analyzed signal was hence differentiated using a derivative smoothing algorithm (eq. 5.2). Bourdet *et al* (1989) showed that this algorithm is the most efficient in significantly increasing the signal/noise ratio of drawdown time series, after having selected three different approaches (smoothing on drawdown series, first, second and third derivatives) and tested them on synthetically noised signals.

$$\frac{dS_i}{dX_i} = \left(\frac{\Delta S_1}{\Delta X_1} \Delta X_2 + \frac{\Delta S_2}{\Delta X_2} \Delta X_1 \right) / (\Delta X_1 + \Delta X_2) \quad (5.2)$$

where 1 and 2 respectively are the points situated right before and after the point of interest i . X is the temporal function, $X = \log(t)$ for drawdown series.

In the form presented in eq. 5.2, the smoothing interval L for each point of interest is fixed by its first neighbours. Consequently, the differentiation will not have a significant impact on the signal in case of high frequency of sampling. It is thus useful to calibrate this interval for each time serie in such way that it is large enough to provide an efficient increase of the signal/noise ratio, and small enough to prevent from signal distortion. The points 1 and 2 will thus be the first neighbours satisfying $\Delta X_{1,2} > L$.

Moreover, semi-logarithmic and bilogarithmic projections of drawdown or derivative time series typically exhibit some compression effects in long pumping times. These effects are due to the fact that the frequency of sampling is not logarithmic, and then increases as time grows. On the other hand, the drawdown variation rate is much higher in short times than in long times, while the noise remains partially invariant (*e.g.*, instrumental noise). Combined with compression effects, this generates a significant decrease of the signal/noise ratio of derivative series in long times, visible on several signals presented below. The key point in efficiently designing the differentiation algorithm thus consists in setting an interval L that remains efficient during the entire duration of the hydraulic test, preventing from exaggerated or insufficient smoothings in the extremities.

5.3. Results from the case studies

5.3.1. Case 1

Results of pumping test in Moutardière_Stade_2 are given table 5.3. The derivative time serie of the Moutardière_Stade_2 pumping test (figure 5.2) displays a succession of two hydrodynamic stages. The first stage is marked by a flow dimension n clearly equal to -4, while the second one is noisier but still shows radial flow conditions, flow dimension being equal to 2. This pattern corresponds to flow evolution in a non connected composite media, as flow dimension succession 2 – 4 – 2 was demonstrated in Rafini and Larocque (in preparation) to be characteristic of these conditions. However, the first radial stage is not observed in this pumping test. According to the 2 – 4 – 2 succession, the investigated flow domain is composed of two matrix domains with non-equal conductivities. The interface does not appear to be connected to the source as attested by the transitional ($n = 4$) stage. The matrix domain that includes the source is the less conductive one.

This preliminary qualitative diagnosis orients the choice of an adequate graphic resolution method. In this case, measurement of the plateau elevation a_{2AB} provides a direct estimate of the apparent transmissivity T_{mapp} as prescribed in the non-connected composite model (part-I),

$$a_{2AB} = \frac{2,3Q}{4\pi T_{mapp}} \quad (5.3)$$

$$T_{mapp} = \frac{T_{mA} + T_{mB}}{2} \quad (5.4)$$

where Q is the pumping rate ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$), T_{mapp} is the apparent transmissivity ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), T_{mA} and T_{mB} respectively are first matrix domain (that includes the source) and second matrix domain transmissivities ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

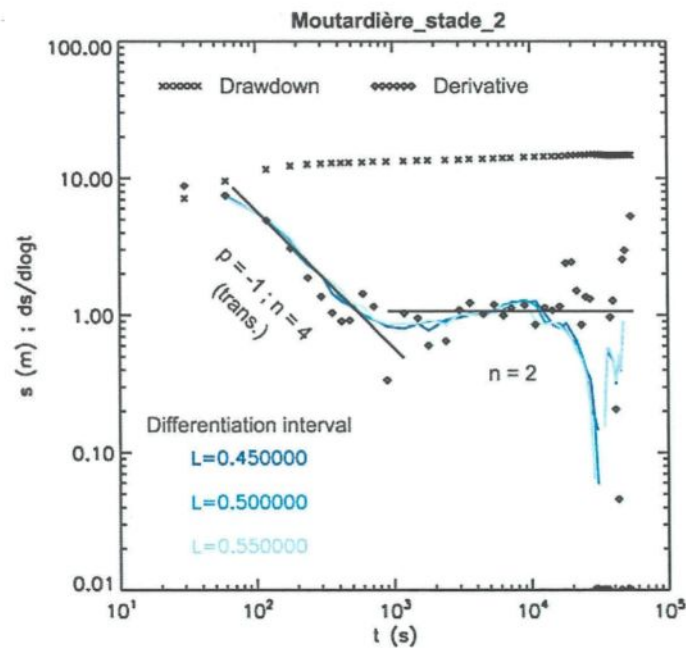


Figure 5.2. Drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test Moutardière_stade_2. Differentiated derivative signals (lines) correspond to several values of the differentiation interval L (see text). p and n respectively refer to the derivative slope and the flow dimension.

The non connected composite model predicts that the plateau elevation of the first radial stage (a_{2A}) provides an estimation of the source-including matrix domain T_{mA} , which in a second step allows calculating T_{mB} after the estimation of a_{2AB} . In the present case, the first radial stage is not observed such that only the apparent

transmissivity can be quantified: $T_{mAB} = [9,4.10^{-4} - 15.10^{-4}] \text{ m.s}^{-2}$. This estimate is included into a range here, due to pumping rate instability (see table 5.2).

5.3.2. Case 2

For Demix2 test, derivative responses displayed in figure 5.3 form a very characteristic succession of radial – transitional ($n = 4$) – radial stages. This 2 – 4 – 2 pattern corresponds to the complete signature predicted by the non-connected composite model. Qualitative diagnosis is thus as follows: two distinct matrix domains are juxtaposed; the interface is not connected to the source; the domain including the source is the less conductive one.

Specific parameters to be quantified hence are the first domain conductivity (including the source) K_{mA} , the second domain conductivity K_{mB} and the source-interface distance d . The relations for the graphic resolution are equation 5.3 and,

$$a_{2A} = \frac{2,3Q}{4\pi T_{mA}} \quad (5.5)$$

where a_{2A} is the plateau elevation of the first radial stage.

$$t_d = \frac{d^2 S_{mA}}{C_3 K_{mA}} \quad (5.6)$$

where t_d is the critical time between the first radial and the transitional stages, and C_3 is the diffusivity coefficient for normal matrix diffusion regime equal to 2,25 according to Cooper-Jacob's model (see Rafini and Larocque, in preparation).

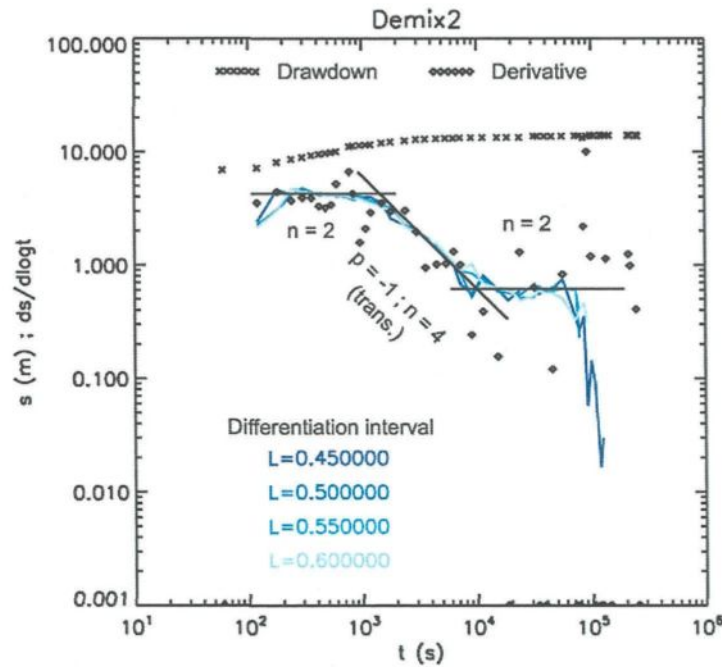


Figure 5.3. Drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test Demix2. Differentiated derivative signals (lines) correspond to several values of the differentiation interval L (see text). p and n respectively refer to the derivative slope and the flow dimension.

Hydraulic parameters estimations gives $K_{mA} = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$, $K_{mB} = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$ and $100 < d < 130 \text{ m}$. The range in d estimation is due the range in S_{smA} estimation (table 5.2). As mentioned previously, the estimated capacity value here corresponds to a minimum value.

5.3.3. Case 3

Similarly to the previous case, StPlacide test derivative time series (figure 5.4) exhibits a clear radial – transitional ($n = 4$) – radial succession which is characteristic of non-connected composite media. Again, two distinct matrix domains are juxtaposed, the interface being not connected to the source, the domain including the source being the less conductive one. The entire 2 – 4 – 2 signature is observed here as well, allowing a complete qualitative diagnostic of flow conditions, followed by K_{mA} , K_{mB} and d quantifications according to equations 5.3, 5.4, 5.5 and 5.6.

Results are: $K_{mA} = 3,4 \cdot 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$, $K_{mB} = 5,1 \cdot 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$ and $20 < d < 34 \text{ m}$.

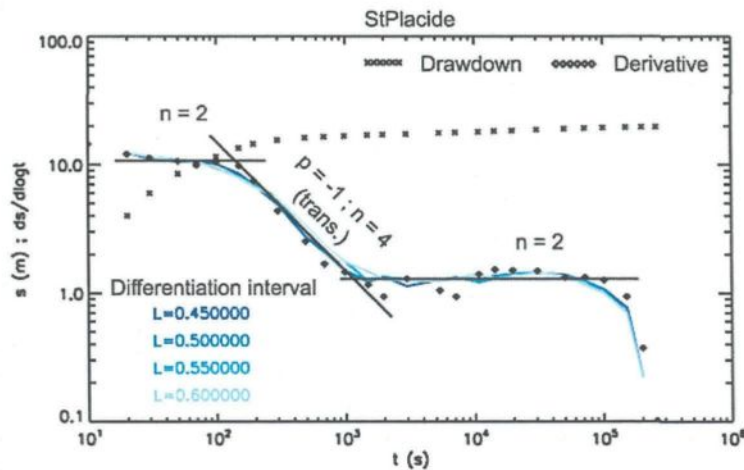


Figure 5.4. Drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test StPlacide. Differentiated derivative signals (lines) correspond to several values of the differentiation interval L (see text). p and n respectively refer to the derivative slope and the flow dimension.

5.3.4. Case 4

The derivative signal observed from the R17 testing (figure 5.5) is marked by three successive periods: early radial, then transitional ($n = 0.5$), then radial flow conditions again. This signature suggests the presence of a weakly inclined conductive fault surrounded by a non-conductive matrix – with $T_f \gg T_m$ – according to the horizontally faulted model developed in part-I.

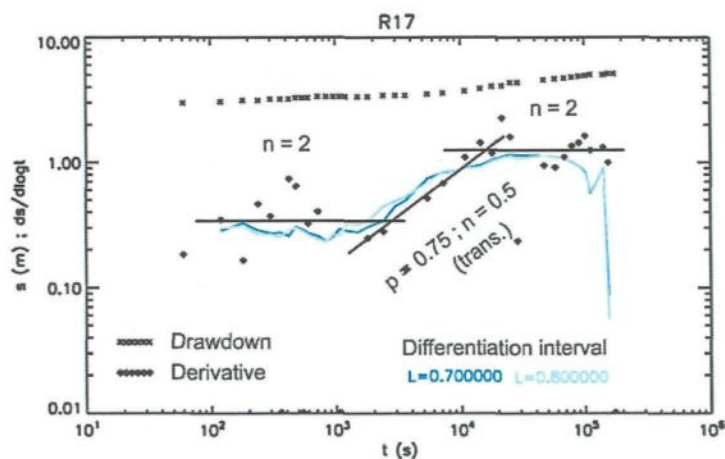


Figure 5.5. Drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test R17. Differentiated derivative signals (lines) correspond to several values of the differentiation interval L (see text). p and n respectively refer to the derivative slope and the flow dimension.

The fault is in direct connection with the source. Its inclination must be low enough (or aquifer thickness large enough) to let the early radial flow stage (fault-related radial flow occurring in slowed-down diffusive regime) settle before upper and lower boundaries are reached: Flow propagation into the fault is bidimensional at least during the entire duration of the first radial stage. The second radial stage is matrix-related, and takes place in normal diffusive conditions. The critical time between both

stages marks the common transition between slowed-down and normal diffusion regimes (t_2 of the vertically faulted model). The inclined-fault model developed in part-I predicts that the beginning of this transitional stage is equal to,

$$t_2' = \frac{0,44T_f S_{sm}}{K_m^3} (\cos \alpha)^4 \quad (5.7)$$

where α is the fault inclination. However, this model could not be completed as it was not possible to generate transitional stage due to numerical limitations. The attitude of this transitional stage hence is unconstrained on theoretical views, nevertheless it is thought to be $n=0,5$ since this flow dimension is nearly systematically observed between radial stages combinations in which the late stage shows a higher plateau elevation than the early one. Consequently, the present quantification provides an evaluation of α that is not to be regarded as a well constrained result, but is nevertheless a useful information.

According to horizontally faulted and inclined-fault models, a confident quantification of fault transmissivity T_f and matrix conductivity K_m is provided by a graphic resolution on the derivative time serie. The plateau elevation a_{IH} of the early fault-related radial stage gives an estimation of T_f , while K_m is derived from the lecture of the late plateau elevation a_2 , according to the following relations,

$$a_2 = \frac{2,3Q}{4\pi b_m K_m} \quad (5.8)$$

$$a_{1H} = \frac{0,09Q}{T_f} \quad (5.9)$$

The following values are obtained: $T_f = 4.10^{-3} \text{ m.s}^{-2}$, $K_m = 4,3.10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$, $41,5^\circ < \alpha < 54,4^\circ$. α is given in a range since it depends on matrix specific capacity estimation (eq. 5.7), which is given into a range as well. Not that the obtained range for α is very satisfactory.

5.3.5. Case 5

The obtained derivative response from this pumping test (figure 5.6) is composed of two successive hydrodynamic stages: fractional flow ($n = 1,5$) followed by radial flow conditions, leading to the signature 1,5 – 2. Such signature was shown to be characteristic of vertically faulted media (see part-I): a strongly inclined fault surrounded by non-impermeable matrix. Here, the source must be connected to the fault as suggested by the absence of early $n = 4$ stage (see part-I).

Hydraulic parameters for which the vertically faulted model allows estimations are fault transmissivity T_f and matrix conductivity K_m . Their values can be derived from the lecture of the late plateau elevation a_2 , and critical time t_2 between both stages, according to equation 5.8 and the following,

$$t_2 = \frac{0,44T_f^2 S_{sm}}{K_m^3} \quad (5.10)$$

Quantitative results are $7,4.10^{-4} < T_f < 12,3.10^{-4} \text{ m.s}^{-2}$ and $K_m = 6,7.10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$. The range in T_m estimation is due the range in S_{sm} values.

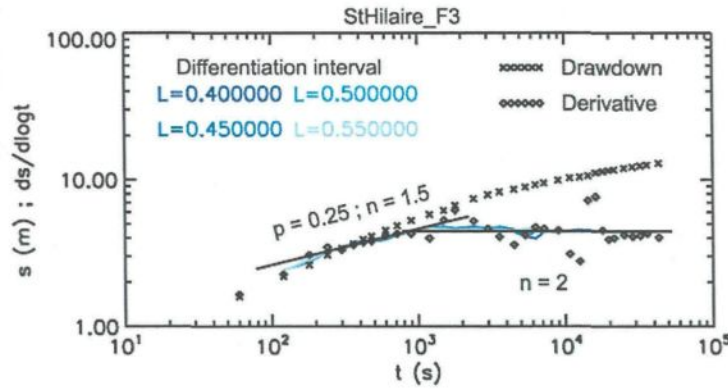


Figure 5.6. Drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test StHilaire. Differentiated derivative signals (lines) correspond to several values of the differentiation interval L (see text). p and n respectively refer to the derivative slope and the flow dimension.

5.3.6. Case 6

The data presented in this section are taken from Tiab (2005) – example 2. As recognized by the author, the derivative signal is composed of two successive stages: fractional ($n = 1,5$) then radial behaviours (figure 5.7). This 1,5 – 2 signature is characteristic of a vertically faulted media, similarly to the previous case. Flow conditions are thus controlled by a steep fault (unidimensional flow geometry, see above) situated into a less conductive matrix.

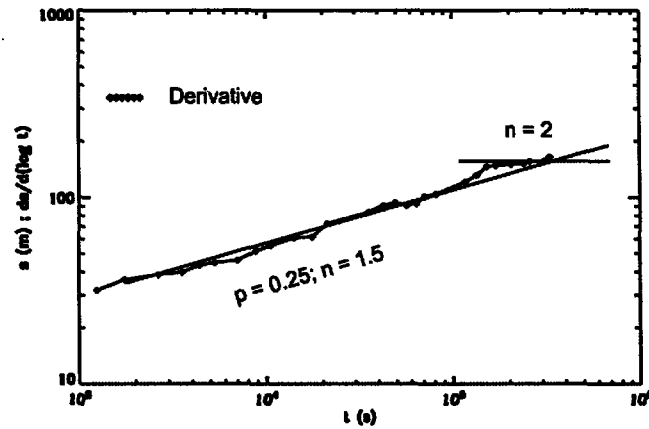


Figure 5.7. Drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test data published by Tiab (2005) – example 2. p and n respectively refer to the derivative slope and the flow dimension.

This model provides T_m and K_f estimates from the radial plateau elevation a_2 and critical time t_2 measurements according to equations 5.8 and 5.10. Specific capacity value used for this calculation is derived from the knowledge of the total compressibility (Tiab, 2005). Obtained quantifications are $T_f = 3.10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$ and $K_m = 7,6.10^{-8} \text{ m.s}^{-1}$. Interpretation by the bilinear analytical model (Cinco-Ley *et al*, 1978) provided by Tiab gave $T_f = 4,89.10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$ and $K_m = 1,94.10^{-8} \text{ m.s}^{-1}$, *i.e.* in is the same range as results presented here.

5.3.7. Case 7

Case 7 corresponds to the StAnne site. This pumping test provides a complex signal composed of three successive radial and non-radial hydrodynamical stages (figure 5.8): transitional ($n = 4$), fractional ($n = 1,5$), and radial. A late unit-slope stage is displayed, which could be due to a momentaneous stop of pumping (wellbore

storage-effect typical signature).

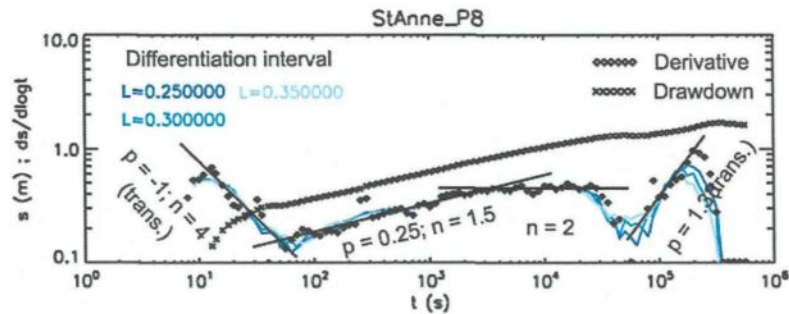


Figure 5.8. Drawdown and derivative time series obtained from pumping test StAnne_P8. Differentiated derivative signals (lines) correspond to several values of the differentiation interval L (see text). p and n respectively refer to the derivative slope and the flow dimension.

This 4 – 1,5 – 2 succession corresponds to the characteristic signature of a non-connected vertically faulted media (part-I). The early radial stage (flow propagation before the fault is reached) is missing here. However, the exhibited radial stage seems to exhibit a plateau elevation which is lower than the beginning level of the transitional ($n = 4$) stage, in other words, lower than the missing early radial stage. This means matrix domains on both sides of the fault do not have identical conductivities. Consequently, the complete qualitative diagnostic here corresponds to a non-connected vertically faulted composite media. The flow domain is composed of two matrix units separated by a steeply dipping fault which does not have any direct connexion to the source.

Hydraulic parameters adequately describing flow conditions, provided by the non-connected vertically faulted composite model are: K_{mA} , K_{mB} , T_f , and d , the latter corresponding to source-fault distance. Their quantification is performed using equations 5.3, 5.4, 5.5, 5.6 and 5.10. However, since the first radial stage is missing

here, only the apparent conductivity K_{mapp} can be obtained. d cannot be estimated neither as the critical time between early radial and transitional stages t_d is not displayed. Hence, only equation 5.3 and 5.10 are used, allowing calculations of K_{mapp} and T_f .

Obtained values are $1,03 < T_f < 1,7 \text{ m.s}^{-2}$ and $K_{mapp} = 5,4.10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$. Inclusion of T_f estimation into a range is due to range values of S_{sm} (table 5.2). However, this range is unrealistically high. This could be due to a strong underestimation of matrix specific capacity, notably if confinement conditions are locally unverified, or to a strongly anisotropic conductivity pattern (see part-I).

5.3.8. Case 8

StEustache was an experimental site for hydrogeological investigations. Three boreholes SE4, SE5 and SE6 were drilled in a restricted area (figure 5.9) to provide an advanced characterization of local discontinuous flow conditions through interference tests and packers tests isolating specific hydraulic structures (Lemieux *et al*, 2005).

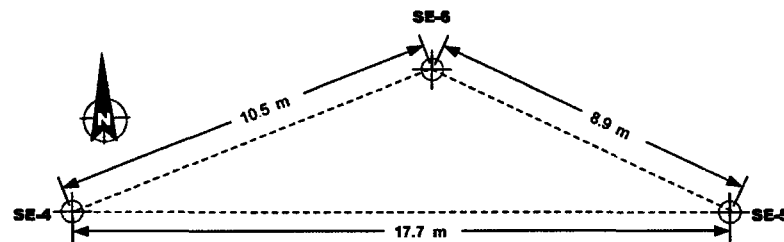


Figure 5.9. Localisation of wells at St. Eustache (Lemieux *et al*, 2005).

Packers test allowed the identification of main units and conductive structures (figure 5.10). An attempt was made to estimating their attitude by depth-correlations: a conductive 15 m-thick unit overlies a weakly conductive thicker one. A horizontal fault (or thin conductive layer) is recognized at depth 23 – 25 m, finding a good cross-hole correlation. Lemieux *et al* (2005) advanced that another flat conductive structure can be correlated here at 12 – 14 m, although this is less obvious (figure 5.10).

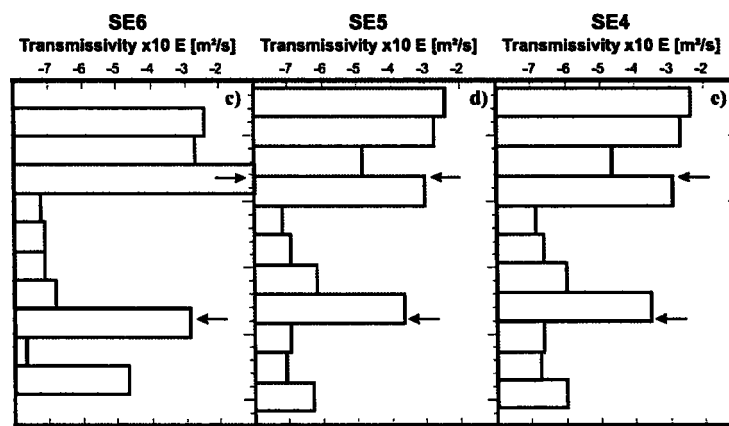


Figure 5.10. Transmissivity profiles obtained from packers tests at St. Eustache (Lemieux *et al*, 2005). Arrows indicate conductive faults positions as interpreted by authors.

Results from the interference test (source: SE6) are given figure 5.11. Results obtained at observation wells SE4 and SE5 located on opposite sides of the source provide very good quality signals, while the source is too noisy to be interpreted. The excellent superposition of SE4 and SE5 curves suggests that hydraulic properties are homogeneous at the investigation scale. These signals are composed of at least two

time-periods: fractional ($n = 1,5$) and radial, with an apparent additional early transitional $n = 4$ stage possibly displayed on SE4 signal.

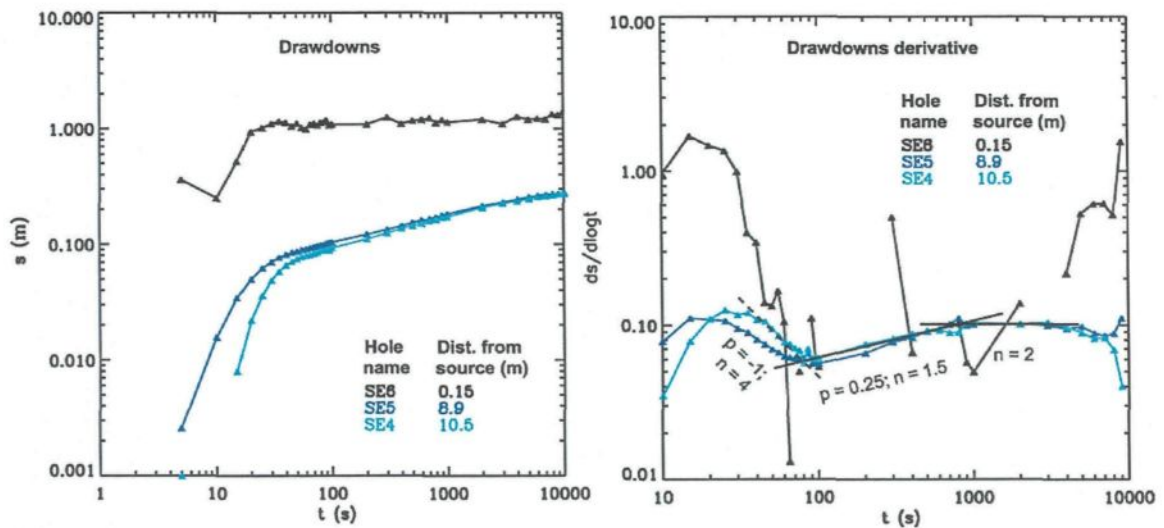


Figure 5.11. Drawdown (left) and derivative (right) time series obtained from multi-hole pumping test StEustache. p and n respectively refer to the derivative slope and the flow dimension.

As said above, this signature is characteristic of a vertically faulted media. Flow conditions are thus controlled by a steeply dipping fault, surrounded by a conductive matrix. This fault is either connected or very close to the source SE6, since no clear $n = 4$ signal is exhibited. Fault and matrix hydraulic properties provided by vertically faulted model graphic resolution (equations 5.8 and 5.10) are $0,21 < T_f < 0,36 \text{ m.s}^{-2}$ and $K_m = 3.10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$.

The qualitative model achieved here does not support previous conclusions since flow conditions were interpreted from packers tests to be controlled by flat-lying structures (Lemieux *et al*, 2005). However, the fault transmissivity range of values obtained here is in agreement with previous data: a major conductive fault is

apparently intersected from packers tests between 12 and 14 m into the source hole (figure 5.10), with transmissivity values up to more than $0,1 \text{ m.s}^{-2}$. The present interpretation thus diverges from that of Lemieux *et al* (2005) only on the fact that dominant fault is not horizontally correlated to bores. Our results indicate that this fault could be steeply dipping rather than flat-lying. Finally, note that faults geometries derived from boreholes correlations are biased, since steep faults have few chances to be observed, and even less to be correlated from one hole to its neighbour.

5.3.9. Case 9

The derivative serie obtained from the R15 pumping test exhibits three successive time-periods (figure 5.12): early radial, fractional ($n = 1,5$), and late radial stages. The signature is therefore $2 - 1,5 - 2$, which is characteristic of inclined-fault media. This model actually is a combination of horizontally and vertically faulted models (see part-I) in such manner that the medium behaves like a horizontally faulted one during the first part of the test before upper and lower horizontal boundaries are reached. The medium behaves like a vertically faulted one in the subsequent time-periods. Early radial stage occurs during slowed-down diffusive regime in horizontal-like flow conditions (*i.e.*, flow propagation is bidimensional into the fault, which is possible as long as horizontal boundaries are not reached). It is referred to as fault-related radial stage. Subsequently, fractional and late radial flow behaviours occur after horizontal boundaries are reached, and correspond respectively to slowed-down and normal diffusive regimes. The late radial stage is thus a matrix-related one. Critical time between radial and fractional is t_b , while the transition from slowed-down to normal diffusive regimes (fractional to radial) is referred to as t_2 , as already mentioned.

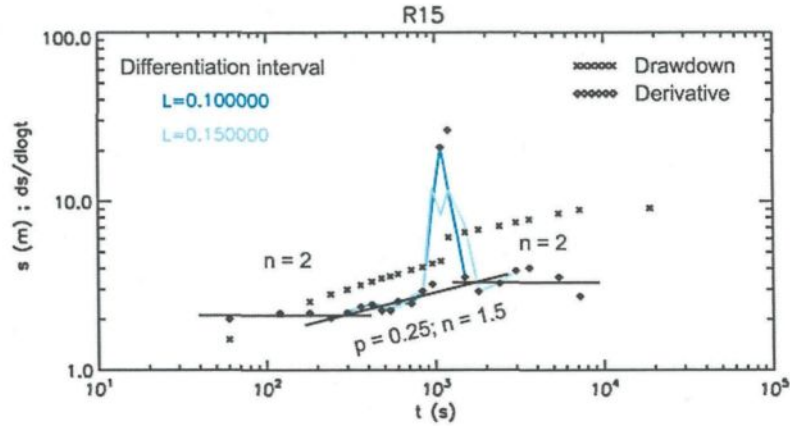


Figure 5.12. Drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test R15. Differentiated derivative signals (lines) correspond to several values of the differentiation interval L (see text). p and n respectively refer to the derivative slope and the flow dimension.

The inclined-fault model predicts that T_f , K_m and fault incination α estimations are provided by readings of early radial stage plateau elevation a_{IH} , critical time t_b , critical time t_2 and late radial stage plateau elevation a_2 following equations 5.8, 5.9, 5.10 and,

$$t_b = \frac{[b_m/2; b_m]^4 K_m S_{sm}}{(C_2 T_f)^2 (\cos \alpha)^4} \quad (5.11)$$

where C_2 is the diffusivity coefficient for slowed-down fault diffusion (see part-I).

The term b_m is comprised into a range, as will be α estimations.

Quantifications give the following values: $T_f = 3,4 \cdot 10^{-5} \text{ m.s}^{-2}$, $K_m = 5,2 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-1}$ and $75^\circ < \alpha < 82,6^\circ$. Note that estimating matrix specific capacity is not required since there are enough independent relations in that model.

5.2.10. Case 10

Results from 1-87_2 pumping test show three successive time-periods of the derivative (figure 5.13): radial, fractional ($n = 1,5$), and radial, similarly to the previous case. The qualitative interpretation is therefore $2 - 1,5 - 2$, *i.e.* characteristic of inclined-fault media.

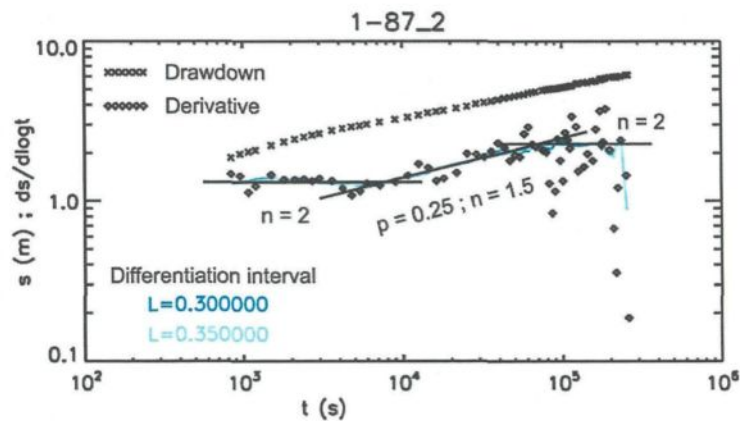


Figure 5.13. Drawdown and derivative time series obtained from single-hole pumping test 1-87_2. Differentiated derivative signals (lines) correspond to several values of the differentiation interval L (see text). p and n respectively refer to the derivative slope and the flow dimension.

Quantifying T_f , K_m and α is thus graphically permitted by measuring a_{1H} , a_2 and t_b (respectively the early and late radial stages plateaux elevations, and the critical radial-transitional time), according to equations 5.8, 5.9, 5.10 and 5.11.

Obtained values are: $T_f = 5,1 \cdot 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}$, $K_m = 1,9 \cdot 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ and $74,4^\circ < \alpha < 82,3^\circ$.

5.4. Discussion and conclusion

Table 5.3 shows a systematic comparison of quantifications performed in the present study with conductivity values obtained using the conventional Theis model. The error in matrix properties estimation produced by the application of this radial continuous model in non-radial discontinuous flow conditions depends on the conductivity contrast between fault and matrix. With the Theis approach, matrix conductivity is 8 times out of 10 overestimated by approximately one order of magnitude. This was expected since the continuous approximation leads to averaging hydraulic properties over the entire flow domain. Similarly, when applied on composite media Theis model gives values in an average level between the two matrix domains properties.

Our results advance that fault transmissivities are higher than surrounding matrix conductivities by half to four magnitude orders. This is consistent with previously published values (table 5.1). Moreover, it seems that T_f/K_m ratio increases for high matrix conductivity environments.

This study achieved that the interpretation of real complex transient signatures, composed of several radial and non-radial time-periods, was possible using the theoretical models numerically developed in part-I paper (Rafini and Larocque, in preparation). The analyzed datasets could not be reproduced by conventional radial and continuum interpretative models, since these approaches do not account for complex hydraulic time-variant responses. 1,5 – 2 signatures (the numbers correspond to successive values of the flow dimension) were known from analytical models to be produced by faulted media. Here, unusual 2 – 1,5 – 2 and 2 – 0,5 – 2 elementary signatures were exhibited in several tests and could be interpreted also as related to the presence of an inclined fault. The inclination was estimated from

derivative signals graphic analysis, additionally to fault transmissivity and matrix conductivity. These applications validate the theoretical approach developed in part-I paper: purely experimental numerical simulations on synthetic flow domains led to theoretical transient behaviours that efficiently reproduce real datasets.

Table 5.3. Summary of interpretative results and comparison with values obtained using Theis radial continuum model.

Case number	Test name	Conceptual model	Derivative graphic lecture	Hydraulic parameters (T_f and K_m respectively in $m.s^{-2}$ and $m.s^{-2}$)	
				Present study	Theis
1	Moutardière_Stade_2	Composite media	$a_2 = 1,07$	$9,4.10^{-4} < T_{mB} < 1,5.10^{-3}$	$T_m = 3.10^{-5}$
2	Demix2	Composite media	$a_{2A} = 4,3 ; a_{2B} = 1,4$	$K_{mA} = 1,4.10^{-5} ; K_{mB} = 1,8.10^{-5}$	$K_m = 2,5.10^{-5}$
3	StPlacide	Composite media	$a_{2A} = 11 ; a_{2AB} = 1,4$	$K_{mA} = 3,4.10^{-5} ; K_{mB} = 5,1.10^{-5}$	$K_m = 5,2.10^{-5}$
4	R17	Horizontally faulted media	$a_{1H} = 0,35 ; a_2 = 1,3$	$T_f = 4.10^{-3} ; K_m = 4,3.10^{-5}$ $41,5^\circ < \alpha < 54,4^\circ$	$K_m = 5,6.10^{-5}$
5	StHilaire	Vertically faulted media	$t_2 = 880 ; a_2 = 4,4$	$7,4.10^{-4} < T_f < 12,3.10^{-4}$ $K_m = 6,7.10^{-5}$	$K_m = 1,2.10^{-5}$
6	Tiab (2005) Ex. 2	Vertically faulted media	$t_2 = 3,6.10^5 ; a_2 = 165$	$T_f = 3.10^{-5} ; K_m = 7,6.10^{-3}$	$K_m = 2,4.10^{-7}$
7	StAnne	Vertically faulted media	$t_2 = 3300 ; a_{2AB} = 0,45$	$1,03 < T_f < 1,7 ; K_{mapp} = 5,4.10^{-4}$	$K_m = 1,32.10^{-3}$
8	StEustache	Vertically faulted media	$t_2 = 800 ; a_2 = 0,1$	$0,21 < T_f < 0,36 ; K_m = 3.10^{-4}$	$K_m = 7,3.10^{-4}$
9	R15	Inclined-fault media	$a_{1H} = 2,1 ; t_2 = 285 ; a_2 = 2,3$	$T_f = 3,4.10^{-5} ; K_m = 5,2.10^{-7}$ $75^\circ < \alpha < 82,6^\circ$	$K_m = 1,02.10^{-5}$
10	1-87_2	Inclined-fault media	$a_{1H} = 1,37 ; t_2 = 7800 ; a_2 = 2,27$	$T_f = 5,1.10^{-4} ; K_m = 1,9.10^{-4}$ $74,4^\circ < \alpha < 82,3^\circ$	$K_m = 2,9.10^{-4}$

This constitutes a significant improvement of diagnostic possibilities provided by the flow dimension parameter in faulted media, accounting for non-idealized flow conditions. Here, geometrical configurations as realistic as non-connected faulted composite media (*i.e.*, different types of rocks juxtaposed with a fault at the interface) could be diagnosed, and complex time-variant transient signatures could be decomposed in successive elementary behaviours.

The estimation of specific capacities still represents a critical point of the approach in the vertically faulted model. This model indeed requires quantifying this parameter

by a subsidiary method, since the number of independent equations is inferior than the number of unknown (hydraulic parameters) in the graphic resolution.

In future works, the geometry of flow structures achieved by such interpretations of *in-situ* hydraulic transient tests should be compared to objective structural surveys conducted on the sites of investigations. In a full-term, a systematic comparison of fault structural properties (internal architectures) and their macroscale hydraulic properties should allow a better understanding of fluid flow modalities in faults, and the development of a quantitative typological model.

5.5. References

- Barker, J.A. (1988), A generalized radial flow model for hydraulic tests in fractured rocks, *Water Resources Research*, 24(10), 1796-1804.
- Birch, F. (1966), *Compressibility; Elastic Constants*, in Handbook of Physical constants, revised edition by Clark S. P., GSA Memoir 97.
- Bixel, H.C., B. K. Larkin, and H. K. Van Poolen (1963), Effect of linear discontinuities on pressure build-up and drawdown behavior, *J. Petr. Tech.*, 15, 885-895.
- Bourdet, D., J. A. Ayoub, and Y. M. Pirard (1989), Use of pressure derivative in well-test interpretation, *SPE Form. Eval.*, June, 293-302.
- Caine, J. S., Evans, J. P. and C. B. Forster (1996), Fault zone architecture and permeability structure, *Geology*, 24(11), 1025-1028.
- Cinco-Ley, H., F. Samaniego, and N. Dominiguez (1978), Transient pressure behavior for a well with a finite-conductivity vertical fracture, *SPE Jour.*, 253-264.
- Cooper, H. H., and C. E. Jacob (1946), A generalized graphical method for evaluating formation constants and summarizing well field history, *Trans. Am. Geophys. Union*, 27, 526-534.
- Doe, T.W. (1991), Fractional dimension analysis of constant-pressure well tests, *SPE Jour.*, 461-467.
- Evans, J. P. (1997), Permeability of fault-related rocks, and implications for hydraulic structures of fault zones, *J. Structural Geol.*, 19(11), 1393-1404.
- Ghi, G, Lavoie, D., and O. Salad Hersi (2000), *Dolostone units of the Beekmatown Group in the Montréal area, Québec: diagenesis and constraints on timing of hydrocarbon activities*, Geological Survey of Canada, 2000-D1, 10 pp., Canada.

- Goodman, R. E. (1989), *Rock Mechanics*, Second edition, eds John Wiley and Sons, 562 pp., New-York.
- Gringarten, A.C., J. Henry, H. J. Ramey, and R. Raghavan (1974), Unsteady state pressure distributions created by a well in a well with single infinite conductivity vertical fracture, *SPE Jour.*, 347-360.
- Gringarten, A. C., Ramey, H. J. et R. Raghavan (1975), Applied Pressure Analysis for fractured wells », *J. Pet. Tech.*, 887-892.
- Hantush, M.S. (1960), Modification of the theory of leaky aquifers, *J. of Geoph. Research*, 65, 3713-3725.
- Jourde, H., Flodin, E. A., Aydin, A., Durlofsky, L. J. and Wen, X.-H. (2002), Computing permeability of fault zones in eolian sandstone from outcrop measurements, *AAPG Bull.*, 86(7), 1187-1200.
- Lemieux, J.-M., Therrien, R. and D. Kirkwood (2005), Small scale study of groundwater flow in a fractured carbonate-rock aquifer at the St-Eustache Quarry, Québec, Canada, *Hydrogeology Journal*, 14(3), 603-612.
- Meier, P. M., Carrera, J. and X. Sanchez-Vila (1998), An evaluation of Jacob's method for the interpretation of pumping tests in heterogeneous formations, *Water Resources Research*, 34(5), 1011-1025.
- Nastev, M., Savard, MM., Lapcevic, P., Lefebvre, R., and R. (2004), Martel Hydraulic properties and scale effects investigation in regional rock aquifers, *Hydrogeology Journal*, 12, 257-269.
- Pusch, R. (1995), *Rock mechanics on a geological base; Developments in Geotechnical Engineering*, Elsevier, 327-350, Amsterdam.
- Odling, N. E., Harris, S. D. and R. J. Knipe (2004), Permeability scaling properties of fault damage zones in siliclastic rocks, *J. Structural Geol.*, 26, 1727-1747.
- Rafini, S., and M., Larocque (submitted, a), Non-radial flow in faulted media, *Water Resources Research*.
- Rafini, S., and M., Larocque (in preparation), Interpretation of complex transient hydraulic signatures from non-idealized faulted media (anisotropic, inclined and/or non-connected fault; anisotropic and/or composite matrix): Part I, experimental numerical modelling, *Water Resources Research*.
- Smith, D. A. (1966), Theoretical consideration of sealing and non-sealing faults, *AAPG Bulletin*, 50, 363-374.
- Tiab, D. (2005), Analysis of pressure derivative data of hydraulically fractured wells by the *Tiab's Direct Synthesis* technique, *J. of Petr. Sc. and Eng.*, 49, 1-21.
- Theis, C.V. (1935), The relation between the lowering of the piezometric surface and the rate and duration of discharge of a well using groundwater storage, *Amer. Geophys. Union Transactions*, 16, 519-524.
- Thorbjarnarson, K. W., Huntley, D. and J. J. McCarty (1998), Absolute hydraulic conductivity estimates from aquifer pumping and tracer tests in stratified aquifer, *Ground Water*, 36(1), 87-97.

CONCLUSION GÉNÉRALE

La première partie du chapitre I consistait en une synthèse des connaissances actuelles sur le comportement hydraulique des failles, acquises par les observations tant hydrogéologiques que structurales conduites depuis quatre décennies. Trois points majeurs ressortent de cette synthèse : i) Les schémas de conductivités mesurés sur les failles naturelles tant par les expérimentations en laboratoire (échantillons de faille) que par les investigations hydrogéologiques *in-situ* sont marqués par une très forte hétérogénéité spatiale et une grande anisotropie, contrôlées par leurs conditions de mise en place – et en conséquence par leurs architectures internes. ii) Les mesures des conductivités microscopiques (mesure sur échantillons de failles) et macroscopiques des failles (essais hydrauliques *in-situ*) divergent systématiquement de plusieurs ordres de grandeurs. Ces effets d'échelles sont à l'heure actuelle très mal compris, si bien que l'exportation des mesures en laboratoire aux échelles supérieures est impossible. iii) Du premier point découle une variabilité notable de l'aptitude des failles aux écoulements de fluides. Les relations entre l'architecture interne des failles (observations structurales) et leurs propriétés hydrauliques macroscopiques sont qualitativement contraintes, toutefois leur quantification est loin d'être accomplie. Ceci nécessite de développer des moyens interprétatifs d'investigation hydrauliques *in-situ* prenant en compte la complexité géométrique (inclinaison, épaisseur, juxtaposition de formations différentes) et hydraulique (anisotropie transversale et longitudinale) des failles naturelles, en d'autres termes, de développer des modèles hydrauliques de milieux faillés adaptés à la complexité naturelle de ces objets.

La deuxième partie du chapitre I s'est fixé pour objectif de faire le point sur la représentation hydraulique des milieux faillés, et plus généralement des milieux discontinus. L'accent a été porté sur les modèles non-radiaux, catégorie de modèles développés à partir du modèle fondateur *Generalized Radial Flow* (GRF : Barker,

1988) introduisant le paramètre dimension d'écoulement n , nombre naturel entier ou non-entier borné par les valeurs 1 et 3. Les valeurs spécifiques $n = 1$, $n = 2$ et $n = 3$ correspondent respectivement à des conditions d'écoulement linéaire, radial et sphérique. Le concept de comportement non-radial (regroupant les comportements fractionnaire, linéaire et sphérique) fut élaboré afin de reproduire les signatures singulières obtenues en milieux discontinus lors des tests hydrauliques transitoires. On montre que le modèle GRF reproduit en effet efficacement les comportements transitoires transmis par les milieux discontinus, toutefois il s'agit d'un modèle exclusivement mathématique dont l'interprétation physique est à l'heure actuelle controversée. Les conditions géométriques et hydrauliques du milieu associées à l'apparition de dimensions non-radiales sont tout à fait énigmatiques, ce qui restreint drastiquement l'applicabilité des modèles non-radiaux malgré un énorme potentiel diagnostique. Il est capital de préciser que la dimension d'écoulement ne traduit pas la géométrie des lignes d'écoulement, il s'agit d'un paramètre transitoire défini par l'évolution temporelle de la surface équipotentielle frontale $A(r)$ suivant la relation $A(r) \sim r^{n-1}$. En se basant sur cette définition fondamentale, Doe (1991) souligne l'importance de la géométrie de l'équipotentielle frontale dans le contrôle des comportements non-radiaux et avance que ceux-ci peuvent être générés par tout système – ou conduit – de conductivité uniforme dont la forme est telle que la relation $A(r)$ décrite plus haut est satisfaite pour $n \neq 2$. De tels conduits sont tout à fait théoriques et sans réalisme physique, toutefois il est possible que ces conditions géométriques soient satisfaites par l'interaction transitoire entre plusieurs unités conductrices de dimensions topologiques non-égales, autrement dit, une faille entourée d'une matrice.

La troisième partie de ce chapitre a été consacrée à la description des modèles hydrauliques existants en milieux faillés, élaborés par l'approche analytique dans les années soixante-dix. Ces modèles sont très restreints en nombre et en termes de configuration géométrique et hydraulique prise en compte puisque, à proprement

parler, seul le cas de la faille verticale est considéré. Les écoulements au sein de la faille et de la matrice sont orthogonaux et unidimensionnels, conduisant à une configuration bi-unidimensionnelle, pour adopter une expression baroque. De telles simplifications du problème hydraulique posé sont des exigences de l'approche analytique, nécessaire à la dérivation d'une solution dans le domaine de Laplace. Au lieu de bi-unidimensionnel, l'auteur du modèle choisi le terme bilinéaire, du fait que le modèle postule des écoulements linéaires respectivement dans la matrice et dans la faille. La particularité du modèle bilinéaire est qu'il stipule une dimension d'écoulement non-radiale $n = 1,5$, et ce dix ans avant la publication du modèle GRF. À la lumière de ce dernier toutefois, l'interprétation du comportement bilinéaire donnée par le modèle analytique est fautive : il est géométriquement impossible que la surface équipotentielle frontale se diffuse de manière linéaire (*i.e.*, $A(r) = \text{constante}$) simultanément dans la faille et dans la matrice. Il y a donc confusion entre unidimensionnel (référant à la géométrie des lignes d'écoulement) et linéaire (référant à la constance de $A(r)$), les écoulements matriciels ne sont pas linéaires lorsque les écoulements dans la faille le sont, le terme bilinéaire est donc caduque. Deux points sont à retenir de ces travaux analytiques : i) la dimension fractionnaire $n = 1,5$ est générée par le système faille verticale-matrice, et ii) celle-ci est inconstante au cours du test transitoire – le modèle prévoit en effet une période tardive radiale –, traduisant l'évolution temporelle des conditions d'interactions entre les deux unités en présence.

Le sujet de cette thèse se situe à la rencontre entre les deux problématiques avancées dans chacun des paragraphes précédents : les dimensions non-radiales observées dans la nature sont-elles générées par des systèmes faille-matrice et, le cas échéant, quelles propriétés hydrodynamiques contrôlent ces comportements ? Peut-on en dériver des moyens diagnostiques sur les modalités des écoulements souterrains discontinus ? La compréhension des comportements non-radiaux requiert un suivi qualitatif et quantitatif de l'évolution hydrodynamique du système au cours du test hydraulique, et notamment le traçage de la surface équipotentielle frontale. L'approche numérique

donne accès à ces informations, inaccessibles en conditions réelles.

Les comportements non-radiaux ont été rapportés de manière sporadique dans la littérature. Par ailleurs, les valeurs de n publiées sont en lien direct avec l'évolution des modèles interprétatifs si bien qu'il s'est avéré nécessaire avant tout d'en réaliser un échantillonnage le plus aléatoire possible. La base de données de plus de quarante essais de pompage en milieux discontinus compilée à cet effet au chapitre II a permis d'identifier les dimensions d'écoulement dans une grande variété de conditions. Ce travail a constitué la première compilation substantielle de valeurs naturelles de dimensions d'écoulement n , et des informations précieuses sur les modalités d'apparition de ce paramètre ont été obtenues : i) Dans 80% des signaux analysés, n est variable au cours du test transitoire. On observe le plus souvent deux périodes successives marquant une stabilité de n , séparées par des phases transitoires sublinéaires ($n < 1$) ou hypersphériques ($n > 3$). ii) Les comportements radiaux et non-radiaux sont combinés sans ordre privilégié, les valeurs spécifiques 1, 1,5, 2 et 3 apparaissant plus fréquemment que les valeurs quelconques. iii) L'analyse de tests d'interférences a confirmé l'homogénéité spatiale de la dimension d'écoulement à l'échelle du domaine d'investigation : les signatures multiphasées manifestent une très bonne corrélation entre les puits d'observation et la source. Ceci a pu être observé sur des projections classiques bilogarithmiques des dérivées logarithmiques des rabattements, mais aussi sur des projections normalisées suivant le modèle GRF. Ce type de projections permet la recherche par une fonction d'optimisation d'un comportement global satisfaisant l'ensemble des données mesurées, caractérisé par le triplet optimum réunissant transmissivité, capacité hydraulique et dimension d'écoulement.

L'analyse des données réelles en termes de dimensions d'écoulement a permis d'affirmer que les signatures sont souvent complexes et multiphasées, combinant comportement radiaux et non-radiaux avec des valeurs de n non-entières fréquentes

bien qu'inégalement réparties ($n = 1,5$ domine largement). Aucun modèle hydraulique existant ne permet de rendre compte d'une telle complexité, à l'exception du cas particulier 1,5 – 2 (modèle à faille verticale).

Le chapitre III s'est consacré à la question suivante : le comportement non-radial prévu par le modèle analytique à faille verticale est-il vérifié en modélisation numérique et, le cas échéant quel est l'hydrodynamisme associé à l'apparition de ce comportement ? De la compréhension de l'hydrodynamisme associé aux dimensions $n = 1,5$ pourrait être dérivée celle des autres valeurs de ce paramètre, qui pourraient être numériquement générées. Les signatures 1,5 – 2 analytiquement prédites ont été confirmées en simulations numérique. Ce comportement multiphasé non-radial – radial traduit effectivement la présence d'une faille verticale entourée d'une matrice conductrice. La géométrie transitoire de la surface équipotentielle frontale a été contrainte au cours du test hydraulique afin de comprendre l'apparition de la dimension fractionnaire, et vérifier le modèle GRF. Il a pu être observé que la forme de cette surface est variable au cours du test en conditions non-radiales : elle évolue progressivement du losange serré au cercle marquant la mise en place du comportement radial tardif. Ce phénomène a pu être contraint quantitativement à travers le suivi temporel des vitesses de diffusions dans la faille et dans la matrice. Ces observations ont permis de démontrer que les interactions transitoires faille-matrice génèrent un ralentissement de la vitesse de diffusion dans la faille. Les conditions successives de diffusion dans la faille au cours du test sont : régime normal, régime ralenti, régime normal. Parallèlement, une approche purement géométrique a permis de montrer qu'un tel ralentissement produit une évolution $A(t) \sim t^{0,25}$ qui, combinée au régime diffusif général normal (dû à la large dominance spatiale de la matrice) $r^2 \sim t$, donne la relation $A(r) \sim r^{0,5}$ caractérisant le comportement non-radial $n = 1,5$ suivant le modèle GRF. Ce travail propose donc une interprétation hydrodynamique originale de ce comportement fractionnaire, reliée à l'apparition d'un régime de diffusion anormale dans le discontinuum faille-matrice.

La validité de la relation $A(r) \sim r^{n-1}$, principe fondamental du modèle GRF, a été démontrée au sein du discontinuum faille-matrice, soit en dehors des conditions continues postulées par l'auteur du modèle (Barker, 1988). Enfin, la proposition conceptuelle faite par Doe (1991) a été quantitativement vérifiée : en milieux discontinus, la dimension d'écoulement peut être contrôlée exclusivement par la géométrie des – et les interactions entre – structures hydrauliques, indépendamment de la dimension de la source contrairement aux postulats faits par Barker (1988). Ces conclusions étendent significativement l'applicabilité du modèle GRF à des conditions réalistes dans lesquels aucun postulat n'est fait sur les propriétés fractales du milieu.

Le chapitre IV visait à explorer, à la lumière de ces interprétations sur le comportement non-radial $n = 1,5$, les moyens diagnostiques potentiels contenus dans la complexité et la variabilité des signatures naturelles observées au chapitre II. Il s'agissait ici d'élaborer des développements à partir du modèle à faille verticale vers des configurations géométriques et hydrauliques moins idéalisées. De telles configurations incluent l'inclinaison de la faille jusqu'au stade horizontal, la juxtaposition de deux milieux matriciels différents de part et d'autre de la faille, et la prise en compte des anisotropies de la faille et de la matrice. Ici, l'anisotropie de la faille est uniquement transversale, malgré que l'on connaisse l'existence d'une forte anisotropie longitudinale des failles réelles (*i.e.*, parallèle au plan). La complexité des configurations prises en compte est en effet limitée par l'outil numérique. Il s'agit d'une démarche à proprement parler expérimentale : pour chaque configuration envisagée, l'ensemble des variables potentielles doit être déterminé (paramètres hydrauliques et géométriques), ensuite l'impact de chacune de ces variables sur la réponse transitoire (dérivée logarithmique) est évalué et quantifié à travers des simulations d'écoulement réalisées en série. Ce travail a démontré que le schéma de diffusion mis en évidence au chapitre III (normal – ralenti – normal) demeure valide dans le discontinuum faille-matrice indépendamment des configurations

géométriques et hydrauliques. En revanche, les régimes diffusifs successifs engendrent des géométries d'écoulement et des réponses transitoires très variables et intimement liées à ces configurations. Il en découle une série de comportements élémentaires en lien direct avec les conditions d'écoulement discontinu.

Plusieurs signatures observées au chapitre II ont pu être reproduites, notamment les signatures $2 - 1,5 - 2$ et $2 - 0,5 - 2$ (les nombres indiqués correspondent aux valeurs successives de la dimension d'écoulement) qui impliquent le contrôle des écoulements par une faille dominante inclinée, dont l'inclinaison pourra être déterminée par l'interprétation graphique du signal. Les modèles comportementaux élémentaires ont enfin été appliqués aux essais réels dont ils reproduisaient adéquatement les signatures. Cette étape, qui constitue le chapitre V, est cruciale à la validation des comportements élémentaires théoriques élaborés numériquement. En conditions réelles les configurations envisagées par l'approche expérimentale (chapitre IV) sont typiquement combinées. De la même manière, les comportements élémentaires se juxtaposent, comme le montre le cas de la signature $4 - 1,5 - 2$ (la hauteur du palier radial étant inférieure à celle du début de la phase $n = 4$) qui combine les réponses élémentaires $1,5 - 2$ (faille verticale) et $2 - 4 - 2$ (milieu composite, le premier stade radial est manquant). Il s'agit donc d'une faille non-connectée avec juxtaposition de deux milieux conducteurs aux propriétés différentes. Ceci représente une amélioration significative des moyens diagnostiques des conditions d'écoulement souterrain en milieux faillés par les tests hydrauliques transitoires à puits unique. Il serait particulièrement intéressant dans des travaux à venir de comparer la géométrie des structures hydrauliques mises en évidence par les modèles interprétatifs développés ici avec des relevés structuraux réalisés sur les sites d'investigation.

Sur 41 essais de pompage échantillonnés en milieux discontinus, dix (soit à peu près 25%) ont pu être interprétés de manière adéquate avec l'approche développée dans cette thèse. Ce pourcentage révèle une lacune de connaissance telle qu'une très faible

proportion du potentiel diagnostique renfermé par le paramètre dimension d'écoulement est actuellement mise à contribution. Les modèles hydrauliques actuels sont loin de rendre compte de la complexité naturelle des signatures transitoires transmises en milieux discontinus. Notamment, certaines signatures apparaissent à plusieurs reprises au sein de la base de données établie au chapitre II. Il s'agit notamment des successions 2 – 3 et 3 – 1, actuellement ininterprétables.

L'hydrodynamisme associé aux comportements fractionnaires ($n \neq 1,5$) fréquemment observés dans la nature n'a pu être élucidé, et la question de la signification physique des dimensions fractionnaires quelconques demeure ouverte. Toutefois, les modélisations menées dans cette étude apportent un éclairage sur le sujet : on a vu que le comportement $n = 1,5$ est une conséquence de la diffusion ralentie dans la faille $r_f^2 \sim t^{0,5}$ où r_f est la distance parcourue depuis la source dans la faille. Il est raisonnable de penser que d'autres valeurs de la dimension n seront produites dans des conditions de ralentissement stipulant un autre exposant que 0,5. Parmi les nombreuses simulations réalisées au cours de cette thèse dans le but de reproduire ce type de régime diffusif, le cas de la juxtaposition de plusieurs failles a été testé afin d'explorer le comportement diffusif à l'intersection entre les deux failles lorsque celles-ci évoluent successivement en régimes diffusifs normal et ralenti. Il n'a cependant pas été possible de générer des conditions de diffusion ralentie avec un exposant autre que 0,5. Toutefois, toutes les configurations hydrauliques n'ont pas été prises en compte. La limite de cette approche réside dans la stabilisation du signal observé puisque les comportements transitionnels sont souvent marqués par des exposants quelconques, qui ne rendent pas compte d'un hydrodynamisme stable. Il est donc capital de pouvoir reproduire un comportement durable, et d'en comprendre les conditions hydrodynamiques, par exemple en recourant à une approche parallèle purement géométrique tel que décrit au chapitre III.

Puisque la coexistence d'une unité tridimensionnelle (la matrice) avec une unité

bidimensionnelle à l'échelle de la première aux propriétés hydrauliques contrastées (la faille) entraîne un ralentissement de diffusion, il est pertinent d'explorer les différents régimes de diffusion produits par la juxtaposition d'unités uni-, bi, et tri-dimensionnelles. Des structures unidimensionnelles trouveraient typiquement un réalisme géologique dans la forte ségrégation des écoulements communément observée au sein des failles. Des simulations préliminaires ont montré des stabilisations significatives en régimes de diffusion ralentie marqués par des exposants inférieurs ou égaux à 0,25.

Pour finir, une des prochaines étapes suivant l'approche entamée ici serait d'incorporer aux simulations d'écoulement les conditions anisotropes longitudinales de la faille, dans des configurations géométriques à faille inclinée. Par une démarche expérimentale semblable à celle présentée au chapitre IV, l'élaboration de modèles hydrauliques intégrant cette caractéristique permettrait de préciser considérablement les propriétés macroscopiques des failles naturelles. Par ailleurs, une comparaison systématique entre les propriétés hydrauliques macroscopiques des failles obtenues en conditions de tests hydrauliques *in-situ* par le recours aux modèles interprétatifs de milieux faillés, avec les propriétés structurales des failles (architecture interne) autoriserait à terme une quantification du modèle typologique qualitatif existant entre les propriétés hydrauliques des failles et leur architecture interne.

RÉFÉRENCES

- Abbaszadeh, M. D., et H. Cinco-Ley. 1995. « Pressure transient behavior in a reservoir with a finite-conductivity fault », *SPE Form. Eval.*, March, 26-32.
- Abbey, D. G. et D. M. Allen. 2000. « Fracture zones, aquifer testing, and scale effects: Considerations in fractured bedrock aquifers of southwestern British Columbia ». Proceedings of the 53rd Canadian Geotechnical Conference, Montreal, October 15th-18th.
- Acuna, J. A. et Y. C. Yortsos. 1995. « Application of fractal geometry to the study of network of fractures and their pressure transient », *Water Resources Research*, vol. 31, no. 3, p. 527-540.
- Agosta, F., Prasad, M. et A. Aydin. 2007. « Physical properties of carbonate fault rocks, fucino basin (Central Italy): implications for fault seal in platform carbonates », *Geofluids*, vol. 7, p. 19-22.
- Allen, D. M. et F. A. Michel. 1998. « Evaluation of multi-well test data in a faulted aquifer using linear and radial flow models », *Ground Water*, vol. 36, no. 6, p. 938-948.
- Amitrano, D. et J. Schmittbuhl. 2002. « Fracture roughness and gouge distribution of a granite shear band », *J. Geophys. Res.*, vol. 107 (B12), p. 2375-2391.
- Anderson, E. 2006. « Analytical solutions for flow to a well through a fault », *Advances in Water Resources*, vol. 29, p. 1790-1803.
- Andersson, J. E., Ekman L., Nordqvist, R. et A. Winberg. 1991. « Hydraulic testing and modelling of a low-angle fracture zone at Finnsjön, Sweden », *Jour. Hydrology*, vol. 126 no. 1-2, p. 45-77.
- Andrews, R. E., Wunsch, D. R. et J. S. Dinger. 2002. « Evaluation of the Use of Fracture-Flow Solutions to Analyze Aquifer Test Data, Collected from Wells in the Eastern Kentucky Coal Field ». Proceedings of the National Ground Water Association Fractured-Rock Aquifer, Denver, Colorado.
- Auradou, H., Drazer, G., Boschan, A., Hulin, J.-P. et J. Koplic. 2006. « Flow channeling in a single fracture induced by shear displacement », *Geothermics*, vol. 35, no. 5-6, p. 579-588.
- Aydin, A. 2000. « Fractures, faults, and hydrocarbon entrapment, migration and flow », *Marine and Petroleum Geol.*, vol. 17, p. 797-814.

- Babiker, M. et A. Gudmunsson. 2004. « The effects of dykes and faults on groundwater flow in an arid land: the Red Sea Hills, Sudan », *J. Hydrology*, vol. 297, p. 256-273.
- Bai, T. et D. D. Pollard. 2000. « Closely spaced fractures in layered rocks : initiation mechanism and propagation kinematics », *Jour. Structural Geol.*, vol. 22, p. 1409-1425.
- Banton, O. et L. M. Bangoy. 1999. *Hydrogéologie, Multiscience environnementale des eaux souterraines*. Sainte-Foy (Québec) : Ed. AUPELF-UREF, 460 p.
- Barenblatt, G. E., Zheltov, I. A. et I. N. Kochina. 1960. « Basic concepts in the theory of seepage of homogeneous liquids in fissured rocks », *J. Applied Mathematics and Mechanics*, vol. 24, no. 5, p. 1286-1303.
- Barker, J. A. 1988. « A generalized radial flow model for hydraulic tests in fractured rock », *Water Resources Research*, vol. 24, no. 10, p. 1796-1804.
- Barthélémy, P., Jacquin, C., Yao, J., Thovert, J. F. et P. M. Adler. 1996. « Hierarchical structures and hydraulic properties of a fracture network in the Causse of Larzac », *Jour. Hydrology*, vol. 187, p. 237-258.
- Beaudoin, G. et R. Therrien. 1999. « Sources and drains: Major control of hydrothermal fluid flow in the Kokanee range, British Columbia, Canada », *Geology*, vol. 17, no. 10, p. 883-886.
- Berkowitz, B., Bour, O., Davy, P. et N. Odling. 2000. « Scaling of fracture connectivity in geological formations », *Geoph. Res. Letters*, vol. 27, no. 14, p. 2061-2064.
- Bernard, S., Delay, F. et G. Porel. 2006. « A new method of data inversion for the identification of fractal characteristics and homogenization scale from hydraulic pumping tests in fractured aquifers », *J. Hydrology*, vol. 328, p. 647-658.
- Berumen, S. et D. Tiab. 1995. *Pressure analysis of fractured gas wells in pressure-sensitive formations*. International Gas Research Conference, Cannes, France, 6-9 Nov.
- Billaux, D. 1990. *Hydrogéologie des milieux fracturés. Géométrie, connectivité et comportements hydrauliques*. Thèse de doctorat, Ecole des Mines, Paris.
- Billie, A., Salvini, F. et F. Storti. 2003. « The damage zone-fault core transition in carbonate rocks: implications for fault growth, structure and permeability », *Jour. Structural Geol.*, vol. 25, p. 1779-1794.
- Birch, F. 1966. *Compressibility; Elastic Constants*. In *Handbook of Physical constants*, revised edition, Clark S. P., GSA Memoir 97.

- Bixel, H. C., Larkin, B. K. et H. K. Van Poolen. 1963. « Effect of linear discontinuities on pressure build-up and drawdown behaviour », *Jour. Petrol. Technol.*, vol. 15, p. 885–895.
- Black, J. H., Barker, J. A. et D. J. Noy. 1986. *Crosshole investigations - the method, theory and analysis of crosshole sinusoidal tests in fissured rock*. S.K.B., Stockholm. Report of the Stripa Project No. 86-03, 53 p.
- Bogdanov, I. I., Mourzenko, V. V., Thovert, J.-F. et P. M. Adler. 2003. « Pressure drawdown well tests in fractured porous media », *Water Resources Research*, vol. 39, no. 1, p. 1021-1040.
- Bonnet, E., Bour, O., Odling, N. E., Davy, P., Main, I., Cowie, P. et B. Berkowitz. 2001. « Scaling of fracture systems in geological media », *Reviews of Geophysics*, vol. 39, p. 347-383.
- Boulton, N. S. et T. D. Streltsova. 1977. « Unsteady flow to a pumped well in a fissured water-bearing formation », *Jour. Hydrology*, vol. 45, p. 257-269.
- Bour, O. et P. Davy. 1998. « On the connectivity of three dimensional fault networks », *Water Resources Research*, vol. 34, no. 10, p. 2611-2622.
- Bourdet, D., Ayoub, J. A. et Y. M. Pirard. 1989. « Use of pressure derivative in well-test interpretation », *SPE Form. Eval.*, June, p. 293-302.
- Bourgine, B., Chiles, J. P. et C. Castaing. 1995. « Simulation d'un réseau de fractures par un modèle probabiliste hiérarchique », *Cahiers de Géostatistiques*, Ecole des Mines de Paris, vol. 15, p. 81-96.
- Brown, S. R. et C. H. Scholz. 1985. « Broad bandwidth study of the topography of natural rock surfaces », *Jour. Geophys. Research*, vol. 90, p. 12575.
- Bruel, D. 1995. « Modelling heat extraction from forced fluid flow through stimulated fractured rock masses: evaluation of the Soultz-sous-forets site potential », *Geothermics*, vol. 24, no. 3, p. 439-450.
- Bruel, T., Petit, J. P., Massonnat, G., Guerin, R. et J.-L. Nolf. 1999. « Relation entre écoulements et fractures ouvertes dans un système aquifère compartimenté par des failles et mise en évidence d'une double porosité », *Bull. Soc. Géol. France*, vol. 170, no. 3, p. 401-412.
- Chang, J. et Y. C. Yortsos. 1990. « Pressure transient analysis of fractal reservoirs », *SPE Form. Eval.*, 5, p. 31-38.
- Cacas, M. C., Ledoux, E., De Marsily, G., Tillie, B., Barbeau, A., Durand, E., Feuga, B. et P. Peaudecerf. 1990. « Modeling fracture flow with a stochastic discrete fracture network : calibration and validation. 1. The flow model », *Water Resources Research*, vol. 26, No. 3, p. 479-489.

- Caine, J. S., Evans, J. P. et C. B. Forster. 1996. « Fault zone architecture and permeability structure », *Geology*, vol. 24, no.11, p. 1025-1028.
- Carslaw, H. S. et J. C. Jaeger. 1959. *Conduction of heat in solids*. 2nd Ed. New York: Oxford Univ. Press, 510 p.
- Chang, J. et Y. C. Yortsos. 1990. « Pressure transient analysis of fractal reservoirs », *SPE Form. Eval.*, 5, p. 31-38.
- Chambon, G., Schmittbuhl, J., Corfdir, A., Orellana, N., Diraison, M. et Y. Géraud. 2006. « The thickness of faults, from laboratory experiments to field scale observations, *Tectonophysics*, vol. 426, p. 77-94.
- Chester, F. M., J. P. Evans, et R. L. Biegel. 1993. « Internal structure and weakening mechanisms of the San Andreas fault », *J. Geophys. Res.*, vol. 98, p. 771-786.
- Chilès, J. P., et G. de Marsily. 1993. « Stochastic models of fracture systems and their use in flow and transport modelling ». In *Flow and Contaminant Transport in Fractured Rocks*, edited by Bear, J., Tsang, C.F. et G. de Marsilly. San Diego (États-Unis) : Academic Press.
- Cinco-Ley, H. et F. Samaniego. 1981. « Transient pressure analysis for fractured wells », *Jour. Petrol. Techn.*, vol. 33, p. 1749-1766.
- Cinco-Ley, H. Samaniego, F. et N. Dominiguez. 1978. « Transient pressure behavior for a well with a finite-conductivity vertical fracture », *SPE Jour.*, p. 253-264.
- Clauser, C. 1992. « Permeability of crystalline rocks », *Eos Trans. AGU*, vol. 73, no. 21, p. 237-238.
- Cooper, H. H. et C. E. Jacob. 1946. « A generalized graphical method for evaluating formation constants and summarizing well field history », *Trans. Am. Geophys. Union*, vol. 27, p. 526-534.
- Dagan, G. 1989. *Flow and transport in porous formations*. New York (Etats-unis) : Springer-Verlag.
- Dagan, G, Fiori, A. et I. Jankovic. 2003. « Flow and transport in highly heterogeneous formations: 1. Conceptual framework and validity of first-order approximations ». *Water Resources Res.*, vol. 39, no. 9, p. 1268-1280.
- Darcel, C. 2003. *Corrélations dans les réseaux de fractures : caractérisation et conséquences sur les propriétés hydrauliques*. Thèse de doctorat, Univ. de Rennes.
- Darcy, H. 1856. *Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon*. Paris : Ed. Dalmont, 647 p. & atlas.
- Davatzes, N. C. et A. Aydin. 2003. « Overprinting faulting mechanisms in high porosity sandstones of SE Utah », *Jour. Structural Geol.*, vol. 25, p. 1795-1813.

- De Marsilly, G. 1981. *Hydrogéologie quantitative*. Paris : Ed. Masson, Sciences de la terre.
- De Dreuzy, J. R. 2000. *Analyse des propriétés hydrauliques des réseaux de fractures*. Thèse de doctorat, Univ. de Rennes, Mémoires de Géosciences Rennes no. 94, 217 p.
- De Dreuzy, J. R., Davy, P. et O. Bour. 2001a. « Hydraulic properties of two-dimensional random fracture networks following a power law length distribution 1. Effective connectivity », *Water Resources Researches*, vol. 37, no. 8, p. 2065-2078.
- De Dreuzy, J. R., Davy, P. et O. Bour. 2001b. « Hydraulic properties of two-dimensional random fracture networks following a power law length distribution 2. Permeability of networks based on lognormal distribution of apertures », *Water Resources Researches*, vol. 37, no. 8, p. 2078-2095.
- Dezayes, C., Genter, A. et S. Gentier. 2004. « Fracture network of the EGS geothermal reservoir at Soultz-sous-forêts (Rhine Graben, France) », *Geotherm. Resour. Council Trans.*, vol. 28, p. 213-218.
- Doe, T. W. 1991. « Fractional dimension analysis of constant-pressure well tests », *SPE*, p. 461-467.
- Doughty, C. et K. Karasaki. 2002. « Flow and transport in hierarchically fractured rock », *Jour. Hydrology*, vol. 263, p. 1-22.
- Durham, W. B. et B. P. Bonner. 1994. « Self-proping and fluid flow in slightly offset joints at high effective pressures », *Jour. Geophys. Research*, vol. 99, no. B5, p. 9391-9399.
- Dverstorp, B. et J. Andersson. 1989. « Application of the discrete fracture network concept with Field Data: possibilities of model calibration and validation », *Water Resources Research*, vol. 25, no. 3, p. 540-550.
- Eaton, T. 2006. « On the importance of geological heterogeneity for flow simulation », *Sedimentary Geol.*, vol. 184, p. 187-201.
- Engelder, T. et C. H. Scholz. 1987. « Fluid flow along very smooth joints at effective pressures up to 200 Mpa ». In *Mechanical behaviours of crustal rocks*. Am. Geoph. Union Monograph, vol. 24, p. 147.
- Evans, J. P. 1997. « Permeability of fault-related rocks, and implications for hydraulic structures of fault zones », *J. Structural Geol.*, vol. 19, no. 11, p. 1393-1404.
- Fisher, Q. J. et R. J. Knipe. 2001. « The permeability of faults within siliclastic petroleum reservoirs of the Northe Sea and Norwegian Continental Shelf », *Marine and Petroleum Geol.*, vol. 18, p. 1063-1081.

- Gamond, J. F. 1987. « Relations entre la géométrie des zones de faille et quelques paramètres mécaniques : apport de modèles analogiques », *Geodynamica acta*, vol. 1, no. 2, p. 91-102.
- Genter, A. et C. Castaing. 1997. « Effets d'échelle dans la fracturation des granites », *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Sciences de la Terre et des Planètes*, vol. 325, p. 439-445.
- Ghi, G, Lavoie, D., et O. Salad Hersi. 2000. « Dolostone units of the Beekmatown Group in the Montréal area, Québec: diagenesis and constrains on timing of hydrocarbon activities ». Canada, Geological Survey of Canada, 2000-D1, 10 p.
- Gierczak, R. F. D., Devlin, J. F. et D. L. Rudolph. 2005. « Combined use of field and laboratory testing to predict preferred flow paths in a heterogeneous aquifer », *J. Contaminant Hydrology*, vol. 82, no. 1-2, p. 78-98.
- Gillespie, P. A., Walsh, J. J. et J. Watterson . 1992. « Limitation of the dimension and displacement data from single faults and the consequences for data analysis and interpretation », *Jour. Structural Geol.*, vol. 14, no. 10, p. 1157-1172.
- Goodman, R. E. 1989. *Rock Mechanics*, Second edition. New-York : Ed. John Wiley and Sons, 562 p.
- Gringarten, A. C., Henry, J., Ramey, H. J. et R. Raghavan. 1974. « Unsteady state pressure distributions created by a well in a well with single infinite conductivity vertical fracture », *SPE*, p. 347-360.
- Gringarten, A. C. et H. J. Ramey. 1974. « Unsteady pressure distribution created by a well with a single horizontal fracture, partial penetration and restricted entry », *SPE Jour., Trans. AIME*, p. 413-426.
- Gringarten, A. C., Ramey, H. J. et R. Raghavan. 1975. « Applied Pressure Analysis for fractured wells », *J. Pet. Tech.*, p. 887-892.
- Gringarten, A. C. et P. A. Witherspoon. 1972. « A method of analyzing pump test data from fractured rock aquifers », *Proc. Symp. on percolation through fissured rock*, Internat. Assoc. of Rock Mechan., Stuttgart (Germany). Published by Deutsche Gesellschaft für Erd und Grundbau, p.T3B1-T3B9.
- Hanano, M. 2000. « Two different roles of fractures in geothermal development », *Proceedings World Geothermal Congress 2000*, Kyushu - Tohoku, Japan, May 28 - June 10.
- Hantush, M. S. 1960. « Modification of the theory of leaky aquifers », *J. Geophys. Research*, vol. 65, p. 3713-3725.

Hantush, M. S. 1961a. « Tables of the function $H(u, \beta) = \int_u^\infty \frac{e^{-y}}{y} \operatorname{erfc} \frac{\beta \sqrt{u}}{\sqrt{y(y-u)}} dy$ », *New Mexico Inst. Min. and Techn. Prof.*, Paper 103, 12 p.

Hantush, M. S. 1961b. « Tables of the function $W(u, \beta) = \int_u^\infty \frac{e^{-y - \frac{\beta^2}{4y}}}{y} dy$ », *New Mexico Inst. Min. and Techn. Prof.*, Paper 104, 13 p.

Hardacre, K. H. et P. A. Cowie. 2003. « Variability in fault size scaling due to rock strength heterogeneity: A finite element approach », *J. Structural Geology*, vol. 25, p. 1735-1750.

Hsieh, P. A. 1998. « Scale effects in fluid flow through fractured geologic media ». In Sposito G (ed.), *Scale dependence and scale invariance in hydrology*. Cambridge UK: Cambridge University Press.

Indelman, P. 2003. « Transient pumping well flow in weakly heterogeneous formations », *Water Resource Research*, vol. 39, no. 10, p. 1287-1297.

Jones, J. W., Simpson, E. S., Neuman, S. P. et W. S. Keys. 1985. « Field and theoretical investigations of fractured crystalline rocks near Oracle, Arizona », CR-3736, Washington D. C.: US Nuclear Regulatory Commission.

Jourde, H., Bidaux, P. et S. Pistre. 1998. « Modélisation des écoulements en réseaux de fractures orthogonales : influence de la localisation du puits de pompage sur les rabattements », *Bull. Soc. Géol. France*, vol. 169, no. 5, p. 635-644.

Jourde, H., Pistre, S., Perrochet, P. et C. Drogue. 2002a. « Origin of fractional flow dimension to a partially penetrating well in stratified fractured reservoirs. New results based on the study of synthetic fracture networks », *Advances in Water Resources*, vol. 25, p. 371-387.

Jourde, H., Cornaton, F., Pistre, S. et P. Bidaux. 2002b. « Flow behavior in a dual fracture network », *J. Hydrology*, vol. 266, p. 99-119.

Jourde, H., Flodin, E. A., Aydin, A., Durlinsky, L. J. et X.-H. Wen. 2002c. « Computing permeability of fault zones in eolian sandstone from outcrop measurements », *AAPG Bull.*, vol. 86, no. 7, p. 1187-1200.

Knai, T. A. et Knipe, R. J. 1998. « The impact of faults on fluid flow in the Heidrun field ». In : *Faulting, Fault Sealing and Fluid Flow in Hydrocarbon Reservoirs*, Jones, G., Fisher, Q. J. et Knipe R. J. (eds). Londres : Geological Society, Special Publication, 147 p.

- Kolditz, O. et C. Clauser. 1998. « Numerical simulation of flow and heat transfer in fractured crystalline rocks: application to the hot dry rock site at Rosemanowes (UK) », *Geothermics*, vol. 27, no.1, p.1-23.
- Kurtzman, D., Nativ, R. et E. M. Adar. 2005. « The conceptualization of a channel network through macroscopic analysis of pumping and tracer tests in fractured chalk », *Jour. Hydrology*, vol. 309, p. 241-257.
- Kuusela-Lahtinen, A. et A. Niemi. 1995. *Interpretation of flow dimensions from constant injection test—Romuvaara, borehole KR7*. Posiva Oy, Work report - Detailed Investigations, PATU-95-78e, Helsinki (Finland).
- Kuusela-Lahtinen, A., Niemi, A. et A. Luukkonen. 2002. « Flow dimension as an indicator of hydraulic behavior in site characterization of fractured rocks », *Ground Water*, vol. 41, no. 3, p. 333-341.
- Le Borgne, T., Bour, O., de Dreuz, J. R., Davy, P. et F. Touchard. 2004. « Equivalent mean flow models for fractured aquifers: Insights from a pumping tests scaling interpretation », *Water Resources Research*, vol. 40, W03512, doi:10.1029/2003WR002436.
- Lemieux, J.-M. 2000. *Caractérisation locale et régionale des aquifères fracturés du Sud-Ouest du Québec*. Mémoire de 3^{ème} année, Université Laval.
- Lemieux, J.-M., Therrien, R. et D. Kirkwood. 2005. « Small scale study of groundwater flow in a fractured carbonate-rock aquifer at the St-Eustache Quarry, Québec, Canada », *Hydrogeology Journal*, vol. 14, no. 3, p. 603-612.
- Long, J. C. S., Hestir, K., Karasaki, K., Davey, A., Peterson, J., Kemey, J. et M. Landsfeld. 1991. « Fluid flow in fractured rock: theory and application ». In : *Transport processes in porous media*, J. Bear et M. Y. Corapcioglu (eds), p. 203-241.
- Leveinen, J. 2000. « Composite model with fractional flow dimensions for well test analysis in fractured rocks », *Jour. Hydrology*, vol. 234, p. 116-141
- Leveinen, J. 2001. « Conceptual and analytical modeling of fracture zone aquifers in hard rock — Implications of pumping tests in the Pohjukansalo well field, east-central Finland », Academic dissertation, University of Helsinki. Geological Survey of Finland, Nuclear Waste Disposal Research, Report YST-105.
- Leveinen, J., Rönkä, E., Tikkanen, J. et E. Karro. 1998. « Fractional flow dimensions and hydraulic properties of a fracture-zone aquifer, Leppävirta, Finland », *Hydrogeology Jour.*, vol. 6, p. 327-340.
- Lods, G. et P. Gouze. 2004. « WTFM, software for well test analysis in fractured media combining fractional flow with double porosity and leakance approaches », *Computer Geosciences*, vol. 30, p. 937-947.

- Long, J. C. S. et P. A. Witherspoon. 1985. « The relationship of the degree of interconnection to permeability in fracture networks », *Jour. Geophys. Research*, vol. 90, no. B4, p. 3087-3098.
- Louis, C. L. 1974. « Introduction à l'hydraulique des roches », *Bull. BRGM*, sec. III, 2^{ème} série, 4.
- Ludvigson, J.-E., Leven, J., Källgården, J. et S. Jönsson. 2004. « Oskarshamn site investigation. Single-hole injection tests in borehole KSH02 », Sweden : Swedish Nuclear Fuel and Waste Management Company, SKP Report P-04-247.
- Mandelbrot, B. B. 1983. *The fractal geometry of Nature*. San Fransisco : Freeman.
- Maréchal, J. C., Dewandel, B., Subrahmanyam, K. et R. Torri. 2003. « Specific methods for the evaluation of hydraulic properties in fractured hard-rock aquifers », *Current Sciences*, vol. 85, no. 4, p. 512-516.
- Mavor, M. J. et H. Cinco-Ley. 1979. « Transient pressure behavior of naturally fractured reservoirs », *SPE*, California Regional Meeting of the Society of Petroleum Engineers of AIME held in Ventura, California, April 18-20.
- Meier, P. M., Carrera, J. et X. Sanchez-Vila. 1998. « An evaluation of Jacob's method for the interpretation of pumping tests in heterogeneous formations », *Water Resources Research*, vol. 34, no. 5, p. 1011-1025.
- Meier, P. M., Medina, A. et J. Carrera. 2001. « Geostatistical inversion of cross-hole pumping test for identifying preferential channels within a shear zone », *Ground Water*, vol. 39, no 1, p. 10-17.
- Micarelli, L., Moretti, I., Jaubert, M. et H. Moulouel. 2006. « Fracture analysis in the south-western Corinth rift (Greece) and implications on fault hydraulic behaviour », *Tectonophysics*, vol. 426, no. 1-2, p. 31-59.
- Michalski, A. et R. Britton. 1996. « The role of bedding fractures in the hydrogeology of sedimentary bedrocks – evidences from the Newark Basin, New Jersey », *Ground Water*, vol. 35, no. 2, p. 318-327.
- Moench, A. F. 1984. « Double-porosity models for a fissured groundwater reservoir with fracture skin », *Water Resources Research*, vol. 20, no. 7, p. 831-846.
- Muldoon, M. A., Simo, J. A. et K. R. Bradbury. 2001. « Correlation of hydraulic conductivity with stratigraphy in a fractured-dolomite aquifer, northeastern Wisconsin, USA », *Hydrogeology Journal*, vol. 9, p. 570-583.
- Myers, R. et A. Aydin. 2004. « The evolution of faults formed by shearing across joint zones in sandstone », *J. Structural Geology*, vol.26, no.5, p. 947-966.

- Nastev, M., Savard, M. M., Lapcevic, P., Lefebvre, R. et R. Martel. 2004. « Hydraulic properties and scale effects investigation in regional rock aquifers », *Hydrogeology Journal*, vol. 12, p. 257-269.
- National Research Council. 1996. *Rock Fractures and Fluid Flow*. États-Unis : Contemporary understanding and Applications, 551 p.
- Neuman, S. P., et P. A. Witherspoon. 1969. « Applicability of current theories of flow in leaky aquifers », *Water Resources Research*, vol. 5, p. 817-829.
- Nicol, A., Walsh, J. J., Watterson, J. et P. A. Gillespie. 1996. « Fault size distribution – are they really power-law ? », *Jour. Structural Geology*, vol. 18, p. 191-197.
- Niemann, W. L., et C. W. Rovey. 2000. « Comparison of hydraulic conductivity values obtained from aquifer pumping tests and conservative tracer tests », *Ground Water Monitoring and Remediation*, Summer, p. 122-128
- Nordqvist, A. W., Tsang, Y. W., Tsang, C. F., Dverstorp, B. et J. Andersson. 1992. « A variable aperture fracture network model for flow and transport in fractured rocks », *Water Resources Research*, vol. 28, no. 6, p. 1703-1713.
- O'Shaughnessy, B. et I. Procaccia. 1985. « Diffusion in fractals », *Phys. Rev. A Gen. Phys.*, vol. 32, p. 3073.
- Odling, N. E. 1997. « Scaling and connectivity of joint systems in sandstones from western Norway », *Jour. Structural Geol.*, vol. 19, no. 10, p. 1257-1271.
- Odling, N. E., Harris, S. D. et R. J. Knipe. 2004. « Permeability scaling properties of fault damage zones in siliclastic rocks », *J. Structural Geol.*, vol. 26, p. 1727-1747.
- Oliver, N. S., Ord, A., Valenta, R. K. et P. Upton. 2001. « Deformation, fluid flow, and ore genesis in heterogeneous rocks, with examples and numerical models from the Mount Isa district, Australia », *Society of Economic Geologists, reviews*, vol. 14, p. 51-74.
- Olsson, R. 1992. « Site characterization and validation », Uppsala, Sweden : Stripa Project 92-22, Conterra AB, Final Report.
- Onur, M., Cinar, M., Aksoy, N., Serpen, U. et A. Satman. 2007. « Analysis of well tests in Afyon Ömer-Gecek geothermal field, Turkey ». Proceedings, Thirty-Second Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford University, Stanford, California, January 22-24.
- Oron. A. P. et B. Berkowitz. 1998. « Flow in rock fractures: The local cubic law assumption re-examined », *Water Resources Research*, vol. 34, no. 11, p. 2811-2825.

- Papadopoulos, I. S. 1965. « Nonsteady flow to well in an infinite anisotropic aquifer », *AISH – Actes du colloque de Dubrovnick*, Hydrologie des roches fissurées, p. 21-31.
- Poon, C. Y., Sayles, R. S. et T. A. Jones. 1992. « Surface measurement and fractal characterization of naturally fractured rocks », *J. Phys. D*, vol. 25, p. 1269-1275.
- Polek, J., Karasaki, K., Barker, J. A. et J. Long. 1989. « Analysis of 'slug test' or DST flow period data », *J. Canadian Petroleum Technology*, Juillet-septembre, p. 37-47.
- Power, W. L., Tullis, T. E., Brown, S. R., Boitnott, G. N. et C. H. Scholz. 1987. « Roughness of natural fault surfaces », *Geoph. Res. Letters*, vol. 14, no. 1, p. 29-32.
- Pulido, H., Samaniego, F., Rivera, J. et R. Camacho. 2003. « Decline curve analysis in a naturally fractured reservoir with a finite-conductivity fault », Twenty-seventh Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford University, Stanford, California, January 27-29.
- Pusch, R. 1995. *Rock mechanics on a geological base; Developments in Geotechnical Engineering*. Amsterdam : Elsevier, 518 p.
- Pyrak-Nolte, L. J., Myer, L. R., Cook, N. G. W. et P. A. Witherspoon. 1987. « Hydraulic and mechanical properties of natural fractures in low permeability rocks », proc. Sixth. Int. Cong. on Rock Mechanics (edited by G. Herget and S. Vongpaisal), Montreal, Canada. Balkema, Rotterdam.
- Raven, K. G. et J. E. Gale. 1985. « Water flow in natural rock fractures as a function of stress and sample size », *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, vol. 22, p. 251.
- Raymond, J., et R. Therrien. 2005a. « Estimation du potentiel de production d'énergie géothermique des Mines Gaspé à Murdochville; caractérisation du site à l'étude », Comité de relance de la ville de Murdochville, Murdochville, Canada, 22 p., rapport non publié.
- Raymond, J., et R. Therrien. 2005b. « Estimation du potentiel de production d'énergie géothermique des Mines Gaspé à Murdochville; essai de pompage », Comité de relance de la ville de Murdochville, Murdochville, Canada, 25 pp., rapport non publié.
- Reed, J. E. 1980. *Type curves for selected problems of flow to wells in confined aquifers*. USGS, Application of hydraulics, Book 3, 113 p.

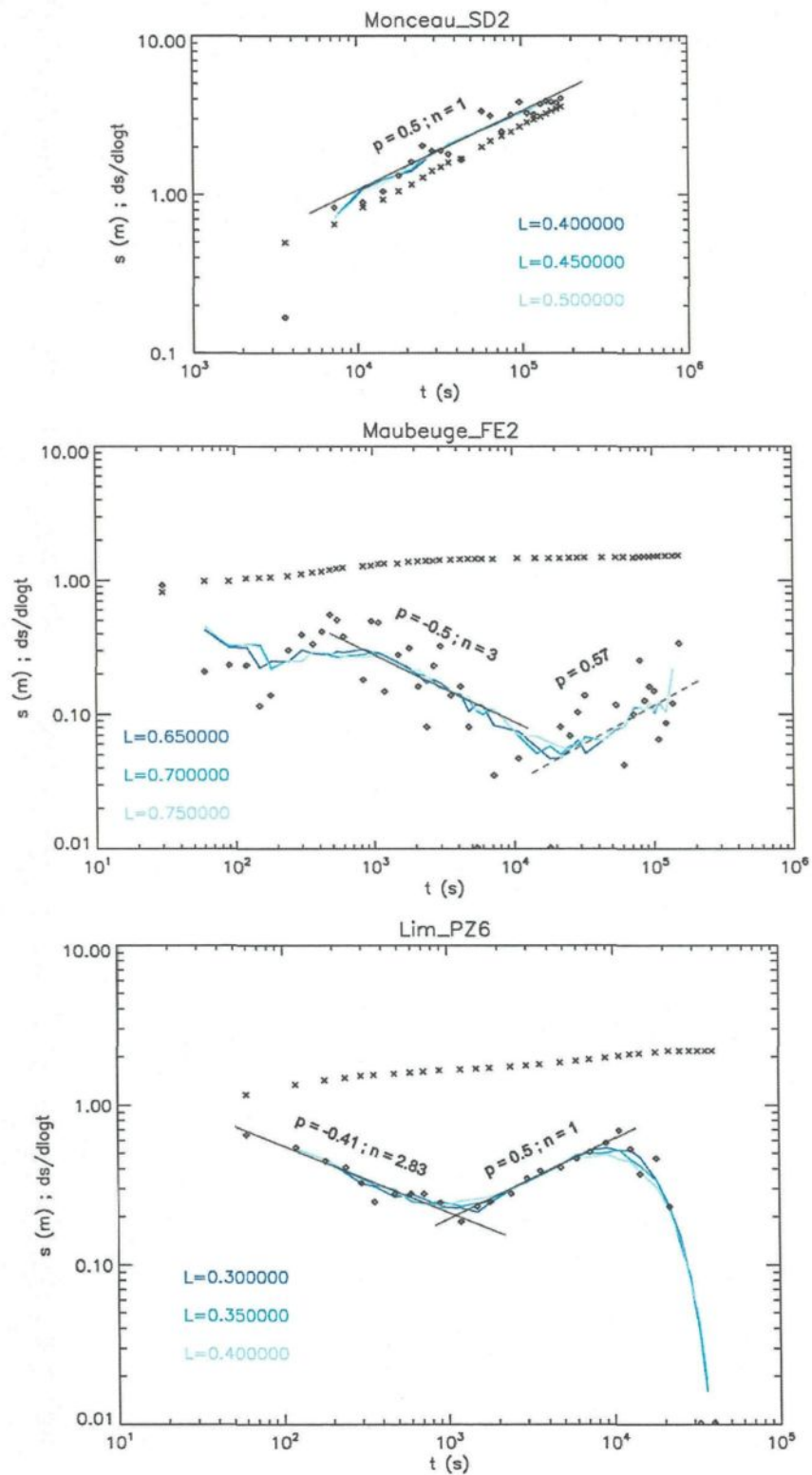
- Rocher, M., Tremblay, A., Nadeau, L. et D. Lavoie. 2000. « Analyse structurale et tectonique de la Plate-forme du St-Laurent (Québec, Canada) : résultats préliminaires. Commission géologique du Canada, Recherches en cours 2000-D12, 7 p.
- Sausse, J. 2002. « Hydromechanical properties *and* alteration of natural fracture surfaces in the Soutlz granite (Bas-Rhin, France) », *Tectonophysics*, vol. 348, p. 169–185.
- Schmittbuhl, J., Gentier, S. et S. Roux. 1993. « Field measurements of the roughness of fault surfaces », *Geophysical Research Letters*, vol. 20, p. 639-641.
- Schmittbuhl, J., Schmitt, F. et C. Scholz. 1995. « Scaling invariance of crack surfaces », *Jour. Geophys. Research*, vol. 100, no. B4, p. 5953-5973.
- Schultz, R. A. et H. Fossen. 2002. « Displacement-length scaling in three dimensions: the importance of aspect ratio and application to deformation bands », *Jour. Structural Geol.*, vol. 24, p. 1389-1411.
- Schulze-Makuch, D., Carlson, D. A., Cherkauer, D. S., et P. Malik. 1999. « Scale dependency of hydraulic conductivity in heterogeneous media », *Ground Water*, vol. 37, no. 6, p. 904-919.
- Seaton, W. J. et J. B. Burbey. 2005. « Influence of ancient thrust faults on the hydrogeology of the Blue Ridge Province », *Ground Water*, vol. 43, no. 3, p. 301-313.
- Selroos, J.-O., Walker, D. D., Ström, A., Gylling, B. et S. Follin. 2002. « Comparison of alternative modelling approaches for groundwater flow in fractured rock », *J. Hydrology*, vol. 257, p. 174-188.
- Seront, B., Wong, T.-F., Caine, J. S., Forster, C. B., Bruhn, R. L. et J. T. Fredrich. 1998. « Laboratory characterization of hydromechanical properties of a seismogenic normal fault system », *Jour. Structural Geol.*, vol. 20, no. 7, p. 865-881.
- Shan, C., Javandel, I. et P. A. Witherspoon. 1995. « Characterization of leaky faults: study of water flow in aquifer-fault-aquifer systems », *Water Resources Research*, vol. 31, no. 12, p. 2897-2904.
- Shlumberger. 2002. *Well Test Interpretation*. Disponible en ligne sur http://www.slb.com/content/services/testing/data/well_test_interp.asp
- Sibson, R. H. 1996. « Structural permeability of fluid-driven fault-fracture meshes », *Jour. Structural Geol.*, vol. 18, p. 1031-1042.
- Smith, D. A. 1966. « Theoretical consideration of sealing and non-sealing faults », *AAPG Bulletin*, vol. 50, p. 363-374.

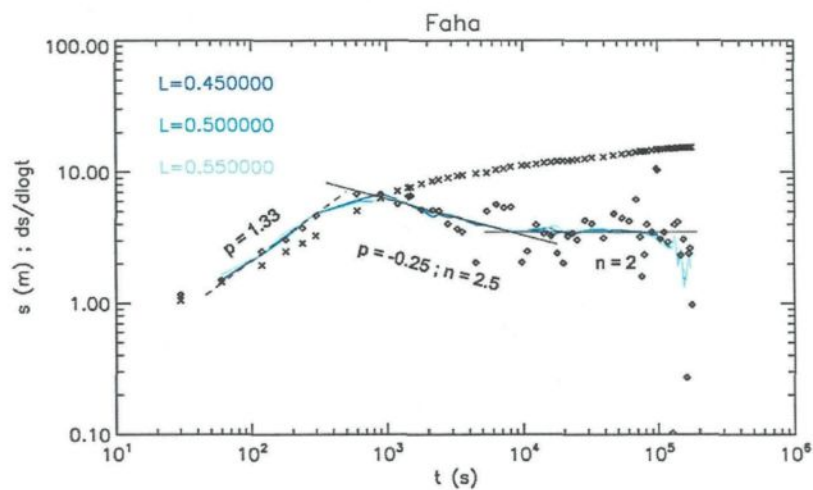
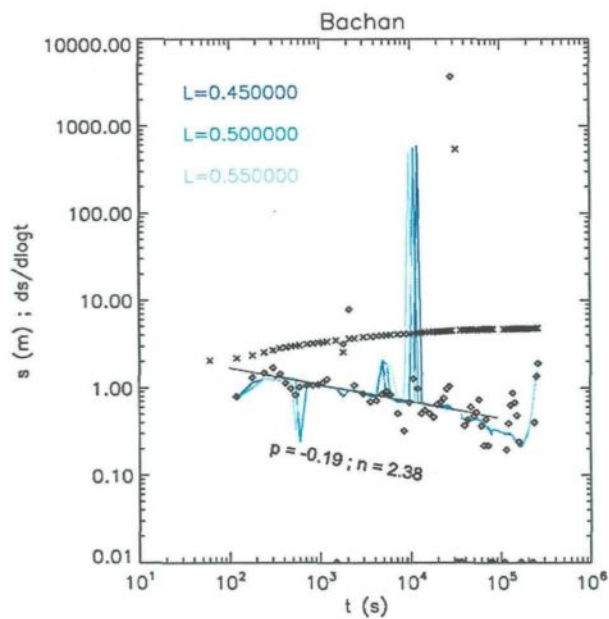
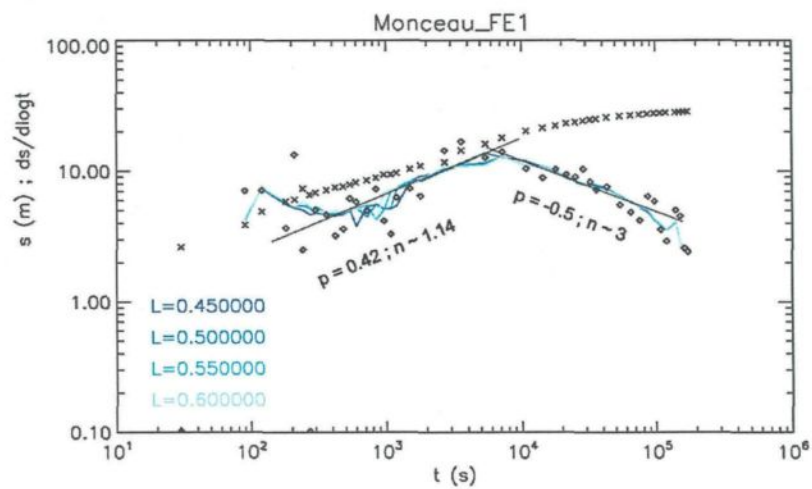
- Snow, D. T. 1969. « Anisotropic permeability of fractured media », *Water Resources Research*, vol. 5, no. 6, p. 1273-1289.
- Song, I., Elphick, S. C., Odling, N., Main, I. G. et B. T. Ngwenya. 2004. « Hydromechanical behavior of fine-grained calcilutite and fault gouge from the Aigion Fault Zone, Greece », *Comptes Rendus Geosciences*, vol. 336, no. 4-6, p. 445-454.
- Streltsova, T. D. 1982. « Well hydraulics in vertically heterogeneous formations », *Jour. Hydraul. Div. Proc. Am. Soc. Civ Eng.*, vol. 108, p. 1311-1327.
- Taylor, W. L. et D. D. Pollard. 2000. « Estimation of in situ permeability of deformation bands in porous sandstones, Valley of Fire, Nevada », *Water Resources Research*, vol. 36, no. 9, p. 2595-2606.
- Tchalenko, J. S. 1970. « Similarities between shear zones of different magnitudes », *Geol. Soc. Amer. Bull.*, vol. 81, p. 1625-1640.
- Tiab, D. 2005. « Analysis of pressure derivative data of hydraulically fractured wells by the Tiab's Direct Synthesis technique », *Jour. Petroleum Sc. and Engineering*, vol. 49, p. 1-21.
- Theis, C. V. 1935. « The relation between the lowering of the piezometric surface and the rate and duration of discharge of a well using groundwater storage », *Amer. Geophys. Union, Transactions*, vol. 16, p. 519-524.
- Therrien, R. et E. A. Sudicky. 1996. « Three-dimensional analysis of variably saturated flow and solute transport in discretely-fractured porous media », *Jour. Contaminant Hydrology*, vol. 23, no. 6, p. 1-44.
- Therrien, R., McLaren, R. G., Sudicky, E. A., et S. M. Panday. 2004. *HydroGeoSphere. A three-dimensional numerical model describing fully-integrated subsurface and surface flow and solute transport*. Canada : Université Laval, University of Waterloo, 300 p.
- Therrien, R., R.G. McLaren, E.A. Sudicky and S.M. Panday. 2006. *Hydrogeosphere*. University of Waterloo, Groundwater Simulations Group.
- Thorbjarnarson, K. W., Huntley, D. et J. J. McCarty. 1998. « Absolute hydraulic conductivity estimates from aquifer pumping and tracer tests in stratified aquifer », *Ground Water*, vol. 36, no. 1, p. 87-97.
- Tsutsumi, H., Togo, M., Watanabe, M., Kin, T. et N. Sato. 2001. « Active fault map in urban area: Nagaoka », Technical report of the Geographical Survey Institute, D.1, No. 388.
- Turcotte, D. L. 1986. « Fractals and fragmentation », *J. Geophys. Res.*, vol. 91 (B2), p. 1921.

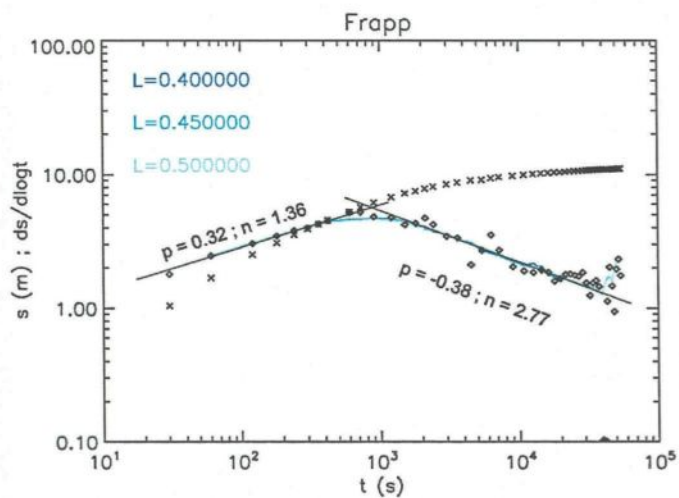
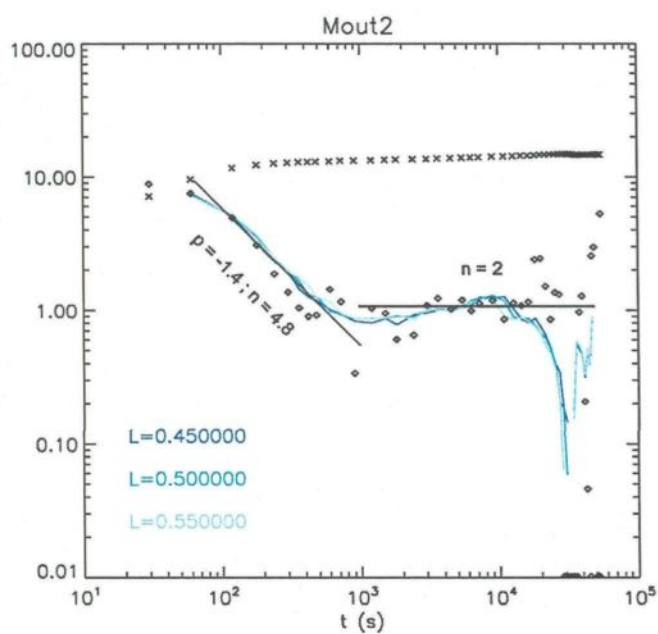
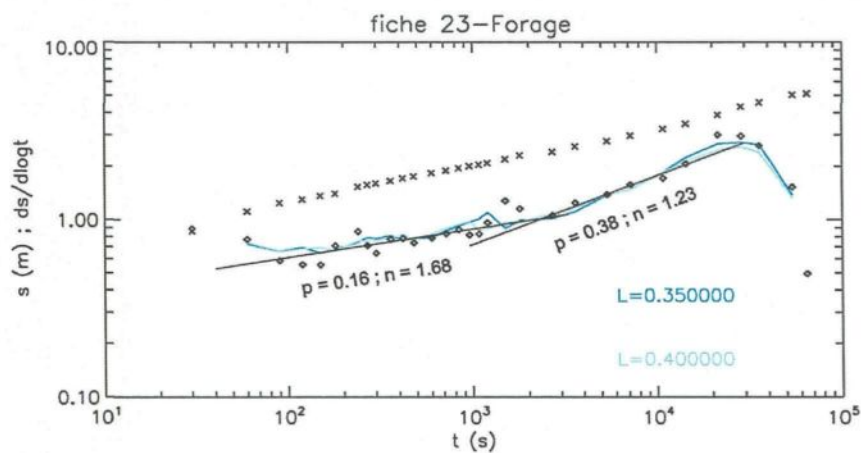
- Vahtinen, T. et H. Ahokas. 2004. *Long-Term Pumping Test in Borehole KR24 and Pressure Observations at Olkiluoto, Eurajoki in 2004*. Working Report 2005-40, 102 p.
- Van Tonder, G. J., Botha, J. F., Chiang, W.-H. et H. Kunstmann. 2001. « Estimation of the sustainable yields of boreholes in fractured rock formations », *J. Hydrology*, vol. 241, p. 70-90.
- Van Tonder, G., Kornelius, R. et I. Dennis. 2002. « Interpretation of single-well tracer tests using fractional-flow dimensions. Part 1: Theory and mathematical models », *Hydrogeology Journal*, vol. 10, p. 351–356.
- Vermilye, J. M. et C. H. Scholz. 1998. « The process zone: A microstructural view of fault growth », *J. Geophys. Res.*, vol. 103, no. B6, p. 12223-12237.
- Verweij, J. M. 1995. *Analysis of pumping test data from hard rock aquifers*. TNO-Report GG R-95-39(A), 62 p.
- Walker, D. D., et R. M. Roberts. 2003. « Flow dimension corresponding to hydrogeological conditions », *Water Resources Research*, vol. 39, no. 12, p. 1349-1357.
- Wang, M., Kulatilake, P. H. S. W., Um, J., and J. Narvaiz. 2002. « Estimation of REV size and three-dimensional hydraulic conductivity tensor for a fractured rock mass through a single well packer test and discrete fracture fluid flow modeling », *International Jour. Rock Mechanics & Mining Sciences*, vol. 39, p. 887-904.
- Warren, J. E. et P. J. Root. 1963. « The behavior of naturally fractured reservoirs », *SPE, Trans. AIME*, vol. 228, p. 245-255.
- Wibberley, C. A. J. et T. Shimamoto. 2003. « Internal structure and permeability of major strike-slip fault zones: the Median Tectonic Line in Mie Prefecture, Southwest Japan », *J. Structural Geol.*, vol. 25, p. 59-78.
- Witherspoon, P. A., Wang, J. S. Y., Iwai, K. et J. E. Gale. 1980. « Validity of fluid flow in a deformable rock fracture », *Water Resources Research*, vol. 16, p. 1060.
- Wu, H. et D. D. Pollard. 1995. « An experimental study of the relationship between joint spacing and layer thickness », *Jour. Structural Geol.*, vol. 17, no. 6, p. 887-905.

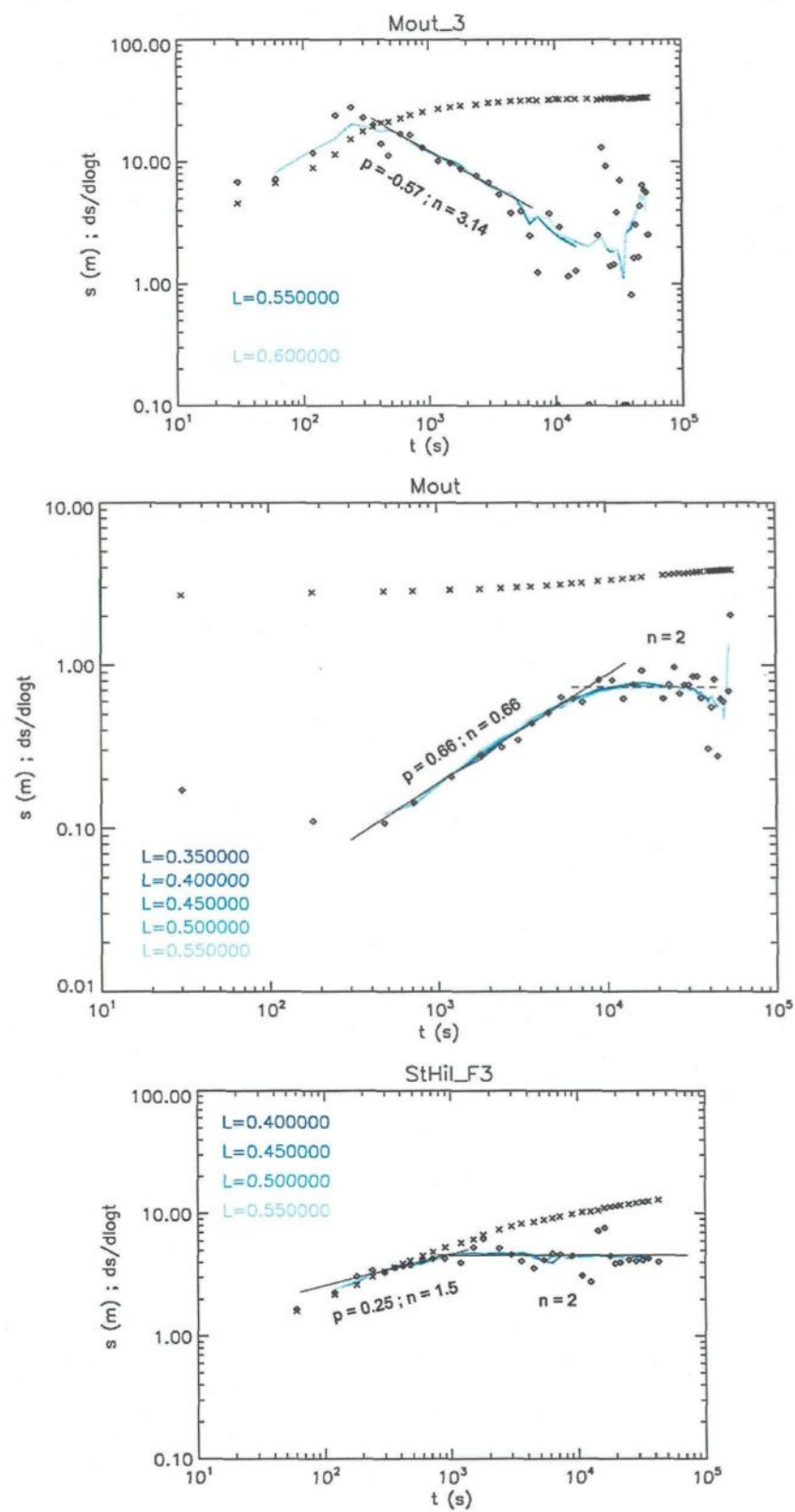
ANNEXE

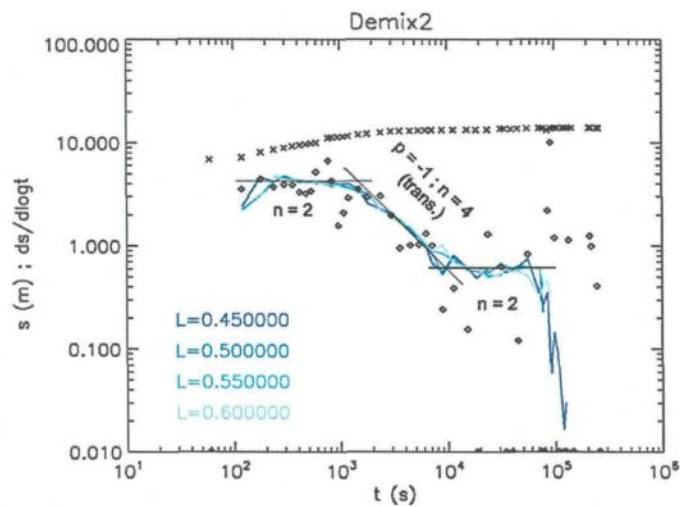
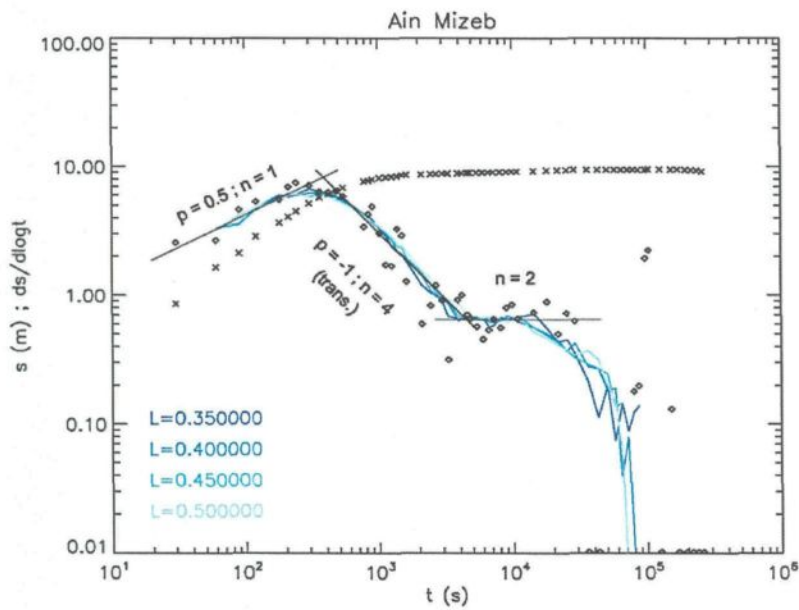
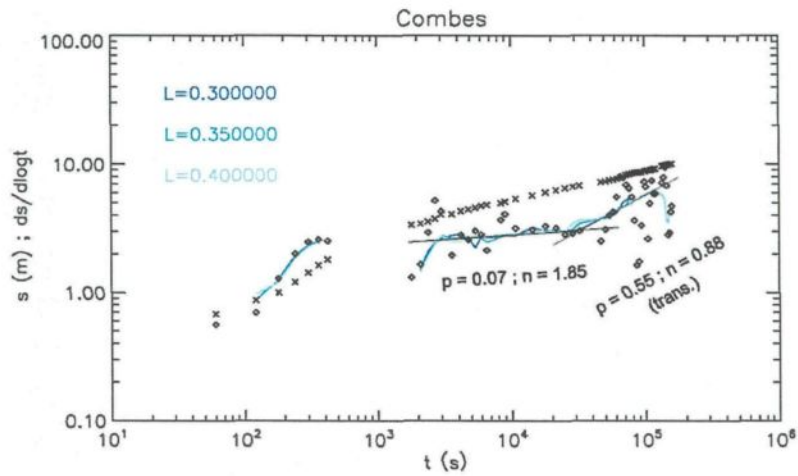
DONNÉES DE RABATTEMENT ET DÉRIVÉE LOGARITHMIQUE DES ESSAIS DE POMPAGE À PUITTS UNIQUE

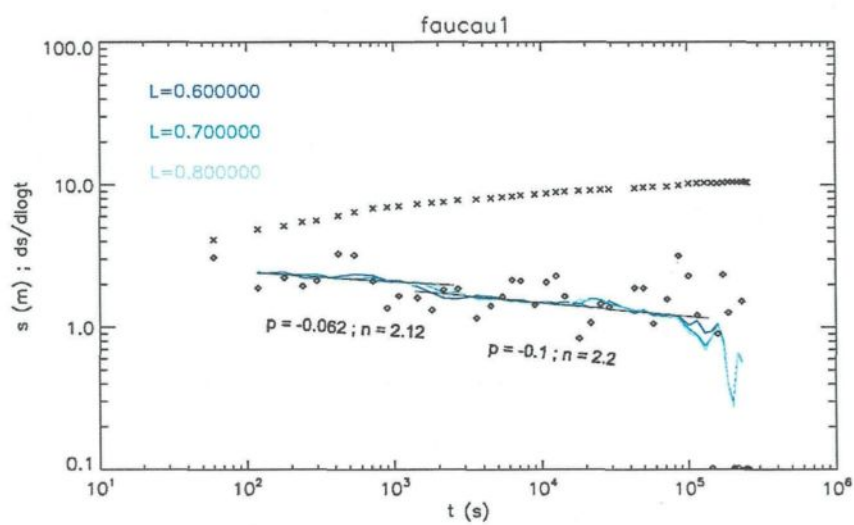
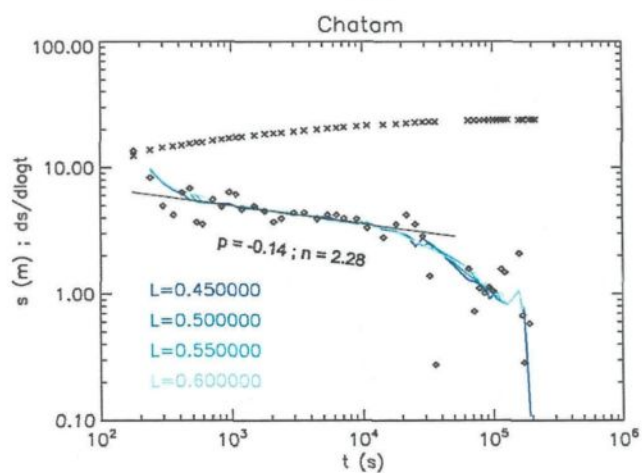
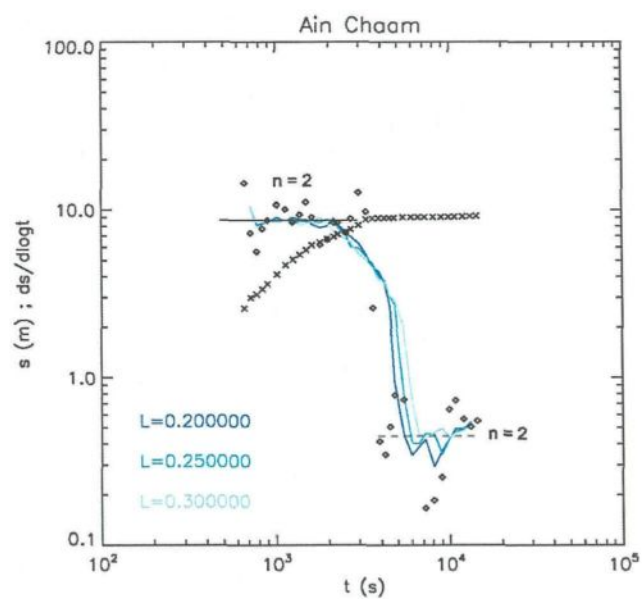


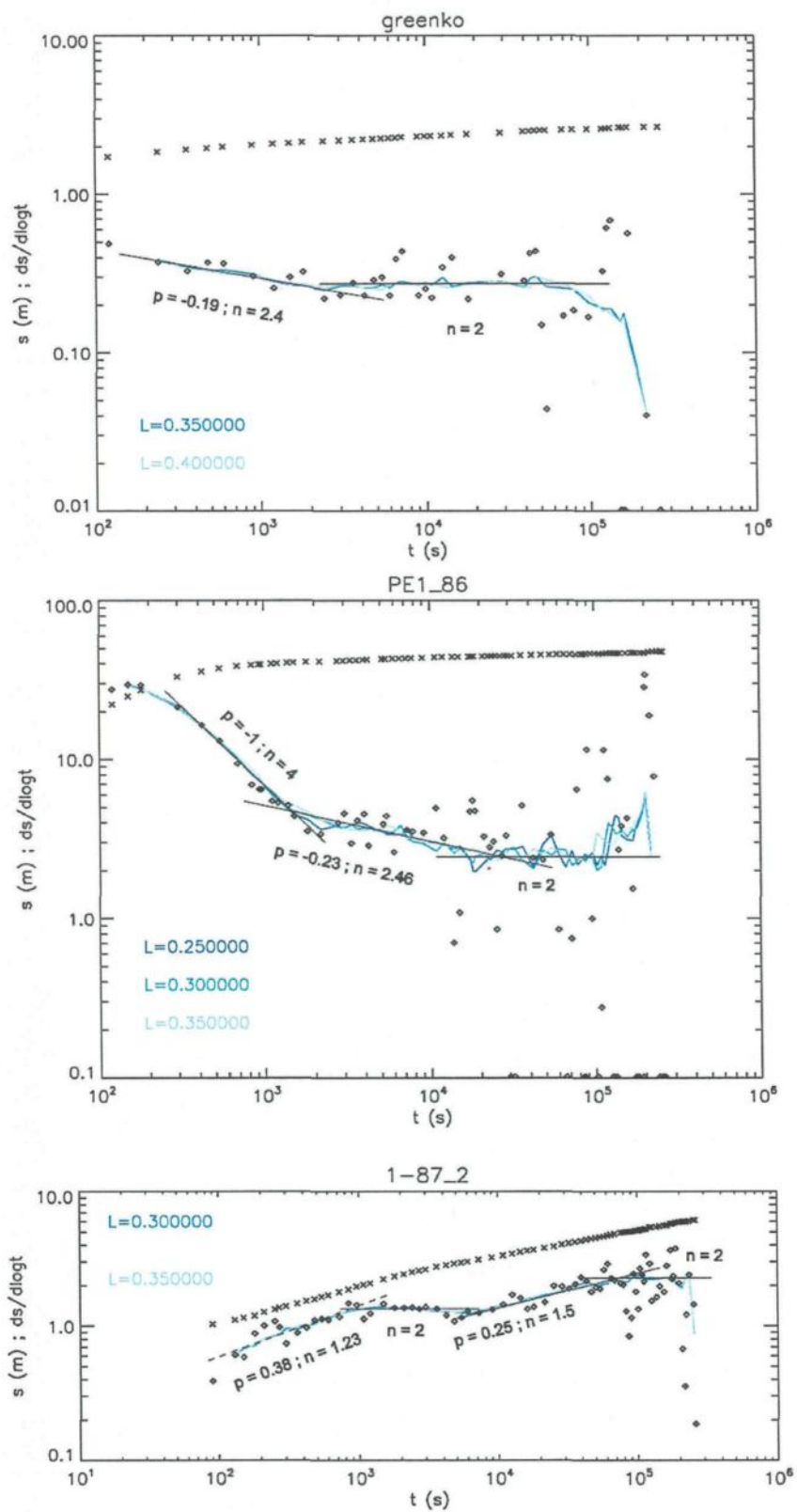


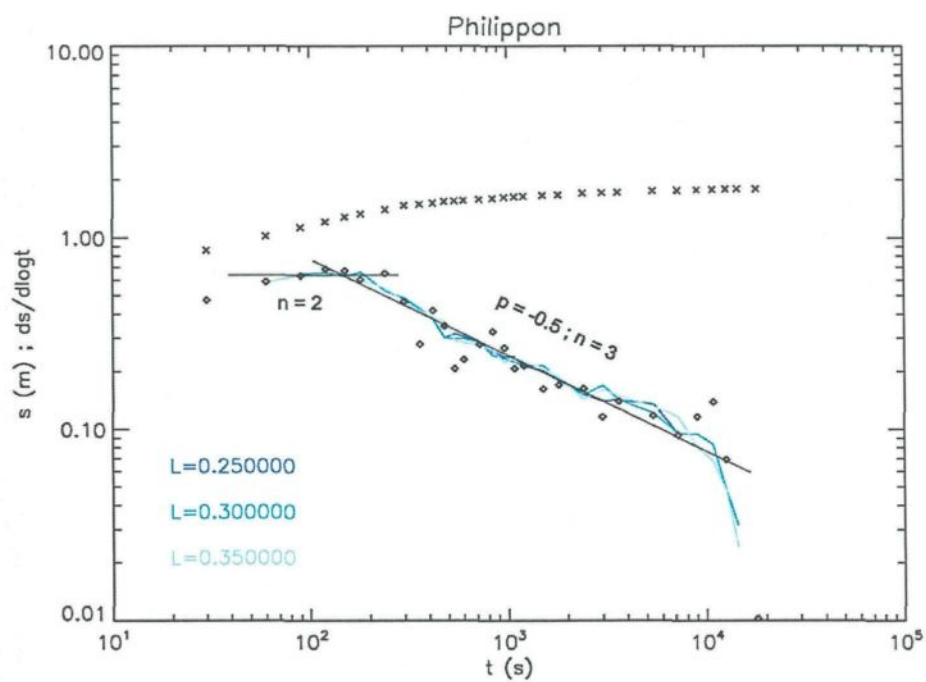
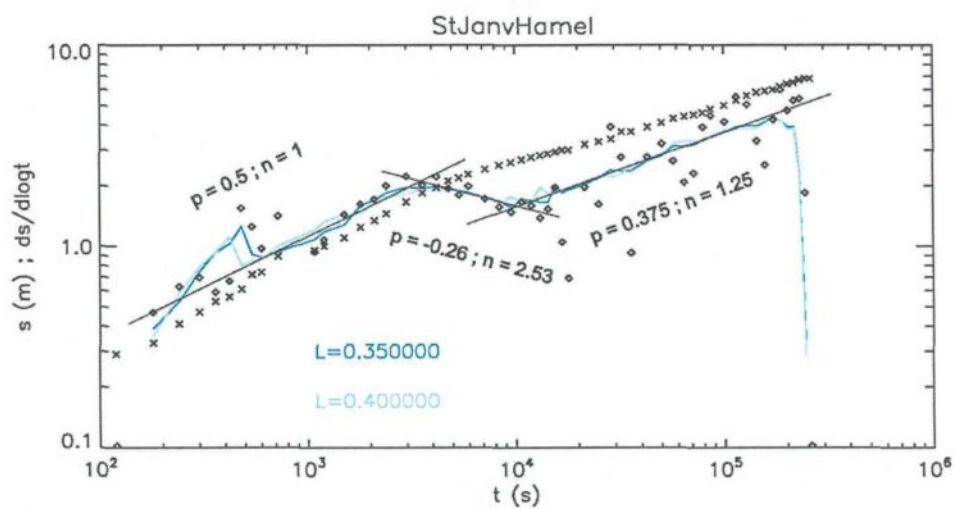
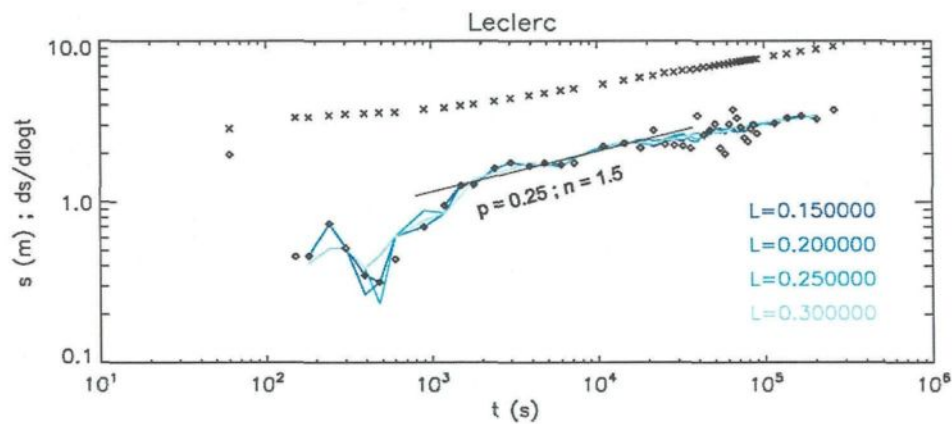


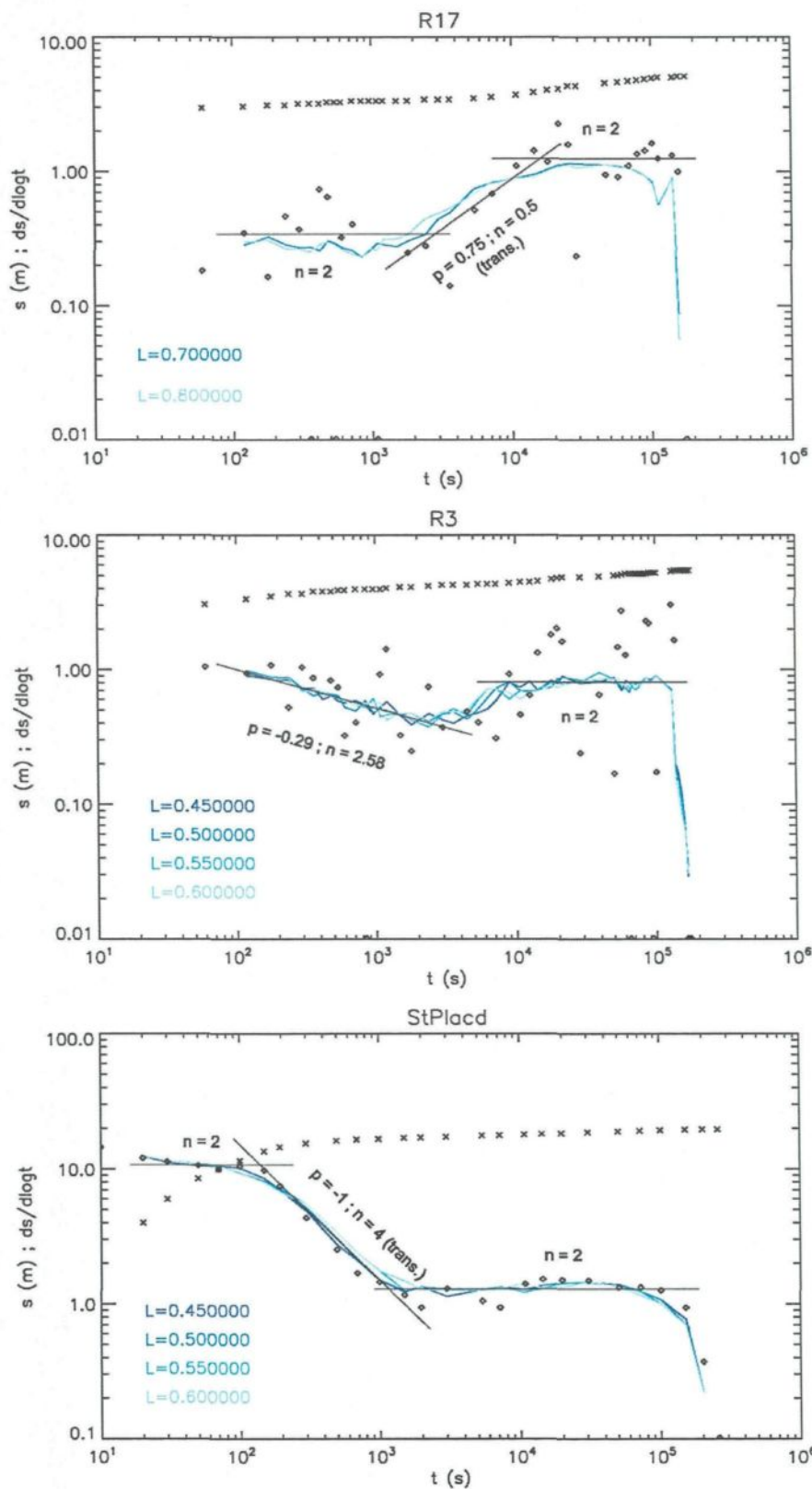


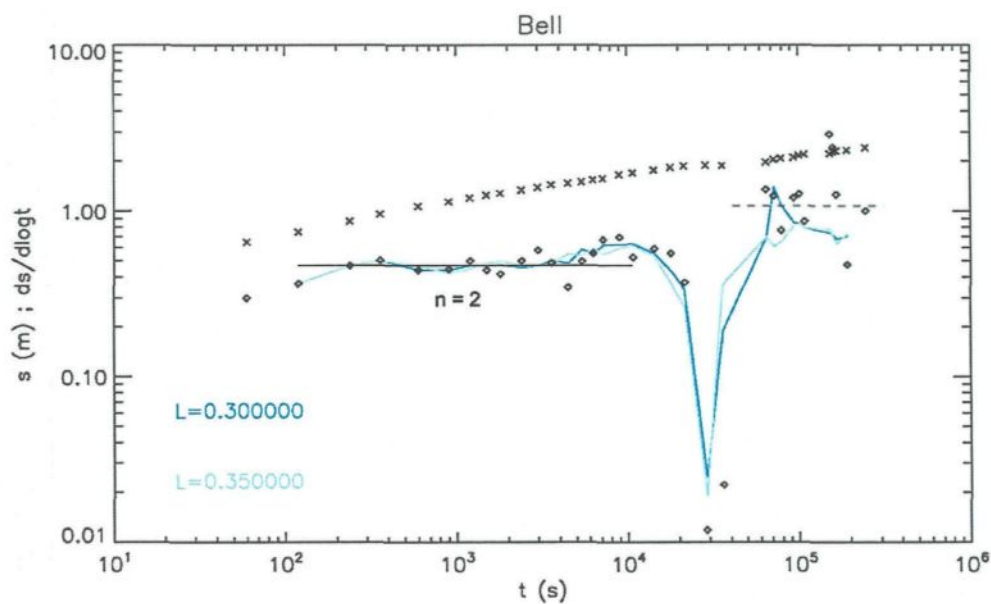
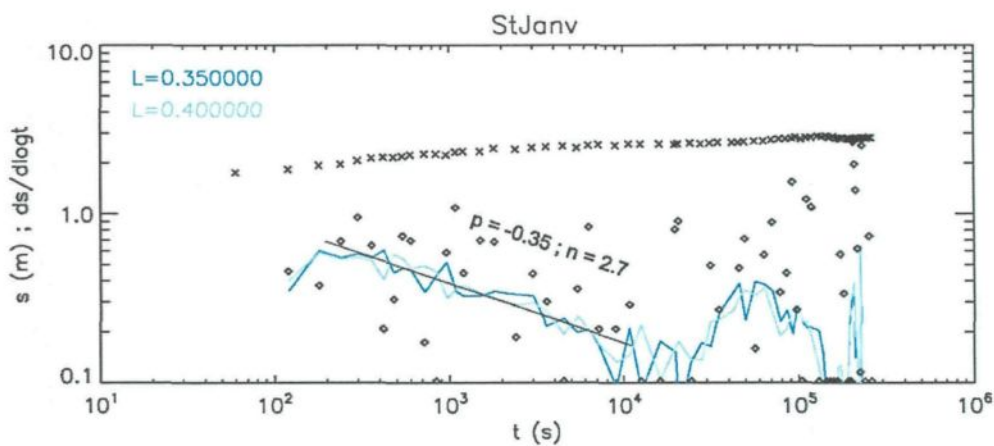
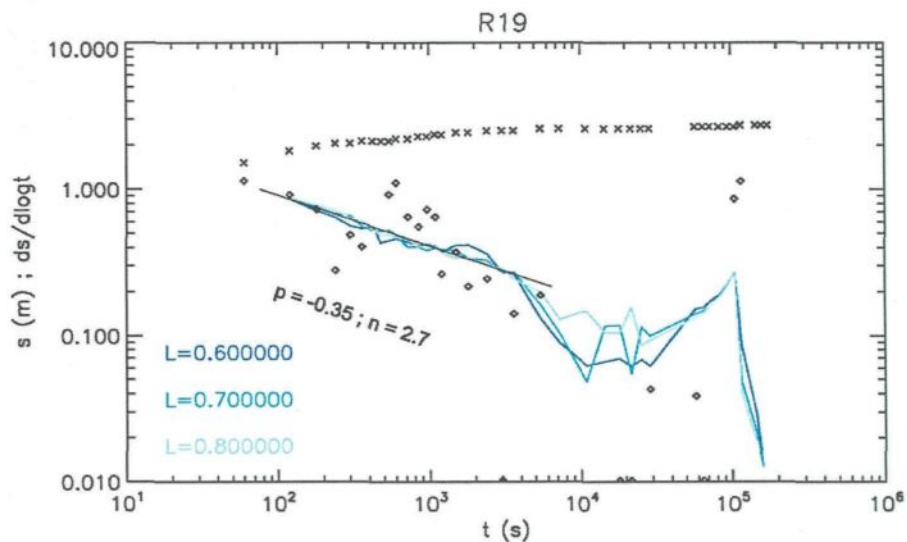


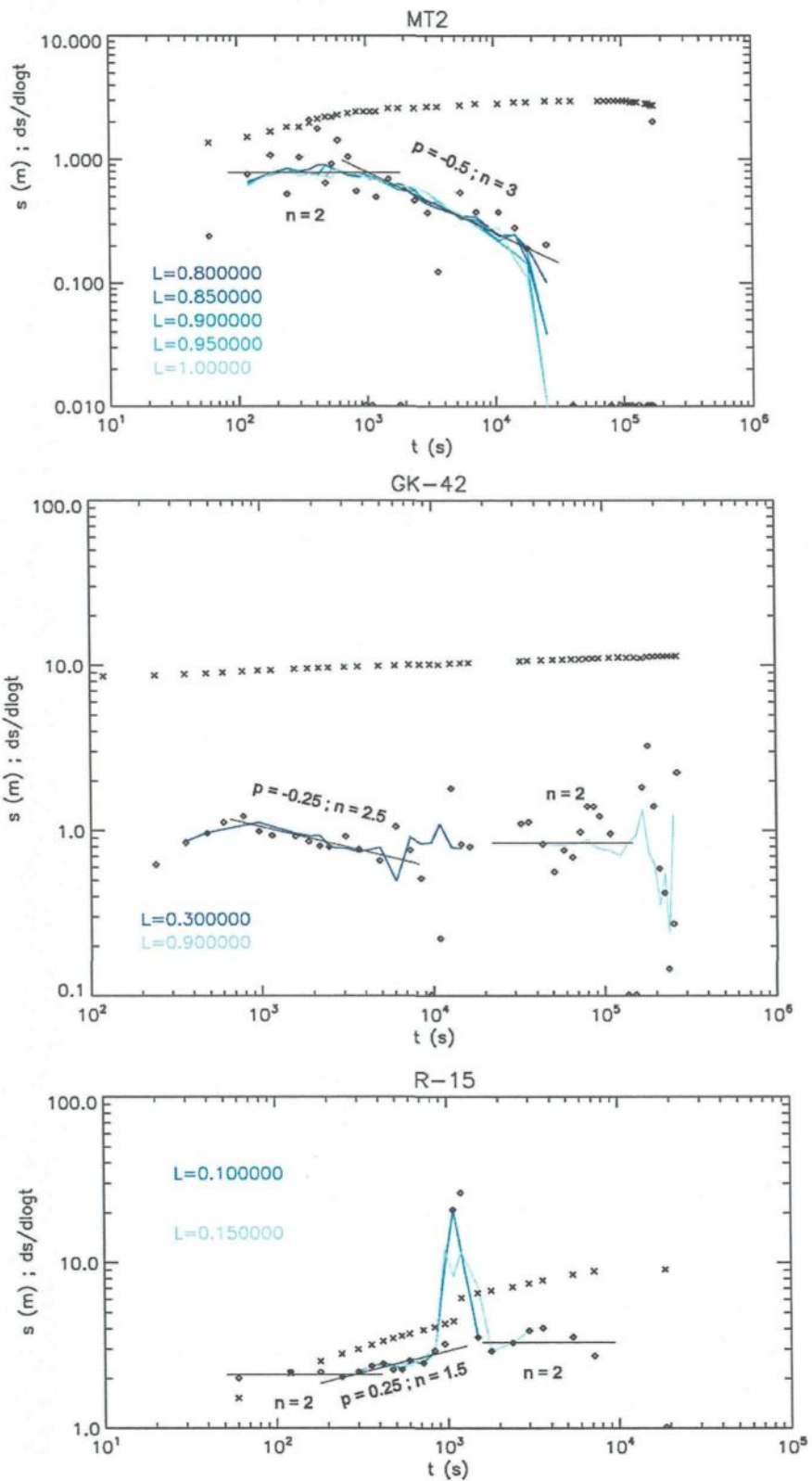


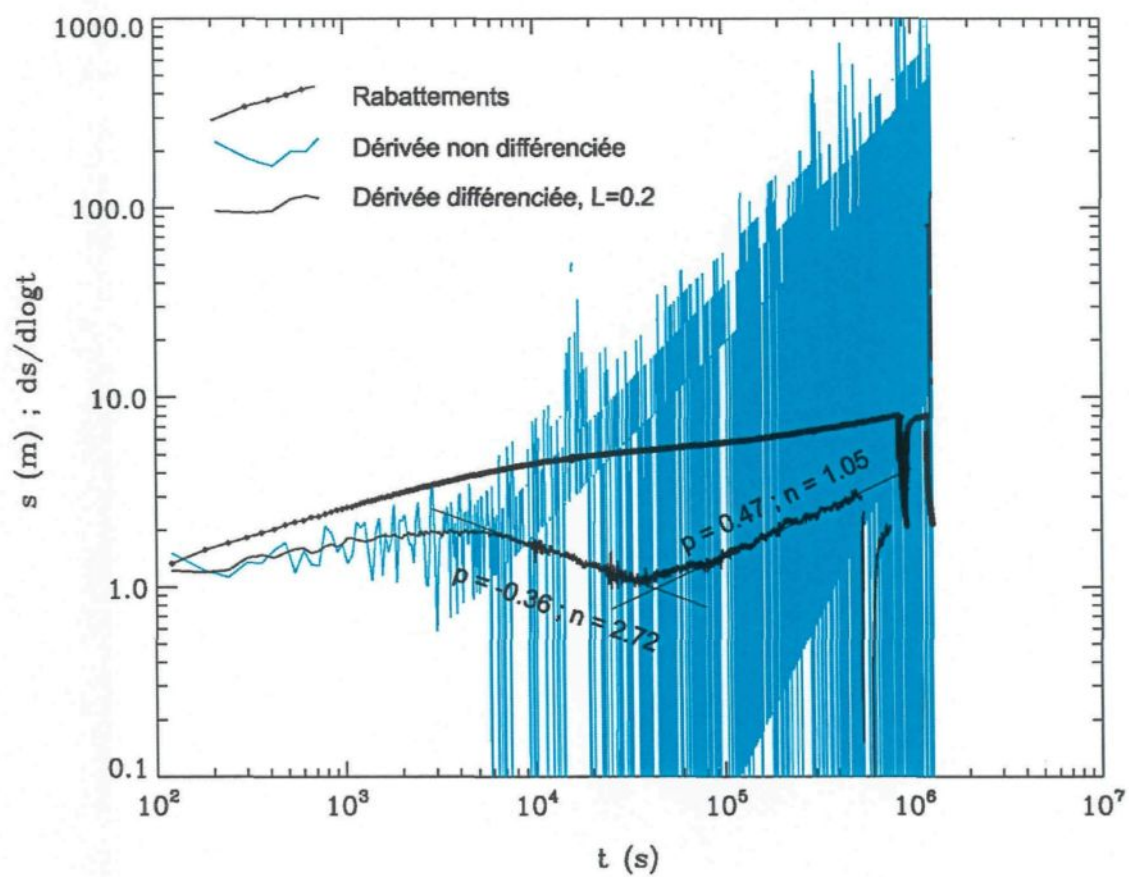
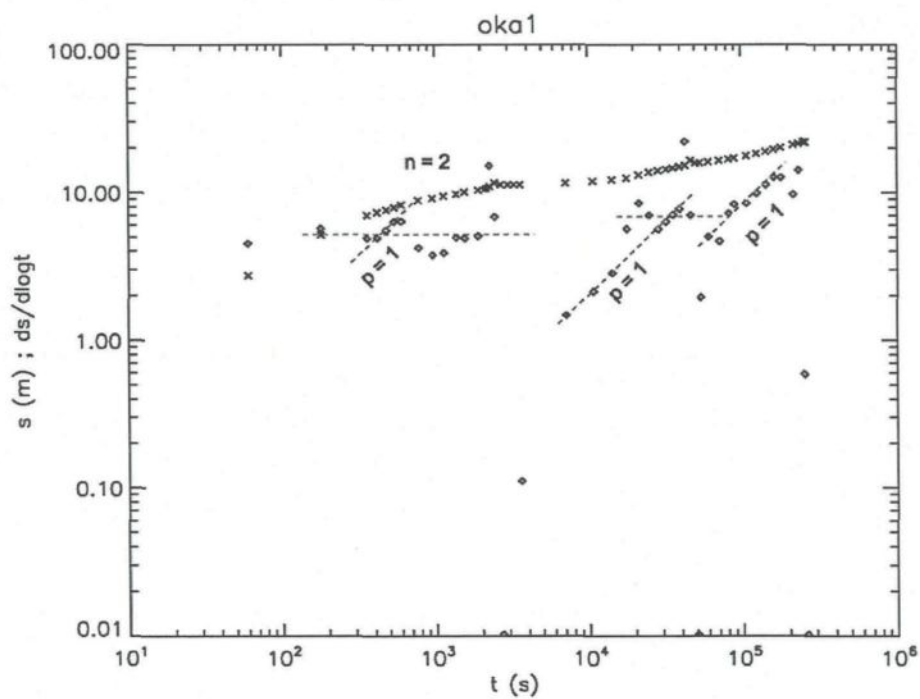














X0368844 1