



***Paléo-environnements tropicaux
et variabilité climatique***

Centre IRD de Nouméa



**Mémoire d'habilitation à diriger les recherches
Présenté à l'Université Paul Sabatier de Toulouse**

Par Pierre Genthon

**TRANSFERTS DE FLUIDES REACTIFS ET DE CHALEUR DANS DES
MILIEUX GEOLOGIQUES COMPLEXES
LES CAS DES TURBIDITES, D'UNE FRACTURE VERTICALE ET DES
MASSIFS CARBONATES**

Soutenu le 10 Novembre 2003 à L'Université Paul Sabatier
(Toulouse III) devant le jury composé de:

Jacques Boulégué : IRD, Professeur, Université Paris VI
Philippe Davy : Directeur de Recherches, CNRS, Rennes
Bernard Dupré : Directeur de Recherches, CNRS, Toulouse
Bertrand Fritz : Directeur de Recherches, CNRS, Strasbourg
Michel Rabinowicz : Professeur, Université Paul Sabatier, Toulouse

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier les membres de ce jury qui ont bien voulu évaluer ce travail et tout particulièrement les rapporteurs. Les résultats présentés dans ce mémoire résultent tous d'un travail d'équipe. Je voudrais tout d'abord remercier les étudiants que j'ai encadré en stage ou en thèse pour m'avoir obligé par leurs interrogations à aller au fond des choses ainsi que pour leur ténacité dans le déchiffrement des hiéroglyphes que j'utilise en guise de corrections. De même tout une partie de ce travail n'aurait pu se faire sans le soutien de l'équipe rassemblée autour du laboratoire de Moulis et tout particulièrement François Bourges, Dominique D'Hulst et Alain Mangin.

Ma reconnaissance va aussi à tous les membres de l'équipe 'Dynamique Terrestre et Planétaire' pour l'ambiance qu'ils contribuent à y créer, à Muriel Barriot et à Nathalie pour étendre le domaine du possible ainsi qu'à Marc Monnereau pour toutes ces heures passées en discussions animées.

Enfin mes remerciements vont à l'IRD et tout particulièrement à son UR Paléotropique pour m'avoir accueilli en son sein. Ce mémoire n'aurait probablement pas vu le jour avant plusieurs années sans la bouffée d'oxygène que constitue mon accueil à Nouméa, que ce soit au niveau des thématiques scientifiques qu'au niveau de la disponibilité pour la recherche.

Sommaire

1	Introduction et présentation générale.....	4
2	Convection et structure de perméabilité dans les bassins sédimentaires	7
2.1	Stratification et anisotropie de perméabilité	7
2.2	L'effet de l'inclinaison des couches.....	9
2.3	Conclusion sur les distributions de perméabilité obtenues	10
2.4	Nécessité de prendre en compte la diagénèse minérale	11
2.5	Limites et perspectives	12
2.6	Diagénèse dans les bassins sédimentaires profonds	13
3	Convection dans les milieux fracturés et récupération de chaleur en roche chaude et sèche (HDR).....	15
4	Porosité du karst et ressources en eau.....	17
4.1	Les îles Loyauté et leur réseau de drainage.	20
4.2	Développement de grandes cavités karstiques	22
5	Perspectives générales et projet de recherche	26
5.1	Développement et fonctionnement des réseaux karstiques.....	28
5.1.1	Développement des réseaux karstiques.....	29
5.1.2	Karstification et variation du niveau des mers (tectonique, eustatisme).	30
5.1.3	La température comme traceur du fonctionnement des karst.....	30
5.1.4	Karstification des roches non-calcaires.....	31

1 Introduction et présentation générale

Les eaux douces de la planète sont disponibles en quantité limitée et sont de plus vulnérables aux pollutions d'origine industrielle ou domestique. Cette vulnérabilité s'accroît lorsque la ressource en eau est limitée par le climat, par exemple dans les zones sahéliennes, et/ou soumise à forte une forte pression du fait du développement urbain. Même en Europe occidentale, la quantité d'eau douce disponible peut devenir critique au cours de sécheresses ponctuelles comme celles qui ont affecté notre pays en 1976 et 1990 ou bien si l'épisode commencé en 2003 se poursuit. Le pétrole est un autre fluide d'importance économique, disponible aussi en quantité limitée et se trouvant dans les mêmes formations que l'eau. Il y a donc de nombreuses raisons de s'intéresser à la circulation des fluides dans les milieux poreux géologiques.

Les équations de Darcy n'ont pas été dérivées sur des milieux géologiques mais plutôt sur des milieux modèles homogènes et simples géométriquement. J'ai l'habitude de montrer au début de mes cours de Dea trois figures. En a) est figuré un modèle formé d'un assemblage de sphères dures sur lequel les dérivations mathématiques sont faciles. Les choses se corsent dans le cas du lieu fracturé : les équations de Darcy peuvent généralement encore s'appliquer à l'intérieur d'une fracture pour peu qu'elle soit d'ouverture faible ou remplie d'un résidu broyé, mais le milieu lui-même est à structure hiérarchique, les petites fractures s'arrêtant sur les plus grosses. Il est donc nécessaire de préciser à quelle échelle on souhaite étudier l'écoulement. Le cas de la figure b) représente un grès composé de lentilles à grain grossier et donc perméables, limitées par des bordures à grain fin, voir légèrement argileuses. Ce matériel possède une bonne porosité moyenne et est donc susceptible de jouer le rôle de réservoir. Cependant ce réservoir ne peut être drainé que si la continuité des enveloppes imperméables des lentilles est rompue, soit à cause des conditions de dépôt, soit du fait de la tectonique. En c) enfin le karst possède une porosité qui est créée par la circulation de l'eau elle-même et s'ajuste en permanence à des conditions aux limites non stationnaires, changeant en fonction de la tectonique ou bien des variations eustatiques du niveau des mers. Le karst s'installe de plus en général dans des zones tectoniquement actives donc fissurées, chaque fissure pouvant être scellée par reprécipitation au cours d'un épisode tectonique suivant. Le karst ne présente pas une organisation de porosité unique mais plutôt plusieurs familles de vides qui échangent de l'eau. Notons de plus que l'équation de Darcy ne peut être appliquée dans plusieurs portions du karst (grottes, rivières souterraines) car l'écoulement n'y est pas laminaire, mais turbulent.

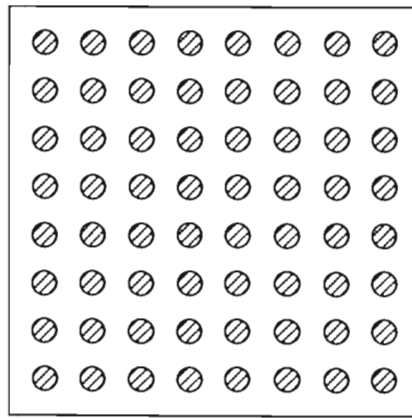


Figure 1a Le milieu modèle constitué d'un réseau de sphères dures

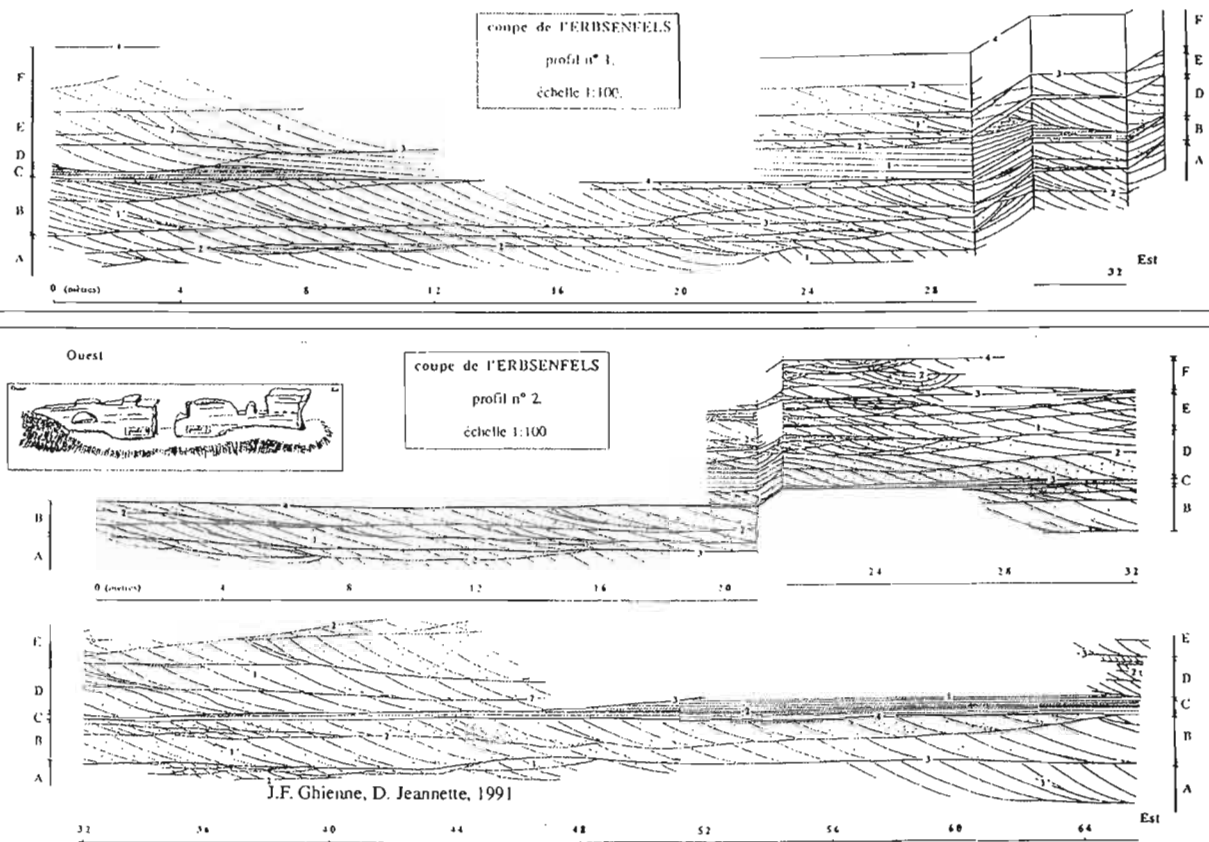


Figure 1b Structures de sédimentation dans un grès du Bundsandstein dans les Vosges

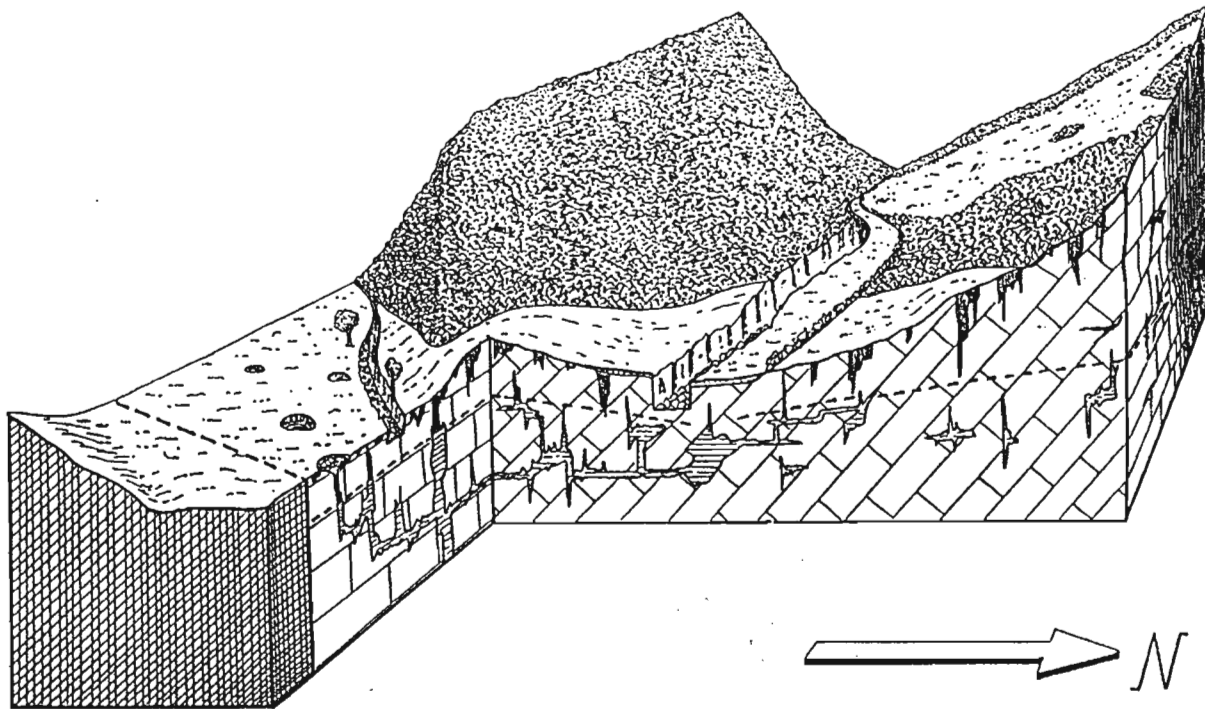


Figure 1c Distribution de la porosité dans le massif karstifié du Baget (avec la courtoisie du laboratoire souterrain de Moulis)

L'étude hydrologique de tous ces milieux demande des avancées conceptuelles et observationnelles qui font partie du domaine de la recherche. J'ai travaillé sur l'ensemble de ces milieux en utilisant le transfert de chaleur comme moyen d'auscultation privilégié. Je présenterai d'abord les résultats sur les milieux turbiditiques sous-marins obtenus essentiellement par modélisation des épisodes de convection thermique qui les affectent. Je présenterai dans un deuxième temps les modélisations de convection en fracture unique que j'ai entreprises avec deux étudiants dans le cadre des travaux préliminaires destinés à calibrer la récupération de chaleur en milieu fracturé sec.

Depuis 1994, je suis intégré au sein d'un groupe de travail dénommé 'Transferts complexes en milieux poreux et ressources en eau' financé par le Programme National de Recherches en Hydrologie qui permet des échanges stimulants entre spécialistes des milieux poreux de différentes disciplines. Mes centres d'intérêt se sont progressivement déplacés vers le karst ainsi que vers un plus grand éventail d'outils de travail. Je présenterai dans une troisième partie l'état d'avancement de mes travaux ainsi que les perspectives envisagées sur ce thème.

2 Convection et structure de perméabilité dans les bassins sédimentaires

2.1 Stratification et anisotropie de perméabilité

Une des premières caractéristiques des bassins sédimentaires est qu'ils sont stratifiés. Les variations constantes de conditions de dépôt font qu'alternent des niveaux calcaires, argileux et gréseux. Seuls les grès assurent une bonne perméabilité, ainsi que les calcaires, s'ils sont karstifiés. Des bancs gréseux d'épaisseur supérieure à une dizaine de mètres sont exceptionnels. A l'échelle du bassin sédimentaire ces niveaux constituent un réseau de corps lenticulaires, plus ou moins allongés et plus ou moins connectés suivant les conditions de dépôt. Le modèle d'un assemblage de petites billes, sous-jacent à l'idée de la loi de Darcy doit donc être étendu pour s'appliquer à un tel milieu. Une approche rigoureuse consisterait à acquérir la géométrie des niveaux perméables, par observation directe à l'affleurement et en utilisant des données de sismique à haute résolution. On peut alors calculer l'écoulement dans le milieu obtenu. Pour obtenir des résultats généraux, il faut effectuer une statistique, soit sur l'exemple utilisé, ou mieux sur une série d'exemples. Si l'on veut être tout à fait rigoureux, il faut aussi observer le milieu à l'échelle du grain. Et l'on apercevra des grains de taille variée et de forme anguleuse ou ronde. On doit donc en toute rigueur effectuer une approche statistique et multi-échelle. Ceci suggère que le simple fait de calculer une perméabilité à l'échelle d'un bassin soit un sujet de recherches à part entière.

On peut essayer néanmoins de court-circuiter quelques étapes. Darcy lui-même ne disposait pas des techniques de prise de moyenne quand il a proposé la loi des écoulements en milieu poreux qui porte son nom. J'ai donc utilisé la première information qui saute aux yeux quand on commence à étudier un bassin sédimentaire : il est stratifié. Ceci signifie que l'écoulement se fera mieux suivant l'horizontale, ou tout du moins la paléo-horizontale au moment du dépôt des sédiments. Ceci peut se traduire par un tenseur de perméabilité diagonal et anisotrope, son axe long étant dirigé vers l'horizontale. On peut montrer facilement que si le bassin est formé d'un empilement de couches parallèles et infinies de perméabilité k_{sup} et k_{inf} avec $k_{sup} \gg k_{inf}$ la perméabilité horizontale peut atteindre $p \times k_{sup}$ la perméabilité verticale valant $k_{inf}/(1-p)$ où p est la proportion de niveaux perméables. On peut donc obtenir une anisotropie atteignant le million avec des grès de perméabilité 10^{-12} m^2 séparés par des niveaux argileux continus de perméabilité 10^{-18} m^2 .

En pratique, les niveaux perméables ne sont jamais connectés à l'échelle du bassin. Ils forment des lentilles plus ou moins allongées, et sont éventuellement organisés en réseaux de tubes (Petitjohn, 1957). Si les lentilles sont noyées dans une matrice argileuse majoritaire, la connexion à grande distance a toutes les chances d'être nulle et le bassin peut être considéré comme imperméable. Ce cas est par exemple celui du delta de la Mahakam en Indonésie (Peters et coll., 2000). Des circulations lentes peuvent néanmoins exister à l'intérieur d'une lentille unique. Elles sont détectées par les transformations minéralogiques qu'elles induisent sur des échelles de plusieurs dizaines de Ma par transport de minéraux en solution (Gouze et coll., 1994).

Cependant, si le bassin est soumis à des déformations tectoniques, un épisode de fracturation va mettre en connexion les niveaux perméables et déclencher des

circulations à l'échelle du bassin. Ces circulations sont d'autant plus vigoureuses que le matériau poreux perméable des lentilles se trouve sous-compacté à cause de barrières imperméables qui l'ont empêché d'expulser son eau au fur et à mesure que la pression augmentait du fait de son enfouissement progressif. Toujours dans le delta de la Mahakam, on a pu observer ainsi les traces de plusieurs épisodes de circulation très active se manifestant par un mélange de matériaux gréseux et argileux au voisinage des failles (Clauer et coll., 1999). On a des indications de nature géochimique que ces épisodes ont été très brefs, de durée inférieure au million d'années. Ceci pourrait être une conséquence du fait que les fractures représentent dans ce cas des étranglements de la circulation qui sont très rapidement bouchés par des dépôts de minéraux après un événement tectonique. A l'opposé du delta de la Mahakam, on peut imaginer un bassin sédimentaire contenant 90% de matériau gréseux perméable se répartissant en lentilles séparées par de minces barrières argileuses ou bien simplement à grain très fin. Si les niveaux imperméables sont en continuité, ce qui peut se comprendre en considérant qu'ils ont été déposés au cours d'un long épisode de sédimentation faible, la perméabilité du bassin peut très bien être quasi-nulle. Par contre, au moindre mouvement tectonique, les niveaux perméables seront en connexion, et donc la perméabilité à grande échelle sera établie. Dans ce cas la connexion entre les lentilles perméables sera de section importante et donc moins susceptible d'être bouchée rapidement par des dépôts minéraux, que des fissures. On peut donc s'attendre à des épisodes de circulation de durée significative à l'échelle des temps géologiques.

Quel est le type de schéma le plus adapté aux bassins sédimentaires ? Quelle sera la perméabilité à grande échelle ? Dans le premier cas, où la proportion d'imperméables est importante, la perméabilité à grande échelle sera très faible. Les lentilles elles-mêmes peuvent néanmoins constituer de petits réservoirs de bonne qualité, pour de l'eau ou des hydrocarbures. Dans le cas des bassins à prédominance gréseuse, le problème de la perméabilité reste ouvert, et on peut imaginer tout le spectre des perméabilités entre celle de l'argile et celle du grès. De plus, le travail de terrain est d'autant plus difficile qu'il s'agit non plus de définir la forme générale des réservoirs, mais leur interconnexion. On conçoit que ce paramètre ne soit accessible qu'avec des conditions d'affleurement exceptionnelles. J'ai eu l'opportunité de contraindre de manière indirecte cette anisotropie de perméabilité sur deux exemples de terrain : le bassin d'Okinawa (Annexe I) et le delta profond du Gange (Ormond et coll., 1995 CV). Seules les conclusions de ces études sont discutées ici, mais le lecteur pourra se référer aux publications pour plus de détails, en particulier sur les modélisations utilisées. Dans les deux cas des boucles de circulations thermoconvectives ont été détectées par des mesures de flux de chaleur du fait de leur empreinte sur le champ thermique en surface. La distribution des flux de chaleur permet alors de définir la forme des circuits convectifs, qui renseignent à leur tour sur la distribution des perméabilités, ainsi que l'apport de chaleur basal, à l'échelle de la dizaine de kilomètre. Une de nos surprises a été le peu de latitude offert par nos contraintes observationnelles sur les paramètres thermiques et hydrodynamiques du bassin. Un des résultats essentiels a été qu'une forte anisotropie de perméabilité autorisait des circulations à grande distance. Par exemple dans le cas du bassin d'Okinawa, la boucle convective était longue de 30km, pour une épaisseur du bassin, de 2km seulement. La modélisation numérique néanmoins que des modes de circulation de rapport d'aspect très élevé sont autorisés en milieu anisotrope (Kvenold et Tyvand, 1979 ; McKibbin et Tyvand,

1982), mais que ces modes sont instables et ont donc une très forte probabilité de ne jamais être observées, puisqu'ils vont dégénérer en plusieurs boucles de plus petite taille à la faveur de n'importe quel accident géologique, comme une faille ou une légère anomalie thermique. J'ai été amené à considérer la pente des couches sédimentaires, capable elle aussi d'amener à des circulations convectives de grande extension horizontale.

2.2 L'effet de l'inclinaison des couches

La convection en couche inclinée est fondamentalement différente celle qui se produit en la boîte horizontale pour deux raisons (1) on peut montrer que lorsque le gradient de température n'est pas parallèle à la gravité, il y a toujours convection (2) le long des limites inclinées de la couche le fluide peut monter ou descendre sous l'effet de la poussée d'Archimède sans perte de chaleur, si la conductivité thermique est suffisamment importante pour que ces limites puissent être considérées comme isothermes. Il en résulte l'existence d'un mode convectif dit fondamental, toujours présent, et dans lequel le fluide longe ces interfaces, à une vitesse croissant linéairement avec le nombre de Rayleigh, au moins en couche infinie. (Bories et Combarous, 1973, Caltagirone et Bories, 1985). On obtient donc des cellules convectives bidimensionnelles de très grande extension, mais avec une vitesse de fluide faible. Le mode fondamental prend une importance toute particulière si la perméabilité est beaucoup plus importante parallèlement aux limites de la couche, c.a.d. dans le cas de nos matériaux anisotropes. Partant de l'anisotropie seule, je suis donc arrivé à la combinaison, anisotropie plus pente qui m'ouvrit un domaine de recherche extrêmement fructueux et qui fut à l'origine de la thèse de Anne Ormond, entreprise sous ma direction en 1990. Le premier à me suggérer de m'intéresser aux effets de la pente, fut J.P. Foucher de l'IFREMER.

Le jeu a alors consisté à déterminer en fonction du nombre de Rayleigh (basé sur la perméabilité verticale) quels étaient les modes convectifs susceptibles de se superposer au mode fondamental. En particulier, Anne a montré qu'il existe une pente limite à partir de laquelle seuls des écoulements circulant dans le plan perpendiculaire au mode fondamental et contenant la ligne de plus grande pente peuvent prendre naissance. Cette pente critique est d'environ 32° dans le cas d'un milieu isotrope (Caltagirone, 1985), mais décroît fortement pour des milieux anisotropes comme les bassins sédimentaires. Schématiquement on peut dire qu'une perméabilité très importante parallèlement aux surfaces de stratification agit comme un court-circuit dans cette direction et qu'il en résulte un effet d'augmentation apparente de la pente. Anne Ormond a montré dans son travail de thèse que la pente limite était de 12.7° , 4.2° et 1.4° pour des anisotropies de 10, 100 et 1000, dans le cas d'une couche inclinée infinie limitée en haut et en bas par des surfaces isothermes. Ce travail a nécessité une extension des méthodes numériques utilisées pour la couche horizontale. Chaque étude a utilisé une méthode numérique spécifique pour la résolution du champ de vitesse : directions alternées, décomposition des champs poloïdaux et toroïdaux, compressibilité artificielle. L'influence de la pente a de plus été montrée comme déterminante dans une étude de M. Rabinowicz sur les dorsales en milieu non sédimenté et dont je suis co-auteur (Rabinowicz et coll., 1999 CV). Une des questions intrigantes concernant la convection aux dorsales océaniques est la raison pour laquelle les courants montants sont concentrés au niveau des champs de fumeurs noirs. En effet, la convection à haut nombre de Rayleigh produit habituellement des séries de plumes

montantes tout au long de la boîte convective. L'idée était d'exploiter l'observation que les fumeurs noirs ne sont observés qu'à l'aplomb d'une chambre magmatique active et donc de supposer que les isothermes présentaient un bombement, ce qui simulait l'effet d'une boîte inclinée. Malgré le nombre de Rayleigh extrêmement élevé (16000) favorisant la naissance de nombreuses plumes, il a été montré qu'une pente de la boîte de 30° était capable d'inhiber toute convection secondaire dans le plan du mode fondamental (défini par la ligne de plus grande pente et la verticale). Comme de plus la circulation était toute entière contenue dans un plan de fracture, toute perturbation perpendiculaire au fondamental était aussi interdite et seule la circulation fondamentale persistait, ramenant toute la chaleur drainée dans le plan de fracture en direction du champ de points chauds. L'effet de pente critique en couche pentée persiste donc même à haut nombre de Rayleigh.

2.3 Conclusion sur les distributions de perméabilité obtenues

La similitude entre les résultats obtenus dans les deux bassins turbiditiques est étonnante. Les perméabilités horizontales et verticales correspondant au meilleur accord avec les données de flux sont de $4 \cdot 10^{-13} \text{m}^2$ et $4 \cdot 10^{-16} \text{m}^2$ dans le cas d'Okinawa et de 10^{-12}m^2 et 10^{-14}m^2 dans le cas du Gange. Les valeurs trouvées attirent plusieurs commentaires.

Tout d'abord il était couramment admis que la présence de roche de perméabilité inférieure à 10^{-15}m^2 empêchait toute circulation convective. Notre étude sur le bassin d'Okinawa montre qu'il n'en est rien, si ces roches sont interstratifiées avec des niveaux nettement plus perméables. Il faut cependant noter que les deux exemples étudiés se situent dans des zones tectoniquement actives et soulignées par une sismicité actuelle. J'ai recherché de la littérature sur des bassins sédimentaires analogues, mais situés dans des environnements tectoniquement stables, comme le delta du Rhone (Droz, 1983), ou bien celui de l'Amazone (Keul et coll., 1986). De tels bassins présentent uniquement de faibles anomalies de flux de chaleur, et ces anomalies ne dessinent pas de structures cohérentes sur des dizaines de km. Ceci m'amène à supposer que la connexion naturelle entre les différents niveaux perméables est généralement insuffisante pour autoriser les vitesses verticales de fluide de l'ordre du cm/an qui sont nécessaires pour imposer une empreinte sur le flux de chaleur. Ceci implique que la perméabilité verticale mesurée est une perméabilité de fracture, ces fractures étant induites par la déformation tectonique. L'écoulement du fluide doit donc être vu comme une suite de trajets subhorizontaux dans des drains plutôt larges, séparés par de courts trajets verticaux à travers des fractures. Le fluide est donc focalisé, pour ses trajets verticaux, à l'intérieur des zones d'étranglements que constituent les fractures. L'écoulement global (à l'échelle du bassin) est donc extrêmement sensible à l'ouverture de ces fractures, et en particulier à leur colmatage, principalement à cause de dépôts de minéraux transportés par le fluide lui-même. Ceci suggère des études ultérieures prenant en compte l'aspect temporel du phénomène et s'intéressant à l'évolution d'un épisode thermoconvectif déclenché par une phase de déformation.

D'autre part, si notre modèle est valide et si la géométrie supposée du bassin est juste, les mesures de flux nous autorisent moins d'un ordre de grandeur de latitude sur les valeurs de perméabilité estimées. Des mesures de perméabilité obtenues avec cette précision et à cette échelle sont exceptionnelles. Ceci suggère que des mesures à l'échelle du bassin devraient être privilégiées pour échantillonner les

caractéristiques du bassin à cette même échelle. Par exemple, à chaque fois que nous avons souhaité exploiter des mesures ponctuelles de perméabilité, nous nous sommes heurtés à la même difficulté : dans les milieux hétérogènes, seuls les sédiments les plus compétents sont carottés ; or ces sédiments sont compétents car ils sont indurés et en général peu perméables. On est donc amené par cette méthode à sous-estimer fortement les perméabilités moyennes. Cette remarque n'est pas sans incidence pour des préoccupations environnementales, puisque dans ce cas aussi, les perméabilités les plus importantes jouent un rôle dans le transport des polluants.

Enfin, il faut remarquer que les valeurs de perméabilité horizontale trouvées se placent dans la partie haute de la fourchette attendue pour ce type de bassin, surtout si l'on considère que ces valeurs doivent être prises comme des moyennes sur l'épaisseur du bassin, 2km dans le cas d'Okinawa et 1.8km dans le cas du Gange. Dans ce dernier cas nous serons amenés dans un chapitre ultérieur à discuter des phénomènes physiques capables de conserver un tel niveau de perméabilité malgré la compaction attendue à ces profondeurs.

Les dorsales sédimentées présentent aussi de fortes anomalies de flux de chaleur. Le fait qu'elles présentent aussi des gisements de sulfures métalliques dans les sédiments superficiels est une motivation supplémentaire pour comprendre leur fonctionnement. J'ai été associé à une étude de M. Rabinowicz sur la dorsale Juan de Fuca où les campagnes répétées ont permis d'accumuler quelques 500 mesures de flux de chaleur sur une surface d'environ 400km². Encore une fois, je renvoie le lecteur à la publication (Rabinowicz et coll., 1998 CV) pour un exposé complet du travail, en discutant seulement ici la structure de perméabilité obtenue. Des simulations numériques 3D de convection ont été effectuées à travers une pile perméable de 1.5 km constituée de 500m de turbidites surmontant 1000m d'alternance de sills volcaniques et de sédiments. Bien que l'on puisse suspecter que cette structure sédimentaire induise une anisotropie de perméabilité, ce dernier paramètre n'a pas été considéré de premier ordre en importance au profit de la structure verticale de perméabilité ainsi que de la variation des paramètres hydrodynamiques de l'eau induite par les variations de près de 400°C de la température entre le fond de la mer et les émanations aux fumeurs noirs. De même que dans les bassins turbiditiques, la perméabilité obtenue pour les sédiments étonne. La moyenne au sein de la pile sédimentaire est seulement de 10⁻¹⁵m². Et là encore, la convection fonctionne !

2.4 Nécessité de prendre en compte la diagénèse minérale

Une des observations communes aux trois exemples étudiés est le faible niveau de perméabilité verticale obtenue. Dans les deux premiers cas, le Rayleigh est très proche de sa valeur critique. A Juan de Fuca la notion de nombre de Rayleigh valable pour toute la couche perd de sa signification à cause des variations de plus d'un ordre de grandeur des paramètres thermodynamiques de l'eau sur la gamme de températures considérées. En fait on peut considérer que le nombre de Rayleigh est de plusieurs centaines à la base de la couche, quand la température est la plus élevée, mais que ce Rayleigh tombe à moins de 10 si les paramètres du sommet de la couche sont utilisés. La perméabilité réduite des niveaux superficiels (combinée avec l'augmentation de la viscosité de l'eau avec la diminution de la température)

produit une carte de variation des flux de chaleur en surface plutôt caractéristique d'une convection lente.

La question qui se pose alors est : pourquoi ces trois environnements tectoniquement actifs ne sont-ils pas capables de produire des perméabilités de fracture plus élevées ? La réponse se trouve probablement dans le colmatage de ces fractures par les minéraux déposés au passage du fluide. Ceci conduit à envisager des scénarios prenant en compte le bouchage progressif de la porosité. Immédiatement après un événement tectonique, les fractures sont ouvertes et la perméabilité résultante peut être très élevée. On s'attend donc à des circulations très rapides traversant des gradients thermiques élevés, toutes conditions provoquant des dissolutions et précipitations rapides. Au fur et à mesure que la perméabilité diminue avec le colmatage de la porosité, la convection ralentit et donc que la vitesse de dépôt aussi. Suivant la relation entre perméabilité et vitesse de dépôt on pourrait arriver à un état quasi-stationnaire avec un nombre de Rayleigh proche de sa valeur critique et une diagénèse tendant asymptotiquement vers zéro. Jusqu'au prochain événement tectonique ...

2.5 Limites et perspectives

Un point faible de nos modélisations concerne les couches limites isothermes, correspondant à un niveau basal de conductivité thermique infinie, alors que l'on sait que le contraste de conductivité entre les différents niveaux d'un bassin sédimentaire est capable de sélectionner des modes convectifs (Riahi, 1983). Par exemple quand le niveau convectif est de conductivité thermique plus forte que celle de l'encaissant, on sait que le mode fondamental (Chevallier et Bernard, 1999) circule en sens inverse de celui que nous adoptons ici (courant descendant le long de l'interface inférieure et montant le long de l'interface supérieure). De même, pour une conductivité de l'encaissant tendant vers zéro, on sait que des cellules de grande extension sont produites (Riahi, 1983) (avec une vitesse convective très faible, cependant). A mon sens, cependant les outils théoriques à notre disposition dans ce domaine sont suffisants et l'avenir appartient aux études de cas. Les exemples géologiques existent, puisque par exemple les bassins de démantèlement de chaîne de montagne, ou bien ceux construits durant le rifting continental sont de bons candidats.

L'autre piste de recherche, déjà évoquée plus haut est de considérer un épisode entier de circulation à l'intérieur d'un bassin sédimentaire (circulations thermoconvectives et/ou gravitaires) en introduisant explicitement les couplages physiques ou chimiques induits par cette circulation. Ce sujet de recherche est très vaste, et je l'ai à peine abordé jusqu'ici. Le but est de pouvoir prédire les propriétés de transport et de stockage d'une couche sédimentaire qui persistent bien après un épisode de circulation. On est alors confronté au problème de la prise en compte d'une chimie obligatoirement complexe, puisque le matériau est hétérogène, qu'il nous faut nécessairement simplifier pour qu'elle puisse être prise en compte dans nos modèles numériques.

Le cas de l'éventail sous-marin du Gange mérite aussi réflexion. Une perméabilité moyenne horizontale de 510^{-13}m^2 a été déduite des modélisations d'Anne Ormond pour l'ensemble de la pile sédimentaire gréseuse. Il s'agit d'une valeur typique d'un grès faiblement compacté. Nous avons déjà insisté sur le fait que les données

thermiques étaient extrêmement contraignantes et n'autorisaient qu'un ordre de grandeur au grand maximum de latitude sur cette valeur. Comme la modélisation considère la pile stratifiée comme un milieu homogène et anisotrope, la perméabilité horizontale est au mieux égale à celle du milieu le plus perméable. Ces deux perméabilités sont voisines quand le milieu de bonne perméabilité forme la majeure partie de l'épaisseur sédimentaire et qu'il est organisé en lentilles de grande extension horizontale et bien connectées entre elles. Nous sommes donc amenés à proposer qu'une épaisseur de silts Miocène de 1800m ait une perméabilité apparente de grès non compacté. Cette contradiction apparente de nos résultats avait déjà été soulevée par Y. Gueguen au cours de la soutenance de Anne. La seule possibilité que nous envisageons est que cette perméabilité se crée continûment par dissolution. Un autre résultat découlant des modèles de Anne est que cette pile est traversée d'un courant venant du Nord, c.a.d. de l'embouchure du Gange avec une vitesse de l'ordre de 1m/an. D'où vient alors cette eau ? Quelles sont ses caractéristiques chimiques ? Est-elle potable ? Il apparaît donc que le travail déjà effectué ouvre des perspectives dans les domaines de l'hydrologie, de la paléoclimatologie ainsi que de la modélisation hydrochimique.

2.6 *Diagenèse dans les bassins sédimentaires profonds*

Dans les années 90 émerge l'idée qu'un bassin sédimentaire peut être considéré comme un véritable réacteur analogue à ceux employés dans l'industrie de la chimie lourde, à la suite des travaux novateurs de Helgeson (1968), Lasaga (1981), ou Lichtner (1988). Une bibliographie plus complète peut être trouvée dans Lichtner (1996) ou bien Steefel et McQuarrie (1996). Des bases de données relatives aux principaux minéraux géologiques sont disponibles (Fritz, 1981 ; Bowers et coll., 1984 ; Berman, 1988). La première étape d'un travail en interaction eau roche consiste à identifier l'ensemble de réactions chimiques à l'œuvre. En toute rigueur, on doit considérer qu'interagissent les équilibre des carbonates, des sulfates, des silicates, et j'oublie probablement un bon nombre de minéraux que je ne connais pas. J'ai choisi d'essayer de dégager dans ces systèmes chimiques quelques tendances permettant d'utiliser des lois d'interactions approchées mais capturant 90% des phénomènes. L'autre solution était de laisser travailler les chimistes seuls pour qu'ils avancent dans les propriétés thermodynamiques des minéraux et nous fournissent des boîtes noires permettant de calculer l'évolution d'un système chimique géologique complet. Voilà où nous en étions au début des années 90 : soit intégrer un module de spéciation chimique comme EQ3/6 (Wolery 1979, Madé et coll. 1994) à l'intérieur d'un code de transfert de masse, soit simplifier le système d'équations chimiques. Même si mes cours de thermochimie étaient assez éloignés, je me souvenais bien que la forme générale de la loi d'action de masse mettait en jeu des produits d'activité des différentes espèces chimiques et donc que les équations chimiques à résoudre devaient être fortement non-linéaires et donc pouvaient facilement conduire à des systèmes chaotiques pas très faciles à appréhender.

C'est dans cet esprit que je me suis rapproché de J. Schott et de J. L. Dandurand du Laboratoire de Mécanismes de Transferts en Géologie de Toulouse. Nos thèmes d'intérêt tournaient alors autour des bassins sédimentaires profonds, et nous pensions plutôt à des applications dans le domaine pétrolier, dans la suite des travaux qu'ils avaient commencés en mer du Nord avec Michel Rabinowicz Rabinowicz, et coll., 1985). Nous avons donc décidé de nous intéresser à la diagenèse des carbonates, parce que les ciments carbonatés étaient susceptibles

d'être très mobiles dans les bassins sédimentaires avec des conséquences importantes pour les propriétés de transports dans les réservoirs pétroliers. De plus la chimie des carbonates était bien comprise et en particulier nous attendions des vitesses de réaction rapides, ce qui suggérait qu'une approximation d'équilibre instantané pouvait être valide. Le gaz carbonique dissout est un diacide faible et par ce biais, le système des carbonates est couplé au pH de la solution et donc interagit avec l'ensemble des couples acide-base présents dans le réacteur (i.e. le bassin sédimentaire). D'autre part, le fait qu'un gaz intervienne dans les équilibres implique que sa pression partielle dans la phase gazeuse doit être prise en compte. La seule simplification, a priori que nous nous sommes autorisée, a été de considérer que toutes les réactions chimiques étaient instantanées, et donc que nous ne devons nous préoccuper que des équations d'équilibre. Comme d'habitude, je renverrai le lecteur à la publication (Genthon et coll., 1997 CV) pour la justification complète de cette hypothèse dans le cas des bassins sédimentaires profonds. Les questions d'importance géologique que nous nous posions étaient les suivantes : quelles sont les constantes de temps de la diagenèse au cours d'un événement thermoconvectif ? Où vont se localiser les zones de création de porosité et quelle sera la forme de ces zones réservoirs ? La question symétrique était de connaître la topologie des zones cimentées pour savoir si elles pouvaient agir comme barrières au cours de l'exploitation pétrolière. On voit ici que travaillant dans un domaine plus profond, nous étions déjà proches des préoccupations de l'hydrologie de surface. La troisième question sous-jaçante consistait à décrire un événement couplé dans son ensemble et donc de calculer itérativement écoulement et diagenèse pendant une durée significative vis à vis des temps géologiques.

Dans un premier temps, en gardant fixés les champs thermiques et de vitesse du fluide, nous avons exploré les différents systèmes chimiques raisonnables, en enrichissant petit à petit notre base de données, partant des équilibres des carbonates seuls. Nous avons successivement été amenés à rajouter l'ion magnésium et donc les questions de dolomitisation et dédolomitisation, un silicate à comportement acide la kaolinite, puis un silicate magnésien, la chlorite. Ma première surprise fut d'apprendre que les bases de données thermodynamiques concernant ces minéraux pourtant classiques risquaient des mises à jour régulières (au moins dans les années 90) et de devoir en cours de route échanger celle de Bowers et coll. (1984), qui notoirement maltraitait la chlorite, pour celle de Berman (1984), puis de trouver des incompatibilités entre différentes publications de cette époque qui devaient être attribuées à l'utilisation de différentes bases de données.

Ma deuxième surprise fut de constater que quelque soit le système utilisé, la localisation des zones de dissolution et précipitation était la même, et ressemblait fortement à celle d'un minéral unique prograde (se dissolvant quand la température augmente) ou rétrograde suivant l'assemblage minéral choisi, les effets de pression étant la plupart du temps négligeables. En pratique, pour un assemblage à comportement prograde, le fluide déposait en se refroidissant, c'est à dire au sommet des courants montants, et dissolvait les sédiments en se réchauffant, c'est à dire à la base des courants descendants. L'énorme avantage pour la simulation numérique est qu'alors on peut s'appuyer sur les résultats de Rabinowicz et coll. (1985) qui montrent que si l'écoulement est quasi-stationnaire, le taux de dissolution/précipitation est simplement donné par le laplacien de la température, et donc qu'aucune résolution d'équation chimique n'est nécessaire. Il m'a paru encore plus

miraculeux que la plupart du temps, toutes les activités des différentes espèces chimiques en solution pouvaient se déduire des variations d'une seule constante d'équilibre, celle de l'équilibre dominant, par des considérations de conservation. Ceci est montré pour plusieurs exemples dans notre publication, mais je soupçonne que cette loi pourrait s'appliquer en première approximation dans nombre de cas pratiques. Basiquement, mon impression est que cette propriété provient du fait que les ordres de grandeur des activités des différentes espèces, ainsi que des variations des constantes d'équilibre avec la température sont très échelonnées sur une échelle logarithmique et que donc beaucoup d'entre elles peuvent être négligées dans chaque cas pratique considéré. Mon impression est que cette règle semi-empirique mériterait d'être un peu plus travaillée, en partant de la chimie de base. Un autre résultat de cette étude a été que les taux de dissolution/précipitation des carbonates pouvaient être considérablement accélérés, si ces carbonates étaient à l'équilibre avec certaines espèces silicatées. On se mettait en accord avec les observations pétrographiques qui suggéraient qu'une diagenèse carbonatée pouvait être quasi-instantanée à l'échelle des temps géologiques.

3 Convection dans les milieux fracturés et récupération de chaleur en roche chaude et sèche (HDR)

Il est difficile de rester insensible aux nuisances et dangers associés à la consommation des énergies fossiles et nucléaire. Une des alternatives proposée est celle de l'énergie géothermique et en particulier l'exploitation de doublets de forage dans les roches cristallines profondes (Hot Dry Rock ou bien Hot Wet Rock thermal recovery, Abé et coll., 1999). En tant qu'enseignant chercheur, il me semble intéressant de former les étudiants qui pourront devenir les spécialistes de cette technologie, une fois qu'elle sera pleinement opérationnelle.

Le principe de la méthode est d'injecter un fluide froid se réchauffant au contact des roches profondes pour être finalement récupéré par un deuxième puit. Comme des gradients thermiques brutaux sont induits par le fluide injecté on s'attend à ce que de la convection naturelle active soit générée. Le fait que les vitesses de la convection naturelle soient typiquement de l'ordre du mètre par an c.a.d. très inférieure aux vitesses produites par l'injection a dans un premier temps fait négliger ce phénomène dans les études de récupération de chaleur en zone cristalline (Kolditz, 1995a,b, Kolditz et Clauser, 1998). Néanmoins deux remarques permettent de tempérer ce raisonnement un peu abrupt : (1) les contrastes de densité impliqués par l'injection sont sans commune mesure avec ceux rencontrés dans la nature, sauf au voisinage d'une intrusion volcanique, (2) Anne Ormond a montré au cours de son travail de thèse que la composition d'un mouvement convectif lent avec un champ de vitesse imposé d'amplitude beaucoup plus importante pouvait se traduire par une déviation faible des lignes de courant et augmenter fortement la taille de la zone drainée. Or ce dernier effet serait très bénéfique pour l'efficacité de la récupération de la chaleur.

Le pionnier dans l'étude de la convection dans les zones de fractures fut Murphy (Murphy, 1979, Murphy et coll., 1981). J'ai poursuivi ce travail avec deux étudiants en thèse et en collaboration avec Michel Rabinowicz. Cecile Tournier a soutenu en 2000 et Arnaud Bataille doit soutenir dans le courant de l'automne 2004. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés au site de Soultz sous Forêt où depuis 20

ans est tentée avec un succès croissant une expérience de récupération de chaleur dans les granites profonds du Graben du Rhin (Baria et coll., 1999). Cécile Tournier a essentiellement modélisé le démarrage de la convection à l'intérieur d'une zone de fracture verticale et récemment ouverte. Elle a exploré le domaine de la convection retardée à la suite du travail de Murphy. Cette convection retardée prend son origine dans le mode de refroidissement particulier du fluide circulant à l'intérieur d'une zone de faille, du fait de la proximité des épontes supposées conductives (i.e. de perméabilité nulle). Contrairement au cas d'un milieu poreux infini où le fluide échange de la chaleur essentiellement aux limites supérieures et inférieures de la couche, *il échange* continuellement de la chaleur avec les épontes durant son trajet à l'intérieur d'une fracture. Cet effet est d'autant plus important que le rapport épaisseur/ hauteur de la fracture est faible. Durant les premières étapes de la convection retardée, le fluide ne fait que thermaliser les épontes, sans parvenir en haut de la fracture. Dans un deuxième temps, comme il circule entre des épontes en quasi-équilibre avec lui-même, il conserve sa chaleur jusqu'en sommet de couche et la convection peut démarrer. Cécile Tournier a montré que suivant les nombres de Rayleigh décroissant, la convection démarre instantanément, démarre avec un retard de plus en plus important, et est interdite car toute perturbation thermique s'amortit (Tournier et coll. 1999, voir CV). Dans le cas de Soultz, les simulations effectuées suggèrent que la convection s'installe au sein des fractures ouvertes par l'épisode de stimulation au bout d'un délai de l'ordre de quelques mois. On peut donc s'attendre à observer un champ thermique convectif à l'intérieur de la fracture stimulée dès le début de la phase d'exploitation. Au cours de la phase d'exploitation, la convection démarre instantanément, à cause *des* gradients latéraux importants maintenus constamment du fait de l'injection de fluide froid.

Arnaud Bataille a repris depuis 2001 le travail de Cécile en s'intéressant de plus près à l'interaction entre le courant de fluide injecté et la convection. Il montre en particulier que la convection en entraînant le fluide froid injecté vers le bas de la fracture empêche le refroidissement par ce fluide de la zone comprise entre les deux puits et donc permet de conserver une température du fluide récupéré constante (et même légèrement croissante, mais ceci est un effet mineur). L'effet de la convection, augmente donc l'efficacité de la récupération thermique. On observe néanmoins une compétition entre le champ de vitesse d'injection, tendant à étaler le fluide froid injecté essentiellement radialement, et la flottabilité négative de ce fluide qui tend à l'entraîner en fond de réservoir. En conséquence l'effet de la convection libre ne s'observe que pour des débits d'injection pas trop importants. Arnaud montre que le débit limite pour que cet effet se produise est de l'ordre de 6 fois celui qui serait transporté par convection pure dans la même fracture (Bataille et coll, 2003, CV). Il est à noter que dans la gamme des nombres de Rayleigh considérés (qui couvrent largement le cas de Soultz), il n'est pas observé d'instabilité prenant naissance à l'intérieur du fluide froid venant s'accumuler à la base du réservoir. Ce point tient à une condition à limite inférieure de type conductivité uniforme. Dans le cas de récupération de chaleur au-dessus d'une chambre magmatique, par exemple la condition à la limite serait du type température imposée et des instabilités de couche limite pourraient prendre naissance et venir compliquer le schéma convectif. Les modèles d'Arnaud pourraient permettre de calibrer les installations de HDR afin d'optimiser l'effet de la convection thermique sur la récupération de chaleur, par exemple en maximisant la profondeur du réservoir à la base duquel le fluide froid va s'accumuler.

Les perspectives de ce travail se situent dans la prise en compte des changements de porosité induit par la circulation du fluide dans l'encaissant de Soultz.

B. Fritz et son équipe ont pu montrer que dans le cas de Soultz des précipitations de carbonates venaient boucher la porosité autour du puit de récupération de chaleur. Ces précipitations sont bien sûr préjudiciables au rendement de l'installation. Nous nous proposons de travailler avec l'équipe de Fritz à introduire dans nos codes des lois d'interaction chimiques suffisamment réalistes et compatibles avec les temps de calcul nécessités par une simulation afin de préciser les zones précipitation de minéraux néoformés ainsi que leur rétroaction sur le champ de vitesse dans la fracture. Les perspectives de modélisation dans ce domaine résident dans les études de cas. Ces perspectives pourraient être envisagées dans le cadre de la mission de développement de l'IRD, la dépendance d'énergies fossiles constituant un obstacle majeur au développement. Cependant, ma motivation première reste dans ce domaine l'insertion d'étudiants dans la vie active.

4 Porosité du karst et ressources en eau

Pour l'hydrogéologue, le karst est un milieu difficile, car il cumule plusieurs niveaux de porosité, tous susceptibles de participer à son drainage. En général à l'affleurement on observe une ou plusieurs générations de fractures. D'autre part l'expérience des spéléologues ainsi que l'existence de pertes et de résurgences nous apprend qu'il existe un réseau souterrain efficace de drainage consistant en un certain nombre de vides ouverts (macroporosité) bien connectés. Enfin, en surface, on observe une zone constituée de lames de calcaire acérées et d'extension métrique à décimétrique sous nos latitudes, pouvant atteindre la centaine de mètres en climat tropical (voir figure 2 ainsi que les films de Nicolas Hulot sur le Nord de Madagascar).

La prédiction des transferts dans le karst nécessite donc la compréhension de ces différents niveaux de porosité ainsi que de la manière dont ils interagissent. La forme particulière de l'altération des calcaires provient du fait qu'il s'agit d'une roche soluble. Dans un bloc de granite, l'altération va commencer le long des fractures, mais les résidus sont insolubles (au moins en climat tempéré), et l'altération progresse vers le centre du bloc en suivant les joints de grains. Il en résulte des formes en boule où la partie saine d'un bloc se réduit à une boule quasi-sphérique en son centre. A l'opposé, un bloc de calcaire métamorphique peut ne présenter quasiment aucune porosité matricielle. L'altération démarre alors à l'intérieur des fissures et produit des ions solubles qui sont évacués par les fluides. Ceci aboutit à l'établissement d'une macroporosité à l'intérieur de la fracture. L'altération se produit essentiellement par la surface du bloc et des fractures et produit des formes dentelées

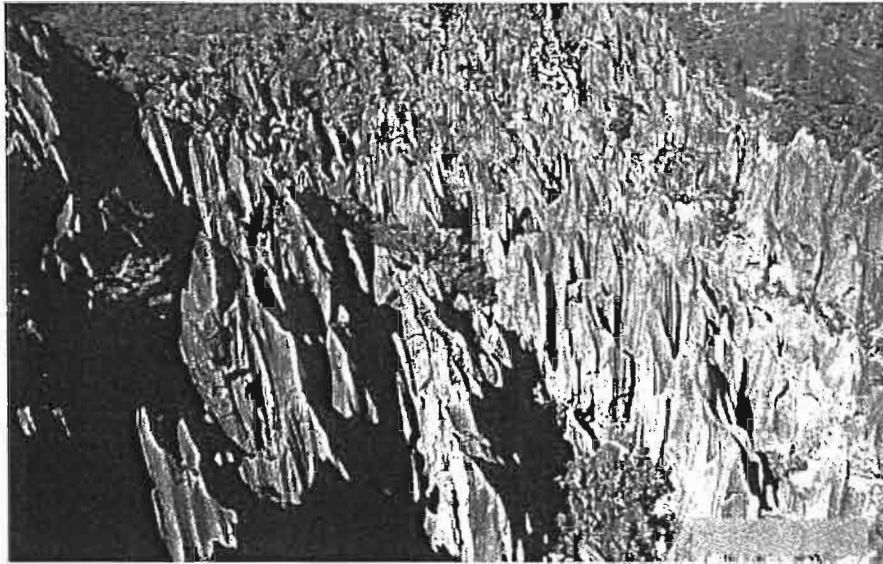


Figure 2 Les Roches d'Adio, région de Bourail, Nouvelle Calédonue

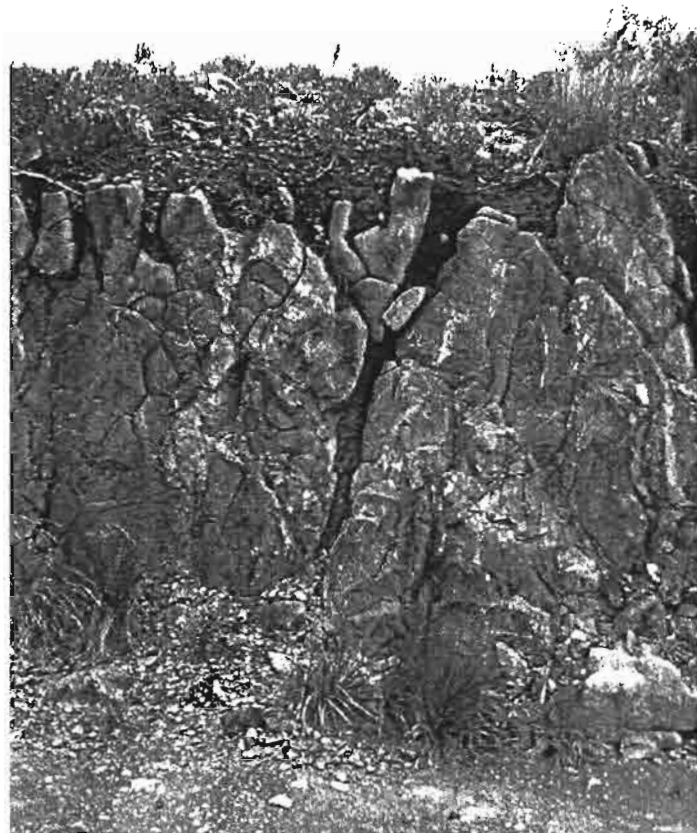


Figure 3 Dissolution de type épikarstique dans les péridotites du Sud Calédonien

Un cas intermédiaire est constitué par les péridotites en environnement tropical. L'altération produit alors de la silice et de la magnésie qui sont évacuées en solution mais aussi un résidu ferreux insoluble et à grain très fin, la saprolite, dont la perméabilité est très faible. Si cette saprolite est évacuée par érosion mécanique, on aboutit à une altération de type karstique bien visible sur les bords de routes ainsi qu'au fond des ruisseaux de montagne. Dans les zones de faible topographie, par contre, les altérites ne peuvent pas être évacuées par érosion mécanique et s'accumulent, formant une barrière de perméabilité pour l'eau et donc prévenant une érosion ultérieure. Il en résulte un modelé du paysage que Trescases (1975) appelle pseudo-karstique. Notons qu'un nombre de publications croissant signale aussi l'existence de caractéristiques pseudo-karstiques dans des massifs acides altérés en climat tropical (Wray, 1997 ; Willem et al, 2002).

Depuis les travaux de Chadam et coll. (1986) et Ortoleva et coll. (1987), il est connu que la dissolution d'un milieu poreux par un fluide agressif conduit à une instabilité, car les zones dissoutes, de meilleure perméabilité, viennent concentrer le fluide agressif et donc subissent une dissolution préférentielle ultérieure. L'étude de l'instabilité d'infiltration est bien avancée actuellement (Spiegelman et coll. 2001 ; Golfier et coll., 2002), pour partie grâce aux travaux de Anne Ormond (Ormond et Ortoleva 2000) au laboratoire de P. Ortoleva puis au sein de mon équipe toulousaine. On sait en particulier que les réactions de dissolution rapide, comme celle de la calcite, provoquent des instabilités d'infiltration à toutes les longueurs d'onde, alors que celles de cinétique lente ne peuvent provoquer que des instabilités de grande longueur d'onde. Ceci pourrait contribuer à expliquer pourquoi on observe plutôt des formes d'altération rondes dans le cas des granites, alors que les calcaires produisent des formes de dissolution aiguës, présentant beaucoup de courtes longueurs d'onde.

La difficulté de la modélisation de l'hydrologie des karsts provient pour beaucoup du fait que l'on connaît encore mal l'organisation et l'interconnexion des divers types de vides qu'il comporte. Par exemple un forage mal implanté pourra être très faiblement productif si la fracturation du massif est faible et s'il est éloigné d'une zone de vides remplis d'eau. A l'opposé un forage dans une zone de vides de trop faible extension et mal reliée au reste du karst pourra n'être productif que pendant un temps très court correspondant au vidage des cavités atteintes. D'autre part le fait que malgré un ruissellement très faible, une crue aux exutoires suive avec un délai de quelques heures seulement un épisode pluvieux prouve qu'il existe un système de drainage rapide du karst.

Ce système de drainage rapide va poser un problème d'aménagement du territoire car il implique aussi le transport efficace des polluants qui pourraient s'infiltrer (décharges, assainissement, stockage d'hydrocarbures, cadavres d'animaux). Il est donc de première importance de connaître l'organisation des vides à l'intérieur d'une zone karstifiée. Or ces vides sont connus essentiellement d'après les observations des spéléologues, pour lesquels une étroiture de 10cm de même qu'un siphon de 50m constituent des obstacles très délicats, alors que l'eau les traverse facilement.

J'essaye de contraindre la distribution de ces vides par observation directe, par modélisation, ainsi qu'en utilisant l'auscultation géophysique et thermique. Depuis

1994, j'anime un petit groupe de 5 à 10 personnes au sein du groupe 'Transferts complexes et ressources en eau' du Programme National de Recherches en Hydrologie'. Le thème fédérateur du groupe est la modification des propriétés de transport des aquifères sous l'effet des fluides qu'ils transportent. Depuis maintenant 4 années nous concentrons nos efforts plus spécifiquement sur les aquifères karstiques et en particulier sur les 3 points suivants.

4.1 Les îles Loyauté et leur réseau de drainage.

Les îles Loyauté représentent une opportunité unique pour étudier un réseau de drainage pourvu de limites bien définies. Elles sont constituées d'une série d'îles coralliennes installées sur une chaîne volcanique d'âge Miocène (Baudron et coll., 1976). Comme la plaque Australienne sur laquelle elles reposent subducte sous l'arc des Nouvelles Hébrides, elles montent tour à tour sur le bombement flexural haut de 140m qui borde à 100 km la zone de subduction (Dubois et coll., 1977). Il en résulte une surrection puis une subsidence de 140 m d'amplitude avec une constante de temps de l'ordre du million d'années déduite de la vitesse de convergence des plaques de l'ordre de 10cm/an. Ce mouvement lent se superpose avec les variations eustatiques du niveau des mer dont sont responsables les cycles de glaciation et déglaciation, et en particulier à une remontée du niveau de la mer d'environ 150 mètres pendant 20.000 ans à laquelle fait suite un niveau à peu près stationnaire pendant les 5.000 dernières années (Shackleton, 1987 ; Labeyrie et coll., 2003 ; Cabioch, 2003). Ces îles ont donc subi une karstification polyphasée. Comme la période de temps caractéristique pour établir un réseau de drainage karstique a pu être estimée à environ 5.000 ans, en particulier sur les terrasses des îles voisines du Vanuatu (Trudgill, 1983 ; Stecker et coll., 1987), on peut penser que le niveau marin actuel est associé à un réseau de karstification. Ces îles se présentent comme des plateaux tabulaires souvent bordés par des falaises abruptes. Les rivières sont absentes et toutes les précipitations s'infiltrent. Elles constituent un système hydrologique à conditions aux limites simples et qui donc peut se prêter à une modélisation. Le cas de Walpole est particulièrement intéressant : cette île est étroite, moins de 200 m dans sa plus faible largeur, et bordée continûment par des falaises hautes de 70 m environ. Le rapport surface d'affleurement/ volume rocheux est donc très avantageux, ce qui m'a incité à utiliser la cartographie des falaises de cette île pour contraindre les mécanismes de karstification à l'œuvre dans les massifs carbonatés.

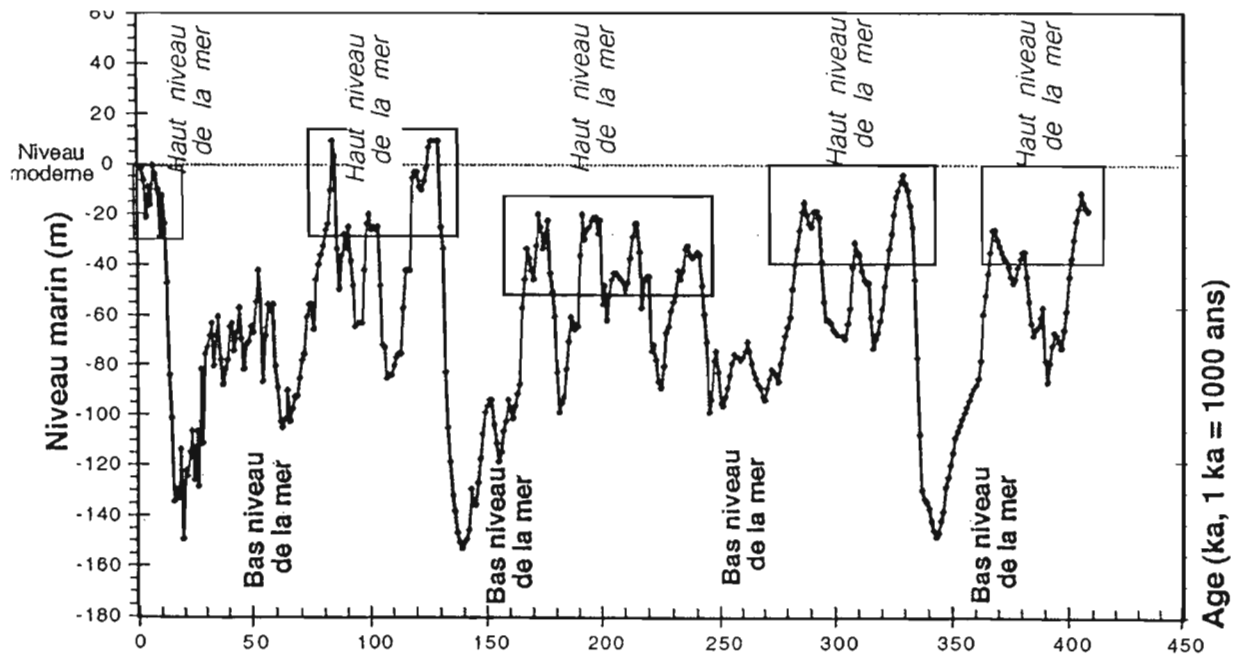


Figure 4 Variations du niveau marin pendant le dernier demi million d'années. D'après Shackleton (1987), Labeyrie et coll., (2003), Cabioch (2003)

D'après un recensement des cavités observables le long des falaises, il apparaît des différences dans les structures de karstification entre la partie centrale, étroite, et les extrémités Nord et Sud plus larges. Il semble que les vides sont de plus petites tailles et plus nombreux le long des falaises du centre de l'île tandis qu'ils sont plus rares et de grande extension là où l'île est plus large. Ceci peut être mis en parallèle avec les modèles publiés par Anne Ormond (2000) dans lesquels l'instabilité d'infiltration ne peut opérer qu'à partir d'une certaine taille d'échantillon. On obtient donc un schéma où les zones étroites seraient drainées par un réseau peu organisé de signification analogue à celle de l'épikarst tandis que les parties larges de l'île permettraient l'organisation d'un réseau de drainage conduisant l'eau de pluie vers un réseau de rivières souterraines donc nous observerions l'émergence le long des côtes. Ces résultats sont exposés avec plus de détails dans la publication donnée en annexe (Annexe IV). Il faut cependant être conscient que ces suppositions ne peuvent être considérées *que comme* très préliminaires, à cause de la couverture photographique des falaises très hétérogène, certaines photos prises par hélicoptère ne nous autorisant une résolution que de plusieurs mètres. La corrélation observée entre la largeur de l'île et ses structures de drainage, si elle se confirme, pourrait avoir une importance à la fois théorique, concernant le mécanisme d'infiltration, et pratique, pour le drainage des îles coralliennes ainsi que l'alimentation en eau de leurs habitants. L'île d'Ouvéa par exemple, large de 500m environ dans sa partie centrale mais de 7km au Nord comme au Sud, souffre d'un déficit en eau potable car aucune nappe d'eau douce pérenne n'y a été reconnue. Les résultats de Walpole, s'ils sont validés sur Ouvéa, nous laissent penser qu'elle possède des structures de drainage développées, avec des exutoires localisés qui pourraient être utilisés pour alimenter des réservoirs en eau potable.

Les îles Loyauté de Lifou et Mare sont d'une taille suffisante pour développer une lentille d'eau pérenne flottant au-dessus de l'eau salée (de Marsily 1981, Vacher, 1988). Cette forme d'aquifère développe des réseaux karstifiés particuliers sur

lesquels des contraintes observationnelles commencent à être disponibles suite aux travaux commandités par le programme SAGE. Je suis en train de me rapprocher des acteurs de ce programme afin d'apporter mon expertise déduite des observations sur les autres îles ainsi que des modélisations.

Sur Walpole, nous avons souhaité affiner l'aspect temporel de la karstification c.a.d. nous intéresser à un épisode de karstification donné correspondant à un bas niveau marin. Nous allons donc spécifiquement rechercher des cavités le long des encoches à -25 000 ans et -125 000 ans pendant lesquels le niveau marin était 150 sous l'actuel et à mi-falaise, respectivement. La campagne du N/O Alis effectuée en Février 2003 a permis de compléter la cartographie des falaises et de l'étendre par sondeur multifaisceaux à la partie ennoyée de l'île. Le matériel est donc disponible pour nos études. De plus je suis associé à une campagne à terre planifiée par les archéologues de Nlle Calédonie (C. Sand), ce qui permettra d'effectuer des vérifications ponctuelles ainsi que des prélèvements pour datation.

4.2 Développement de grandes cavités karstiques

Ce thème a émergé des discussions avec Alain Mangin du laboratoire souterrain de Moulis ainsi que de la lecture attentive de sa thèse (Mangin, 1975).

Il est universellement reconnu (voir par exemple, Milanović, 1976 ; White, 1988) que les systèmes karstiques possèdent un réseau de drainage rapide, utilisé lors des crues et consistant en un système de vides connectés où l'eau circule en régime turbulent. Ce système de drainage rapide est tout à fait analogue aux réseaux de rivières de la surface et son développement peut être compris grâce à l'étude de l'instabilité d'infiltration. Les traçages géochimiques ainsi que l'analyse des hydrogrammes de crue montrent que le karst comporte aussi un volume tampon stockant l'eau et la relâchant dans le réseau avec une constante de temps de l'ordre du mois (Atkinson, 1977 ; Mangin, 1988 ; White, 2002). Mangin a attiré notre attention sur le rôle de grandes cavités d'extension verticale pluri-décamétrique, se prolongeant loin au-dessous des niveaux piézométriques d'étiage et semblant associées de manière efficace au réseau de drainage rapide du karst, puisqu'elles subissaient les mêmes crues. Ces cavités conservent d'autre part un important volume d'eau même en période d'étiage. De plus, Mangin et son équipe ont pu montrer en 1991 au cours d'un pompage à haut débit à la grotte de la Péreyre, (système karstique du Baget, Ariège) que compte tenu des rabattements observés, celle-ci était reliée efficacement à un réseau de vides représentant environ 4 fois son volume reconnu. Il semble donc nécessaire de considérer au moins au Baget ces grandes cavités comme une composante à part entière du système karstique.

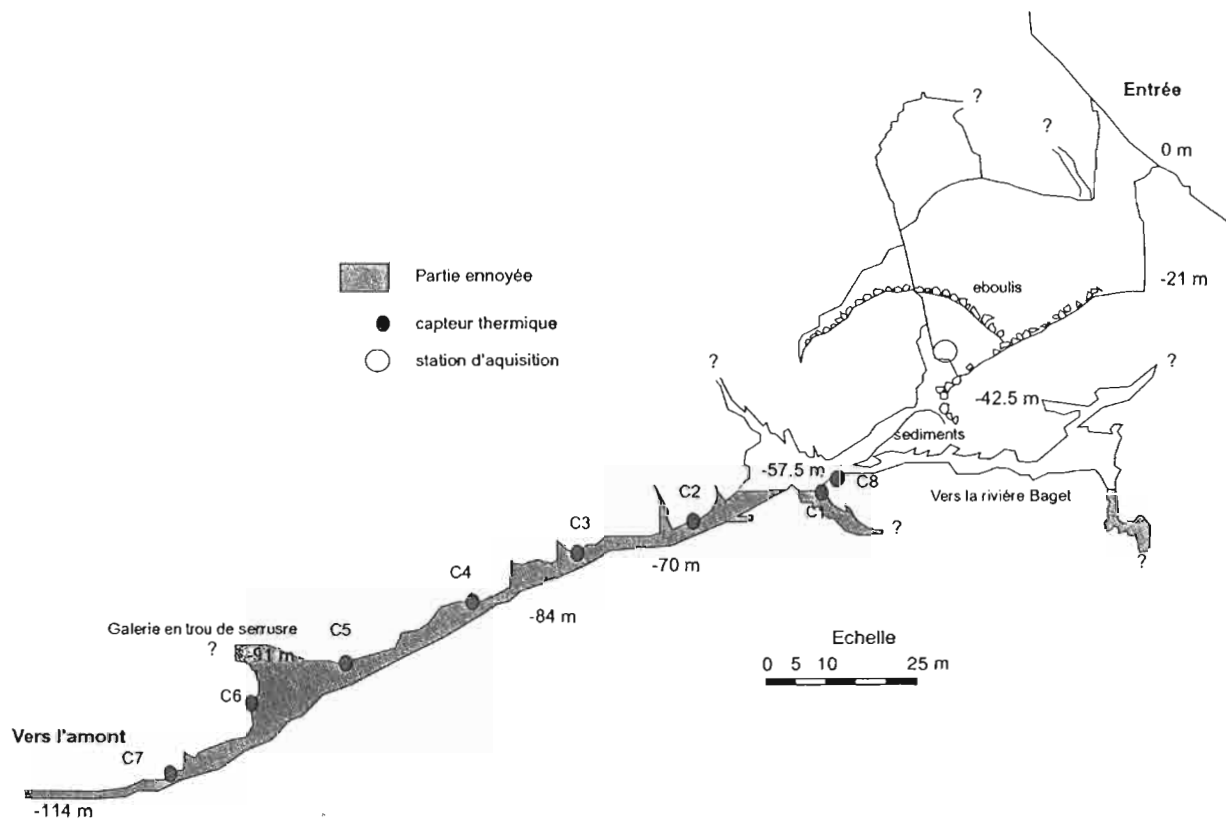


Figure 5 Coupe suivant sa plus grande extension de la partie reconnue du système de la Péreyre

La figure 5 représente la coupe de la partie reconnue de la cavité de La Péreyre à laquelle je me suis plus particulièrement intéressé. Sa partie supérieure est une structure d'effondrement ainsi qu'en témoigne l'éboulis qui constitue la base de la grotte. Sa partie plus profonde, par contre s'étend sur 200m environ en une série d'ouvertures successives présentant une pente moyenne de 30° vers l'Est c.a.d. vers l'amont. J'ai participé à l'étude des cavités karstiques depuis 1996, d'abord au sein d'un projet animé par Rachid Ababou au sein du Programme National de Recherches en Hydrologie, puis avec les géophysiciens de Pau au sein du thème environnement du programme ' Recherche et transferts de Technologie ' de la Région Midi-Pyrénées, et enfin au sein du thème karstogénèse du groupe ' milieux poreux ' animé par Michel Quintard depuis 1994, puis par Fred Delay depuis cette année. Nous abordons le problème sous plusieurs angles :

- Quelle est la répartition de ces cavités ? Nos outils sont la géophysique d'exploration ainsi que la modélisation.
- Quels sont les mécanismes permettant leur développement ? Nous utilisons l'instrumentation physique des cavités et la modélisation hydrogéochimique
- Comment ces cavités sont elles impliquées dans le fonctionnement de l'aquifère karstique ? Nous comptons utiliser et étendre les résultats préliminaires et prometteurs de notre instrumentation physique de la Péreyre.

Des cavités d'extension verticale importante sont connues sur les bordures immédiates de la vallée du Baget, par exemple La Péreyre au Sud et Ste Catherine au Nord. Pour évaluer l'influence de la topographie sur le développement de telles cavités, nous avons entrepris une exploration géophysique de la vallée du Baget sur

une distance de 650m d'abord en cherchant par la sismique la présence d'anomalies pouvant être associées à des structures de dissolution, puis en déployant l'ensemble des méthodes classiques (radar, résistivité électrique 2d et 3d, gravimétrie) sur une zone de 150X30m où étaient concentrées les anomalies. Alors que les méthodes utilisées ont prouvé leur capacité à détecter et à imager des cavités de grande extension (Branham et coll., 1988 ; Kourfakas et coll., 1996 ; Al-fares et coll., 2002), nos résultats ne semblent pas compatibles avec la présence de grandes cavités sous la zone explorée extensivement (figure 6) et nous laissent penser qu'elles sont aussi absentes le long des 650m de notre profil sismique (Rousset et coll., 1998, 2003). Nous observons par contre de nombreuses anomalies d'extension métrique, bien corrélées sur les données électriques et radar. Ces anomalies pourraient correspondre soit à des drains comme ceux dont l'existence est suspectée à l'axe de la vallée et qui ont partiellement été explorés par Mangin.

Dans l'île de Lifou, la répartition des cénotes (cavernes à toit effondré) le long des paléolignes de rivages, ainsi que des données préliminaires de résistivité électrique (Ritz com. pers. 2003) laissent aussi penser que les bordures de falaises sont de bons environnements pour le développement de grandes cavités. Ceci peut se comprendre en considérant que près d'une falaise les lignes d'écoulement de l'eau en milieu homogène suivent des trajets pentés, voire subverticaux. Comme l'instabilité d'infiltration démarre sur ces lignes d'écoulement on a le germe pour la croissance d'une cavité d'extension principale subverticale. Nous avons développé ces dernières années Anne Ormond et moi-même un code dédié à l'étude des instabilités d'infiltration optimisé pour les carbonates qui présentent une cinétique de réaction rapide. J'utilise actuellement ce code pour simuler l'influence d'une rupture de pente sur le développement d'un réseau karstique et pense obtenir des résultats publiables sur le sujet dans un délai de 1 an.

L'instrumentation physique des cavités permet d'obtenir des contraintes sur leur fonctionnement hydrologique et donc probablement sur les mécanismes à l'origine de leur formation. En particulier, des cavités d'extension verticale pluridécamétrique sont soumises à une intense convection thermique dès qu'une hétérogénéité thermique, même mineure y est introduite. Par exemple une perturbation de +1°C à la base de la cavité de La Péreyre génère un nombre de Rayleigh dépassant 10^{14} et donc provoque un régime de convection extrêmement actif. Michel Rabinowicz a suggéré judicieusement que cette convection venant redistribuer les apports d'eau fraîche et donc agressive pour le calcaire pourrait participer à sculpter la forme de ces grottes *et participer ainsi* à leur développement vers le bas. La température fait partie des variables enregistrées en routine aux exutoires karstiques et renseigne sur les écoulements souterrains ainsi que sur les constantes de temps qui leur sont associées (voir par exemple : Brook et Ford, 1981 ; Mudry, 1981 ; Pulido-Bosch et coll., 1998 ; Laroque et coll., 1998, Ravnik et Rajver, 1998).

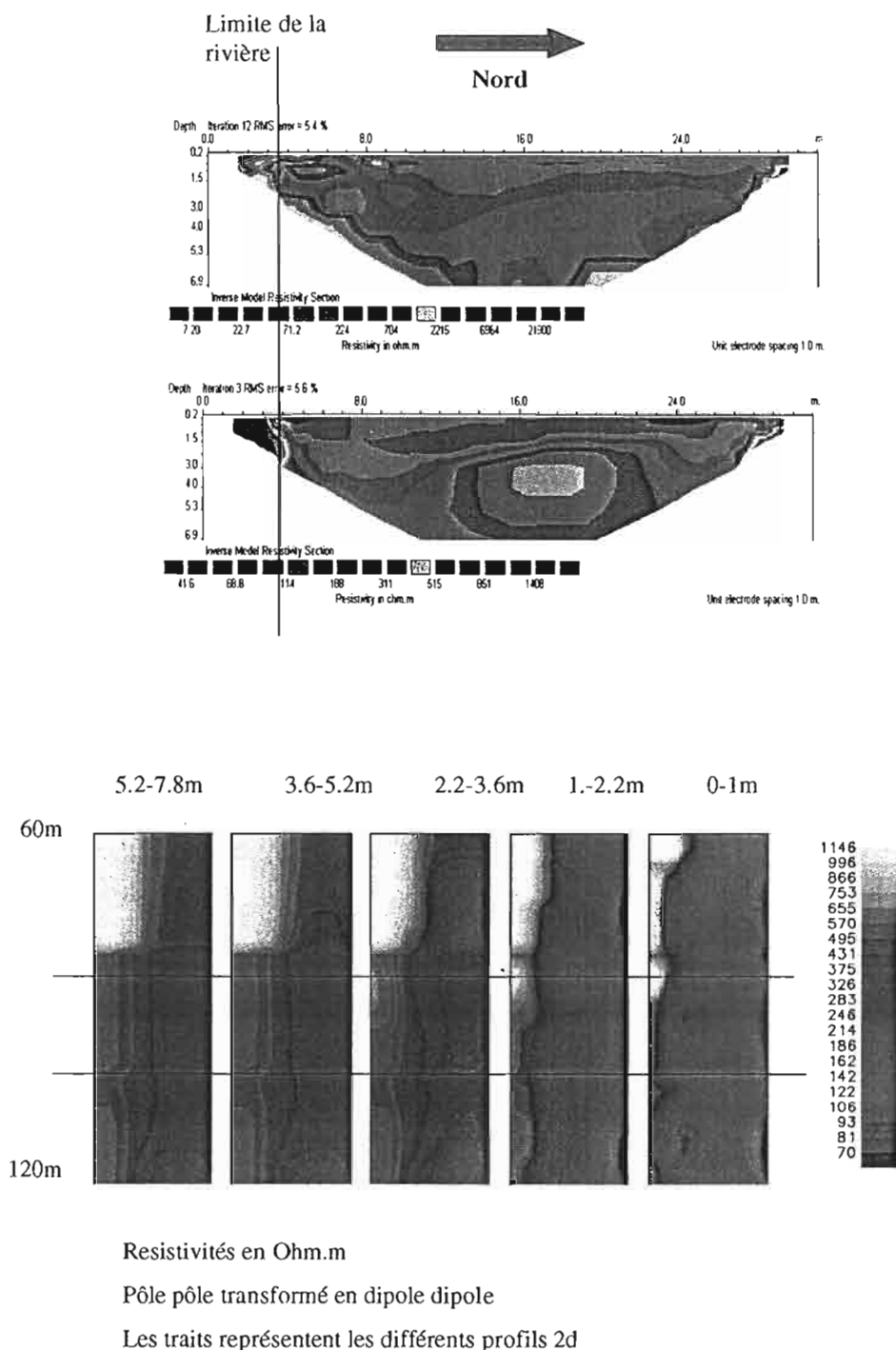


Figure 6 Mesures de résistivités 2d et 3d en vallée du Baget. Les deux profils ont été mesurés en période de crue, tandis que l'acquisition 3d s'est faite en période sèche. On note que les ordres de grandeur des résistivités sont conservés entre les deux campagnes et que la seule zone de résistivité suffisamment importante pour pouvoir correspondre à du vide se situe en bordure immédiate de la rivière Baget à l'aplomb de laquelle des vides de taille métrique ont été partiellement explorés. Aucune cavité de la taille de La Péreyre ne peut être détectée.

En effet l'eau de pluie qui commence à s'infiltrer est en déséquilibre thermique avec la roche et s'équilibre progressivement au cours de son trajet d'infiltration. L'originalité de notre démarche a été d'instrumenter la totalité de la partie ennoyée de la cavité de La Péreyre (voir figure 5). D'autre part les discussions avec les collègues travaillant au laboratoire de Moulis nous ont convaincu d'utiliser des systèmes d'enregistrement de haute précision, meilleure que le 1/100°C en relatif. Les premiers résultats disponibles après un an de mesures sont extrêmement prometteurs et font l'objet d'une publication soumise (Annexe V). Nos conclusions concernent les points suivants :

- le régime convectif vigoureux, ainsi que l'indique la propagation vers le bas sans atténuation d'une perturbation de période journalière enregistrée dans l'air de la grotte
- l'alimentation de la grotte pour partie par sa base indiquée par l'amplitude plus importante des variations thermiques enregistrées sur les capteurs les plus profonds à l'échelle de l'heure comme de l'année. Ceci implique que La Péreyre ne doit pas être considérée que comme une relique d'un épisode de karstification précédant, mais comme une composante active du karst actuel, puisqu'elle est alimentée en eau ayant transité rapidement à travers le volume rocheux et donc susceptible d'être agressive pour la matrice carbonatée.
- un signal de crue, démarrant brutalement quelques heures après la pluie, comportant une composante oscillatoire de période quelques heures et persistant sur une durée de l'ordre de la journée.

Chacun de ces points doit être approfondi en utilisant des séries de données plus longues, la comparaison avec d'autres sites et en particulier les Loyautés, ainsi que la modélisation hydrodynamique. Ces points font l'objet d'une réponse à l'appel d'offre du PNRH. Les collaborations nécessaires sont en place, avec Michel Rabinowicz pour la modélisation hydrodynamique convective, avec les membres du projet SAGE pour l'instrumentation en commun de la cavité de Soubotr, à Lifou (Loyautés), ainsi qu'avec les membres du laboratoire de Moulis pour leur expertise sur les karst et leur instrumentation. Il s'est avéré que la collaboration était efficace avec les personnes chargées de la climatologie de l'intérieur des grottes et avec François Bourges en particulier, les régimes aérodynamiques et hydrodynamiques des grottes étant étroitement liés. Ce point sera mis à profit pour l'équipement des grottes de Nille Calédonie prévue par mon équipe d'accueil (Paléotropique) à Nouméa dans le cadre de l'étude des conditions de croissance des spéléothèmes et de l'information qu'ils apportent sur le climat et la tectonique de la région.

5 Perspectives générales et projet de recherche

Les perspectives ouvertes par chacun des différents thèmes traités dans ce mémoire ont été signalées à la fin de chaque paragraphe de cet exposé. Je ne reviendrai pas sur le cas des **bassins sédimentaires stratifiés**. Ce thème de recherche est né des interactions de Michel Rabinowicz avec les milieux pétroliers. Il a pu être développé grâce aux deux excellents exemples de terrain auxquels nous avons pu avoir accès. Néanmoins en l'absence d'une collaboration active avec les scientifiques possédant la majeure partie des données de terrain et travaillant dans le milieu pétrolier, et en

dépité de pistes prometteuses ouvertes par nos travaux, il paraît difficile de continuer dans ce domaine.

Dans le cas de la **convection naturelle et forcée dans les milieux fracturés** les difficultés de collaboration ne se posent pas. La géothermie est une énergie renouvelable à développer, les essais effectués à Soultz sous Forêt sont convaincants, et un accompagnement par des études de recherches académiques est souhaité par la Socomine chargée de la réalisation du projet pilote. Ceci devrait conduire à un financement par la communauté européenne. Mon implication dans cette thématique vient à la fois d'un goût pour l'exploitation des énergies renouvelables, mais aussi de la conscience de proposer à des étudiants une thématique d'avenir. Je serai donc particulièrement sensible aux possibilités d'insertion de jeunes scientifiques dans cette thématique, que ce soit dans le cadre de l'expérience menée à Soultz ou bien sur d'autres sites.

Grâce aux thèses de Cécile Tournier de Arnaud Bataille le démarrage de la convection libre dans une zone de fracture, ainsi que l'interaction de la convection avec une circulation forcée et les conséquences qui en découlent pour la quantité de chaleur récupérable sont mieux connues. Nos modélisations sont susceptibles d'être améliorées dans deux directions :

- une meilleure prise en compte du transfert de chaleur entre la roche et le fluide. Nous considérons que la zone de fracture (de 35m de large dans le cas de Soultz) est remplie d'un milieu poreux de grain suffisamment fin pour que le transfert de chaleur entre le milieu solide et le fluide qui le baigne soit efficace et qu'une température unique puisse être considérée pour l'ensemble roche+fluide. Ceci n'est qu'une approximation : en effet l'expérience de traçage chimique de 1997 (Aquilina et coll. 1998) aboutissant au début du passage du traceur au bout de 3 jours seulement montre qu'il existe des zones de quasi court-circuit entre les puits d'injection et de récupération. Autour de ces zones, la condition d'équilibre thermique entre la roche et le fluide risque de ne pas être respectée. Cet effet venant diminuer l'efficacité de la récupération de chaleur peut être pris en compte dans nos modèles assez facilement en utilisant les nombreux résultats disponibles à ce sujet (p. ex. Quintard et Whitaker, 1993). D'autre part nous prenons en compte jusqu'à maintenant une transition brutale entre la zone de fracture poreuse et ses épontes supposées parfaitement imperméables. C'est très probablement une approximation et l'étalement du signal sismique observé lors de la stimulation des puits montre que de nombreux cracks adjacents à la zone de fracture principale ont été ouverts. On a donc de nombreuses zones perméables de petite extension recoupant la fracture principale et dans lesquelles du fluide va pouvoir circuler et ainsi drainer la chaleur dans un plus grand volume de roche. Là encore des modélisations sont possibles dans la ligne de ce qui a déjà été fait par Arnaud. Dans le même ordre d'idées, les outils numériques que nous utilisons pourraient être adaptés assez facilement pour conduire à un code d'exploitation dédié à la simulation quantitative de la récupération de chaleur sur un site HDR. Ceci devrait être envisagé au sein d'une cellule de transfert de technologie.

- une prise en compte des phénomènes de transport chimique dans la fracture. La circulation de plusieurs dizaines de litres d'eau par seconde dans un granite sous des gradients de température dépassant les 100°C/km ne peut se faire sans transport d'éléments chimiques. Ces éléments avaient d'ailleurs une fâcheuse tendance à se déposer à l'intérieur des échangeurs de température de surface dans

les premiers essais de récupération de chaleur en site HDR. Ce problème a depuis été réglé en maintenant le fluide chaud récupéré sous pression mais il est impossible qu'il n'y ait pas de dépôts (et dissolutions) dans le granite. Ces phénomènes de redistribution de la porosité affectent la perméabilité de la roche et donc les chemins suivis par le fluide entre les puits d'injection et de récupération. Les géochimistes nous ont précédés dans ce domaine en faisant tourner leurs codes d'interaction chimique le long de chemins PT déduits d'une hydrodynamique simplifiée (Jing et coll., 2003 ; Dubois et coll., 2000 ; Baldeyrou et coll., 2003). Il nous reste à trouver un moyen tractable pour intégrer un module chimique à l'intérieur de notre code de convection, sachant qu'une simulation sur 20 ans de convection seule est déjà lourde pour les machines de calcul actuelles. Nous prévoyons de procéder progressivement, en travaillant le long d'une ligne de courant et en simplifiant petit à petit les résultats de Baldeyrou et coll. pour arriver à une expression pouvant être utilisée dans nos codes. Il faut bien être conscient que la chimie est une science difficile et donc que cet objectif est un peu une gageure. Néanmoins mon expérience sur les carbonates (aussi une question difficile) m'incite à penser qu'il est possible de progresser dans ce domaine.

5.1 Développement et fonctionnement des réseaux karstiques

Il s'agit d'un domaine de recherche extrêmement actif au plan international. Quand j'ai commencé à m'intéresser au sujet, au cours de mon travail sur la diagenèse des carbonates profonds, les publications étaient rares, concernaient souvent des études de cas, et paraissaient dans des revues confidentielles. Je connais néanmoins des publications extrêmement sérieuses qui étaient déjà disponibles à cette époque. Depuis cinq ans environ, on sent un foisonnement sur ce sujet. Des publications abondent sur la modélisation du développement des vides dans les fractures (voir par exemple Kaufmann et Braun, 1999 ; Kaufmann, 2003 ; Liedl et coll., 2003) ainsi que sur la contrainte du fonctionnement d'un réseau karstique par des observations physiques (P.ex., Hliban et coll., 1998 ; Emblanc et coll., 1999 ; Beadke et Krothe, 2001 ; Grasso, et coll., 2003). A tel point que paraissent actuellement des publications de synthèse et de prospective sur le karst (White, 2002 ; Ford, 2003). Les équipes françaises sont bien positionnées, à cause d'une implication de longue date sur cette thématique (le laboratoire de Moulis fonctionne par exemple depuis 1968, un ORE existe en terrain karstique à Cadarrache). J'anime depuis 1994 un groupe intitulé Hydrodynamique et Géochimie, puis Modification des Aquifères par des Processus Géochimiques, et enfin Karstogénèse, dans lequel j'ai essayé de favoriser une coopération entre scientifiques modélisateurs intéressés par les processus de transfert de masse dans les massifs carbonatés. Mes thèmes de recherche pour les cinq années à venir tourneront autour des projets proposés dans le cadre de ce groupe. Nous sommes principalement des modélisateurs, mais il s'est avéré que nous devons nous tourner vers les observations pour calibrer nos modèles. Par exemple, nous avons décidé, Pierre Adler, J. F. Thovert et moi-même de quantifier le développement d'un réseau karstifié à partir d'une distribution réelle de fractures, en considérant chacune d'entre elle explicitement. Comme les données sur les réseaux de fractures dans les terrains karstiques n'étaient pas disponibles dans la littérature, j'ai été amené à faire mes propres observations à Moulis. Ceci nous a conduit à une étude préliminaire statistique visant à reproduire un réseau de fracture 3D en accord avec les observations fondamentalement 1D que l'on peut faire sur les bordures des pistes (Sisavath et coll., 2003). Les thèmes de recherches

que je me propose de développer se répartiront donc entre observations et modélisations, et seront tous abordés en collaboration dans le but d'aboutir à des résultats rapidement. J'ai montré que la recherche sur la karstification est foisonnante depuis quelques années. Ceci implique aussi qu'elle est concurrentielle, et que les résultats seront obtenus au sein d'équipes constituées et bien positionnées. Les sites observés seront les Loyautés, Moulis et d'autres suivant les collaborations futures. Moulis est un laboratoire naturel exceptionnel, tant par les connaissances déjà accumulées que par la motivation des équipes travaillant sur ce site avec qui les collaborations sont fructueuses. Les Loyautés sont aussi des sites exceptionnels par les conditions d'observation qu'on y rencontre ainsi que par la connaissance du matériau corallien accumulée à Nouméa par Cuy Cabioch et ses collègues.

Je vais plus particulièrement m'intéresser aux points suivants :

5.1.1 Développement des réseaux karstiques

J'ai déjà signalé que les Loyauté bénéficiaient de conditions d'affleurement exceptionnelles (Ouvéa, Walpole) ainsi que d'une implication des instances locales pour la gestion durable de l'eau (programme SAGE, en voie de restitution pour Lifou, à mettre en oeuvre pour Maré et Ouvéa). Je suis actuellement en train de mettre en place une collaboration scientifique avec les intervenants du programme SAGE et en particulier avec Michel Lepiller et David Huaman (univ. Orléans) qui ont travaillé sur la cartographie hydraulique de l'île, ainsi qu'avec Pierre Maurizot du Brgm chargé de la carte géologique des Iles. Nous avons acquis avec Guy Cabioch une cartographie de l'ilot Walpole ainsi que des ses bordures submergées. Les données sont donc disponibles pour contraindre nos modélisations. Anne Ormond et moi-même comptons utiliser la modélisation en milieu homogène, à partir de codes spécifiques au karst développés en commun. Je compte plus particulièrement m'intéresser à l'influence de la topographie (c.a.d. des conditions aux limites) sur le développement des grottes, ainsi qu'à l'aspect temporel du développement du karst. L'influence d'un réseau pré-existant de fractures sera considéré en collaboration avec P. Adler et JF Thovert, dans le cas de Moulis ainsi que des Loyauté. Enfin, dans une étape ultérieure, je suis intéressé par la forme des réseaux qui se développent sous l'influence d'une lentille d'eau douce surmontant l'eau salée, comme cela est le cas dans les îles calcaires poreuses et particulièrement les îles coralliennes. Cet aspect est important pour la localisation de l'eau potable ainsi que des exutoires en mer, mais aussi plus généralement pour la structure des atolls, que certains auteurs (McNeil, 1954, Purdy, 2001) proposent avoir été acquise essentiellement par des processus de dissolution par les eaux météoriques durant leurs phases émergées pendant les bas niveaux marins récents.

Les mécanismes d'interaction chimique utilisés dans nos modèles sont notablement simplifiés, bien que les lois microscopiques soient bien connues (Plummer et coll., 1978, Buhman et Dreybrodt, 1985a,b). Ils reposent par exemple sur des suppositions assez abruptes sur la distribution des espèces chimiques à l'intérieur d'un pore. Depuis 3 ans environ, Guy Cabioch et moi-même nous sommes rapprochés de Yannick Anguy dont la spécialité est de lever ce type de difficultés par des techniques prise de moyenne à partir des lois microscopiques. Ces techniques cependant requièrent une bonne connaissance préalable de la micro-géométrie des échantillons, ce qui le cas pour le calcaire corallien. La thèse de Cécile Rabier dont je

suis co-encadrant a démarré depuis Octobre 2002 sur ce sujet et devrait utiliser du matériel corallien collecté sur les sites de Nouvelle Calédonie. Elle devrait participer à nous fournir des lois d'interaction quantifiées à l'échelle de nos modèles d'ici quelques années.

5.1.2 Karstification et variation du niveau des mers (tectonique, eustatisme).

L'étude des variations du niveau des mers sous l'effet de la tectonique comme des changements climatiques constitue un thème fédérateur de l'équipe IRD Paléotropique qui m'accueille. Or il se trouve que les phénomènes de karstification sont aussi un bon indicateur des paléoniveaux marins, chaque niveau stationnaire pendant plus de 5000 ans environ étant associé à un niveau de karstification. La connaissance des stationnarités du niveau marin peut donc à son tour donner des renseignements sur les vitesses de karstification ainsi que sur l'organisation hydrologique entre les niveaux de karst fossiles et le karst actuel. Les environs de la Calédonie présentent des objets d'étude particulièrement adaptés pour cette thématique. On peut citer Walpole où un niveau de karstification à 125 000 ans peut être suivi sur le pourtour de l'île, la région de Yaté dans le Sud de la Calédonie soumise à une surrection en touches de piano avec des structures de karstification contrastées, les îles du Vanuatu (Ex Nilles Hébrides) enfin avec des taux de surrection atteignant 5mm/an. Ces taux de surrection élevés ont d'ailleurs permis une bonne évaluation des vitesses caractéristiques de karstification sur l'île de Santo, par comparaison des structures observées sur des terrasses soulevées datant de différentes époques (Strecker, 1987). Je compte observer en collaboration avec Guy Cabioch les niveaux de karstification sur une même encoche, puis comment la karstification évolue pour des taux de surrection variés et connus par datation, dans le but à la fois de calibrer l'aspect temporel des modélisations, et éventuellement d'utiliser les formes de karstification pour contraindre le détail des vitesses de surrection là où celles ci sont mal connues.

5.1.3 La température comme traceur du fonctionnement des karst

La mesure de haute précision de la température à l'intérieur des réseaux karstiques s'est avérée prometteuse pour contraindre leur fonctionnement hydrologique. De plus ces mesures de températures font le lien entre mes préoccupations plutôt hydrologiques et celles de mon équipe IRD d'accueil, plutôt environnementales. En effet, les mesures de François Bourges, Alain Mangin et Dominique D'Hultst à l'intérieur des grottes ornées montrent l'existence de deux régimes thermiques distincts, avec une transition se produisant au moment des premiers froids. J'ai proposé que la convection thermique déclenchée par la stratification inverse se produisant pendant l'hiver entre l'air extérieur et celui plus tempéré de la grotte puisse être rendre compte de cette transition (Bourges et coll. en prep.). François Bourges et ses collègues ont de plus montré que cette transition s'accompagnait d'une chute brutale de la pression partielle en CO₂. Ce mécanisme pourrait donc participer à la formation *des* cernes de croissance annuelles des spéléothèmes utilisés pour contraindre les variations climatiques. Les deux régimes ont toutes les chances d'exister aussi dans les grottes de Calédonie, car la température extérieure présente aussi une variabilité annuelle importante. Nous entreprenons donc un équipement de deux grottes en capteurs thermiques, l'une sur la Grande Terre (en

collaboration avec Denis Wirrmann), l'autre à Lifou (en collaboration avec Michel Lepiller qui vient d'y installer des piézomètres). Les résultats permettront de mieux contraindre l'infiltration des eaux, et donc la variabilité de la ressource, ainsi que la climatologie de ces grottes. L'expérimentation thermique sera d'autre part poursuivie sur le site de Moulis dans le but d'accumuler des séries temporelles longues d'une part et de mieux contraindre le régime thermique de cette grotte en utilisant des agencements de capteurs adaptés.

5.1.4 Kastification des roches non-calcaires.

Les structures karstiques sont ubiquistes sur les péridotites de Nouvelle Calédonie, consistant en fissures ouvertes sur les talus de bord de route ou bien alignement de dolines le long de lignes de fractures. Il est donc possible que des structures de type karstique contrôlent partiellement l'hydrologie du grand Sud et des massifs miniers. De plus comme la dissolution de la péridotite saine se produit en général sous plus de 10 mètres d'altérites de faible perméabilité, toutes les cavités potentielles ne sont pas reconnues ce qui pose des problèmes de Génie Civils pour la construction de routes et de bâtiments.

Deux paramètres différencient la dissolution de la péridotite de celle du calcaire. D'une part la dissolution laisse environ 20% de matériel imperméable qui va venir gêner une dissolution ultérieure. Ceci suggère d'entreprendre des expériences numériques d'infiltration prenant en compte ce paramètre. D'autre part enfin la péridotite ne possède pas comme le calcaire de mécanisme de colmatage des fissures par précipitation, ce qui risque de rendre plus vulnérables les vides de dissolution à l'effondrement qui suggérer un mécanisme de compaction épisodique de la porosité.

Ce thème sera abordé en coopération avec les membres de l'équipe IRD 'altération surpergène en milieu continental', en particulier au cours d'une thèse qui devrait démarrer en Octobre prochain et à laquelle je suis associé, pour mon expertise sur les dissolutions par infiltration et les structures karstiques.

Je suis conscient d'avoir dessiné ces quelques dernières pages un vaste programme. Le travail projeté, ainsi que cela a été mentionné plus haut, ne peut s'entreprendre qu'en coopération. Certains projets n'avanceront pas, d'autres apparaîtront sur la même thématique générale et en fonction de mes futures affectations. Il reste que les processus d'acquisition de la porosité par dissolution dans les roches terrestre en fonction des conditions aux limites, et donc des variations climatiques me semblent un sujet prometteur pour les quelques années qui viennent.

Références

NB : Les références des publications auxquelles j'ai participé ont été reportées dans le curriculum vitae étendu. Elles sont signalées dans le texte.

- Abé, H.**, Duchane, DV., Parker, RH, Kuriyagawa, M., 1999. Present status and remain problems of HDR/HWR system design, *Geothermics*, 28, 573-590.
- Aquilina, L.**, Rose, P.E., Vaute, L., Brach, M., Gentier, S., Jeannot, R., Jacquot, Audigane, P., Tran-Viet, T., Jung, R., Baumgaertner, J., Baria, R., and Gerard, A. 1998. A tracer test at the Soultz-sous-Forets Hot Dry Rock geothermal site: Proc. Twenty-Third Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford University, SGP-TR-158, 343-347
- Al-fares W.**, Bakalowicz M., Guérin, R, Dukhan, M., 2002. Analysis of the karst aquifer structure of the Lamalou area (Hérault, France) with ground penetrating radar, *J. Appl. Geophys.*, 51, 97-106.
- Atkinson, TC**, 1977. diffuse flow and conduit flow in limestone terrain in Mendip Hills, Somerset (Great Britain), *J. Hydrol.*, 35, 93-110.
- Baedke, SJ.**, Krothe, NC., 2001. Derivation of effective hydraulic parameters of a karst aquifer from discharge hydrograph analysis, *Water. Resour. Res.*, 37, 13-19.
- Baldehyrou, A**, Vidal, O, Fritz, B, 2003. Experimental study of phase transformations in a thermal gradient: application to the Soultz-sous-Forets granite (France), *C. R. Geosci.*, 335, 371-38
- Baria, R.**, Baumgartner, J., Gérard, A., Jung, R., Garnish, J., 1999. European HDR research program at Soultz sous Forêt (France), *Geothermics*, 28, 655-669.
- Baudron, JC.**, Guillon, JH. Récy, J., 1976. Géochronologie par la méthode K/Ar du substrat volcanique de l'île de Maré, archipel de Loyauté (Ouest Pacifique), *Bull BRGM, Ser. 2 IV*, 165-176.
- Berman, RG.**, 1984. Internally consistent thermodynamic data for minerals in the system $\text{Na}_2\text{O}-\text{K}_2\text{O}-\text{Calcite}-\text{Dolomite}-\text{FeO}-\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2-\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$. *J. Petrol.*, 29, 277-288.
- Bowers, TS.**, Jackson, KS, Helgeson, HC., 1984. Equilibrium activity diagrams for coexisting mineral and aqueous solutions at pressures and temperatures up to 5kb and 600°C., Springer Verlag, Berlin, 397pp.
- Bories, S.**, Combarous, M., 1973., Natural convection in a sloping porous layer, *J; Fluid Mech.*, 57, 63-79.
- Branham, K.L**, Steeples, D.W., 1988. Cavity detection using high resolution seismic-reflection methods. *Mining Engineering*, 40, 115-119.
- Brook, GA.**, Ford DC, 1980. Hydrology of the Nahami karst, northern Canada and the importance of extreme summer storms, *J. Hydrol.* 46, 103-121.
- Buhmann, D.**, Dreybrodt, W., 1985a. The kinetic of calcite dissolution and precipitation in geologically relevant situations in karst areas, I, Open systems, *Chem. Geol.*, 48, 189-211.
- Buhmann, D.**, Dreybrodt, W., 1985b. The kinetic of calcite dissolution and precipitation in geologically relevant situations in karst areas, I, Closed systems, *Chem. Geol.*, 53, 109-124.
- Caltagirone, JP.**, Bories, S, 1985. Solutions and stability criteria of natural convective flow in an inclined porous layer, *J. Fluid Mech.*, 155, 267-287.

- Cabioch G.**, Bank-Cutler, KA, Beck, WJ, Burr, GS, Corrége, T., Edwards, RL, Taylor FW, 2003. Continuous reef growth during the last 23 cal kyr BP in a tectonically active zone (Vanuatu, SouthWest Pacific), *Quat. Sci. Rev.*, 22, 1771-1786.
- Chadam, J.**, Hopf, D., Merino, P., Ortoleva, P., Sen, A., 1986. Reactive infiltration instability, *IMA J. Appl. Math.*, 36, 207-221.
- Chevalier S**, Bernard D, Joly N, 1999. Natural convection in a porous layer bounded by impervious domains: from numerical approaches to experimental realization. *Int J. Heat Mass Trans.*, 42, 581-587
- Clauer N**, Rinckenbach T, Weber F, Sommer F, Chaudhuri S, O'Neil JR, 1999. Diagenetic evolution of clay minerals in oil-bearing neogene sandstones and associated shales, Mahakam Delta Basin, Kalimantan, Indonesia, *AAPG Bull.*, 83, 62-87
- Emblanc, C.**, Puig, JM., Zuppi, GM., Mudry, J., Blavoux, B., 1999. Comportement particulier lors des montées de crues dans les aquifères karstiques, mise en évidence d'une double fracturation et/ou de circulation profonde: Exemple de la Fontaine de Vaucluse, *Eclog. geol. Helv.*, 251-257.
- De Marsily G.**, 1981. *Hydrogéologie quantitative*, Masson, Paris, 215pp.
- Droz L.**, 1983. L'éventail sous-marin du Rhone (Golfe du Lion) : Grands traits morphologiques et structure semi-profonde, thèse Univ. Paris VI.
- Dubois J**, Launay, J. , Recy, J., Marshall, J., 1977. New Hebrides trench : subduction rates from associated lithospheric bulges, *Can. J. Earth Sci.*, 14, 250-255.
- Dubois M.**, Ledésert B., Potdevin J.L., Vançon S., 2000. Détermination des conditions de précipitation des carbonates dans une zone d'altération du granite de Soultz (soubassement du fossé Rhénan, France) : l'enregistrement des inclusions fluides. *C. R. Acad. des Sci.*, 331, 303-309
- Ford DC.**, 2003. Perspectives in karst hydrology and cavern genesis, in *Karst Modelling 5*, Palmer AN., Palmer, MV., Sasowsky, Eds, The Karst Water Institute, Charles Town (USA), 17-29.
- Fritz, B.**, 1981. Etude thermodynamique et modélisation des réactions hydrothermales et diagénétiques. *Soc. Geol. Mem.* 65.
- Gouze, P.**, Coudrain-Ribstein, A.; Bernard, D. 1994. Computation of porosity redistribution resulting from thermal convection in slanted porous layers, *J. Geophys. Res.*, 99, 697-706.
- Grasso DA.**, Jeannin PY., Zwahlen, F., 2003. A deterministic approach to the coupled analysis of karst spring's hydrographs and chemographs, *J. Hydrol.*, 271, 65-76.
- Haliban T.**, Wicks, CM., Engeln, JF., 1997. Physical response of a karst drainage basin to flood pulses : example of the Devil's Icebox cave system (Missouri, USA), *J. Hydrol.*, 204, 24-36.
- Helgeson HC.**, 1968. Evaluation of irreversible reaction in geochemical processes involving mineral and aqueous solutions-I Thermodynamic relations. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 32, 853-877.
- Jing, Z.**, Watanabe, K., Willis-Richards, J., Hashida, T., 2002. A 3-D water/rock chemical interaction model for prediction of HDR/HWR geothermal reservoir performance, *Geothermics*, 31, 1-28
- Kaufmann G.**, Braun, J.P., 1999. Evolution of fractured rocks aquifers, *Water. Resour. Res.*, 35, 3223-3238
- Kaufmann, G.**, 2002. Karst aquifer evolution with changing water table, *Water. Resour. Res.*, 38, 261-269.

- Kolditz, O.**, 1995a. Modelling flow and heat transfer in fractured rocks: dimensional effect of matrix heat diffusion, *Geothermics*, 24, 421-437
- Kolditz, O.**, 1995b. Modelling flow and heat transfer in fractured rocks: Conceptual model of a 3-D deterministic fracture network, *Geothermics*, 24, 451-470
- Kolditz, O.**, Clauser, C., 1998. Numerical simulation of flow and heat transfer in fractured crystalline rocks: application to the hot dry rock site in Rosemanowes (U.K.), *Geothermics*, Volume 27, 1-23
- Kourkafas, P.**, Gouly, N.R., 1996. Seismic reflection imaging of gypsum mine workings at Sherburn-in-Elmet, Yorkshire, England. *European Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, 1, 53-63
- Kuehl AS.**, Nittrouer, CA., DeMaster, DJ, 1986. Distribution of sedimentary structures in the Amazon subaqueous delta, *Contin. Shelf Res.*, 6, 311-336.
- Kvernold, O.**, Tyvand, PA, 1979. Non linear thermal convection in anisotropic porous media, *J. Fluid Mech.*, 90, 609-624.
- Labeyrie, L.**, Cole, J, Alverson, K, Stocker, T, 2003. The history of climate dynamics in the Late Quaternary. In: *Paleoclimate, Global Change and the Future*, K.D. Alverson, R.S. Bradley, T.F. Pedersen (eds.), Springer, 33-61
- Larocque, M.**, Mangin, A., Razack, M., Banton, O. 1998., Contribution of correlation and spectral analysis ton the regional study of a large karst aquifer (Charente, France), *J. Hydrol.*, 205, 217-231.
- Lasaga, AC.**, 1981. Rate laws in chemical reactions. In *Kinetic of geochemical processes*, Reviews in Mineralogy (AC Lasaga and RJ Kirpatrik eds) Mineral Soc. Am., 8, 135-169.
- Lichtner PC.**, 1988., The quasi-stationnary state approximation to coupled mass transport and fluid/rock reaction in a porous media, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 52, 143-165.
- Lichtner, AC**, 1996. Continuum formulation of reactive transport. In *Reactive Transport in Porous Media* (PC Lichtner, EH Oelkers, and CI Steefel, Eds) Review in Mineralogy, Mineral Society of America, 34, 1-81.
- Liedl, R.**, Sauter, M., Huckinghaus, Clemens, T., Teutsh, G., 2003. Simulation of karst aquifers using a coupled continuum pipe flow model, *Water. Resour. Res.* 39, 61-71
- Madé B.**, Clément A., Fritz B., 1994. Modeling mineral/solution interactions: The thermodynamic and kinetic code KINDISP, *Computers & Geosciences*, 20, 1347-1363.
- McNeil, ES.**, 1954. The shape of atolls-An inheritance from subaerial erosion forms, *Am. J. Sci.*, 252, 407-427.
- McKibbin R.**, Tyvand, PA, 1982., Anisotropic modelling of thermal convection in multilayered porous media, *J. Fluid Mech.*, 118, 315-339.
- Mangin, A.**, 1975. Contribution à l'étude des aquifères karstiques, Thèse univ. Dijon, 442pp.
- Mangin, A.**, 1988. Réflexion sur les mécanismes de l'infiltration dans les karst à partir de l'exemple de Niaux, *CHYN Bull.*, 8, 2-25.
- Milanović, P.**, T., 1976. Karst hydrogeology, *Water Ressor. Publ.*, Littelton, Colo., 434pp.
- Mudry, J.**, 1981. Sur l'origine des teneurs isotopiques et géochimiques dans les eaux kartsiques du Jura (France), *J. Hydrol.*, 50, 167-178.
- Murphy, HD.**, 1979, Convective instabilities in vertical fractures and faults, *J. Geophys. Res.*, 84, 6121-6130.

- Murphy, HD.**, Tester, JW., Grigsby, CO., Potter, JM., 1981. Energy extraction from fractured geothermal reservoirs in low permeability rocks, *J; Geophys. Res.*, 103, 7145-7158.
- Ormond, A**, Ortoleva P., 2000. Numerical modeling of reaction-induced cavities in a porous rock, *J. Geophys. Res.*, 105, 16737-16747.
- Ortoleva, P.**, Chadam, J., Merino P., Sen, A., 1987. Geochemical self-organization II. The reactive infiltration instability. *Am. J. Sci.*, 287, 1008-1040.
- Purdy, EG.**, Winterer, EL., 2001. Origin of atoll lagoons, *GSA Bulletin*, 113, 837-857.
- Peters KE**, Snedden JW, Sulaeman A, Sarg JF, Enrico RJ, 2000. A new geochemical-sequence stratigraphic model for the Mahakam delta and Makassar slope, Kalimantan, Indonesia *AAPG Bull.*, 84, 12-44.
- Petitjohn, F. J.**, 1957. *Sedimentary rocks*, Harper & Brothers, New York, 718 pp
- Plummer LN.**, Wigley, TM., 1978., The kinetic of calcite dissolution in CO₂-water systems at 5°C to 60°C and 0.0 to 1.0 atm CO₂, *Am. J. Sci.*, 278, 179-216.
- Pulido-Bosh, A.**, Andreu, JM., Estevez, A., Ayanz, J., 1998., Zonation hydrogéochimique verticale dans l'aquifère karstique du Cid (Alicante, Espagne), *C.R. Acad., Sci.*, 326, 421-426.
- Quintard, M.** et Whitaker, S. 1993. One- and two-equation models for transient diffusion processes in two-phase systems, in *Advances in Heat Transfer*, vol. 23, Academic Press, 369-464
- Rabinowicz, M.**, Dandurand, JL., Jakubowski, M., Schott, J., Cassan, JP., 1985. Convection in a North Sea oil reservoir : inference on diagenesis and hydrocarbon migration. *Earth Planet. Sci. Lett.* 74, 387-404.
- Ravnik, D.**, Rajver, D., 1998., The role of inverse geotherms for determining underground water flow at the Ombla spring near Dubrocnik, Croatia, *J. of Appl. Geophys.*, 29, 177-190.
- Riahi, N.**, 1983. Non linear convection in a porous layer with finite conducting boundaries, *J. Fluid Mech.*, 129, 153-171.
- Rousset, D.**; Genthon, P.; Perroud, H.; Sénéchal, G. 3D geophysical investigations of shallow karstic structures, Abstract, EUG-EGS, Nice 2003
- Rousset, D.**, Genthon, P, Perroud H., Senechal G., 1998. Detection and characterization of near surface small karstic cavities using integrated geophysical surveys, Abstract, EGS, Barcelone, 1998.
- Steeffel, Cl.**, McQuarrie, KT., 1996. Approaches to modeling of reactive transport in porous media, (PC Lichtner, EH Oelkers, and Cl Steeffel, Eds) *Review in Mineralogy*, Mineral Society of America, 34, 83-129.
- Strecker MR**, Bloom, AL, Lecolle, J., 1987. Time-span for karst development on quaternary coral limestones : Santo island, Vanuatu, *Processus et mesure de l'érosion*, Ed CNRS, 369-386.
- Shackleton, NJ.** 1987. Oxygen isotopes, ice volumes and sea level, *Quat. Sci. Rev.*, 6, 183-190.
- Spiegelman, M.**; Kelemen, PB.; Aharonov, E., 2001. Causes and consequences of flow organization during melt transport: The reaction infiltration instability in compactible media, *J. Geophys. Res.*, 106, 2061-2078.
- Trudgill, ST**, 1983. Measurements of rates of erosion of reef and reef limestones. In : Barnes DJ (ed), *Perspectives on coral reef*, Australian institute of marine science, Townsville
- Trescases, JJ**, 1975. L'évolution géochimique surpergène des roches ultrabasiqes en zone tropicale. Formation des gisements nickelifères de Nouvelle Calédonie. *Memoire ORSTOM n°78*. ORSOM Paris.

- Tuncay, K.**, Park, A., and Ortoleva P., 2000. Sedimentary basin deformation : an incremental stress approach, *Tectonophysics*, 323, 77-104.
- Tuncay, K.**, Park, A., and Ortoleva P., 2000. A forward model of three dimensional fracture orientations and characteristics, *J. Geophys. Res.*, 105, 16719-16736.
- Vacher, HL**, 1988., Dupuit-Ghyben-Herzberg analysis of strip-island lenses, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 100, 580-591.
- White, WB.**, 1988. *Geomorphology and hydrology of karst terrains*, Oxford University Press, 464 pp.
- White, WB**, 2002. Karst hydrology : recent developpments and open questions, *Eng. Geol.*, 65, 85-105.
- Willems, L.**, Pouclet, A., Vicat, JP. 2002. Existence de karst en roches cristallines silicatées non carbonatées en Afrique Sahélienne et équatoriale, implications hydrogéologiques, *Bull. Soc. Geol. Fr.*, 173, 337-345.
- Wholery, TJ.**, 1979. Calculation of chemical equilibrium between aqueous solution and minerals : the EQ3/6 software package. Lawrence Livermore Laboratory URCL-52658.
- Wray, RAL**, 1997. A global review of solutinal weathering forms on quartz sanstones, *Earth Sci. Rev.*, 42, 137-160.

CURRICULUM VITAE

ETAT CIVIL

PIERRE GENTHON

né le 10 Mai 1956 à Avignon
Vie maritale, un enfant (Lucie, 11ans)
Adresse : IRD (ex ORSTOM)
BP A5 98848 NOUMEA CEDEX
NOUVELLE CALEDONIE

mail : pierre.genthon@noumea.ird.nc
pierrotg31@yahoo.fr
tel : (687) 26 07 66
fax : (687) 26 43 26

FONCTION OCCUPEES

2002 -> 2004 En détachement au sein de l'équipe IRD Paléotropique de Nouméa
1988 -> 2002 Maître de Conférences : UFR Sciences de la vie et de la Terre Université Paul Sabatier/Toulouse. Titulaire de la prime d'encadrement doctoral et de recherche depuis sa création voici 11 ans. Membre de l'UMR 5562 "Dynamique Terrestre et Planétaire"
1986 Ingénieur de recherches Elf La Défense : 4mois
1986 Chercheur Ifremer Brest : 6mois
1982-1985 Thèse (direction Marc Souriau) UPS/Toulouse
1982 DEA : Géologie Orsay
1981 Préparation et obtention de l'agrégation de Physique
1980-1981 Service National : Enseignant au lycée d'Antalaha (Rep. Malgache)
1977-1980 Ecole Normale Supérieure Cachan, section Physique

EXPERIENCE PEDAGOGIQUE

UNE ANNEE D'ENSEIGNEMENT EN LYCEE MALGACHE

PHYSIQUE DES MILIEUX CONTINUS POUR LES SCIENCES DE LA TERRE

Michel Rabinowicz et moi-même avons été nommés ensemble à Toulouse pour mettre en place l'enseignement de géophysique dans le second cycle de Sciences de la Terre. Nous avons pensé qu'un géologue moderne devait connaître les bases de la géologie quantitative, qui provenaient de la physique des milieux continus, et que nos étudiants méritaient un enseignement de haut niveau dans cette discipline afin de pouvoir dialoguer avec des collègues physiciens, ainsi d'être à même d'aborder des problèmes de quantification. Tout était à faire : aucun livre ne traitait le sujet à notre convenance et ce type d'enseignement était très peu développé dans les autres universités françaises. Compte tenu de la difficulté de la discipline, nous avons été amenés à conclure un contrat avec les étudiants à chaque rentrée : nous nous engageons à leur indiquer l'essentiel de nos cours, qu'ils devaient être capables de restituer aux examens pour avoir la moyenne, et à faire en sorte qu'il sortent des cours et TD en ayant compris. En retour, ils s'engageaient à travailler régulièrement et à nous signaler au fur et à mesure les difficultés qu'ils rencontraient au cours de notre enseignement. Cette technique a plutôt réussi, ainsi qu'en témoigne le recrutement d'étudiants provenant de notre Maitrise dans les DEA et DESS quantitatifs de France. Notre enseignement est organisé en deux modules d'environ 75 heures chacun et comportant plus de la moitié de TD conçus et pris en charge par moi-même:

Mécanique et dynamique des matériaux terrestres (tenseur des déformation, tenseur des contraintes, lois rhéologiques, matériel élastique, matériel visqueux) Il est à noter que pour souligner

la complémentarité les enseignements de géologie structurale et ceux dispensés dans notre module j'ai encadré pendant 10 années le stage de terrain de Métamorphisme (Resp: JL Bouchez)

Phénomènes de transport en Sciences de la Terre (thermique et géodynamique, évoluant compte tenu des besoins des étudiants vers : thermique, hydrodynamique, milieu poreux, hydrologie).

Il faut noter que compte tenu de la taille de nos promotions, j'avais à former tous les deux ans un nouveau moniteur sur ces disciplines, afin qu'il puisse assurer l'encadrement d'un des groupes de TD.

EXPLORATION GEOPHYSIQUE D'EXPLORATION EN COMMUN A L'UNIVERSITE DE PAU

Suite à de nombreuses discussions avec les étudiants, il est apparu qu'une demande récurrente de leurs futurs employeurs concernait les techniques d'exploration géophysique, qui représentent des outils de base pour toutes les sociétés de service en géotechnique. Mon approche a été la même que pour la physique des milieux continus, c.a.d. de ne pas fournir aux étudiants des connaissances au rabais et donc de travailler avec l'équipe d'Hervé Perroud qui venait de se créer à Pau sur cette thématique. La mise en place de ce module de 100 heures a représenté de nombreuses difficultés administratives ainsi que pour convaincre tous les collègues. Ce module a été un succès, puisque conçu essentiellement pour des étudiants de notre maîtrise orientée vers la quantification, il s'est retrouvé commun à l'ensemble des enseignements de second cycle en Sciences de la Terre de Toulouse. Je participe à cet enseignement depuis sa création

J'ai participé à la création de l'**IUP Géosciences**, en faisant évoluer les thèmes traités au sein du module "Phénomènes de transport en Sciences de la Terre", afin qu'il puisse être commun entre l'IUP et la maîtrise de Géophysique et Géochimie, ainsi qu'en mettant en place avec Anne Ormond un module de "Modélisation en Hydrologie".

J'ai tenté enfin avec beaucoup de difficultés de favoriser le brassage des populations d'étudiants autour des Sciences de la Terre en participant à une mention "**Science de l'Univers**" de la maîtrise de Physique.

Au cours de ces années, mes enseignements ont concerné essentiellement le second cycle, mais aussi le premier cycle ainsi que le DEA "Sciences de la Terre et de l'Environnement" (Ecole doctorale SDU2E). La répartition horaire de mon enseignement pour l'année 2001/2002 est donnée à titre indicatif :

Intitulé du module	Niveau	Cours	Td	TP
Mécanique et Dynamique des matériaux terrestres	Licence ST		40 heures	
Mécanismes de Transport en Géologie	Maîtrise GG	10 heures	27 heures	
Modélisation en hydrologie	IUP Géosciences année II	20 heures		15 heures
Géophysique	Maîtrise de Physique	12 heures	12 heures	
Exploration géophysique : terrain	Second cycle ST		23 heures	
Milieux poreux et compaction	DEA STE (option I)	9 heures		
Milieux poreux et transport de masse	DEA STE (option II)	9 heures		

EXPERIENCE EN RECHERCHE

1982-1986 : MODELISATION GRAVIMETRIQUE DES MESURES ALTIMETRIQUES DU SATELLITE SEASAT AU DESSUS DE MARGES ACTIVES ET PASSIVES.

J'ai saisi en 1982 l'opportunité de commencer mon travail de recherches sur l'interprétation des données Seasat, au cours de mon DEA, de ma thèse, puis d'un court séjour au département recherches de Elf. Le sujet était pour ainsi dire vierge, les données n'étaient disponibles qu'à Toulouse, tout était à faire. M. SOURIAU et J. MASCLE m'ont proposé un sujet en **Méditerranée Orientale où le géoïde Seasat montrait des anomalies ne correspondant pas aux structures superficielles connues jusqu'alors**. On observait une anomalie de plusieurs dizaines de mètres du géoïde au Sud de fosses pourtant modestes. De telles anomalies étaient nécessairement liées à la structure profonde de la subduction de la plaque africaine sous la plaque eurasiatique au niveau du Péloponnèse, de la Crête de Karpatos. J'ai eu à développer des outils de modélisation et d'inversion

du géoïde, pour aboutir à une interprétation compatible avec l'ensemble des données disponibles à l'époque. J'ai proposé que la marge africaine soit actuellement bloquée dans sa subduction et qu'il en résulte une reprise de la subduction plus au sud, ainsi que cela a été plusieurs fois observé au cours de la collision Himalayenne. Le schéma proposé correspond aux premières étapes d'une collision continentale. Ce travail aboutit à ma thèse en 1985, ainsi qu'à deux publications parues en 1987. Il est à noter que même si les idées sur cette région ont pu évoluer, on n'a pour l'instant pas pu formuler d'autre hypothèse pouvant expliquer les anomalies du géoïde dans cette région.

J'ai appliqué mes compétences pendant 4 mois en contrat à Elf Paris à l'utilisation du signal gravimétrique (gravimétrie classique + géoïde) afin de mieux contraindre l'état thermique de la lithosphère le long de la marge du Gabon, ainsi que la stratigraphie du bassin qui la bordait. Il s'est avéré que le signal gravi était en accord avec les petites échelles des structures, telles qu'elles étaient révélées par les autres méthodes pétrolières, mais qu'un désaccord persistait à grande échelle. Ceci semblait indiquer des structures liées à la géodynamique de la région, mais ce point intéressait moins les pétroliers et mon contrat a pris fin.

1986-1993 : ECOULEMENTS THERMOCONVECTIFS DANS LES BASSINS SEDIMENTAIRES SOUS-MARINS.

1992 -> : ECOULEMENTS THERMOCONVECTIFS AUX DORSALES ET DANS LES MILIEUX FRACTURES.

1995 -> : ECOULEMENTS DE FLUIDES REACTIFS DANS LES CARBONATES ; APPLICATION AUX KARST

Ces trois thèmes sont plus particulièrement développés dans le mémoire qui précède.

DEVELOPPEMENT DE CODES NUMERIQUES

Les avancées en modélisation mettent systématiquement en jeu l'écriture d'un code numérique. Chaque étude effectuée a nécessité la mise au point d'un code numérique, que ce soit pour l'inversion des données altimétriques, la convection au sein des bassins sédimentaires ou bien pour l'interprétation de mesures de résistivité électrique. J'ai beaucoup profité de l'expérience accumulée par M. RABINOWICZ ET M. MONNEREAU à Toulouse sur les méthodes spectrales et de directions alternées. Depuis 5 ans cependant j'ai fait un gros effort sur l'utilisation spécifique des **méthodes multigrilles pour les équations de diffusion à paramètres variables** nécessaires pour la modélisation des milieux poreux géologiques. Ces méthodes se sont par ailleurs avérées essentielles pour l'étude de la compaction des milieux poreux entreprise par RABINOWICZ ET KHODAKOVSKII à laquelle j'ai donc été associé. Elles sont aussi tout à fait adaptées pour les problèmes d'infiltration. J'ai donc développé ces dernières années en collaboration avec ANNE ORMOND un code dédié spécifiquement à la dissolution des carbonates, prenant en compte une cinétique rapide des réactions ainsi que des contrastes de perméabilité extrêmes. Il permet d'aborder les problèmes de karstification avec une finesse de maille compatible avec les observations géologiques.

ENCADREMENTS DE THESE

A. Ormond, **1993**. Etude théorique de la convection tridimensionnelle dans un milieu poreux anisotrope et incliné. Application aux bassins sédimentaires. These Univ. Paul Sabatier Toulouse, 140pp.

Tournier C, **2000**.. Ecoulements thermoconvectifs dans une sone fracturée. Application à la récupération de chaleur en zone chaude et sèche et au site de Soultz sous Forêt. These Univ. Paul Sabatier Toulouse, 234pp.

Bataille A., **en cours**, Transferts convectif de chaleur dans les milieux géologiques : application au site de récupération de chaleur de Soultz sous Forêt, ainsi qu'à l'hydrologie des milieux karstifiés

J'ai assuré l'encadrement effectif de ces trois thèses. Michel Rabinowicz en était le Directeur Habilité qui m'a fait bénéficier des ses conseils.

ADMINISTRATION DE LA RECHERCHE

Membre élu du conseil scientifique de l'Observatoire Midi-Pyrénées	: 1992 -> 1998
Membre élu de la CSE 35 ^{ème} section de l'UPS	: depuis 1992
Membre de la CSE 34 ^{ème} section de l'UPS	: Un mandat
Membre de la CSE 35-36 ^{ème} section de Montpellier	: Un mandat

PARTICIPATION AUX PROGRAMMES NATIONAUX

Atp Géotechnologie des milieux poreux et fissurés
 Atp Télédétection (2 contrats)
 Programme de Recherches en Hydrologie, puis Programme National de Recherches en Hydrologie depuis sa création en 1994.
 Programme ECODEV depuis 1997.

PUBLICATIONS

PUBLICATIONS DE RANG A

1987

Genthon P., and Souriau M., New constraints on Aegean subduction zone from SEASAT altimetry, *J. Geophys. Res.*, 92, 619-632, 1987.

Genthon P., Souriau M., Mascle J. et Le Cleac'h, A., Structure lithosphérique de la Méditerranée orientale : apport des mesures altimétriques de SEASAT, *Oceanologica Acta*, 7, 79-84, 1987.

1990

Genthon P., Rabinowicz, M., Foucher, J.C., and Sibuet, J.C., Hydrothermal circulation in an anisotropic sedimentary basin. Application to the Okinawa Back-arc basin, *J. Geophys. Res.*, 95, 19175-19184, 1990. (**annexe I**)

1993

A. Ormond and P.Genthon, 1993. Tridimensional thermoconvection in an inclined anisotropic porous sedimentary layer. *Geophys. J. Int.*, Vol. 112, 257-263.

1995

Ormond A., Boulegue J., and Genthon P., A thermoconvective interpretation of heat flow data in a distal part of the Bengal fan, *J. Geophys. Res.*, 100, 8083-8095, 1995. (**annexe II**)

1997

P. Genthon, J.Schott and J.L.Dandurand. Carbonate diagenesis during thermo-convection. Application to secondary porosity generation in clastic reservoirs, *Chemical geology*, 142, 41-61, 1997. (**annexe III**)

1998

G. Khodakovskii, M. Rabinowicz, P. Genthon and G. Ceuleneer, 2D modelling of melt percolation in the mantle: the role of a melt-dependent mush viscosity, *Geophys. Res. Lett.* 25 (1998) 683-686.

M. Rabinowicz, J. Boulegue, P. Genthon, Two- and three-dimensional modeling of hydrothermal convection in the sedimented Middle Valley segment, Juan de Fuca Ridge, *J. Geophys. Res.* 103 (1998) 24,045-24,066.

1999

Rabinowicz, M., Sempere, J.C., and Genthon P., Thermal convection in a vertical permeable slot : implication for hydrothermal circulation along mid-oceanic ridges, *J. Geophys. Res.*, 104, 29 275-29292, 1999.

2000

Tournier, C., Genthon P. and Rabinowicz, M., The onset of natural convection in vertical fault planes : consequences for the thermal regime of crystalline basements and for heat recovery experiments, *Geophys. J. Int.*, 140, 500-508, 2000. (**annexe IV**)

2001

Rabinowicz M., P. Genthon, G. Ceuleneer and M. Hillairet: Compaction in a mantle mush with high melt concentrations and the generation of magma chambers, Earth and Planet. Lett., 188, 213-327, 2001.

Genthon P., Cabioch G., Calmant S., et Ormond A., Distribution des cavités de l'atoll soulevé de Walpole. Implications sur le processus de karstification par les eaux météoriques, CRAS, II, 332 (7), 439-445, 2001.

Soumises:

Sisavath, S., Mourzenko, V., Genthon, P., Phovert, J.F., and Adler, P.M., 10/2003. Geometry, percolation and transport properties of fracture networks derived from line data, Soumis en version révisée à Geophys. J; Int..

Genthon, P., Bataille, A., Bourges, F., and D'Hulst, D., 7/2003. Temperature as a marker for karstic waters hydrodynamics. Inferences from 1 year recording at La Péreyre cave (Ariège, France), soumis à J. Hydrol. (**annexe V**)

Bataille, A., Genthon, P., Rabinowicz, M., 10/2003 Modeling of thermal convection coupled with forced flow in a vertical permeable slot : implication for HDR/HWR geothermal plant performance, submitted to Geophys. J. Int.

Autres publications : Je me déplace assez peu pour les congrès depuis 1990. Cependant, tous mes étudiants en thèse ont bénéficié d'un congrès international et d'un congrès national au moins.

HDR DE PIERRE GENTHON

TRANSFERTS DE FLUIDE REACTIFS ET DE CHALEUR DANS DES MILIEUX GEOLOGIQUES COMPLEXE : LES CAS DES TURBIDITES, D'UNE FRACTURE VERTICALE ET DES MASSIFS CARBONATES

APPENDICES

APPENDICE I

Genthon, P. , Rabinowicz, M., Foucher, J.C., and Sibuet, J.C., Hydrothermal circulation in an anisotropic sedimentary basin. Application to the Okinawa Back-arc basin, *J. Geophys. Res.*, 95, 19175-19184, **1990**

APPENDICE II

Ormond A., Boulegue J., and **Genthon P.**, A thermoconvective interpretation of heat flow data in a distal part of the Bengal fan, *J. Geophys. Res.*, 100, 8083-8095, **1995**.

APPENDICE III

Genthon P., J.Schott and J.L.Dandurand. Carbonate diagenesis during thermo-convection. Application to secondary porosity generation in clastic reservoirs, *Chemical geology*, 142, 41-61, **1997**.

APPENDICE IV

Tournier, C., **Genthon, P.** and Rabinowicz, M., The onset of natural convection in vertical fault planes : consequences for the thermal regime of crystalline basements and for heat recovery experiments, *Geophys. J. Int.*, 140, 500-508, **2000**.

APPENDICE V

Genthon, P., Bataille, A., Bourges, F., and D'Hulst, D., **7/2003**. Temperature as a marker for karstic waters hydrodynamics. Inferences from 1 year recording at La Péreyre cave (Ariège, France), soumis à *J. Hydrol.*



APPENDICE I

Hydrothermal Circulation in an Anisotropic Sedimentary Basin: Application to the Okinawa Back Arc Basin

PIERRE GENTHON AND MICHIEL RABINOWICZ

*Dynamique Terrestre et Planétaire, Groupe de Recherches de Géodésie, Spatiale,
Toulouse, France*

JEAN PAUL FOUCHER AND JEAN CLAUDE SIBUET

Institut Français de Recherches pour l'Exploitation de la Mer, Plouzane, France

We explore the pattern of two-dimensional convection in an highly anisotropic porous medium. This physical situation is relevant to passive margin sedimentary basins consisting of interbedded coarse-grained pervious and shale or limestone semi pervious layers, in particular to deltaic-type basins with sandstone lenses in a shale matrix. We show that permeability anisotropies of the order of 10^2 - 10^4 allow for long convective cells, of aspect ratio greater than 10, but that a combination of this parameter with a slight slope of the order of a few percent of the sedimentary layers is required to stabilize these long cells. As an example, we present the Okinawa basin, an active submarine back arc basin, with a sedimentary thickness of about 2 km and a heat flow profile across this basin, varying from 32 to 232 mWm^{-2} over a distance of 30 km. It is shown that this heat flow variation is difficult to explain with conductive mechanisms only but is well reproduced by different convective models relying on permeability anisotropy plus slope. Although the insufficient thermal and structural constraints did not allow us to build a unique model, the whole set of possible fits to the heat flow data may restrict the mean hydraulic parameters of the basin. A vertical permeability of a few tens of millidarcy and an anisotropy greater than 100 are required to produce the expected stable and active large-scale circulation. It is suggested in conclusion that this type of circulation might be active in oil-or ore-forming element migration.

1. INTRODUCTION

The sedimentary basins of continental margins undergo most of their evolution under seawater. Their sedimentation is dominated by turbidites resulting in interbedded layers of fine and coarse grain size. This should produce an anisotropic permeability pattern, with an enhanced horizontal permeability. Of particular interest is the case of deltaic-type basins, which contain mainly silt and sandstone layers, separated by argillaceous or calcareous sheets. Since shales are virtually impervious (permeability $< 10^{-17} m^2$) unless they are fractured, and sandstones are highly permeable, with permeabilities ranging from 10^{-15} to $10^{-13} m^2$ [e.g., Davis, 1969], a permeability anisotropy up to 10^4 might be reached. In the present paper, we explore the influence of this physical parameter on the geometry of hydrothermal circulation, with the expectation that large horizontal permeability will lead to large-scale convective cells.

As an example, we present in Section 2 the case of the southern Okinawa basin, where a 30 km-long heat flow profile could hardly be explained without horizontal advection of water. Section 3 is devoted to analytical and numerical calculations for convection in a highly anisotropic medium enclosed in a large aspect ratio box. Two additional parameters, the presence of vertical faults and the slope of the sedimentary layers are incorporated. Section 4 is a comparison between the results of section 2 and the observations in the Okinawa basin.

2. THE OKINAWA BASIN EXAMPLE

The Okinawa basin (Figure 1) is a back arc basin, which is presently opening in the Chinese continental platform behind the Ryu-Khyu arc system. It has been widely studied because it is thought to be at the latest stage of continental rifting or at the very beginning of oceanic accretion. No conclusive proof of the presence of oceanic crust has been presented, and the two previ-

ous studies, the POP1 campaign of IFREMER [Sibuet *et al.*, 1987] and a cruise of Hamburg University [Egloff *et al.*, 1989] suggest the presence of thinned continental crust behind the arc. The main phase of extension is thought to take place since 2Ma [Kimura, 1985; Letouzey and Kimura, 1985; Sibuet *et al.*, 1987]. The sedimentary supply is high in the whole basin, with sources from the volcanic arc, the Taiwan orogeny, and the drainage of the Chinese continental platform.

In particular, Hilde *et al.* [1984] have proposed that the present sedimentation rate could reach 4 km/m.yr. in the southern basin, due to a partial direct discharge of the Yellow River and Yang Tse Kyang. The heat flow is high (up to 400 mW/m^2) and strongly dispersed [Yasui *et al.*, 1970; Watanabe *et al.*, 1977; Yoshii, 1979; Lu *et al.*, 1981; M.Yamano *et al.*, Heat flow anomaly in the Middle Okinawa trough, submitted to *Tectonophysics*, 1990], suggesting an active convective redistribution. As part of the Pop1 campaign, a 50 km-long profile consisting of seven heat flow values was recorded by Ifremer, crossing the whole southern basin at the foot of Onodera seamount, which is thought to be a horst of prerift basement. The temperature profiles are displayed on Figure 2. No evidence for water advection in the superficial part of the sediments appear from any curvature of these profiles. Conductivities were measured with the needle probe technique, except for station KF 27, where an interpolated conductivity was used. The values were very similar, with a mean of $0.860W m^{-1} K^{-1}$ and a maximal deviation lower than 10%. The resulting heat flow profile is plotted on Figure 3, together with a 3.5 kHz echo sounder and a single-channel seismic profile. These profiles show, from right to left, two faults probably related to tilted blocs and the upper layers of a sedimentary basin, gently dipping toward Central Graben, which is thought to be the present place of maximum extension and is associated with numerous intrusions [Sibuet *et al.*, 1987]. In the central part of the profile, these superficial layers seem curved and truncated by numerous faults of a few meters throw. This could be a consequence of the differential subsidence of Onodera seamount, which here is very close to the profile (see Figure 1b).

The heat flow profile consists of two values of 160 and 146

Copyright by the American Geophysical Union.

Paper number 90JB00860.
0148-0227/90/90JB-00860\$5.00

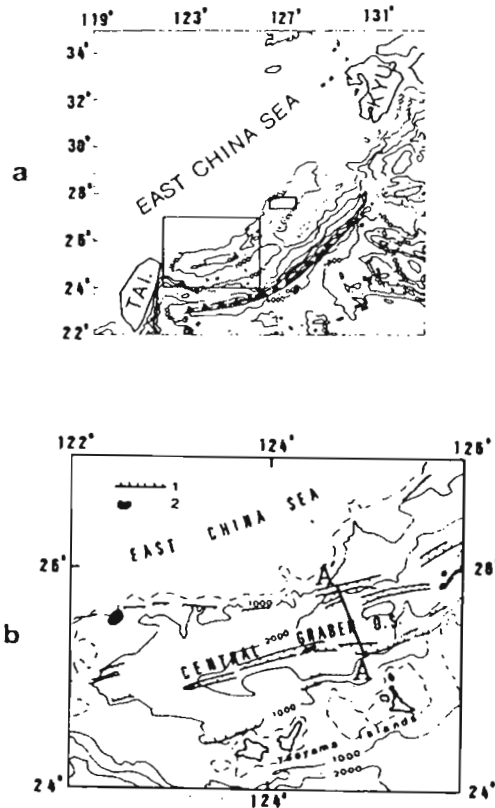


Fig. 1. (a) General setting of the working area; TAI and KYU represent Taiwan and the Japanese Island of Kyushu. (b) Structural map of the South Okinawa basin. The heat flow profile is labeled by AA'; O.S. represents Onodera seamount and the dashed area is the VAMP area, as defined by Sibuet *et al.* [1987]. 1, normal fault; 2, present-day arc volcanism [after Sibuet *et al.*, 1987].

mW/m^2 near the edges of the tilted blocks, which will not be interpreted here, five values gradually decreasing from 231 mW/m^2 at the closest point to Onodera seamount, to 32 mW/m^2 in the Central Graben. The length scale of this heat flow oscillation is around 30 km , which is surprising since both theoretical studies and measurements on hydrothermal systems near ocean

ridges have shown that the length scale of the heat flow variations should be of the order of the depth of the convective layer, which is here clearly less than 30 km .

Therefore we have to review the different mechanisms which can perturb the heat flow on such a length scale. We will show that it is extremely difficult with purely conductive models to account for variations of a factor 8 in the heat flow. Since our seismic profile is of poor quality, the sediment thickness, which defines the geometry of the problem, has been taken from the work of Letouzey and Kimura [1985], who had access to a larger data set, including some multichannel profiles. Their isopach map indicates an average sediment thickness of 2 km along the profile, increasing to more than 3 km in the Central Graben.

First, due to the positive density contrast at the basement, a basement high should be associated to a positive heat flow anomaly and a basement low to a negative one, a trend which is observed along the profile. This effect was investigated with a finite difference numerical computation, assuming a linear topography of the basement, plunging from 2 to 3.5 km below the bottom, over a distance of 30 km , with a conductivity ratio of 1.5 between the sediments and the basement. A heat flow variation of less than 10% has been obtained. The slightness of this effect proves that even a refinement of the rough estimates of the physical parameters that we used cannot produce the expected heat flow variations.

A second possibility is the difference between the sedimentation rates, since the largest sediment accumulation in the Central Graben is associated with the lowest heat flow. Since we are interested in an upper bound for the sedimentary perturbation, we assume that the high sedimentation rate of 4 km/m.yr. , which was proposed by Hilde *et al.* [1984] for the last 0.5 m.yr. , was also in effect during the last 2 m.yr. It is also assumed that the thermal parameters of the sediments were identical to those of the basement. Hutchison [1985] has shown that in most cases, this assumption results in an overestimate of the heat flow perturbation. With these conditions, the basement column with its sediment cover may be considered as a uniform half-space, moving away from the surface at a constant velocity, and the analytical formula given by Carslaw and Jaeger [1959] applies. For a conductivity of $3.1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, a specific heat of $2 \times 10^3 \text{ JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$, and a density of $3 \times 10^3 \text{ kgm}^{-3}$, we find that the superficial heat flow at the top of the sediments after 2 m.yr. amounts to 40% of its initial value at the top of the unsedimented basement. This value of 40% also constitutes an upper bound for the differential effect between two point along the

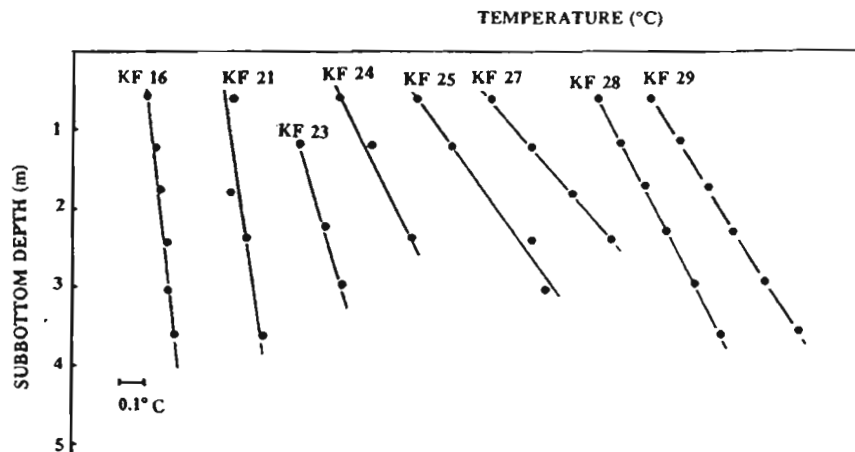


Fig. 2. Temperature versus depth profiles obtained along AA', labeled by their name of station. The straight line is a least squares fit to the measurements.

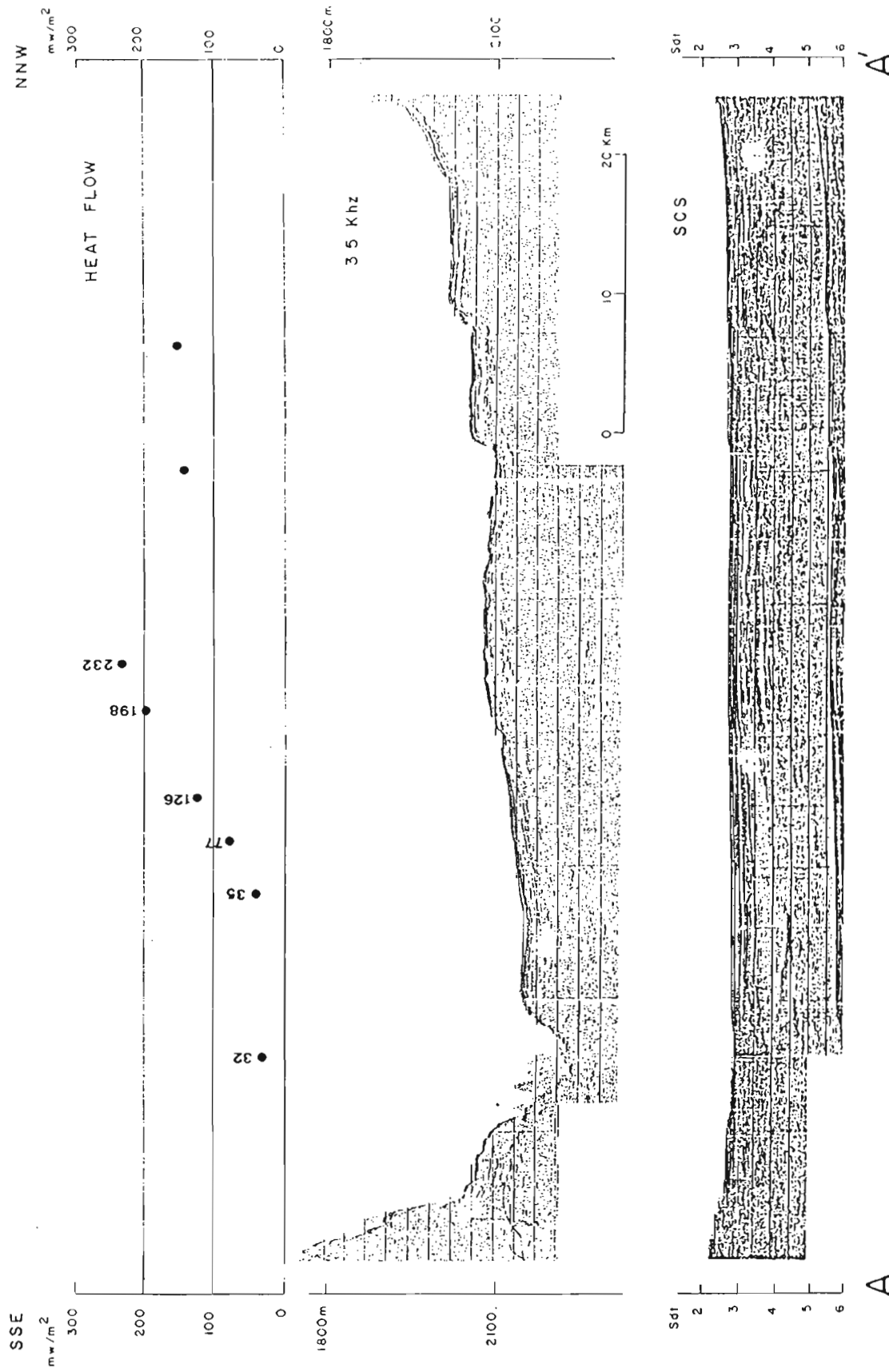


Fig. 3. Heat flow values (top) together with a 3.5KHz echo sounder profile (middle) and a reflection seismic profile along A.A'.

profile and is far from the value of 1:8 which is to be reached. Therefore, this possibility has to be discarded.

A third possibility is the presence of shallow heat sources under areas of high heat flow, associated with upwelling of the upper mantle in the rift zone. But these shallow heat sources should not lead to intrusions, due to the absence of any magnetic signature and they should be offset relative to the place of maximum present thinning, which is Central Graben. Some type of underplating by hot material may be involved. In any case the high heat flow values only would be explained, not the low ones.

In conclusion, every conductive mechanism fails to explain the whole heat flow profile. Even if the high values around 200 mW/m² are not surprising in an active rifting area, the low ones around 30 mW/m² require a nonconductive cooling of the upper crustal layers. This phenomenon is commonly observed along large faults [e.g., *Lister, 1972; Davis et al., 1980; Hutchison, 1985*].

This leads us to the possibility that the whole heat flow profile could be the footprint of water circulation within the sedimentary cover. If, as suggested by *Hilde et al. [1984]* and *Vander Zouwen [1985]* direct discharge of the Yang Tse Kyang and Yellow River occurs in the Southern Okinawa Trough, the sedimentary sequence would consist of alternating highly permeable sandstones and impermeable argillaceous or calcareous layers, thus producing a strong anisotropic permeability. A qualitative confirmation of this comes from the strong flat reflectors on the seismic profiles noted by *Sibuet et al. [1987]*. We propose that the gentle dip in the heat flow profile could indicate a large scale convective cell, with an upwelling current under the highest heat flow values, and a downwelling current under the low ones. So the aspect ratio of the convective cell would be around 15, a value which is higher than observed in convection in porous isotropic layers. However, we will show that this situation is possible in highly anisotropic media, with a few orders of magnitude difference between the horizontal and the vertical permeabilities. Section 3 is devoted to physics of convection in large aspect ratio boxes filled with highly anisotropic material; its first part is focused on the aspect ratio of the convective cells and the second one on the shape of the heat flow variations. By analogy with the Okinawa case, the aspect ratio of the box is chosen to be 15, corresponding to a width of 30 km and a depth of 2 km.

3. PHYSICAL MODELS

First results for the onset of convection in anisotropic media were obtained by *Epherre [1975]*. *Kvernold and Tyvand [1979]* and *McKibbins and Tyvand [1982]* extended these results for nonlinear convection in the case of a multilayer medium, closer to geological problems. They proved that if the number of layers is greater than 3, and that no local convection, restricted to only one layer, occurs, the problem is well described by considering an homogeneous, but anisotropic medium.

On the other hand, since geological strata are never perfectly horizontal, the gravity and the thermal gradient are never parallel, and it is well-known that the equilibrium is impossible, and that convection always occurs. Theoretical [*Caltagirone and Bories, 1985*] and experimental [*Bories and Combarnous, 1973*] studies for the isotropic sloped medium exist, mainly concerned with the geometry of the flow pattern, for various heat inputs and inclinations. These results have to be extended to anisotropies on the order of 10³–10⁴ and to a combination of slopes and anisotropies, which are relevant for our geological considerations.

A diagonal permeability tensor has been chosen, composed of k_x and k_z , representing the vertical and horizontal permeability, respectively. For a horizontally stratified medium with contrasting permeabilities, k_x and k_z are nearly equal to the permeabilities of the permeable and semipermeable layers, respectively.

We will explore a band of anisotropies ranging from 10² to 10⁴.

The governing equations for natural convection with negligible inertial effects and thermal equilibrium between the fluid and the solid matrix are, in a Boussinesq approximation :

$$\mu \mathbf{k}^{-1} \mathbf{v} = \rho_f \mathbf{g} - \nabla P \quad (1)$$

$$\nabla \mathbf{v} = 0 \quad (2)$$

$$(\rho c)^* \partial T / \partial t + (\rho c)_f (\mathbf{v} \nabla) T = \lambda^* \nabla^2 T \quad (3)$$

$$\rho_f = \rho_f \sigma - \alpha (T - T_0) \quad (4)$$

where \mathbf{v} is the filtration velocity of the fluid, μ , ρ_f , $(\rho c)_f$, and P are the viscosity, density, heat capacity, and pressure of the fluid, respectively, ρc^* , λ^* are the apparent heat capacity and thermal conductivity of the bulk porous medium. T is the temperature and \mathbf{k}^{-1} is the tensor of the inverse of the permeability. Equation (1) is the Darcy flow equation, (2) is the incompressibility condition, (3) is the heat transfer equation, and (4) is the equation of state of the fluid. The nondimensional form of the first three equations is

$$\mathbf{k}^{-1} \mathbf{v} = -\nabla P - R \mathbf{e}_z \quad (5)$$

$$\nabla \mathbf{v} = 0 \quad (6)$$

$$\partial T / \partial t + (\mathbf{v} \nabla) T = \nabla^2 T \quad (7)$$

where \mathbf{e}_z is the unit vector of the gravitational acceleration, and \mathbf{k}^{-1} has been normalized by the vertical permeability k_z , and therefore k_x represents the anisotropy. So the convective state depends only on the dimensionless Rayleigh number R , which is equal to $g \alpha \Delta T k_x b (\rho^2 c)_f / \mu \lambda^*$ for a medium bounded by horizontal isothermal planes separated by a distance b , with a temperature difference ΔT , to $g \alpha q k_x b^2 (\rho^2 c)_f / \mu \lambda^{*2}$ for the same layer subject to an upper constant temperature and a constant heat flow condition at the bottom.

Analytical Approach

A two-dimensional linear analysis at the onset of convection, following *Lapwood's [1948]* method yields the result $R_c = 4\pi^2 (k_x/k_z + L^2)(1+L^2)k_x/4k_z L^2$ for the critical, which was first obtained by *Epherre [1975]*, where L represents the aspect ratio of the convective cell. The curves of Figure 4 derived from this result and representing R_c as a function of L for various anisotropies provides a good insight into the physical effect of the permeability anisotropy. When it increases, the critical Rayleigh number decreases and the critical length (which corresponds to the minimum R_c) increases; this is in agreement with an easier horizontal circulation. For the largest anisotropies (10³–10⁴), the curves are rather flat with a critical L of the order of 10 and R_c of the order of 10. This means first that an aspect ratio of 15 is achievable and second that for large anisotropies the preferential mode at the onset of the convection is not constrained. These physical results are confirmed for other boundary conditions (permeable top or prescribed bottom heat flow) by the calculations given in Appendix A. The difference is that the onset of convection is obtained at lower Rayleigh numbers, down to 2.8 for the prescribed heat flow case and an anisotropy of 10⁴. Moreover, *Riahi [1983]* reported a moderate effect resulting from the finite conductivity of the basement of the convective layer, for a reasonable value of the bottom conductivity contrast of the order of 2. The following results, obtained for a box with isothermal impermeable upper and lower boundaries are therefore considered to be robust for other boundary conditions.

Numerical Results

Nonlinear finite amplitude convection is now studied by performing two-dimensional numerical simulations of the dimensionless Darcy flow equation, introducing the stream function ψ defined by $v_x = \partial \psi / \partial z$ and $v_z = -\partial \psi / \partial x$. We solved iteratively

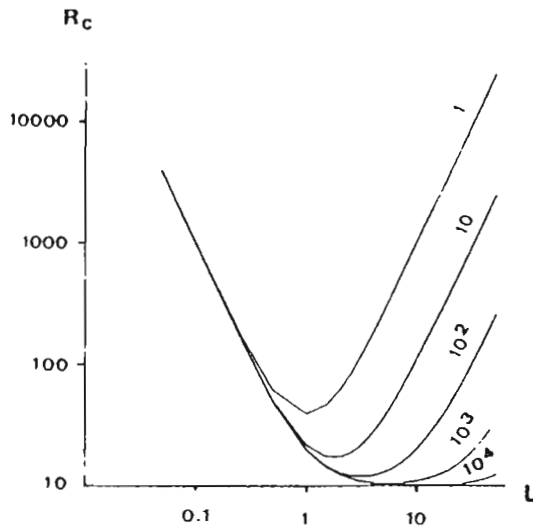


Fig. 4. Critical Rayleigh number R_c as a function of the half-wavelength of the perturbation L , for impermeable boundaries with a constant temperature difference and the permeability anisotropy indicated above each curve.

the momentum and heat transfer equation by a standard ADI finite difference method [Douglas and Rachford, 1956] with an upwind scheme for the discretisation of the advective term in the heat equation, and with 75×15 grid points. The numerical model has been tested by Rabinowicz *et al.* [1985]. Each run is continued until the relative difference in temperature and stream function between two successive iterations is below 5×10^{-3} . We

consider a box with an aspect ratio of 15 and with isothermal horizontal boundaries and adiabatic vertical boundaries. In order to test the stability of different circulation patterns, we have initialized this box with a three-cell or a one-cell circulation for three values of the anisotropy 10^2 , 10^3 , and 10^4 , which will be referred to as case I, II, and III, respectively. The Rayleigh number is in all cases twice the critical value. Except in case I, where a one-cell initial circulation breaks into five cells, both one-cell and three-cell patterns remain stable. In all cases, the superficial heat flow indicates clearly the number of cells (Figure 5). The conclusion for the real case is that large anisotropies would allow large scale circulations, but it is difficult to understand why these long cells would not break on geological anomalies such as faults, folds, and other small bathymetric irregularities.

Effect of the Faults

Two systems of faults are located close to the minimum and maximum heat flows: the Central Graben and the neighborhood of the Onodera seamount. Due to their increased vertical permeability, they could drive upwelling or downwelling currents and thus impose the geometry of the cell. We have simulated the effect of these faults by increasing locally the vertical permeability by a factor 5 at both ends of the box. This results in a Rayleigh number below 120, which insures a stationary solution [Caltagirone, 1976]. We know that in the real case, faults are characterized by a much higher permeability and therefore exhibit a three-dimensional nonstationary circulation pattern, but we are only interested by the geometrical effect of a local increase of the vertical permeability. When the three-cell circulation of the previous section is taken as the initial solution, the multicellular geometry persists with small cells attached to the faulted areas (Figure 6). We have also performed subcritical simulations, with a Rayleigh number sufficient to induce convection in the faulted zone but not in the whole box ($R < R_c$ but $5R > R_c$),

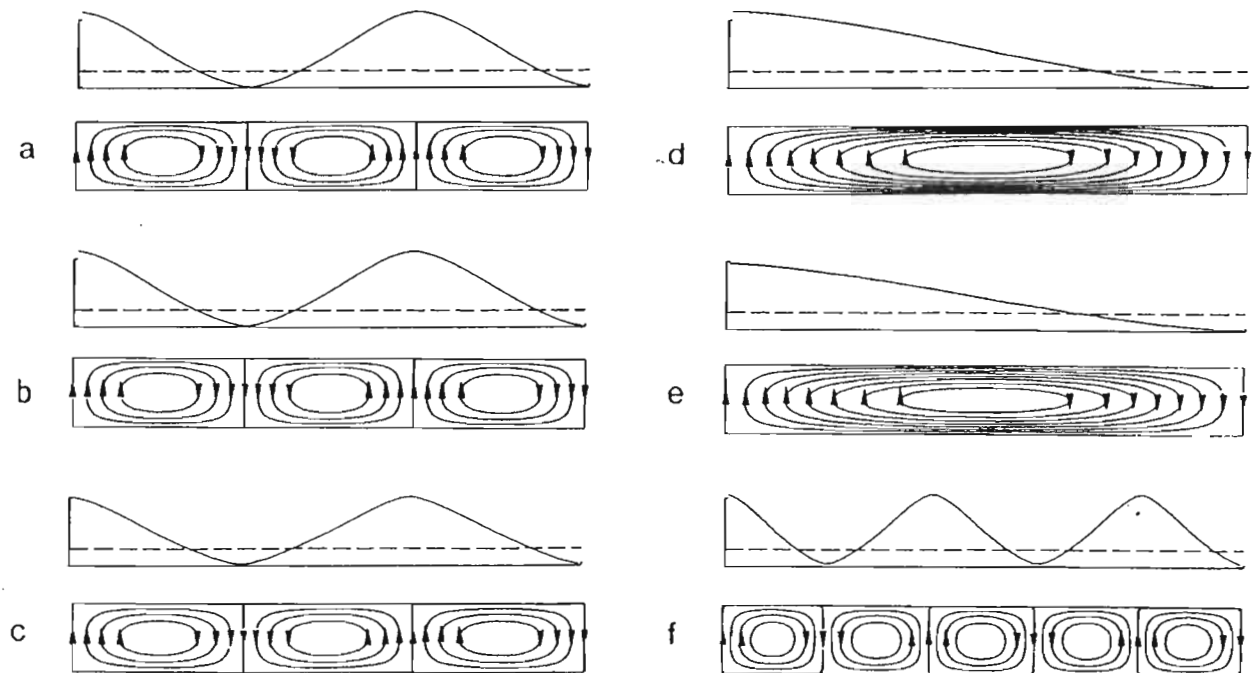


Fig. 5. Stream function (bottom) and superficial heat flow at $R=2R_c$: (a), (b), and (c): three-cell initial circulation with a permeability anisotropy of 10^4 , 10^3 , and 10^2 ; (d), (e), and (f): one-cell initial circulation with a permeability anisotropy of 10^4 , 10^3 , and 10^2 , respectively. The long dashed line on heat flow profiles represents the conductive heat flow equal to for 1 with non dimensional variables. The horizontal distances have been reduced by a factor 2.

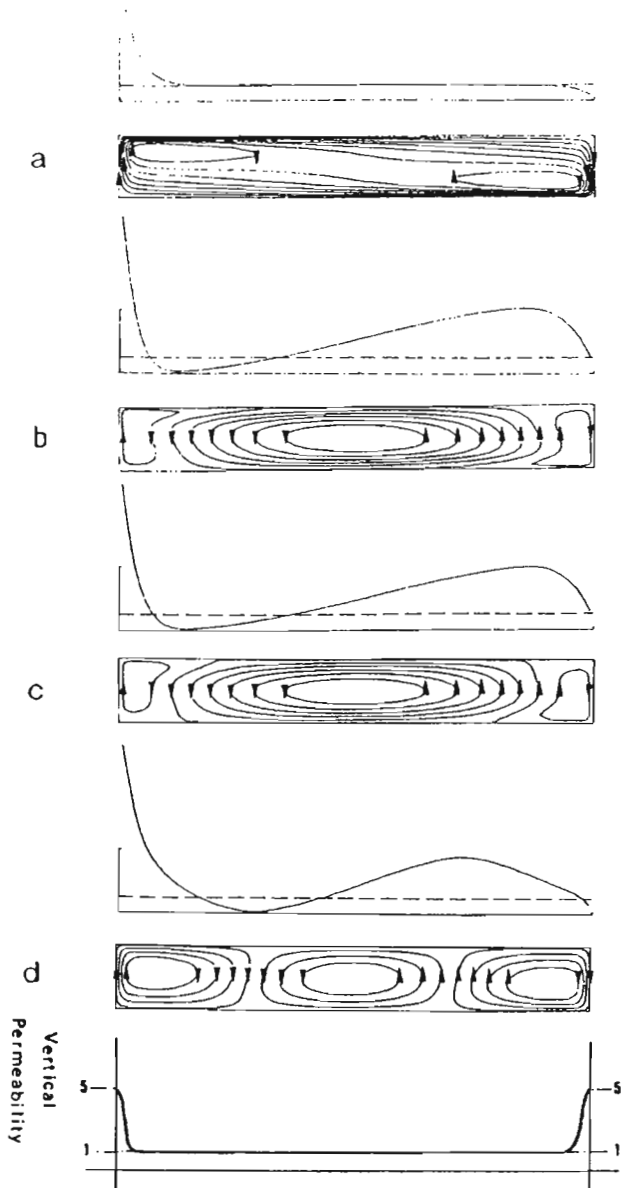


Fig. 6. Effect of faults, simulated by the permeability profile at the bottom, on a three-cell circulation. (a) Undercritical case: $R=0.36R_c$ except in the faulted zones and $k_x=10^3$. (b), (c), and (d) $R=2R_c$ and $k_x=10^4$, 10^3 , and 10^2 , respectively. As in Figure 5, the horizontal distances have been reduced by a factor of 2.

which resulted in a one cell circulation. The example of Figure 6a shows vertical motions restricted to the faulted areas and a near-conductive thermal state except in a narrow zone around upwelling and downwelling areas. This type of circulation might be present in sedimentary basins but not detected due to its subdued signature on the heat flow data.

Effect of the Slope of the Sedimentary Layers

When the thermal gradient and gravity are not parallel, convection always occurs, without critical Rayleigh number, and produces a one-cell flow scheme, which will be termed the basic flow. In the case of an isotropic medium enclosed in a large aspect ratio box, *Bories and Monferran* [1972] and *Caltagirone and Bories* [1985] have shown that this basic flow remains

stable until $R \cos \phi = R_c$, where ϕ is the angle of the tilted layer with the horizontal and R_c is the critical Rayleigh number for the flat lying layer. It is shown in Appendix B that this result also holds for an anisotropic medium. Another result of *Caltagirone and Bories* [1985], for a two-dimensional geometry, shows that increasing the slope favors a low number of cells; in particular, above a critical slope of 31° , a unicellular flow only remains stable. The following computations give some hints as to the effect of the anisotropy on this critical slope.

We use a box of aspect ratio 15 and two plausible values of the slope S_1 and S_2 of 1.7×10^{-2} and 5×10^{-2} (i.e. 1° and 3°) corresponding to an offset between both ends of the box of 0.5 and 1.5 km, respectively. The Rayleigh number is kept unchanged relative to the previous case. As we are interested in only stable unicellular circulation, we initialize the box with a three-cell flow pattern and look for a transition toward one-cell behavior. It turns out that in all cases the circulation is deeply modified (Figure 7). The transition occurs only in cases II and III for S_2 . The drastic decreasing effect of permeability anisotropy on the critical slope may be understood by considering that an increase of the horizontal permeability is equivalent to shortening the horizontal distances, resulting in an apparent increase of the slope.

In conclusion, a two-dimensional flow pattern may be found in two different domains of a R , ϕ diagram. First, the basic flow is the only solution for $R \cos \phi < R_c$. Second, there is good evidence for the existence of a critical slope s_c , so that the domain $\phi > \tan^{-1} s_c$ would allow only a unicellular flow. From the previous computations, s_c would lie below s_2 for anisotropies between 10^3 and 10^4 . Unfortunately, *Caltagirone and Bories* [1985] have shown that in the isotropic case this second solution is very sensitive to three-dimensional perturbations. This solution must be therefore considered as suspicious, until results on a possible stabilizing effect of curved boundaries (i.e. two-dimensional slopes) or two-dimensional anisotropies (i.e., $k_x \neq k_y \neq k_z$) are available. Turning back to geology, the basic subcritical flow and perhaps some cases of supercritical flows are able to produce the long-wavelength flow pattern that we look for in the case of a moderately sloping highly anisotropic porous layer.

4. FIT OF THE HEAT FLOW DATA

We suspect that the Okinawa profile could be an applicable case for the considerations developed in the section 3. Due to the lack of a sufficient amount of data, we must start from two simplifying assumptions. We shall first assume that we observe a two-dimensional (2D) circulation along its strike; second, the geometry of our convective layer, which could be hardly deduced from the seismic profile we present, is instead taken from the bottom topography map given by *Letouzey and Kimura* [1985]. Thus, we consider a rectangular box, 2 km deep, 30 km wide, dipping toward Central Graben with a slope of 5×10^{-2} , which corresponds to an offset of 1.5 km between both ends. The influences of these approximations on the modelling will be discussed at the end of this section. A comparison of real data with nondimensional models requires the definition of all characteristic dimensions of the system and in particular the conductive heat flow. From a compilation of 24 available measurements in the southern basin [this study; *Yasui et al.*, 1970; *Yoshii*, 1979; *Lu et al.*, 1981; *Yanano et al.*, submitted manuscript, 1990], except those on the VAMP area, which is clearly an active volcanic area, we found a mean value of 96 mW/m^2 . We note that this value is very close to the one of 88 mW/m^2 determined by the trapezoid method along the profile we model. So we stay with only three free parameters for the system: the Rayleigh number, the permeability anisotropy, and the bottom boundary condition. The maximum heat flow obtained along the profile was chosen as a criterion for the agreement between the models and the observations. It is

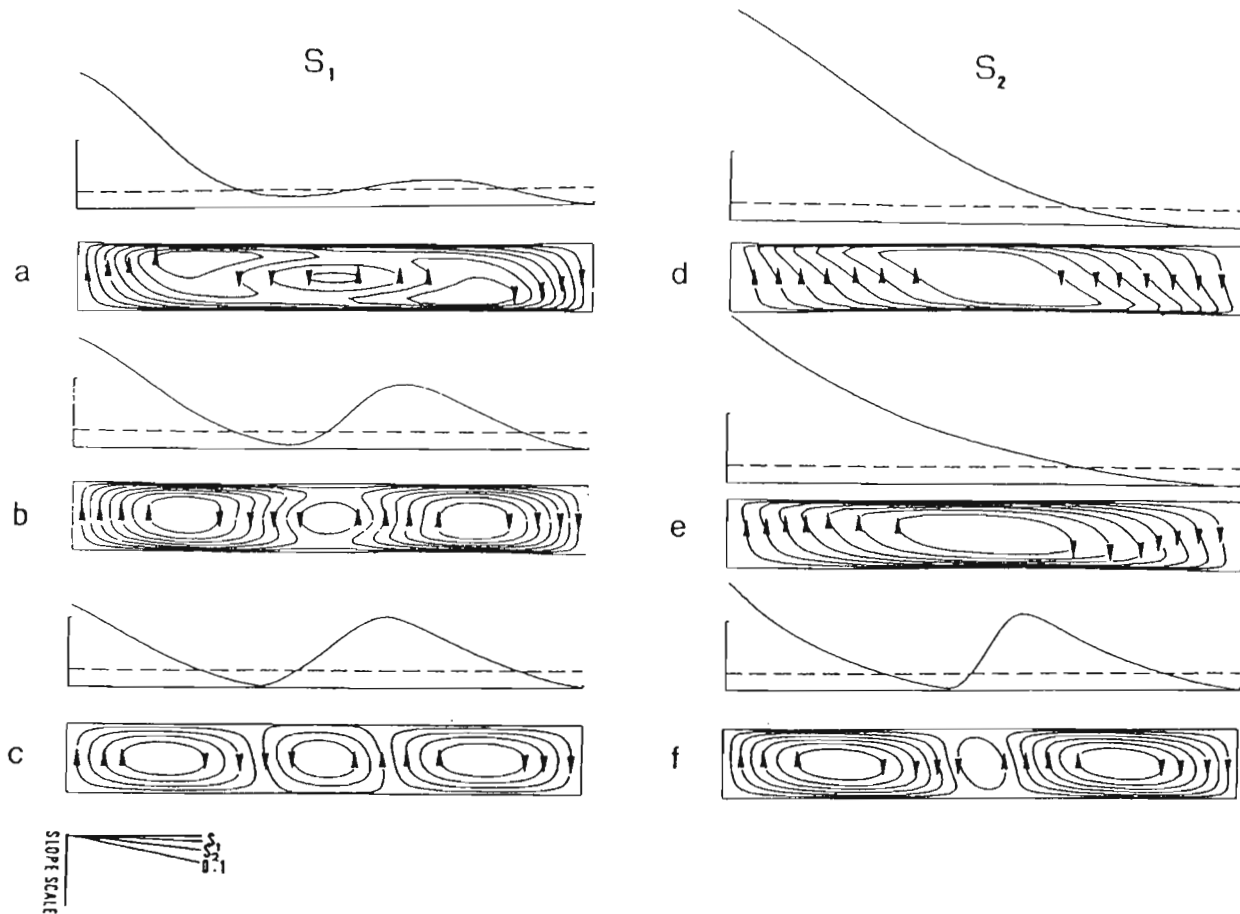


Fig. 7. Effect of a sloped layer on an initial three-cell circulation, at twice the critical Rayleigh number. (a), (b), and (c): $S_1=5 \times 10^{-3}$ and $k_x=10^4, 10^3$, and 10^2 , respectively; (d), (e) and (f): $S_2=1.5 \times 10^{-2}$ and $k_x=10^4, 10^3$ and 10^2 . The horizontal distances have been reduced by a factor of 2.

displayed as a function of the Rayleigh number in Figure 8, for three different values of the anisotropy, $10^2, 10^3$, and 10^4 , and two bottom boundary conditions, fixed temperature and prescribed heat flow.

A preliminary attempt with an anisotropy of 10 led to the breakdown of the long cell before a sufficient heat flow was reached. The best agreement was obtained with $R=10, 5$, and 4 for a temperature condition and with $R=5, 2$, and 2 for a heat flow condition. These values have to be compared with 12, 10, 10 and 3, 2, 1.5, the critical Rayleigh numbers of the flat layer for the same cases, which are also the critical for the perturbation of the basic flow, since the cosine of the slope is quite equal to 1. Thus, except for one case (K2Q on Figure 8) the obtained Rayleigh numbers lie below or very close to the critical so that only weak three-dimensional (3D) perturbations are expected. It results that the most part of heat will be carried by the basic 2D flow along the steepest slope line, i.e., roughly along our heat flow profile.

The comparison between the computed profiles and the observed ones is displayed in Figure 9. Owing to the uncertainties inherent to the heat flow measurements, one can consider that these heat flow profiles are quite similar and reproduce the observations. Although starting from different sets of parameters, the different best fitting models correspond to very similar R , say around 6. If all other parameters are known, R may be expressed as function of the vertical permeability. A mean heat flow of 96 mW/m^2 and a mean conductivity of $1.5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ leads to a basal temperature of 128°C , which corresponds to $\alpha=7.42 \times 10^{-4}\text{K}^{-1}$ and $\mu=4.37 \times 10^{-4}\text{Pas}$. With $g=9.81 \text{ ms}^{-2}$, $\rho_f=10^3 \text{ JK}^{-1}\text{Kg}^{-1}$, and $h=2 \text{ km}$, R is equal to 12 times the vertical

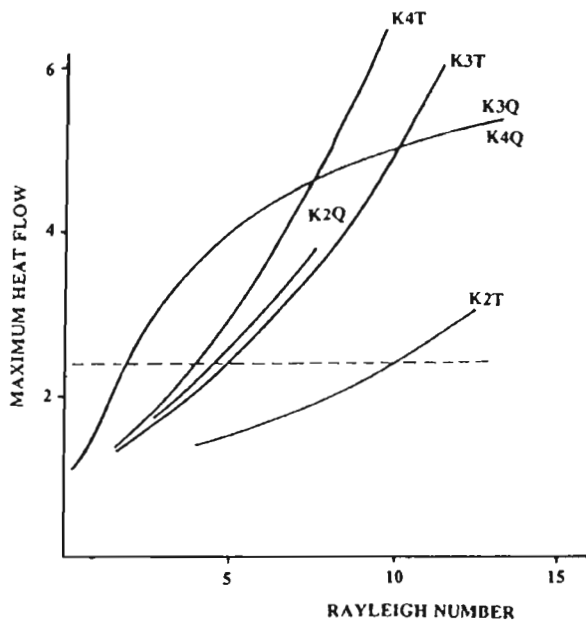


Fig. 8. Maximum superficial heat flow as function of R . Each curve is labeled with the corresponding horizontal permeability ($K2: k_x=10^2, K3: k_x=10^3, K4: k_x=10^4$) and bottom boundary condition (T: constant temperature; Q: constant heat flow). Note that the curves corresponding to $K3$ and $K4$ are close together (and merged for $K3Q$ and $K4Q$), while well separated from the curves $K2$. Non dimensional permeabilities, normalized by k_x are used.

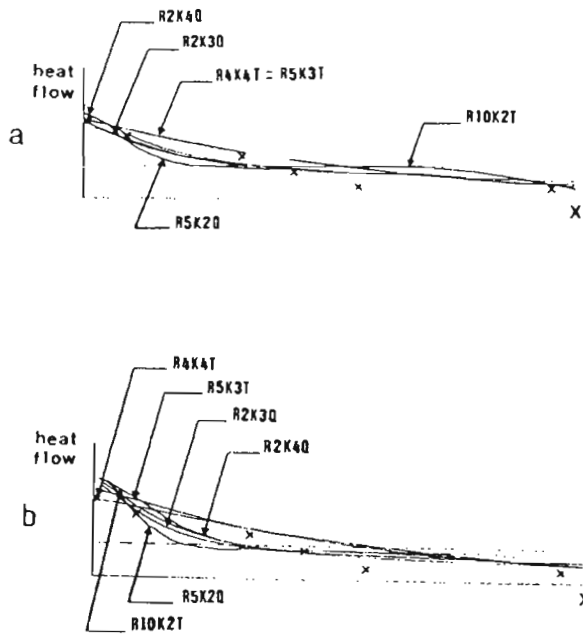


Fig. 9. (a) Agreement between the observed heat flow profile (crosses) and those associated with the solutions of Figure 8. (a) Original solutions; (b) Variations with temperature of the viscosity and thermal expansion of water are introduced. Each curve is labeled by its Rayleigh number (R), and the horizontal permeability (K) and bottom boundary condition (Q or T) are indicated as in Figure 8, so that $R5K3Q$ represents $R=5$, $k_x=10$ and a heat flow boundary condition, for example.

permeability expressed in millidarcy. So the value $R=5$ corresponds to a vertical permeability of 0.4mDarcy.

Finally, the maximum stream function inside the cell ψ_{max} yields the mean horizontal and vertical velocities, which are $2\psi_{max}/L$ and $2\psi_{max}/b$, respectively. These velocities are respectively 4.5 cm/yr and 0.6 cm/yr for a non dimensional stream function of 8, which is the mean for the proposed solutions. These mean velocities may be greatly enhanced if the flow is pinched in narrow channel or fault zones.

Let us now check the importance of the different approximations on which our results are based. The first assumption relies on the shape of the convective layer; the effect of a slope variation may be evaluated from the case of the infinite sloping layer, where the fluid velocity, which comes directly from equations (4) to (6), varies proportionally with the slope. So, we expect that for the layer of finite extension, the uncertainties in the slope are roughly linearly reproduced in the heat flow variations, so that a lower slope would require a higher R . These uncertainties occur not only because the bottom topography is not well known, but also because an effective slope has to be taken into account, if the direction of maximum permeability is not parallel to the bottom, as for a fan-shaped sedimentary deposit, which is expected in a gradually subsiding basin.

Uncertainties in the mean depth of the convective layer arise not only due to uncertainties on the basement depth but also if the deepest high permeability channel is not located at the basement. Two kind of effects may result: the first one is a linear variation of R along the layer, with the thickness for a temperature condition and with the square of the thickness for a heat flow condition which may be evaluated on Figure 8. The second one is the shape effect, which has been evaluated in the case of an anisotropy of 10^3 , $R=5$, and a temperature bottom condition. An increase of the maximum heat flow of only 23% is observed when the aspect ratio is increased from 7.5 to 30. Heat flow measurements will thus be quite insensitive to this last effect.

The second assumption concerns the use of unrealistic constant thermodynamic water properties. *Strauss and Schubert* [1977] have shown that for water, the viscosity decreases and the thermal expansion coefficient increases with increasing temperature. This results in a local increase of the Rayleigh number, which must be taken into account for quantitative modelling. For a temperature increase up to 128°C, variations of the thermal expansion and of the viscosity are beyond 1 to 8 and 1 to 6, respectively. Therefore, the six cases of Figure 9a have been rerun with variable parameters, the Rayleigh number being calculated from the bottom α and midheight μ , which have been shown by *Rabinowicz et al.* [1985] to be appropriate reference values. A concentration of the upwelling currents in the hot areas has been observed, resulting in a significant increase of the maximum heat flow, especially for the bottom heat flow boundary condition case. When comparing the new heat flow profiles to the observations on Figure 9b, it appears that best fitting solutions with variable parameters would have to correspond to slightly lower R .

5. DISCUSSION

Long-wavelength thermal perturbations of the upper Earth's crust due to advective heat transfer have already been reported in the continental domain or along its borders [*Andrews-Speed et al.*, 1984] and are commonly interpreted as reflecting the topography of the water table [*Smith and Chapman*, 1983]. However, in a deep submarine domain, such an explanation does not hold, since the watertable is merely the sea surface and thus is flat. In the submarine domain, *Davis et al.* [1980] recognized a 10-20 km wavelength component in their heat flow measurements over the Juan de Fuca ridge system, which is also a well-sedimented area, with a high heat supply. But to our knowledge, the heat flow values presented here, although insufficient, are the only ones which display such a high amplitude and large scale (half wavelength 30 km) oscillation. This can be hardly explained by any conductive mechanism. In this sense they deserve a deepened effort of modelling. The proposed models are merely plausible fits, based on rough simplifying assumptions, but they are rather robust relative to these assumptions. One expects a linear recharge area (descending current) located at Central Graben and an upwelling current near Onodera seamount, which is the highest point of the basement. So the flow pattern would be two-dimensional near our modeled profile. A weak observational indication for this comes from two previous heat flow measurements, a few kilometer apart from the profile and within the same trend as those presented here. Further modelling efforts would require a precise knowledge of the following parameters (1) thermal parameters of the sediments and the basement, (2) regional heat input, (3) geometry of the sedimentary layers, and (4) the tensor of permeability and its spatial variations. The first three parameters should be available from an extensive geophysical survey, including well-logging. The last parameter has to be estimated from the geometry of the seismic reflector or measured on drilled samples.

6. CONCLUSION

We have shown that large permeability anisotropies (of the order of 1000) are able to deeply modify the circulation scheme of a basin. When combined with the moderate slope of the sedimentary layers which is always present in a sedimentary basin, these anisotropies tends to produce long active convective cells, which are able to transport large quantities of oil or ore-forming elements. When the Rayleigh number is below the critical, only the well-known basic two-dimensional flow exist, with upwelling currents above basement highs and downwelling currents above lows. When the critical Rayleigh number is exceeded, we expect from the studies of the isotropic case the superposition of 3D perturbations on to the basic flow, with a progressive increase of the heat transfer perpendicular to the steepest slope

line. A thorough investigation of this 3D circulation pattern is beyond the scope of this study. So, near the critical, there exists a narrow zone where the convective heat transfer is very efficient and is controlled by the slopes.

We present the Okinawa basin as an example, where the heat flow measurements cannot be readily explained by a mechanism other than convective heat transfer. Due to the lack of a sufficient amount of data, it was impossible to propose a real hydraulic model for this basin. Nevertheless, to get a better understanding of the basin and for further studies, it was deemed worthwhile to propose models in agreement with the data. We found that the data were very restrictive and required the near-critical thermal state which is quoted above. In the framework of this convective assumption, it is shown that heat flow data are an important constraint for mean permeability estimates. For this basin, a solution with a vertical permeability of 0.4 mDarcy and a horizontal one >40 mDarcy was found. The fact that convection is allowed with such a low level of vertical permeability is explained by the high permeability anisotropy, and a tilt of a few percent. This conclusion may be extended to the more general case of deltaic sedimentary basins of continental margins, including numerous flat lying lenses of permeable sandstone in an impermeable matrix. Provided that the mean horizontal permeability is sufficient, whole basin large scale convection is to be expected with a level of permeability of only a few tens of mDarcy.

APPENDIX A: ONSET OF THE CONVECTION FOR OPEN TOP OR BOTTOM HEAT FLOW BOUNDARY CONDITIONS

The linearization of the momentum and the temperature equations given in Section 2 yield the following marginal stability equation:

$$\Delta_\beta \nabla^2 \theta = -R(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2)\theta$$

where $\beta^{-1} = k_x/k_z$ is the permeability anisotropy, $\Delta_\beta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \beta \partial^2/\partial z^2$, θ is the thermal perturbation and R is the Rayleigh number. Assuming a solution of the form $\theta = F(z)\exp i(a_x x + a_y y)$, we obtain

$$(\beta D^2 - a^2)(D^2 - a^2)F(z) = Ra^2 F(z)$$

where D represents $\partial/\partial z$ and whose solution is

$$F(z) = A_1 \exp(k_1 z) + A_2 \exp(-k_1 z) + A_3 \exp(k_2 z) + A_4 \exp(-k_2 z)$$

k_1^2 and k_2^2 being solution of the equation $(\beta k^2 - a^2)(k^2 - a^2) = Ra^2$. A_1, A_2, A_3, A_4 are obtained from the boundary conditions, which are $F = 0$ for an isothermal boundary, $DF = 0$ for a heat flow boundary, $(D^2 - a^2)F = 0$ for an impermeable boundary and $D(D^2 - a^2)F = 0$ for a permeable constant pressure boundary. One is led to a linear system of four equations involving $A_1, A_2, A_3,$ and A_4 , which has a nonzero solution only if the determinant of the coefficients is zero.

Prescribed Bottom Heat Flow Condition

The other boundary conditions correspond to an impermeable box with an upper isothermal boundary and adiabatic sides. This is equivalent to $F = 0$ and $(D^2 - a^2)F = 0$ at $z = 0$ and $DF = 0$ and $(D^2 - a^2)F = 0$ at $z = 1$. The resulting determinant is

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ k_1^2 & k_1^2 & k_2^2 & k_2^2 \\ k_1 \exp(k_1) & -k_1 \exp(-k_1) & k_2 \exp(k_2) & -k_2 \exp(-k_2) \\ \alpha_1 \exp(k_1) & \alpha_1 \exp(-k_1) & \alpha_2 \exp(k_2) & \alpha_2 \exp(-k_2) \end{vmatrix}$$

with $\alpha_1 = k_1^2 - a^2$ and $\alpha_2 = k_2^2 - a^2$. This yields after simplification

$$\alpha_1 (\tanh k_1) / k_1 = \alpha_2 (\tanh k_2) / k_2$$

This equation is solved numerically to yield the critical Rayleigh

number versus the aspect ratio of the perturbation (Figure 10).

Open Top Case

The other boundary conditions are: impermeable bottom and sides and isothermal top and bottom and adiabatic sides. This yields $F = 0$ and $D(D^2 - a^2)F = 0$ at $z = 0$ and $F = 0$ and $(D^2 - a^2)F = 0$ at $z = 1$. The resulting consistency requirement is:

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ k_1 \alpha_1 & -k_1 \alpha_1 & k_2 \alpha_2 & -k_2 \alpha_2 \\ \exp(k_1) & \exp(-k_1) & \exp(k_2) & \exp(-k_2) \\ \alpha_1 \exp(k_1) & \alpha_1 \exp(-k_1) & \alpha_2 \exp(k_2) & \alpha_2 \exp(-k_2) \end{vmatrix}$$

which yields after simplification

$$k_1 \alpha_1 (\tanh k_2) = k_2 \alpha_2 (\tanh k_1)$$

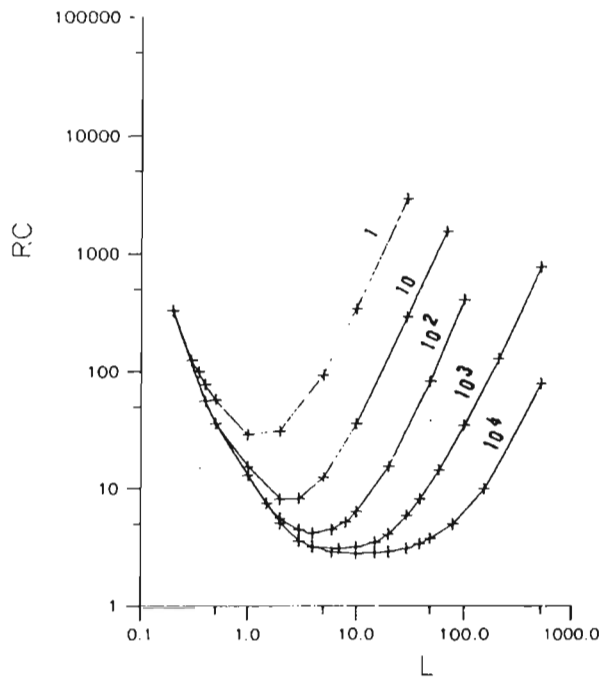


Fig. 10. Marginal stability curves for impermeable top and constant heat flow through the bottom boundary. Each curve is labeled by the corresponding anisotropy and each point represents the result of a computation.

The resulting curves for the critical Rayleigh number are displayed in Figure 11.

Our results agree with those of Ribando and Torrance [1976] and Lapwood [1946] for the isotropic case. When comparing the set of curves given in the text for the close box with isothermal upper and lower and upper boundaries and adiabatic sides, the same pattern is found, but at lower critical Rayleigh numbers. This is particularly true for the prescribed heat flow case, where an anisotropy of 10^4 is able to bring the critical value down to 2.8.

APPENDIX B: PERTURBATION OF THE BASIC FLOW FOR THE INCLINED POROUS LAYER

The marginal stability equation becomes

$$\nabla^2 \Delta \theta + R \cos \phi (\partial^2 \theta / \partial x^2 + \partial^2 \theta / \partial z^2) - R \sin \phi \partial \theta / \partial x (\beta(1/2 - z) \Delta_\beta \theta - \partial \theta / \partial z) = 0$$

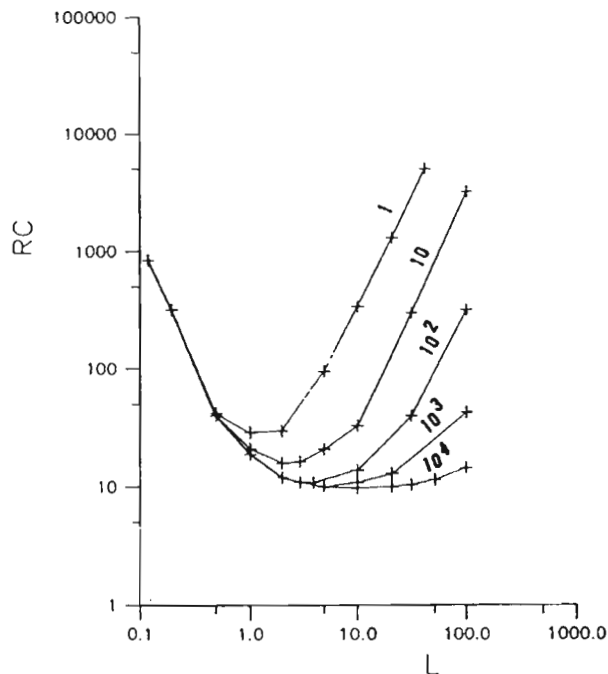


Fig. 11. Same as Figure 10 but for open top and a constant temperature at the lower boundary.

where x , y , and z are three axes linked to the layer, which is infinite in the x and y directions, y being horizontal, x along the steepest slope line and making an angle ϕ with the horizontal. We make the assumption that as in the isotropic case, the perturbation arise perpendicularly to the basic flow, i.e., in the y direction. This means that $\partial/\partial x = 0$ in the marginal stability equation, which becomes:

$$\nabla^2 \Delta \theta + R \cos \phi (\partial^2 \theta / \partial x^2 + \partial^2 \theta / \partial z^2) = 0$$

which is formally identical to the equation of the flat lying layer, with R becoming $R \cos \phi$. So the onset of the first perturbation to the basic flow will occur at $R \cos \phi = R_c$, R_c being the critical Rayleigh number for the flat layer. In conclusion, if one considers only slopes of a few percent, the critical Rayleigh number will be very close to R_c .

Acknowledgement. This work has been partly supported by the Centre National d'Etudes Spatiales and the Institut des Sciences de l'Univers (contract 880705).

REFERENCES

- Andrews-Speed, C.P., E.R. Oxburgh, and B.F. Cooper, Temperature and depth-dependent heat flow measurements in western North Sea, *A.A.P.G. Bull.*, 68, 1764-1781, 1984.
- Bories, S., and M. Combarnous, Natural convection in a sloping porous medium, *J. Fluid Mech.*, 57, 63-79, 1973.
- Bories, S., and L. Monferran, Condition de stabilité et échange thermique dans une couche poreuse inclinée de grande extension, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 274, 4-7, 1972.
- Caltagirone, J.P., Thermoconvective instabilities in a porous layer, *J. Fluid Mech.*, 72, 269-287, 1976.
- Caltagirone, J.P., and S. Bories, Solutions and stability criteria of natural convective flow in an inclined porous layer, *J. Fluid Mech.*, 155, 267-287, 1985.
- Carlsaw, H.C., and J.C. Jaeger, *Conduction of heat in solids*, 510 pp., Clarendon Press, Oxford, 1959.
- Davis, E.E., C.R.B. Lister, U.S. Wade, and R.D. Hyndman, Detailed heat flow measurements over the Juan de Fuca ridge system, *J. Geophys. Res.*, 85, 299-310, 1980.
- Davis, S.N., Porosity and permeability of natural materials, in *Flow through porous media*, edited by R.J.M. De Wiest, pp. 54-91, Academic, San Diego, Calif., 1969.
- Douglas, J., and G.G. Rachford, On the numerical solution of heat conduction problems in two and three space variables, *Trans. Am. Math. Soc.*, 82, 421-439, 1956.
- Egloff, R., T. Iwasaki, J. Makris, H. Shinaruma, and T. Urak, Geophysical studies in the Okinawa trough, *Terra Abstract*, 1, 209-210, 1989.
- Epherre, J.F., Critere d'apparition de la convection dans une couche poreuse anisotrope, *Rev. Gen. Thermique*, 168, 949-950, 1975.
- Hilde, T.W.C., C.S. Lee, and D.E. Vander Zouwen, Tectonic and the sedimentation history of the Okinawa trough: implication for the developpement of the East China sea and Yellow sea, paper presented at the Korea-U.S. Conference on the Yellow Sea, June 1984.
- Hutchison, I., The effect of sedimentation and compaction on the oceanic heat flow, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 82, 439-459, 1985.
- Kimura, M., Back-arc rifting in the Okinawa trough, *Mar. Petrol. Geol.*, 2, 222-240, 1985.
- Kverneld, O., and P.A. Tyvand, Non linear thermal convection in anisotropic porous media, *J. Fluid Mech.*, 90, 609-624, 1979.
- Lapwood, E.R., Convection of a fluid in a porous medium, *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 44, 508-521, 1948.
- Lee, C.S., G.G. Shor, J.L.D. Bibee, R.S. Lu, and T. Hilde, Okinawa trough: Origin of a back-arc basin, *Mar. Geol.*, 35, 219-241, 1980.
- Letouzey, J., and M. Kimura, Okinawa trough genesis: Origin of a back-arc basin developed in a continent, *Mar. Pet. Geol.*, 35, 219-241, 1985.
- Lister, C.R.B., On the thermal balance of a mid-ocean ridge, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 26, 515-535, 1972.
- Lister, C.R.B., Heat flow and hydrothermal circulation, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 8, 95-118, 1980.
- Lu, R.S., J.J. Pan, and T.C. Lee, Heat flow in the Southwestern Okinawa trough, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 55, 299-310, 1981.
- McKibbin, R., and P. Tyvand, Anisotropic modelling of thermal convection in multilayered porous media, *J. Fluid Mech.*, 118, 315-339, 1982.
- Rabinowicz, M., J.L. Dandurand, M. Jakubowski, J. Schott, and J.P. Cassan, Convection in a North Sea oil reservoir: Inferences on diagenesis and hydrocarbon migration, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 74, 387-404, 1985.
- Riahi, N., Non linear convection in a porous layer with finite conducting boundaries, *J. Fluid Mech.*, 129, 153-171, 1983.
- Ribando, R.J., K.E. Torrance, and D.L. Turcotte, Numerical models for hydrothermal circulations in the oceanic crust, *J. Geophys. Res.*, 81, 3007-3012, 1976.
- Sibuet, J.C., J. Letouzey, F. Barbier, J. Charvet, J.P. Foucher, T.W.C. Hilde, M. Kimura, C. Ling-Yun, B. Marsset, C. Mueller, and J.F. Stephan, Back arc extension in the Okinawa trough, *J. Geophys. Res.*, 92, 14,041-14,063, 1987.
- Smith, L., and D.S. Chapman, On the thermal effect of groundwater flow, 1, Regional scale systems, *J. Geophys. Res.*, 88, 593-608, 1983.
- Strauss, J.M., and G. Schubert, Thermal convection of water in a porous medium: Effect of temperature and pressure dependent thermodynamic and transport properties, *J. Geophys. Res.*, 82, 325-333, 1977.
- Vander Zouwen, D.E., Structure and evolution of the Southern Okinawa trough, thesis, 94 pp. Tex. A&M Univ., College Station, 1985.
- Watanabe, T., M.G. Langseth, and R.N. Anderson, Heat flow in back-arc basins of the western Pacific, in *Island Arcs, Deep Sea Trenches, and Back-Arc Basins of the Western Pacific, Maurice Ewing Ser.*, vol. 1, edited by M. Talwani, and W.L. Pitman, pp. 137-162, AGU, Washington, D. C., 1977.
- Yasui, M., D. Epp, K. Nagasaka, and T. Kishii, Terrestrial heat flow in the seas around the Nansei Shoto (Ryu Khyu islands), *Tectonophysics*, 10, 225-234, 1970.
- Yoshii, T., Compilation of geophysical data around the Japanese Islands (I), (in Japanese with English abstract), *Bull. Earthquake Res. Inst. Univ. Tokyo*, 54, 75-117, 1979.

J.P. Foucher and J.C. Sibuet, IFREMER, BP 70, 29263 Plouzané, France.
P. Genthon and M. Rabinowicz, GRGS/CNES, Ave. E. Belin, 31055, Toulouse, France

(Received October 14, 1988;
revised November 20, 1989;
accepted April 11, 1990.)

APPENDICE II



ELSEVIER

Chemical Geology 142 (1997) 41–61

**CHEMICAL
GEOLOGY**
INCLUDING
ISOTOPE GEOSCIENCE

Carbonate diagenesis during thermo-convection: Application to secondary porosity generation in clastic reservoirs

Pierre Genthon ^{a,*}, Jacques Schott ^b, Jean-Louis Dandurand ^b

^a *Observatoire Midi-Pyrénées, UMR5562, 14 Ave. E. Belin, 31400 Toulouse, France*

^b *Laboratoire de Géochimie, UPS-OMP, UMR5563, 38 Rue des 36 Ponts, 31400 Toulouse, France*

Received 31 July 1996; accepted 10 April 1997

Abstract

Carbonate mass transfer due to a slow convective circulation within a sedimentary layer is modeled to assess the geometry of dissolution and precipitation zones as well as the time constant necessary for a significant dissolution or precipitation of solid phases. This study is focused on the effect of aluminosilicates, and in particular kaolinite on the time constant and location of carbonate diagenetic reactions and thus on porosity redistribution. When kaolinite, albite and chlorite are present in a carbonate system, dissolution and precipitation rates are increased by a factor up to 50 compared to the pure carbonates case. Moreover, carbonates tend to dissolve with increasing temperature, and secondary porosity occurs at the bottom of downwelling currents. It should be emphasized, however, that the net carbonate dissolution may result from calcite precipitation associated with dolomite dissolution. In several instances, the whole chemical system is dominated by a single reaction, such as cation exchange in carbonates or the acid–base reaction between kaolinite and chlorite. This generally implies that the dissolution of every solid phase is proportional to that of calcite. Moreover, when the variance of the chemical system is sufficiently low, absolute dissolutions can be analytically derived from the variation with temperature of the reaction equilibrium constants. This implies that a sufficient knowledge of the chemical system behavior could avoid numerical computations. It is shown that uncertainties in the thermodynamical properties of aluminosilicates minerals may result in variations of more than one order of magnitude in computed dissolution rates. In some cases, the dominant reaction in the system is changed and therefore the whole pattern of dissolution and precipitation zones is disrupted. This points out the need of reliable thermodynamic data bases to model mass transfer induced by convective circulations in porous layers.
© 1997 Elsevier Science B.V.

Keywords: diagenesis; carbonates; convection; sedimentary basins; hydrology; mass transfer

1. Introduction

Late carbonate diagenesis is a major process of porosity change in sedimentary basins, with important implications for hydrocarbon production (Giles, 1987; Taylor, 1989; Giles and de Boer, 1990), and aquifers properties (Sanford and Konikov, 1989). Fluid circulating in sediments layers commonly induce precipitation or dissolution of carbonates due to the large variations of their thermodynamic properties with temperature, to their

* Corresponding author. Fax: +33 (5) 6125-3205; e-mail: genthon@pontos.cst.cnes.fr

sensitivity to pH variations due to acid–base properties of carbonic acid, and to the possibility of Ca, Mg, and Fe cation exchange in the solid phase. Carbonates were therefore one of the first minerals incorporated into mass transfer models describing reservoir diagenesis.

Wood and Hewett (1982, 1984) derived general equations for equilibrium solute transport and porosity change during convective circulation. Davis et al. (1985) deduced the diagenetic pattern of sand domed sheets using an analytical solution for fluid flow. Rabinowicz et al. (1985) computed dissolution/precipitation processes during a steady convective event inside a North Sea chalk reservoir, using a solubility relationship for calcite that was a function of temperature and pressure only. Coudrain-Ribstein and de Marsily (1989) calculated calcite transport during the setting up of convection, by solving the chemical equations at each computation point in a numerical grid. Both studies concluded that the characteristic time for a 1% porosity change due to calcite dissolution/precipitation was around 10 Ma for low Rayleigh number convection processes, which is likely to be longer than the convective event itself. A drawback of these studies was their limited chemical data set. Gouze et al. (1994) used an extended chemical data base, and put forward that carbonate transport could be increased by more than one order of magnitude if reactions involving aluminosilicates and the chlorinity of the solution are taken into account. They assumed a simplified flow field, consisting of a slow flow within a slanted porous sheet, weak enough to keep the thermal field unchanged. Their results need therefore to be confirmed for stronger convective circulations. Such circulations are commonly deduced, from surface heat flow and geochemical data in sedimentary basins submitted to tectonic deformation, for example in the Bengal distal fan (Ormond et al., 1995), on the sedimented Juan de Fuca Ridge (Rabinowicz et al., 1997), or on the rifted Okinawa basin (Genthon et al., 1990). Past circulations, also associated with tectonic events and deduced from diagenesis and alteration distributions are proposed by Rabinowicz et al. (1985) in the North Sea basin, or may be the origin of unconformity-type Middle Proterozoic Uranium ore deposits in the Canadian Athabasca basin and in the Australian McArthur basin (Raffensperger and Garven, 1995).

Furthermore, a sensitivity analysis is required to identify the main mechanisms and parameters on which observational and experimental work should be focused.

The purpose of this study is to answer two kinds of questions:

- What is the reactive transport behavior of some simple chemical systems derived from pure carbonates by adding step by step individual components, and is it possible to identify some particularly sensitive variables on which experimental or field work should be focused?

- What controls the location of mineral dissolution or deposition zones for these different chemical systems?

Classic methods are used for computing the coupled flow and reaction model; they are presented in the next section. Sections 3 and 4 are devoted to the modeling of diagenetic events occurring in pure calcite and in calcite–silicates rocks, respectively.

2. Numerical model

The requirements for a computer code devoted to sensitivity analysis are to be compact, robust and fast. We started therefore from a convection code widely tested by Rabinowicz et al. (1985) and Genthon et al. (1990), coupled to a simplified equilibrium advection code. It should be noted, however, that any of the recently published general mass transfer codes (see reviews in Mangold and Tsang, 1991; Steefel and MacQuarrie, 1996) would be able to solve any of the cases presented in this study.

2.1. Hydrodynamic model

Convection involves the coupling of a fluid motion equation and a temperature equation.

We use the Darcy flow equation for fluid motion:

$$\frac{\mu}{k} \vec{v} = - \vec{\nabla} p + \rho \vec{g} \quad (1)$$

Table 1
Parameters of the two convective layers considered in this study

Layer reference	L1	L2
Upper–lower temperature (°C)	25–88	50–150
Thickness of the layer (km)	10	2.5
Thermal conductivity (W K ⁻¹ m ⁻¹)	1.4	2.5
Porosity (%)	60	15
Intrinsic permeability (m ²)	3.0 × 10 ⁻¹⁴	7.0 × 10 ⁻¹⁶
Rayleigh number	60	60
Characteristic conductive time (m.y.)	0.08	0.3
Maximum darcy velocity (m/year)	0.10	0.07

where \vec{v} represents Darcy's velocity, p denotes the fluid pressure, \vec{g} is the gravity constant, ρ and μ stand for the fluid density and dynamic viscosity, respectively, and k denotes the intrinsic permeability of the medium.

The energy transport equation is written as:

$$(\rho c)^* \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c)_f \vec{v} \vec{\nabla} T = \lambda^* \vec{\nabla}^2 T \quad (2)$$

where $(\rho c)_f$ is the density times the specific heat of the fluid, λ^* and $(\rho c)^*$ refer to the bulk conductivity and density times the specific heat of the fluid saturated rock, respectively, and T is the temperature. These equations are solved alternatively, in their non-dimensional form, until convergence on a 25 × 25 finite differences grid, with some tests of accuracy on a 50 × 50 grid. More detail on the convection code may be found in Rabinowicz et al. (1985). The reader is referred to Phillips (1991) and to Wood and Hewett (1984) for extensive discussions of the convection equations and possible convective modes in a sedimentary basin.

The physical properties of the two different convective layers modeled in this study are listed in Table 1. The first one (L1), used for the validation of the code and to check the influence of various assumptions on the chemical system, has been taken from Rabinowicz et al. (1985). The second one (L2) represents a deeper section of a sedimentary basin. The most external stream line displayed on Fig. 1 has been digitized using 4016 equally time-spaced points. This line is used to define the pressure and temperature path of an individual fluid particle. As long as the flow is stationary and chemical diffusion is neglected, this path represents the periodic cycle of maximum pressure and temperature amplitude for a fluid particle. This permits a simplified 1D modeling using the successive temperatures and pressures undergone by this particle, which will be used further in this paper.

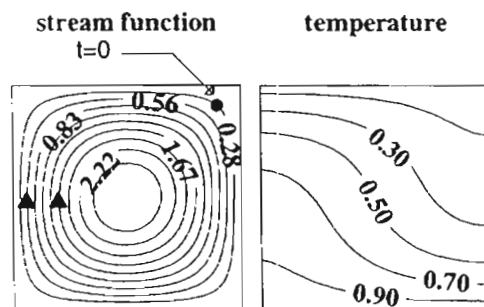


Fig. 1. Convective model used in this study (non-dimensional units). Upper and lower temperatures correspond to 25°C and 88°C for the first geometric scheme considered (L1, Table 1), and 50°C and 150°C for the second one (L2, Table 1). A maximum non-dimensional stream function of 1 corresponds to a mean velocity of 1.2 cm/year and 1 cm/year for layers L1 and L2, respectively. The starting point for 1-dimensional modeling along the most external fluid loop is indicated.

2.2. Chemical model

At each grid point, chemical species concentrations are calculated as the result of advection and chemical reactions. The treatment of chemical reactions is presented first, the problem of advection being discussed in the second part of this section.

2.2.1. Chemical reaction rates

The first problem to address is whether thermodynamical equilibrium is reached between aqueous species and the surrounding rock-forming minerals. This was checked by computing the time for the fluid to approach equilibrium with quartz, which is the least reactive phase of the mineral assemblage considered in this study. The dependence of quartz dissolution/precipitation rates on solution saturation state can be expressed by (Rimstidt and Barnes, 1980):

$$R = k_+ \frac{A}{M} (1 - \Omega) \quad (3)$$

where A/M represents the specific interfacial area between the aqueous phase and the solid, k_+ is the quartz dissolution rate constant, and Ω stands for the solution saturation index with respect to quartz. Integration of this equation allows one to express the time t necessary for a solution at a saturation index Ω_0 to reach a solution saturation index Ω :

$$t = - \frac{K_{\text{eq}}}{k_+ A/M} \ln \left(\frac{1 - \Omega}{1 - \Omega_0} \right) \quad (4)$$

where K_{eq} is the equilibrium constant for the quartz hydrolysis reaction. The largest uncertainty associated with the use of Eq. 4 stems from the A/M ratio which is difficult to approximate in natural systems. Following Gouze et al. (1994) and Rabinowicz et al. (1995), we have adopted a A/M value of $10^2 \text{ m}^2/\text{kg}$. Typically, this corresponds to a granular medium with a $30 \text{ }\mu\text{m}$ characteristic grain size. Two cases were considered: (i) a supersaturated solution ($\Omega_0 = 8$) evolving towards equilibrium ($\Omega = 1.05$), and (ii) an undersaturated solution ($\Omega_0 = 0.1$) dissolving surrounding quartz to reach a saturation index of 0.95. The calculations were performed at 50°C which is the lowest temperature considered in this study for mineral assemblage with silicates. With $K_{\text{eq}}/k_+ = 1.8 \times 10^{-9} \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ (Rimstidt and Barnes, 1980), t values were found to be less than one year. During this period of time, the fluid covers a distance of less than 50 cm, according to the maximum Darcy's velocity of 7 cm/year and the porosity of 15% of the porous layer. The corresponding temperature change is less than 0.04°C , which induces a saturation index variation of 1‰ due to changes of K_{eq} with temperature. This implies that the local equilibrium approximation (Lichtner, 1988) is always justified in this study. On the other hand, it is well known that calcite reaction kinetics are fast enough to be neglected for most diagenetic events (Rabinowicz et al., 1985). This corroborates the calculations of Knapp (1989), who showed that local equilibrium is a good approximation if the distance and time required for a particle of fluid initially undersaturated to relax to equilibrium are less than the spatial and temporal scales of interest. It follows that the reaction rates are not controlled by the kinetics of reactions, since the solid–fluid reactions are assumed to be instantaneous, but by the variations with temperature and pressure of equilibrium constants.

2.2.2. Chemical equilibrium

The chemical reactions investigated in this study are listed in Table 2 with their equilibrium constants. Reactions (1) to (3) refer to the acid–base equilibria of carbonic acid, (4) and (5) to the dissolution reactions of calcite and dolomite, respectively, (6) stands for the dissociation of water, and (7) and (8) represent the

Table 2
Reactions used in this study and corresponding equilibrium constants values as a function of temperature

Reaction	Equilibrium constant	Log K_{25}	Log K_{50}	Log K_{150}	Source
(1) $H_2O + CO_{2(g)} = H_2CO_3^*$	α	-1.55	-1.76	-2.11	(1)
(2) $H_2CO_3^* = HCO_3^- + H^+$	K_1	-6.23	-6.28	-6.73	(2)
(3) $HCO_3^- = CO_3^{2-} + H^+$	K_2	-10.33	-10.17	-10.20	(2)
(4) $CaCO_3 + H^+ = HCO_3^- + Ca^{2+}$	K_s	1.76	1.38	0.02	(3)
(5) $CaMg(CO_3)_2 + 2H^+ = Ca^{2+} + Mg^{2+} + 2HCO_3^-$	K_{sd}	2.56	1.67	-1.31	(3)
(6) $H_2O = H^+ + OH^-$	K_e	-14.00	-13.27	-11.63	(2)
(7) $Al_2Si_2O_5(OH)_4 + SiO_{2(qz)} + 7H_2O + 5Mg^{2+} = Mg_5Al_2Si_3O_{10}(OH)_8 + 10H^+$	K_c	-58.93	-53.49	-37.07	(4)
(8) $Al_2Si_2O_5(OH)_4 + 4SiO_{2(qz)} + 2Na^+ = 2NaAlSi_3O_8 + H_2O + 2H^+$	K_a	-15.35	-14.29	-11.03	(4)

Sources: (1) Estrada-Maldonado (1991); (2) Johnson et al. (1992); (3) Bowers et al. (1984); (4) Berman (1988) and Johnson et al. (1992) for aqueous species.

(g) = gaseous phase; (qz) = quartz; $H_2CO_3^*$ represents by convention $H_2CO_3^0 + CO_{2(aq)}$.

equilibria of kaolinite with chlorite and albite, respectively. Equilibrium is computed using the equilibrium constants of these reactions and the pertinent conservation equations which are the electroneutrality equation and the conservation of carbon during dissolution/precipitation processes.

It turns out that the variations of equilibrium constants with temperature (Fig. 2) are mainly responsible for minerals dissolution or precipitation, and that variations of these constants with pressure are almost negligible for a hydrostatic or even a lithostatic pressure field. Equilibrium and conservation equations provide a non-linear system of equations, which can be solved by a Newton–Raphson method, if an initial equilibrium fluid composition is provided. The standard states adopted in this study for the solid phases and H_2O are unit activity for pure mineral and fluid, respectively. For aqueous species, the standard state corresponds to unit activity coefficients for a hypothetical, one molal solution with ideal behavior. Molal activity coefficients of neutral species were assumed to be unity. Activity coefficients of charged aqueous species were calculated using the extended Debye–Hückel approximation (Truesdell and Jones, 1974), and internal iterations to insure consistency between activity coefficients and the ionic strength of the solution.

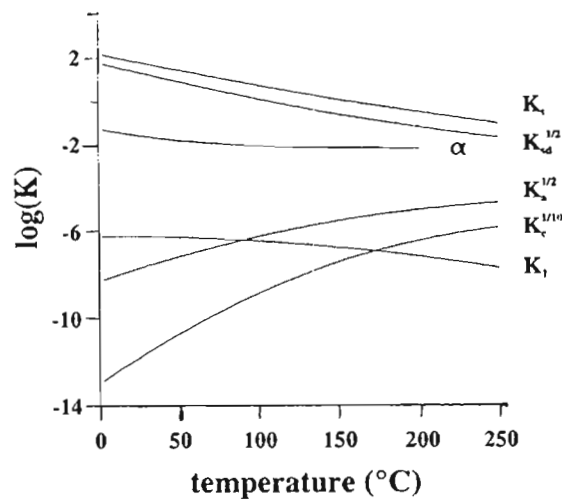


Fig. 2. Variation with temperature of equilibrium constants of reactions listed in Table 2. For an easier comparison $K_c^{1/10}$, $K_s^{1/2}$ and $K_{sd}^{1/2}$, corresponding to reactions written for the production or consumption of one proton, are displayed.

Table 3
Density, molar weight and molar volume of species considered in this work

Species	Density (g/cm ³)	Molar weight (g/mol)	Molar volume (cm ³ /mol)
Water	1.0	18.0	18.0
Quartz	2.65	60.0	22.7
Calcite	2.7	100.0	35.7
Dolomite	2.87	184.0	64.3
Kaolinite	2.65	258.0	97.4
Albite	2.63	262.0	99.7
Chlorite	2.8	556.0	198.4

2.2.3. Advection

At the sediment pore scale, aqueous species are transported by advection at the fluid velocity and by molecular diffusion. However, continuum models provide only the Darcy's velocity, which is averaged over several pores. The advection term at the pore-scale velocity is therefore replaced by an advection term at the Darcy velocity plus a term accounting for the hydrodynamic dispersion due to the heterogeneity of the pore-scale velocity. This last term is usually modeled as a diffusion term which prevails over molecular diffusion. Although Garven and Freeze (1984) and Steefel and Lasaga (1990) have shown that first-order effects may arise from hydrodynamic dispersion for sharp dissolution fronts, the case of convective equilibrium transport is different, since chemical species concentrations are controlled by the thermal field, which is also submitted to diffusion. So, it is expected that hydrodynamic dispersion will be negligible as long as the dispersion tensor coefficients are negligible relative to thermal diffusivity, a condition which is widely fulfilled with the values usually used at the kilometric scale (Steefel and Lasaga, 1990). Hydrodynamic dispersion has therefore not been included in our models. The advection term is evaluated using an upwind scheme. As this system fulfils quasi-stationary approximation (Lichtner, 1988), advection and reaction rate must balance and the equation of conservation of the component i is merely:

$$\bar{v}\bar{\nabla}c_i/\phi = R_i$$

where ϕ is the porosity and $\bar{v}\bar{\nabla}c_i/\phi$ and R_i represent the changes of concentration c_i of the component i due to advection and to chemical reactions, respectively.

2.2.4. Porosity changes

Porosity variations are computed from the degree of advancement of each reaction using the properties of minerals listed in Table 3. No feedback on the permeability field has been introduced.

3. Diagenesis in the simplified Calcite–CO₂–H₂O system

The variance of this chemical system is 2 or 3, depending on whether the system is or not in equilibrium with a gaseous phase of prescribed p_{CO_2} . So, T and P being fixed, either p_{CO_2} or an additional parameter is required to constrain the chemical system. This degree of freedom explains the complexity of the carbonates system. If the chosen third parameter depends only on P and T , a fluid particle returns to the same chemical state after a complete turnover in a convection loop. Otherwise, one can expect a drift in time of the chemical state of the system during successive convective loops. The advantages of investigating such a simplified system are twofold; firstly the code may be checked against previously published results, and secondly the influence of each individual parameter of the system can be more easily understood. The question to be addressed is whether

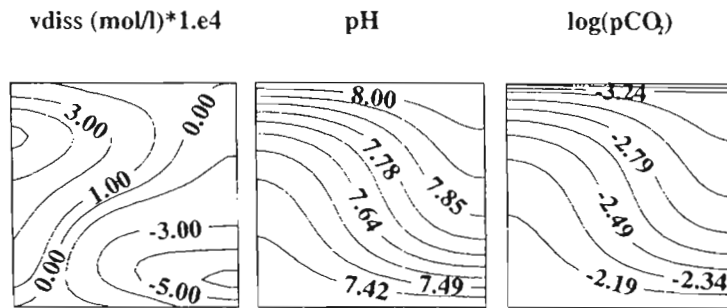


Fig. 3. Dissolution pattern ('vdiss' labeled box), pH and p_{CO_2} for a superficial p_{CO_2} of 4×10^{-4} atm at the top of the layer and a simplified $CaCO_3-CO_2-H_2O$ chemical system closed at depth. The dissolution rate corresponds to the amount of calcite dissolved during a non-dimensional time unit, i.e. 0.08 m.y. The maximum dissolution rate yields a variation of the initial porosity of 0.8‰ per m.y.

localized or basin scale p_{CO_2} changes can alter the time necessary for clogging or generating a significant amount of porosity.

3.1. Check of the chemical code

The code was first checked by imposing a constant P_{CO_2} across the whole porous layer. This assumption is impossible to sustain from a geological point of view, but it yields a very simple expression for calcite solubility, that is defined by

$$[Ca^{2+}] = (K_s K_1 \alpha P_{CO_2} / 4)^{1/3}$$

if the solution is diluted enough to neglect activity coefficients of aqueous species, and if HCO_3^- prevails over other carbonate species in the solution. Using this equation, dissolutions and precipitations can be derived directly from the velocity field and the thermal field without any resolution of chemical equations. An agreement better than 2% was found between the analytical solution and our code.

Secondly the code was run for scheme L1 (Table 1), similar to that described by Rabinowicz et al. (1985). The resulting dissolution and precipitation patterns are shown in Fig. 3. They are qualitatively similar to those obtained by Rabinowicz et al. in their fig. 4. Our maximum dissolution rate corresponds to a 0.8‰ of the initial porosity increase per m.y., half that computed by Rabinowicz et al. Further work on this discrepancy showed that our solubility curves were compatible with those used by Rabinowicz et al. in the range of temperature and pressure considered, but that they assumed that calcite solubility variation across the whole layer induced by

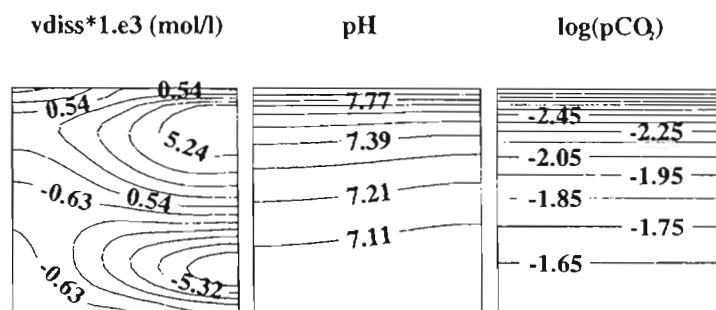


Fig. 4. Same as Fig. 3, for a continual supply of CO_2 from the bottom of the layer, simulated with a p_{CO_2} increasing linearly with depth from 4×10^{-4} atm at the top of the layer to 4×10^{-2} atm at its bottom. The maximum dissolution rate represents a variation of 5‰ of the initial porosity per m.y.

pressure and temperature changes were of the same order of magnitude but of opposite signs. This assumption is an approximation and is probably the origin of the discrepancy between our results.

On the other hand, we verified that increasing the temperature difference across the layer resulted in an increase of the carbonate transport according to the calcium concentration variation in the $\bar{v}\bar{V}_{c_i}/\phi$ term. For example, we obtained for scheme L2 (Table 1) characterized by upper and lower temperatures of 50° and 150°C a dissolution pattern similar to the one of Fig. 4 with a maximum dissolution and precipitation rate reaching 1.3‰ of the initial porosity per m.y.

Finally, we found that the effect of the solution ionic strength on carbonate transport was weak. In fact, due to the decrease of aqueous species activity coefficients with increasing ionic strength, the solubility of calcite was increased. However, the variations of the activity coefficients with temperature match that of calcite solubility product. This result holds only for carbonates and other minerals that exhibit a reverse solubility behavior.

3.2. Effect of p_{CO_2} variations across the porous layer

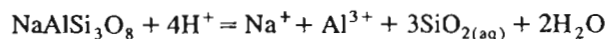
Due to the variance 3 of the Calcite–CO₂–H₂O system, beside T and P , a third parameter can be arbitrarily chosen, so that different assumptions on p_{CO_2} control must be checked. CO₂ can be produced at the top of a carbonate layer, due to water–soil interactions, or at the bottom due to maturation of organic matter or decarboxylation of carbonates. Both cases were investigated. Firstly, we assume that the system is equilibrated at the top of the layer with a p_{CO_2} of 5.0×10^{-2} atm and is closed for CO₂ at depth. The dissolution pattern was very similar to that of the previous case and the dissolution rate only multiplied by 4, which is 25 times lower than the superficial p_{CO_2} increase, a result which was already found by Rabinowicz et al. (1985).

A completely different result is obtained if one assumes a continuous CO₂ production at depth. This was illustrated by considering a CO₂ production able to maintain a p_{CO_2} increasing linearly between 4.0×10^{-4} atm and 4.0×10^{-2} atm from the top to the bottom of the layer. The dissolution pattern (Fig. 4) was significantly modified as a consequence of the competition between the thermal effect, which induces dissolution at the surface and precipitation at depth, and the increase of p_{CO_2} which favors dissolution with increasing depth. Maximum dissolution rates were multiplied by 7 relatively to the case where p_{CO_2} was constant and equal to 4.0×10^{-4} atm. These results indicate that an accurate modeling of carbonate diagenesis requires a realistic prediction of CO₂ generation.

4. Influence of an additional equilibrium involving H⁺; application to secondary porosity generation by dissolution of carbonates cements in clastic layers

Fast carbonate diagenesis at geological time scale requires an active mechanism for CO₂ or H⁺ control. It is well known that several reactions involving silicate minerals can produce H⁺. This should result in carbonates dissolution and/or p_{CO_2} increase following reactions (1) to (4). High p_{CO_2} increasing linearly with depth have been commonly observed in clastic sedimentary basins of the North Sea and Gulf of Mexico (Franks and Forester, 1984). Smith and Ehrenberg (1989), Hutcheon and Abercrombie (1990), and Hutcheon et al. (1993) proposed that this could reflect a buffering effect of pH by reactions involving silicates. So, we have chosen to take account of two reactions involving kaolinite, which is a ubiquitous component of sedimentary basins and seems to be intimately associated in space and time with the major dissolution events. Simulations involving a larger set of reactions would require brine analyses results during the course of diagenesis events. On the other hand, if the release of H⁺ due to silicates hydrolysis is a significant mechanism for secondary porosity generation, some conclusions could be drawn from the study of a simplified system.

Introducing reactions between silicates raises the problem of the consistency of available thermodynamic databases on these minerals. For example the logarithm of the dissolution constant of albite



at 25°C and 1 bar is equal to 3.1 according to Bowers et al. (1984), 2.5 if the thermodynamic properties of albite proposed by Berman (1988) are used, and 0.21 according to Steefel and Lasaga (1994). From the user point of view, the only way to cope with this problem is to include error bars on thermodynamic constants. We have therefore considered independent uncertainties of ± 1 on $\log(K)$ and $\pm 10^{-2} \text{ K}^{-1}$ on $d(\log(K))/dT$. Taking account of uncertainties on K allows also to estimate the effects of some reactions related to reactions (7) and (8), such as the equilibrium of kaolinite with K-feldspar instead of albite or with the Fe end-member instead of the Mg end-member of chlorite, with slightly different equilibrium constants.

All computations of this section are performed using the layer scheme L2 of Table 1.

4.1. Effect of the kaolinite–albite equilibrium

Five additional components are added to the Calcite–CO₂–H₂O system, namely kaolinite, albite, quartz, Na⁺, and Cl⁻, four of which are independent due to the equilibrium between kaolinite, albite and quartz. Since each additional solid component constitutes an independent phase, the variance of the system is increased by 1 relatively to the Calcite–CO₂–H₂O system. This results in a variance-4 system, which allows two independent components to be chosen at a given temperature and pressure. The initial concentrations $[\text{HCO}_3^-]_0$ and $[\text{Cl}^-]$ have been chosen as independent parameters. $[\text{HCO}_3^-]_0$ yields the amount of carbonates in the solution, as only nearly neutral pH values are considered, and will evolve during dissolution/precipitation events. $[\text{Cl}^-]$ can be considered as a measure of the amount of seawater initially present in the system and will be constant in our simulations, since it is not involved in any reaction. Investigation of these parameters shows that a high chlorinity promotes calcite dissolution since it corresponds to high Na⁺ concentration, and hence to a low pH through reaction (8). The effect of increasing $[\text{HCO}_3^-]_0$ is more complex. Maximum dissolution rate occurs for $[\text{HCO}_3^-]_0$ ranging between 10^{-3} and $10^{-2} \text{ mol kg}^{-1}$. It can be demonstrated from the dissociation reaction of

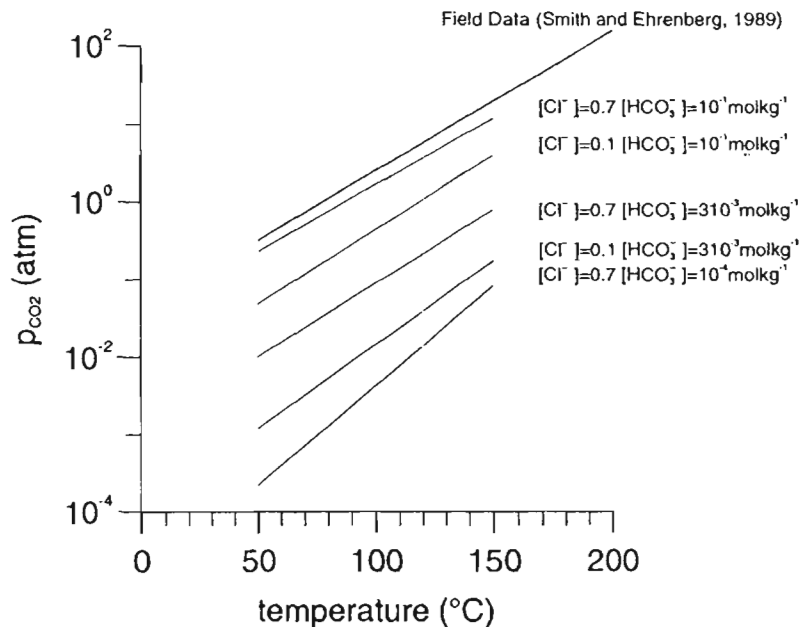


Fig. 5. The relationships p_{CO_2} versus temperature obtained for the Kaolinite–Albite–Calcite–CO₂–H₂O system. Each curve is labeled by the corresponding chlorinity and hydrogenocarbonate concentration at 50°C, expressed in mol kg^{-1} . The 'Field data' labeled curve is a regression of measurements from Norwegian sea and US Gulf Coast sedimentary basins (Smith and Ehrenberg, 1989).

calcite and the electroneutrality equation that the maximum dissolution rate occurs for $[\text{Ca}^{2+}] = 2[\text{HCO}_3^-]$, a condition which is approximately fulfilled when $[\text{HCO}_3^-]_0$ is in the range 10^{-3} – 10^{-2} mol kg^{-1} . Increasing either $[\text{HCO}_3^-]_0$ or $[\text{Cl}^-]$ produces a set of roughly parallel p_{CO_2} versus T curves (Fig. 5). The best agreement with field data is obtained for the highest values of the parameters, namely $[\text{HCO}_3^-]_0 = 10^{-1}$ mol kg^{-1} and $[\text{Cl}^-] = 0.7$ mol kg^{-1} at 50°C . An example of the results obtained for $[\text{HCO}_3^-]_0$ values ranging between 10^{-3} and 10^{-2} mol kg^{-1} is given in Fig. 6. Reaction (8) is the dominant reaction of the system and is responsible through its production of protons of three main changes relative to the pure carbonates case: (i) calcite solubility increases with temperature, (ii) the maximum calcite dissolution rate is reached when the molar ratio of protons produced by reaction (8) over dissolved calcite is about 2, which can be explained if calcite dissolution is controlled by the reaction $\text{CaCO}_3 + 2\text{H}^+ = \text{Ca}^{2+} + \text{H}_2\text{CO}_3^*$, (iii) the calcite dissolution rate is increased by a factor 30. The maximum calcite dissolution rate induces a 4% increase of the initial porosity per m.y. As 4 moles of SiO_2 are needed to produce 2H^+ and to dissolve 1 mole of CaCO_3 , quartz dissolution should be observed together with calcite dissolution, at a rate corresponding to an increase of 10% of the initial porosity per m.y. Quantitatively, increasing temperature from 50°C to 150°C results in the production of about 5.0×10^{-2} mol kg^{-1} of H^+ through reaction (8), half of which is being used by reaction (2), the other half by calcite dissolution, and only 10^{-6} mol kg^{-1} remaining in the solution, as indicated by the weak pH variations. This emphasizes the strong buffering capacity of the carbonate system. Finally, taking account of the data of Table 3, the transformation into albite of a kaolinite volume content of about 10% of a sedimentary basin is able to induce calcite dissolution corresponding to 2% of the total volume and to generate a 1% additional porosity.

A sensitivity approach was undertaken on the values of the equilibrium constant of reaction (8), considering independent errors of ± 1 on $\log(K_a)$ and $\pm 10^{-2}$ K^{-1} on $d(\log(K_a))/dT$. The results pictured on Fig. 7 show that an increase of either the K_a value or its temperature dependence results in a smoother increase of the dissolution rate. In contrast, these variations seem to be linearly mapped on p_{CO_2} versus T curves. It can be concluded that (i) reasonable error bars on K_a constant induce a roughly one order of magnitude uncertainty on

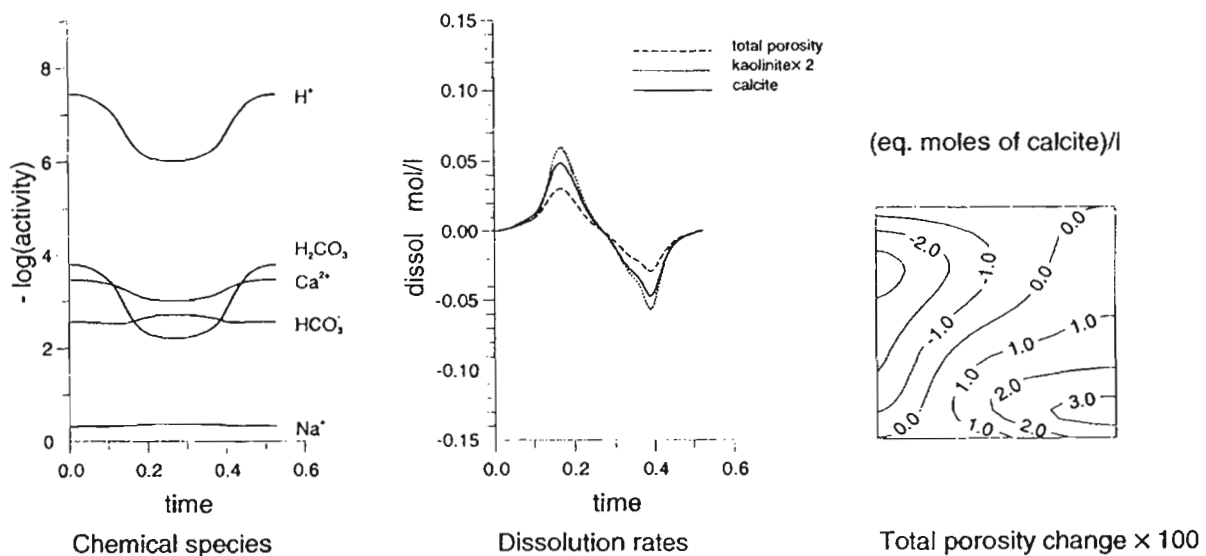


Fig. 6. Solution composition variations and dissolution rates for the Kaolinite-Albite-Calcite- CO_2 - H_2O system as function of time along the most external convective loop of Fig. 1 (non-dimensional time unit). An overview of the volume dissolution rate in the whole layer is also displayed. For easier comparisons, each dissolution rate has been divided by the calcite molar weight to yield an equivalent calcite molar dissolution rate. The initial composition at 50°C is defined by $[\text{HCO}_3^-] = 3.0 \times 10^{-3}$ mol kg^{-1} and $[\text{Cl}^-] = 0.7$ mol kg^{-1} .

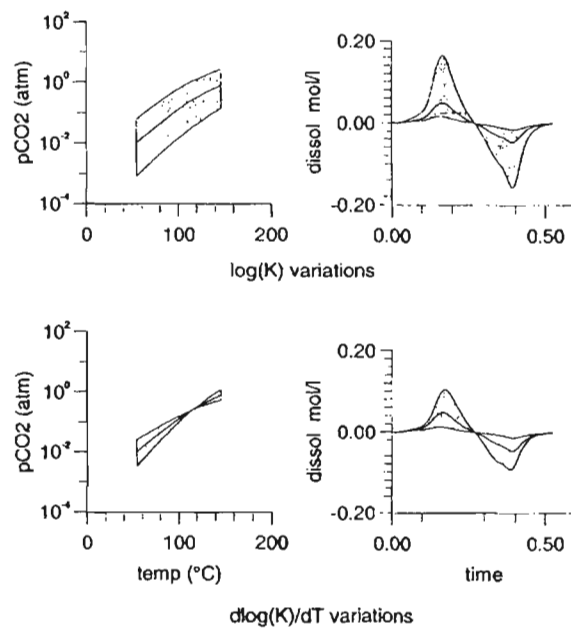


Fig. 7. Influence of K_a equilibrium constant uncertainty on p_{CO_2} versus T relationship (a and b) and on calcite dissolution rate (c and d). Uncertainties of ± 1 on $\log(K_a)$ (a and c) or of $\pm 10^{-2} \text{ K}^{-1}$ on $d\log(K_a)/dT$ (b and d) have been independently considered. Introducing these uncertainties results in spreading the dashed curve (corresponding to a zero uncertainty) onto the greyed area.

calcite dissolution rates, (ii) p_{CO_2} versus T variations observed in natural systems can provide a valuable constraint on thermodynamic constants if the chemical system involved is correctly identified. The addition of kaolinite and albite to the Calcite– CO_2 – H_2O system thus results in a strong increase of carbonate dissolution. However, due to the large variance of this system, additional constraints are needed to allow quantitative predictions.

4.2. Effect of the kaolinite–chlorite equilibrium

In contrast with the previous section, the interaction between the kaolinite–chlorite equilibrium and the carbonate system is not only due to the production of H^+ but also to that of Mg^{2+} . The equilibrium between calcite and dolomite (reaction 5) must therefore be also considered.

4.2.1. Effect of the calcite–dolomite equilibrium alone

The Dolomite–Calcite– CO_2 – H_2O system has been already widely studied for dolomitisation and dedolomitisation problems in an open fluid circulation frame in which seawater is continually supplied (see for example Wilson et al., 1990). At seawater temperature, it has been shown by several authors (see for example Katz and Matthews, 1977; Usdowski, 1989, 1994) that dolomite precipitation may be problematic due to a multistep slow reaction pathway. So equilibrium precipitation/dissolution should be considered as an approximation, especially at the lowest temperatures. The variance of this system is equal to four, since two independent components, Mg^{2+} and Cl^- and one phase, dolomite, are added to the Calcite– CO_2 – H_2O system. As in the previous section, initial concentrations $[\text{Cl}^-]$ and $[\text{HCO}_3^-]_0$ have been chosen as independent free parameters. Cl^- concentration balancing the initial Mg^{2+} concentration, seawater is now simulated by assuming $[\text{Cl}^-] = 0.1 \text{ mol kg}^{-1}$. If Ca^{2+} and Mg^{2+} are the dominant cations, the electroneutrality equation merely reduces to $2[\text{Ca}^{2+}] +$

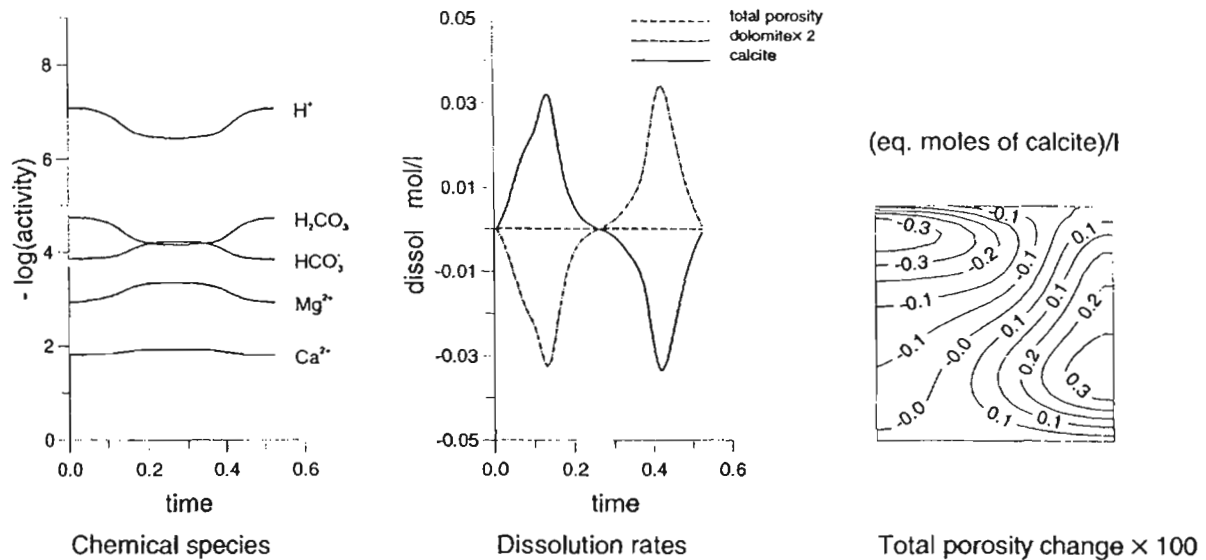


Fig. 8. Same as Fig. 6 for the Dolomite–Calcite–CO₂–H₂O system. The initial composition at 50°C is defined by [Cl⁻] = 0.1 mol kg⁻¹.

$2[\text{Mg}^{2+}] = [\text{Cl}^-]$. [Cl⁻] being constant, this implies that $d[\text{Ca}^{2+}] + d[\text{Mg}^{2+}] = 0$. Since [Ca²⁺] is produced only by calcite and dolomite dissolution, and [Mg²⁺] only by dolomite dissolution, it follows that the amount of dissolved or precipitated dolomite is half that of precipitated or dissolved calcite, respectively. This result holds as long as $[\text{HCO}_3^-] < [\text{Mg}^{2+}]$, a condition which occurs for most of the natural systems. For example, this condition is fulfilled for $[\text{HCO}_3^-]_0 < 3.0 \times 10^{-3}$ mol kg⁻¹ when [Cl⁻] = 0.1 mol kg⁻¹, for $[\text{HCO}_3^-]_0 < 10^{-3}$ mol kg⁻¹ when [Cl⁻] = 0.05 mol kg⁻¹ and for any $[\text{HCO}_3^-]_0$ when [Cl⁻] = 0. The results obtained for $[\text{HCO}_3^-]_0 = 10^{-4}$ mol kg⁻¹ and [Cl⁻] = 0.1 mol kg⁻¹ are displayed in Fig. 8. By comparison with the pure calcite case, one notes that calcite behaves like a prograde mineral and that its dissolution rate is 20 times higher. This can be understood by considering that the Ca²⁺/Mg²⁺ ratio is fixed by the variations of the equilibrium constant of the calcite–dolomite reaction. The net porosity generation resulting from the balance between calcite and dolomite dissolutions is twice that observed in the case of pure calcite.

4.2.2. Effect of the kaolinite–chlorite equilibrium

The variance of the Kaolinite–Chlorite–Dolomite–Calcite–CO₂–H₂O system is 3 and the Cl⁻ concentration has been chosen as the only free parameter. Results of a computation carried out with [Cl⁻] = 0.1 mol kg⁻¹ are depicted in Fig. 9. Calcite dissolution and porosity generation are still enhanced and reach 50 and 60 times those computed for the pure calcite reference case. Dissolution/precipitation rates are nearly proportional to calcite dissolution, with coefficients -1 for dolomite, -1/5 for kaolinite and quartz, +1/5 for chlorite. Moreover, p_{CO_2} variations are proportional to calcite dissolution/precipitation. This system is therefore able to produce rapidly an additional porosity by kaolinite, dolomite and quartz dissolution, partly filled by calcite precipitation. The relative values of dissolution/precipitation rates can be understood if one notes that the variation of the concentration of any ionic species is negligible compared to the amount of H⁺ produced by the kaolinite–chlorite equilibrium. An increase of [Cl⁻] from 0 up to 0.1 mol kg⁻¹, which is equivalent to introduce Mg²⁺ at its seawater concentration, produces only slight changes in the observed dissolution rates, although the individual species concentrations are modified. These two last results can be verified by differentiating the set of equilibrium constants (see Appendix A). A further increase of [Cl⁻] up to 0.5 mol kg⁻¹, implies that Ca²⁺ and

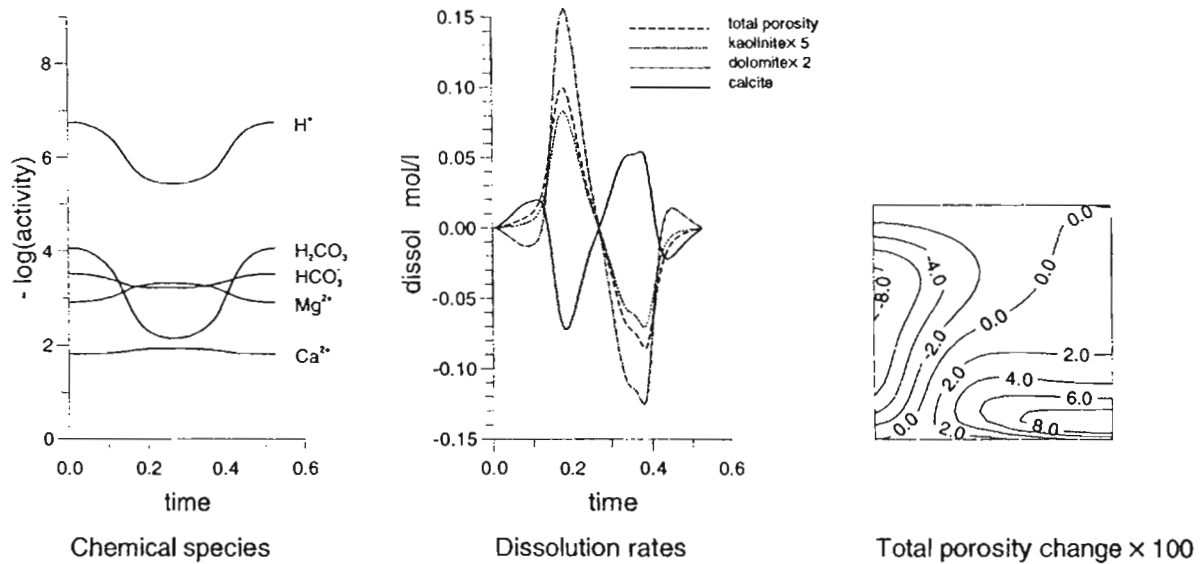


Fig. 9. Same as Fig. 6 for the Kaolinite–Chlorite–Dolomite–Calcite–CO₂–H₂O system. The initial composition at 50°C is defined by [Cl⁻] = 0.1 mol kg⁻¹.

Mg²⁺ become the dominant aqueous species and that the system is dominated by the competition between calcite and dolomite dissolution/precipitation processes. This results in calcite dissolution with increasing temperature. No further investigations were undertaken on this case since it implies a rather high Mg²⁺ concentration of 0.25 mol kg⁻¹. It is emphasized that such a change of the dominant reaction is equivalent to a mathematical singularity. This suggest that a gradual change of a single parameter may result in an almost

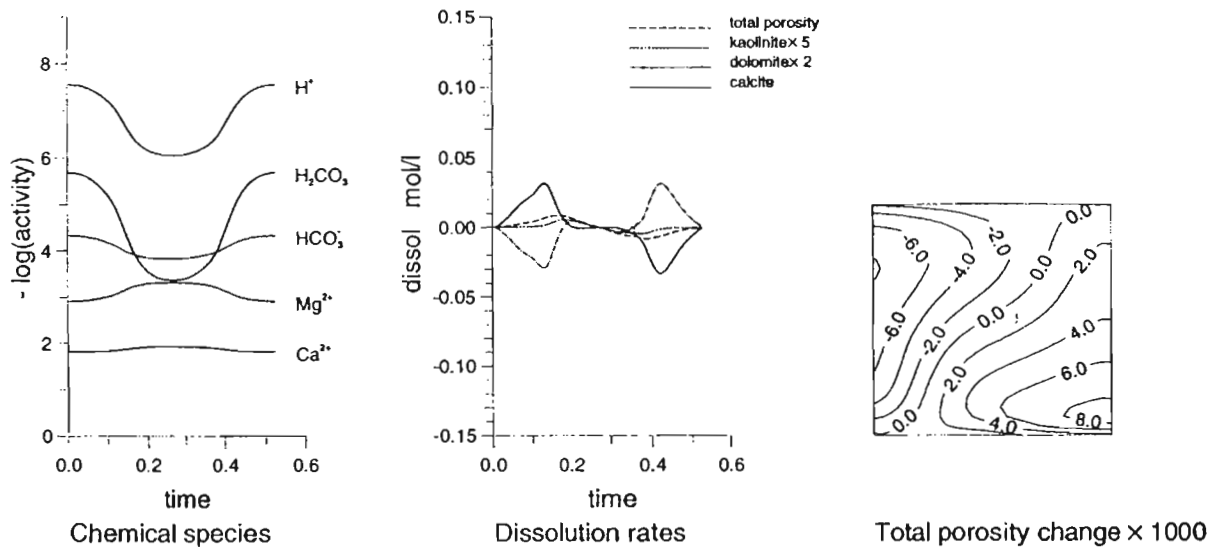


Fig. 10. Same as Fig. 9 except that equilibrium constants of reactions involving silicates (reactions 7 and 8) are from Bowers et al. (1984) instead of Berman (1988).

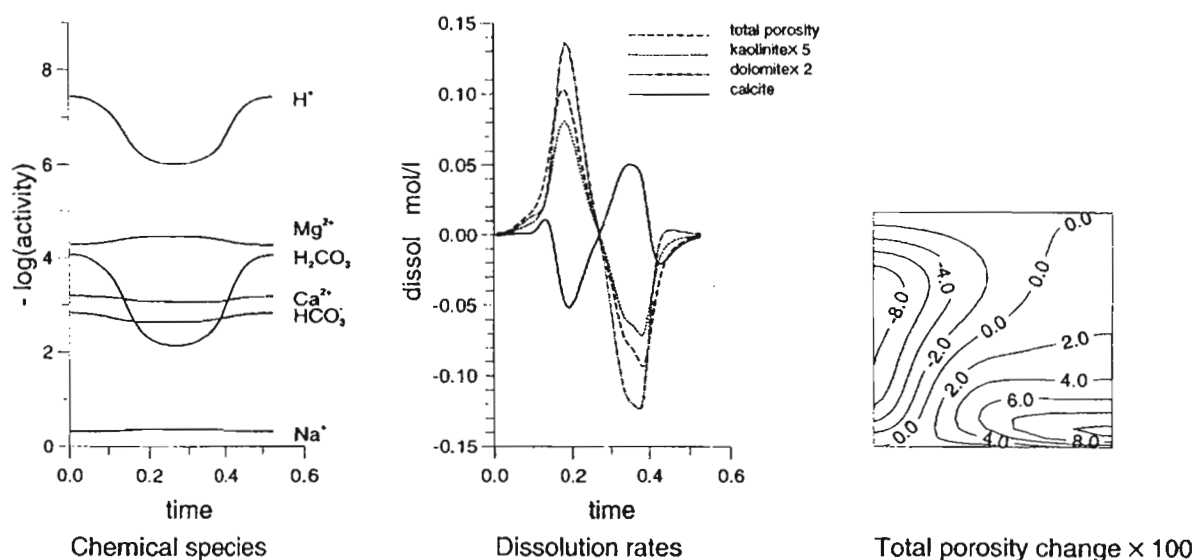
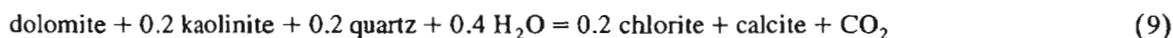


Fig. 11. Same as Fig. 6 for the Kaolinite–Chlorite–Albite–Calcite–Dolomite–CO₂–H₂O system. The initial composition at 50°C is defined by [Cl⁻] = 0.7 mol kg⁻¹.

discontinuous behavior of the whole system. This can be illustrated by considering the effect of uncertainties on equilibrium constants. Fig. 10 represents the results of the same modeling as in Fig. 9, using silicates equilibrium constants from Bowers et al. (1984) instead of those of Berman (1988). Although the variation of the equilibrium constants is not higher than those involved in Section 4.1, the dissolution pattern is deeply modified, since the system is dominated by the dolomitisation/dedolomitisation reaction in Fig. 10 and by the kaolinite–chlorite reaction in Fig. 9. As emphasized by Gouze (1993), the reaction:



implies that p_{CO_2} depends only on P and T . However, the p_{CO_2} versus T relationship obtained with the data base adopted in this study lies one log unit below the field observations reported by Smith and Ehrenberg (1989). This indicates either that the reaction proposed by Gouze does not control p_{CO_2} in natural cases or that five order of magnitude errors are to be found for thermodynamic constants of silicates species involved at the power 0.2 in reaction (9).

4.2.3. Effect of the equilibrium with albite

The addition of albite to the Kaolinite–Chlorite–Dolomite–Calcite–CO₂–H₂O system induces no change of the variance and the initial Cl⁻ concentration is kept as the only free parameter. The results obtained for [Cl⁻] = 0.7 mol kg⁻¹, which mimics seawater composition, are displayed on Fig. 11. The calcite dissolution rate is only slightly modified relatively to Fig. 9, although the pH is now controlled by [Cl⁻] via the initial Na⁺ concentration. Quartz dissolution, however, is increased since both reactions (7) and (8) contribute to H⁺ production. The dissolution is controlled by the kaolinite–albite equilibrium, but the corresponding equilibrium constant variation versus temperature is the same as for the kaolinite–chlorite equilibrium, when both reactions are written for the production of one H⁺. As in the previous section, the secondary porosity volume produced is limited by the amount of available kaolinite, and reaches 18% for a 10% kaolinite volume content in the sediment layers.

5. Summary and discussion

Variance 3 of the Calcite–CO₂–H₂O system explains why various calcite dissolution/precipitation rates and patterns can be obtained during convective circulation, depending on the initial condition of the system. For example, for a geometric scheme consisting of a 1 km thick layer with upper and lower temperatures of 25°C and 88°C, respectively, subjected to hydrothermal convection at a mean velocity of 5 cm/year, the characteristic duration for clogging 1% of the initial porosity spreads between 1.2 m.y. and 0.2 m.y. following that the system is only allowed to exchange CO₂ at the top of the layer with the atmosphere or that this system is continuously equilibrated with a p_{CO_2} of 0.4‰ of the total pressure. It is expected that a local change of pH or p_{CO_2} will result not only in a local dissolution or precipitation but also in a progressive change of the chemical system, that is equivalent to a shift of the initial conditions. In turn, this parameter change will modify dissolution and precipitation rates in the whole layer, and the shift may persist as long as CO₂ is supplied to the system, for example through a fault zone.

The chemical state of the system may also be changed by any additional solid phase reacting with species involved in the Calcite–CO₂–H₂O system. We have chosen to focus on equilibria involving kaolinite, which have been previously proposed as a source of H⁺ with increasing temperature. The temperature variation of the kaolinite–albite and kaolinite–chlorite equilibrium constants is one order of magnitude larger than those of the Calcite–CO₂–H₂O system, so that in most cases the system is controlled by pH variations induced by kaolinite reactions.

At equilibrium with kaolinite and albite only, the variance of the system is 4. In this case the dissolution/precipitation processes are highly sensitive to any chemical interaction along the fluid trajectory. A systematic study of sensitivity to Cl[−] and HCO₃[−] initial concentrations and a check of the influence of uncertainties on aluminosilicates equilibrium constants has been carried out. Dissolution rates and p_{CO_2} vary monotonically when Cl[−] initial concentration or equilibrium constants are increased. However, a smooth maximum on the calcite dissolution rate, reaching 30 times the one of the simplified Calcite–CO₂–H₂O system, is observed for an initial HCO₃[−] concentration ranging between 10^{−2} and 10^{−3} mol kg^{−1}.

The situation is complicated when the system is in equilibrium with chlorite and kaolinite only, since the presence of Mg-chlorite yields additional reactions. The variance of this system is 3, and the initial Cl[−] concentration remains the only free parameter. This parameter can be related to the amount of seawater introduced in the system or to the amount of evaporites dissolved by the system. We show that in most cases a good approximation of both the chemical composition of the solution and the dissolution rates can be obtained by differentiating equilibrium equations (see Appendix A) and that numerical computations could be avoided. Two contrasting situations may occur according to the relative values of [Ca²⁺], [Mg²⁺], and [HCO₃[−]]. When Ca²⁺ and Mg²⁺ are the dominant species, the system is dominated by the competition between calcite and dolomite dissolution/precipitation reactions, and porosity generation is small when compared to the Ca–Mg exchange. This situation occurs for brines at least twice as concentrated as seawater. In most geologically pertinent cases, the system is dominated by the kaolinite hydrolysis. In this case, the total porosity generation rate may reach 60 times that for the Calcite–CO₂–H₂O system.

When the system is at equilibrium with kaolinite, chlorite, albite and dolomite, only slight changes in dissolution rates occur, although individual species concentrations may vary by one order of magnitude. This result holds for Cl[−] concentrations lower than in seawater. For higher chlorinities, a competition between calcite and dolomite dissolution/precipitation is observed, with a possibility for bimodal dissolution curves to occur. However, this result needs further investigations using refined activity coefficient models.

In most cases, maximum dissolution is observed during fluid heating. This implies the formation of bottle-shaped secondary porosity zones at the bottom or pervious layers. By introducing in their two-dimensional models the feedback due to permeability changes, Steefel and Lasaga (1994) have shown that the localization of dissolution is steady. Due to the reactive infiltration instability (Ortoleva et al., 1987), we expect a highly heterogeneous permeability field inside these dissolution zones. This could result in the genesis of

hydrothermal karsts (Bakalowicz et al., 1987). New insight on the distribution of secondary porosity zones may arise from a three-dimensional further study of convection patterns subject to porosity changes.

It should be noted that in our models the transport of silica, which is also a major component of sedimentary layers, is also controlled by kaolinite hydrolysis. Depending on whether reaction (7) or (8) is involved, two protons are produced together with the dissolution of 0.2 to 4 SiO₂. Two protons being able to dissolve up to 1 mole of carbonate, molar dissolutions of silica and carbonates are likely to be of the same order of magnitude.

More complex mineral associations should be considered for a quantitative comparison with field data. Additional acid–base equilibria involving illite, smectite, saponite or K-feldspar have been proposed to control H⁺ production. However, investigations concerning illite or smectite should cope with the large chemical composition variability of these minerals. For example Hutcheon et al. (1993) reported a fair agreement between calculated and observed p_{CO_2} versus T curves, when modeling smectite as an association of paragonite and margarite. Replacing albite by K-feldspar results in a decrease of the dissolution rate due a low K/Na ratio in natural water and to the lower temperature dependence of the kaolinite–K-feldspar equilibrium constant. Reaction involving anhydrite may also be important due to possible Ca²⁺ exchanges with calcite and due to the large solubility decrease of anhydrite with temperature. Gouze et al. (1994) included this mineral in his models and obtained very different results from those exposed here for the Kaolinite–Chlorite–Dolomite–Calcite–CO₂–H₂O system. This arises from the fact that equilibrium with anhydrite at low temperature implies $[\text{SO}_4^{2-}] \gg [\text{Ca}^{2+}]$ which in turn implies large carbonate dissolution as temperature increases to match the Ca consumed by anhydrite precipitation. This dissolution scheme can be easily computed from the temperature dependence of the solubility product of anhydrite. We suspect, however, that equilibrium with anhydrite will only occur near evaporite layers. Different situations are expected depending on whether the evaporite layer lies at the top or at the bottom of the convective layer. In the former case Ca²⁺ and SO₄²⁻ are transported toward the bottom of the convective layer. In the latter case a weaker transport is expected due to the low solubility of anhydrite in a hot solution.

The same phenomenon may occur in the presence of clay layers. One can expect a large local carbonate dissolution together with a p_{CO_2} rise and a pH lowering in the neighborhood of such layers. However, only a moderate increase of carbonate diagenesis will be observed in the whole layer, due to the variation of Ca²⁺ concentration at 1/3 power of p_{CO_2} .

6. Conclusion

Modeling of theoretical systems with a simplified mass transfer code has been proved to be efficient to isolate and to check the influence of some critical parameters. Due to the large variance of the system, equilibrium transport calculations of carbonates in the presence of aluminosilicates results in completely different dissolution patterns in response to a moderate change of initial conditions or of equilibrium constants variations in the range of their uncertainties. Due to the sharp instabilities occurring in highly non-linear systems such as those involving chemical reactions, we suggest that such approaches may be an efficient first step before working on natural systems.

Acknowledgements

We thank B. Moine for helpful discussions and three anonymous reviewers for their comments on the manuscript.

Appendix A. Dissolution with a dominant reaction

The aim of this appendix is to show that an estimate of dissolutions can be deduced from a simple differentiation of equilibrium equations.

The amounts of dissolution are given by ε_i , the degrees of advancement of reactions (1) to (8). ε_3 being negligible at the solution pH considered, ε_i are computed from the chemical composition of the solution by solving the following system:

$$\begin{aligned}d[\text{Ca}^{2+}] &= d\varepsilon_4 + d\varepsilon_5 \\d[\text{Mg}^{2+}] &= d\varepsilon_5 - 5d\varepsilon_7 \\d[\text{HCO}_3^-] &= d\varepsilon_4 + 2d\varepsilon_5 + d\varepsilon_2 \\d[\text{H}^+] &= -d\varepsilon_4 - 2d\varepsilon_5 + 10d\varepsilon_7 + d\varepsilon_2 + 2d\varepsilon_8 \\d[\text{H}_2\text{CO}_3^*] &= -d\varepsilon_2 \\d[\text{Na}^+] &= -2d\varepsilon_8\end{aligned}$$

where $d\varepsilon_2$, $d\varepsilon_4$, $d\varepsilon_5$, and $(d\varepsilon_7 + d\varepsilon_8)$ stand for dissolution of carbonic acid, calcite, dolomite, and kaolinite, respectively. H_2CO_3^* represents by convention $\text{H}_2\text{CO}_3^0 + \text{CO}_{2(\text{aq})}$.

This leads to:

$$\begin{aligned}d\varepsilon_2 &= -d[\text{H}_2\text{CO}_3^*] \\d\varepsilon_4 &= -d[\text{H}_2\text{CO}_3^*] - d[\text{HCO}_3^-] + 2d[\text{Ca}^{2+}] \\d\varepsilon_5 &= d[\text{H}_2\text{CO}_3^*] + d[\text{HCO}_3^-] - d[\text{Ca}^{2+}] \\5d\varepsilon_7 &= d[\text{H}_2\text{CO}_3^*] + d[\text{HCO}_3^-] - d[\text{Ca}^{2+}] - d[\text{Mg}^{2+}] \\2d\varepsilon_8 &= -d[\text{Na}^+]\end{aligned}$$

Differentiating the set of equilibrium equations leads to the following system:

$$\begin{aligned}d[\text{HCO}_3^-]/[\text{HCO}_3^-] + d[\text{Ca}^{2+}]/[\text{Ca}^{2+}] - d[\text{H}^+]/[\text{H}^+] &= dK_s/K_s \\d[\text{HCO}_3^-]/[\text{HCO}_3^-] + d[\text{Mg}^{2+}]/[\text{Mg}^{2+}] - d[\text{H}^+]/[\text{H}^+] &= dK_{sd}/K_{sd} - dK_s/K_s \\2d[\text{H}^+]/[\text{H}^+] - d[\text{Mg}^{2+}]/[\text{Mg}^{2+}] &= 0.2dK_c/K_c \\d[\text{H}^+]/[\text{H}^+] - d[\text{Na}^+]/[\text{Na}^+] &= 0.5dK_a/K_a \\d[\text{HCO}_3^-]/[\text{HCO}_3^-] + d[\text{H}^+]/[\text{H}^+] - d[\text{H}_2\text{CO}_3^*]/[\text{H}_2\text{CO}_3^*] &= dK_2/K_2 \approx 0\end{aligned}$$

A last equation is obtained by differentiating the electroneutrality equation. It will be discussed for each case considered in this study.

A.1. Kaolinite–Chlorite–Calcite–Dolomite– CO_2 – H_2O system with $[\text{Cl}^-] = 0$

In this case, the electroneutrality is given by:

$$[\text{H}^+] + 2[\text{Ca}^{2+}] + 2[\text{Mg}^{2+}] = [\text{HCO}_3^-]$$

which reduces to

$$2[\text{Ca}^{2+}] = [\text{HCO}_3^-]$$

assuming that

$$[\text{Ca}^{2+}] \gg [\text{Mg}^{2+}] \gg [\text{H}^+]$$

This implies

$$d[\text{Ca}^{2+}]/[\text{Ca}^{2+}] = d[\text{HCO}_3^-]/[\text{HCO}_3^-]$$

On the other hand, one expects that

$$d[\text{H}^+]/[\text{H}^+] \gg d[\text{Mg}^{2+}]/[\text{Mg}^{2+}]$$

These approximations lead to the following relative variations of concentrations:

$$d[\text{H}^+]/[\text{H}^+] = 0.1dK_c/K_c$$

$$d[\text{HCO}_3^-]/[\text{HCO}_3^-] = d[\text{Ca}^{2+}]/[\text{Ca}^{2+}] = 0.5dK_s/K_s + 0.05dK_c/K_c$$

$$d[\text{Mg}^{2+}]/[\text{Mg}^{2+}] = dK_{sd}/K_{sd} - 1.5dK_s/K_s + 0.05dK_c/K_c$$

$$d[\text{H}_2\text{CO}_3^*]/[\text{H}_2\text{CO}_3^*] = 0.5dK_s/K_s + 0.15dK_c/K_c$$

Using the data reported in Table 2, the integration of these relations between 50°C and 150°C yields:

$$\Delta \log([\text{H}^+]) = +1.64$$

$$\Delta \log([\text{HCO}_3^-]) = +0.14$$

$$\Delta \log([\text{Ca}^{2+}]) = +0.14$$

$$\Delta \log([\text{Mg}^{2+}]) = -0.12$$

$$\Delta \log([\text{H}_2\text{CO}_3^*]) = +1.81$$

Fig. 12a depicts the concentrations variations computed when temperature increases from 50°C to 150°C and back to 50°C during a convection loop. The amplitude of these variation is in fair agreement with the above estimates. $\Delta([\text{H}_2\text{CO}_3^*])$ represents the most important absolute variation and all other absolute variations may be neglected in the degree of advancement of reactions. It follows that $d\varepsilon_2 = d\varepsilon_4 = -d\varepsilon_5 = -5d\varepsilon_7$, which are exactly the variations of dissolution rates quoted in Section 4.2.2.

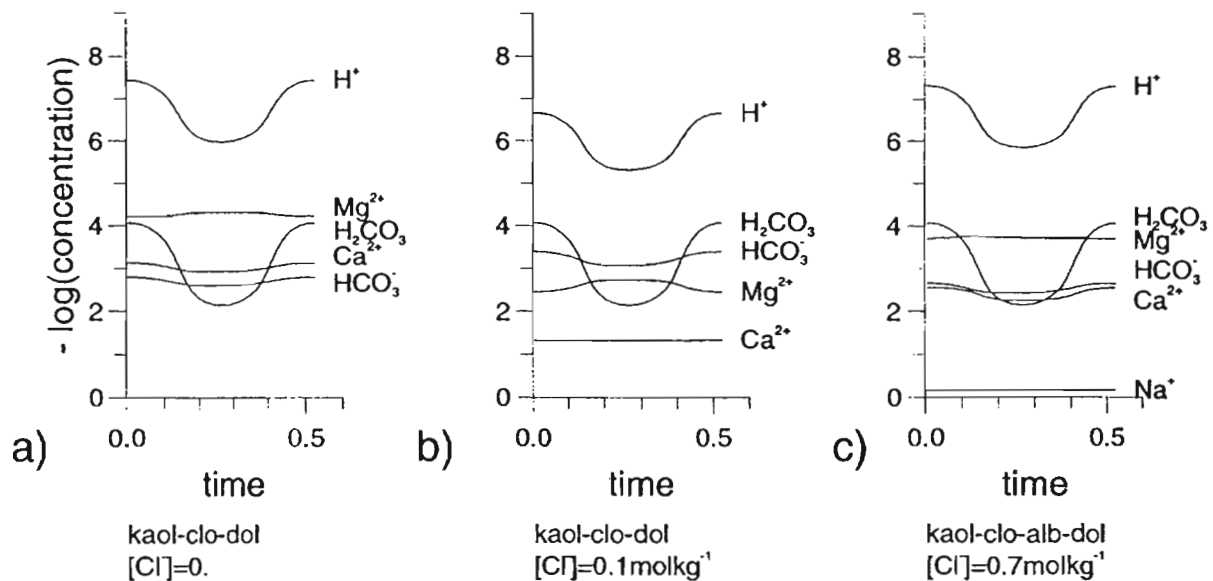


Fig. 12. Solution composition variation for a fluid particle flowing along the most external fluid loop of Fig. 1. (a) Kaolinite–Chlorite–Dolomite–Calcite– CO_2 – H_2O system without Cl^- . (b) Kaolinite–Chlorite–Dolomite–Calcite– CO_2 – H_2O system with $[\text{Cl}^-] = 0.1 \text{ mol kg}^{-1}$. (c) Kaolinite–Albite–Chlorite–Dolomite–Calcite– CO_2 – H_2O system with $[\text{Cl}^-] = 0.7 \text{ mol kg}^{-1}$. It can be seen that in every case the largest absolute variation concerns H_2CO_3^* .

A.2. Kaolinite–Chlorite–Calcite–Dolomite–CO₂–H₂O system with [Cl⁻] ≠ 0

In this case, the electroneutrality equation is given by:

$$2[\text{Ca}^{2+}] + 2[\text{Mg}^{2+}] = [\text{HCO}_3^-] + [\text{Cl}^-]$$

In the range of temperature and chlorinity investigated, we found that $[\text{Ca}^{2+}] \gg [\text{Mg}^{2+}] \gg [\text{HCO}_3^-]$. Then, the electroneutrality condition reduces to $2[\text{Ca}^{2+}] = [\text{Cl}^-]$, which implies $d[\text{Ca}^{2+}] = 0$. As in the previous section, $d[\text{H}^+]/[\text{H}^+] \gg d[\text{Mg}^{2+}]/[\text{Mg}^{2+}]$ and the relative variations of chemical species are:

$$\begin{aligned} d[\text{H}^+]/[\text{H}^+] &= 0.1dK_c/K_c \\ d[\text{HCO}_3^-]/[\text{HCO}_3^-] &= dK_s/K_s + 0.1dK_c/K_c \\ d[\text{Ca}^{2+}]/[\text{Ca}^{2+}] &= 0 \\ d[\text{Mg}^{2+}]/[\text{Mg}^{2+}] &= dK_{sd}/K_{sd} - 2dK_s/K_s \\ d[\text{H}_2\text{CO}_3^*]/[\text{H}_2\text{CO}_3^*] &= dK_s/K_s + 0.2dK_c/K_c \end{aligned}$$

This yields by integration:

$$\begin{aligned} \Delta \log([\text{H}^+]) &= +1.64 \\ \Delta \log([\text{HCO}_3^-]) &= +0.28 \\ \Delta \log([\text{Ca}^{2+}]) &= 0 \\ \Delta \log([\text{Mg}^{2+}]) &= -0.26 \\ \Delta \log([\text{H}_2\text{CO}_3^*]) &= +1.92 \end{aligned}$$

These results only slightly differ from those obtained in the previous case. Moreover, the computed aqueous species concentration variations displayed on Fig. 12b show that the absolute variation of $[\text{H}_2\text{CO}_3^*]$ overcomes any other one. It follows that the different dissolution rates are equal to those of the same system with $[\text{Cl}^-] = 0$.

This result holds until $[\text{Cl}^-]$ is increased to 0.2 mol kg⁻¹. For higher $[\text{Cl}^-]$ values, $[\text{Mg}^{2+}]$ and $[\text{Ca}^{2+}]$ increase and $[\text{Mg}^{2+}]$ variations are of the same order of magnitude as $[\text{H}_2\text{CO}_3^*]$ variations. If $[\text{Cl}^-]$ is further increased, $[\text{Mg}^{2+}]$ and $[\text{Ca}^{2+}]$ become the dominant species and, as quoted in Section 4.2.2, the system is dominated by dolomitisation/dedolomitisation reactions.

A.3. Kaolinite–Chlorite–Albite–Calcite–Dolomite–CO₂–H₂O system with $[\text{Cl}^-] = 0.7 \text{ mol kg}^{-1}$

Considering that $[\text{Cl}^-]$ originates from seawater, it must be mostly balanced by $[\text{Na}^+]$, so that Na^+ become a dominant component of the solution and $d[\text{Na}^+]/[\text{Na}^+] \approx 0$. It results that $d[\text{H}^+]/[\text{H}^+]$ may be computed by differentiation of reaction (8) which leads to:

$$d[\text{H}^+]/[\text{H}^+] \approx 0.5dK_a/K_a$$

a result close to that obtained in the previous paragraph, since

$$0.5dK_a/K_a \approx 0.1dK_c/K_c$$

Putting this result in the equation obtained by differentiation of the equilibrium relations and integrating between 50°C and 150°C leads to:

$$\Delta \log([\text{H}^+]) = +1.63$$

$$\Delta \log([\text{HCO}_3^-]) = 0$$

$$\Delta \log([\text{Ca}^{2+}]) = +0.27$$

$$\Delta \log([\text{Mg}^{2+}]) = 0$$

$$\Delta \log([\text{H}_2\text{CO}_3^*]) = +1.90$$

$[\text{H}_2\text{CO}_3^*]$ still exhibits the most important absolute variation (Fig. 12c) and dominates the dissolution process. This explains that dissolution/precipitation rates are similar to those obtained in the previous paragraph.

References

- Bakalowicz, M.J., Ford, D.C., Miller, T.E., Palmer, A.N., Palmer, M.V., 1987. Thermal genesis of dissolution caves in the Black Hills, South Dakota. *Geol. Soc. Am. Bull.* 99, 729–738.
- Berman, R.G., 1988. Internally consistent thermodynamic data for minerals in the system $\text{Na}_2\text{O}-\text{K}_2\text{O}-\text{Calcite}-\text{Dolomite}-\text{FeO}-\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2-\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$. *J. Petrol.* 29, 277–288.
- Bowers, T.S., Jackson, K.S., Helgeson, H.C., 1984. *Equilibrium Activity Diagrams for Coexisting Minerals and Aqueous Solutions at Pressures and Temperatures up to 5 kb and 600°C*. Springer Verlag, Berlin, 397 pp.
- Coudrain-Ribstein, A., de Marsily, G., 1989. Modelling of mass transfer arising from buoyancy flow in sedimentary basins. *Sci. Geol. Bull.* 42, 299–312.
- Davis, S.H., Rosenblatt, S., Wood, J.R., Hewett, T.A., 1985. Convective fluid flow and diagenetic patterns in domed sheets. *Am. J. Sci.* 285, 207–223.
- Estrada-Maldonado, F.C., 1991. Contribution à l'étude du système $\text{Ca}-\text{Mg}-\text{CO}_2-\text{H}_2\text{O}$: Dissolution de la calcite et de la dolomie dans l'eau de mer et dans des solutions de NaCl de 0 à 300°C. Unpublished thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse.
- Franks, G.F., Forester, R.W., 1984. Relationships among secondary porosity, pore fluid chemistry and carbon dioxide, Texas Gulf Coast. In: McDonald, D.A., Surdam, R.C. (Eds.), *Clastic Diagenesis*. AAPG Mem. 37, 63–79.
- Garven, G., Freeze, R.A., 1984. Theoretical analysis of the role of groundwater flow in the genesis of stratabound ore deposits, 1. Mathematical and numerical model. *Am. J. Sci.* 284, 1125–1174.
- Genthon, P., Rabinowicz, M., Foucher, J.P., Sibuet, J.C., 1990. Hydrothermal circulation in an anisotropic sedimentary basin: application to the Okinawa back arc basin. *J. Geophys. Res.* 95, 19175–19184.
- Giles, M.R., 1987. Mass transfer and secondary porosity creation in deeply buried hydrocarbon reservoirs. *Mar. Pet. Geol.* 4, 188–204.
- Giles, M.R., de Boer, R.B., 1990. Origin and significance of redistributional secondary porosity. *Mar. Pet. Geol.* 7, 379–397.
- Gouze, P., 1993. Modélisation des transferts de masse liés aux circulations dans les aquifères sédimentaires. Application au bassin de Paris et aux écoulements thermoconvectifs dans les réservoirs gréseux. Unpublished thesis, Univ. Paris VI.
- Gouze, P., Coudrain-Ribstein, A., Bernard, D., 1994. Computation of porosity redistribution resulting from thermal convection in slanted porous layers. *J. Geophys. Res.* 99, 697–706.
- Hutcheon, I., Abercrombie, H.J., 1990. Carbon dioxide in clastic rocks and silicate hydrolysis. *Geology* 18, 541–544.
- Hutcheon, I., Shevalier, M., Abercrombie, H.J., 1993. PH buffering by metastable mineral–fluid equilibria and evolution of carbon dioxide fugacity during burial diagenesis. *Geochim. Cosmochim. Acta* 57, 1017–1027.
- Johnson, J.W., Oelkers, H.E., Helgeson, H.C., 1992. SUPCRT92: A software package for calculating the standard molal properties of minerals, gases, aqueous species and reactions among them from 1 to 5000 bars and 0 to 1000°C. *Comp. Geosci.* 18, 899–947.
- Katz, A., Matthews, A., 1977. The dolomitization of CaCO_3 : an experimental study at 252–292°C. *Geochim. Cosmochim. Acta* 41, 297–308.
- Knapp, R.B., 1989. Spatial and temporal scales of local equilibrium in dynamic fluid–rock systems. *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 1955–1964.
- Lichtner, P.C., 1988. The quasi-stationary approximation to coupled mass transport and fluid rock interaction in porous media. *Geochim. Cosmochim. Acta* 52, 143–165.
- Mangold, D.C., Tsang, C., 1991. A summary of subsurface hydrological and hydrochemical models. *Rev. Geophys.* 29, 51–79.
- Ormond, A., Boulégue, J., Genthon, P., 1995. A thermoconvective interpretation of heat flow data in the area of Ocean Drilling Program Leg 116 in a distal part of the Bengal Fan. *J. Geophys. Res.* 100, 8083–8095.

- Ortoleva, P., Chadam, J., Merino, J., Sen, A., 1987. Geochemical self-organisation II: The reactive infiltration instability. *Am. J. Sci.* 287, 1008–1040.
- Phillips, O.M., 1991. *Flow and Reactions in Permeable Rocks*. Cambridge Univ. Press, New York, 285 pp.
- Rabinowicz, M., Dandurand, J.L., Jakubowski, M., Schott, J., Cassan, J.P., 1985. Convection in a North Sea oil reservoir: inferences on diagenesis and hydrocarbon migration. *Earth Planet. Sci. Lett.* 74, 387–404.
- Rabinowicz, M., Dandurand, J.L., Schott, J., 1995. Chemical transport and dissolution-precipitation of crystalline solutions during hydrothermal convection. *J. Geophys. Res.* 100, 6041–6050.
- Rabinowicz, M., Boulegue, J., Genthon, P., 1997. Two and three-dimensional modeling of hydrothermal convection in the sedimented Middle Valley segment, Juan de Fuca Ridge. *J. Geophys. Res.*, submitted.
- Raffensperger, J.P., Garven, G., 1995. The formation of unconformity-type Uranium ore deposits. 2. Coupled hydrochemical modeling. *Am. J. Sci.* 295, 639–696.
- Rimstidt, J.D., Barnes, H.L., 1980. The kinetics of silica–water reactions. *Geochim. Cosmochim. Acta* 44, 1683–1699.
- Sanford, W.E., Konikov, L.F., 1989. Simulation of calcite dissolution and porosity changes in saltwater mixing zones in coastal aquifers. *Water Resour. Res.* 25, 655–667.
- Smith, J.T., Ehrenberg, M.S., 1989. Correlation of carbon dioxide abundance with temperature in clastic hydrocarbon reservoirs: relationship to inorganic chemical equilibrium. *Mar. Pet. Geol.* 6, 129–135.
- Steeffel, C.I., Lasaga, A.C., 1990. Evolution of dissolution patterns; permeability changes due to coupled flow and reaction. In: Melchior, D.C., Basse, R.L. (Eds.), *Chemical Modeling of Aqueous Systems II*. Am. Chem. Soc., Symp. Ser. 416, 212–225.
- Steeffel, C.I., Lasaga, A.C., 1994. A coupled model for transport of multiple chemical species and kinetic precipitation/dissolution reactions with application to reactive flow in a single phase hydrothermal systems. *Am. J. Sci.* 294, 529–592.
- Steeffel, C.I., MacQuarrie, K.T., 1996. Approaches to modeling of reactive transport in porous media. In: Lichtner, P.C., Steeffel, C.I., Oelkers, E.B. (Eds.), *Reviews of Mineralogy*, 34. The Mineral Society of America, Washington, pp. 83–129.
- Taylor, T.R., 1989. The influence of calcite dissolution on reservoir porosity in miocene sandstones, Picaron field, offshore Texas Gulf coast. *J. Sediment. Petrol.* 60, 322–334.
- Truesdell, A.H., Jones, B.F., 1974. WATEQ, a computer program for calculating chemical equilibria of natural waters. *J. Res. USA Geol. Surv.* 2, 233–248.
- Uzdowski, E., 1989. Synthesis of dolomite and magnesite at 60°C in the system $\text{Ca}^{2+} - \text{Mg}^{2+} - \text{CO}_3^{2-} - \text{H}_2\text{O}$. *Naturwissenschaften* 76, 374–375.
- Uzdowski, E., 1994. Synthesis of dolomite and geochemical implications. *Spec. Publ. Int. Assoc. Sedimentol.* 21, 345–360.
- Wilson, E.N., Hardie, I.A., Phillips, O.M., 1990. Dolomitization front geometry, fluid flow patterns and the origin of massive dolomite: the Triassic Lattemar buildup. *Am. J. Sci.* 290, 749–796.
- Wood, J.R., Hewett, T.A., 1982. Fluid convection and mass transfer in porous sandstones—a theoretical model. *Geochim. Cosmochim. Acta* 46, 1707–1713.
- Wood, J.R., Hewett, T.A., 1984. Reservoir diagenesis and convective fluid flow. In: McDonald, D.A., Surdam, R.C. (Eds.), *Clastic Diagenesis*. AAPG Mem. 37, 99–110.

APPENDICE III

Onset of Natural Convection in Vertical Fault Planes : Consequences on the Thermal Regime of Crystalline Basements with Special Emphasis on the Hot Dry Rock Geothermal Sites

Cécile Tournier, Pierre Genthon and Michel Rabinowicz.

UMR 5562 Observatoire Midi-Pyrénées, 14 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France.

SUMMARY

Very few results are available on free convection in fractured zones although it constitutes a major mechanism of heat and mass transfer in crystalline rocks. Murphy (1979), from an analytical stability analysis has shown that (i) the critical Rayleigh number for the onset of free convection in a fracture largely exceeded the value of $4\pi^2$, which applies for an infinite porous medium, (ii) even for a sub-critical Rayleigh number convection may set on after a time lapse. Murphy proposed that this delayed convection resulted from a blanketing effect of the fracture induced by the progressive development of a thermal skin inside the fracture walls.

The present paper extends Murphy's results by means of numerical modeling. Our numerical method involves a 2-dimensional computation of convection in the fracture plane, and a 3-dimensional solution of the conduction problem inside the fracture wall. The coupling of both codes is achieved by imposing a common temperature at the mid-fracture plane together with the conservation of energy at the fracture-wall interface.

We use two kinds of initial perturbation, which are assumed to constitute end-members for geological or application cases. For a A-type initial condition, the thermal field is disrupted in the fracture only, while for a B-type initial condition the perturbation is introduced in the fracture and in the walls. Thus, temperature profiles across the fracture will be steep (and discontinuous at $t=0$) for A-type experiments and smooth for B-type ones.

For a given perturbation wavenumber of the perturbation, three different domains can be defined according to the Rayleigh number, R . In the first domain, convection sets on immediately. In the second one convection sets on after a delay. In the third one, convection dampers. These three domains are therefore termed the instantaneous convection ($R > R_s$), delayed convection ($R_d < R < R_s$), and conduction ($R < R_d$) domains, respectively. It is noteworthy that these three domains are bounded by the same Rayleigh number values for both A-type and B-type perturbations.

Except for R close to R_d , the time lapse required for the onset of delayed convection is of the same order of magnitude than the conductive time of the fracture width. This time lapse is therefore negligible, compared to geological time scales, and R_d may be considered as the critical Rayleigh number for the onset of free convection in a fracture zone.

However, the characteristic conductive time of a fracture, which amounts for example to 3 years for a 10m thick fracture, must be considered for a thermal recovery experiment. It is suggested that convection may set on during exploitation and will superimpose to the forced flow. We expect that this will enhance the efficiency of thermal recovery

Keywords : Convection, Fault model, Geothermics, Fractures, Fluid Dynamics, Heat Flow

1 INTRODUCTION

Fractures and faults are the main circulation paths inside crystalline rocks (e.g. Bear, 1972; Norton and Knapp, 1977; Taylor, 1977; Norton, 1984). Fractures or joints consist of two rough surfaces separated by void. Faults result from the sliding of a fracture or a fracture set in a geological medium submitted to an anisotropical stress state. They are filled with crushed material forming a porous medium. Fluid and heat transfer through fractures and faults induced by natural convection is a key mechanism for nuclear waste management, hydrothermal mineralisation exploration and heat recovery from deep crystalline basement rocks (Hot Dry Rock or HDR) which is increasingly developing in

France, Italy, Japan and USA (see for example Franke, 1998).

The topology of a fracture (Voss, 1985; Turcotte, 1993; Schmittbuhl et al., 1995) as well as the transport properties of synthetic rough fractures (Brown, 1987, Mourzenko et al., 1995; Glover et al., 1998) have been widely studied. These studies demonstrate that the mean circulation inside the fracture can be calculated by considering a porous slot whose thickness is equal to the fracture aperture. The case of a fault was not considered in these studies, but it seems that the same result should a fortiori apply, since (i) its walls are smoother than those of fault due to abrasion during sliding and so are better approximated by a plane (ii) the Darcy law applies inside the filling porous medium.

The onset of free convection in vertical slots of porous material surrounded by a conductive medium submitted to a constant vertical temperature gradient has been studied by Lowell and Shyu (1978), Kasso and Zebib (1978), Lowell and Hernandez (1982), and Kasso and Cotte (1985). Murphy (1979), using an analytical development of the thermal field inside the conductive walls of the fracture, introduced a proper thermal coupling between the convective circulation inside the fault and the conductive walls.

The vigor of a natural convective instability is a function of the non-dimensional Rayleigh number, $R = \frac{\rho g \alpha k H^2 G}{\mu \kappa}$,

where ρ , α , and μ are the density, the expansion coefficient and the kinematic viscosity of the fluid, g is the gravity, κ is the thermal diffusivity of the fluid saturated porous medium, k its permeability, H its height, and G the initial vertical thermal gradient. Murphy (1979) found that for thin faults or fractures the critical Rayleigh number for the onset of convection largely exceeded the value of 40, which applies for the infinite flat lying porous medium. For example, for a 1m wide and 100m high fracture zone the critical Rayleigh number reaches about 10^5 . Murphy concluded that convection within thin fractures was better described by a Rayleigh number R^* based on the fracture aperture, a ,

instead of its height, H , $R^* = R \times \frac{a^2}{H^2}$. This can be justified

by the fact that close to the critical Rayleigh number, heat is mainly conducted from the fracture to its limiting walls, and not from the bottom to the top as for an infinite porous layer. Murphy shows that convection is also initiated for a Rayleigh number lower than the critical value deduced from the linear stability analysis. He proposed that the conductive heat exchange between the fracture and its walls resulted in the development of a thermal skin inside the wall with thickness increasing as the square root of time. Since heat must be conducted through an increasing skin depth, a blanketing of the fracture occurs, which allows delayed convection to set on.

His results however, are limited by the approximations needed for the analytical development of the temperature field in the fracture walls: (i) conduction of heat in the walls is only allowed perpendicular to the fracture plane and thus along strike heat transfers involved by short wavelengths modes cannot be computed, (ii) an initial thermal perturbation inside the fracture is only considered while geological cases include also perturbations inside the walls which must be also introduced for computing the thermal transfer perpendicular to the fracture, (iii) heat transfer between the fracture and its walls is evaluated from a boundary layer theory derived from the work of Kays (1966) designed for heat exchangers. However, for a low fluid velocity and in particular at the onset of convection, no proper boundary layer develops between the fracture and the wall and we expect that a boundary layer theory will only provide a rough approximation of the heat transfer.

The present paper attempts to complete partially Murphy's results, using numerical methods. It focuses on the conditions needed for the development of free convection in a thin fault for different hypotheses regarding the initial temperature distribution in the fractured medium. It constitutes a first step to modelize the thermal transfer in a geothermal fractured site where natural convection may interact with forced convection induced by pumping.

2 PHYSICAL MODELING

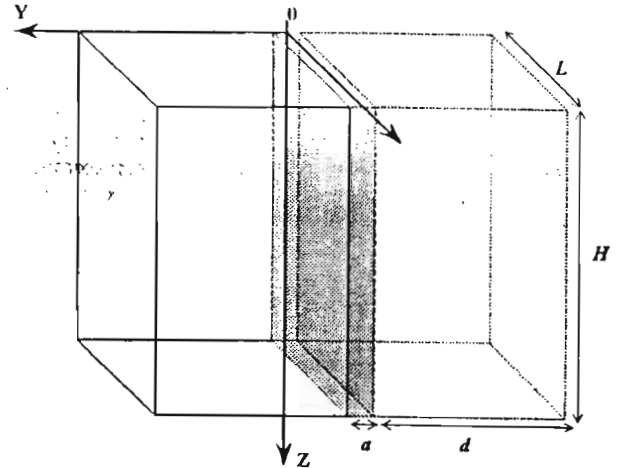


Figure 1. Geometry and reference system used for modeling. The fault is the grayed area of thickness a . Due to the symmetry of the system about the XZ plane, only the area $Y > 0$ has been modeled.

The fracture is considered as a vertical thin slot of width a , height H , and length L , embedded between two conductive half-spaces extending infinitely in the Y direction (figure 1). A bidimensional Darcy relation between the pressure, P and the filtration velocity \vec{v} in the fracture plane is assumed.

$$v_x = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (1)$$

$$v_z = -\frac{k}{\mu} \left(\frac{\partial P}{\partial z} + \rho g \right) \quad (2)$$

Permeability variations or a more sophisticated flow law may be introduced without drastic changes of the method. The energy equation is an advection diffusion equation (3) inside the fracture and reduces to a conduction equation in the wall

$$(\rho c)_f \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c)_f (v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_z \frac{\partial T}{\partial z}) = \lambda_s \nabla^2 T + h(x, z) \quad (3)$$

$$-\frac{a}{2} < y < \frac{a}{2}$$

$$(\rho c)_s \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_s \nabla^2 T \quad (4)$$

$$\frac{a}{2} < |y|$$

Here starred variables refer to bulk parameters that characterize the fluid saturated porous medium, while the subscripts 'f' and 's' denote fluid and solid properties, respectively. ρc represents a heat capacity, λ a thermal conductivity, and T is the temperature. For simplicity the same thermal conductivity λ_s has been adopted inside the fracture and its walls.

Since we choose a 2-dimensional description of the fracture zone, conduction normal to the fracture plane cannot be directly computed, and a term $h(x, z)$ corresponding to the heat exchange between the fracture and its conductive wall is introduced in equation (3). Energy conservation, Fourier's law and symmetry about the XZ plane require that :

$$a \times h(x, z) = 2\lambda_s \frac{\partial T}{\partial y} \left(y = \frac{a}{2} \right) \quad (5)$$

The equations of 2-dimensional convection in a homogeneous porous medium are derived from (1), (2), and (3), assuming an incompressible fluid with constant properties, except for the linear variation of density with temperature. We adopted the Boussinesq approximation, which consists in neglecting density variations except in the ρg term of equation (2). The non-dimensional form of these equations is:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

$$\left[\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} &= \nabla^2 T + 2 \frac{H}{a} \frac{\partial T}{\partial y} \left(y = \frac{a}{2} \right) \\ -\frac{a}{2} < y < \frac{a}{2} \end{aligned} \right. \quad (7)$$

$$\left[\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \nabla^2 T \\ |y| > \frac{a}{2} \end{aligned} \right. \quad (8)$$

$$v_x = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (9)$$

$$v_z = -\frac{\partial P}{\partial z} - RT \quad (10)$$

Except for the source term in equation (7), which represents the local heat exchange between the fracture and the conductive walls, the equations (6-9) are the usual equations of 2-dimensional convection in a porous medium, for which a complete derivation may be found in Lapwood (1948) or in Caltagirone (1976).

The top and bottom temperatures are kept constant. This approximation seems reasonable, since the heat exchange mainly occurs perpendicular to the fracture plane, especially for weak convection cases, near the critical Rayleigh number. Vertical boundaries orthogonal to the fracture plane (figure 1) are assumed to be planes of symmetry of the thermal field, and a no flow hydrodynamic condition is imposed on the fracture boundaries.

In order to test the stability of the conductive state, our numerical experiments are initiated with a temperature of the form $T(x, y, z) = z + \varepsilon(x, y, z)$, where ε is a small amplitude perturbation. The different perturbations used in our modeling are detailed in section 5.

3 NUMERICAL METHOD

Due to the symmetry of the problem about the XZ, plane, the solution is computed on the half-space $y > 0$ only. The numerical method consists in coupling a 2-dimensional convection code for the fracture plane with a Poisson solver for conduction in the wall.

The convection problem is solved in a stream function-temperature formalism on staggered grids. The computation of the stream function involves a spectral decomposition in the X direction and a finite difference discretisation in the Z direction. The temperature field in the fracture plane is solved by a finite difference method involving an alternating implicit direction predictor corrector for the time evolution (Douglas, 1962). The temperature in the wall is solved by

the 3-dimensional version of the same scheme. The 2-dimensional convection code has been validated by direct comparison with published results of convection in infinite porous layers, and the solution of conduction in the wall has been checked against analytical solutions. Moreover, this numerical method is directly derived from the one throughoutly exposed and checked by Rabinowicz et al. (1998).

The time step is adjusted to insure that at each iteration neither heat conduction nor convection is allowed to cover more than one grid step. Since we are interested to the onset of convection, the fluid velocity is generally weak, and the time step is mainly based on the conductive criterium.

Then, for $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \frac{a}{2}$, $\Delta t = \left(\frac{a}{2} \right)^2 / H^2$. Since a typical

experiment corresponds to $\frac{a}{H} = 10^{-2}$ and to a total adimensional time of evolution of $10^{-2} - 10^{-1}$, some 500 to 5000 iterations were necessary for each run.

The fracture mid-plane is situated one grid step along Y-axis away from the discretisation grid of the wall (figure 2), so that its temperature is simply introduced as boundary condition in the computation of the temperature in the wall. The second term coupling the circulation in the fracture and

the temperature inside the wall is the term $2 \frac{H}{a} \frac{\partial T}{\partial y} \left(y = \frac{a}{2} \right)$ of

equation (7). Since the 2-dimensional approximation prevents to capturing the details of the variations of T across the fracture, an approximation has to be made to calculate

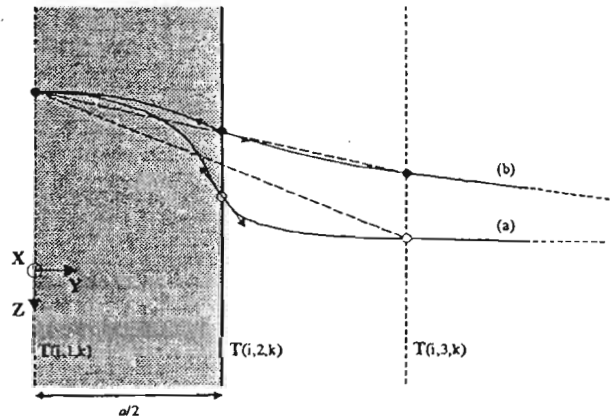


Figure 2. Schematic temperature profiles along the Y-direction illustrating the different assumptions used for the thermal coupling coefficient between the fracture zone and its conductive walls. Because of the symmetry of the problem, only one half-space is displayed. $T(i,1,k)$, $T(i,2,k)$ and $T(i,3,k)$ represent the temperature at the center of the fracture, at its boundary, and one grid step inside the conductive wall, respectively. The slope of the curve at the fracture boundary is indicated, while the long-dashed line is an approximation of this slope using $T(i,1,k)$ and $T(i,3,k)$. (a) is a typical profile at high Peclet number considered by Murphy (1979). Here $(T(i,3,k) - T(i,1,k))/a$ is much lower than $\partial T / \partial z (y = a/2)$. (b) is a typical profile obtained for slow flows modeled in this study. In this case, $(T(i,3,k) - T(i,1,k))/a$ is a suitable approximation for $\partial T / \partial z (y = a/2)$.

$\frac{\partial T}{\partial y} \left(y = \frac{a}{2} \right)$. To cope with this problem, Murphy (1979)

follows theoretical results of Kays (1966) designed for industrial heat exchangers assuming that a steep temperature profile develops at the fracture boundary, hot

fluid avoiding cold walls. It results that :

$$\frac{\partial T}{\partial y} \left(y = \frac{a}{2} \right) \approx \gamma \cdot \frac{\left(T(y = \frac{a}{2}) - T(y = 0) \right)}{\frac{a}{2}} \quad (11)$$

with $\gamma \approx 3$. However, our preliminary computations, using a 2-dimensional diffusion-advection code showed that this result cannot apply to the faults considered here, which are filled with a crushed porous medium and characterised by filtration velocities amounting to a few tens of meters per year. In this case, the thermal boundary layer is wider than the fracture itself and extends well into the conductive wall (figure 2). We found then that Murphy's relation was unrealistic, while the simple finite difference approximation :

$$\frac{\partial T}{\partial y} \left(y = \frac{a}{2} \right) \approx \frac{T(y = a) - T(y = 0)}{a} \quad (12)$$

was convenient. This approximation leads to a typical underestimation of 10-15% of the heat transfer between the fracture and the wall which will partly compensates with the overestimation consisting in adopting the same conductivity for the fracture filling material and the conducting walls.

4 RESULTS

The system of equations (5) to (9) is described by only two non-dimensional parameters, which are R and a/H . This section is devoted to the onset of free convection in a fracture, as function of these two parameters, for different perturbations of the conductive state. Special attention will be paid to the case $a/H = 1.6 \times 10^{-2}$ which corresponds to a standard natural fracture zone. As initial condition, a perturbation ε is superposed to the equilibrium constant vertical temperature gradient. Two different cases are considered depending on whether this perturbation is applied to the fracture only or to both fracture and wall.

$$\varepsilon_A(x, y, z, t = 0) = \begin{cases} \theta(0) \sin(\pi z) \cdot \cos(m\pi x) & y \leq a/2 \\ 0 & y \geq a/2 \end{cases} \quad (13)$$

or

$$\varepsilon_B(x, y, z, t = 0) = \theta(0) \sin(\pi z) \cdot \cos(m\pi x) \quad \forall y \geq 0 \quad (14)$$

Theses two kinds of initial perturbation will be referred as type A and B, respectively. As long as the perturbation remains infinitesimal, the system of equations is linear and the perturbation grows exponentially with an unchanged shape i.e. : $\varepsilon(x, y, z, t) = \varepsilon(x, y, z, 0) \times \exp(ct)$

4.1 The three convective domains

Typical results for $m=1$, $a/H = 1.610^{-2}$, $\theta(0) = 10^{-4}$ and the initial conditions A and B are displayed in figure 3 and 4, respectively. It is noteworthy that although the behavior of $\theta(t)$ is different in case A and B the same three domains, bounded by the same Rayleigh values may be recognized in both cases.

- in the first domain, convection develops instantaneously. This will be called the spontaneous convection domain.
- in the third domain, the development of a convective instability is not allowed. We call it the undercritical domain. As a consequence of the stabilizing effect of the conductive walls, this domain extends well above the value of $4\pi^2$, the critical value for an infinite porous medium. Below the value

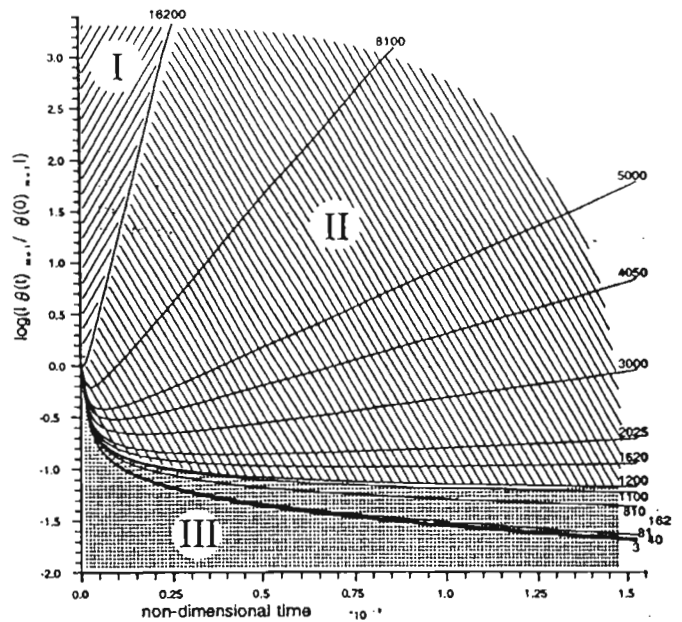


Figure 3. Growth of a mode 1 perturbation, initially located inside the fault plane. $\theta_{m=1}(t)$ is the amplitude of the perturbation at time t . Each curve is labeled by the corresponding Rayleigh number. Three domains can be defined ; I : instantaneous convection ; II : delayed convection ; III : conduction. The spontaneous Rayleigh number R_s is equal to 16200, and the delayed Rayleigh number R_d is about 1150. The width to height ratio of the fracture is $a/H = 1.56 \cdot 10^{-2}$.

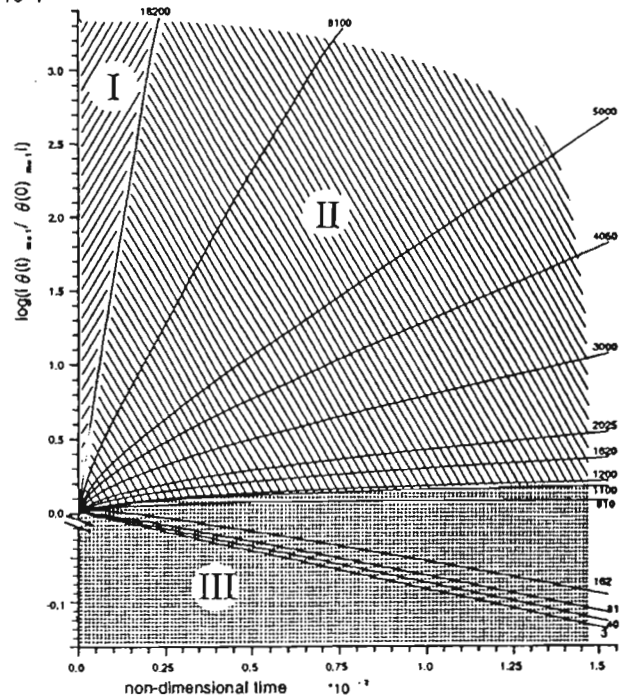


Figure 4. Same as figure 3, but the same initial perturbation is imposed inside the fracture plane and in the conductive medium. Although this condition favors the onset of convection by suppressing initial lateral heat transfer, three domains bounded by the same Rayleigh numbers than in figure 3 can be defined. Note that inside the conduction domain, perturbations with a Rayleigh number lower than 40 (the critical for an infinite porous medium) decrease continuously.

of $4\pi^2$, an initial perturbation damps continuously both in the case A and the case B. If the Rayleigh number exceeds $4\pi^2$

B-type perturbations grow up firstly, without reaching a finite amplitude, and then damp. For the same Rayleigh number, a A-type perturbation damps continuously - in the second domain, which lies between domains I and III, the behavior of a thermal instability depends on the shape of the initial perturbing thermal field. In the case A, the perturbation decreases firstly, reaches a minimum, and then increases with a constant growth rate as in the first domain (figure 3). Murphy (1979) noticed first this effect. He explained it by considering that the thermal perturbation initially decreases due to the heat escaping from the fracture toward the wall. A blanketing effect of the fracture zone arises then due to the smoothing of the thermal field across the fracture. This allows the perturbation to increase again after a delay. This domain is called therefore that of delayed convection. In the case B, the blanketing effect is

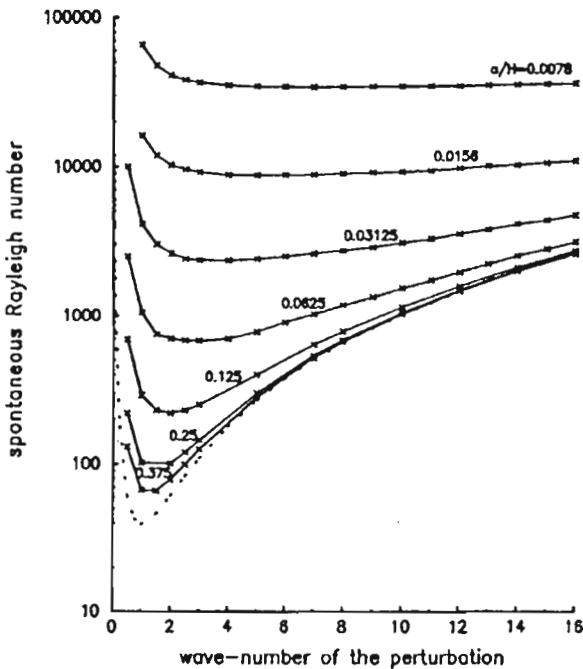


Figure 5. Stability diagram for spontaneous convection. The curves are labeled by their value of the width to height ratio a/H of the fault. The dashed line refers to convection in an infinite porous medium.

already maximum at $t=0$, since no lateral thermal gradients are introduced, and so convection starts instantaneously (figure 4). In fact its growth rate is maximum at $t=0$. Thereafter, due to the development of a thermal gradient normal to the fracture plane, the growth rate of the instability decreases to reach a value similar to the one found in a A-type experiment. We conclude that inside this second domain, any perturbation will end to develop, after a delay increasing when the perturbation is restricted to the fault plane, and decreasing if it is spread on a large zone including the fault.

It results that three different critical Rayleigh numbers are relevant to convection in a fracture : R_c , for convection in a infinite porous medium, R_s for instantaneous (spontaneous) convection, and R_d for delayed convection. It should be noticed that the use of a numerical method leads to some uncertainties on R_s and R_d . This is due firstly to the discretisation error that do not allow to describe

processes shorter than $\frac{a^2}{4K}$, the time scale corresponding

to the length scale $a/2$. Moreover, the definition of the boundary between domains II and III requires a large computational time since it involves very low variation rates perturbations. Consequently the limit between the different domains of figure 3 and 4 should be considered to include an uncertainty of a few percents.

4.2 Spontaneous convection

Figure 5 represents the critical Rayleigh number for spontaneous convection, as function of the wavenumber of the perturbation for different a/H ratios. Our R_s values are in agreement with those obtained by Murphy (1979), if the difference regarding our thermal coupling coefficient between the fracture and the wall and that one adopted by Murphy (see section 3) is taken into account. For thin fractures, the R_s curves present a broad minimum near $m=7$ (i.e. for vertically elongated convective cells of aspect ratio 7). When the fracture widens, the R_s curve tends toward the one of an infinite horizontal porous medium, and in particular present a sharp minimum around $R_s = 4\pi^2$ for square cells ($m=1$). The change of wavelength of the fastest growth convective mode is a consequence of the variation of the dominant heat transfer mode. For an infinite horizontal porous medium ($a/H=\infty$), heat is mainly exchanged during horizontal flow paths, at the top and lower boundaries, while for thin fractures ($a/H \ll 1$), the main heat transfer occurs laterally, and horizontal flow paths are no more needed to insure the efficiency of convection. This explains why the fastest growth convective mode corresponds to $m=1$ in an infinite porous medium whereas shorter wavelength modes prevail when a/H is small. It should be noted that the progressive blanketing of the fracture due to lateral heat transfer will operate as for delayed convection. So spontaneous convection inside a fracture should approach the case of an infinite porous medium with the same Rayleigh number after a delay of about H^2/K . This will result in an extremely vigorous, unsteady convective circulation.

4.3 Delayed convection

The time needed for the onset of delayed convection is plotted against the Rayleigh number in figure 6a and 6b for two different fracture apertures, $a/H=7.8 \cdot 10^{-3}$ and $a/H=1.56 \cdot 10^{-2}$, respectively. With increasing time, all these curves approach a vertical asymptote at about 20% of R_s . This confirms the existence of the second critical Rayleigh number R_d under which even delayed convection cannot develop. This is not compatible with Murphy's assumption that R_d/R_s would decrease as the square root of time. In fact, the ratio R_d/R_s depends on the convective mode. For $m=1$, R_d/R_s is about 0.1 and is rather insensitive to the fracture width. Higher order modes are characterized by higher R_d/R_s values, increasing with the fracture width. If $m=8$ for example, R_d/R_s increases from 0.2 to 0.4 when the fracture width is increased from $a/H=7.8 \cdot 10^{-3}$ to $a/H=1.56 \cdot 10^{-2}$. In fact the delayed convection Rayleigh number R_d appears to be intermediate between the spontaneous Rayleigh number R_s and R_c . This can be interpreted by considering that conductive heat transfer between the fracture and its wall results in smoother temperature distribution along a profile normal to the fracture. Thus, the thermal field approaches with time the one of a infinite porous medium.

The curves of figure 6 are derived for A-type experiments only, i.e. for an initial perturbation restricted to the fault interior. We have verified however on several examples that the same R_d held also for delayed convection in B-type experiments, where the initial perturbation is continued

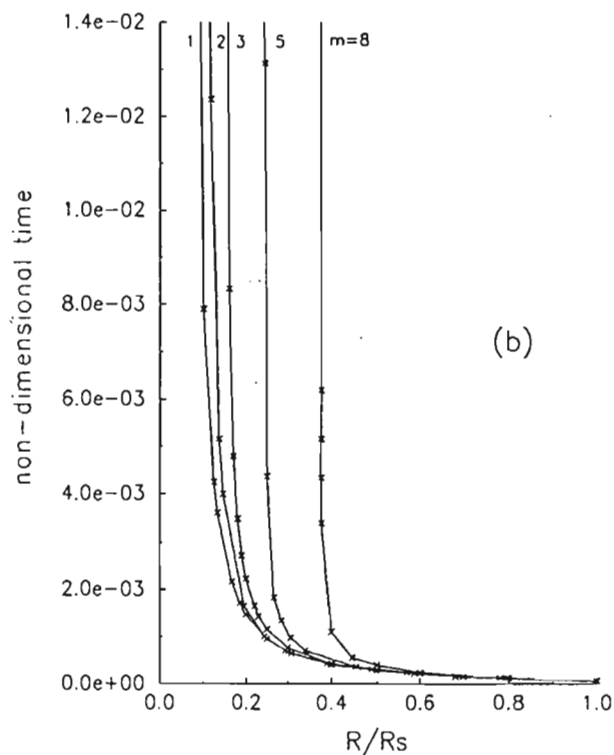
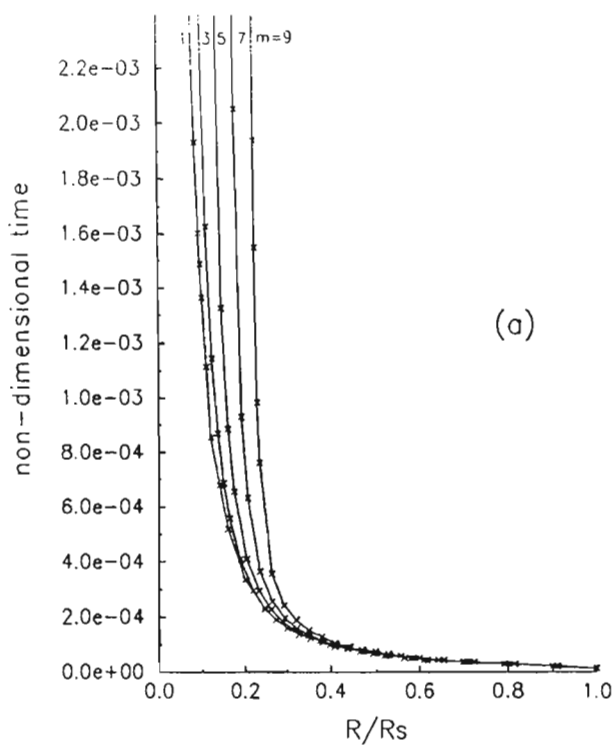


Figure 6. Time delay for the onset of convection as a function of the R/R_s ratio for various wave-numbers values, when the thermal perturbation is initially located inside the fault. (a) : $a/H=7.8 \cdot 10^{-3}$; (b) $a/H=1.56 \cdot 10^{-2}$. R_d is defined by the vertical asymptote.

unchanged inside the fracture wall. This indicates that R_d may apply for a wide range of initial conditions and thus

could be considered as the critical Rayleigh for the onset of convection in an horizontal porous layer.

5 DISCUSSION

It is known since the work of Murphy (1979) that, due to the stabilizing effect of the conducting walls, the Rayleigh number for instantaneous onset of convection inside a fracture zone (R_s) is larger than $4\pi^2$, the one of an infinite flat lying porous medium. Murphy has also shown that the progressive smoothing of thermal gradients across the fracture by conduction gives rise to a blanketing effect of the fracture, which may result in a delayed onset of convection. The main contribution of this paper is to show that delayed convection also presents a critical Rayleigh number (R_d), also larger than $4\pi^2$, and amounting to roughly 20% of R_s . For example, for an aperture to height ratio (a/H) of the fracture of 1.5×10^{-2} , R_s is about 9000, and R_d 1600 for a critical m value of 5 and 1.5, respectively. When R is close to R_s , the time lag before the onset of delayed convection is almost zero ; when R approaches R_d , it tends to infinity. Except for these two asymptotic Rayleigh values, we have observed that this time lag amount to 1 to 100 the characteristic conductive time of the fracture width ($a^2/4K$). This time lag is therefore negligible, compared to geological time scales so that convection may be assumed to set on instantaneously when $R > R_d$. Thus R_d can be considered as the critical Rayleigh number for the onset of convection inside a fracture.

However, the characteristic time constant of delayed convection is on the same order of magnitude of the one involved in Hot Dry Rock thermal recovery, so that delayed convection phenomena must be considered for fractured reservoir management.

We have initiated our calculations with two different thermal perturbations, which can be considered as end members for natural cases. The first kind of perturbation is restricted to the fracture plane, only, and could mimic the effect of cold fluid injection during hydrofracturing, or a transient compaction event implying a localized hot fluid upwelling. In this case convection sets on after a delay corresponding to the smoothing of thermal gradients across the fracture plane. The second kind of perturbation corresponds to a larger scale thermal anomaly, induced for example by thermal conductivity gradients or a neighbor convective level. In this case, the thermal anomaly is smooth and convection grows up without any delay. For natural examples, we expect that the delay will be comprised between zero and the one of the first type of perturbation.

The case of a non-vertical fracture must be considered when the convective behavior of a whole reservoir is sought. The expected effect resulting from the inclination of the fracture plane is to multiply the Rayleigh number by the cosine of the angle of the fracture with the vertical. This effect will thus be smooth for moderate inclinations. Another effect is to break the symmetry across the mid fracture plane. This will change the blanketing effect. One expect however that the qualitative behavior of a thermal initial perturbation will be similar to the one described here and in particular the three domains of spontaneous, delayed convection and conduction will persist for nearly vertical fracture planes.

At the scale of a reservoir, the different convective circulations in individual fractures will undergo thermal coupling after a time delay which is roughly d^2/κ , where d is the distance between the fractures. When this thermal coupling increases, temperature and fluid velocity can be

reasonably averaged, and convection turns to be governed by the usual porous flow equations (see for example Caltagirone, 1976).

In the case of a thermal recovery experiment in an artificially fractured reservoir, one expects that convection in individual fractures will superimpose to the general flow imposed by pumping. On the main paths used by the forced flow, convective velocities should be negligible. Far from these paths, however, natural convection only will operate, and may increase the efficiency of thermal recovery, since the area swept by the flow will be increased.

The extension of the present results to finite amplitude convection is not obvious, although it is commonly admitted that the fastest growth mode will dominate convection at least at low subcritical Rayleigh number. However, the numerical method presented here allows such extension together with the account of an externally superimposed flow. An other limitation of this work is the 2-dimensional approximation of the fracture, which may be insufficient for major fractures concerning a large part of the crustal depth, for example. This would deserve a further full 3-dimensional modeling of a crushed area and its walls. Such a modeling will help in addition to define the thermal coupling coefficients between a fracture and its wall.

REFERENCES

- Bear, J., Dynamics of fluids in porous media, *Elsevier, New-York*, 764pp, 1972.
- Bodvarsson, G. S., and Tsang, C. F., Injection and thermal breakthrough in geothermal reservoirs, *J. Geophys. Res.*, **87**, 1031-1048, 1982.
- Brown, S. R., Fluid flow through rock joints: the effect of surface roughness, *J. Geophys. Res.*, **92**, 1337-1347, 1987.
- Caltagirone, J. P., Thermoconvective instabilities in a porous medium, *J. Fluid Mech.*, **72**, 269-287, 1976.
- Douglas, J., Alternating direction method for three space variables, *Num. Math.*, **4**, 41-63, 1962.
- Franke, P. R., The U.S. hot dry rock geothermal energy development program, *Geotherm. Resour. Coun. Bull.*, **17**, 11-16, 1998.
- Glover, P. W., Matsuki, K., Hikima, R., and Hayashi, K., Fluid flow in synthetic rough fractures and application to the Hachimantai geothermal hot dry rock test site, *J. Geophys. Res.*, **103**, 9621-9635, 1998.
- Gringarten, A. C., Witherspoon, P. A., and Onishi, Y., Theory of heat extraction from fractured hot dry rock, *J. Geophys. Res.*, **80**, 1120-1124, 1975.
- Kassoy, D. R., and Zebib, A., Convection fluid dynamics in a model of fault zone in the Earth's crust, *J. Fluid Mech.*, **88**, 769-792, 1978.
- Kassoy, D. R., and Cotte, B., The effects of sidewall heat loss on convection in a saturated porous vertical slab, *J. Fluid Mech.*, **152**, 361-378, 1985.
- Kays, W. M., Convective heat and mass transfer, *Mc Graw Hill, New-York*, 389 pp., 1966.
- Lapwood, E. R., Convection of a fluid in a porous medium, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **44**, 508-521, 1948.
- Lowell, R. P., and Shyu, C. T., On the onset of convection in water-saturated porous box: effect of conducting walls, *Lett. Heat Mass Transfer*, **5**, 371-378, 1978.
- Lowell, R. P., and Hernandez, H., Finite amplitude convection in a porous container with fault-like geometry : effect of initial and boundary conditions., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **25**, 631-641, 1982.
- Mourzenko, V.V., Thovert, J.F., and Adler, P.M, Permeability of a single fracture; validity of the Reynolds equation, *J. Phys. II*, **5**, 465-482, 1985.
- Murphy, D. H., Convective instabilities in vertical fractures and faults, *J. Geophys. Res.*, **84**, 6121-6130, 1979.
- Norton, D. L., Theory of hydrothermal systems, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **12**, 155-177, 1984.
- Norton, D. L., and Knapp, R. B., Transport phenomena in hydrothermal systems : nature of porosity, *Am. J. Sci.*, **277**, 913-936, 1977.
- Rabinowicz, M., Boulègue, J., and Genthon, P., Two and three-dimensional modeling of hydrothermal convection in the sedimented Middle Valley segment, Juan de Fuca Ridge, *J. Geophys. Res.*, **103**, 24045-24065, 1998.
- Schmittbuhl, J., Schmitt, F., and Scholz, C., Scaling invariance of crack surfaces, *J. Geophys. Res.*, **100**, 5953-5973, 1995.
- Taylor, H. P., Water/rock interaction and the origin of H₂O in granitic batholiths, *Geol.Soc.London*, **103**, 509-558, 1977.
- Turcotte, D. L., Fractal and chaos in geology and geophysics, *Cambridge University Press, Cambridge*, 221 pp., 1992.
- Voss, R. F., Random fractal forgeries, fundamental algorithms for computer graphics, R. A. Earshaw, Editor, *Springer Verlag, Berlin*, 1985.

APPENDICE IV

Distribution des cavités de l'atoll soulevé de Walpole. Implications sur le processus de karstification par les eaux météoriques

Pierre Genthon^{a,*}, Guy Cabioch^b, Stéphane Calmant^b, Anne Ormond^a

^a Observatoire Midi Pyrénées, 14, av. Édouard-Belin, 31400 Toulouse, France

^b Orstom, Nouméa, Nouvelle-Calédonie

Reçu le 10 février 2001 ; accepté le 19 février 2001

Présenté par Ghislain de Marsily

Abstract – Distribution of the caves in the uplifted atoll of Walpole. Consequence on the process of karstification by meteoric waters. The distribution of voids recorded along the cliffs bordering the karstified coral island of Walpole shows that numerous metric aperture joints, enlarged by dissolution, are present in the thinner part of the island. By contrast, along the wider parts of the island, karstic voids consist in a few large caves. We suggest that those observations may be compared to experiments of acid injection in a limestone slice that result firstly in numerous short length channels, while the final state of the system consists of only one long wormhole, developing at the expense of all others. © 2001 Académie des sciences / Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

karstification / coral reef / reactive infiltration instability

Résumé – Nous présentons la distribution des vides observés le long des falaises bordant un îlot corallien karstifié. Dans la partie étroite de l'île, on observe de nombreuses fissures agrandies par dissolution et d'ouverture actuelle métrique, tandis que, dans ses parties larges, les vides consistent en quelques cavernes de grande extension. Ces résultats sont rapprochés de ceux des expériences d'infiltration d'un fluide acide dans une carotte de calcaire où, dans un premier temps, s'initient de nombreux chenaux, tandis que l'état final du système consiste en un seul long chenal se développant aux dépens des autres. © 2001 Académie des sciences / Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

karstification / atoll corallien / instabilité d'infiltration

Abridged version

1. Introduction

Walpole (*figure 1*) is a 3 km × 1 km coral reef uplifted since about 1 Ma on the elastic bulge of the Australian plate [3] before its subduction at the New Hebrides trench (SW Pacific). This island is bordered by up to 70 m high cliffs, which exhibit numerous cavities of centimetric to

decametric scale indicating a high degree of karstification. It is well suited for a field study and a further modeling of a karstic system due to the exceptional outcrop area along the cliffs. Moreover, the hydrological system is well defined, with simple boundary conditions. The matrix porosity of the coral reef limestone should be high and distributed in the whole massif by contrast with most present continental limestones, where it consists mainly in localized fractures and cracks. In May 1999, at the end of the rainy season,

* Correspondance et tirés à part.
Adresse e-mail : genthon@cnes.fr (P. Genthon).

we took advantage of an exercise of the French New Caledonian Army Forces for a direct field study and a gathering of photographs by air and by sea. The resulting observations are discussed here.

2. Distribution of secondary porosity

Three different kinds of cavities have been recognized (*figure 2*).

Honeycomb formations of centimetric to metric scales may be observed in any part of the cliffs. These structures, which are also called tafonis, are thought to be related to alteration of porous rocks in marine environments during wetting and drying cycles [7, 10]. Since they do not produce any connected porosity, they have not been considered for this study.

Marine notches are the footprints of a steady sea level (e.g., [5]). Quaternary eustatic sea level variations are mainly produced during glaciation and deglaciation cycles, with an amplitude of around 150 m and a time scale of 100 000 yr. As this time scale is much lower than the one associated to the tectonic uplift, one expects a polyphasic karstification, each notch corresponding to a karst level. No indication of present or ancient outlets was found along notches, except a few decametric caves developing only in the wider parts of the island (*figure 2*). We did not note that they were associated to a higher fracture or joint density. The one displayed on image 2 in *figure 2* has been explored in 1993 by a group of speleologists who found that it was connected to a metric aperture channel stretching on at least several tens of meter inside the island. So we propose that these sparse large caves could represent ancient or present water outlets, enlarged by swell and storms.

Joint and cracks were ubiquitous with at least one vertical direction parallel to the nearest cliff. Proper fractures however including a gouge zone were never observed. As Walpole was not implied in any major tectonic deformation phase, one can suspect that brittle failure in the coral reef occurred during its uplift and approach of the New Hebrides subduction zone. Some of these joints were enlarged by dissolution to a centimetric to metric aperture. An example of this is given on image 1 in *figure 2*. The schematic description of the shape and distribution of enlarged joints present on the cliff given in *figure 2* shows that they are mostly observed on the thinner part of the island where large caves are absent.

This leads us to speculate that the karstic network may be focused in a few tubes enlarged by the sea at their outlet in the southern and northern part of the island, while it could mainly consist in several enlarged joints in its central thinner part.

3. Comparison with infiltration models

Infiltration instability arises by dissolution when a fluid is injected in a soluble porous material. For a limestone,

it produces a finger-like dissolution pattern, which is termed wormholing. The reader is referred to Ormond and Ortoleva [4] for a detailed discussion of this instability. The result of a typical numerical experiment of infiltration is displayed in *figure 3*. In a first step, several short length fingers develop simultaneously, but the final state of the system consists of only one wormhole capturing by hydrodynamic focalisation the whole active fluid and developing alone.

Although the results displayed in *figure 3* could be hardly be considered as valid for Walpole due to scale effects, different boundary conditions and initial permeability distributions, the mechanism of hydrodynamic focalisation of fluid should also apply. It would be in action in a L^3 volume around a channel of length L , thus prohibiting the development of another channel inside this volume. In the thinner part of the island, only short-length (less than 200 m) channels may develop due to the geometrical constraints, and several enlarged joints are observed there as in the first steps shown in *figure 3*. On the larger part of the island, however, kilometric scale channels may develop, and enlarged fractures are unfrequent, while a few large caves are observed which could represent the outlets of long wormholes, similar to those of the last image of *figure 3*.

4. Summary and conclusion

The main result of our observation campaign is the relationship between the width of the island and its drainage network. Its thinner central part is characterized by enlarged joints visible along cliffs, while the larger southern and northern parts present fewer larger outlets. This is in agreement with the focalization mechanism responsible for the infiltration instability. This also suggests a further modeling effort designed for Walpole geometry and boundary conditions.

Also, although our campaign took place at the end of the rainy season, no fresh water was found, either as springs at the base of cliff or inside caves. This was also observed by a speleologist group during a systematic exploration of the caves of Walpole in 1993, and by Sand [8]. This could indicate a fast fluid transfer due the high karstification level of the island.

It is also noticeable that no shaft connected to any large cave has been found on Walpole, although they are commonly observed in Mare and Lifou islands, which are also coral uplifted reefs on the Loyalty ridge. But the typical dimension of Mare and Lifou is 50 km, which allows the existence of a permanent fresh water lens. This could be an indication that fresh permanent water could be necessary for the development of underground caves in karstic environments.

This suggests comparative studies of the Loyalty islands.

1. Introduction

L'îlot de Walpole se présente comme un plateau émergé à 70 m d'altitude dans l'océan Pacifique, à environ 150 km à l'est de la Grande Terre de Nouvelle-Calédonie (*figure 1*). Il est situé sur la ride des Loyautés, ensemble de reliefs coralliens formés sur des monts volcaniques datés du Miocène [2]. Il a été progressivement soulevé depuis environ 1 Ma lors de son passage sur le bombement de la plaque Australienne, situé juste en avant de la zone de subduction des Nouvelles-Hébrides [3]. L'îlot lui-même s'étend sur environ 3,5 km, suivant une direction sensiblement nord-sud (*figure 2*) pour une largeur moyenne de 500 m et de seulement 200 m dans sa partie centrale. Il est bordé de falaises verticales, d'une hauteur d'environ 70 m dans sa partie occidentale. Les falaises de la côte orientale s'élèvent sur 55 m au-dessus d'un ancien platier corallien daté à 125 ka. L'îlot est formé de calcaires récifaux massifs, composés de colonies coralliennes pluridécimétriques éparées, d'encroûtements algaires pluricentimétriques, d'accumu-

lations de débris d'organismes calcaires divers appartenant aux mollusques, algues calcaires, échinodermes et autres débris calcaires d'organismes récifaux. Cet îlot présente une karstification intense produisant des cavités à pratiquement toutes les échelles d'observation et bien visibles le long des falaises qui le bordent.

Cet îlot s'avère être un bon site pour la compréhension des mécanismes de karstification, car il présente une surface d'affleurement exceptionnelle, permettant d'appréhender un système en trois dimensions. Par ailleurs, sa nature récifale, ainsi que l'absence de tectonique évidente en dehors de celle associée au soulèvement, indiquent que la porosité initiale était assez bien répartie, contrairement à la majeure partie des calcaires continentaux, où la fissuration constitue la source majeure, voire unique, de la porosité. Enfin, la géométrie du système hydrologique ainsi que les conditions aux limites sont simples et bien définies, ce qui autorise une modélisation du massif en vue d'une comparaison avec les données de terrain.

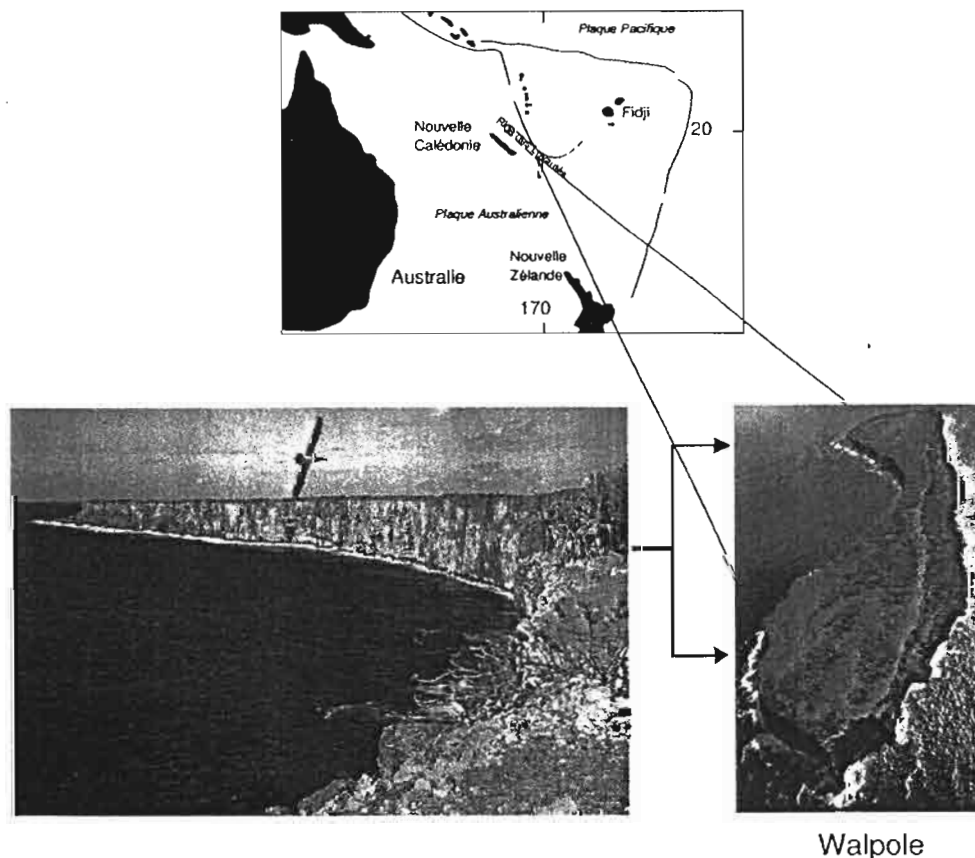


Figure 1. L'île Walpole : situation, vue aérienne et détail de sa falaise sud-ouest.

Figure 1. Walpole Island: localisation, bird's eye view, and its southwestern cliff.

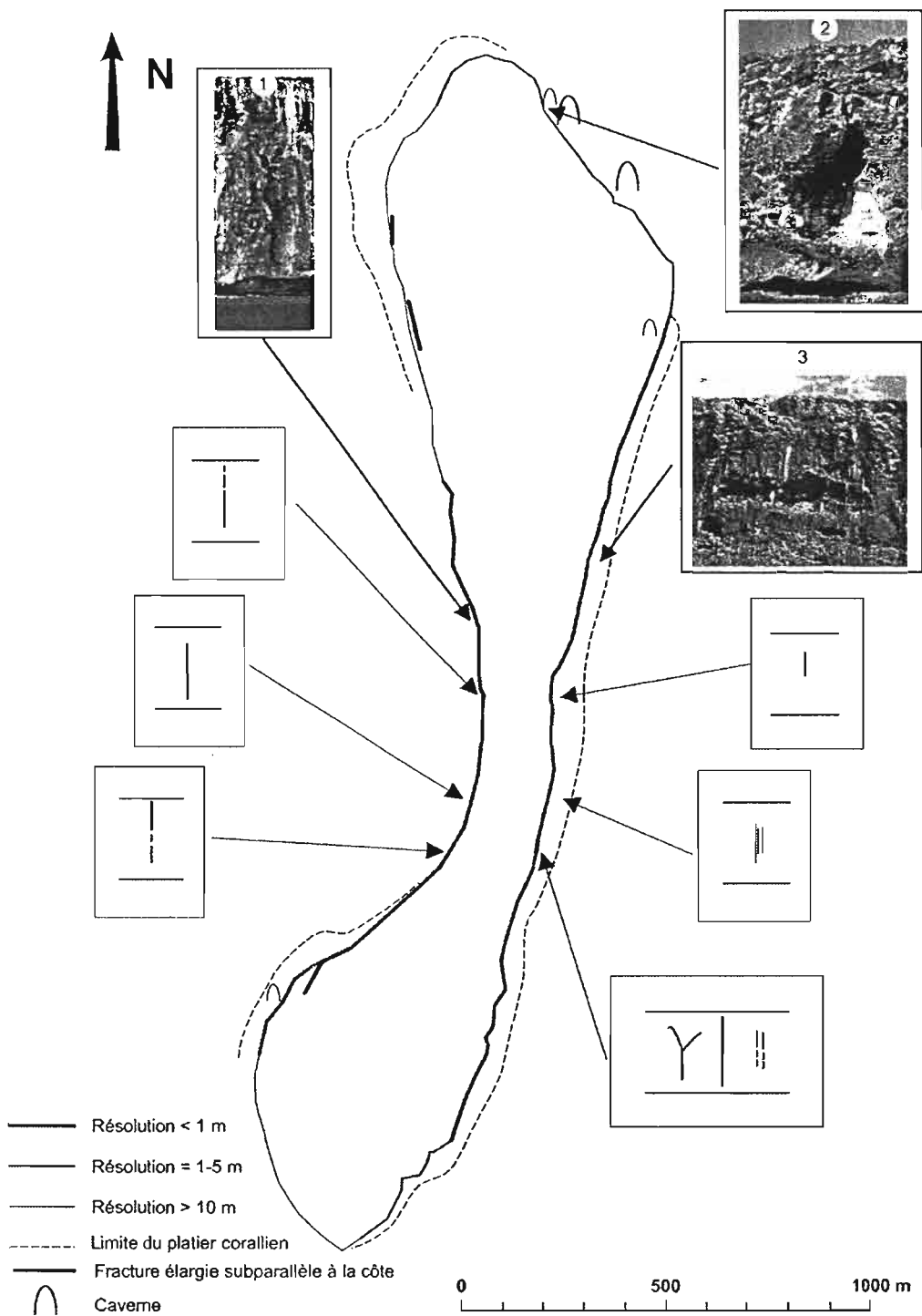


Figure 2. Carte de l'île Walpole. Le trait plein figure les falaises. Le trait pointillé figure la limite du platier corallien constituant la ligne de côte. L'épaisseur du trait donne une estimation du plus petit détail observable sur photo. Le symbole en U inversé indique une cavité décimétrique. Les photos 1, 2, et 3 montrent quelques figures typiques observées, ainsi que leur localisation; (1) fracture élargie subverticale, (2) caverne, (3) encoche marine à mi-hauteur de la falaise. On peut aussi noter l'encoche actuelle à la base des photos 1 et 2. Les vues non numérotées sont des schémas des traces des fractures les plus importantes relevées le long des falaises. Les deux traits horizontaux figurent le sommet et la base des falaises.

Figure 2. Map of Walpole Island. The thick solid line denotes vertical cliffs, while the dashed line is the boundary of the coral plateau, which defines the present coastline. The reversed U symbol represents a decametric cave. Images 1 to 3 show some examples of secondary porosity: (1) enlarged vertical joint, (2) cave, (3) marine notch halfway up the cliff. Note also the present notch at the bottom of images 1 and 2. The unnumbered sketches represent the shape and size of the most significant enlarged fractures along the central part of the island.

La réunion de toutes ces conditions nous a amenés à organiser une campagne d'exploration des falaises de l'île. L'îlot étant inhabité, loin de toute route maritime et accessible uniquement par hélicoptère, c'est à l'occasion d'une des missions de présence sur l'îlot réalisées par les forces armées de Nouvelle-Calédonie que cette campagne d'exploration a pu être organisée en avril 1999, ce qui correspond à la fin de la période des pluies. Cette première campagne de trois jours a consisté principalement en une description morphologique de l'état actuel de l'atoll et en prises de vues photographiques effectuées à pied, en hélicoptère et depuis le bateau ancré à proximité. Dans un premier temps, les diverses formes de porosité observées sur Walpole sont décrites, ainsi que leur répartition le long de l'île. Une comparaison est ensuite esquissée avec des résultats numériques qui concernent l'instabilité d'infiltration se produisant par injection d'un fluide dans une matrice poreuse soluble.

2. Description de la porosité observée

La porosité secondaire observée sur le terrain et d'après photographies peut être répartie en plusieurs catégories.

Des cavités de forme arrondie de taille centimétrique à métrique coexistent sur un même affleurement. Ce type de porosité est à rapprocher de celles que forment les Tafoni ou les dissolutions en nid d'abeille [7, 9, 10], dont le développement est associé à des cycles d'humidification et de dessiccation de la roche en ambiance saline. Comme aucune structure poreuse bien connectée sur des longueurs importantes n'est créée par ce type de mécanisme, il n'a que peu d'influence sur les propriétés de drainage à l'échelle de Walpole. Les structures d'érosion correspondantes ne sont donc pas traitées dans la présente étude.

Des encoches horizontales sur les falaises marquent des paléoniveaux marins (image 3 de la *figure 2*). Ces encoches se sont formées par l'érosion mécanique et chimique de la roche calcaire, un processus bien décrit par Pirazzoli [5]. Ce phénomène se produit lorsque le niveau marin est stationnaire, en particulier lors d'un bas niveau ou d'un haut niveau marin. Les variations eustatiques du niveau marin au cours du Quaternaire sont d'amplitude 150 m environ lors des grands cycles de glaciation et de déglaciation, pour une constante de temps de l'ordre de 100 000 ans [1, 6]. Les baisses et remontées du niveau marin constituent donc un forçage beaucoup plus rapide que le soulèvement tectonique de Walpole, de l'ordre du dixième de millimètre par an. On doit, par conséquent, s'attendre à une karstification polyphasée régie par les variations eustatiques du niveau des mers. Les encoches marines ne sont pas des structures de karstification, mais, comme elles constituent la trace d'un

ancien niveau marin stationnaire, elles marquent un niveau basal du karst à une période donnée, niveau auquel on peut s'attendre à trouver des sorties d'eau douce. La surface de ces encoches a été particulièrement travaillée par les eaux et présente de nombreuses cavités de dissolution, systématiquement occluses. On peut cependant noter qu'en de rares endroits, l'encoche est élargie jusqu'à former une caverne de dimension plurimétrique, dont la base est horizontale et le toit en forme de voûte plus ou moins aplatie. Les observations faites directement sur l'affleurement et postérieurement sur photos indiquent que ces cavernes ne sont pas associées à une plus grande densité de diaclases. Sur la côte nord, par exemple, on peut observer deux de ces cavernes entaillant la falaise sur le tiers de sa hauteur et se terminant au niveau actuel de la mer. Sur la même falaise, une caverne similaire débouche à peu près à mi-hauteur de la falaise (image 2 de la *figure 2*). Elle a été explorée en 1993 par un groupe de spéléologues amateurs, qui a constaté qu'elle se terminait par un boyau s'étendant sur plusieurs dizaines de mètres vers l'intérieur de l'île. Il est à noter que, malgré l'exploration systématique de toutes les cavités accessibles en rappel du haut des falaises par ce groupe ainsi que par Sand [8], ce boyau a été le seul répertorié.

La fissuration est omniprésente dans l'île. À l'affleurement, nous avons toujours noté au moins une famille de diaclases subverticales et parallèles à la côte. Cependant, aucune faille n'a pu être relevée. On peut donc supposer que, même si l'atoll n'a jamais été soumis à une déformation importante, sa remontée sur le bombement avant-subduction, dans une zone où le plan de Benioff est de géométrie complexe, a pu s'accompagner de petites courbures de la lithosphère et provoquer des diaclases au sein du récif sommital. De plus, le séisme de mai 1995, de magnitude 7,5 et localisé à une vingtaine de kilomètres au sud-est de Walpole, indique un régime de contraintes régional capable de fracturer la croûte superficielle. Le relevé systématique des directions et des densités de diaclases, nécessaire à la fois pour la compréhension du développement du karst et de la tectonique verticale, a été remis à une prochaine mission. Certaines de ces fissures ont été agrandies par dissolution et peuvent être d'ouverture métrique. Leur relevé est présenté sur la *figure 2*, avec indication schématique de leur forme et de la portion de hauteur totale de la falaise qu'elles affectent. Bien qu'aucune d'entre elles n'ait été visitée, on peut supposer qu'elles sont fortement obliques sur la ligne de côte, voire qu'elles lui sont subperpendiculaires. Par contre, les fissures subparallèles à la côte sont difficilement observables sur les falaises. Nous avons cependant noté, sur les photographies, trois exemples où ces fissures étaient fortement élargies, jusqu'à une largeur décimétrique (image 1

de la *figure 2*). L'une d'entre elles a pu être visitée, puisqu'elle constitue le seul chemin de descente praticable à pied vers la mer ; elle présente des traces évidentes de circulation d'eau rapide (chute ou rivière).

Des sorties d'eau à flanc de falaise se manifestent fréquemment par des traces noirâtres et des dépôts calcaires comme des draperies ou des colonnettes. À chaque fois qu'un examen direct de ces figures était possible, nous avons constaté que ces dernières s'ancrent sur une fissure d'ouverture typique millimétrique et assez similaire aux diaclases observées à l'affleurement. Tout ceci suggère des écoulements lents dans ces fissures étroites, qui laissent le temps à l'eau de se charger en carbonates. Par conséquent, nous considérerons que ces fissures non élargies ne participent pas au réseau de drainage rapide de l'île que constitue le karst.

3. Répartition des diverses formes de porosité le long de l'île

Les caractéristiques majeures de la distribution de la macroporosité secondaire le long de l'île sont portées sur la *figure 2*.

La caractéristique la plus frappante est que les structures de grande extension (cavernes et fractures très élargies) se développent préférentiellement dans la partie nord de l'île, moins souvent dans sa moitié sud, et sont absentes dans sa partie centrale. En revanche, les fractures d'ouverture métrique agrandies par la circulation d'eau ne sont observées que dans le cordon central de l'île. Ceci suggère que l'organisation du système hydrologique varie avec la largeur de l'île, et donc avec la longueur des chenaux susceptibles de se créer par dissolution pour assurer son drainage. Nous montrons dans le paragraphe suivant que cette interprétation est cohérente avec le mécanisme de focalisation hydrodynamique de l'écoulement dans les zones de plus forte perméabilité, qui est à l'origine du développement de chenaux de dissolution par injection d'un fluide agressif dans un milieu poreux.

4. Comparaison avec les résultats d'expériences d'infiltration

Les observations rapportées dans les paragraphes précédents nous suggèrent une analogie avec les résultats de modélisations numériques de Ormond et Ortoleva [4] concernant l'infiltration d'un acide fort dans une carotte de calcaire poreux (*figure 3*). L'instabilité d'infiltration naît de la focalisation d'un fluide dans les zones de meilleure perméabilité. Une zone dissoute à l'intérieur d'un calcaire poreux drainera davantage de fluide corrosif que le milieu environnant et

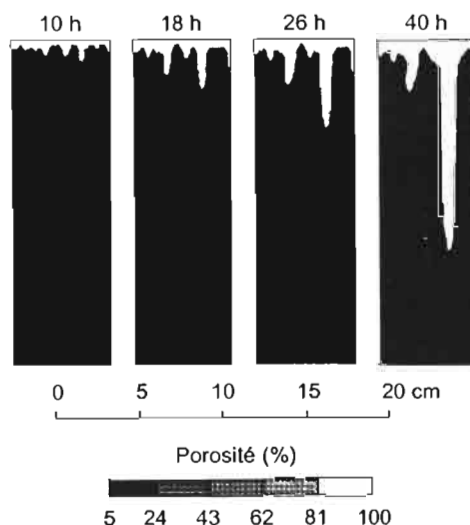


Figure 3. Expérience numérique d'infiltration dans une carotte de calcaire de 20 × 6 cm. La grille de modélisation contient 200 × 100 points, dont la perméabilité initiale a été tirée au hasard entre 1 et 100. Durant les 20 premières heures, plusieurs doigts de dissolution se développent simultanément, tandis qu'à la fin de l'expérience, un seul chenal capturant tout le fluide réactif se développe.

Figure 3. Numerical experiment of infiltration inside a 20 × 6 cm limestone slice. The initial permeability of the 100 × 200 grid is randomly distributed between 1 and 100. During the first 20 h, several dissolution fingers are growing, while only one channel develops at the end of the experiment, capturing the whole reactive fluid.

sera donc l'objet d'une dissolution préférentielle. Il en résulte le développement de chenaux allongés, dits en doigts de gant. Or, les lois de l'hydrodynamique font qu'un chenal est capable de capturer le fluide sur une distance de l'ordre de grandeur de sa longueur. Il en résulte que, si au cours des premiers stades de développement de l'instabilité plusieurs doigts de dissolution se développent simultanément (au bout de 10 h dans la *figure 3*), au fur et à mesure que leur longueur augmente, ces doigts entrent en concurrence pour la capture du fluide. À partir de ce moment, la croissance de certains doigts est arrêtée, de façon à ce que les aires de capture de deux doigts en croissance simultanée ne se chevauchent pas (à partir de 26 h sur la *figure 3*).

Les modélisations présentées diffèrent du cas de Walpole sur plusieurs aspects :

- les dimensions de la carotte, encore que Ormond et Ortoleva [4] montrent que les nombres sans dimension caractéristiques du système (nombres de Péclet et de Damkohler) sont proches de celui d'un karst ;
- les conditions aux limites, puisque le fluide peut suinter le long des falaises de Walpole, alors les parois latérales de la carotte sont imperméables ; dans le même ordre d'idées, l'applicabilité d'une modélisation bidimensionnelle est discutable ;

- les variations de perméabilité initiales sont supposées aléatoires dans Ormond et Ortoleva [4], alors qu'elles sont organisées au moins pour les diaclases à Walpole ; de plus, le maillage des simulations (200×100) n'autorise pas la description d'échelles sub-métriques ;
- enfin, l'écoulement se produit à Walpole largement dans le domaine non saturé.

En revanche, le phénomène de capture hydrodynamique du fluide dans les zones les plus perméables et son influence sur la structuration de l'instabilité d'infiltration nous semble devoir persister, indépendamment de toutes les imperfections des modèles soulevées précédemment. Pourvu que la perméabilité de l'île ne soit pas trop anisotrope, un chenal de dissolution de longueur L devrait drainer le fluide sur une distance L et inhiber le développement d'un autre chenal sur une distance inférieure. Ceci est à rapprocher des observations effectuées à Walpole. Dans les parties étroites de l'île, les chenaux se développant en direction des falaises sont nécessairement courts ; ils rentrent donc peu en concurrence pour la capture du fluide, et beaucoup peuvent se développer simultanément, comme cela est attesté par les nombreuses ouvertures observées le long des falaises. Au contraire, quand l'île est large, les chenaux sont plus longs et moins nombreux.

5. Conclusions et perspectives

Le résultat essentiel de notre exploration préliminaire de l'îlot corallien de Walpole est la relation entre le drainage de l'île et sa largeur. Quand l'île est étroite,

nous observons de nombreux chenaux étroits débouchant le long des falaises, alors que, dans les parties larges, l'écoulement des eaux semble focalisé sur un nombre réduit d'ouvertures. Cette observation peut être mise en relation avec le mécanisme de focalisation dans les zones de bonne perméabilité, mécanisme à l'origine de l'instabilité d'infiltration survenant par injection de fluide agressif dans un milieu poreux. Ce point doit être confirmé et précisé par des observations plus systématiques et à meilleure résolution des falaises bordant Walpole, ainsi que par des modélisations plus adaptées que celles présentées ici.

Par ailleurs, bien que notre passage à Walpole ait eu lieu à la fin de la saison humide, nous n'avons trouvé aucune source d'eau douce, que ce soit à la base des falaises ou à l'intérieur de gouffres. Cette observation rejoint celles effectuées lors d'explorations plus systématiques par le groupe de spéléologues ayant parcouru l'ensemble de l'île en 1993 et par Sand en 1995 [8]. Ceci confirme que le transfert des fluides à l'intérieur de l'île est rapide, et donc que la karstification est avancée.

Il faut également noter qu'aucun gouffre n'arrive en surface sur le plateau, de même qu'aucun boyau accessible en spéléologie n'a pu être trouvé, bien que l'un et l'autre soient communément observés dans les atolls soulevés voisins de Maré et Lifou. Mais les dimensions de ces deux îles sont d'environ 50 km, ce qui autorise la présence d'une lentille d'eau douce permanente, qui pourrait être indispensable au développement de grandes cavités souterraines. Ceci mériterait des études comparées entre les différentes îles des Loyautés.

Remerciements. Nous tenons à remercier le Commandant du *Batral Jacques Cartier* et son équipage pour la qualité de leur accueil, ainsi que les pilotes d'hélicoptère de l'Etom 52 pour leur disponibilité lors de cette mission. Nous remercions aussi Jean Broudisou pour les discussions sur l'exploration de l'île qu'il a effectuée en 1993.

Références

[1] Bard E., Jouannic C., Hamelin B., Pirazzoli P., Arnold M., Faure G., Sumosusastro P., Syaefudin X., Pleistocene sea levels and tectonic uplift based on dating of corals from Sumba Island, Indonesia, *Geophys. Res. Lett.* 23 (1996) 1473–1476.

[2] Baudron J.-C., Guillon J.-H., Récy J., Géochronologie par la méthode K/Ar du substrat volcanique de l'île de Maré, archipel de Loyauté (Sud-Ouest Pacifique), *Bull. BRGM, Ser. 2 IV* (1976) 165–175.

[3] Dubois J., Launay J., Récy J., Uplift movements in New Caledonia-Loyalty Islands area and their plate tectonic interpretation, *Tectonophysics* 24 (1974) 133–150.

[4] Ormond A., Ortoleva P., Numerical modeling of reaction-induced cavities in a porous rock, *J. Geophys. Res.* 105 (2000) 16737–16747.

[5] Pirazzoli P.A., Marine notches, in: Van de Plasse (Ed.), *Sea-level research: a manual for the collection and evaluation of data*, Geobooks, Norwich, 1986, pp. 361–400.

[6] Pirazzoli P.A., Global sea-level changes and their measurement, *Glob. Planet. Changes* 8 (1993) 135–148.

[7] Rodriguez-Navarro C., Doehne E., Sebastian E., Origin of Honeycomb weathering: the role of salt and wind, *Geol. Soc. Am. Bull.* 111 (1999) 1250–1255.

[8] Sand C., Données archéologiques préliminaires sur l'îlot Walpole, rapport de mission 26–29 juin 1995, département Archéologie, Service des musées et du patrimoine de Nouvelle-Calédonie, 1995.

[9] Skinner B.J., Porter S.C., *The Dynamic Earth*, John Wiley and Sons, New York, 1989, 541 p.

[10] Trenhaile A.S., *The geomorphology of rock coasts*, Clarendon Press, Oxford, 1987, 384 p.

APPENDICE V

Temperature as a marker for karstic waters hydrodynamics

Inferences from 1 year recording at La Péreyre cave (Ariège, France)

Pierre Genthon*, Paléotropique, IRD, Nouméa, Nouvelle Calédonie.

Arnaud Bataille, Dynamique Terrestre et Planétaire, Obs. Midi Pyrénées, Toulouse, France

André Fromant, Groupe de Recherches Souterraines, Yssingeaux, France

Dominique D'Hulst, Moulis Laboratory, Moulis, France.

Francois Bourges Géologie Environnement Conseil, St Girons, France.

Abstract

This paper aims to constrain the hydrodynamic and thermic regime of a karstic system by comparing temperature data gathered in an underwater cave with rain and piezometry. Although rainy events are generally associated with prominent temperature anomalies, rain and temperature are seen to be poorly correlated. Piezometry and rain, however, are correlated, with a maximum inflow occurring 2h 30 after rain. Spectral analysis of the data set yields two peaks in the range 1/2 hours-10 days, the first one near 3 days, and a broader one near 1 day present only on the temperature signal. Three inferences arise from comparison of temperature data during selected time periods. The water reservoir is submitted to active natural thermal convection ; this is indicated by (i) the downward propagation without amplitude or phase change of a daily temperature signal present with a larger amplitude in the air temperature of the cave (ii) the inverse temperature stratification observed at the end of summer 2002 that is a transient feature also observed in convection models of inclined enclosures. Also, water seems circulate from the surface to the cave partly through large pipes ; this is indicated by the sign and amplitude of thermal changes induced by rain that are

controlled by the difference between outside air and cave temperatures. Finally it is proposed that meteoric water could mainly be supplied at the base of the cave as indicated by the larger amplitude of the temperature changes on deeper sensors. We propose therefore that the water temperature signal could be considered as a natural tracer that can help to understand rain infiltration mechanisms in the vadose zone. We emphasize that these results rely on the 0.01°C precision of our data and could not have been obtained with a more usual 0.1°C precision

Keywords : temperature, karst, cave, tracer, natural convection

* Corresponding author : IRD BP A5 98848 Noumea CEDEX, New Caledonia,
Email : pierre.genthon@noumea.ird.nc

Introduction

It is known that the drainage of karstic regions occurs mainly through a network of underground channels generated by dissolution of limestone by meteoric waters acidified during their interaction with soils (e.g. White, 1988). So water management in these regions requires a better knowledge of porosity distribution and of its hydraulic organization. This porosity include a number of decametric-size caves and sinkholes extending to a depth of a several hundred meters. Upward migration of these caves occurs mainly through roof collapse but this phenomenon is unlikely to operate in the saturated part of the cave. The importance of dissolution in the saturated zone and its influence on cave development is still to be assessed. Tracers such as Carbonates, Magnesium, ^{13}C and ^{18}O sampled at water outlets (Bakalowicz et al., 1973 ; Deines and Langmuir, 1973 ; Bishop and Loyd, 1990; Emblanch et al., 1999 ; Lee and Krothe, 2001) provide information on the origin and bio-geochemical interaction of waters flowing through a karstic system but these parameters can hardly be monitored continuously. On the other hand, temperature can be continuously measured with an accuracy of 0.01°C and has been proved to be efficient to constrain the air circulation pattern in karstic caves (Magin and D'Hulst, 1996). Moreover due to its low diffusivity, it can be considered as a tracer sensitive to the origin of water supplies. Finally, water temperature changes induce density changes that may be a source of flow inside caves through convective motion. For these reasons, we implemented since Mars 2002 a continuous monitoring of temperature in the recognized part of the La Péreyre cave (Central Pyrenées, France) belonging to the Baget karstic drainage system.

The Baget drainage system and the La Péreyre cave

The 13 km² Baget watershed, belongs to the carbonated belt bordering to the North the French Pyrenees (Fig1). It consists of a 1km thick sheet of Jurassic to Cretaceous metamorphic limestones dipping 45° to 75° southwards under slatty flysch to the South and bordered to the North by Jurassic and Plaeozoic metamorphic dolomite and flysh. It has been widely studied since 30 years by the French group managed by Mangin (Mangin, 1975, Labat et al., 2002) and its hydrologic behavior has been defined by hydrograms, tracer experiments and by discharge and temperature measurements at the different outlets. Two cave systems have been recognized on both sides of the Baget valley. They have both a large vertical extension running well below the phreatic level that corresponds roughly to the non permanent Baget river flowing at the axis of the valley. This points to a mechanism of development of these caves that should be different of the mere flow of meteoric water toward the Baget river. The Pereyre cave system has been used for a high flow rate pumping experiment in 1991 that proved -through water level changes with time- that this cave was directly connected to a larger system including at least four similar caves (Mangin, pers. com. 1999). Figure 2 is a vertical section of the cave projected on its main extension direction running E-W. The entrance consists mainly in a collapse sinkhole, as shown by the debris cone at the base of the cave. By contrast, the deeper part of the cave consists in a series of rooms over a total length of around 200 m deepening eastwards (upstream) with a slope of 30°. It is intersected by a number of crack zones and by two channels. The first one originates at a depth of -52m below the cave entrance, corresponding to a 508 m altitude which is also that of the neighboring Baget valley. It runs roughly NE in the direction of the valley and it is subject to a flow during flood event, that was able to prevent the diver of our team to penetrate the deeper part of the cave. This leads us to assume that it acts as an overflow pipe of the cave. The second channel originates at a depth of -91m below the entrance, presents a keyhole shape, seems to continue upwards but has never been explored. The explored cave ends at -114m and is clogged by sediments

deriving from the neighbor flysch. The ripple marks observed on this sediments indicate that they may be subject to strong flows. All this indicates that the water supply of the cave may arise from various levels. The temperature sensor network has been therefore spread on the whole cave depth.

Description of the temperature sensor network

The sensors consist in platinum (PT100) resistors that are measured by a SA 70 AOIP data logger, with some comparisons with a SA 32 AOIP data logger. This device has been used for a long while by the Moulis Laboratory. It produces an absolute accuracy of 0.3°C. However calibration of the sensors against one of them chosen as a reference results in a relative accuracy better than 0.01°C. Seven sensors (termed C1-C7) have been placed at distance from the wall of a few mm to 1cm along the whole cave length. The depth of each sensor is precisely known by monitoring the diving parameters. However, large uncertainty in their position may arise due to the poor definition of the cavity shape and due the cloudiness of the water induced by thin sediment particles. Additional uncertainty arises from the projection on the EW vertical plane on figure 2. C1 is located just below the lowest water level, while C7 is at the deepest level of the cave. One additional sensor (C8) has been placed at a depth of 3cm inside the wall, 1m above C1. Temperature data have been recorded at a time step of ¼ hours. Attempts to reduce the time step down to 30s during some flood events did not improve the contents of the signal. The piezometry of the cave is monitored at the same time step using a Paratronic MPX sensor, and meteorological superficial parameters are recorded at the Balagué village 5km apart from the cave.

Results

Temperature has been recorded since March 2002, piezometry since June 2002, and meteorological parameters are continuously recorded by the Moulis Laboratory since several years. Monitoring is still going on, but data up to April 2003 only are discussed here. The main trouble in monitoring occurred due to electrical perturbations during summer storms that produced a signal anomaly lasting for day to weeks after the storm. The sensor C1 was destroyed during one of these storms. It results that summer data need some further calibration and cannot be displayed here.

On the other hand from March 2002 to September 2002, an anomaly of the data logger produced a perturbation of the thermal signal at each data offload, with an amplitude of $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ decreasing exponentially over approximately six hours. So data from spring 2002 will be used for visual comparison, but will be excluded of numerical processing. Finally the rain gauge was clogged twice during our experiment leading us to exclude two periods of one month of our rain data.

Figure 3 depicts the temperature changes from September 02 to April 2003 of sensor C2, and C6, located at depths 12m and 50m below the drought water level. Other sensors bring only little additional information. C3 and C4 are offset by $+0.015^{\circ}\text{C}$ and by -0.37°C relatively to C2. C1 was offset by -0.03°C relatively to C2 until it was destroyed during summer 2002. C5 was parallel to C2, with an offset of -1.73°C , except during a large flood at the end of March 2002. The case of this sensor will be discussed further. Finally C7 is parallel to C6 with an offset of -0.04°C . It should be noted however that the deepest sensors C6 and C7 present large differences with the 'superficial' sensor group C1-C4 so that a special section will be devoted to the comparison of both sensor groups.

We present first a preliminary signal analysis approach to detect the characteristics of the transfer of the rain signal on the cave temperature.

To begin with a correlation analysis, five rainy events lasting from 3.75 days to 15 days have been selected (see figure 3) avoiding the month of December where the rain gauge was clogged. For each event a correlation was computed between rain and each observation. The best correlation is obtained with the piezometry first time derivative (figure 4a). It results that the maximum inflow rate is obtained after a main delay of 2h30 after rain. This imply a fast transport of meteoric water through the unsaturated zone to the Péreyre cave. Correlation tends to negative values during the two following days. That could correspond to water lowering during the end of a rainy period. The secondary maximum observed near 3-4 days is not obviously related to the Baget system since the autocorrelation function of our rain data presents also maxima for delays of a few days.

Neither C2 nor C6 exhibit a significant correlation with piezometry, rain (figure 4b and 4c) or the product of rain times the external air temperature. It can be seen on figure 2 that each rainy period results in an oscillatory temperature so that the correlation with rain is low. The conclusion of this correlation analysis is that temperature cannot be considered in any way as an image of the rain signal.

The oscillatory behavior of the temperature near flood events lead us to a fft-based time frequency analysis of this signal using a Gaussian moving window of half-width 10 days and an overlapping of 10 days between successive windows. The first window is centered on October 10 2002, the last one on March 19 2003. It can be seen in figure 5a that the temperature spectrum is deeply impacted by the presence of two Dirac or oscillatory peaks inside the same computational window, since according to signal processing theory they result to an oscillatory spectrum of period inversely proportional to the distance between both peaks.

Similarly, an offset of the signal results in a widening of the low frequency content of the spectrum, as a product of a gaussian decrease resulting from the windowing and a linear growth resulting from the step function present in the signal. These effects are a direct consequence of the Fourier analysis and could avoided by using an a wavelet analysis with an appropriate wavelet basis. This is planed when a larger continuous data set will be available. Although noisy, our spectra exhibit two clear peaks near a diurnal period and near 15 days, the last one representing low period components that can hardly be resolved with our 10 day half-width window. This lead us to compute cumulative spectra, averaged over the whole windows set (figure 5b) for each observable of our dataset (C2, C6, rain and piezometry). Each averaged spectrum exhibit a slight peak near 3 days, best defined for the firsts 3 months of our measurement period. Since this peak is also present in the rain signal, it is attributed to climatic parameters rather than to the behavior of the karstic system. Even after the averaging process, rain presents an oscillatory spectrum resulting from the shape of the data corresponding to isolated peaks rather than to a continuous curve. C2 and C6 spectra are very similar and exhibit a broad peek centered around 1.05 day. This peak results from the combination of smooth maxima at the beginning of the observation period and a sharp peak at the end of the period, that is clearly visible on the top spectrum of figure 5a. Since that peak is observed neither on the rain nor on the piezometry, we assume that it can be assigned to the short term behavior of the cave. So any reasonable mechanism for the cave thermal regime should produce near daily temperature oscillations. The case of the sharp daily period peak is discussed below.

Consequences of the daily oscillation during cold winter periods

Figures 6a and 6b depict the whole sensors set at the end of March 2002 and during March 2003, two dry periods where night temperatures were below 2°C while day temperatures were mild near 15°C. A similar weather occurs generally also in November, but this was unfortunately not the case in 2002. A linear temperature trend was removed from each sensor signal for easier comparison. One observes daily temperature oscillations with the same shape and phase on each sensor and with an amplitude around 0.01°C. Such an amplitude is near the usual detection limit of our device but we keep some confidence in the signal for the following reasons : firstly the sensor inserted in the rock 1m above C1 displays the same oscillations, but with an amplitude of 1°C. This sensor records mainly the air temperature variation, low pass filtered due to conduction through 3cm of rock, and thus with a cutoff frequency near 1000s, assuming a rock diffusivity of $10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}$. It seems likely that these air temperature variations propagate at least up to C1. It should be noted that the rock sensor is not displayed on figure 6b, since it was then below the water free surface and recorded temperature variations mostly identical to those of C2. The second reason is that calibration between two sensors was easily done with an accuracy better than 0.01°C. This proves that the measurement noise is below 0.01°C C.

One can see on figure 6 that temperature minima occur slightly after the minima of outside air temperature, and that temperature oscillations seem to be triggered by outside air night temperatures below 2°C. The same type of oscillations has also been observed by our team in the air temperature of various cave systems and was always associated with low night and mild day temperatures. Attempts to find these oscillations by filtering in other places of our data set were unsuccessful maybe due to flood perturbation high amplitude components near the daily frequency. Thus we assume that the daily perturbations of the sensors could be due

to the downward propagation of cave air temperature perturbations. Then, the non-decreasing amplitude of the signal implies that the thermal regime of the cave water cannot be conductive and should be dominated by active convection, even outside flood events. These hypotheses shall be further assessed by comparison with other future dry and cold period and with other caves.

Comparison between 'deep' and 'superficial' sensor

The cave system was divided in an upper part, above the keyhole shaped channel and including sensor C2 to C4 and a deeper part including C6 and C7. This division corresponds also to qualitative observations of the divers from the morphology of the cave.

The temperature of the lower cave is higher by 0.3°C than that of its upper part at the end of summer 2002. This difference corresponds to the maximum absolute error given by the manufacturer for a single sensor. Since our sensors have been intercalibrated, they should exhibit a much lower relative difference and so the temperature difference of 0.3°C should be considered as significant. This temperature difference implies an anomaly in the vertical density distribution (since the lighter water is below the denser one) that can only be sustained by an active convection pattern, possibly involving two convection cell thermally connected by a conductive boundary layer (Lee and Kropela, 1983 ; Sundrom and Kimura, 1996).

Moreover, one observes that the mean temperature change is higher for the deeper sensors : from around 10.3°C at the end of September 2002 to 9.6°C at the end of March 2003, while the mean temperature of superficial sensors is almost steady. Finally temperature changes during flood are of similar shape on both sensor series but of higher amplitude on the deeper ones. All this militates for a main meteoric water supply at the base of the cave.

Discussion of the flood signal

As seen previously, temperature oscillations at flood events cannot be merely an image of rain distribution, since those observations are poorly correlated. Although one single frequency cannot be identified in these oscillations, they involve frequencies ranging from one cycle per hour to one cycle per day. Four enlargement of figure 3 corresponding to four flood events are presented in figure 7. The first one corresponds to the end of the dry and hot summer season (mid-October), the second one to the coldest winter season (end of January), the third one to the end of winter (end of March) and the last one to the start of the warm season (beginning of June). Figure 7c covers a larger time span than the other ones in order describe the whole cold period. Rain, external temperature and piezometry are also displayed, when these data were available.

The first observation is that the sign of the thermal perturbation depends on the outside air temperature at the time of rain. It is clearly positive in June (outside temperature near 20°C), slightly positive in October, quite negative in January (below 0°C night temperature) and of opposite signs on C2 and C6 in March. It seems therefore that the outside air temperature or the temperature of the superficial level of soil have a large influence on that of water arriving in the Peyrere cave. That puts a lower limit on the size of the channels driving downward rain water. The thickness of water that could be conductively involved in 8 hours is around 7cm, assuming a thermal diffusivity of $1.6 \cdot 10^{-7} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ for water. Hence, water flowing only inside milimetric size cracks should be in thermal equilibrium with rock and so should not exhibit a yearly variation at a depth of 50 to 100m below the surface.

As also noted previously the temperature change of the deepest sensor exceeds systematically that of the superficial one. This points toward a main water supply by the bottom of the cave.

One observes also at the onset of water rise in the cave one or two temperature oscillations with an amplitude of several hundredth to several tenth of degrees. These oscillations could be explained by an ad hoc plumbing scheme for the cave water supply. However, it should also be noted that a cave in convective thermal steady state could present a transient oscillatory behavior in reaction to injection of a different temperature water.

Also, large negative temperature anomalies reaching 1°C in amplitude affect La Pereyre at the end of January (figure 7d). Since outside maximum daily air temperatures were around 0°C, precipitations occur at least partly as snow and were badly sampled by our rain gauge. Water entering the cave system should have a near 0°C temperature. One note also that temperature oscillation had a very low amplitude, which can be understood if the bottom of the cave is supplied with cold and dense water inducing therefore almost no convection motion. The raise of temperature at the end of the period is associated firstly to gradual temperature drop in the deeper sensor. The rise of both maximum and minimum daily temperatures above 0°C is associated to a steep negative anomaly on both superficial and deep sensors. Both phenomena could be associated to snow melt, for which the infiltration mechanism could be different of that of rain.

The case of C5 should be discussed separately. This sensor is situated just near the intersection of the cave system with the keyhole shaped channel (figure 3). It is generally parallel to C2 with an offset of 1.53°C and it presents the most noisy temperature signal. In March 2002, this sensor has been subject to a steep 1°C temperature drop about 6 hours after the main flood, and a gradual recovery over a few days. Moreover, it was observed during the calibration dive at mid-June 2002 that this sensor was inside a thermal front. This observation results both from the feeling of the diver and was recorded when the reference sensor was moved near C5 for calibration. This leads us to suspect that C5 could be located in a thermal

convective boundary layer that may be disrupted during some floods. However a longer data record is needed to conclude about this sensor.

General discussion

Daily temperature oscillations during cold periods seem to indicate an active convective state inside the water of the cave. This should have been expected, considering that the height of free water reaches at least 50m. Following the classical formula (see Turcotte and Schubert, 1982), the Rayleigh number of the water column exceeds 10^{14} for a 1°C temperature difference across the water column height. This 1°C difference could be achieved by a $20^{\circ}\text{C}/\text{km}$ conductive gradient inside the earth crust. Although conduction could not be the main mechanism of vertical heat transfer in a karstic system, it remain significant that a slight temperature difference or heat flux on a 50m high water filled cave will produce a huge Raileigh number. This is also true for any transverse thermal gradient. Since the critical Rayleigh number for the onset of convection is around 2000, one expects then that convection will transport heat fast enough to homogenize the temperature inside the water of the cave and between the water and the cave walls. Convection can therefore explain the very homogeneous temperature pattern observed inside the cave, mostly within a 0.5°C temperature range except for C5. C5 is continuously offset by more than 1°C from nearest sensors and that seem difficult to sustain in an active convection scheme. It results that the case of C5 and of its calibration must be carefully assessed in future experiments. Deeper sensors (C6 and C7) do not suffer from any calibration problem and exhibit temperature differences of around 0.3°C with the superficial sensors between the end of September 2002 and mid-December 2003 as well as a near -0.5°C difference during periods of 10 days during winter 2003. These differences are significant and the first positive one seems to imply an

instable density stratification of the cave. They can be however sustained inside a convective boundary layer or in a multiple cell convection pattern. So further investigations of convection scheme of this cave are required.

The second result arising from our data is the main basal water supply of the cave during flood, as shown by the larger amplitude of the temperature change recorded on deep sensor, whatever the sign of their temperature difference with the superficial sensors. So one can infer that La Peryere cave takes part to the present active karst system and is not only a remnant of paleokarst induced by a passed tectonic event or fluctuation of the base water level such as during the Messinian mediterranean crisis This could in addition indicate that the water cave supply could flow from the upstream drainage basin (reaching an altitude of around 1300m 3km westward of La Peyrere) rather than percolate from the area around La Pereyre. An order of magnitude of the flow rate arriving in the cave of $1\text{m}^3/\text{s}$ can be estimated from the observation of a maximum water level rise of 3m/h and an assumed shape of the cave consisting of a 30° tilted cylinder of diameter 5m. This flow rate is similar to the one transported by the superficial Baget river (Mangin, 1975).

The steep flood temperature signal at la Péreyre proves that rain water circulates partly through large pipes. This result is usual in karstic regions (e.g. Milanović, 1976) and has already been discussed by Mangin (1975) for the Baget case starting from flood hydrographs. The slow decrease of the temperature signal after floods (figure 3) seems to indicate that temperature is also sensitive to slower infiltration. This suggests that temperature measurements coupled with hydrological models could help to assess the different rain infiltration modes in karstic areas.

Concluding remarks

Water temperature might be an efficient tool for studying the hydrological regime of a karstic cave system, if high accuracy measurements are available. We emphasize that the 0.1°C accuracy provided by usual temperature sensors would have been insufficient to draw the conclusions of this paper. The whole sensor set was necessary to understand the cave behavior, but in the future systematic monitoring of the cave could probably be achieved with only two sensors : a superficial one and another at the bottom of the cave.

This survey is intended to continue over several years at La Péreyre. This should include micro injection of tracers at selected places inside the cave, and the use of a transverse sensor network capable of a better definition of the thermal convection regime. On the other hand we plan to compare our results with temperature changes in other cave systems or exploration wells characterized with different infiltration mechanisms for meteoric water.

Acknowledgements : This work would not have been possible without the active logistic and scientific support by the 'Laboratoire souterrain de Moulis' and its director Alain Mangin. We thank M. Rabinowicz for constructive discussions and J.E. Debroas for kindly providing its preliminary geological map of the Baget area. This work has been funded by CNRS-INSU (PNRH) and the Midi-Pyrénées Region.

References

- Bakalowicz, M., Blavoux, B., Mangin, A., 1973. Apports du traçage isotopique naturel à la connaissance du fonctionnement d'un système karstique. Teneurs en oxygène 18 de trois systèmes des Pyrénées, France, *J. Hydrol.*, 23, 141-158.
- Bishop, P. ,K., Lloyd, J. , W., 1990. Chemical and isotopic evidence for hydrogeochemical processes occurring in the Lincolnshire Limestone, *J. Hydrol.*, 121, 293-320.
- Deines, P., Langmuir, D., 1974., Stable carbon isotope ratios and the existence of a gas phase in the evolution of carbonate ground waters, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, 38, 1147-1164.
- Emblanc, C., Puig, J., M., Zuppi, G., M., Mudry, J., Blavoux, B., 1999. Comportement particulier lors des montées de crues des aquifères karstiques, mise en évidence d'une double fracturation et/ou de circulation profonde : Exemple de la Fontaine de Vaucluse, *Eclog. Geol. Helv.*, 92, 251-257.
- Mangin, A., 1975. Contribution à l'étude hydrodynamique des aquifère karstiques, Thesis, Univ. Dijon, 442 pp.
- Mangin, A., D'Hulst, D., 1996. Fréquentation des grottes touristiques et conservation. Méthode d'approche pour en étudier les effets et proposer une réglementation, International Symposium on Show Caves and Environmental Monitoring, Cueno, Italy, 137-167.
- Milanović, P., T., 1976.. Karst hydrogeology, Water Ressour. Publ., Littelton, Colo., 434pp.
- Labat, D., Mangin, A., Ababou, R., 2002. Rainfall-runoff relations for karstic springs : multifractal analyses, *J. of Hydrol.*, 256, 176-195.

- Lee, Y., Korpela, S., A., 1983. Multicellular natural convection in a vertical slot, *J. Fluid. Mech.*, 126, 91-121.
- Lee, E., S., Krothe, N., C., 2001., A four-component mixing model for water in a karst terrain in south-central Indiana, USA. Using solute concentration and stable isotopes as tracers, *Chem. Geol.*, 179, 129-143.
- Sundrom, L., Kimura, S., 1996. On laminar free convection in inclined rectangular enclosures, *J. Fluid. Mech.*, 313, 343-366.
- Turcotte, D., L., Schubert, G., 1982. *Geodynamics, application of continuum physics to geological problems*, J. Wiley and Sons, 450 pp.
- White, W., B., 1988. *Geomorphology and hydrology of karst terrains*, Oxford University Press, 464 pp.

Figure Captions

Fig. 1. Geological sketch of the La Péreyre region. A North-South cross-section near La Péreyre is also drawn (right)

Fig. 2. Simplified cross-section of La Péreyre cave projected on its main extension direction, nearly Est-West. The position of the sensors is approximate since only their depth is well-constrained. The permanent water level correspond to the lowest level observed during our one year campaign.

Fig. 3. Water temperature (top) piezometry (middle) in La Péreyre cave. C2 characterizes the upper part of the cave and C6 its deepest part. Temperatures are in °C.. The zero level corresponds to the pressure sensor position and is slightly below the lowest water level observed during droughts. The rain in the nearby village of Balagué (bottom) has been averaged on a ½ hour period. The numbers I-VI on the top of the bottom picture denote the rainy periods used for the correlation analysis.

Fig. 4. Correlation analysis of our dataset. Correlation of C2 (b) and C6 (c) with rain for the I-VI rainy events are low and do not present a stable pattern (each curve is labeled by the corresponding rainy event number). Correlation of rain and piezometry first derivative (a) is stable and has been averaged on the complete dataset for noise reduction. The first prominent peak is near 2h30.

Fig. 5. Spectral analysis of the dataset. (a) is an analysis of C2 on a moving 20 days wide gaussian window. The first window is centered on Oct. 10, 2002 (lowest curve), and the

last on Mar. 19, 2003 (upper one). Each curve has been normalized to insure a constant mean value. (b) is a cumulative spectrum (averaged on all windows) of rain C2, C6 and piezometry. The curves have been normalized by the amplitude of their first maximum. It is noteworthy that the near one day component is only seen on C2 and C6 and should therefore be specifically associated to thermal behavior of the cave system.

Fig. 6. Temperature daily oscillations during the cold period that occurred in March 2002 and at the end of March 2003. Vertical units are in °C. A linear trend has been removed from water temperature and each curve has been moved vertically for better legibility. Vertical lines correspond to the minimum of the outside air temperature.

Fig. 7. Water temperature(top), rain (left vertical scale) and outside air temperature (right vertical scale) (middle) during selected flood events. Piezometry is also displayed, when available (bottom). The C5 sensor follows generally C2, except for the first flood event (c).

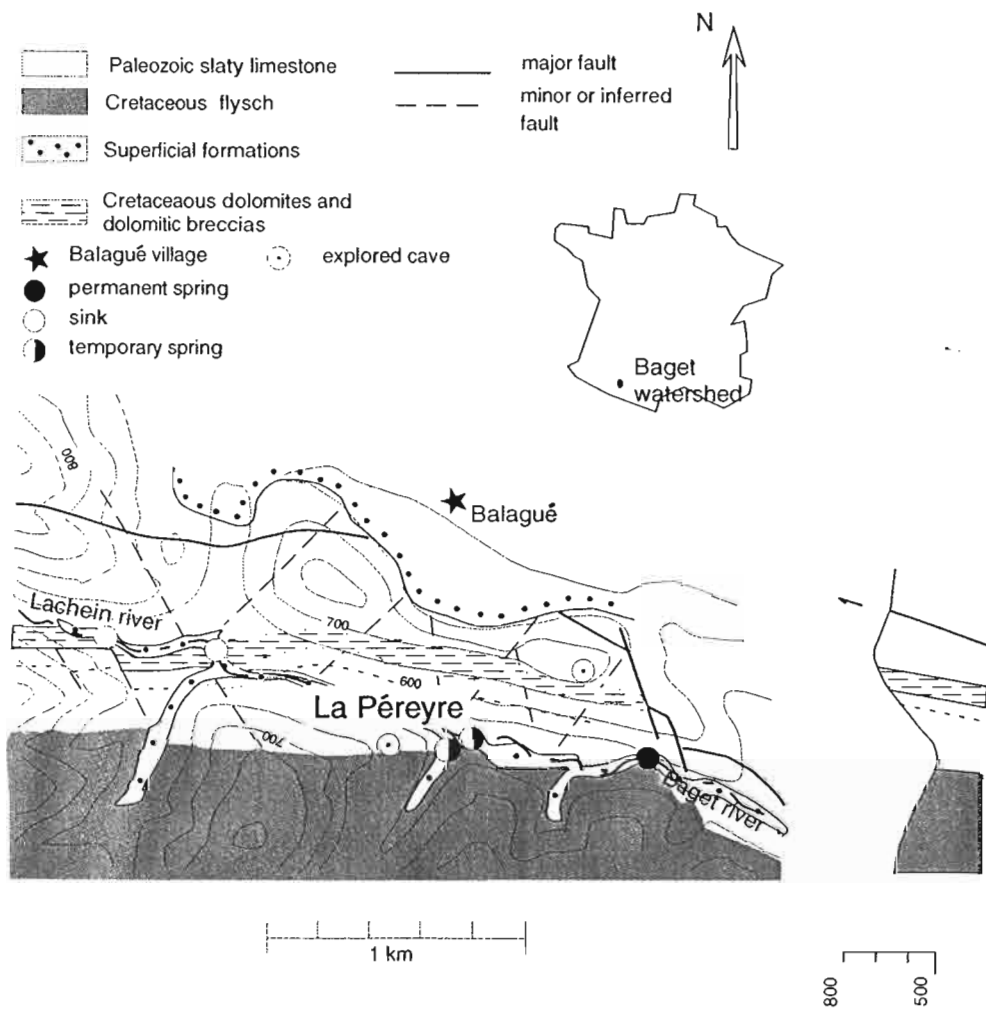


Figure 1

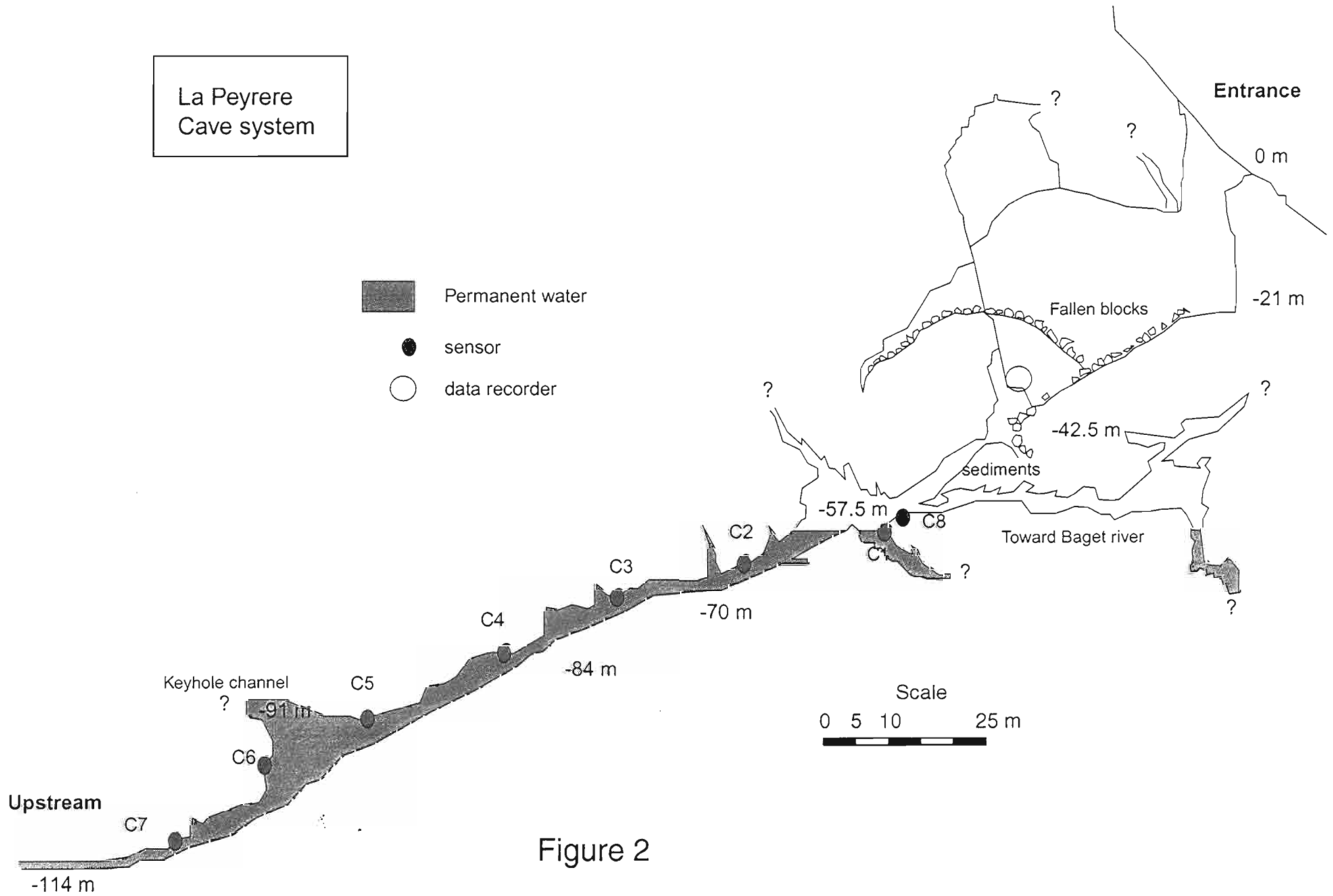
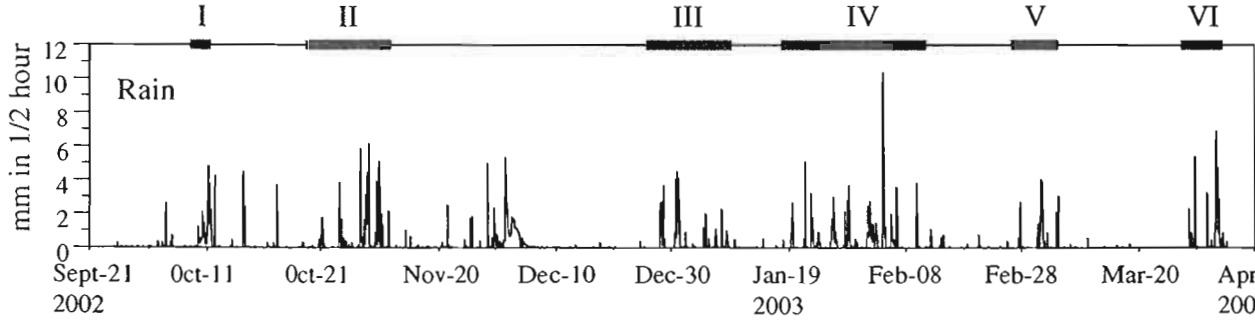
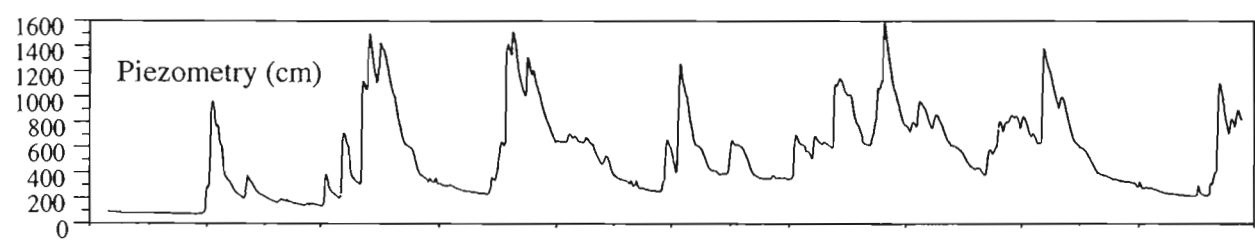
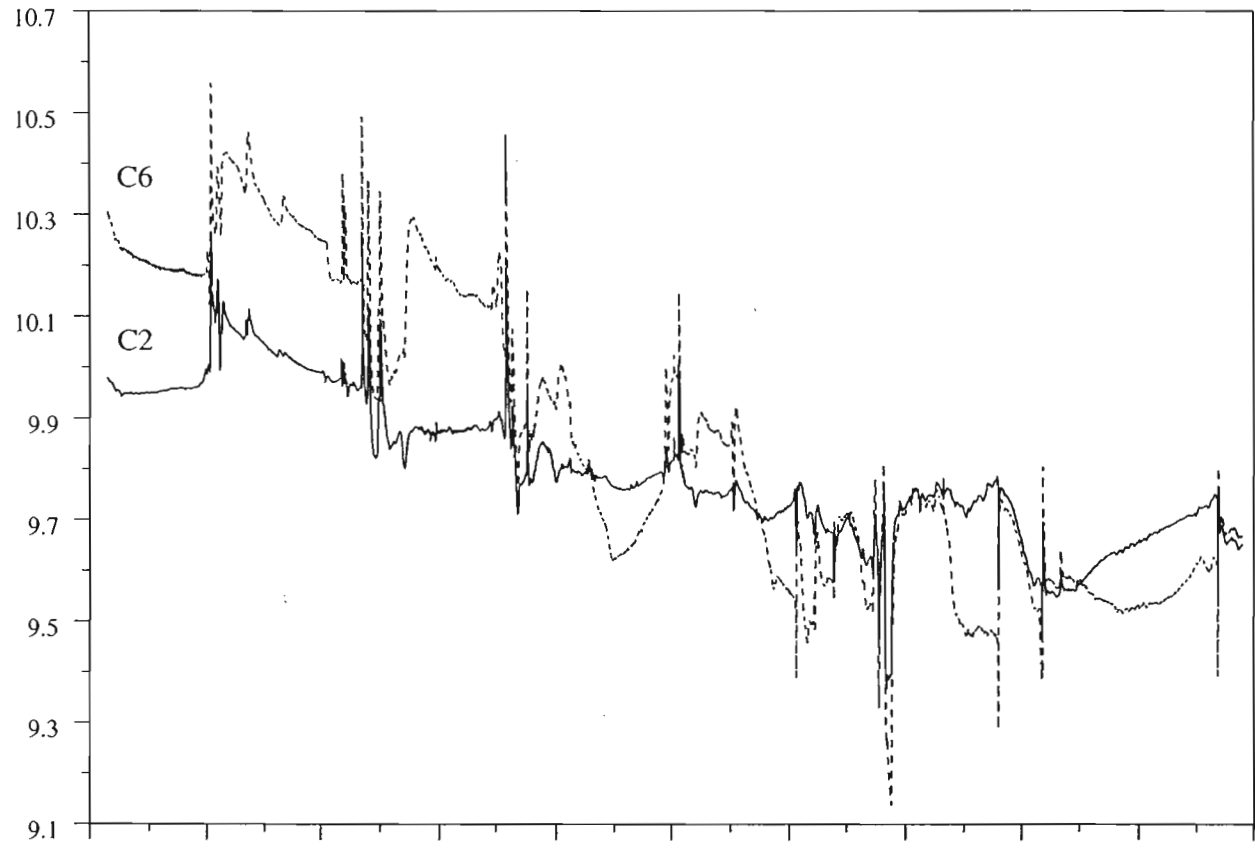


Figure 2



I II III IV V VI

Figure 3

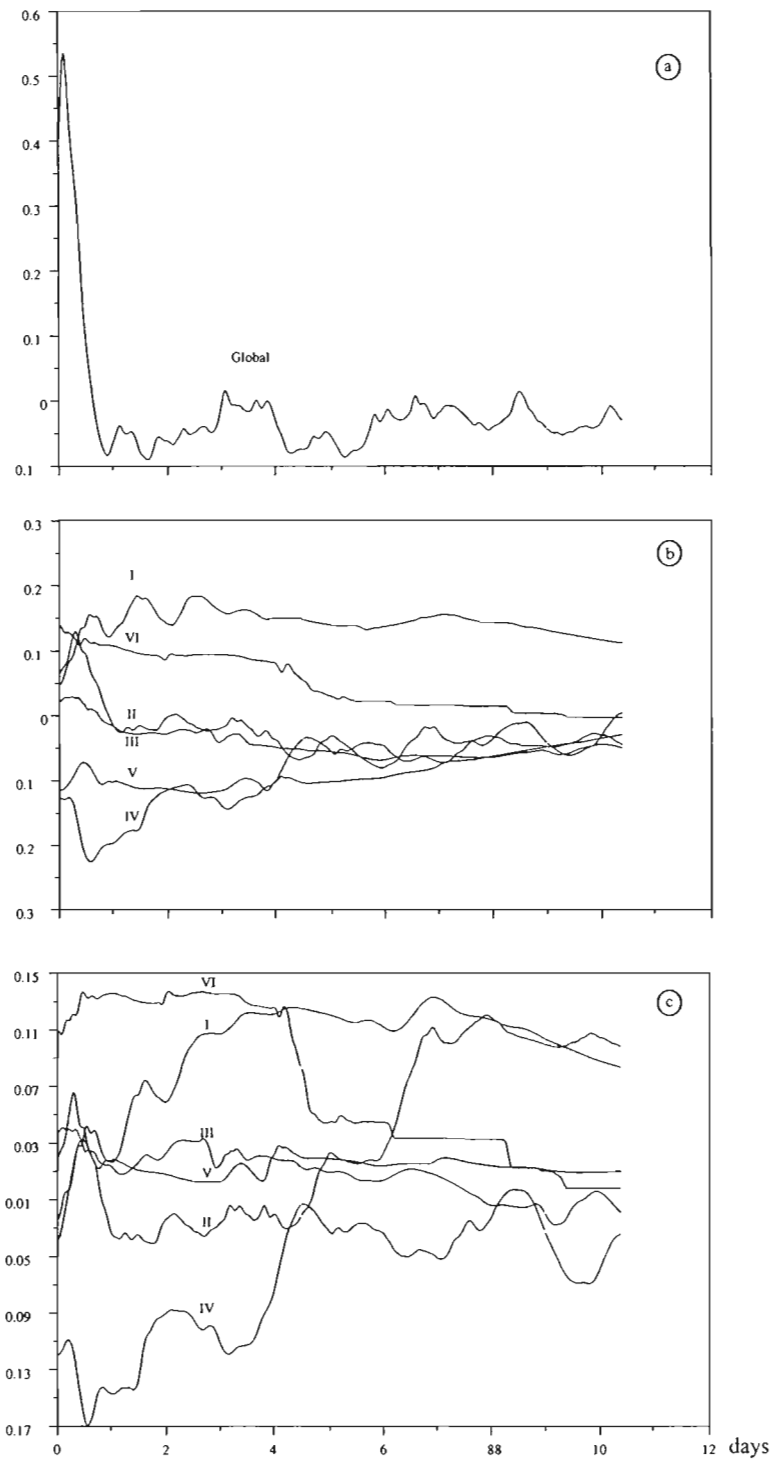


Figure 4

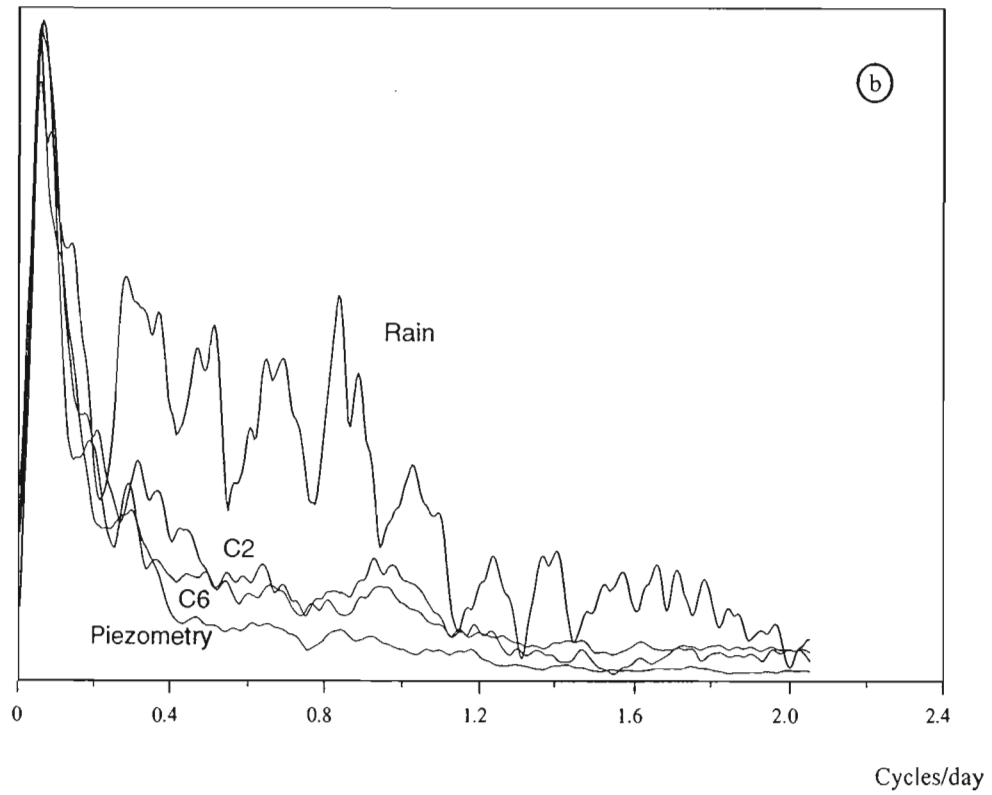
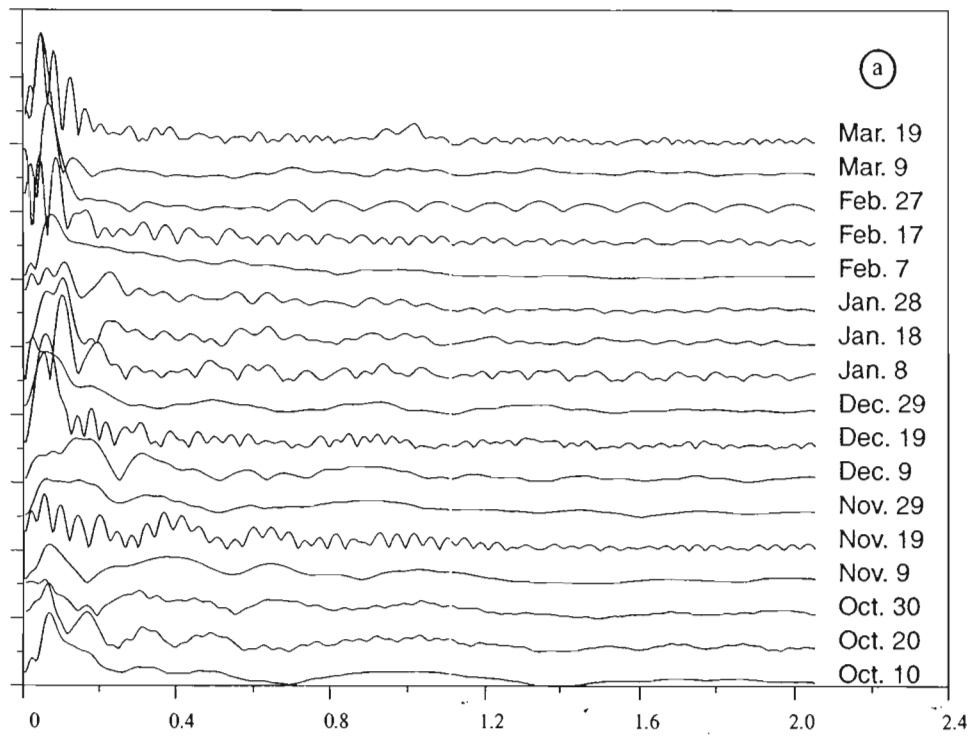


Figure 5

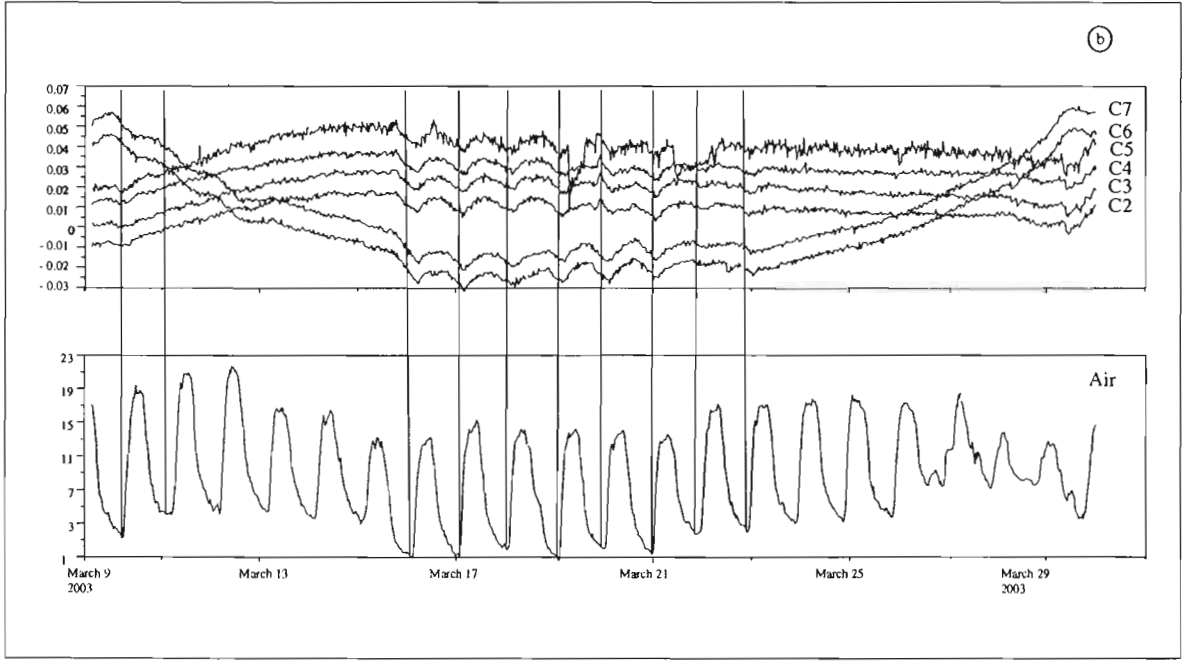
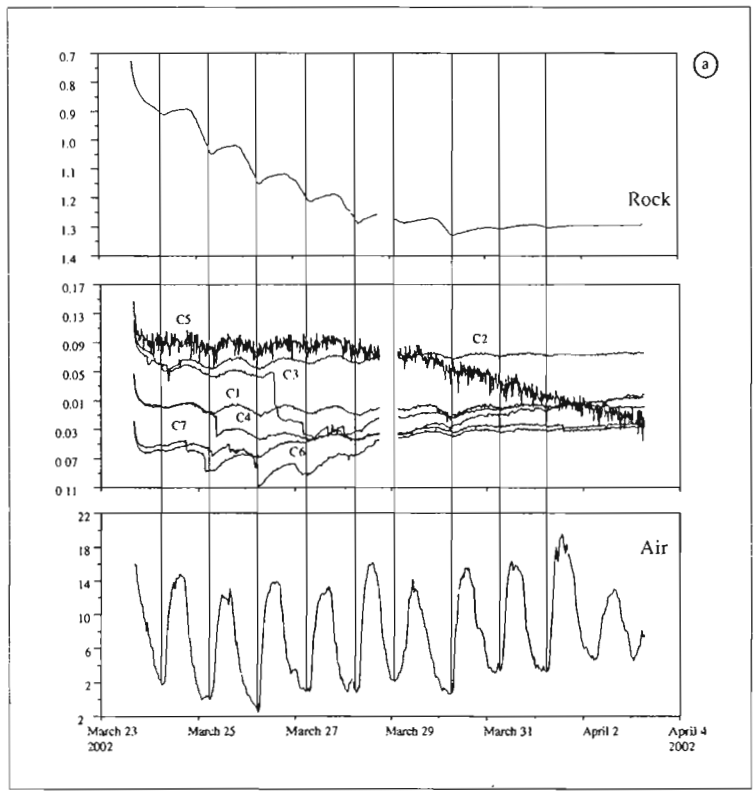


Figure 6

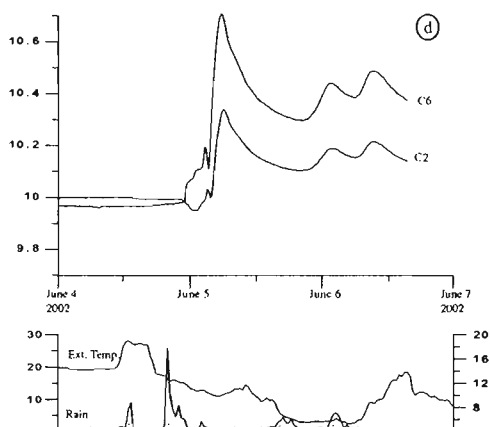
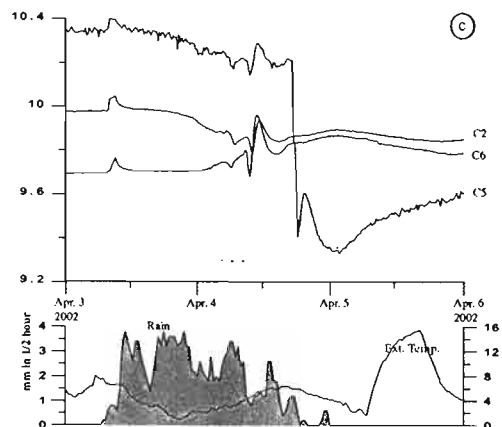
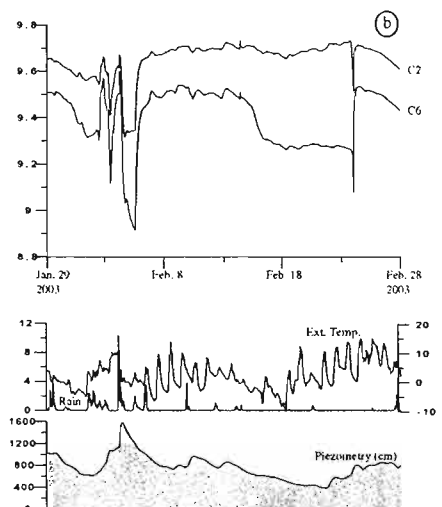
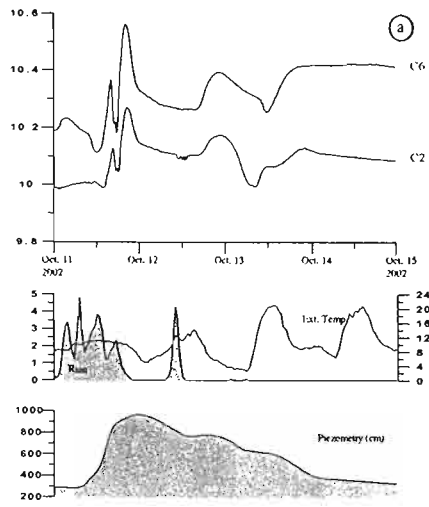


Figure 7