



HAL
open science

Etude in-situ des interactions hydromécanique entre fluides et failles actives - Application au Laboratoire du Rift du Corinthe

Mai Linh Doan

► **To cite this version:**

Mai Linh Doan. Etude in-situ des interactions hydromécanique entre fluides et failles actives - Application au Laboratoire du Rift du Corinthe. Géophysique [physics.geo-ph]. Institut de physique du globe de paris - IPGP, 2005. Français. NNT: . tel-00162586

HAL Id: tel-00162586

<https://theses.hal.science/tel-00162586>

Submitted on 13 Jul 2007

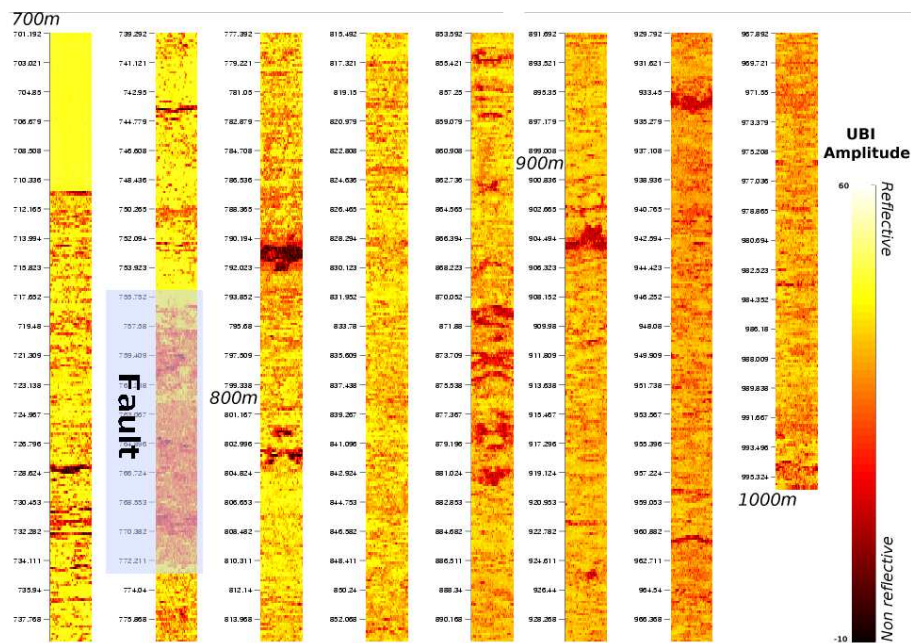
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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

ÉTUDE IN-SITU
DES INTERACTIONS HYDROMÉCANIQUES
ENTRE FLUIDES ET FAILLES ACTIVES
Application au Laboratoire du Rift de Corinthe

THÈSE
Mai-Linh Doan

5 juillet 2005



JURY

Claude JAUPART Président
Philippe DAVY Rapporteur
Pierre HENRY Rapporteur
Ghislain DE MARSILY Examineur
Ian MAIN Examineur
François CORNET Directeur de Thèse

Table des matières

1	Introduction	9
I	Le Golfe de Corinthe et le projet DGLab	13
2	Le Golfe de Corinthe et le forage AIG10	17
2.1	Le contexte Égéen	17
2.1.1	Une géodynamique complexe	17
2.1.2	Les traces de la compression alpine	18
2.2	Le Golfe de Corinthe	20
2.2.1	Un Golfe de morphologie hétérogène	20
2.2.2	Un Golfe en extension et en surrection rapides	22
2.2.3	Une sismicité intense et structurée	22
2.2.4	Le débat sur la présence d'un détachement	25
2.2.5	Fluides de surface - fluides profonds	26
2.3	La faille d'Aigion	29
2.4	Premiers apports du forage AIG10	31
2.4.1	Une meilleure compréhension de la complexité géologique locale	31
2.4.2	Aspects mécaniques	33
2.4.3	Une faille imperméable	34
2.4.4	De nouvelles problématiques	35
3	Régime thermique	37
3.1	Un déficit de données géothermiques documentant le Golfe de Corinthe	37
3.2	Résultats expérimentaux	37
3.2.1	Profil de température	39
3.2.2	Mesures de conductivité	39
3.2.3	Le problème de la porosité <i>in-situ</i>	44
3.2.4	Le problème des hétérogénéités <i>in-situ</i>	46
3.3	Flux thermique	46
3.4	Phénomènes perturbant le flux thermique	48
3.4.1	Effet de la production de chaleur par radioactivité	50
3.4.2	Effet paléoclimatique	50
3.4.3	Effet topographique	50
3.4.4	Effet de la présence du Golfe	52
3.4.5	Effet des hétérogénéités	53
3.4.6	Influence des radiolarites remplissant la faille	55
3.4.7	Influence de l'activité de la faille	55
3.4.8	Effet des écoulements de fluides	57

3.5	Couplage hydrothermique	57
3.5.1	Mouvement advectif horizontal	57
3.5.2	Effet advectif vertical	63
3.5.3	Conclusion	69
4	L'instrumentation en forage de DGLab	71
4.1	Schémas d'ensemble de l'instrumentation	71
4.2	Les capteurs de pression	72
4.2.1	Le capteur de pression dynamique	72
4.2.2	Capteur de pression statique	78
4.2.3	Hydrophone	80
4.2.4	Synthèse	80
4.3	L'électronique de numérisation	81
4.3.1	La numérisation	81
4.3.2	La synchronisation	82
4.4	L'électronique de transmission	83
4.4.1	La nécessité d'une synchronisation pour la transmission	83
4.4.2	Ordres envoyés	83
4.4.3	Synthèse des trames d'informations circulant sur les lignes RS485	85
4.5	Stockage informatique	85
4.5.1	Le cahier des charges du programme d'acquisition	85
4.5.2	Les programmes d'acquisition	87
4.6	Pannes	90
II	Caractérisation de la configuration hydraulique du forage AIG10	93
5	Description du système hydraulique	97
5.1	Description des aquifères impliqués	97
5.1.1	Aquifère fracturé supérieur	97
5.1.2	Aquifère karstique inférieur	99
5.1.3	La faille d'Aigion est localement imperméable	107
5.1.4	Le forage, cet inconnu	108
5.2	Que reflète la pression mesurée ?	108
5.2.1	Une mesure directe des surpressions	108
5.2.2	Modèle quasi-stationnaire : le régime est dominé par le karst	111
5.2.3	Le forage est-il bouché sous la faille ?	112
5.3	Les informations <i>a priori</i> sont insuffisantes !	116
6	Réponse aux sollicitations externes	119
6.1	Analyse des signaux de marées	119
6.1.1	Les causes des fluctuations enregistrées	119
6.1.2	Analyse spectrale des pressions observées	124
6.1.3	Inversion du signal de marées	127
6.2	Réponse directe à des charges océaniques	139
6.3	Réponse aux seiches	139
6.4	Évaluation des coefficients poroélastiques du karst	144
6.4.1	Présentation des coefficients poroélastiques	144
6.4.2	Couplage entre diffusion des fluides et réponse mécanique	147
6.4.3	Vérification de la pertinence des paramètres obtenus	148

6.4.4	Hypothèse de matrice rocheuse incompressible	148
6.4.5	Détermination du paramètre hydraulique manquant : le coefficient d'emmagasinement du karst	149
6.5	Interprétation du déphasage vis à vis de la marée océanique	149
6.5.1	Les déphasages ne sont pas dûs à un mauvais couplage avec l'aquifère	150
6.5.2	Les modèles préexistants ne tiennent pas compte de manière satis- faisante de notre système hydraulique	150
6.5.3	Prise en compte d'une fonction de charge réaliste : la charge de Boussinesq	152
7	Modélisation des fluctuations long terme	161
7.1	Variations de pression observées sur le long terme	161
7.2	Traitement analytique	163
7.2.1	Solution analytique pour des aquifères infinis	163
7.2.2	Aquifères finis de géométrie axisymétrique	170
7.3	Programmes de simulation numérique utilisés	176
7.3.1	PDE Toolbox Matlab	176
7.3.2	Programme MODFLOW	177
7.3.3	Programme MÉTIS	179
7.3.4	Développement d'un programme spécifique : Éléments finis « 2.1D »	181
7.3.5	Validation des simulations numériques grâce aux résultats analytiques	182
7.3.6	Conclusion : stratégie d'emploi des programmes de simulation nu- mérique	185
7.4	Simulations numériques	185
7.4.1	Un problème d'ordre de grandeur	185
7.4.2	L'influence de la zone endommagée	189
7.4.3	Cas de frontières non étanches	189
7.5	Conclusions	192
III	Hydraulic Anomalies	193
8	Catalog of hydraulic anomalies	197
8.1	What do we call "hydraulic anomalies" ?	197
8.2	Classification of pressure anomalies	197
8.2.1	Peaks	197
8.2.2	Steps	203
8.3	Conclusions	206
9	How to interpret these hydraulic anomalies ?	211
9.1	Experimental constraints	211
9.1.1	Pre-CRL seismic networks	211
9.1.2	CRLNET seismometer network	211
9.1.3	CORSSA accelerometer network	213
9.1.4	Broadband seismometers	214
9.1.5	Deformation sensors located in Trizonia Island	214
9.1.6	Sensor located at the AIG10 well	214
9.2	Expected response to seismic or hydraulic activity	217
9.2.1	Expected response to a distant seismic event	217
9.2.2	Expected response to local fault movement	220

9.2.3	Relaxation by fluid diffusion	225
9.3	Expected response to a fluid leakage	228
9.4	Conclusion	228
10	The October 2003 major pressure drop	231
10.1	The hydraulic anomalies	231
10.1.1	Preliminary phase	232
10.1.2	Main drop	234
10.1.3	Recovery phase	234
10.2	A local event	234
10.3	An intense acoustic signal	234
10.4	Is the hydraulic system disturbed ?	235
10.5	What happened on October 3 rd ?	237
11	Far field triggered anomalies	241
11.1	Rat Island	242
11.1.1	The observed hydraulic signal	242
11.1.2	Comparison to other regional records	244
11.1.3	The correlated perceived event on the hydrophone	247
11.1.4	Interpretation	248
11.2	Sumatra	250
11.3	Hokkaido	253
11.4	What can we learn from such triggered events?	254
12	Conclusions	255
A	Choix des paramètres de synchronisation	257
A.1	Objectifs	257
A.2	Paramétrage du compteur	257
A.3	Solutions	258
A.4	Conclusions	258
B	Format SEED et compression STEIM	259
B.1	Le format SEED : un format d'échange de données	259
B.1.1	Structure d'un fichier SEED	259
B.1.2	Structure d'un fichier miniSEED	260
B.2	Principe général de la compression STEIM	261
B.3	L'algorithme de compression STEIM2	261
C	Éléments finis 2.1D	263
C.1	Méthode des éléments finis	263
C.2	Couplage entre les deux aquifères	265
C.2.1	Équations différentielles initiales	265
C.2.2	Couplage des éléments finis 2D de chaque aquifère	266
C.3	Implémentation	267
	Bibliographie	269

Remerciements

Le travail expérimental en géophysique est ingrat. Il faut plusieurs années de bureaucratie, de collecte de fonds et d'intervention sur le terrain avant de voir apparaître les premières données. C'est toutefois avec un certain enthousiasme que François Cornet a abordé le projet DGLAB. Cet enthousiasme m'a bien aidé à supporter les deux ans de retard pris par le projet. De plus, sa vivacité d'esprit m'a permis d'avoir un interlocuteur pertinent, même si mes problèmes hydrauliques et thermiques semblaient bien éloignés de la mécanique des roches.

Je voudrais aussi remercier l'équipe Mécaroc dans son ensemble. De la compétence technique inestimable de Bernard Bert et de Christophe Brunet à la gentillesse des secrétaires, successivement Frédéric Thion, Raphaëlle Raymond et Tran To-Chau. Je voudrais aussi rendre hommage à l'efficacité effarante sur le terrain de mon co-thésard, Frédéric Fontbonne. Je regrette aussi le départ prématuré de Ying Zheng, et lui souhaite une prompte guérison. De même, j'espère que Boris Naguet se remettra de l'harassante étude des données d'hydrophone. Merci aussi à Yann pour le temps passé à la répétition de la soutenance.

L'équipe de sismogénèse m'a été aussi d'une grande aide. Je voudrais notamment remercier Pascal Bernard, pour son assistance scientifique mais aussi pratique, Marie-Paule Bouin et Seïd Bourouis, qui ont courageusement abordé le problème du pointé des données sismiques. Frédéric Boudin m'a aussi très gentiment permis d'accéder aux données des extensomètres. La similitude de nos données a permis de très riches discussions.

La gestion des données a été faite en collaboration avec l'équipe GEOSCOPE. Il y a bien sûr le travail formidable de Geneviève Patau, qui a consacré près de la moitié de son temps à gérer les données du réseau CORSEIS, sans se démonter face à l'aspect fastidieux de la tâche. Je voudrais aussi remercier Sylvie Barbier pour son aide sur le format SEED. De même, je remercie Eléonore Stutzman pour m'avoir fourni les programmes de prédiction de temps d'arrivée théoriques des ondes sismiques.

Un peu inclassable, mais tellement inestimable, Marie-France Esnault a une place à part dans le département : ses capteurs de silice sont d'intérêt aussi bien pour le génie civil que la volcanologie. Elle a aussi exercé ses compétences dans le cadre du projet Corinthe. Ayant partagé son bureau pendant près de 2 ans, je peux témoigner combien c'est une personne agréable.

Le département de sismologie a été un environnement très sympathique pour mener une thèse. J'ai pu m'intégrer dans une communauté d'étudiants dynamiques, dont notamment Thomas, Raphaëlle, Audrey, Allan, Déborah, Laurent, Nicolas, Yong, Anne, Alexandrine, Estelle et Paul. On y bénéficie aussi d'un soutien technique de qualité, avec deux ingénieurs-système compétents, Geneviève et Faisal et un fanstatique laboratoire d'électronique. Merci René, Jean et Claude.

Des personnes extérieures au département m'ont aussi bien aidé lors de mes travaux thermiques. Je pense notamment à Gérard Bienfait et Rachel Jorand.

La nécessité d'échanges et d'ouverture du projet européen m'a amené à collaborer avec des instituts en dehors de l'Institut de Physique du Globe de Paris.

Ainsi, j'ai pu beaucoup apprendre au contact des ingénieurs de l'INSU : Abdel Abchiche, Christophe Berthod, Emmanuelle Breton, Bernard Brient, Stéphane Letourneur, Michel Picard.

N'étant pas hydrogéologue de formation, j'ai aussi grandement apprécié l'aide de Vé-

ronique Léonardi et de Valérie Plagnes, du laboratoire Sisyphe de l'UPMC. Je n'oublie pas leur distant collaborateur, Pierre Gavrilenko, qui m'a guidée lors de ma découverte de l'étude des marées.

Les scientifiques du CIG de l'École des Mines de Paris m'ont permis d'utiliser le logiciel de simulation METIS. Je remercie particulièrement Patrick Goblet et Dominique Bruel pour le temps qu'ils ont accepté de me consacrer.

Je remercie aussi Fabian Bonilla et Francis Lemeille de l'IRSN pour m'avoir permis d'accéder aux données du réseau CORSSA. De même, je remercie Bernard Célérier de Patrick Pinettes et l'ISTEEM, pour leur bonne humeur lors de notre long séjour à Trizonia en 2003.

Je voudrais aussi remercier Claude Jaupart et Ghislain de Marsily pour leurs remarques pertinentes qui ont permis de consolider ce manuscrit.

Du point de vue familial, je dois avouer mon immense gratitude envers David, qui m'a aidé autant par ses pots-au-feu que par une intervention d'urgence sur l'ordinateur d'acquisition en Grèce.

J'ai aussi une pensée pour deux personnes qui n'ont pu assister à ma soutenance : mon père, qui m'a donné le goût des sciences et Bernard Delory, qui m'a donné le goût des géosciences.

Chapitre 1

Introduction

Un besoin de données expérimentales *in-situ*

Malgré plus d'un siècle de collecte d'information, la physique des tremblements de terre reste peu connue. La raison essentielle est que les données expérimentales manquent pour contraindre les processus mis en jeu. En effet, les zones sismogéniques sont profondes de plusieurs kilomètres alors que les capteurs sismiques et géodésiques sont disposés en surface. L'érosion a par endroit mis à nu des zones sismogéniques anciennes, mais leur interprétation est délicate à cause notamment de l'altération qu'ont subie les roches.

Sans aller jusqu'à atteindre la zone sismogénique, le simple fait d'enterrer des capteurs permet d'améliorer grandement la qualité des données. La finesse des données sismiques collectées en mine ou dans des puits profonds est sans équivalent. [Abercrombie, 1995] et [Blakeslee and Malin, 1991] ont ainsi pu vérifier l'extension des lois d'échelle empiriques de [Kanamori and Anderson, 1975] sur des séismes de magnitude -2. L'instrumentation en puits a aussi permis à [Bourouis, 2004] de suivre l'évolution de la microsismicité induite par injection massive d'eau dans le site géothermique de Soultz-la-Forêt. Ceci est un premier pas vers une meilleure compréhension des phénomènes sismiques, entrepris depuis une dizaine d'année.

Cependant, pour comprendre la physique de la source, il faut se rapprocher encore des zones sismiques, pour effectuer des mesures quantitatives. La mise en évidence de la faiblesse de la faille de San Andreas n'a pu être réalisée qu'à l'aide de deux mesures *in situ*. les déterminations de flux de chaleur de [Lachenbruch and Sass, 1980] et les mesures de contrainte de [Zoback and Healy, 1992] sur le site de Cajon Pass.

La problématique du couplage fluide-faille

Ce besoin de quantification est encore plus accru lorsqu'on aborde la problématique du couplage entre les circulations de fluide et la mécanique des failles actives. [Sibson et al., 1975] fut l'un des premiers à donner un rôle majeur aux surpressions dans la mécanique des failles. Nur and Booker [1972] ont même supposé que la diffusion des fluides influence la distribution et la séquence temporelle des répliques d'un séisme. Depuis, d'autres processus de couplage ont été mis en forme, synthétisés dans le schéma 1.1. La complexité de ce schéma provient des couplages multiples qui peuvent survenir.

Le fluide influe sur la mécanique des failles. La contrainte effective $\sigma_{ij} - p\delta_{ij}$, introduite par Terzaghi, est en effet celle qui intervient dans le critère de Coulomb de mise en glissement d'une faille. Les surpressions peuvent donc jouer durant le processus de déstabilisation. Lors du glissement, le fluide peut avoir aussi d'autres effets, lubrifiant par exemple.

des fluides est majeur. [Gratier et al., 2003] modélisent la cinétique de cicatrisation des failles par diffusion de fluide.

Le couplage entre fluides et failles peut donc intervenir à tout moment du cycle sismique. Or, la transposition des théories et des expériences de laboratoire à la situation géologique réelle est loin d'être évidente. C'est pourquoi ces dernières années ont vu émerger des projets d'instrumentation de forages profonds pour étudier directement les failles sur le long terme.

Les ambitions du *Corinth Rift Laboratory* et du projet DGLAB

Cet effort est international et s'organise autour de plusieurs grands projets. Alors que les japonais se préparent à forer dans le prisme de Nankai, les Américains installent le laboratoire SAFOD (San Andreas Fault Observatory at Depth), près de Parkfield. Le cœur de la faille de San Andreas ne sera foré que durant l'été 2005 mais les études sismiques et magnétiques suggèrent que la teneur en fluide de la faille est importante. L'initiative européenne est le Laboratoire du Rift de Corinthe (CRL). Il vise à documenter l'activité sismique du Golfe de Corinthe, l'un des rifts continentaux les plus actifs du monde. L'intense microsismicité qui s'y développe y assure une profusion de données, difficilement accessible dans un pays comme la France.

Le projet DGLAB consiste à doter le CRL d'une instrumentation en forage profond intersectant la faille d'Aigion. L'étude *in-situ* du rôle des fluides dans la mécanique des failles est son objectif premier. Pour cela, une action en deux temps a été prévue. Des essais hydrauliques entre un doublet hydraulique constitué des deux forages frères AIG10 et AIG5 devaient d'abord permettre l'étude de la perméabilité de la faille à grande échelle. Ensuite commencerait la phase passive, consistant à suivre les variations de fluide et la microsismicité autour de la faille d'Aigion.

La découverte d'un karst dans son compartiment inférieur a bouleversé la mise en place du projet. D'une part, le forage AIG5 a été annulé, ce qui a permis de compenser les frais occasionnés par le retard considérable pris dans la réalisation du projet. D'autre part, seule une version réduite de l'instrumentation prévue a pu être implantée dans le forage AIG10. Elle n'est d'ailleurs installée qu'à quelques mètres de la surface et la faille d'Aigion, imperméable, n'a pas pu être refermée comme prévu. Nous avons donc perturbé l'environnement de la faille d'Aigion. Enfin, le contenu de cette thèse a été fortement affecté par ces faits nouveaux. Il est en effet impensable d'interpréter les signaux hydrauliques si on ne connaît pas les aquifères qui composent son environnement hydrogéologique, et ce travail constitue une quantité appréciable de mes travaux de caractérisation initiale.

Structure du mémoire

Mon travail porte sur l'étude des données en pression acquises depuis septembre 2003 dans le forage AIG10. La présentation de ces résultats se fait en trois étapes, en partant du contexte géodynamique, en précisant ensuite le contexte hydrogéologique, jusqu'à la description des anomalies hydrauliques enregistrées.

La première partie présente donc le cadre général de notre travail. Nous justifions pourquoi le Golfe de Corinthe et la faille d'Aigion sont des sites de choix pour l'étude des processus sismogéniques en général et l'étude des couplages fluides-faille en particulier.

La mesure du flux de chaleur qu'a permis la profondeur du forage AIG10 complète la description géodynamique de la région. Nos mesures constituent en effet la première détermination du flux de chaleur dans le Golfe. Pour pouvoir les interpréter dans un contexte régional, il a fallu reprendre et développer les relations liant flux thermiques et

flux hydrauliques. Les contraintes *a priori* sur les flux thermiques se sont révélées les plus fortes, et cette partie nous a permis de préciser la géométrie des aquifères ainsi que les flux qui les traversent. Ce sont finalement les résultats du chapitre 7 concernant l'hydrogéologie sur le long terme qui vont permettre de valider l'interprétation régionale de la mesure thermique que nous avons effectuée.

La première partie se termine par une description de l'instrumentation préparée pour le forage AIG10. L'épaisseur de ce chapitre reflète mal le temps qu'il a fallu consacrer pour aboutir à une acquisition fiable des données. La préparation expérimentale a nécessité en effet plus de temps que l'interprétation des données présentée dans le reste de ce document.

Le chapitre 5 décrit les motivations qui ont poussé à la création d'une partie entièrement dévolue à la caractérisation de l'environnement hydrogéologique des capteurs. C'est essentiellement l'étude des marées qui a permis de contraindre les coefficients poroélastiques qui régissent la réponse du système hydraulique à des sollicitations externes, y compris les déformations cosismiques. La qualité des enregistrements d'AIG10 a permis d'utiliser une méthode originale pour séparer les effets des marées terrestres et des charges océaniques. L'interprétation de la charge océanique a aussi permis de contraindre la géométrie des aquifères.

Nous avons aussi exploité un effet involontaire de l'installation des capteurs d'AIG10. Les deux aquifères initialement séparés par la faille d'Aigion imperméable se sont retrouvés en contact. Le transitoire de pression qui s'en est suivi permet de contraindre les tailles respectives des deux aquifères. Pour cela, nous concilions développements analytiques et simulations numériques, dont une méthode numérique que nous avons spécifiquement développée.

Après ces préliminaires, l'interprétation des anomalies hydrauliques peut être abordée. Nous commençons la troisième partie par un catalogue synthétique des anomalies observées dans le forage. Nous présentons ensuite les outils théoriques avec lesquels nous allons étudier ces anomalies, construits à partir des résultats de la partie II. Nous expliquons notamment comment les hétérogénéités de pression qu'induit un événement sismique se condensent en la valeur unique mesurée en tête de forage.

Deux types d'anomalies sont discutés dans la troisième partie. D'une part, nous étudions les événements du 3 octobre 2003, au cours duquel sont survenues les anomalies de pression les plus fortes que nous ayons enregistrées. Nous présentons aussi les chutes de pression qui accompagnent l'arrivée des ondes sismiques induites par des téléseïsmes.

La qualité des données hydrauliques présentées dans ce document démontre tout le potentiel des mesures en forage.

Première partie

**Le Golfe de Corinthe et le projet
DGLab**

The Gulf of Corinth is one of the most active continental rifts in the world. It exhibits an asymmetric structure, with an extensive north-dipping fault system on its Peloponnese shore contrasting with the few major faults appearing on its northern shore. The Corinth rift experienced many earthquakes of magnitude larger than 6 during the last 40 years. The latest one occurred on June 1995. It induced surface displacements on the Aigio fault, located more than 10km south of the epicenter, therefore suggesting a sensitivity of this fault to seismic transients.

The Aigio fault is thus considered as a good target for drilling a deep borehole within the Corinth Rift Laboratory, a project funded by the European Union. The resulting AIG10 borehole is 1000m deep, and intersects the Aigio fault between 760 and 770m. Fault cores were retrieved, whereas various logs were performed on its open section. The borehole thus provided new insight on the rift geology. For instance, we were able to perform a thermal log and to give the first estimation of thermal flux within the rift.

The borehole primarily aimed at assessing the fault permeability at large scale, together with a joint AIG5 borehole to form an hydraulic doublet. However, the evident impermeability of the fault together with the karstic aquifer encountered in the bottom part prevented the completion of the initial project. The AIG5 borehole was cancelled and only a part of the expected instrumentation could be placed in the well.

This permanent monitoring system constitutes the main specificity of the borehole. It aims at the simultaneous recording of seismic transients and pressure variations within a large frequency domain to better understand the interplay between fluids and fault mechanics. I was personally involved in the preparation and the setting of the instrumentation.

Major personal contributions of this part

Instrumentation I made many contributions during the preparation of the recording system.

- Tests of the instrumentation; This necessitated to define a better sampling strategy (annex A).
- Programming of the management of the high-precision pressure sensor.
- Reimplementation of the recording program.

I also conducted the first hydraulic test on the bottom karstic aquifer and the thermal log of May 2003.

Results

- First value of a thermal flux within the Gulf of Corinth.
- A simple thermal model enables to estimate the minimal age of the water of the karst.
- The convection within the bottom aquifer constrains its height to at least 600 m.



Chapitre 2

Le Golfe de Corinthe et le forage AIG10

Le Golfe de Corinthe est le bras de mer qui sépare le Péloponnèse de la Grèce continentale. Avec un taux d'ouverture de 1.5 cm/an, il est l'une des zones d'extension continentales les plus rapides du monde. Ceci a motivé la création du laboratoire géodynamique du rift de Corinthe financé par l'Union Européenne. Dans le cadre du projet Corinth Rift Laboratory (CRL), le forage AIG10 a été percé afin d'instrumenter la faille d'Aigion.

Son objectif principal est l'étude *in-situ* des caractéristiques hydrauliques de la faille ainsi que la détection de phénomènes de couplage hydromécanique. Le forage AIG10 devait être muni d'un forage compagnon de 500 m, AIG5, afin de quantifier la perméabilité de la faille à grande échelle, tandis que des capteurs permanents enregistrant sur une vaste échelle de fréquences ont été conçus pour documenter le couplage entre les variations de propriétés de fluide et l'activité de la faille. Mais pourquoi le Golfe de Corinthe a-t-il été choisi ? Pourquoi avoir choisi la faille d'Aigion ?

2.1 Le contexte Égéen

2.1.1 Une géodynamique complexe

Le Golfe de Corinthe s'inscrit dans le cadre géodynamique de la Méditerranée, dominée par la convergence des plaques africaine et eurasiennne. L'activité tectonique de la région est caractérisée par des mouvements relatifs de blocs. Leur enchâssement induit une cinématique complexe où coexistent des frontières convergentes (arc égéen ou Apennins), transformantes (faille Nord-Anatolienne) et divergentes (bassins d'arrière arc égéen ou Thyrien).

La Grèce reflète la complexité de la géodynamique régionale. Au sud de la Grèce, se trouve une zone de subduction allant du sud des Cyclades jusqu'à l'ouest du Péloponnèse. À l'ouest du Golfe, la zone de subduction est relayée par la faille transformante de Céphalonie. À l'est, le littoral de la Grèce continentale laisse apparaître des golfes récents en mer Égée, signe de zones en extension.

Il y a plusieurs bassins d'extension en Grèce. Ils sont situés sur la côte Égée. Du sud au nord, on reconnaît le Golfe d'Evvia et le fossé nord égéen. Ils sont tous asymétriques mais s'ouvrent vers l'est. Le Golfe de Corinthe se singularise par son taux d'extension et son ouverture vers l'ouest.

Lors de notre étude, nous serons loin d'aborder une échelle régionale aussi grande. Cependant, avant de présenter le Golfe de Corinthe, nous allons encore rester dans ce

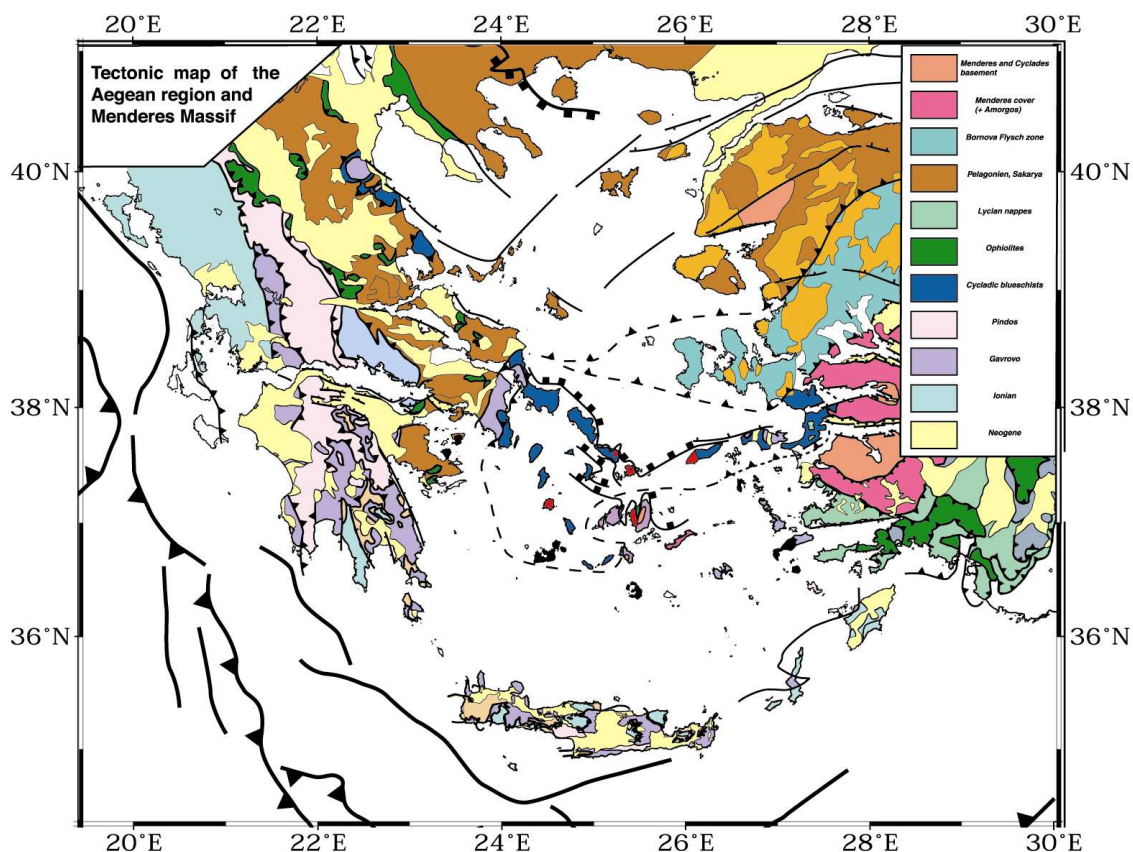


FIG. 2.1 – Carte tectonique de la Méditerranée orientale, tirée de [Laboratoire de Tectonique, 2005]. On y aperçoit la zone de subduction au sud de la Grèce, ainsi que la faille nord-Anatolienne au nord-est. Le golfe de Corinthe sépare le Péloponnèse de la Grèce continentale. L'agencement NW-SE des nappes helléniques est aussi indiqué sur la carte. Dans la partie ouest du Golfe de Corinthe se trouve notamment les nappes du Pinde (mauve clair) et du Gavrovo-Tripolitza (violet foncé).

cadre régional pour présenter un aspect ancien de sa tectonique, qui s'avérera aussi crucial que la géodynamique actuelle, puisqu'il conditionne la géologie rencontrée dans le forage AIG10.

2.1.2 Les traces de la compression alpine

Comme le rappelle Jolivet [2001], la Grèce est aussi façonnée par la tectonique ancienne. Ainsi, sa partie continentale a été formée par l'empilement de nappes qui se sont chevauchées lors de la compression alpine du Miocène. Ceci se retrouve dans les cartes géologiques comme celle de la figure 2.1. Une structure nord-sud y apparaît clairement, indiquant que les nappes tendent à se chevaucher d'ouest en est, avec quelques cas complexes, comme lorsque la nappe de Gavrovo-Tripolitza apparaît à la fois à l'est et à l'ouest de la nappe du Pinde, dans le Péloponnèse.

Quatre nappes concernent plus précisément le golfe de Corinthe :

- la nappe des *Phyllades* est la nappe la plus profonde. Prédominante dans l'arc des Cyclades, elle apparaît dans le Péloponnèse sous forme de fenêtres, dont l'une près de Zaroukla, à 20 km de la côte sud du Golfe de Corinthe. Elle est légèrement métamorphisée.

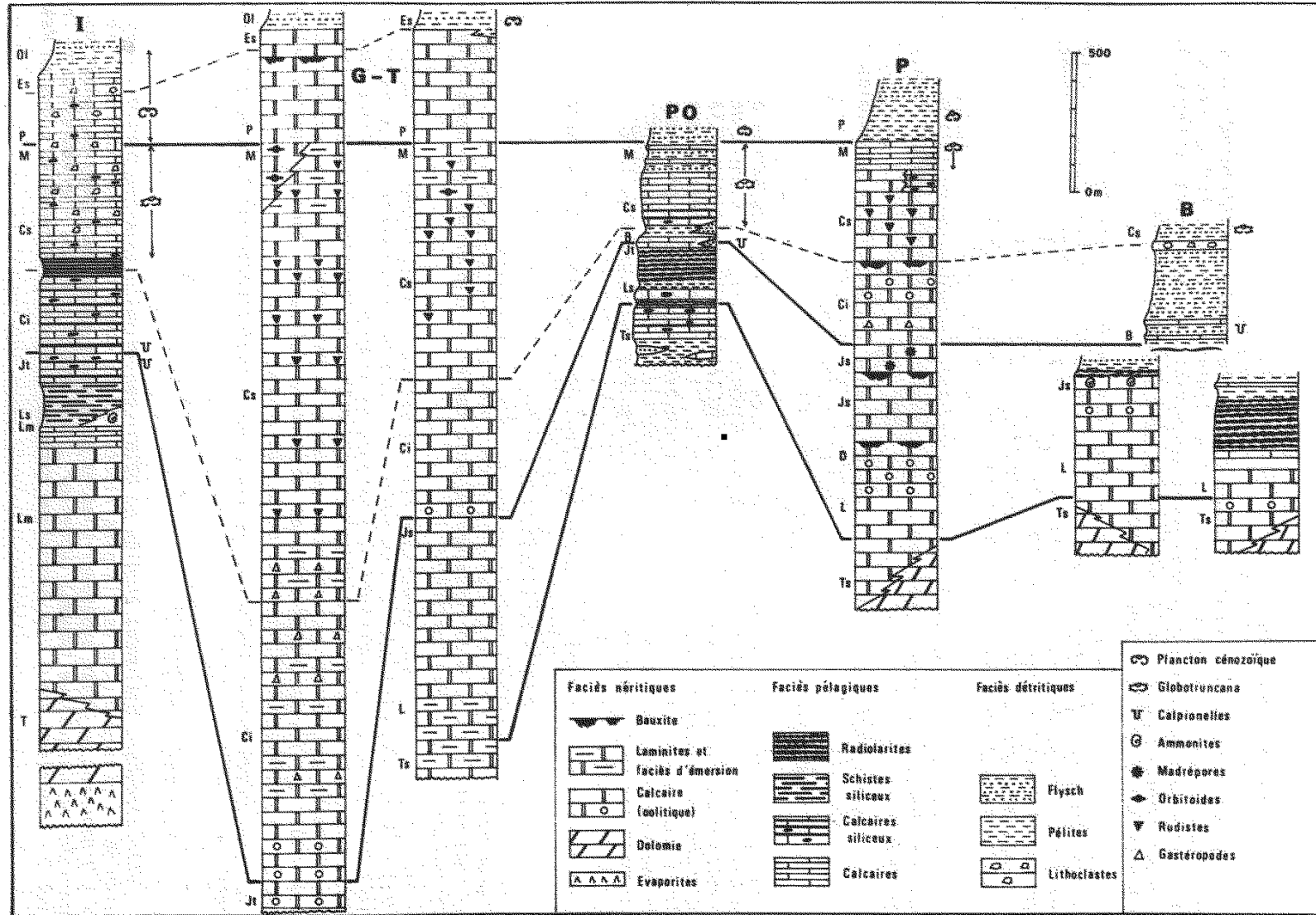


FIG. 2.2 – Pétrologie des différentes nappes recoupées par le Golfe de Corinthe. Tandis que la nappe du Pinde (P.O.) présente une séquence argile-calcaire-radiolarite retravaillée par les chevauchements, la nappe de Gavrovo-Tripolitza (G.T.) présente un profil de calcaire puissant. La figure est reprise de [Thiébaud, 1982].

- la nappe du *Parnasse* est confinée sur le rivage nord du Golfe. Elle est composée de calcaires, souvent fortement karstifiés. Cette nappe a la particularité de ne pas sembler traverser le Golfe de Corinthe, contrairement aux deux nappes suivantes.
- la nappe de *Gavrovo-Tripolitza* se trouve à la fois à l'ouest, à la traversée du Golfe de Patras, et à l'est du Péloponnèse. Formée d'une épaisse couche de calcaire homogène d'origine marine, elle peut atteindre par endroit une épaisseur de 2000 m, selon Thiébault [1982]. D'après Fleury [1980], les sédiments de cette nappe se sont déposés dans un contexte néritique, sur un plateau bordé par deux bassins profonds, les futures nappes ionienne et du Pinde. De là proviennent leurs faciès si différents.
- la nappe du *Pinde* surmonte la nappe du Gavrovo-Tripolitza. Elle constitue la formation majeure de notre région d'étude. Formée d'une alternance de calcaires en plaquettes, de radiolarites, et d'argiles, elle s'est fortement déformée lors de la compression alpine, en s'auto-chevauchant à plusieurs reprises.

2.2 Le Golfe de Corinthe

2.2.1 Un Golfe de morphologie hétérogène

Le Golfe de Corinthe sépare le Péloponnèse de la Grèce Continentale. Il s'étire sur 130 km le long d'un axe orienté $N120^\circ E$. Une carte du golfe est présentée dans la figure 2.3.

Ses caractéristiques géométriques évoluent d'est en ouest. Suffisamment étroit et peu profond pour permettre la construction d'un pont à Rio, il atteint une largeur de 30 km de large et une profondeur de 900 m au large de Xylokastro.

La vue d'une carte géographique permet de saisir d'autres contrastes. Alors que le nord du Péloponnèse présente un littoral relativement rectiligne ponctué de deltas, la côte nord est plus découpée. Les falaises abruptes du nord s'opposent aux plages qui bordent la majeure partie du littoral sud.

Ces contrastes reflètent une structure de failles différente de part et d'autre du Golfe. Alors que la côte nord possède peu de failles à terre, la rive sud est bordée par des failles affleurantes qui structurent le dénivelé depuis des sommets culminant à 2000 m (le mont Ziria, à 20 km à l'intérieur des terres pointe à 3374 m, le mont Chelmos, 2338 m est au sud de la ville d'Aigion) jusqu'à la mer. Le système littoral est particulièrement développé à l'ouest du Golfe, avec les failles de Xylokastro, relayées à l'ouest par la faille d'Helike, puis la faille d'Aigion qui apparaît plutôt comme une faille relais et enfin par la faille de Psathopyrgos.

Les études marines confirment la dissymétrie est-ouest du Golfe de Corinthe. Commencée par Brooks and Ferentinos [1984] et complétée par la suite par une réévaluation de la bathymétrie du Golfe en 2002, la cartographie des failles en mer révèle l'existence de failles majeures au nord et au sud. La sédimentation suit la même tendance. Alors qu'elle est modérée à l'ouest, on mesure plus de 1 km de sédiments dans les parties les plus profondes du Golfe, voire même 2 km comme le suggèrent Clement et al. [2004].

Comme dans la figure 2.3, la plupart des études géologiques ne se préoccupent que des effets de l'ouverture du rift et ignorent la géologie des nappes pré-rift. À leur décharge, notons que le Golfe est perpendiculaire à la direction des nappes de chevauchement. Son asymétrie nord-sud ne semble donc pas liée à la différence de nature entre les terrains traversés. Seule la nappe du Parnasse se termine dans le Golfe, ce qui est peut-être associé à son hétérogénéité est-ouest.

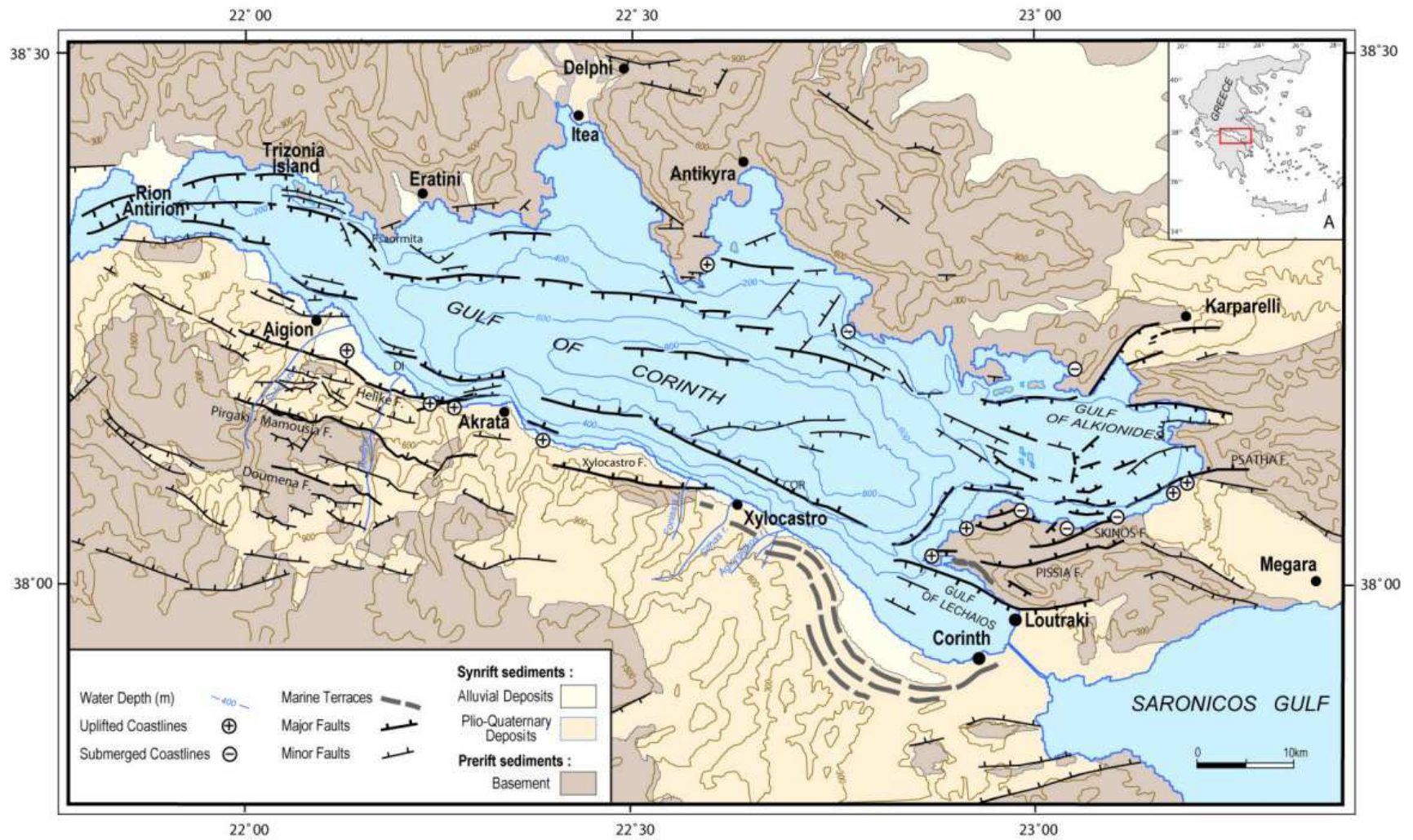


FIG. 2.3 – Cartographie des failles du Golfe de Corinthe, tirée de [Moretti et al., 2003]

2.2.2 Un Golfe en extension et en surrection rapides

Mouvement horizontaux

Le Golfe de Corinthe s'ouvre avec une vitesse de 1.5 cm/an. Ce taux d'extension classe le Golfe de Corinthe parmi les rifts continentaux les plus actifs du monde.

Ce taux d'ouverture a été obtenu par plusieurs méthodes. Par des données de nivellement, Davies et al. [1997] obtiennent un taux de déformation de $0.3 \mu\text{str}/\text{an}$ (soit un taux d'extension 9mm/an, pour un Golfe de 30 km).

Ces données de long terme sont confirmées par les mesures GPS. Clarke et al. [1998] ont obtenu des résultats comparables, avec une vitesse qui croît d'est ($6.4 \pm 1 \text{ mm}/\text{an}$) en ouest ($12.7 \pm 1 \text{ mm}/\text{an}$). Briole et al. [2000] ont complété ces mesures avec un réseau plus dense pour obtenir une vitesse de 10 mm/an à l'est et de 14 mm/an à l'ouest.

La déformation au sein du Golfe a été grandement précisée grâce au dense réseau GPS constitué dans le cadre du Corinth Rift Laboratory. Avallone et al. [2004] ont ainsi pu calculer un faisceau de vitesses de déplacement relatif au Péloponnèse. Les vitesses des points situés sur la côte nord indiquent une rotation horaire du bloc nord de $7 \pm 0.5^\circ/\text{Ma}$ relativement au Péloponnèse, avec un pôle à l'extrémité nord-est, ce qui est compatible avec une ouverture du Golfe vers l'ouest. En regard, la rotation horaire du Péloponnèse est modérée avec $2.8 \pm 0.8^\circ/\text{Ma}$ par rapport à ce même référentiel.

Le point majeur de leur travail est la description de la manière dont l'extension s'accommode le long du rift, montrée dans la courbe de droite de la figure 2.4. La densité du réseau a permis d'estimer la déformation sur 10 ans au sein du Golfe. Alors que la côte nord a une déformation substantielle de $120 \pm 50 \text{ nstr}/\text{an}$, la déformation au sein du Péloponnèse reste inférieure aux incertitudes, de $20 \text{ nstr}/\text{an}$. L'essentiel de la déformation se produit au sein même du Golfe, dans une bande de largeur parfois inférieure à 10 km. Cette vitesse d'extension passe de $11 \pm 1.5 \text{ mm}/\text{an}$ au niveau de Xylokastro à $16 \pm 1.5 \text{ mm}/\text{an}$ à l'ouest d'Aigion.

Comme la période d'étude d'Avallone et al. [2004] n'est que de 10 ans, l'absence de déformation pourrait être due à un long taux de récurrence des séismes sur ces failles actives. Ce faisant, il montre aussi qu'aucun fluage ne se produit sur les failles intérieures du Péloponnèse.

Mouvement verticaux

Le GPS est trop sensible aux variations troposphériques pour estimer une vitesse verticale. Aussi, les informations relatives aux mouvements verticaux proviennent d'études géologiques. Par exemple, Armijo et al. [1996] estiment le taux de surrection moyen des terrasses de Xylokastro à 1 mm/an. Le taux de surrection passe de 1.5 mm/an à Xylokastro à 0.2 mm/an près de Corinthe. Cette surrection est matérialisée aussi à l'ouest par les Gilbert-deltas qui se sont surélevés de plus de 800 m depuis la formation du Golfe, décrits par Malartre et al. [2004].

L'absence de telles terrasses le long du littoral nord signale une subsidence de la côte nord, même si celle-ci est plus difficile à documenter puisque nous n'avons pas trouvé trace d'une publication la quantifiant.

2.2.3 Une sismicité intense et structurée

Le Golfe de Corinthe est le lieu de plusieurs séismes majeurs, de magnitudes supérieures à 5. L'activité sismique de la région est documentée depuis plus de 2000 ans, avec la disparition de la ville antique d'Helike lors d'un séisme et du tsunami associé, en -373.

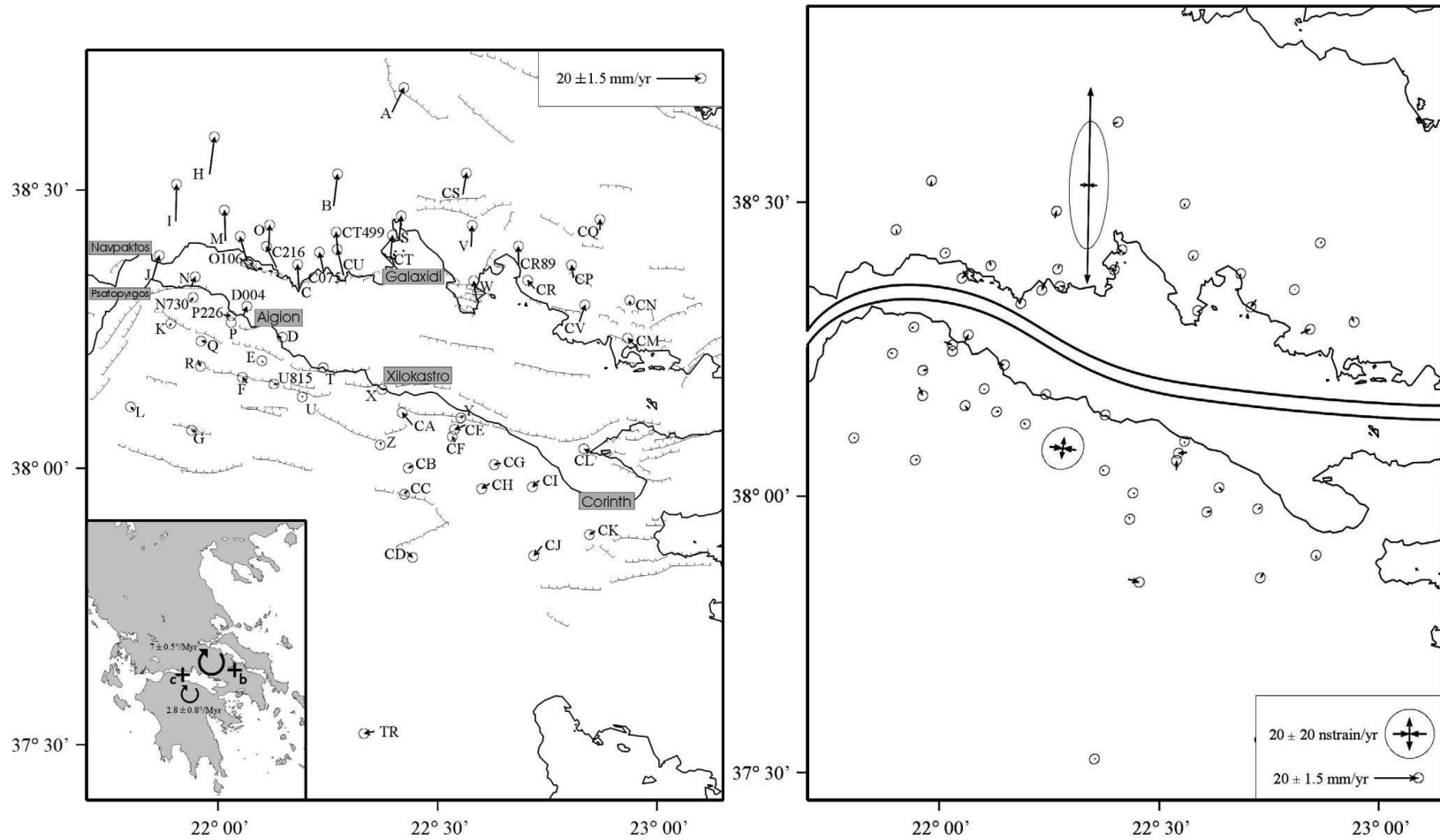


FIG. 2.4 – À gauche se trouve la carte des déplacements GPS relativement à un référentiel minimisant les mouvements des points du Péloponnèse, obtenue par Avallone et al. [2004]. De ces données, ils déduisent aussi les tenseurs de déformation horizontale autour du Golfe de Corinthe, présentés à droite.

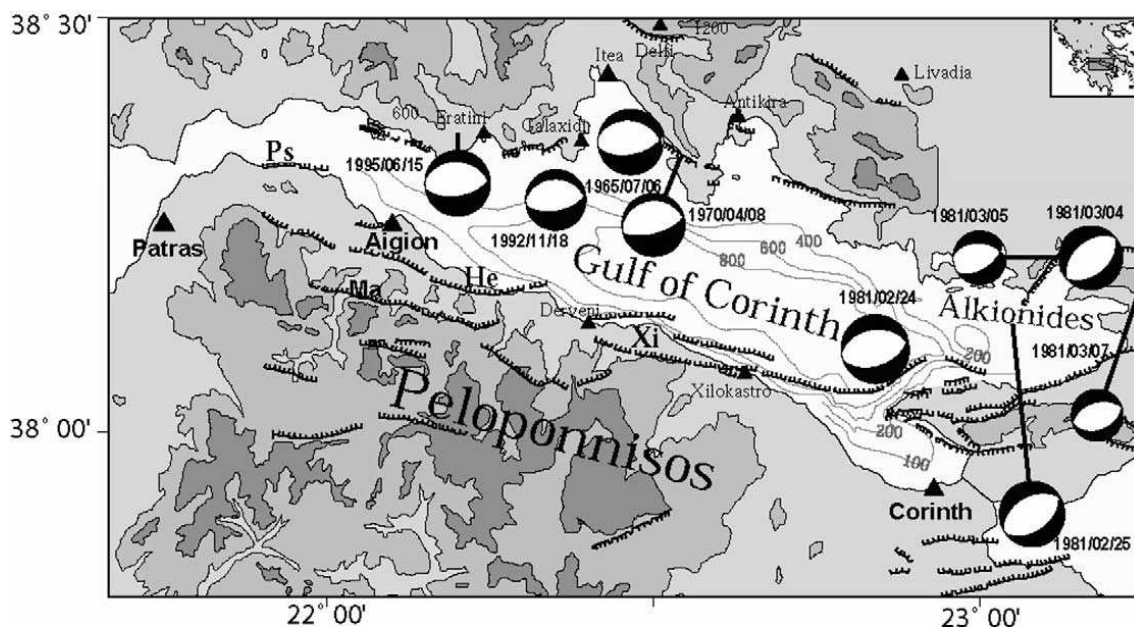


FIG. 2.5 – Mécanismes au foyer des séismes majeurs ayant frappé le Golfe de Corinthe depuis 1960. Carte tirée de [Bernard et al., 1997]

La figure 2.5 montre les principaux séismes qui se sont produits dans le Golfe depuis 1960. Comme attendu, leur mécanisme au foyer est compatible avec un glissement normal. Leur occurrence est intermittente : après la série de 1981, qui s'est produite dans l'est du Golfe, il a fallu attendre 11 ans avant d'enregistrer de nouveau un séisme de magnitude supérieur à 6, près de Galaxidi, puis le séisme dit « d'Aigion » dont l'épicentre est en fait localisé sur la côte nord.

En cumulant les moments sismiques, Jackson et al. [1992] ont déterminé une vitesse d'extension deux fois moindre. Davies et al. [1997] ont interprété ce fait comme un chargement tectonique, relaxé de seulement 20% par le séisme d'Aigion de 1995. Ce phénomène peut aussi être interprété avec une importante composante du mouvement asismique, ou microsismique, comme le témoigne la microsismicité enregistrée par Rigo et al. [1996]. Entre avril 2000 et décembre 2001, Lyon-Caen et al. [2004] dénombrent plus de 6000 événements enregistrés et localisés.

Cette intense microsismicité présente des traits persistants à travers les diverses études menées sur des périodes différentes par Rigo et al. [1996], Rietbrock et al. [1996], Hatzfeld et al. [2000] et Lyon-Caen et al. [2004], dont les résultats sont montrés dans la figure 2.6. Elle se produit à faible profondeur et tend à s'aligner le long d'une structure pendant vers le nord avec un angle d'environ 15° . Cependant, l'interprétation de cette structure comme une zone de cisaillement faiblement pentée est contestée par Hatzfeld et al. [2000] qui y voient plutôt la zone de transition fragile-ductile. Récemment, le champ de vitesse sismique 3D déterminé par Latorre et al. [2004] a permis de raffiner les localisations et de confirmer le regroupement des hypocentres le long d'une structure pentée d'au plus 25° associée à des failles antithétiques au nord du Golfe. Ces observations sont confirmées par les relocalisations par multiplets actuellement menées par Bourouis et al. [2005] et Pacchiani et al. [2005].

Il se pose alors la question de la relation entre cette structure et les failles affleurant à la surface avec un angle de 60° .

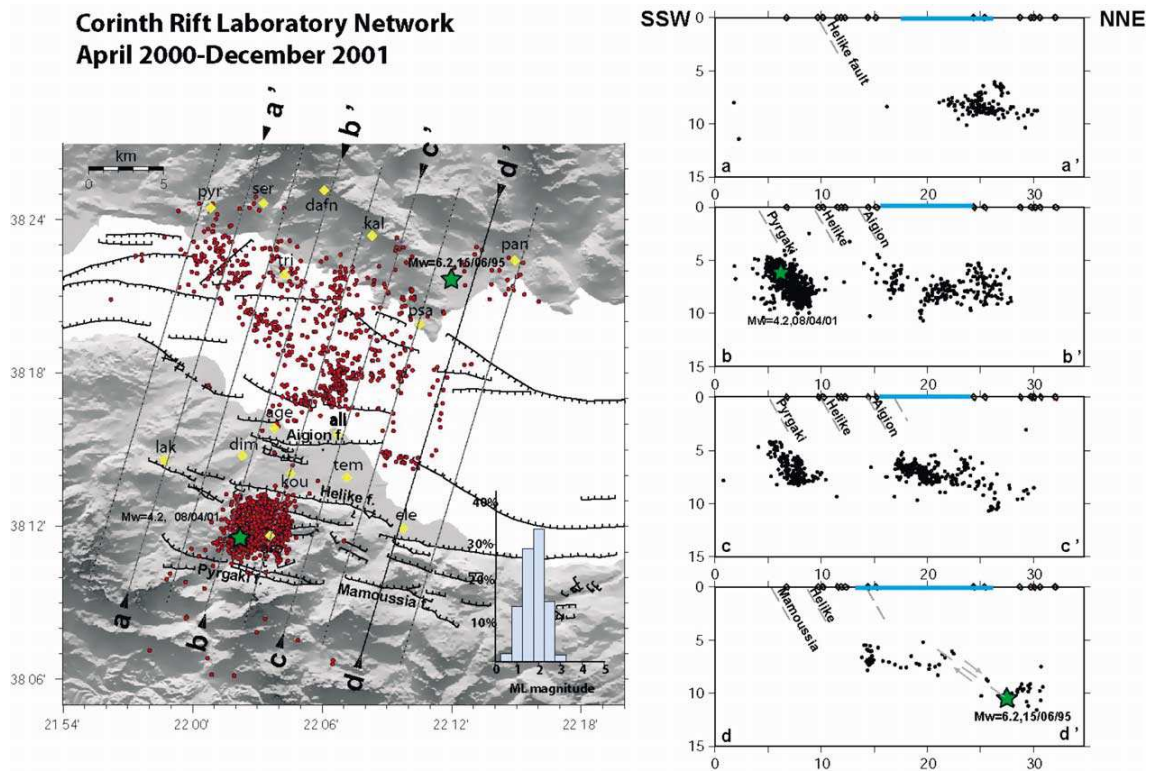


FIG. 2.6 – Crise de microsismicité d’avril 2001 enregistrée à l’aide du réseau CRLNET. La figure est tirée de [Lyon-Caen et al., 2004]

2.2.4 Le débat sur la présence d’un détachement

Sorel [2000] et Flotté [2003] expliquent cette structure par un détachement peu profond sur lequel se brancheraient toutes les failles normales. Les failles les plus anciennes sont les failles les plus méridionales, mais elles seraient maintenant bloquées. Une coupe de ce modèle est présentée dans la première image de la figure 2.7. Cette hypothèse est contestée, et une interprétation alternative a été proposée par Westaway [2002]. Celui-ci invoque une extension en deux phases, avec une accélération de l’extension vers 0.9 Ma et des rotations de blocs. Il prédit donc un double réseau de failles normales. Réfutant aussi toute pertinence géologique à la structure observée par microsismicité, il ne s’interroge pas sur la question du raccord des données de profondeur et de surface.

On voit donc que les observations de surface ne sont pas suffisantes pour contraindre la structure de la région. Des résultats géophysiques en profondeur sont donc nécessaires. Installé depuis 2000, le réseau CRLNET apporte des éléments nouveaux. Nous avons vu qu’il a permis d’affiner la géométrie de la structure observée par microsismicité. Il montre aussi que les failles du sud présentent une micro-activité, plus réduite que celles dans le Golfe. F. Pacchiani a prouvé que la crise microsismique enregistrée sous la faille de Pirgaki en 2001 est en fait associée à une faille nord-sud, sans doute une faille de transfert ou une faille réactivée de la compression alpine. Cette crise est profonde de plus de 5 km et se trouve donc au dessous du détachement prédit par Sorel [2000]. Elle se trouve aussi dans le prolongement de la structure sismogène de faible pendage. De même, la relocalisation de la sismicité observée près d’Aigion sur la même période coïncide avec l’extrapolation du plan de la faille d’Aigion jusque 6 km. La sismicité se place aussi sur la structure sismogène de faible pendage. La microsismicité contredit donc les deux modèles géologiques présentés

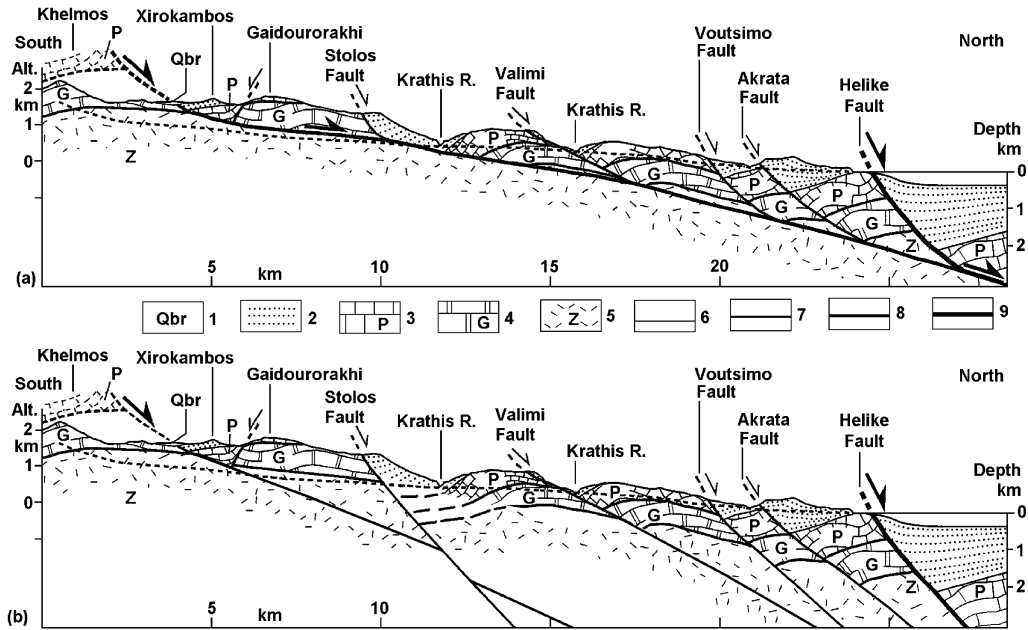


FIG. 2.7 – Deux interprétations différentes des mêmes observations de surface. Alors que Sorel [2000] invoque un détachement de faible pendage qui rejoindrait la sismicité en mer, Westaway [2002] explique les pendages à l’aide d’une extension du Golfe en plusieurs phases, qui seraient associés à des orientations de contraintes différentes. Les lettres majuscules désignent les nappes : P pour la nappe du Pinde, G pour la nappe de Gavrovo-Tripolitza, et Z pour les Phyllades affleurant à Zaroukla.

plus hauts : les failles du sud semblent être des failles non listriques rencontrant une structure peu profonde et faiblement pentée vers le nord, qui aurait donc une importance géodynamique, contrairement aux affirmations de Westaway.

L’explication rhéologique de cette géométrie est encore à faire. Certains proposeraient d’associer ces structures à la nappe des phyllades, fortement micacée. Par exemple, Latorre et al. [2004] notent une forte discontinuité de vitesse sismique vers 6 km, qu’ils imputent à un changement de lithologie. Il serait alors tentant d’adapter le modèle de Gueydan et al. [2003] qui prédit une localisation induite par des changements de phases minéralogiques. Une autre possibilité est d’invoquer l’effet des fluides.

2.2.5 Fluides de surface - fluides profonds

Avec des sommets de plus de 2000 m au sud (Monts Chelmos, Ziria et Érymanthe) et au nord (Mont Parnasse), le Golfe de Corinthe est bordé par plusieurs châteaux d’eau qui alimentent les rivières de la région. Lacroix [2004] montre par une étude sur les isotopes de l’hélium que les eaux prélevées en surface ne sont pas d’origine mantellique. Au contraire, les analyses géochimiques effectuées par Pizinno et al. [2004] sur les échantillons indiqués sur la figure 2.8 indiquent surtout des circulations de fluides souterrains relativement peu profondes. Il distingue notamment deux circuits de circulation d’eau :

- un circuit rapide et peu profond dans lesquels se classent la grande majorité des échantillons qu’il a analysés. Ces eaux sont fortement chargées en Ca^{2+} et HCO_3^- .
- un circuit profond, caractérisé par une composition plus alcaline. Seuls deux échantillons relèvent de cette catégorie. Ils sont marqués par des étoiles vertes dans la figure 2.8. Ces deux puits artésiens sont maintenant équipés par Véronique Léonardi

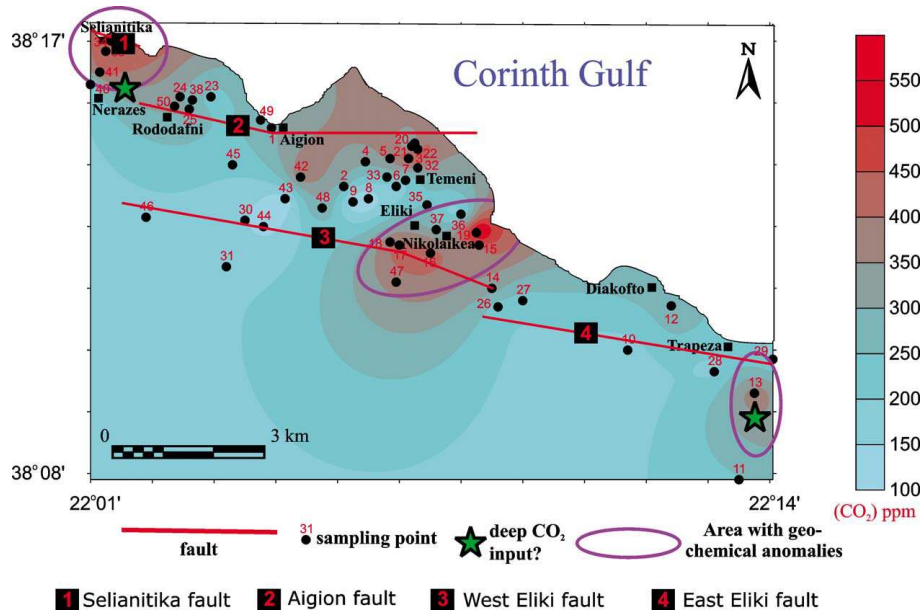


FIG. 2.8 – Synthèse des études géochimiques réalisées par Pizinno et al. [2004].

et Pierre Gavrilenko, qui enregistrent le débit (Neratzes) ou la pression (Trapeza) en continu [Léonardi and Gavrilenko, 2004].

Latorre et al. [2004] donnent quelques indications sur la répartition des fluides profonds à l'aide de la sismicité enregistrée durant la campagne de 1991. Le rapport V_P/V_S donne une indication du rapport de saturation en fluide tandis que le produit $V_P \times V_S$ indique une zone fracturée ou fortement poreuse. La carte qu'ils obtiennent est présentée dans la figure 2.9. Les résultats obtenus par Stéphanie Gautier à partir de données acquises en 2001 sont très similaires.

La figure 2.9 montre que la zone faillée et le fond du Golfe ont un faible produit $V_P \times V_S$, ce qui indique une zone poreuse ou fracturée. Le premier cas est plus probable pour les sédiments mous du Golfe tandis que le second s'appliquerait plutôt pour la zone faillée du nord du Péloponnèse. Il est intéressant de constater la forte saturation en fluide observée en dessous de l'anomalie géochimique de Trapeza, même si ce résultat est à prendre avec réserve puisque la zone est en dehors de la région de bonne résolution de la tomographie.

Plus en profondeur, on observe deux niveaux saturés en fluide. Le plus fort coïncide avec la zone sismogénique identifiée par la microsismicité. Une deuxième anomalie est située à son aplomb vers 4 km de profondeur. Elle est plus marquée dans la tomographie basée sur les données de 2001. Cette présence de fluide est-elle à l'origine de la sismicité observée ? Ces fluides profonds sont-ils d'origine mantellique ou météorique ? Qu'est ce qui sépare ces deux poches de fluide ? L'accentuation de l'anomalie à 4 km entre les tomographies de 1991 et de 2001 sont-elles reliées aux deux séismes de Galaxidi et d'Aigion ? Ces résultats suscitent plusieurs interrogations à laquelle seule l'observation directe permettra de répondre avec certitude.

Le forage d'Aigion est de dimension modeste par rapport à l'échelle de ces figures. La physique des séismes et des interactions fluides-failles est sans doute bien différente à ces profondeurs que celle qu'on observe dans un puits de 1000 m. Néanmoins, le forage est un premier pas pour s'initier aux problèmes et aux apports de l'instrumentation *in-situ* d'une faille active. De plus, avec l'espoir de se brancher sur une faille perméable, qui sait si on pourra observer les signatures hydrauliques de mouvements profonds ?

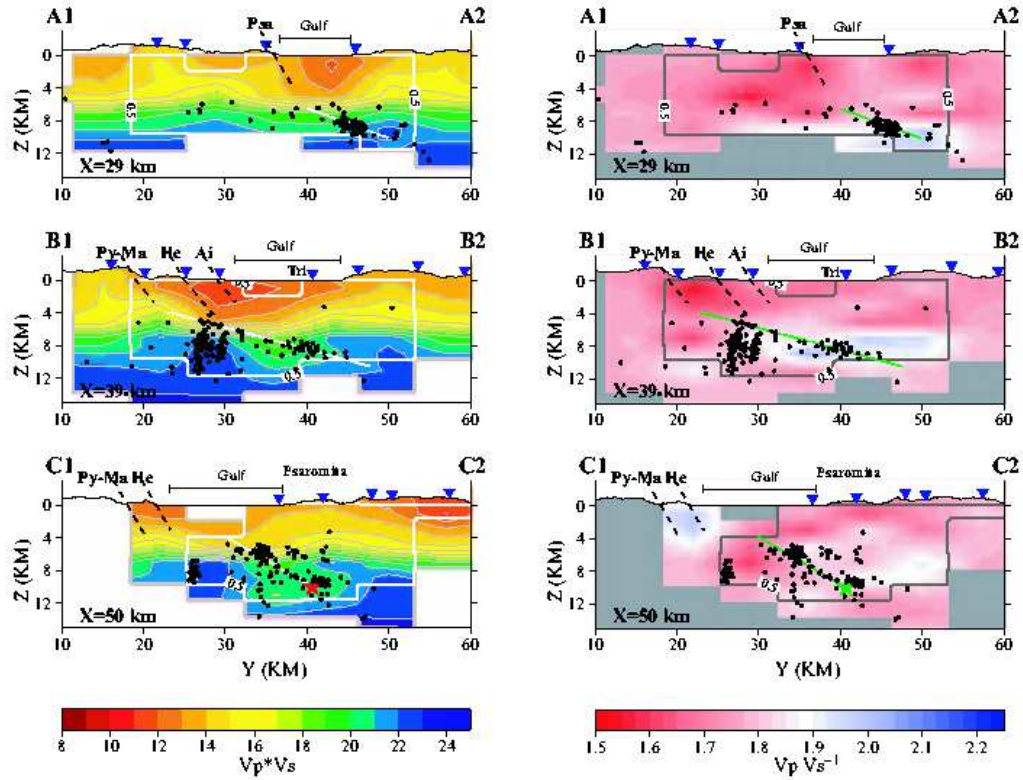


FIG. 2.9 – Sections tomographiques nord-sud, au niveau de la faille de Pspathopyrgos (A1-A2), de la faille d’Aigion (B1-B2) et l’extrémité est de la faille d’Helike (C1-C2), tirées de [Latorre et al., 2004]. Le produit $V_P \times V_S$ présenté dans la colonne de gauche renseigne sur la porosité ou la fracturation du milieu tandis que qu’un rapport V_P/V_S élevé indique une forte saturation en fluides.

2.3 La faille d'Aigion

La ville d'Aigion surplombe la mer de plus de 80 m. Sa falaise littorale a été identifiée comme le résultat d'une érosion accentuée par l'activité de la faille d'Aigion qui la borde.

La faille d'Aigion est positionnée en relais entre les failles de Psathopyrgos au nord-ouest et la faille d'Helike au sud et au sud-ouest. Alors que ces deux failles s'étendent sur plusieurs dizaines de kilomètres, les auteurs n'accordent que 5, voire 10 kilomètres pour la faille d'Aigion. La faille d'Aigion est de plus bordée au sud par un système de failles normales s'étendant jusque l'hôpital d'Aigion. L'une de ces failles est notamment associée à un escarpement d'environ 5 m qu'il faut franchir pour rejoindre le village de Kerinia.

Koukouvelas and Doutsos [1996] identifient trois segments majeurs de la faille d'Aigion. Le segment central est le plus développé. Longeant la ville d'Aigion il est à l'origine de l'escarpement de 80 m séparant la ville de son port. Ce segment est bordé à l'est par le segment de Stafidalona et à l'ouest par le segment d'Agios Konstantinos, reconnaissable à son escarpement de 10 m. À partir de ces observations de surface, les auteurs attribuent une longueur totale de 12 km à la faille d'Aigion. Cependant, des études bathymétriques récentes menées à l'est de la faille d'Aigion font apparaître un escarpement de 4 à 10 m en continuité de la faille d'Aigion [McNeil et al., 2003]. La faille semble donc atteindre une longueur d'au moins 15 km.

Par des vitesses en tranchées, Pantosti et al. [2004] estiment la vitesse de glissement de la faille d'Aigion à 2.9 ± 1.4 mm/an. Les études des escarpements affleurants de De Martini et al. [2004] indiquent un taux de déplacement relatif un peu plus élevé, de 9 à 11 mm/an. Par comparaison des positions de couches obtenues par sismique-réfraction et par sismique de puits, Naville et al. [2004] ont calculé un décalage vertical de 150 m, ce qui donne un âge de 50 ka. Par une étude de la micropaléontologie des niveaux marins, Lemeille et al. [2002] obtiennent un ordre de grandeur similaire de 34 ka. Tous ces éléments laissent penser que la faille d'Aigion est au moins modérément active. Pantosti et al. [2004] envisagent même la possibilité d'un séisme de magnitude supérieur à 6 sur la faille d'Aigion, en faisant remarquer que le taux de récurrence de la faille est de 360 ans.

L'intérêt pour la faille d'Aigion a été stimulé par les mouvements de surface accompagnant le séisme de magnitude $M_s = 6.2$ du 15 juin 1995. Bien que l'épicentre du séisme soit situé dans le nord du Golfe, comme le démontre Bernard et al. [1997], les dégâts les plus importants sont localisés dans la ville. Les phénomènes de liquéfaction sont notamment à l'origine des importantes destructions de la zone industrielle située dans les terrains alluvionnaires au nord de la faille. Le bilan humain est de 26 morts, victimes de l'effondrement de leur hôtel.

Koukouvelas and Doutsos [1996] et Koukouvelas [1998] ont montré que la faille d'Aigion avait été réactivée lors du séisme. Le déplacement relatif atteint les 3 cm dans le segment central mais diminue sur les segments latéraux. Il reproduit en cela la structure du décalage total observé sur la faille. Il est à noter que la déformation est localisée sur la faille d'Aigion et n'affecte pas les failles secondaires situées en arrière de la faille d'Aigion. En mer, Papatheodorou and Ferentinos [1997] ont répertorié plusieurs glissements de terrain, que le mouvement le long de la faille d'Aigion a pu faciliter. Soter [1999] a aussi observé des « pockmarks » (cônes de boue) en continuité de la faille d'Aigion, ce qui insinuerait que la faille s'est aussi déplacée dans sa partie est, en mer.

La réponse de la faille d'Aigion au séisme de 1995 laisse penser que la faille est une faille sensible mécaniquement à défaut d'être une faille majeure du Golfe. Elle s'est donc révélée être une cible de choix pour y placer un observatoire souterrain *in-situ*, concrétisé par l'instrumentation permanente placée dans le forage AIG10 dans le cadre du « Corinth

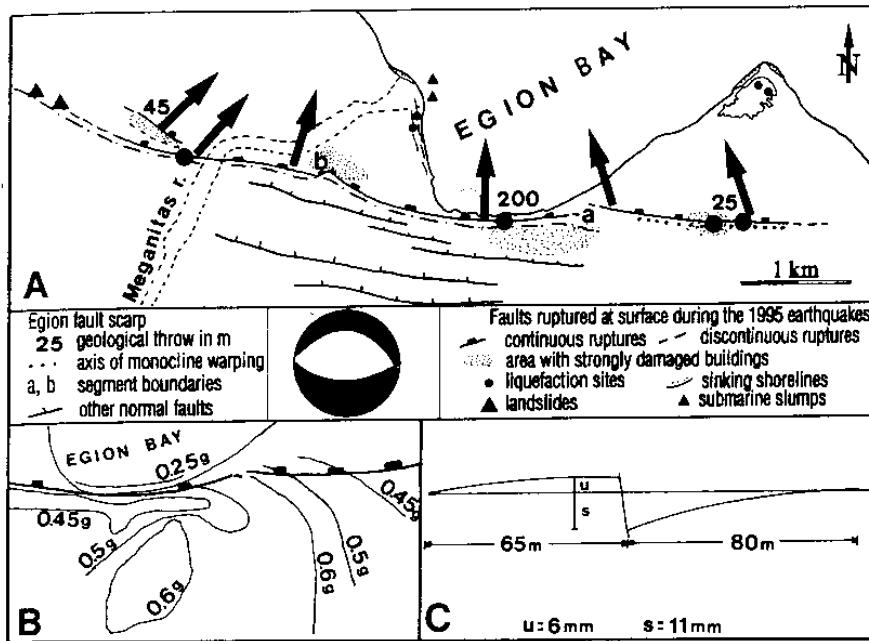


Fig. 3. A. Summary data of surface ruptures during the Egean earthquake (for details see text). Focal mechanism solution shown as lower-hemisphere equal-area projection. Heavy arrows showing opening direction of the Egean fault (adapted from Roberts and Koukouvelas, 1996) and heavy dots showing selected areas for near field tectonic geodesy. B. Computed peak ground acceleration from the Egean area (after Bouckovalas *et al.*, 1996). C. Summary data of near field tectonic geodesy across the Egean fault. The hanging wall subsidence ($s = 11$ mm) and the footwall uplift ($u = 6$ mm) is showing a ratio $(s/u) \approx 2$.

FIG. 2.10 – Déplacements induits par le séisme de 1995. Le graphe supérieur montre le décalage total de la faille d'Aigion. Les deux figures inférieures concernent plus précisément le séisme d'Aigion avec l'accélération induite, à gauche et le déplacement relevé au niveau de la falaise d'Aigion. La figure est tirée de [Koukouvelas, 1998].

Rift Laboratory ».

2.4 Premiers apports du forage AIG10

Prévu pour 2001, le forage AIG10 n'a pu être réalisé que durant l'été 2002 et instrumenté en septembre 2003. Plusieurs problèmes techniques et administratifs ont retardé le projet européen DGLAB en charge de son implantation. Cependant, ce programme s'est révélé être un succès :

- le forage recoupe la faille d'Aigion à 760 m dans des calcaires homogènes, alors que la géologie de la région est riche en conglomérats et sédiments mous. Plus de 50 m de part et d'autre de la faille ont pu être documentés.
- la faille a été entièrement carottée, ainsi que plus de 10 m en dessus et en dessous
- nous avons pu obtenir plus d'un an de données continues, dans une configuration certes réduite par rapport aux ambitions initiales, mais suffisante pour obtenir de nombreux résultats, détaillés dans ce mémoire.

Le forage AIG10 profond de 1000 m a ainsi permis de commencer à faire le lien entre les observations de surface et les données profondes obtenues de manière indirecte.

2.4.1 Une meilleure compréhension de la complexité géologique locale

L'objectif du forage était de recouper la faille dans des matériaux mécaniquement compétents, afin de pouvoir ancrer les obturateurs de l'instrumentation permanente et simplifier l'interprétation de ses données. Comme les sédiments syn-rifts sont des conglomérats inappropriés, il faut se référer à la structure des nappes pré-rift. La figure 2.2 suggère que les calcaires du Pinde sont les matériaux les plus adéquats. Mais à quelle profondeur se trouvent-ils sous Aigion ? Sachant que le prix du forage croît comme le carré de sa profondeur, l'emplacement du forage se devait d'être optimal.

Les informations *a priori* concernant la faille d'Aigion et son environnement se sont révélées peu utilisables pour répondre à des questions aussi concrètes. Ainsi, la sismique-réflexion exploratoire réalisée préliminairement au percement du forage n'a pu donner de résultat pertinent. Sans doute, les conglomérats ont fortement diffracté les rais sismiques et brouillé le profil sismique. En conséquence, le choix du lieu du forage a été effectué à partir de données parcellaires, comme la profondeur du toit des calcaires déterminée par Charles Naville à l'aide de la sismique-réfraction.

La lithologie rencontrée s'est révélée aussi bien plus compliquée que la géologie annoncée *a priori*. Alors que l'on attendait, une alternance simple d'argile, de calcaire puis de radiolarite, on a pu retrouver des radiolarites *au dessus* des calcaires. Comme Rettenmaier et al. [2004] le soulignent, l'observation de la nappe du Pinde dans les massifs du Péloponnèse montre bien que la nappe du Pinde tend à s'autochevaucher.

Rettenmaier et al. [2004] décrivent brièvement le profil lithologique rencontré dans le forage. La figure 2.14 présente aussi un schéma simplifié de la géologie autour du forage.

Les sédiments syn-rift se composent de haut en bas des dépôts de la rivière Méganitas, de dépôts lacustres et fluviaux qui isolent une grande épaisseur de conglomérats de 127 à 388 m. L'aquifère qui remplit ce conglomérat est contaminée par de l'eau salée.

Les argiles d'origine marine signalent le passage aux sédiments pré-rift. La séquence de la nappe du Pinde y est observée, mais pas dans la séquence prédite. On rencontre d'abord plus de 112 m d'argiles qui se terminent sur plus de 10 m de radiolarite. À partir de 506 m, se trouve enfin du calcaire, mais au lieu de la roche homogène prédite se trouve en fait une alternance de calcaires et de radiolarites. La discontinuité observée entre 696 et

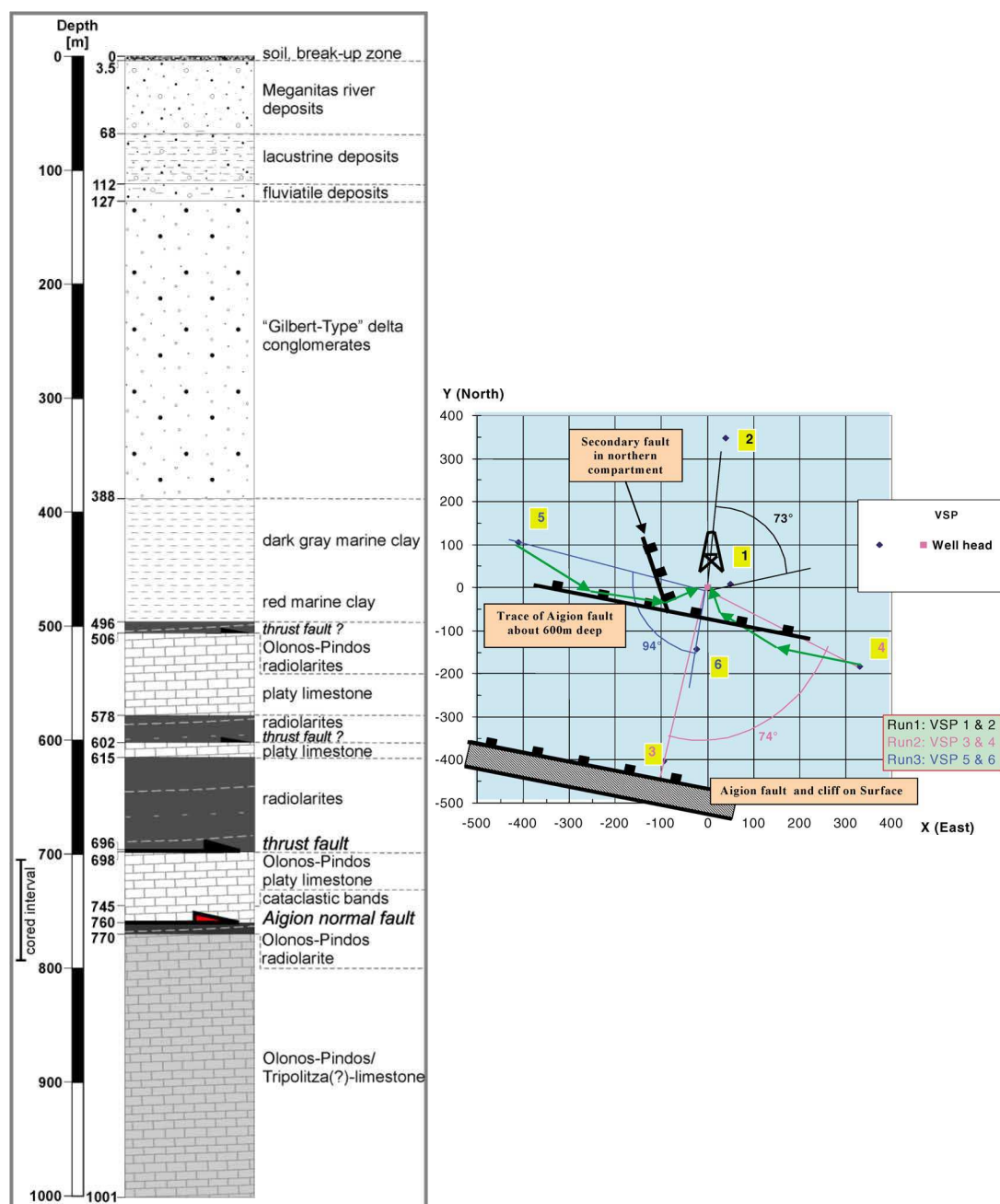


FIG. 2.11 – Les alternances lithologiques observées dans le forage [Rettenmaier et al., 2004] ainsi que les failles secondaires détectées par sismique de puits [Naville et al., 2004] indiquent que la structure géologique sous-jacente est non seulement affectée par l'extension actuelle mais aussi par les structures rémanentes de la compression Miocène.

698 m est interprétée par Rettenmaier et al. [2004] comme la trace d'une faille inverse de la compression alpine, qui pourrait coïncider avec la faille secondaire observée par Naville et al. [2004] en dessous de 600 m à 100 m du forage. Une autre candidate est la faille située à 750 m, identifiée par Daniel et al. [2004] à partir de l'analyse des pendages observés dans les diagraphies.

De 698 à 760 m, plus de 60 m homogènes de calcaires sont observés. Le forage est tubé jusqu'à 708 m et donc cette partie a pu être observée par des diagraphies et non plus à partir de cuttings seulement. À partir de 710 m, le forage est aussi carotté, de sorte que cette section est bien documentée. Ce sont des calcaires en plaquettes, typiques de la nappe du Pinde, fracturés et présentant des traces de recristallisation. L'aquifère qu'ils renferment est artésien avec une surpression de 5 bars. C'est dans ces calcaires compétents que la faille d'Aigion a été recoupée.

La structure de la faille d'Aigion est obtenue par les carottes. Entre les deux zones cataclasées calcaires qui l'encadrent, le coeur de la faille est composé de la gouge proprement dite, fortement argileuse. En dessous, se trouvent près de 10 m de radiolarites, sans doute étirées par la faille. Song et al. [2004] la décrivent comme fortement imperméable tandis que Rettenmaier la décrit plutôt comme fortement fracturée et bréchifiée, ce qui expliquerait la perte de la carotte correspondant à l'intervalle. Les diagraphies montrent en fait deux zones : une zone épaisse de plus d'un mètre s'étendant juste au-dessous des calcaires en plaquettes, puis une zone cisailée dans les radiolarites. La première zone comporte deux faciès comme le montre la figure 2.12. La différence de pression d'au moins 3 bars observée entre les deux compartiments séparés par la faille indique que celle-ci est imperméable.

Le calcaire qui s'étend de 770 m à 1000 m a un tout autre faciès. La pression augmente brusquement et de forts débits sortant du forage sont observés. L'imagerie en forage présente de nombreuses cavités de taille métrique, ce qui signifie que l'aquifère est karstique. L'épaisseur et l'homogénéité de cette séquence ainsi que la différence d'aspect du calcaire ont incité Rettenmaier et al. [2004] à supposer que c'est la nappe de Gavrovo-Tripolitza qui se trouve sous la faille.

2.4.2 Aspects mécaniques

La faille d'Aigion est intersectée à 760 m. Comme la faille affleure en surface, non loin de la voie ferrée, à 450 m du forage, cela fait un angle de 60° , l'angle prévu pour une faille normale par la théorie d'Anderson et le critère de Coulomb. Ceci montre que la faille n'est pas listrique sur ses premières centaines de mètres. L'analyse de la microsismicité de F. Pacchiani suggère qu'elle ne l'est pas non plus à grand échelle, car l'agencement des multiplets qu'il relocalise concorde avec l'extrapolation du plan de la faille jusqu'à 6 km de profondeur.

Les carottes prélevées dans le forage permettent de retrouver cet angle de 60° , qui correspond au contact entre les calcaires sus-jacents à la faille et la gouge de faille. Cependant, cette surface semble inactive en comparaison de la deuxième discontinuité observée sur cette carotte. À l'interface de la gouge de faille grise et de la radiolarite rouge advectée par la faille, des surfaces de glissement sont clairement visibles. Un point intrigant est que cette discontinuité n'est pas dans l'axe de la faille mais pentée de 37° .

Plusieurs interprétations sont possibles. Ce peut tout simplement être une bande de Riedel, une structure souvent décrite dans les zones de failles et dont les mécanismes de formation sont rappelés par Mandl [2000]. Jean Sulem propose aussi que les propriétés mécaniques des argiles qui remplissent la faille peuvent produire des localisations de la déformation. Pragmatiquement, nous retiendrons que les mouvements locaux à la faille



FIG. 2.12 – La carotte de la faille est présentée dans la figure de gauche. On y aperçoit deux discontinuités : entre les calcaires et la gouge argileuse grise puis entre cette gouge argileuse et une argile siliceuse, sans doute issue des radiolarites advectées par le mouvement de la faille. Sur cette dernière, des striations de glissement sont encore bien visibles, à droite. Noter les angles différents observés.

peuvent avoir une géométrie différente de ce que l'on aurait pu déduire des observations à grande échelle, comme sur la figure 2.14. Nous verrons que cela a son importance dans l'interprétation des anomalies hydrauliques observées par notre instrumentation.

2.4.3 Une faille imperméable

Cette observation est appuyée par de nombreuses observations, qui seront discutées en détails dans la partie II, lorsque nous caractériserons l'environnement hydrogéologique dans lequel l'instrumentation en forage enregistre les données de pression.

Nous présentons ici quelles ont été les conséquences sur notre travail. L'ensemble du projet a été construit pour étudier une faille perméable. La découverte des propriétés hydrauliques de la faille d'Aigion devait se faire en 3 temps :

1. *Une phase exploratoire* durant le percement du forage. La faille serait carottée tandis que des essais hydrauliques et des diagraphies documenteraient ses épontes. Les matériaux retirés du forage seraient soumis à des essais en laboratoire. Cette phase a été respectée.
2. *Une phase active* où des essais d'injection hydraulique auraient permis d'interpréter la conductivité le long des dizaines de mètres qui séparent AIG5 d'AIG10.
3. *La phase passive* serait le moment où la lourde (et coûteuse) instrumentation développée spécifiquement aurait pris toute son importance. Les capteurs sismiques qu'elle renferme sont acquis à grande fréquence afin de percevoir la rupture de micro-aspérités si la faille fluait. Des capteurs précis de pression auraient également permis de percevoir toute anomalie de pression de fluide, associée aux mouvements de la faille elle-même ou à des événements d'échelle régionale.

Cet ambitieux projet a dû être revu lorsqu'il s'est avéré que la faille était imperméable, et que l'hydrogéologie locale était au contraire dominée par un karst quasi-inconnu.

Depuis, des modèles régionaux d'écoulement ont été proposés par Giurgea et al. [2004] et Jaubert [2003]. Giurgea démontre que la faille d'Helike est elle aussi imperméable, et en tire un schéma hydrogéologique régional, présenté dans la figure 2.13. Jaubert [2003] essaie de déduire les conditions d'alimentation du karst observé. Cependant, ces modèles

décrivent des écoulements profonds à grande échelle, sur lesquels les informations sont plus que parcellaires, ne provenant que de deux forages. Ils attendent donc de nouvelles données pour pouvoir être confortés et affinés.

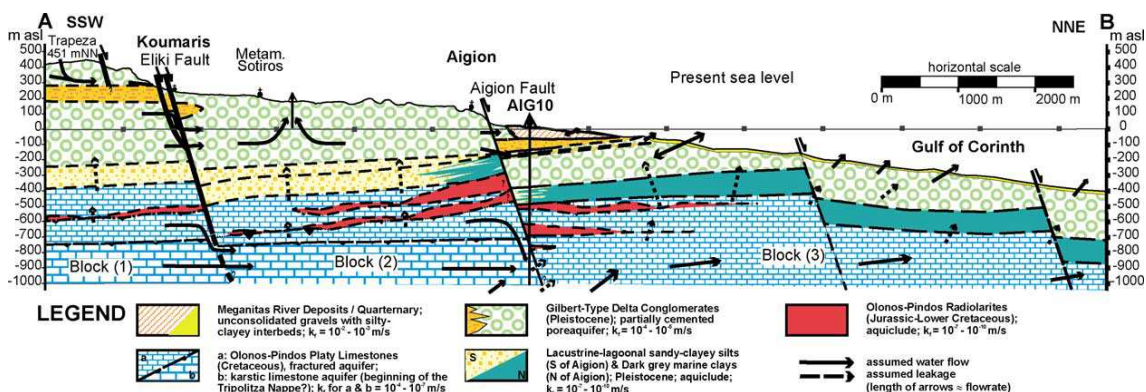


FIG. 2.13 – Synthèse des nappes de la région effectuée par Giurgea et al. [2004]. Cette interprétation s'appuie sur des essais de production faits dans des forages recoupant les failles d'Helike et d'Aigion. Elle présente le défaut de faire déboucher rapidement le karst d'Aigion dans la mer, et ne peut donc expliquer la surpression enregistrée sous la faille.

2.4.4 De nouvelles problématiques

Le bilan du forage AIG10 est à l'image de la figure 2.14. Une description bien plus précise peut être tracée mais de nombreux points d'interrogation subsistent.

Comme l'indique la figure 2.14, l'une des inconnues concerne la géométrie des couches traversées par le forage. La position et l'extension des couches les plus profondes restent à préciser. Par exemple, d'où proviennent les radiolarites qui remplissent le forage ? Où se trouve la base du calcaire le plus profond ? Si c'est effectivement la nappe du Gavrovo-Tripolitza qui est rencontrée, l'épaisseur de cette couche peut atteindre plusieurs centaines de mètres. Seuls 230 m en ont été traversés.

Une autre question porte sur le système de faille. Le schéma de la figure 2.10 montre un réseau de failles mineures est-ouest affleurant au sud d'Aigion. On n'en voit pas de traces en profondeur. Inversement, Soazig Le Begat observe par retraitement des données de sismique-réflexion une faille est-ouest entre les failles d'Helike et d'Aigion, dont on n'observe aucune trace en surface. Les failles nord-sud associées à l'ouverture du Golfe ne sont pas les seules à devoir être prises en compte. Si les nombreuses couches radiolaritiques étirées induisent des failles imperméables, alors il est probable que les failles anciennes le soient aussi. Pas moins de deux failles ont été identifiées dans le compartiment supérieur. La première est inférée par Rettenmaier et al. [2004] à partir des fragments de calcite prélevés à 700 m, tandis que la seconde apparaît dans la section ouverte du forage. Daniel et al. [2004] ne la déduit que par étude des pendages. Elle ne semble par contre pas imperméable et de manière conjointe ne porte pas de trace de radiolarite. Pour résumer, le réseau de failles locales apparaît complexe, fondé sur deux familles de failles, l'une syn-rift, l'autre pré-rift orientée à 90° l'une de l'autre et surtout peu documentée. La perméabilité de ces failles a une importance cruciale pour l'hydrogéologie régionale, et, plus immédiatement, pour l'interprétation que nous pouvons faire de la pression mesurée par notre instrumentation.

La dernière question porte sur le mécanisme de glissement de la faille. Les stries de glissement de la figure 2.12 semblent extrêmement fraîches. Est-ce un reliquat des déplacements de 1995 ou est-ce le signe d'un micro-glissement plus récent ? Dans ce dernier cas,

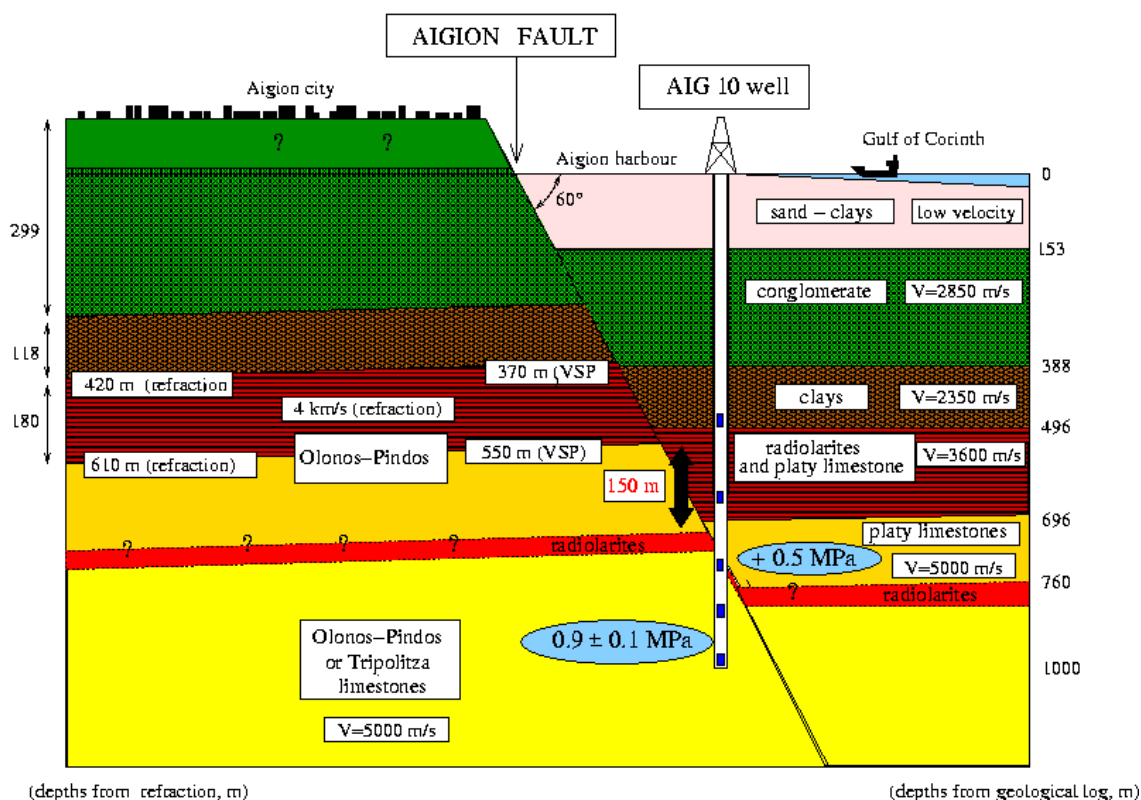


FIG. 2.14 – Coupe géologique autour du forage d'Aigion construite par intégration des données sismiques et lithologiques, réalisée par Cornet et al. [2004].

la faille d'Aigion flue sans doute doucement. D'autre part, l'orientation des plans de glissement n'est pas celui de la faille. La problématique associée est double. Non seulement, on se demande *si* la faille glisse, mais aussi on s'interroge pour savoir *comment* elle glisse !

Nous voyons que la géodynamique du Golfe de Corinthe et les mécanismes géophysiques qui s'y produisent sont extrêmement complexes. Notre étude n'abordera donc pas un grand nombre de points exposés dans cette description rapide du Golfe de Corinthe. Trois types de résultats seront surtout exploités :

- Ceux concernant les fluides géologiques. Dans notre étude, nous n'aborderons que des profondeurs de l'ordre de 1000 m, dans une étude intermédiaire entre les études en surface de Pizinno et al. [2004] et de Léonardi and Gavrilenko [2004] et les études tomographiques de Latorre et al. [2004]. Nous nous appuierons donc énormément sur les essais hydrauliques de Giurgea et al. [2004].
- Ceux concernant la microsismicité, dont on espère qu'elle ait une influence sur l'activité hydraulique enregistrée près de la faille d'Aigion.
- Ceux pouvant expliquer le faible flux de chaleur que nous avons mesuré dans le forage. Cela concerne essentiellement les résultats relatifs au Moho.

Chapitre 3

Régime thermique dans les couches traversées par le forage

3.1 Un déficit de données géothermiques documentant le Golfe de Corinthe

Alors que le Golfe de Corinthe est bien documenté en données géodynamiques, sismiques et géologiques, il est surprenant de constater que l'étude de son régime thermique a été délaissée.

Par exemple, la base de données de la Commission Internationale du flux de chaleur (<http://www.heatflow.und.edu>) ne contient que des données rares et dispersées sur la Grèce (3.1) et ne donne aucune information sur le Golfe. Ceci contraste avec l'abondance des mesures thermiques effectuées en Europe occidentale ou centrale, compilées par Čermák [1993]. Les publications concernant les régions les plus proches du rift sont des études sur le potentiel géothermique près de Loutraki, à l'extrémité est du Golfe. Les cartes de températures synthétisées par Hurtig et al. [1992] sont à grandes longueurs d'onde et ignorent complètement la présence du rift. Enfin, la région n'est pas inventoriée dans la synthèse de zones à potentiel géothermique de la Grèce publiée par Fytikas et al. [2000].

La raison essentielle de ce manque de données est la difficulté à réaliser des mesures fiables dans la région. Ainsi, Gérard Bienfait and Elias Koutsikos ont réalisé plusieurs profils thermiques autour du Golfe en 1995. Malheureusement, les mesures présentaient une trop grande variabilité de comportement, donnant même des gradients géothermiques négatifs! Leurs résultats sont en effet fortement perturbés par des effets hydrologiques, induits par les flux d'eau souterrains alimentés par les hautes montagnes du Péloponnèse, comme l'a montré Pizinno et al. [2004].

Le forage AIG10 permet de réaliser une mesure profonde du flux thermique et de combler ce manque de données. En effet, on dispose de données sur une plus grande longueur, ce qui améliore la sensibilité de la mesure. De plus, à forte profondeur, les écoulements sont plus lents et devraient moins perturber les profils thermiques.

3.2 Résultats expérimentaux

Toute mesure géothermique nécessite au moins deux étapes. Dans un premier temps, on réalise un profil thermique dans un forage pour estimer le gradient géothermique. Dans un second temps, on détermine en laboratoire la conductivité thermique de matériaux prélevés dans le forage, soit sous forme de débris (« cuttings »), soit sous forme de carottes.

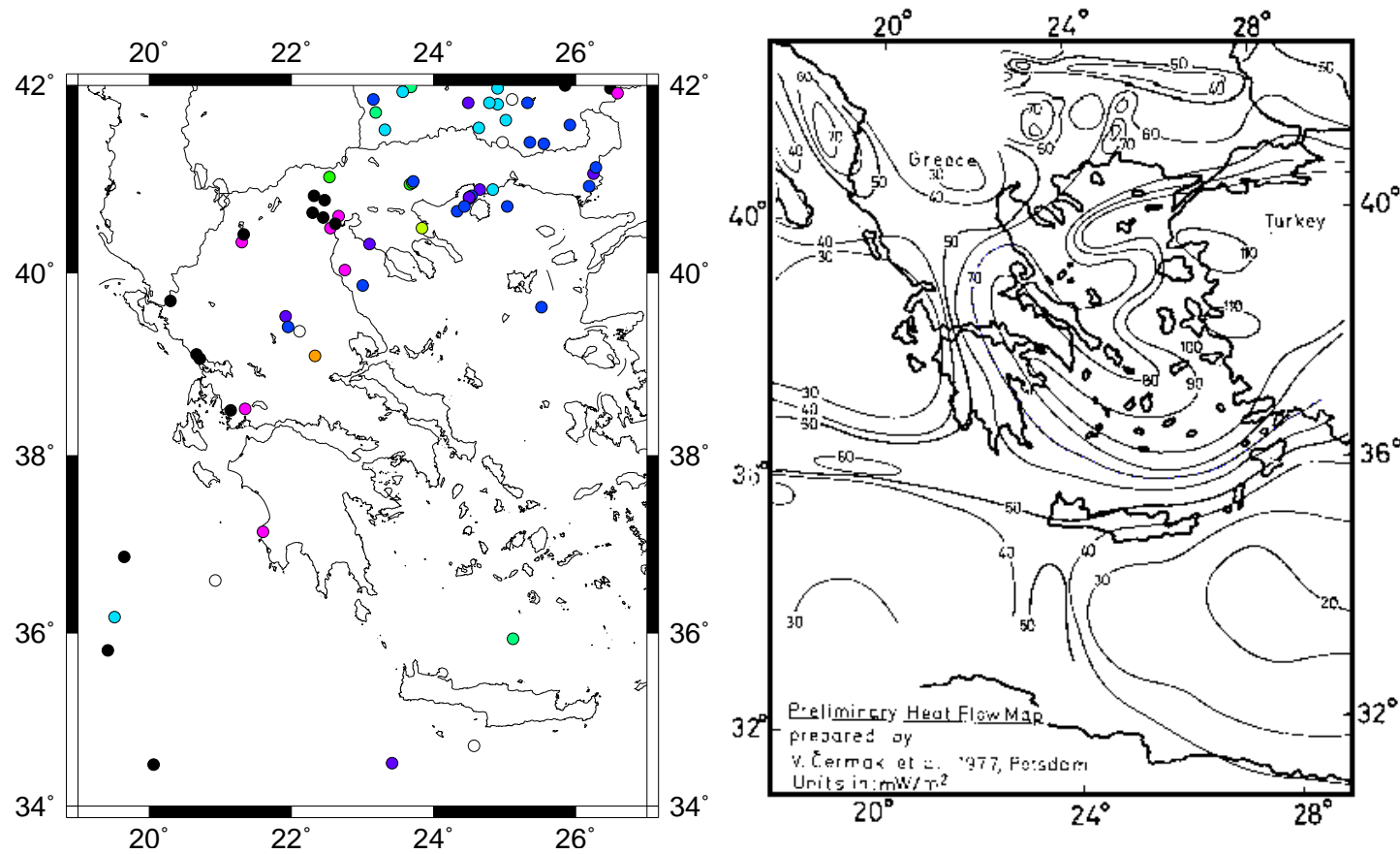


FIG. 3.1 – À gauche sont présentées les mesures de flux thermique autour du Golfe de Corinthe, extraites de la banque de données mondiale des flux de chaleur. Aucune donnée ne documente le rift lui-même. À droite se trouve une carte à grande échelle des flux thermiques, interpolée par Čermák en 1977, et dont les résultats sont proches de ceux de Hurtig et al. [1992].

3.2.1 Profil de température

Le profil de température doit être réalisé alors que le puits est à l'équilibre thermique. C'est le cas pour le forage AIG10. Il a en effet été fermé en septembre 2002. Les foreurs y ont introduit de la boue très dense pour stabiliser le forage en attendant les mesures de contrainte et la mise en place des capteurs permanents. Cette boue dense a assuré l'absence d'écoulement au sein du forage, jusqu'à la mesure, réalisée en mai 2003. Elle explique aussi les difficultés rencontrées lors de la descente des outils.

Le premier profil de température a été réalisé en mai 2003, avec un équipement aimablement prêté par Gérard Bienfait, du laboratoire de dynamique des systèmes géologiques de l'IPGP. Le matériel a consisté d'une thermorésistance lestée déroulée le long d'un câble. La sonde lestée était facilement manipulable à la main et son poids ne dépassait pas 10 kg.

La sonde de température a dû être introduite trois fois dans le forage. La première tentative a été interrompue lorsque la sonde a commencé à donner des résultats aberrants, sans doute occasionnés par un court-circuit dans l'instrument. Le capteur de remplacement était plus léger et il a donc dû être remonté pour être lesté. La descente rapide initialement, a commencé à ralentir passés les 100 m. Au bout de 200 m la sonde ne descendait pratiquement plus. La distance entre 190 et 200 m a été parcourue en peu plus de 30 minutes. Il est alors probable que l'outil en descendant perturbe un peu la température en profondeur et fausse légèrement la mesure.

Le profil de température n'a donc pu être établi que jusqu'à 200 m. Afin de l'étendre, il a d'abord été proposé à l'ISTEEM, alors présent à Trizonia, de descendre leurs outils dans le forage AIG10. Cependant, malgré le poids plus important de leur sonde, ils n'ont pu descendre au dessous de 90 m.

Le profil le plus profond a donc été accompli par une équipe de GFZ en collaboration de l'équipe de mécanique des roches de l'IPGP. Une fibre optique, à la fois capteur de déformation et capteur de température, a été attachée au câble entraînée par un poids (ou "poisson"). Le câble a pu être déroulé jusqu'à la faille, mais n'a pu la franchir.

Comme l'indique la figure 3.2, la résolution de ce dernier capteur est 5 fois moindre que celle de l'outil fourni par Gérard Bienfait. Les deux capteurs sont en très bon accord jusque vers 200 m, puis seule la fibre optique fournit des informations. L'absence de différence notable entre ces deux mesures indique que le forage a été très peu perturbé par les tentatives de relevé thermique du mois de mai, et que l'équilibre thermique a effectivement été atteint.

Ce profil est complété par des données ponctuelles réalisées lors des diagraphies effectuées par Schlumberger. La température a été relevée au début et à la fin de ces mesures. On obtient une température en fond de forage de 31 °C, très proche de celle enregistrée à 760 m. Même si le forage a alors été percé depuis peu, il est peu probable que les écarts de température excèdent les 3 °C. Cela laisse donc supposer que la température est quasi-uniforme dans le karst. Un autre fait plaide en faveur de cette hypothèse : lors des essais hydrauliques de septembre 2002, le forage a été laissé en production pendant 3 jours. La température de l'eau est restée constante à 30 ± 1 °C, bien que l'eau provienne du karst situé sous la faille. Si le gradient géothermique était prolongé sous la faille, cette eau profonde, non perturbée par le processus de creusement du forage aurait dû être plus chaude.

3.2.2 Mesures de conductivité

Le laboratoire des systèmes dynamiques, de l'IPGP, nous a gentiment permis de réaliser nos mesures avec leur matériel. Gérard Bienfait, grâce à son expertise et sa gentillesse, nous

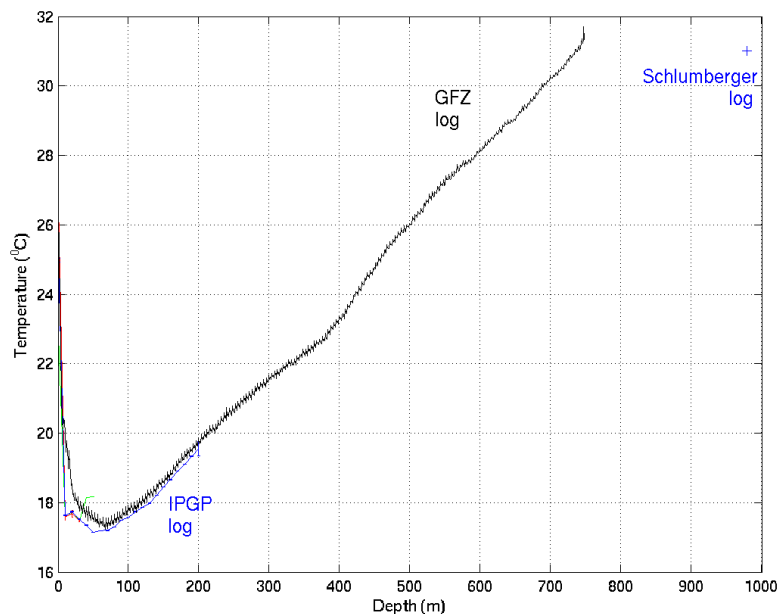


FIG. 3.2 – Profils thermiques établis par l'IPGP et par GFZ

a été d'une grande aide lors de la réalisation de nos expériences. Comme nous disposions à la fois de cuttings et de carottes, nous avons pu nous former à deux méthodes de mesure de la conductivité thermique.

Mesures de conductivité sur des poudres à l'aide de la méthode de l'aiguille chauffante

La majeure partie des échantillons ont été prélevés dans les sacs de cuttings stockés à l'extérieur, près du forage, 12 mois après la fin du forage. Nous avons choisi des échantillons homogènes. Afin de refléter la diversité des couches traversées, plusieurs matériaux différents ont été utilisés :

- des conglomerats, prélevés sur un large intervalle de 12 m, entre 236 m et 244 m, afin d'échantillonner un volume représentatif de cette roche fortement hétérogène.
- des argiles grises, prélevées à 474 m, encore modérément sèches.
- des radiolarites entre 594 et 596 m.
- des argiles à 570 m. Ces argiles rougeâtres étaient encore très humides.
- des calcaires entre 510 et 524 m. Malheureusement, leur forte proportion de gros grains calcaires envoyés dans de l'argile a empêché leur étude.
- des calcaires à 910 m. Ces cuttings sont très fins, inclus dans une gangue un peu argileuse. Même une fois lavés, ils sèchent en se cimentant. Ils apparaissent très différents de l'aspect sombre qu'ils avaient lors de leur extraction du forage. Cette variabilité peut être imputée, soit à une altération chimique, favorisée par les conditions météorologiques et le caractère marneux de ces matériaux, soit éventuellement à une corrosion sous contrainte.

Il convient d'ajouter d'autres matériaux, acquis de façon peu orthodoxe. Ils ont été extraits du forage, emportés par l'eau qui sortait du puits lors de l'installation des capteurs. Ces échantillons sont majoritairement constitués de radiolarites ; on ne rencontre celles-ci

dans la partie ouverte du forage qu'au niveau de la faille. Nous les avons classés en deux catégories :

- les cuttings grossiers ramassés dans la cuve de forage,
- et les cuttings fins, ramassés à plus grande distance du forage

Principe de la mesure

Les échantillons sont concassés et tamisés pour obtenir 3 séries d'échantillons de granularité g différente :

- cutting $g < 0.315$ mm
- cutting $0.316 < g < 0.6$ mm
- cutting $0.6 < g < 1$ mm

À l'aide de la poudre ainsi obtenue, on recompose un échantillon synthétique avec de l'eau distillée. Ayant auparavant mesuré les densités de l'eau et de la roche, on connaît exactement les volumes respectifs des parties fluide et solide. On peut alors remonter de la conductivité effective à la conductivité de la roche, ou plus exactement de sa matrice.

Cette procédure n'a pu être appliquée aux échantillons argileux, qui ne peuvent être pulvérisés. Ces matériaux ont été placés directement dans le cylindre d'essai, et la densité mesurée a été assimilée à celle prévalant dans les conditions réelles. Ce sont là des hypothèses fortes, sachant que ces argiles ont été décompactées et que les fluides de forage ont sans doute remplacé les fluides présents *in situ*.

Notons que l'échantillon prélevé à 520 m étant un mélange hétérogène d'argile et de grains grossiers de calcaire, il n'a pu être analysé.

Mesure de densité On mesure la densité des échantillons à l'aide d'une fiole jaugée (« pycnomètre ») de volume connu. À l'aide d'une balance de haute précision, on mesure successivement (1) le poids à vide du flacon (2) le poids du flacon rempli jusqu'à la jauge d'eau distillée préalablement dégazée. On détermine ainsi la densité de l'eau distillée.

Le même protocole est ensuite appliqué pour la poudre : on pèse (1) le flacon à vide (2) le flacon partiellement rempli de poudre (3) le flacon complété d'eau distillée. De la mesure de densité de l'eau préalablement réalisée, on en déduit le volume d'eau introduit, donc le volume de poudre initial. On arrive ainsi à la masse volumique de la roche introduite.

La principale difficulté de la mesure réside dans les pertes de matière, occasionnées par la mise en solution de minéraux ou la mise en suspension des fines poussières se trouvant sur les grains de la poudre. Le premier problème est particulièrement aigu pour la radiolarite qui colore d'un rouge sombre l'eau distillée. Pour certains échantillons, la densité a donc été mesurée deux fois. La masse volumique retenue par la suite est indiquée en gras dans le tableau 3.1.

Mesure de conductivité

Nous utilisons la méthode de l'aiguille chauffante pour mesurer les conductivités de nos échantillons poudreux. L'aiguille est placée dans l'axe d'un récipient cylindrique rempli d'un empilement compact imbibé d'eau et de grains du matériau à tester, de conductivité thermique λ . Elle permet de chauffer avec un flux de chaleur Q constant au centre du matériau.

Simultanément, on mesure la température au centre de l'échantillon à l'aide d'une thermorésistance. Carslaw and Jaeger [1959] donnent une solution analytique à ce problème

Poudre	Provenance	Masse volumique (10^3 kg/m^3)
Conglomérats	240 m	2.663 2.661
Radiolarite	490 m	2.611 2.525
Calcaire	910 m	2.698 2.694
Cuttings fins	faille ?	2.64
Cuttings grossiers	faille ?	2.65

TAB. 3.1 – Mesures de densité effectuées sur les poudres extraites du forage. La mesure est effectuée avec de la verrerie de classe A (précision de 0.05 %) et une balance résolvant le centième de gramme alors qu’on mesure des masses de plus de 50 g. Une précision théorique de 4 chiffres significatifs est alors possible. Les incertitudes de mesure résultent plutôt d’erreurs de manipulation, dues par exemple à des pertes de matière ou à une verrerie mal séchée. Les mesures précédentes sont donc à prendre avec 3 chiffres significatifs.

aux temps longs :

$$T = \frac{Q}{4\pi\lambda} \log\left(\frac{4Dt}{Ca^2}\right) \quad (3.1)$$

D est la diffusivité du matériau, $C \approx 1.7811$ vaut l’exponentielle de la constante d’Euler. Il s’établit une relation linéaire entre Q/λ et $\log t$ si on attend suffisamment longtemps, la diffusivité D restant constante au cours de l’expérience. Le coefficient de proportionnalité ne dépend que de la géométrie de l’équipement et de la conductivité du matériau. En pratique, l’appareillage a été calibré avec des billes de verre, de manière à s’affranchir des problèmes géométriques, et seul un facteur correctif de 1.057 doit être appliqué.

Les récipients ont un diamètre de 7 cm et une hauteur de 14 cm. On y introduit de la poudre bien tassée et imbibée d’eau. La conductivité étant assurée par la roche, il faut s’assurer que l’empilement soit bien compact. Par ailleurs, il faut éviter la persistance de poche de gaz. La conductivité effective mesurée est supposée valoir la moyenne géométrique pondérée des conductivités de l’eau et de la roche :

$$K_{\text{mes}} = K_{\text{roche}}^{\frac{V_{\text{roche}}}{V_{\text{tot}}}} \times K_{\text{eau}}^{\frac{V_{\text{eau}}}{V_{\text{tot}}}} \quad (3.2)$$

Les volumes respectifs de l’eau et de la roche sont connus par leurs masses et leurs densités, préalablement mesurées. La conductivité thermique de l’eau est tirée des tables et prise égale à 0.6 W/K/m

On obtient les mesures du tableau 3.2. Les résultats ont les ordres de grandeurs attendus. Ainsi, les radiolarites ont u forte conductivités qui se rassemblent autour de 4 W/(K × m), tandis que les argiles ont une conductivité similaire à celle d’argilites échantillonnées dans l’est de la France (Rachel Jorand, communication personnelle).

Mesures de conductivité sur des carottes par la méthode des barres divisées

Nous avons aussi mesuré les conductivités thermiques de deux carottes prélevées dans les calcaires en plaquettes situés au dessus de la faille. Les échantillons S_2 et S_{23b} ont des structures très différentes :

- l’échantillon S_2 , extrait à une profondeur de 711 m est très bréchifié et hétérogène.
- l’échantillon S_{23b} est un échantillon de calcaire gris, relativement compact mais traversé par des fractures, certaines étant mal cicatrisées. Prélevé à 737 m, seulement

Poudre	Provenance	Conductivité totale (W/(m · K))	Conductivité de la roche (W/(m · K))	Conductivité retenue (W/(m · K))
Conglomérats	240 m	1.63	2.85	3.15 ± 0.07
		1.74	3.17	
		1.72	3.11	
		1.74	3.17	
Radiolarites	490 m	2.05	4.11	4.11 ± 0.06
		2.04	4.08	
		1.99	3.90	
		1.95	3.79	
		2.06	4.14	
Calcaires	910 m	1.55	2.26	2.40 ± 0.10
		1.64	2.44	
		1.59	2.34	
		1.63	2.42	
Cuttings fins	faille ?	1.94	3.95	3.95 ± 0.01
		1.94	3.95	
		1.94	3.95	
Cuttings grossiers	faille ?	2.12	3.47	3.65 ± 0.05
		2.20	3.67	
		2.19	3.62	
		2.19	3.65	
Argile	570 m	1.48	1.48	1.46 ± 0.03
		1.47	1.47	
		1.45	1.45	
		1.47	1.47	
		1.44	1.44	
		1.46	1.46	
Argile	414 m	1.52	1.52	1.52 ± 0.04
		1.54	1.54	
		1.50	1.50	

TAB. 3.2 – Résultats des mesures de conductivité thermique effectuées sur les poudres extraites du forage.

20 m plus bas que le précédent échantillon, il est toutefois de morphologie tout à fait différente.

Des cylindres de 3 cm de diamètre sont prélevés de ces échantillons puis débités en pastilles d'épaisseur variable, allant de 2 mm à 10 mm. On place ensuite ces pastilles dans l'appareil de mesure de conductivité thermique décrit dans la figure 3.4.

Cet appareil est composé de deux pièces de métal de conductivité thermique λ_m connue, entre lesquelles on introduit l'échantillon à tester. Les pores sont refermés en imposant une contrainte uniaxiale de 100 bars. Les températures supérieure et inférieure sont imposées par des bains thermostatés et une fois que l'ensemble atteint son équilibre thermique, on mesure les températures en différents points du système. Le flux thermique vertical est alors uniforme sur tout le dispositif, et se calcule au niveau des blocs métalliques à l'aide du gradient $(T_2 - T_3)/a$. En reprenant les notations de la figure 3.4, on obtient la



FIG. 3.3 – Carottes utilisées pour les mesures de conductivité thermique.

conductivité de la roche

$$\lambda_r = \lambda_m \frac{T_2 - T_3}{T_5 - T_6} \frac{e}{a} \quad (3.3)$$

Malheureusement, les contacts thermiques ne sont pas bien connus. Pour s'affranchir de cette incertitude, on effectue cette expérience avec différentes épaisseurs d'échantillons. En supposant que les propriétés de ce contact sont identiques pour toutes les pastilles d'une même carotte (conductivité thermique λ_c et épaisseur δ), on obtient la relation linéaire suivante :

$$\frac{T_3 - T_8}{(T_2 - T_3)/a} = \frac{\lambda_m}{\lambda_r} e + \left(2b + \frac{2\lambda_m}{k_c} \delta \right). \quad (3.4)$$

De la pente de cette droite, on remonte donc à la conductivité thermique à mesurer. On peut aussi tirer profit des températures T_8 et T_9 au lieu des températures T_2 et T_3 . On parlera alors de détermination à partir de la colonne froide, alors que dans les premiers cas, on évoque une colonne chaude. Les points de mesure de la figure 3.5 s'alignent bien le long d'une droite. On en déduit les conductivités de la table 3.3.

Échantillon	Profondeur (m)	Conductivité (W/(m · K))
S_2	711	2.94 ± 0.01
S_{23b}	737	2.82 ± 0.01

TAB. 3.3 – Conductivité des matériaux testés avec la méthode des barres divisées.

3.2.3 Le problème de la porosité *in-situ*

Les deux méthodes utilisées permettent l'estimation des conductivités des matrices des roches. Pour remonter à la conductivité effective des roches *in situ*, il faut réutiliser l'équation 3.2. Malheureusement, la porosité des couches traversées reste inconnue. Il nous faut donc faire des estimations. Dans certaines zones, des informations quantitatives peuvent contraindre cette information. Sinon, nous nous contenterons d'un ordre de grandeur.

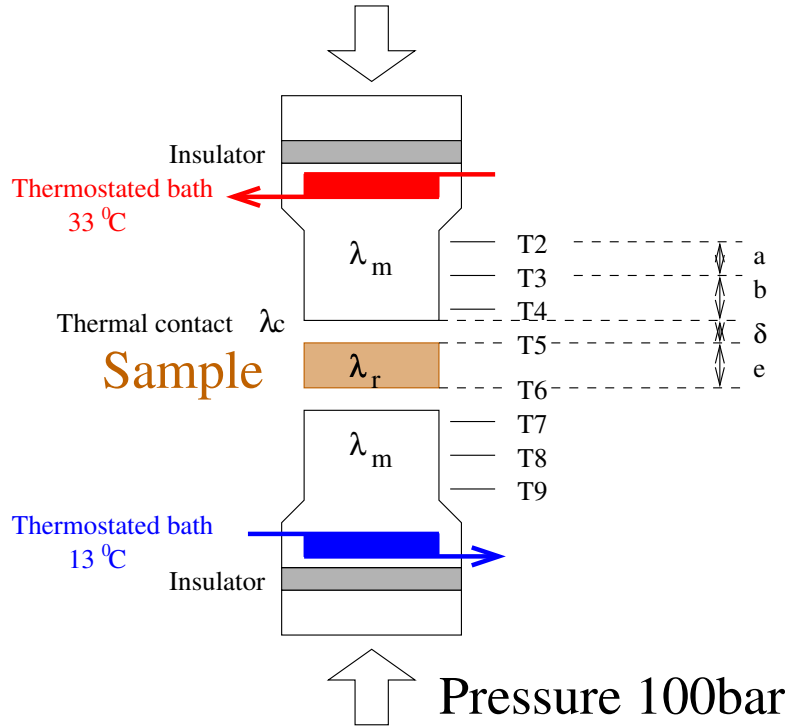


FIG. 3.4 – Description de l'appareillage à barres divisées, utilisé pour les mesure de conductivité thermique sur des carottes.

La zone de conglomérat était attendue comme fortement poreuse et perméable. Cependant, les essais hydrauliques de Giurgea et al. [2004] indiquent une conductivité hydraulique modérée de $K = 2.7 \cdot 10^{-5}$ m/s. Si on replace cette relation dans un modèle de Kozeny-Karman d'empilement de sphères de rayon d , on peut estimer la porosité; la formule est disponible dans tout bon formulaire de physique des roches, comme Mavko et al. [1998]. Il suffit ainsi d'inverser la relation

$$K = B \frac{\phi^3}{(1 - \phi)^2} d^2 \quad (3.5)$$

pour retrouver la porosité ϕ du milieu. La constante phénoménologique B n'est pas bien connue et dépend du matériau. Cependant, $B = 15$ est couramment rencontré. Son choix ne semble pas critique car que l'on prenne un rayon de 1 cm ou de 10 cm, on obtient des porosités très faibles, allant de $3 \cdot 10^{-4}$ à 10^{-3} . Ces valeurs exagérément faibles indiquent une inadéquation du modèle de sphères et suggèrent que les galets des conglomérats sont cimentés. De tels ciments ne sont pas répertoriés dans les relevés d'opération du forage. On en déduit que les matériaux de remplissage des interstices entre galets doivent être de nature proche de celle des matériaux testés et que leur conductivité thermique est similaire à celle mesurée à 240 m. Nous allons donc réutiliser ces valeurs, avec une porosité relativement faible, aux alentours de 5%.

Au delà de 700 m, nous disposons aussi de la diaggraphie sonique (DSI) réalisée par Schlumberger. Les porosités de la figure 3.6 déduites par leur programme d'interprétation sont très bruitées (elles peuvent même être négatives!) mais elles permettent de définir un intervalle de confiance. En réutilisant les mesures des deux paragraphes précédents, on peut donc obtenir une estimation des conductivités des couches traversées par le forage, compilées dans la figure 3.4.

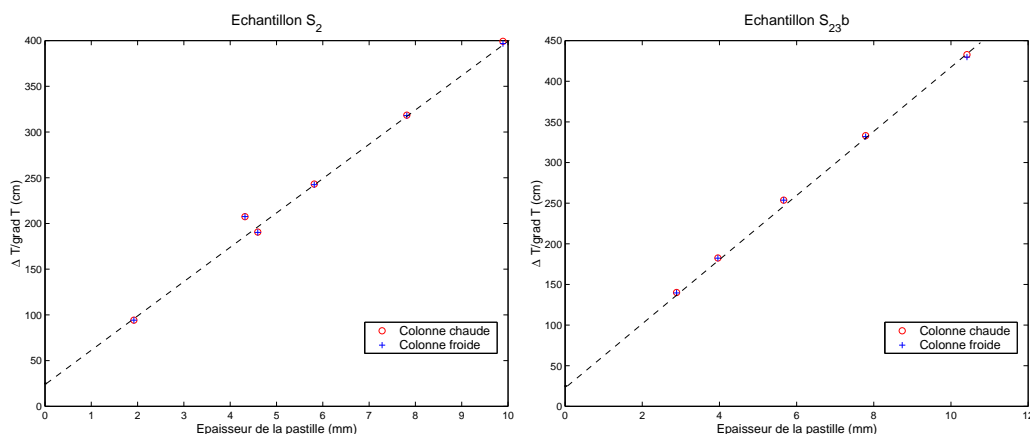


FIG. 3.5 – Vérification expérimentale de l'équation 3.4 lors des mesures de conductivité thermique des échantillons S_2 (à gauche) et S_{23b} (à droite).

Faciès	Conductivité matrice (W/(m · K))	Porosité (%)	Conductivité effective (W/(m · K))
Conglomérats	3.15 ± 0.07	5 ± 3	2.9 ± 0.3
Argile	1.5 ± 0.1	0	1.75 ± 0.25
Radiolarite	4.0 ± 0.1	3 ± 2	3.8 ± 0.2
Calcaires en plaquette	2.9 ± 0.1	5 ± 3	2.7 ± 0.2
Calcaires profonds	2.4 ± 0.1	7.5 ± 2.5	2.15 ± 0.15

TAB. 3.4 – Estimation des conductivités *in-situ*

On notera la valeur élevée et l'incertitude forte qui a été prise pour les argiles. La méthode avec laquelle elles ont été traitées est en effet un pis-aller qui a permis de déterminer un ordre de grandeur minimal : l'argile a été placée et compactée à la main dans les godets utilisés pour la méthode de l'aiguille chauffante. Cette procédure entraîne un risque non négligeable d'avoir une proportion importante d'air piégé dans l'échantillon, qui décalerait les valeurs mesurées vers les faibles conductivités.

3.2.4 Le problème des hétérogénéités *in-situ*

La figure 3.7 montre un résumé du relevé des cuttings entre 500 et 708 m. Même en prenant en compte le mélange des cuttings lors de leur remontée dans le forage, on s'aperçoit que cette section est extrêmement hétérogène. Ce problème sera abordé en appliquant les valeurs de la table 3.4 et en effectuant une moyenne arithmétique des conductivités de chaque pôle pétrologique que sont les argiles, les calcaires en plaquettes et les radiolarites.

Il est à noter que la portion comprise entre 600 et 700 m contient plus d'argile que dans le relevé de Rettenmaier et al. [2004]. Les radiolarites et les argiles ont les conductivités les plus extrêmes parmi les roches du forage. Cette ambiguïté sur la composition des roches entraîne une incertitude importante sur la conductivité.

3.3 Flux thermique

Pour déterminer le flux thermique, il nous faut combiner le gradient thermique et les conductivités thermiques. Avec les mesures de pas métrique de GFZ, on peut considérer que le premier est acquis de manière continue, tandis que le second n'est que ponctuel.

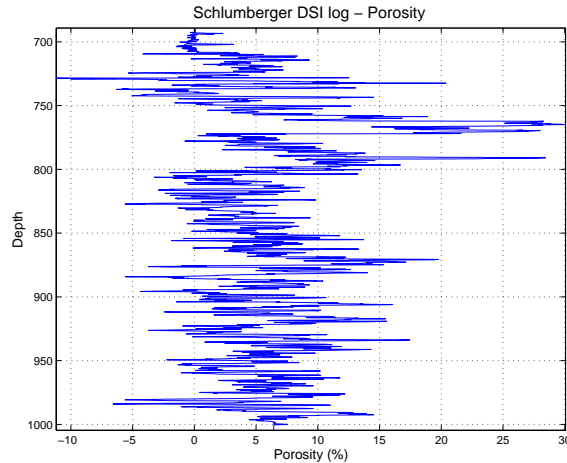


FIG. 3.6 – Profil de porosité déterminé avec l’outil de diagraphie sonore DSI de Schlumberger. La porosité a été calculée automatiquement avec leur programme d’analyse.

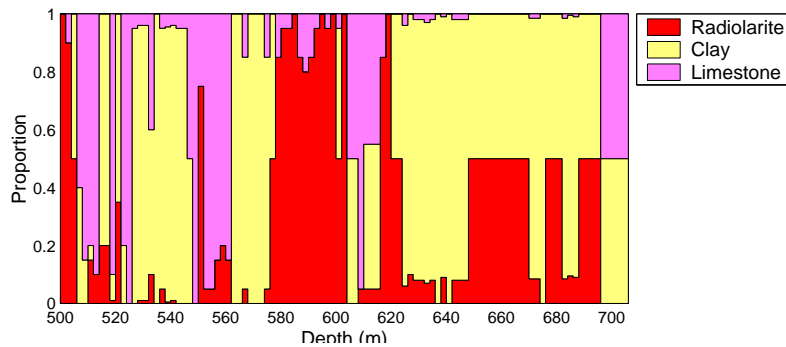


FIG. 3.7 – Composition des cuttings extraits du forage AIG10 entre 500 et 708m, construite à partir du relevé de Rettenmaier and Unkel [2002].

Le calcul du gradient est effectué par deux méthodes. La première consiste à garder la résolution spatiale en estimant la dérivée par différences finies après avoir appliqué un filtre passe-bas. La seconde consiste à effectuer une interpolation linéaire par morceaux. Les résultats des deux méthodes sont présentés dans le graphe de gauche de la figure 3.8. On s’aperçoit que la première méthode donne un profil très fluctuant mais qu’en moyenne, elle est en bon accord avec les valeurs obtenues par régression linéaire locale. Nous allons par la suite travailler avec les gradients calculés par interpolation linéaire par morceaux.

On peut maintenant multiplier le gradient par les conductivités. Dans les parties les plus homogènes, on se contente de réemployer les conductivités du tableau 3.4. Dans la partie hétérogène comprise entre 500 et 700 m, on utilise la méthode de la moyenne arithmétique du paragraphe 3.2.4 pour obtenir la conductivité effective. Dans le graphe central de la figure 3.8, on a aussi reporté les mesures d’origine sous forme de carrés noirs. Le profil de conductivité qu’on aurait obtenu sans correction de porosité est marqué par des tirets noirs.

Dans le dernier graphe de la figure 3.8, nous voyons qu’au prix d’une forte imprécision provenant essentiellement des corrections de conductivité thermique, les intervalles d’erreur des flux observés sont tous compatibles avec une valeur comprise entre 49 mW et 51 mW/m². Cependant, étant données les incertitudes obtenues, annoncer un flux de 50 ± 10 mW/m² semble plus raisonnable. Le flux le mieux contraint est le plus profond,

puisque sa conductivité a été déterminée à partir d'un échantillon complet et qu'il est moins perturbé par des écoulements de surface. Or ce flux a l'une des valeurs les plus élevées, de sorte que la fourchette haute de notre estimation semble plus probable.

Les barres d'erreurs suggèrent aussi une augmentation brusque du flux thermique dans la partie supérieure des calcaires en plaquettes. Notons d'abord que nos mesures ne permettent pas d'appréhender facilement l'existence d'une discontinuité de flux thermique, car les mesures de conductivité sont ponctuelles. Detlev Rettenmaier est actuellement en train d'interpréter les diagraphies gamma-ray pour en déduire un profil continu de conductivité.

Une telle discontinuité, si elle existait, serait à imputer à un transport thermique par mouvement de fluide. En se référant à un calcul simple, explicité dans la relation 3.13, on obtient qu'un décalage de 10 mW/m^2 sur une hauteur H demande une vitesse de fluide v_x telle que $H \times v_x \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^1$. Le profil thermique ne montre pas de saut brutal de température, ni de gradient de température vers 700 m de profondeur. De plus, la persistance de la chute de pression étudiée dans le chapitre 7 indique que la vitesse dans les calcaires en plaquette doit être inférieure à 10^{-6} m/s , ce qui laisse supposer une hauteur d'écoulement H grande. Alors que les conductivités des échantillons S_2 (711 m) et S_{23b} (737 m) sont très proches, le profil thermique, dont un zoom est présenté dans la figure 3.23, ne semble pas présenter de variation de pente forte dans la masse des calcaires en plaquette. Ceci indique alors plutôt une hauteur d'écoulement H sur laquelle se produirait l'anomalie thermique faible.

L'écart observé dans le flux thermique entre les calcaires en plaquette et les couches qui les surplombent est plutôt à rechercher dans l'extrapolation des mesures de laboratoire au terrain. Étant donné l'imprécision de nos mesures, nous le considérons comme non pertinent. Peut-être les études de Detlev Rettenmaier permettront de mieux résoudre cette apparente discontinuité.

Même en supposant qu'il y ait un léger effet advectif dans les calcaires en plaquette, il reste que le flux est faible relativement aux interpolations régionales de Hurtig et al. [1992], alors que nous bordons le rift de Corinthe. Nous allons donc étudier les principaux phénomènes qui pourraient expliquer au moins qualitativement cette anomalie.

3.4 Phénomènes pouvant influencer sur le flux de chaleur mesuré

Le flux thermique mesuré dans le forage paraît uniforme. Cependant, de nombreux effets doivent être pris en compte si on veut replacer le flux thermique mesuré dans son contexte régional. Jessop [1990] dresse une liste succincte de corrections à prendre en compte :

1. production de chaleur par radioactivité.
2. effet topographique. La surface est une isotherme qui perturbe les lignes de champ thermiques. Comme le forage est à moins 500 m de l'escarpement de la faille, cet effet peut introduire une anomalie importante.
3. effet du fluide près du forage. On retrouve, là aussi, l'effet d'une surface isotherme non horizontale sur le forage.
4. Effet des flux latéraux. Le déplacement de la faille a décalé les couches les unes par rapport aux autres.

¹On a repris les valeurs du tableau 3.5 avec $dT = 30^\circ\text{C}$ et $dx = 30 \text{ km}$

5. effet de la faille. Lachenbruch a démontré que les failles actives avaient un impact sur les mesures thermiques effectuées à leur proximité.
6. **mouvements de fluide** Les fluides advectent la chaleur, et perturbent le champ de température mesuré.

Nous allons quantifier successivement ces facteurs et discuter l'ordre de grandeur des influences calculées. Cette étude est qualitative, ce qui explique que la lithologie est parfois simplifiée. Nous ne cherchons pas non plus à expliquer en détail le profil thermique, ce qui est le sujet d'étude actuel de Detlev Rettenmaier.

3.4.1 Effet de la production de chaleur par radioactivité

Dans les roches sédimentaires d'origine organique, comme les calcaires ou les radiolarites, l'ordre de grandeur de la production de chaleur par radioactivité est relativement faible, de l'ordre de 0.7 mW/m^3 . Cela indique donc une correction de flux thermique d'au plus 1.5 mW/m^2 , négligée par rapport aux autres facteurs.

3.4.2 Effet paléoclimatique

Les variations thermiques en surface restent mémorisées dans les couches profondes. Des variations séculaires ($T = 100$ ans) pénètrent jusqu'à $\sqrt{\kappa T} \approx 300$ m. Ces effets ont été utilisés pour expliquer la convexité des profils de température observés au Canada, même si dans notre cas, la convexité observée peut être due à l'advection thermique induite par les circulations de fluides à faible profondeur [Reiter, 2005].

3.4.3 Effet topographique

La falaise d'Aigion, haute de 80 m, se trouve à moins de 500 m du forage. La topographie de la surface, qui constitue une isotherme, ne peut donc être ignorée *a priori* au niveau du forage. Nous allons suivre deux approches de ce problème. La première approche est la correction recommandée dans les livres classiques, comme Jessop [1990]. Elle fournit des résultats analytiques. La seconde est une simulation numérique bidimensionnelle.

Estimation numérique de l'effet de la topographie

Une manière d'estimer l'effet de la topographie est de faire une simulation numérique très simple, pour voir la manière dont la topographie déforme les lignes de champ et perturbe le gradient. Ce modèle bidimensionnel consiste à prendre un milieu homogène, de taille suffisamment grande pour négliger les effets de bords (ici, c'est un bloc de $4 \text{ km} \times 2 \text{ km}$). On impose un flux vertical uniforme $q = 100 \text{ mW/m}^2$ à la base du modèle. Comme le problème est linéaire et que nous cherchons seulement à estimer l'ordre de grandeur de cet effet, nous avons choisi cette valeur « ronde » au lieu des 50 mW/m^2 mesurés. Le dénivelé de la falaise d'Aigion, pris à 80m [Naville et al., 2004], introduit une distorsion des isothermes qui sont déplacées vers la surface au niveau du forage. La faille d'Aigion introduit donc une augmentation apparente du gradient géothermique. La simulation montre toutefois que cet effet est relativement faible, en perturbant le gradient géothermique d'environ 1 %.

Notons que ce calcul introduit l'effet artificiel d'augmenter la température dans toute la couche. Cela ne modifie le gradient que de 4 %. Si on prend une profondeur de 4 km, on a un gradient de 3.6 K/km. Pour 6 km, 3.5 K/km, Pour 8 km, 3.44 K/km. La correction topographique est donc négligeable.

Si on impose une température constante à la base, on évite cet artefact. Mais le flux de chaleur dépend alors de la forme du domaine sur lequel on effectue la simulation numérique. Nous allons donc reprendre une formulation analytique qui permet d'imposer un flux à l'infini plus proprement.

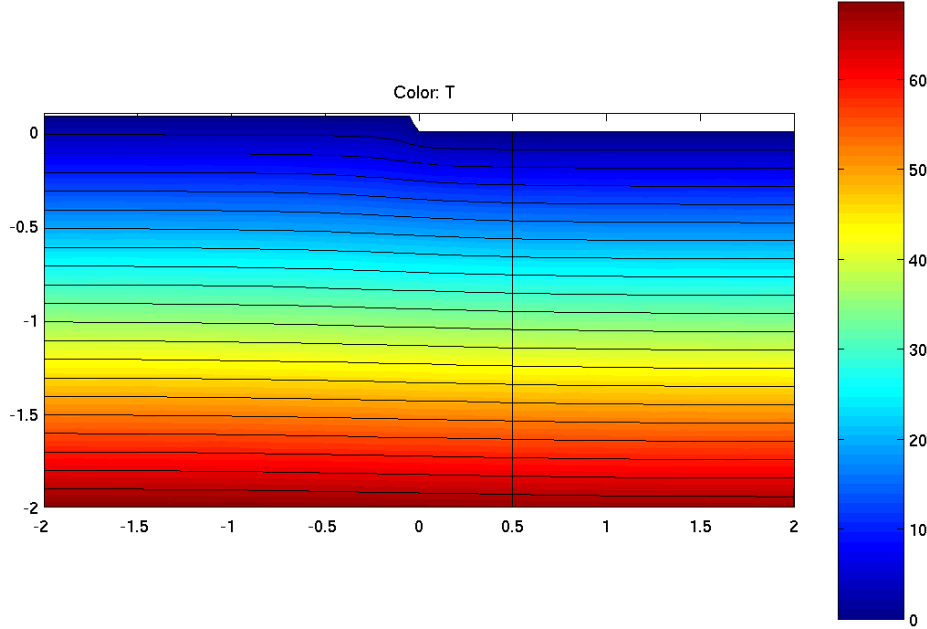


FIG. 3.9 – Simulation thermique décrivant l'influence d'un dénivelé sur le gradient thermique mesuré à sa proximité.

Correction analytique

En l'absence de toute source de chaleur, la température suit une loi de Laplace $\Delta T = 0$. On peut alors montrer que la température dans le domaine dépend de sa valeur dans le bord du domaine [Bonnet, 1995].

$$T = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V d\Omega \quad (3.6)$$

où Ω est l'angle stérique sous lequel est vue la surface. En coordonnées cylindriques, cela donne :

$$\delta T = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty T(r, \theta) \frac{z r}{(r^2 + z^2)^{3/2}} dr d\theta \quad (3.7)$$

La méthode est de conserver la géométrie plane de la surface, en imposant une température apparente $T_{\text{app}}(x, y) = T(0) + (G - G')h(x, y)$ là où se trouvait la topographie $h(x, y)$. Pour effectuer cette correction, on a tenu compte du gradient géothermique G , supposé constant. De même, on a aussi considéré la baisse de température atmosphérique avec l'altitude, symbolisée par G' .

Nous allons considérer une marche telle que pour $x < a$, $h = 0$ et pour $x > a$, $h = h_0 = 85$ m. Nous avons donc approximé la géométrie de la simulation numérique ci-dessus par un échelon de Heaviside. Il est alors plus simple de réexprimer l'équation 3.7 par :

$$\delta T = \frac{1}{2\pi} \int_a^\infty \int_{-\infty}^\infty G h_0 \frac{z}{(r^2 + z^2)^{3/2}} dx dy = G h_0 \frac{\pi - 2 \arctan(a/z)}{2\pi} \quad (3.8)$$

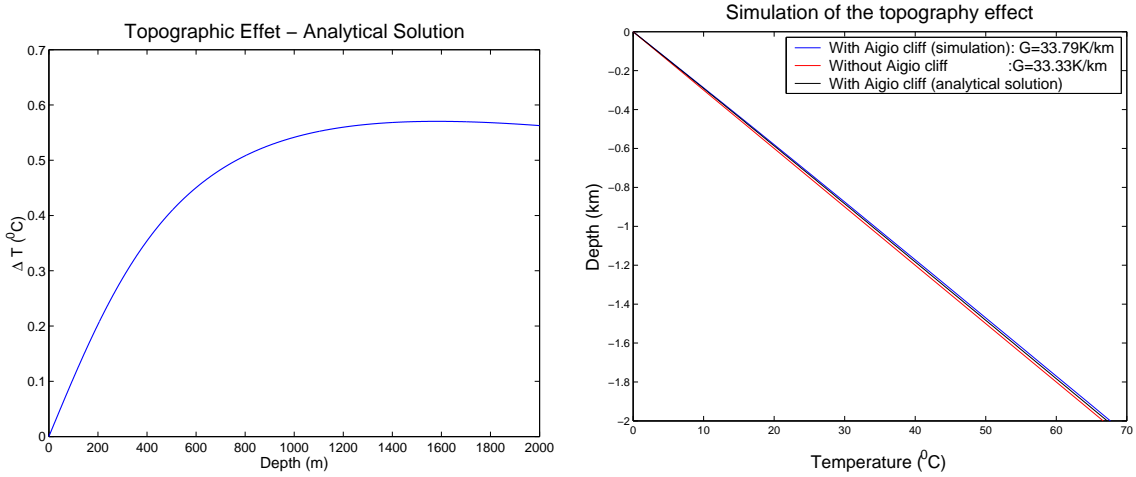


FIG. 3.10 – Courbes théoriques calculées avec le modèle de la figure 3.9, avec et sans la prise en compte de la falaise d’Aigion.

Notons que cette expression tend vers 0 pour des valeurs de z tendant vers 0, ce qui est conforme à l’intuition.

La réponse obtenue est la courbe concave de gauche dans la figure 3.10. La courbure se produit pour une profondeur proche de la distance à la falaise. En dessous de cette valeur, la marche n’est vue que sous un faible angle stérique. Comme la marche est maintenue jusque l’infini, l’effet de la marche s’étend jusqu’à des profondeurs infinies. On peut raffiner le calcul en introduisant une longueur finie de la marche : comme les équations 3.7 sont linéaires, il suffit de prendre un échelon de Heaviside inverse à une distance b adéquate. La correction obtenue par la méthode analytique redonne le même ordre de grandeur que les simulations numériques, et ce de manière moins ambiguë. Elle reste négligeable. Nous concluons donc que la falaise d’Aigion ne perturbe pas le flux mesuré.

3.4.4 Effet de la présence du Golfe

Le Golfe influence de deux manières le flux de chaleur : d’une part, il faut prendre en compte la bathymétrie, d’autre part, la température à l’interface, celle de l’eau, est différente de celle de la surface, celle de l’atmosphère. Le projet ASSEM d’instrumentation géophysique sous-marine du rift de Corinthe a permis de déterminer la température dans l’eau du Golfe. Elle est de 18°C en surface et de 15°C en profondeur.

Nous allons réemployer l’expression 3.8 pour estimer l’ordre de grandeur de cet effet. En prenant la température du Golfe égale à 15°C , on remarque sur la figure 3.2 qu’elle est proche de l’intersection du profil thermique non perturbé avec l’axe des ordonnées, d’environ 10°C . Nous considérons donc qu’il y a un écart de $\delta T_0 = -1^\circ\text{C}$ entre la température moyenne de l’eau et la température de surface. Le rivage est à une distance $a = 500\text{ m}$ du forage. La bathymétrie est approximée par une pente d’environ $p = 15\%$. L’effet du Golfe vaut alors :

$$\begin{aligned} \delta T &= \frac{1}{2\pi} \int_a^\infty \int_{-\infty}^\infty (\delta T_0 - Gpx) \frac{z}{(r^2 + z^2)^{3/2}} dx dy \\ &= \frac{\delta T_0 (\pi - 2 \arctan(a/z)) + Gpz \ln(a^2 + z^2)}{2\pi} \end{aligned} \quad (3.9)$$

On peut aussi en déduire la perturbation du gradient introduite.

$$\delta G = \frac{2(Gpz^2 + a\delta T_0) + Gp(a^2 + z.^2) \ln(a^2 + z.^2)}{2\pi(a^2 + z.^2)} \quad (3.10)$$

L'effet calculé est reporté dans la figure 3.11. L'effet de la différence de température est négligeable, au contraire de l'effet topographique, qui s'accroît avec la profondeur, ce qui semble être un artefact dû à la taille infinie du Golfe que nous avons imposée.

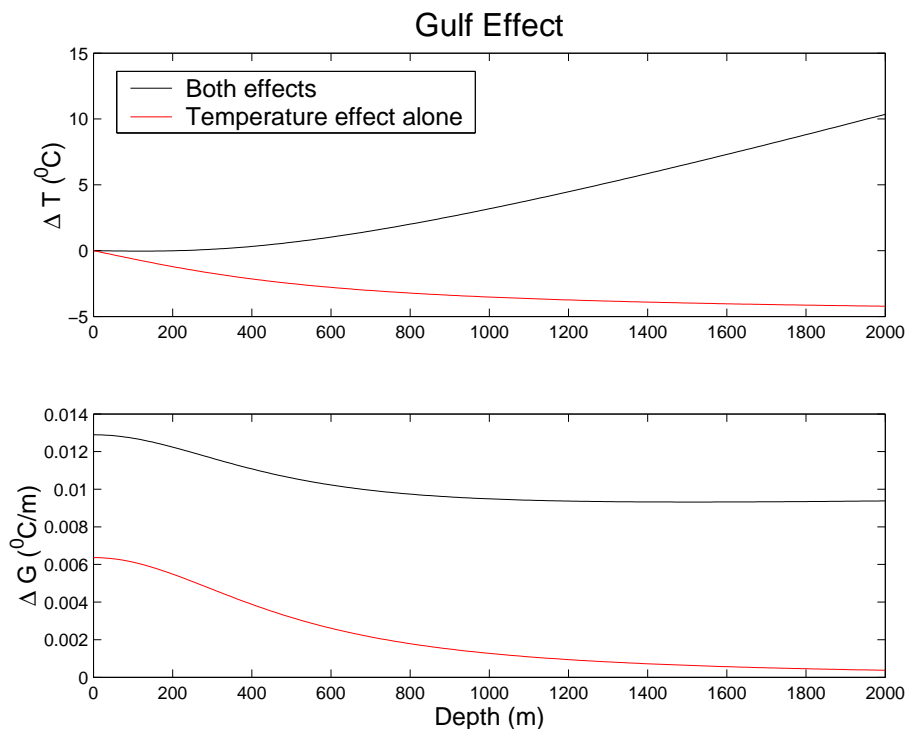


FIG. 3.11 – Perturbation thermique induite par la masse d'eau du Golfe, quantifiée par l'équation 3.10.

3.4.5 Effet des hétérogénéités

Comme l'indique la table 3.2, les couches du Pinde ont une conductivité thermique très variable. Cela induit les variations de pente observées dans la figure 3.2. Pour expliquer cela, la méthode classique est de renormaliser les profondeurs par la conductivité thermique observée. On obtient alors un diagramme de Bullard où l'on devrait retrouver un profil linéaire, en l'absence de production thermique.

La région présente aussi de fortes hétérogénéités latérales. Dans notre configuration, elles sont l'effet du décalage des couches par la faille d'Aigion. On peut ainsi mettre latéralement en contact deux couches de propriétés très différentes. Cela induit des flux de chaleur horizontaux, comme ceux illustrés dans la figure 3.12.

Dans cette simulation, nous avons réutilisé la géométrie de la figure 2.14 et réemployé les valeurs de conductivité que nous avons mesurées. La température en surface est égale à 0 et nous imposons un flux de chaleur de 100 mW/m^2 à la base du modèle. On s'aperçoit que les lignes isothermes sont modifiées à proximité de la faille. Le sens des distorsions n'est pas forcément le même que celui des déplacements de la faille, il dépend de la conductivité relative des deux couches en regard : ainsi à 300 m, les deux couches d'argile, peu

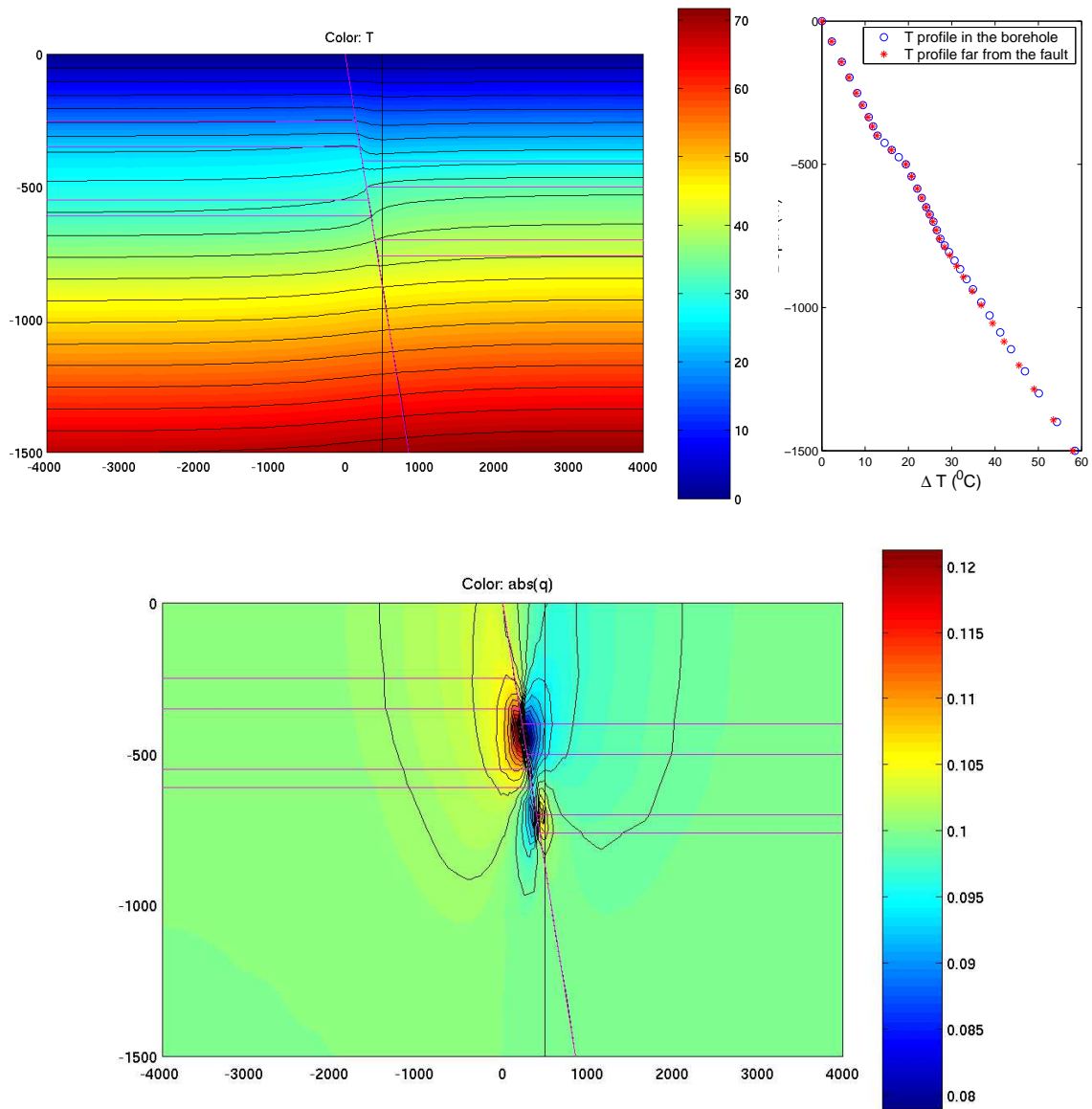


FIG. 3.12 – (Haut) Carte des isothermes dans un milieu dont les couches sédimentaires sont décalées par une faille. La température de surface est nulle tandis que le flux entrant par la base vaut 100 mW/m^2 . De haut en bas, on trouve successivement des conglomérats ($\lambda = 3.15 \text{ mW/m}^2$), des argiles ($\lambda = 1.5 \text{ mW/m}^2$), des alternances de radiolarite et de calcaire ($\lambda = 3.2 \text{ mW/m}^2$), des radiolarites ($\lambda = 4 \text{ mW/m}^2$) et des calcaires profonds ($\lambda = 2.4$). Deux profils ont été établis, à 500 m et 4000 m de l'intersection de la faille avec la surface. (Bas) Cette géométrie introduit de fortes variations locales du flux de chaleur près de la faille. Les valeurs sont en W/m^2 .

conductrices, forment une barrière thermique, qui s'ouvre au niveau de la faille. Le flux thermique est alors particulièrement fort à cet endroit, et perpendiculaire à la faille. À l'inverse, un flux thermique longitudinal à la faille se développe pour rejoindre les deux couches de radiolarites à 500 m.

Malgré ces tendances, le profil de température reste peu perturbé au niveau du forage et la perturbation induite reste confinée à la faille.

3.4.6 Influence des radiolarites remplissant la faille

Notons que nous n'avons pas pris en compte la gouge de faille, essentiellement composée de radiolarites. Or celles-ci sont très conductrices, et doivent donc canaliser le flux de chaleur. Cela peut-il avoir une influence significative sur les flux mesurés ?

Pour le vérifier, nous avons testé une configuration proche de celle relevée par Naville et al. [2004]. Nous avons fait la simulation, en ignorant d'abord l'épaisseur de la faille, puis en la prenant en compte. Nous avons pris une faille uniformément épaisse de 5 m, remplie d'argiles ou de radiolarites suivant son emplacement. La figure 3.13 montre les résultats des simulations. Les différences sont minimes, le flux de chaleur restant dominé par la lithologie et le décalage entre couches. Le profil thermique de la figure 3.14 n'est que légèrement modifié, avec une augmentation de température inférieure à 0.05 °C près de la faille. La faille considérée est donc d'épaisseur trop faible pour court-circuiter les flux thermiques.

3.4.7 Influence de l'activité de la faille

Lachenbruch and Sass [1980] ont montré que les failles en mouvement agissent comme des sources thermiques, dont le taux dépend de leur résistance mécanique. Ils ont aussi démontré que la faille de San Andreas ne provoquait pas d'anomalie de flux de chaleur, indiquant que cette faille était mécaniquement faible.

Pouvons nous effectuer une étude similaire sur la faille d'Aigion ? Sur la figure 3.2, on voit une anomalie positive dans les températures les plus profondes. Est-ce un artefact d'enregistrement ou de mesure, ou est-ce la conséquence de la production thermique de la faille ?

En première approximation, nous allons comme Lachenbruch considérer la faille comme une source de chaleur avec un taux de production $Q = v_{\text{rel}} \tau$, où τ est la contrainte tangentielle s'exerçant sur la faille. Notons que cette expression n'est qu'une approximation puisqu'on ne peut maintenir une contrainte et une vitesse constante (*Claude Jaupart, communication personnelle*). Par exemple, en maintenant une contrainte constante, l'échauffement provoquerait un adoucissement de la faille et une augmentation de la vitesse. Cette estimation est en fait une surestimation, puisque la vitesse de la faille tend à augmenter avec le temps.

Nous supposons la contrainte majorée par la gravité de sorte que $\tau = \rho g z \sin \theta$. La question de la vitesse pose problème. Il y a débat sur l'âge de la faille, ainsi que sur son déport. Nous allons employer les valeurs de Cornet et al. [2004], avec un âge d'environ 50 000 ans et un décalage vertical de 150 m, soit une vitesse $v = 3$ mm/an. Cela donne un taux de production de 0.6 mW/m² à 800 m, que l'on peut considérer négligeable en regard de incertitudes observées, et surtout de l'influence des fluides. Sur le profil de la figure 3.14, on voit que l'effet de l'activité de la faille est d'augmenter la température attendue, mais de manière distribuée dans le forage. L'écart thermique observé en bas du profil de GFZ n'est donc sans doute pas dû à l'activité de la faille.

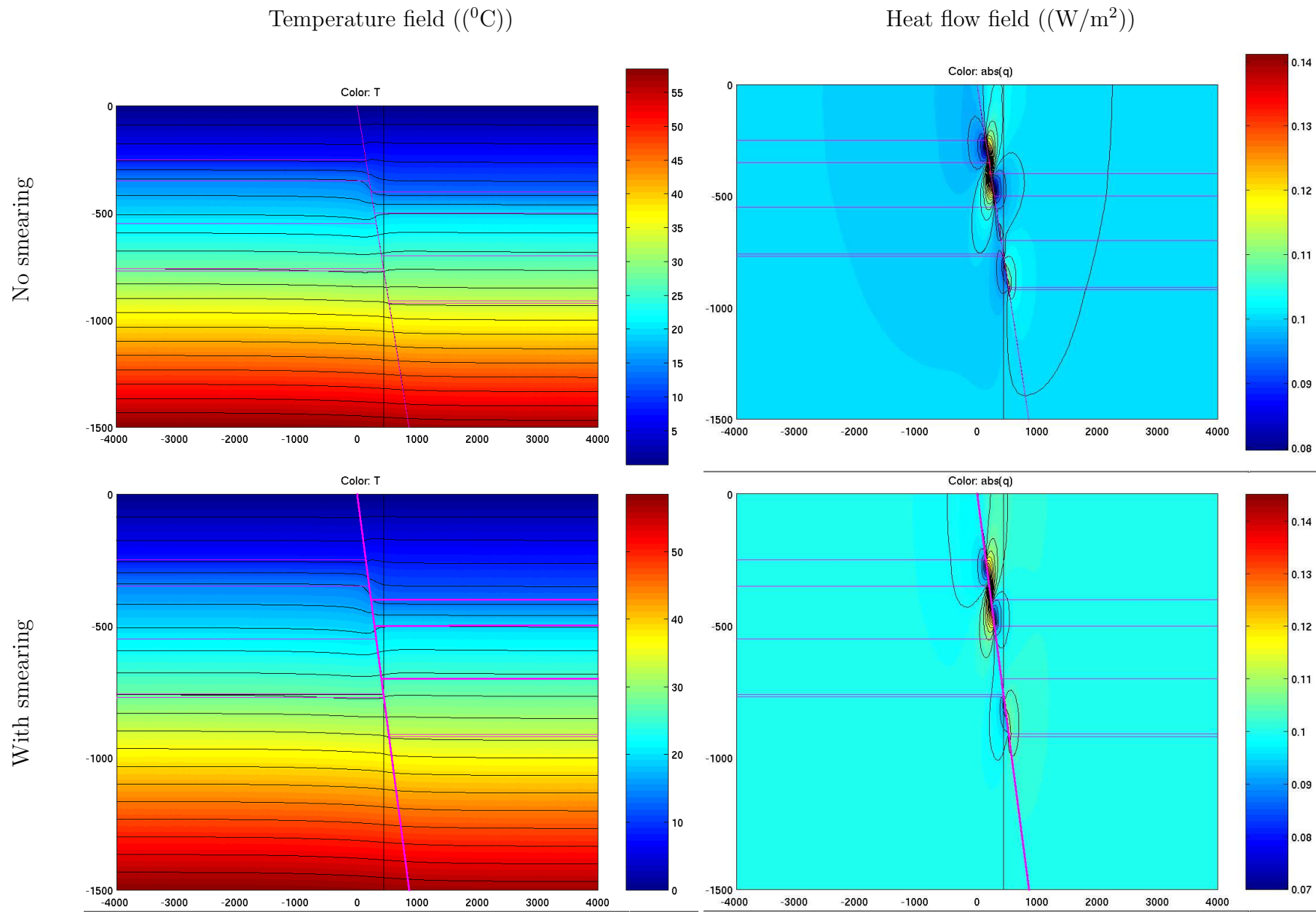


FIG. 3.13 – Simulation de l’effet de la faille. On a pris en compte (1) le décalage des couches (2) la présence de radiolarites dans la faille (3) la production d’énergie par frottement de la faille lors de son mouvement.

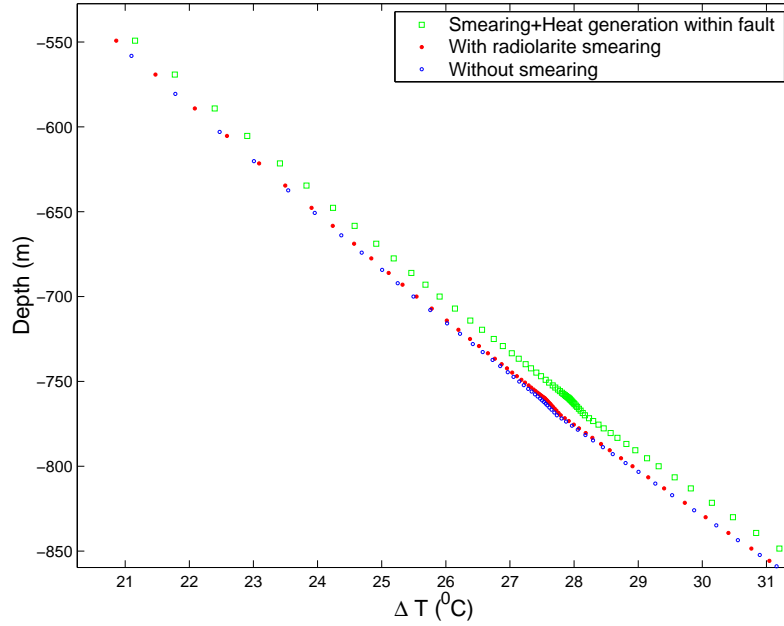


FIG. 3.14 – Profil de température calculé (1) avec une faille passive d'épaisseur nulle (2) avec une faille épaisse de 5m remplie de radiolarites (3) avec une faille épaisse et active.

3.4.8 Effet des écoulements de fluides

Le sujet est si vaste que la section 3.5 lui est entièrement consacrée.

3.5 L'écoulement dans le karst perturbe-t-il le flux mesuré ?

Les effets étudiés jusqu'ici se sont montrés négligeables et superficiels. La valeur de $50 \pm 10 \text{ mW/m}^2$ semble pertinente jusqu'à 700 m de profondeur. Qu'en est-il au dessous ? Cette valeur est-elle extrapolable à une échelle régionale ?

L'influence des fluides reste le point que nous n'avons pas abordé. Nous allons voir que c'est le phénomène majeur influençant le profil observé.

3.5.1 Mouvement advectif horizontal

Modèle d'écoulement unidimensionnel

On ramène le problème thermique à un problème unidimensionnel en négligeant l'évolution latérale des propriétés de l'aquifère. Ceci est justifié si nous restreignons notre étude à la proximité du forage, le long d'une abscisse curviligne notée \vec{x} . La géométrie du problème est présentée dans la figure 3.15. v_x désigne ici la vitesse effective du fluide.

La variation d'énergie dans un volume de contrôle compris entre x et $x + dx$ s'écrit :

$$dE = H \phi v_x dt \rho C_{pf} T(x) - H \phi v_x dt \rho C_{pf} T(x + dx) + q_b dx dt + \lambda_t \frac{T(x) - T_s}{z} dx dt \quad (3.11)$$

En régime stationnaire, l'équation 3.11 devient alors

$$-H \phi v_x \rho C_{pf} \frac{\partial T}{\partial x} + q_b - \lambda_t \frac{T(x) - T_s}{z} = 0 \quad (3.12)$$

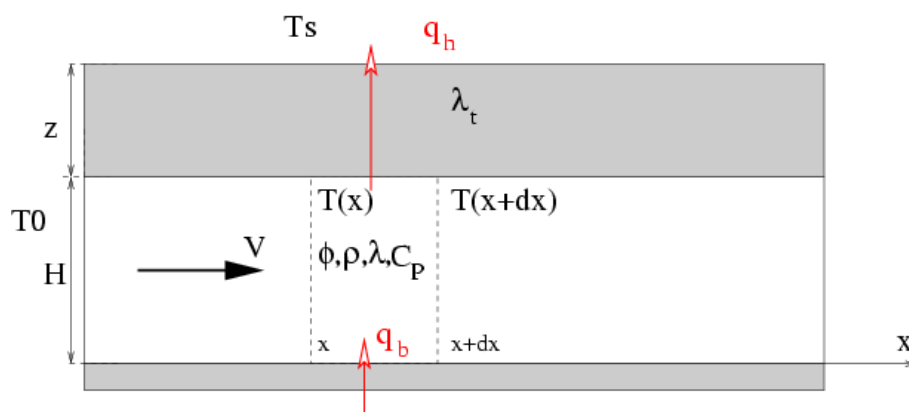


FIG. 3.15 – Modèle thermique unidimensionnel développé par Čermák. Les paramètres et leurs valeurs sont repris dans la table 3.5.

Le flux observé au-dessus de l'aquifère $q_h = \lambda_t \frac{T(x) - T_s}{z}$ est différent du flux à la base du karst q_b . La différence correspond au flux advecté par l'eau de l'aquifère.

$$\Delta q = H v_x \rho C_p f \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3.13)$$

Pour calculer ce terme, nous remarquons que $v_x \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial t}$. En supposant que la température augmente de manière linéaire avec le temps, on peut encore approximer ce terme par $\Delta T / \Delta t$. L'âge de l'eau du karst correspond au temps de transit de l'eau depuis la surface jusqu'au niveau de la faille d'Aigion. Valérie Plagnes et Véronique Léonardi ont effectué des datations au tritium sur les eaux du karst prélevées dans le forage. La faible concentration observée implique que les eaux sont vieilles de plus de 50 ans ; en effet, l'essentiel du tritium atmosphérique a été libéré par les essais nucléaires effectués au début de la Guerre Froide. Nous supposons que l'eau s'infiltrant dans l'aquifère dans la zone d'alimentation était à température basse, proche de zéro. Ceci est très probable puisque la fonte des neiges sur les hauteurs du Péloponnèse constitue l'alimentation majeure des aquifères de la région.

En reprenant les valeurs du tableau 3.5, on obtient une valeur extrêmement élevée $\Delta q = 2 \text{ W/m}^2$. Cette valeur n'a pas de sens. En effet, on observe un gradient thermique normal au dessus de la faille, ce qui suggère que le flux thermique n'est pas entièrement écrané par le flux hydraulique. D'autres indices suggèrent que la vitesse du fluide doit être relativement lente :

- l'analyse par cathodoluminescence des carottes prélevées dans le karst ne montre pas de cristallisation avec des apports externes.
- l'analyse géochimique précitée montre une absence de tritium, ce qui implique que l'eau a plus de 50 ans.
- le gradient thermique présente une pente positive, d'un ordre de grandeur raisonnable, au-dessus de l'aquifère. L'advection hydraulique horizontale est donc suffisamment faible pour ne pas écranter le flux thermique, comme cela s'est produit lors des mesures effectuées en 1995 par Gérard Bienfait et Elias Koutsikos.
- l'enregistrement des pressions sur le long terme, décrite dans le chapitre 7 ne montre pas de variation saisonnière notable.
- la mise en contact des deux aquifères a provoqué une chute de pression qui persiste pendant plus d'une année. L'alimentation du karst est donc suffisamment faible pour ne pas pouvoir niveler cette anomalie locale. La modélisation de cet effet est présentée dans le chapitre 7.

Le calcul précédent s'avère donc trop grossier. Son principal défaut réside surtout dans l'incertitude pesant sur le facteur $v_x \frac{\partial T}{\partial x}$, qui est surestimé.

Mise en équilibre thermique de l'aquifère

Équations de Čermák Čermák [1989] a développé un modèle pour expliquer les variations de température observées dans un bassin sédimentaire en Tchécoslovaquie. Il a mis ainsi en évidence l'influence des fluides sur le régime thermique de la région. Sa géométrie ressemble à celle du calcul précédent, mais au lieu d'être locale, elle extrapole les paramètres sur toute l'étendue de l'aquifère. Il peut ainsi appréhender la mise en équilibre thermique de l'ensemble de l'aquifère et affiner la valeur du facteur $v_x \frac{\partial T}{\partial x}$.

On reprend l'équation 3.11, en rajoutant la conduction thermique latérale qui devrait être prédominante si la vitesse d'écoulement est trop faible. On prend aussi en compte le fait que le flux thermique en surface dépend de la température dans le forage.

Avec la géométrie décrite dans la figure 3.15, on obtient alors :

$$\lambda H \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \rho C_{pf} H \phi v_x \frac{\partial T}{\partial x} + q_b - \lambda_t \frac{T - T_s}{z} = 0 \quad (3.14)$$

Paramètre	Description	Valeur
ρ	masse volumique du fluide	1000 kg/m ³
C_{pf}	capacité calorifique du fluide	4180 J/(kg × K)
H	épaisseur de l'aquifère	300 m
ϕ	Porosité	0.13
z	profondeur du sommet de l'aquifère	760 m
λ	conductivité dans l'aquifère	2.15 W/(m × K)
λ_t	conductivité dans les couches surmontant l'aquifère	2.5 W/(m × K)
T_0	température de l'eau dans la zone d'alimentation	0 °C
T_0	température à la surface	15 °C
	porosité de l'aquifère	0.13
q_b	flux de chaleur à la base de l'aquifère	[100 mW/m ²]
v_x	vitesse horizontale d'écoulement dans l'aquifère	?
x	distance du point de mesure à la zone d'alimentation	[30 km]
t	âge de l'eau de l'aquifère	[> 50 ans]

TAB. 3.5 – Liste des paramètres intervenant dans le modèle de Čermák, avec leurs valeurs dans le cas du forage AIG10. Les valeurs entre crochets signalent les valeurs par défaut des paramètres inconnus.

La température à l'entrée de l'aquifère vaut T_0 . L'intégration de l'équation 3.14 donne la solution :

$$T(x) = T_s + q_b \frac{z}{\lambda_t} + \left(T_0 - T_s - q_b \frac{z}{\lambda_t} \right) e^{-x/L} + A \left(e^{\frac{x}{L} + \frac{\rho C_{pf} \phi v_x}{2\lambda} x} - e^{-x/L} \right) \quad (3.15)$$

où A est une constante à déterminer et L la longueur caractéristique de l'équation 3.14, telle que :

$$L^{-1} = \frac{\rho C_{pf} \phi v_x}{2\lambda} \left(\sqrt{1 + \frac{4\lambda\lambda_t}{Hz(\rho C_{pf} \phi v_x)^2}} - 1 \right) \quad (3.16)$$

La température reste finie lorsque $x \rightarrow \infty$, ce qui contraint A à être nulle. On retrouve alors une équation classique de mise à l'équilibre :

$$T(x) = T_\infty + (T_0 - T_\infty) e^{-x/L} \quad (3.17)$$

où T_∞ est la température à l'équilibre thermique $T_\infty = T_s + q_b z / \lambda_t$.

Contraintes imposées sur notre aquifère À quel stade se trouve notre aquifère ? Est-il encore en régime transitoire ou est-il en état d'équilibre thermique ? Les équations 3.14, 3.16 et 3.17 vont contraindre le régime thermique observé.

Pour cela, nous allons raisonner en temps plutôt qu'en distance en comparant l'âge de l'eau au temps caractéristique $\tau = L/v_x$. La connaissance de la température mesurée dans le karst T_{mes} permet de relier le flux thermique au rapport t/τ :

$$q_b = \frac{\lambda_t}{z} \frac{T_{mes} - T_s + (T_s - T_0) e^{-t/\tau}}{1 - e^{-t/\tau}} \quad (3.18)$$

En prenant les paramètres de la table 3.5, on remarque que le rapport t/τ est d'au moins 0.5, si on impose que $q_b < 200 \text{ mW/m}^2$. Plus précisément, en examinant la figure 3.16, on s'aperçoit que la valeur t/τ serait plutôt contrainte à être supérieure à 1, si on veut retrouver des valeurs « raisonnables » du flux thermique, inférieures à 150 mW/m^2 . Notons aussi que contrairement au calcul « instantané » du paragraphe précédent, la température n'évolue pas de manière linéaire avec le temps, même en supposant un flux thermique important.

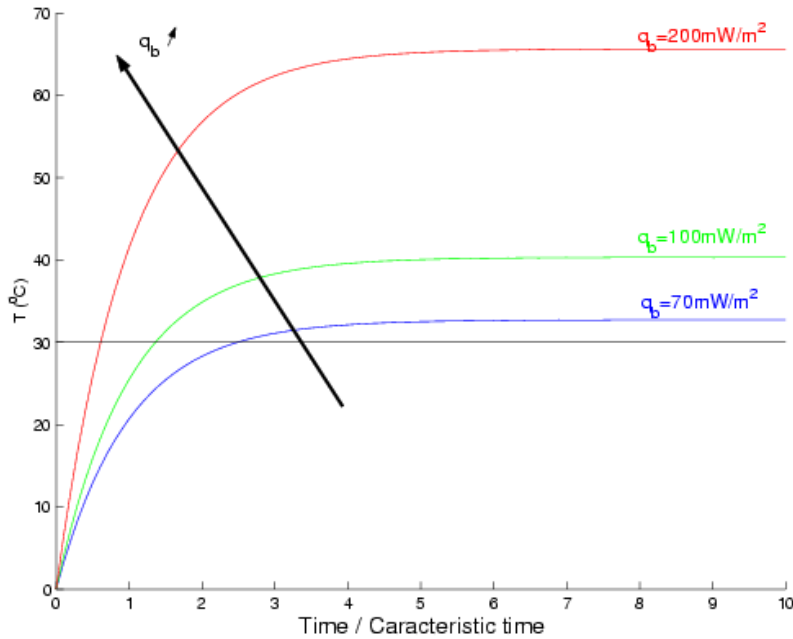


FIG. 3.16 – Comparaison des températures mesurées et des températures calculées dans le modèle de Čermák. Imposer des valeurs raisonnables de q_b contraint le rapport t/τ .

Pour pouvoir exploiter pleinement le résultat précédent, il nous faut estimer le temps caractéristique de mise à l'équilibre. Celui-ci s'exprime par :

$$\tau = \frac{2\lambda}{\rho C_{pf} \phi v_x^2} \left(\sqrt{1 + \frac{1}{Pe^2}} - 1 \right)^{-1} \quad (3.19)$$

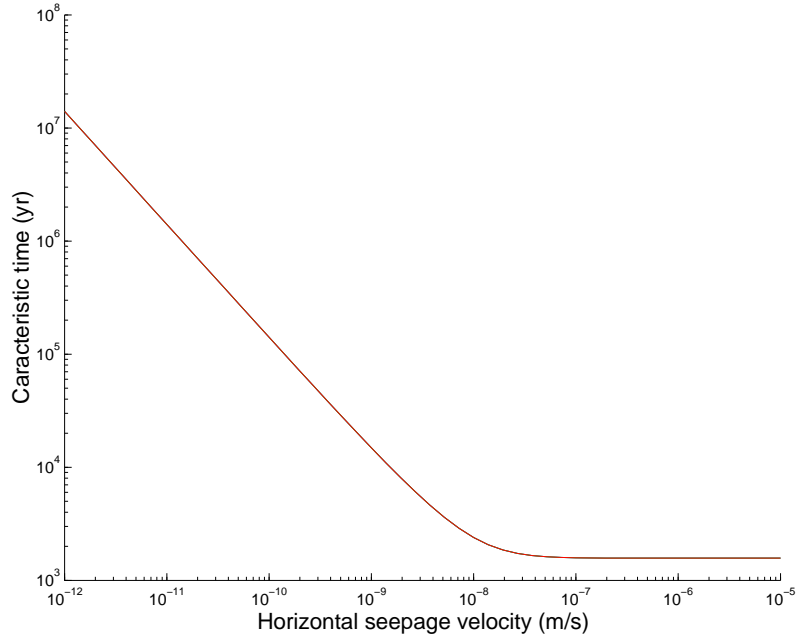


FIG. 3.17 – Temps caractéristique de mise en équilibre de l’aquifère, en fonction de la vitesse du fluide dans l’aquifère. On voit qu’il existe deux régimes limites, l’un conductif, l’autre convectif.

Nous avons pour τ deux expressions limites aux valeurs extrêmes du nombre de Péclet $Pe = \frac{\rho C_{pf} \phi v_x}{2 \sqrt{(\lambda/H) (\lambda_t/z)}}$, qui caractérise le ratio entre le transport thermique convectif et le transport thermique conductif.

- à faible nombre de Péclet, le temps caractéristique vaut $\tau \sim \frac{\lambda}{v_x \sqrt{(\lambda/H) (\lambda_t/z)}}$. Il diminue donc avec la vitesse. Notons que cette formule diverge pour une vitesse nulle : c’est une conséquence directe de notre conversion $x \rightarrow vt$, qui perd de sa pertinence à très faible vitesse.
- à grand nombre de Péclet, le temps caractéristique vaut $\tau \sim 4 \frac{\rho C_{pf} H z \phi}{\lambda_t}$. Il est alors indépendant de la vitesse v_x .

La courbe 3.17 montre la valeur de τ en fonction de la vitesse avec les paramètres de la table 3.5. On voit qu’elle est toujours supérieure à 1500 ans. La contrainte $t > 0.5\tau$, dérivée des conditions sur le flux thermique impose donc un âge minimal de l’eau de 750 ans.

On peut contraindre la vitesse d’écoulement dans l’aquifère. En effet, la vitesse multipliée par l’âge de l’eau donne une estimation de la distance traversée par l’eau depuis la zone d’alimentation. La simulation numérique de Jaubert [2003] essaie d’expliquer la surpression observée dans le karst en estimant comment le karst contourne les failles du nord du Péloponnèse depuis une zone d’alimentation située en altitude. Malheureusement, le calcul surestime les distances nécessaires par une faute d’ordre de grandeur. Néanmoins, on trouve une tortuosité n’excédant pas un facteur 10. Nous jugeons donc que la distance parcourue par l’eau ne peut excéder 1000 km. En reportant cette contrainte dans le diagramme donnant la distance minimale parcourue de la figure 3.18, on contraint la vitesse du fluide à être inférieure 10^{-5} m/s.

Bien que le modèle développé ci-dessus soit extrêmement grossier et rudimentaire, il permet de contraindre l’ordre de grandeur des vitesses et de justifier l’âge important des eaux observées. L’avantage de cette méthode est qu’elle ne demande pas d’introduire la distance à la zone d’alimentation, inconnue. Bien sûr les résultats obtenus doivent être

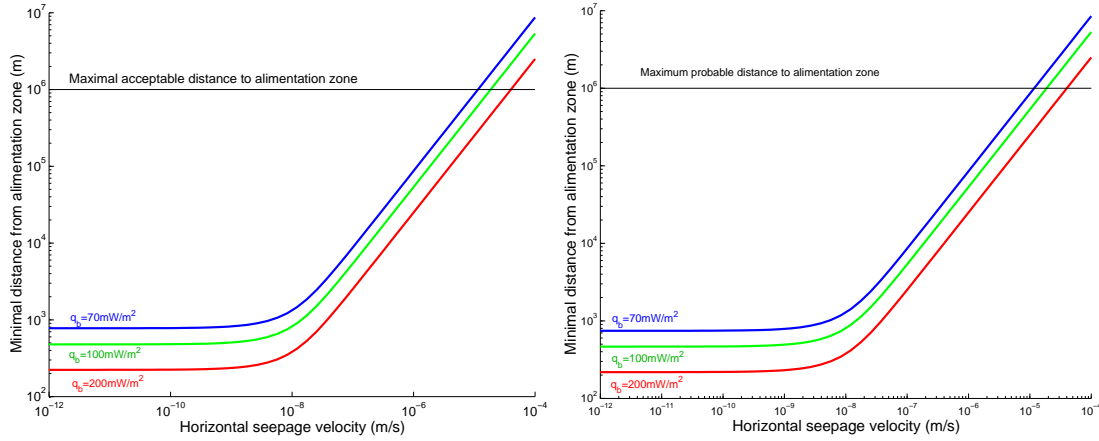


FIG. 3.18 – Distance minimale parcourue par l’eau avant d’atteindre la faille d’Aigion. Celle-ci dépend du flux de chaleur à la base de l’aquifère. Même en tenant compte de la tortuosité du trajet de l’eau, il est peu probable que la distance parcourue soit supérieure à 1000 km. Ceci contraint les vitesses maximales tolérées.

perçus comme purement qualitatifs, en terme d’ordres de grandeur seulement.

Modèle bidimensionnel de mise en équilibre thermique de l’aquifère

Čermák suppose que la température est uniforme sur toute la hauteur de son aquifère. Cependant, les études dimensionnelles montrent que l’âge de l’eau est d’au moins 750 ans. Durant cet intervalle de temps, il est concevable que la température de l’eau ne serait plus uniforme et qu’un régime thermique conductif se serait aussi établi verticalement. En d’autres termes, l’absence de gradient vertical de température sur les 230 m traversés par le forage peut-elle encore se justifier par une advection purement verticale ?

En effet, si le profil thermique initial est homogène sur toute l’épaisseur de l’aquifère, on s’attend à ce que se mette en place un profil thermique linéaire à mesure que l’eau pénètre plus avant. Cette transition est décrite par le développement de couches limites [Taine and Petit, 1989] dans l’épaisseur de l’aquifère. Pour interpréter l’uniformité observée sans introduire d’advection thermique verticale, on est amené à considérer que ces dernières ne se sont pas entièrement développées.

Nield and Bejan [1992] ont caractérisé l’ordre de grandeur de l’épaisseur δ de la couche limite en fonction de la distance de pénétration dans le cas d’un flux longeant une plaque soumise à un flux de chaleur constant q_b :

$$\delta \approx \frac{x}{\sqrt{Pe}} = \frac{x}{\sqrt{\frac{\phi v_x x}{\lambda / (\rho C_{pf})}}} = \sqrt{\frac{\lambda t}{\rho C_{pf}}} \quad (3.20)$$

Avec un âge minimal de 500 ans, on s’attend à ce que la couche limite ait une épaisseur d’au moins 106 m. Il est donc raisonnable d’observer une température homogène en dessous de 106 m de karst, mais alors elle serait de 2.5 °C au dessus 30 °C avec un flux thermique en surface de 70 mW/m². Ce n’est pas ce que montrent les résultats expérimentaux de la figure 3.2, où la température du fond du karst a un écart de moins de 1 °C de la température au sommet de l’aquifère. Il est donc raisonnable de penser que les flux thermiques ne se font pas seulement par conduction, mais aussi par convection.

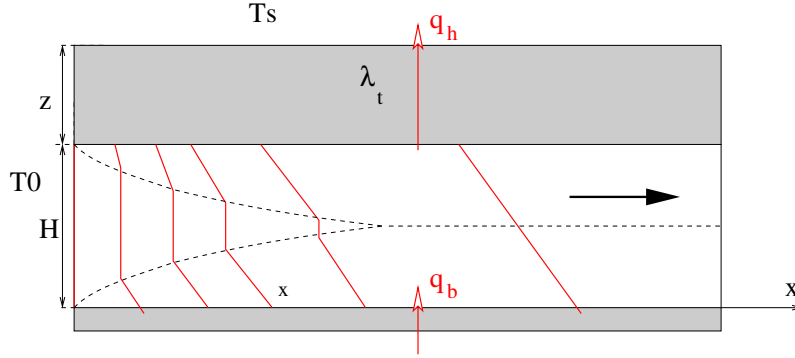


FIG. 3.19 – Évolution attendue du profil thermique (lignes rouges pleines) à mesure que le fluide pénètre dans le solide. On s'attend à ce qu'un gradient thermique se développe perpendiculairement à la direction de l'écoulement lorsque les couches limites thermiques (limitées par des tiretés) se sont développées dans toute l'épaisseur de l'aquifère.

3.5.2 Effet advectif vertical

Nombre de Rayleigh

Un fluide se met en convection dès qu'un nombre caractéristique adimensionné, le nombre de Rayleigh, atteint une valeur seuil. Ce nombre permet de comparer les phénomènes déstabilisants (ici la gravitation) et stabilisants (comme la conduction thermique et la viscosité). Par exemple, la déstabilisation d'une masse de fluide de coefficient de dilatation α , de viscosité dynamique η et de diffusivité thermique κ placée entre deux plaques séparées d'une distance h ayant une différence de température ΔT a lieu si [Guyon et al., 1991] :

$$Ra = \frac{\alpha \rho g \Delta T h^3}{\kappa \eta} > 1708 \quad (3.21)$$

Une formulation équivalente est dérivée pour les milieux poreux homogènes [Nield and Bejan, 1992]

$$Ra_p = \frac{\alpha \rho g \Delta T K H}{\frac{\lambda}{\rho C_{pf}} \eta} \quad (3.22)$$

où K est la perméabilité du milieu. Notons que la diffusivité thermique mise en jeu est hybride, en prenant en compte la conductivité de la *roche* λ rapportée à l'inertie thermique du fluide. La valeur critique associée Ra_c est plus faible et vaut $4\pi^2 \approx 40$.

Imputer l'uniformité de température du karst contraint à respecter l'inégalité $Ra > Ra_c$. On obtient donc l'épaisseur minimale de l'aquifère par :

$$H > \frac{\lambda}{\rho} \sqrt{\frac{Ra_c \eta}{\alpha g q_b K C_{pf}}} \quad (3.23)$$

Nous avons réexprimé ΔT en terme de flux thermique par la relation $q_b = \lambda \Delta T / H$. En reprenant les valeur de la table 3.6, on obtient

Flux thermique	Hauteur du karst minimale
$q_b = 70 \text{ mW/m}^2$	372 m
$q_b = 100 \text{ mW/m}^2$	311 m
$q_b = 200 \text{ mW/m}^2$	220 m

Ces valeurs indiquent que le karst doit avoir une extension verticale importante. 230 m de karst ont déjà été recoupés par le forage, et il est probable qu'il s'étende encore sur plus de 150 m supplémentaires (obtenus pour $q_b = 120 \text{ mW/m}^2$). Cela confirme l'hypothèse de Rettenmaier et al. [2004] qui supposait que le karst ne se développe pas dans les calcaires du Pinde, dont la puissance ne dépasse pas 100 m, mais dans la nappe de Tripolitza, formée de calcaire homogène jusqu'à 2000 m d'épaisseur.

Il est raisonnable de penser que le karst est antérieur à la faille d'Aigion. Dans ce cas, on s'attend à trouver les mêmes propriétés hydrauliques ainsi que la même épaisseur dans le compartiment supérieur de la faille. La convection se produit donc aussi *a priori* au nord de la faille d'Aigion.

Symbole	Description	Valeur
ρ	Masse volumique du fluide	10^3 kg/m^3
g	Accélération de la pesanteur	10 m/s^2
C_{pf}	Capacité calorifique du fluide	$4180 \text{ J/(K} \times \text{kg)}$
η	Viscosité dynamique du fluide	$10^{-3} \text{ Pa} \times \text{s}$
λ	Conductivité thermique de la <i>roche</i>	$2.15 \text{ W/(K} \times \text{m)}$
K	Perméabilité du karst	$1.5 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$
α	Coefficient de dilatation thermique	$3 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$

TAB. 3.6 – Paramètres utilisés dans le calcul du nombre de Rayleigh

Effet de la convection

Il est relativement étonnant de constater que la température de l'aquifère est homogène sur les 250 premiers mètres du karst, et qu'elle soit si basse. En effet, on s'attendrait intuitivement à ce que la température du karst soit la moyenne de la température des couches situées au-dessus et au-dessous de l'aquifère, et devrait donc être largement supérieure à celle de l'aquifère supérieur. Le saut de température serait alors accommodé dans une couche limite aux frontières du karst.

En fait, cette intuition s'est révélée contredite par simulation numérique. La mise en place de la convection est modélisée par une augmentation importante de la conductivité thermique, qui est ici multipliée par un facteur 50. Pour éviter d'introduire une condition aux limites arbitraires directement en dessous du karst, on pose un bloc de conductivité thermique égale à $3 \text{ W/(K} \times \text{m)}$ qui descend jusqu'à 30 km. Les conditions aux limites et les conductivités des autres couches sont inchangées par rapport aux modèles précédents.

Ce modèle permet de retrouver un gradient de température quasi-nul dans le forage, avec une température très proche de celle du sommet du karst. C'est un comportement similaire à celui observé dans la figure 3.2. Il reste inchangé si on impose une température plutôt que le flux thermique. Ceci est logique puisque le système considéré est essentiellement constitué d'un bloc homogène de hauteur $H = 28 \text{ km}$, et les deux formulations sont donc équivalentes par la relation $q = \lambda(T_{\text{base}} - T_{\text{surface}})/H$.

Ce modèle laisse donc supposer que la température à la base du karst est en fait contrôlée par la température de surface plutôt que par le gradient profond. La présence du karst renforce l'efficacité du refroidissement des couches profondes.

Utilisation des relations entre les nombres de Nusselt et de Rayleigh

La convection se caractérise par une meilleure efficacité du transfert thermique. Lorsqu'on impose deux températures au sommet et à la base de la plaque, on observe en effet

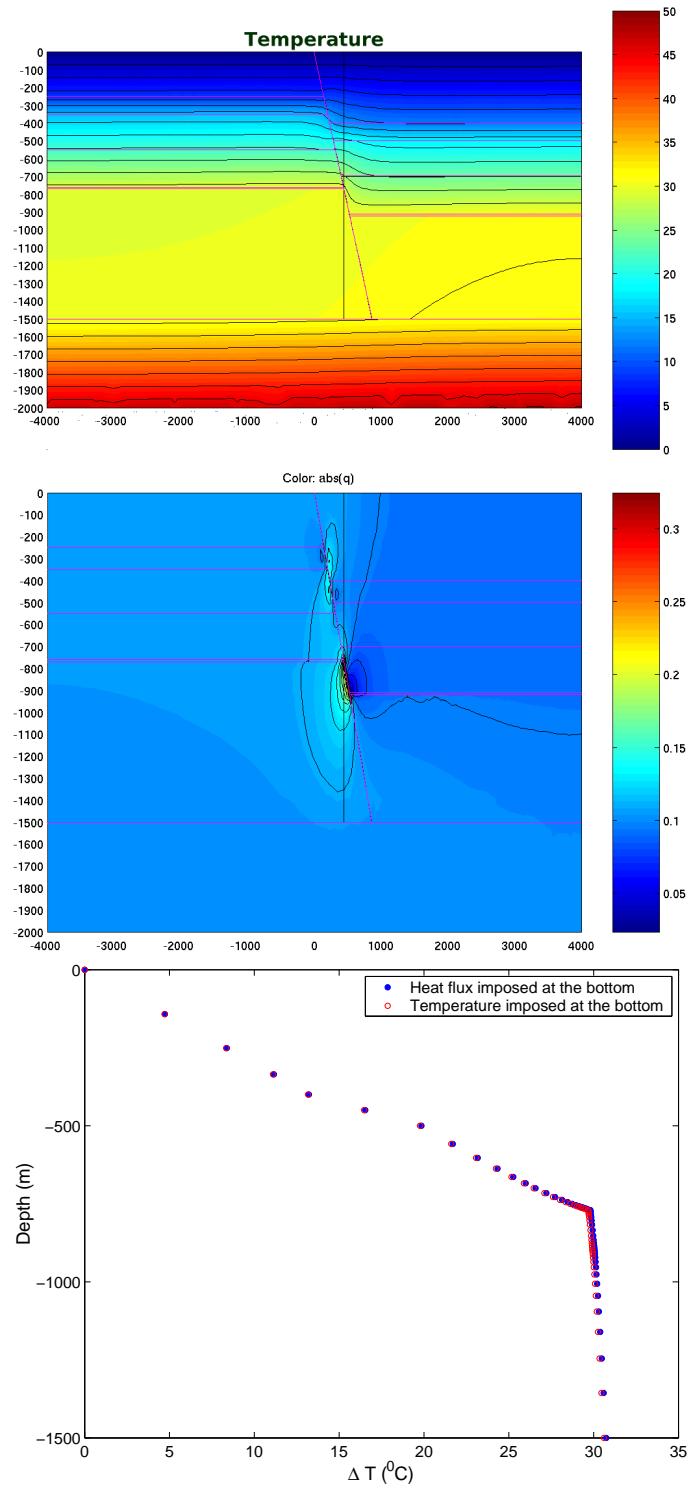


FIG. 3.20 – Régime thermique lorsque la convection est établie. La conductivité équivalente du karst en convection est prise égale à 50 fois la conductivité du calcaire. La température est alors uniforme, et proche de la température au sommet du karst. Imposer une température ou un flux de chaleur à la base du système ne modifie pas le comportement observé.

expérimentalement un flux supérieur à ce qu'aurait donné l'application de la simple loi de conduction $Q_{\text{diff}} = \lambda \frac{\Delta t}{H}$. Le rapport entre le flux observé et Q_{diff} est appelé le nombre de Nusselt.

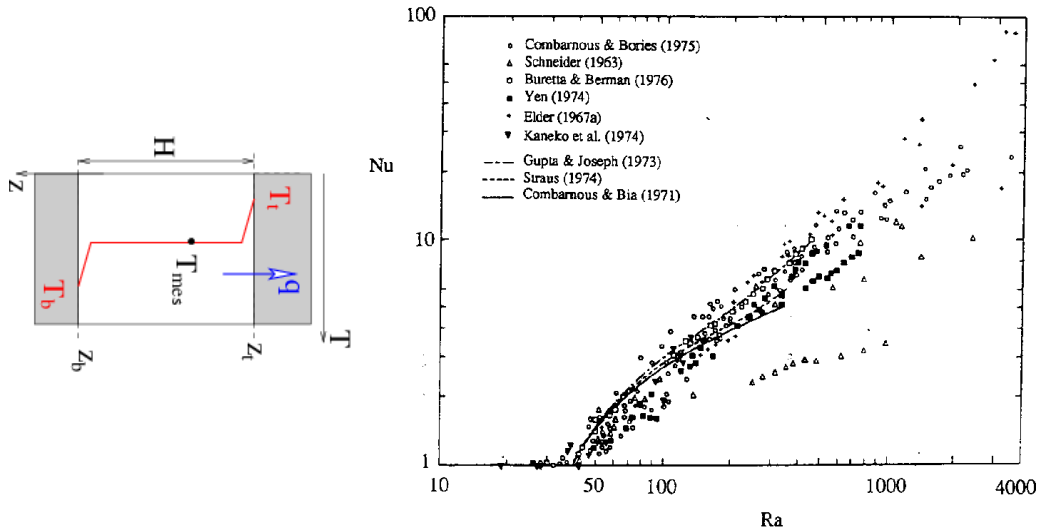


FIG. 3.21 – Un profil typique de température dans un milieu en convection est représenté à gauche. Entre deux couches limites se développe une température quasi-uniforme. La convection augmente l'efficacité de l'évacuation de la chaleur, caractérisée par le coefficient de Nusselt. Ce terme supérieur ou égal à 1 dépend du nombre de Rayleigh. La figure de droite reprend de Cheng [1978] présente les résultats expérimentaux montrant un tel couplage.

La température dans le karst $T_{mes} \approx 30^\circ\text{C}$ est une température moyenne des températures à son sommet et à sa base. Ces deux températures sont inconnues. Mais on peut obtenir des bornes sur ces valeurs. La température au sommet est évaluée par extrapolation du gradient géothermique de la figure 3.2. Par ailleurs, la connaissance de la température au sein de la cellule de convection fournit aussi des indications sur la température à la base.

Le profil thermique vertical typique d'une cellule de convection est représenté dans la figure 3.21. De forts gradients de température sont confinés dans une couche limite, tandis que la température est quasi-uniforme dans le karst. On peut supposer que les deux couches limites supérieure et inférieure sont symétriques de sorte que $\Delta T = T_t - T_b = 2(T_{mes} - T_t)$. On peut donc en déduire la température à la base du karst, et estimer Nu_P :

$$Nu_P = \frac{qH}{2\lambda(T_t - T_{mes})} \quad (3.24)$$

Relation expérimentale Or, les études menées sur la convection en milieu poreux ont montré une corrélation entre cet écart ΔT et le nombre de Rayleigh. La figure 3.21 montre les résultats expérimentaux synthétisés par Cheng [1978]. Ils présentent une certaine dispersion, qui a depuis été expliquée par des effets inertiels dans des pores larges. Bejan [2003] donne une formule expérimentale qui résume ces données :

$$Nu_P = \left(\left(\frac{Ra_P}{4\pi^2} \right)^n + \left(c \sqrt{Pr_P Ra_P} \right)^n \right)^{1/n} \quad (3.25)$$

où $n = -1.65$ et $c = 1896$. L'équation 3.25 fait aussi intervenir le nombre de Prandtl Pr_P qui compare la conduction thermique à la viscosité, c'est à dire une diffusion de quantité de mouvement. Dans un fluide, il vaudrait $Pr_f = (\eta/\rho)/(\lambda_f/(\rho C_{pf}))$. Dans les milieux poreux, cette quantité est régie par les écarts du régime hydraulique au régime de Darcy :

$$Pr_P = \frac{\eta/\rho}{\frac{\lambda}{\rho C_{pf}}} \frac{H}{bK} \quad (3.26)$$

En effet, si les pores sont trop grands ou si la vitesse est trop élevée, la relation entre vitesse d'écoulement de fluide et la pression n'est plus linéaire.

$$-\overrightarrow{\text{grad}} p = \frac{\eta}{K} \vec{v} + b \rho v \vec{v} \quad (3.27)$$

est l'équation de Forchheimer qu'il faut alors employer. Si le paramètre b est nul, on retrouve la loi de Darcy. Par analogie avec l'étude des fluides turbulents, Ward a reformulé en 1964 l'équation 3.27 en terme de coefficient de traînée :

$$f = \left\| -\overrightarrow{\text{grad}} p \right\| \frac{\sqrt{K}}{\rho v^2} \quad (3.28)$$

dont il a montré expérimentalement qu'il valait $1/Re_P + C$, où $Re_P = \rho v \sqrt{K}/\eta$ est le nombre de Reynolds pour le milieu poreux et C est une constante qui vaut environ 0.55. On en déduit la relation expérimentale $C = \sqrt{K} b$, qui réinjectée dans l'équation 3.26, nous fournit un nombre de Prandtl supérieur à $3 \cdot 10^8$ en sachant que $H > 220$ m. Nield and Bejan [1992] interprète ce nombre en relation avec le nombre de Rayleigh. Si $Ra < Pr$ alors la convection est dominée par un écoulement de Darcy. Si au contraire, nous avons $Ra > Pr$ alors le régime est contrôlé par les termes non-linéaires de l'équation de Forchheimer. La valeur maximale de Ra_P du karst, calculée avec un flux $q = 200$ mW/m² et une épaisseur $H = 2000$ m est d'environ de 3000. Cela nous assure que nous restons dans tous les cas dans un régime de Darcy.

Contraintes déduites En combinant les équations 3.24 et 3.25, on obtient une relation donnant $(T_t - T_{\text{mes}})$ en fonction de H et q :

$$T_{\text{mes}} - T_t = \frac{\mathbf{q} \mathbf{H}}{2\lambda} \left(\left(\frac{\alpha \rho^2 g C_{pf} \mathbf{q} K \mathbf{H}^2}{4 \pi^2 \lambda^2 \eta} \right)^n + \left(c \sqrt{\frac{\alpha \rho^2 g C_{pf}^2 \mathbf{q} \sqrt{K} \mathbf{H}^3}{C \lambda^3}} \right)^n \right)^{-1/n} \quad (3.29)$$

L'équation est lourde et fastidieuse, mais on voit que seuls les paramètres marqués en gras sont inconnus. Cette équation est d'autant plus intéressante que nous avons une contrainte sur cette différence de température. En effet, le sommet du karst ne peut pas être à plus de 150 m (valeur du décalage vertical de la faille) au dessus du point d'intersection du forage et de la faille. En extrapolant par exemple le gradient thermique de la figure 3.23, nous estimons une borne inférieure de la température en haut du karst : $T > 28.5$ °C. Nous avons vu que la température mesurée vaut 31 ± 1 °C. Nous en déduisons une valeur maximale tolérée de 3.7 °C.

La figure 3.22 représente graphiquement cette contrainte. On voit que le flux de chaleur ne joue que très peu et que nous contraignons surtout une valeur minimale de la hauteur de l'aquifère. En effet, puisque le terme de Forchheimer est négligeable, on s'attend à ce que la dépendance en flux thermique soit en $q \times (q^n)^{-1/n} \approx 1$ et que la dépendance en l'épaisseur de l'aquifère soit en $H \times (H^{2n})^{-1/n} \approx H^{-1}$.

Une fois encore cette analyse plaide pour un aquifère très épais, d'au moins 615 m. Notons que cette valeur minimale devient très grande si on suppose que le forage est près de la couche de radiolarite du compartiment supérieur. Il est aussi probable que le karst soit verticalement hétérogène, et la validité de la formule 3.29 soit mise en doute. De plus, nous avons extrapolé le gradient alors que nous savons que les différentes couches ont des conductivités thermiques variables. Nous nous contenterons donc du résultat qualitatif suivant : le karst a au moins une profondeur de 600 m.

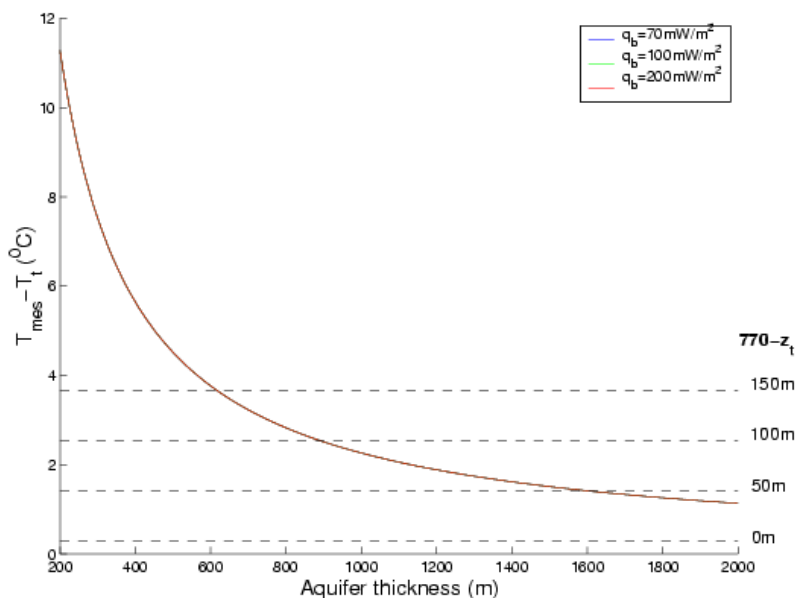


FIG. 3.22 – Relation entre l'écart entre la température du sommet et la température au sein du karst, en fonction de la hauteur de l'aquifère, pour différentes valeurs possibles du flux de chaleur.

La convection dans le karst et l'anomalie thermique près de la faille

Dans l'hypothèse d'un aquifère en convection, le karst se comporte comme un volume isotherme. Il perturbe donc le champ de température à son voisinage. Cela peut-il expliquer l'anomalie de température observée à l'approche de la faille, visible au bas de la figure 3.23 ?

Pour illustrer ce phénomène, nous avons mené une simulation numérique dans deux configurations différentes. Dans la première, le forage coupe la faille près de la couche de radiolarite du compartiment inférieur. Le champ de température, de gradient thermique et le profil thermique sont présentés dans la partie gauche de la figure 3.23. La même démarche est effectuée dans le cas où le forage se trouve près des radiolarites du compartiment supérieur de la faille.

On remarque que dans les deux cas, le profil thermique s'écarte significativement du profil linéaire à l'approche de la faille. Le signe et la valeur de la courbure diffèrent cependant. Dans le graphe de droite, la courbe est déportée vers les hautes températures, mais dans une zone localisée près de la faille. Dans la figure de gauche, l'écart à la linéarité se produit plus haut, et elle tend vers des températures plus faibles.

Il y a en fait plusieurs effets qui jouent simultanément :

- l'écart entre la température au sein du karst et la température attendue à l'endroit du point d'intersection du forage ou de la courbe. Intuitivement, la courbure sera

positive si le karst est plus chaud et négative dans le cas contraire. Cet effet commence à jouer dès que l'on s'approche du sommet du karst.

- cependant, cet effet ne peut expliquer la courbe de droite de la figure 3.23. En effet, dans le modèle à conductivité effective que nous avons utilisé, la température locale du karst devrait être différente. La cause la plus plausible est l'existence d'un « effet de pointe », comme en électrostatique, où les lignes de champ se resserrent près des coins d'une surface isopotentielle (ou plutôt isotherme dans notre cas).
- un troisième effet joue ici de manière spécifique à notre modélisation. Nous avons imposé le flux thermique et fait en sorte que la température dans le karst soit uniforme en simulant une conductivité très forte. Or, nous imposons la température à la surface. Le gradient géothermique diffère donc dans les deux compartiments par simple effet géométrique.

Nous voyons donc que pour quantifier cet effet, une bonne connaissance de la configuration du forage est nécessaire. Malheureusement, nous sommes loin de posséder toutes les informations indispensables à la quantification de l'anomalie thermique. Nous nous contenterons de remarquer que les modèles effectués sont compatibles avec une anomalie de cette amplitude.

3.5.3 Conclusion

Nous avons essayé au cours de cette section de caractériser les relations entre thermique et hydraulique dans l'espoir de contraindre le flux de chaleur. Il s'est avéré que ce sont les restrictions sur les valeurs thermiques possibles qui ont contraint la configuration hydraulique du karst rencontré sous la faille d'Aigion :

- l'eau de la faille est très ancienne. Avec le modèle de Čermák nous avons obtenu un ordre de grandeur de l'âge minimal déjà 10 fois supérieur à l'âge minimal déterminé par la géochimie. Le modèle de Čermák étant particulièrement optimiste en extrapolant les propriétés du karst sur toute son étendue, on peut s'attendre à des âges de l'eau bien plus anciens.
- le karst est en convection. Ceci impose des limites sur la hauteur minimale du karst. En prenant en compte les écarts de températures observés, on arrive à des hauteurs minimales de 600 m.
- l'anomalie de température observée dans le profil thermique est sans doute bien réelle et s'expliquerait par les perturbations thermiques induites par le karst plutôt que par l'activité de la faille.

La présence de la convection a un impact fort qui devrait être aisément documenté. En particulier, les simulations numériques prédisent un gradient latéral fort au contact avec des zones de gradient géothermique normal.

Pour conclure sur la pertinence de la mesure au niveau régional, il nous manque soit l'âge de l'eau dans le karst, soit la vitesse d'écoulement naturelle de l'eau. La mesure de cette dernière est difficile par mesure directe, tandis que la seconde demande la réouverture du forage pour refaire des échantillonnages dans des conditions adéquates. L'analyse des enregistrements continus de la pression dans le forage **AIG10** effectué dans le chapitre 7 apporte un élément supplémentaire. Le chapitre 7 prédit en effet des vitesses d'écoulement dans le karst inférieures à 10^{-7} m/s. Cependant, l'emploi de la formule 3.13 avec cette valeur donne encore une perturbation du flux thermique $dq \sim 40$ mW/m² trop grande pour que nous puissions extrapoler ce gradient à l'échelle régionale.

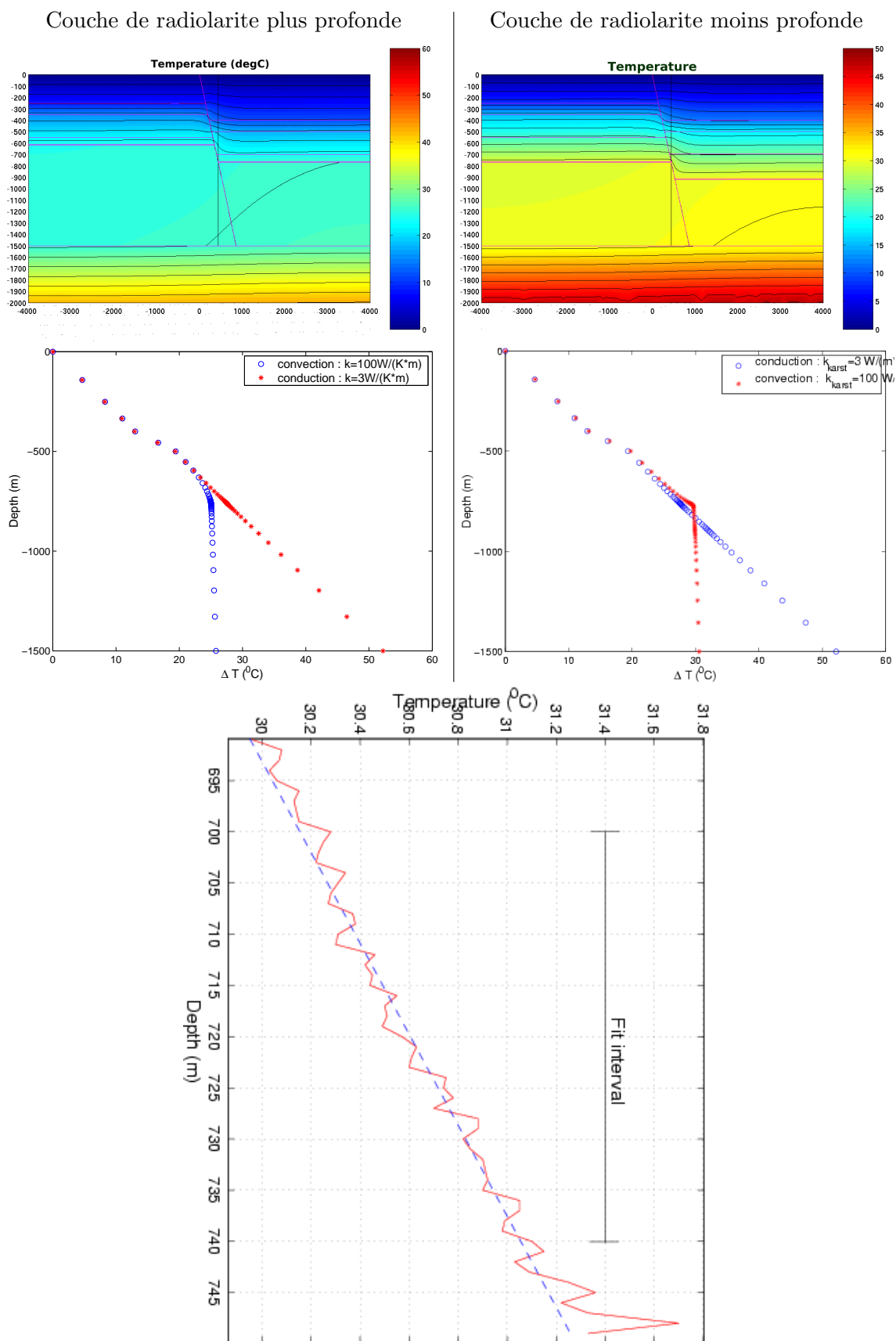


FIG. 3.23 – La position du forage relativement au karst influence le profil thermique. D’une part, la température d’ensemble du profil est modifiée, d’autre part sa courbure augmente à l’approche de la faille. L’anomalie observée laisse suggérer que le forage se trouve près du sommet du karst.

Chapitre 4

L'instrumentation en forage de DGLab

L'intérêt majeur du projet DGLab réside en son instrumentation permanente. Celle-ci fournit des informations dynamiques sur l'environnement de la faille, ce qui complète les informations statiques obtenues lors du percement et du carottage du forage AIG10.

Cette instrumentation consiste en des capteurs prévus pour être placés dans le forage, des boîtiers électroniques qui numérisent les signaux *in-situ*, des câbles qui permettent de remonter l'information en surface et enfin un ordinateur d'acquisition, permettant de stocker les données et de les transmettre en temps quasi-réel. Chacun de ces points sera exposé successivement dans les sections qui vont suivre.

La conception de cette instrumentation est le travail commun de deux équipes : les ingénieurs de l'INSU et ceux du laboratoire d'électronique du Département de Sismologie. Qu'ils soient remerciés d'être venu à bout d'un tâche de cette ampleur. Notamment, dans cette présentation focalisée sur la chaîne d'acquisition des capteurs est presque mise sous silence la préparation de la mécanique (Bernard Bert, Bernard Brient, Christophe Berthod, Christophe Brunet, Michel Picard) et l'électronique analogique (Stéphane Letourneur et René Vérhille), qui sont pourtant des tâches de longues haleine.

J'ai moi-même participé à la préparation du dispositif d'acquisition, notamment en matière d'électronique digitale et de programmation informatique.

4.1 Schémas d'ensemble de l'instrumentation

Un ensemble de 17 capteurs d'intérêt scientifique a été prévu. Ils sont dévolus à diverses tâches :

- capteurs de pression de fluide
 - 1 capteur de haute-précision, compensé en température, dit de « pression dynamique ».
 - 5 capteurs de pression non compensés en température, dits de « pression statique »
- capteurs sismiques de haute fréquence
 - 2 hydrophones
 - 1 sismomètre 3 composantes
- capteurs permettant de suivre d'éventuels mouvements de fluide, par l'enregistrement de l'évolution des fluides entourant les capteurs :
 - électrodes
 - thermistances
- capteurs de positionnement du système

- magnétomètre - inclinomètre
- accéléromètre semi-conducteur dont l'intégration permet de connaître le mouvement du boîtier lors de son introduction dans le puits.
- des capteurs de servitudes permettant le suivi du système

La disposition prévue des boîtiers a évolué à mesure que la géologie traversée par le forage se précisait. Le schéma initial prévoyait d'isoler la faille de son compartiment inférieur et de son compartiment supérieur par 2 obturateurs, afin de ne pas parasiter la mesure de ses propriétés hydrauliques. Des essais d'interférences hydrauliques avec le forage AIG5 voisin étaient aussi prévus le long de la faille, qu'on attendait alors perméable.

L'ouverture du forage AIG10 et la découverte d'un environnement géologique très différent de ce qui était attendu ont demandé à réorganiser l'agencement des boîtiers initialement prévu. D'une part, la faille s'est révélée imperméable sur une épaisseur de 10 m de gouge et de radiolarites. D'autre part, le karst qui s'est développé dans le compartiment inférieur gênait la mise en place de plus d'un obturateur. Il en est résulté la disparition d'un boîtier et d'un obturateur. Le nouveau dispositif est décrit dans la figure 4.1.

L'instrumentation finalement installée dans le forage est toute autre que celle initialement prévue. En septembre 2003, l'installation des capteurs a été perturbée par l'important débit sortant du forage. Le flux sortant a été en effet près de 10 fois plus important que celui estimé en septembre 2002. Ainsi, seul le boîtier nommé « HPSup » a pu être placé dans le forage. L'obturateur auquel il est attaché a permis de refermer le forage et d'arrêter l'inondation. Par la suite, le boîtier dit « haut » a été placé en tête du forage, afin d'enregistrer un hydrophone plongé dans le tube de l'obturateur. Les capteurs de surface prévus ont été maintenus. C'est sur cet ensemble de capteurs que s'appuie mon étude, et plus précisément les capteurs de pression.

4.2 Les capteurs de pression

4.2.1 Le capteur de pression dynamique

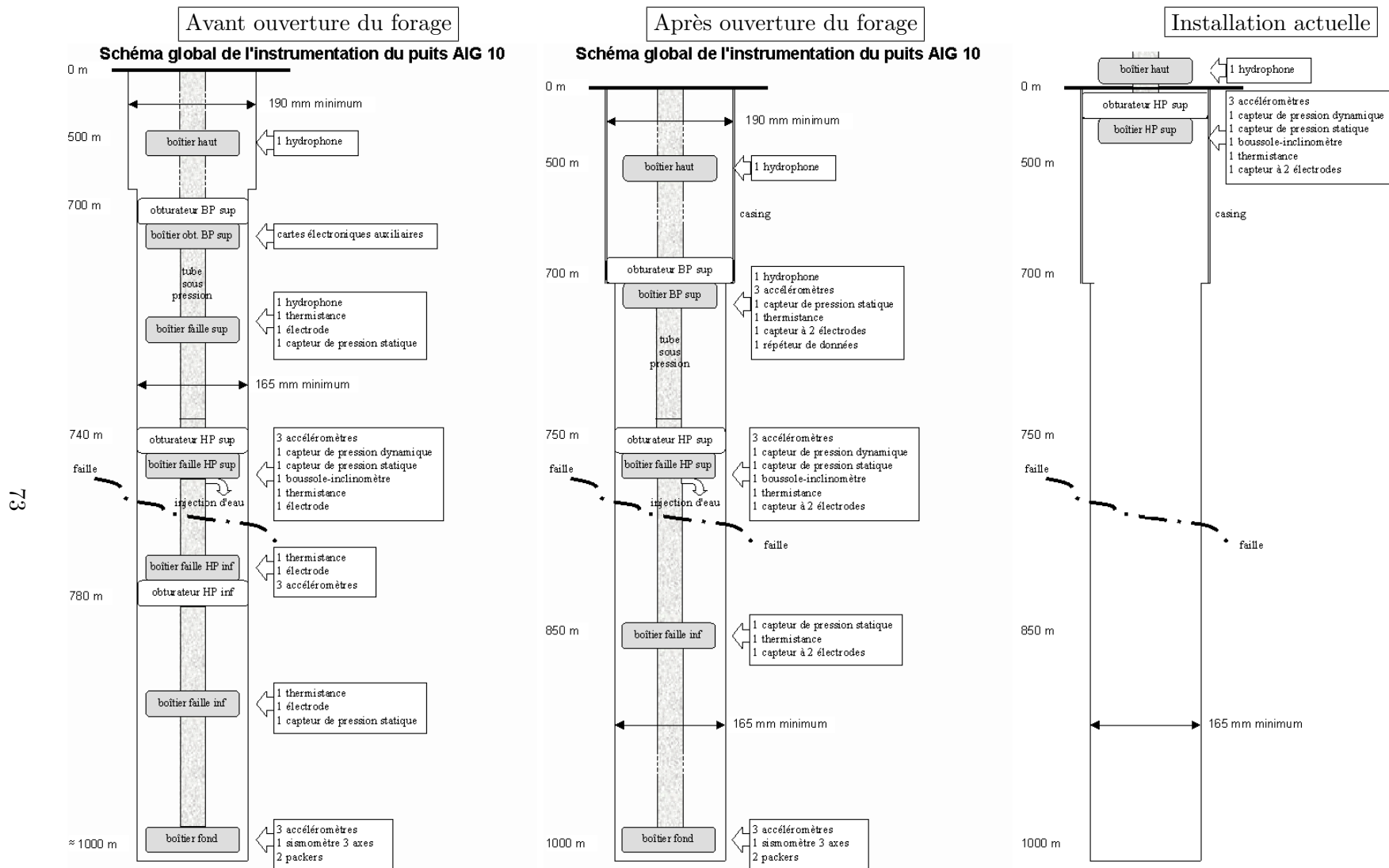
Le capteur de pression dynamique a été installé le 24 septembre 2003. C'est un capteur de pression absolue de la série Paroscientific Digiquartz 9000 et du modèle 93K. Sa résolution maximale annoncée est de 0.05 ppm de la plage de mesure. La plage étant de 0 à 3000 psi (environ 260 bar), on peut donc théoriquement atteindre le Pascal. Son surnom provient du fait qu'il était initialement prévu pour acquérir des données à plus de 100 Hz pour mesurer des variations rapides de la pression de fluide.

Principe et calibration du capteur

La pièce principale du capteur est un capteur de force composé d'un double faisceau de quartz piézoélectriques mis en vibration. Ce dispositif est un résonateur dont la fréquence pic dépend de la traction à ses extrémités. Comme cette résonance dépend aussi de la température, un capteur de température lui est adjoind.

Ce dynamomètre est placé à l'extrémité d'un tube de Bourdon (figure 4.4). Ce tube se déroule sous l'effet de la pression, ce qui étire le tube et augmente la fréquence de résonance.

Cependant, les relations entre les données physiques et les périodes de résonance T et Π mesurées respectivement par le capteur de température et de force sont fortement non linéaires, ce qui explique la complexité des formules de calibration fournies par le



73

FIG. 4.1 – Évolution du schéma de principe de l'instrumentation du forage AIG10 au cours du temps. Le projet initial, conçu avant l'ouverture du forage a du être remodelé quand la faille d'Aigion s'est révélée être imperméable. Le dispositif n'a pu être complètement installé, et seuls deux boîtiers ont pu être posés. Les deux premiers schémas ont été réalisés par Christophe Berthod.



FIG. 4.2 – Les 5 boîtiers d'acquisition en attente de leur installation dans le forage AIG10, en septembre 2003. De gauche à droite : boîtier fond, boîtier faille inférieur, boîtier HPSup et son obturateur au fond, boîtier HPSup et son obturateur et boîtier haut. Les boîtiers les plus longs font près de 5 m.

Boîtier	Carte TERN	Numéro Capteur	Capteur	Echantillonnage (éch/s/comp)	Format
Fond	IEPX_BFO (6)	9	Sismomètre X	2501	int16
		10	Sismomètre Y	2501	int16
		11	Sismomètre Z	2501	int16
	IEM_BFO 0	6	Accéléromètre (X)	150	uint16
		7	Accéléromètre (Y)	150	uint16
		8	Accéléromètre (Z)	150	uint16
		1	Temp.boîtier	1	uint16
		2	Tension alim 48V	1	uint16
		3	Tension alim analogique	1	uint16
		4	Tension alim capteurs	1	uint16
5	Reserve				
Faille Inf	IEM_BFI 1	17	Pression statique	150	uint16
		18	Thermistance	50	uint16
		16	Electrodes	50	uint16
		15	Temp.boîtier	1	uint16
		14	Tension alim 48V	1	uint16
		13	Tension alim analogique	1	uint16
		12	Reserve		
		19	Reserve		
		Faille HP sup	IEM1_SUP 2	22	Accéléromètre Si (X)
23	Accéléromètre Si (Y)			150	uint16
24	Accéléromètre Si (Z)			150	uint16
25	Reserve				
26	Reserve				
27	Reserve				
28	Reserve				
29	Reserve				
IEM2_SUP 3	20		Pression dynamique	Réglable	ASCII
	30		Orientation	1	ASCII
	41		Pression statique	150	uint16
	42		Thermistance	50	uint16
	40		Electrodes	50	uint16
	39	Temp.boîtier	1	uint16	
38	Tension alim 48V	1	uint16		
37	Tension alim analogique	1	uint16		
36	Tension alim capteurs	1	uint16		
43	Reserve				
Faille BP sup	IEP_BPS (9)	52	Hydrophone	2501	int16
		44	Accéléromètre Si (X)	150	uint16
	IEM_BPS 4	45	Accéléromètre Si (Y)	150	uint16
		46	Accéléromètre Si (Z)	150	uint16
		49	Pression statique	150	uint16
		50	Thermistance	50	uint16
		48	Electrodes	50	uint16
		47	Temp.boîtier	1	uint16
		51	Reserve	1	uint16
Haut	IEP_BH (10)	53	Hydrophone	2501	int16
		55	Temp.boîtier	1	uint16
	IEM_BH 5	56	Tension alim 48V	1	uint16
		57	Tension alim analogique	1	uint16
Surface	IEM_BH 13	63	Pression packer	150	uint16
		64	Thermistance Platine	50	uint16
		62	Réserve 50Hz	50	uint16
		65	Réserve 150Hz	150	uint16
		59	Tension alim 48V	1	uint16
		60	Tension alim 60V	1	uint16
		61	Temp.boîtier	1	uint16
		58	Reserve	1	uint16

DOAN Mai Linh 10-Mai-2004

FIG. 4.3 – Liste des capteurs prévus dans le cadre du projet DGLab. Les capteurs finalement non installés sont grisés.

fabricant :

$$\text{Température [}^{\circ}\text{C]} = Y_1 U + Y_2 U^2 + Y_3 U^3 \quad (4.1)$$

$$\text{Pression [psi]} = C \frac{1 - \frac{T_0^2}{\Pi^2}}{1 - D \left(1 - \frac{T_0^2}{\Pi^2}\right)} \quad (4.2)$$

$$T_0 = T_1 + T_2 U + T_3 U^2 + T_4 U^3 + T_5 U^4 \quad (4.3)$$

$$C = C_1 + C_2 U + C_3 U^2 \quad (4.4)$$

$$D = D_1 + D_2 U \quad (4.5)$$

$$U = T - \tau_0 \quad (4.6)$$

Le constructeur a fourni les valeurs des coefficients de calibration apparaissant dans les équations ci-dessus, en prenant les valeurs de Π et T en μs :

τ_0	5.873510 μs	T_1	29.98074 μs
Y_1	-3998.123 $^{\circ}\text{C}/\mu\text{s}$	T_2	1.472210
Y_2	-15047.12 $^{\circ}\text{C}/\mu\text{s}^2$	T_3	51.50855 μs^{-1}
Y_3	-144393.9 $^{\circ}\text{C}/\mu\text{s}^3$	T_4	109.5869 μs^{-2}
C_1	-13511.47 psi	T_5	2070.792 μs^{-3}
C_2	584.5518 psi/ μs	D_1	0.0439208
C_3	34944.1 psi/ μs^2	D_2	0

Nous n'avons pas recalibré le capteur, et nous nous sommes contentés de vérifier que les valeurs obtenues étaient raisonnables.

Le compromis précision-fréquence

C'est un point sur lequel je suis intervenue de manière cruciale. J'ai en effet remarqué que le capteur de pression acceptait différents réglages d'acquisition. J'ai donc obtenu que l'on puisse envoyer un nombre de commandes limité au capteur, la programmation de l'interfaçage avec le capteur étant à ma charge.

La configuration et l'interrogation du capteur s'effectue par liaison série RS232. Comme dans le projet DGLab, nous ne communiquons qu'indirectement avec le capteur via les cartes TERN d'interface, nous avons réduit les possibilités de configuration du capteur à la sélection de deux paramètres :

- la fréquence d'acquisition du capteur parmi une sélection de valeurs allant de 1/55 Hz à 12 Hz. Ce choix affecte la résolution des données lues par le transducteur.
- le mode d'alternance entre la lecture de la pression et la lecture de la température.

Le premier mode (mode P4) possible est la lecture en continu, où la température et la pression sont lues alternativement. Aucun ordre n'est envoyé à la carte, sauf si aucune donnée n'a été reçue pendant une minute.

L'autre choix (mode P7) permet de sélectionner le mode « rafale » où le capteur de température est lu une seule fois, et toutes les données de pression ensuite. Cet ordre est envoyé à la seconde dès qu'une donnée est reçue.

Raccourcir le pas d'acquisition diminue la résolution dans la détection de la fréquence de résonance du dynamomètre. Le constructeur indique que les deux variables sont en effet

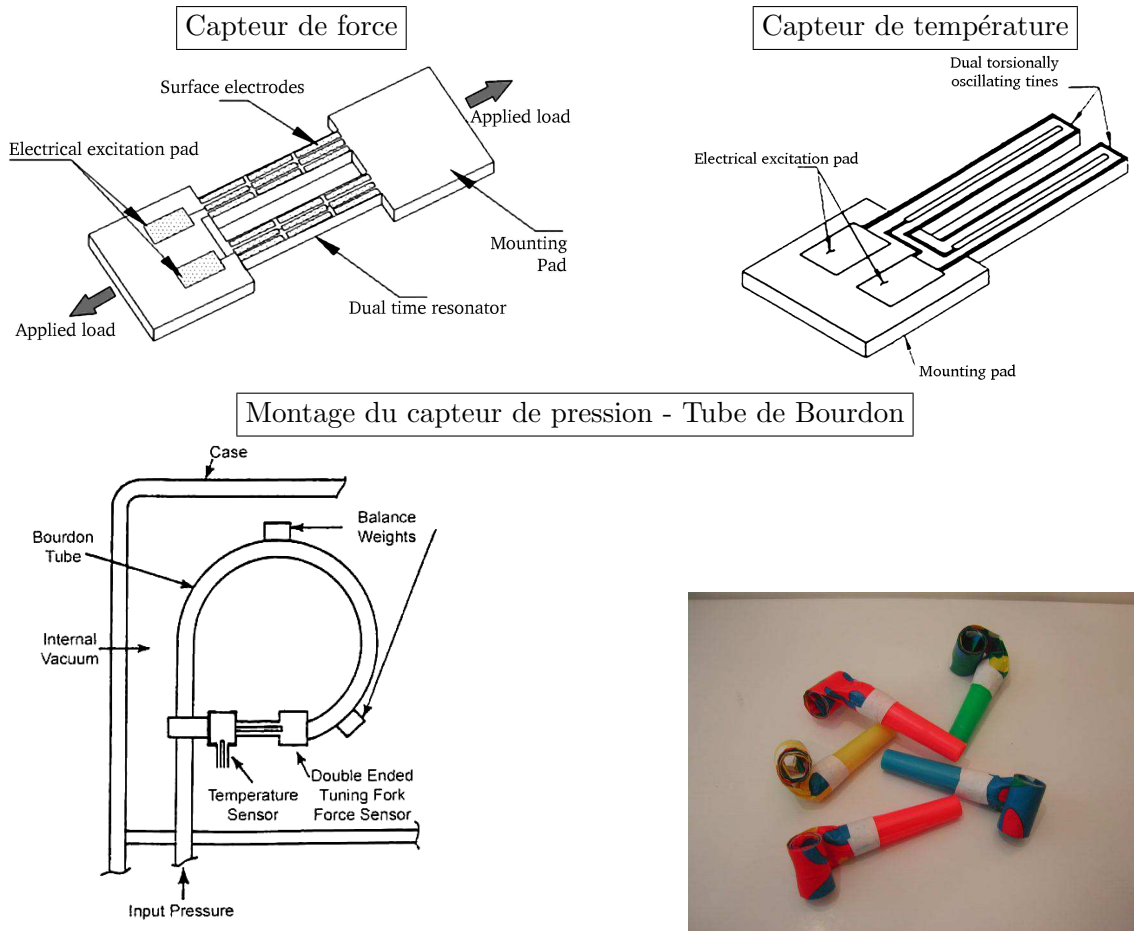


FIG. 4.4 – Le capteur est entièrement basé sur la technologie piézoélectrique. Deux types de quartz sont utilisés (figure du haut) pour mesurer la pression et la température. La pression agit par l'intermédiaire d'un tube de Bourdon. Celui-ci se déroule sous l'effet de la pression, selon le même principe que les « sans-gènes » (ou « langues de belle-mère ») de carnaval.

contrôlées par le paramètre PR par les équations :

$$\text{Résolution} = \frac{1}{150 \times PR \times P_{\text{per}}} \times (\text{data range}) \quad (4.7)$$

$$\text{Fréquence échantillonnage max } (P_4) \text{ (Hz)} = \frac{10\,000}{PR \times P_{\text{per}} + (TR + 1) \times P_{\text{per}}} \quad (4.8)$$

où P_{per} a une valeur de l'ordre de $5.8 \mu\text{s}$ et $TR \approx 4 PR$.

Les choix possibles sont donnés dans le tableau 4.1. La notice indique les fréquences et précisions attendues dans le mode 4 pour les valeurs de PR choisies. Nous les avons comparées aux valeurs effectivement observées. La précision est ici assimilée aux incertitudes à 95%, estimées comme étant le double de l'écart-type d'un échantillon d'une trentaine de valeurs enregistrées. Ce protocole suppose que les données sont acquises dans un intervalle de temps suffisamment court pour que la pression atmosphérique reste uniforme. Pour les faibles PR , les pas d'enregistrement sont suffisamment longs pour que la méthode purement statistique soit efficace. Les incertitudes sont alors estimées qualitativement, de manière graphique.

Numéro réglage	PR	Fréquence théorique	Résolution théorique	Fréquence (P4) [Hz]	Résolution (P4) [mbar]	Fréquence (P7) [Hz]	Résolution (P7) [mbar]
0	12	16.1	4.0	16	3.4	26	4.5
1	14	13.8	3.5	13	2.9	22	3.0
2	16	12.1	3.0	12	3.0	19	3.5
3	18	10.8	2.7	11	2.7	17	2.0
4	20	9.7	2.4	9	2.3	15	2.6
5	24	8.1	2.0	8	2.0	12	2.0
6	32	6.1	1.5	6	1.8	8	1.7
7	48	4.0	1.0	4	0.88	6	1.0
8	71	2.7	0.7	3	0.57	3	0.70
9	94	2.0	0.5	2.0	0.47	2	0.50
A	119	1.6	0.4	1.5	0.35	1	0.42
B	238	0.82	0.2	0.7	0.20	2/3	0.21
C	476	0.41	0.1	2/3	0.085*	0.4	0.090
D	1190	0.16	0.05	1/5	0.080*	1/8	0.084*
E	2380	0.08	0.02	1/12	0.062*	1/14	0.058*
F	10000	0.02	0.005	1/55	0.010*	1/55	0.130*

TAB. 4.1 – Choix possibles de valeurs du coefficient *PR*. Ce coefficient conditionne la fréquence d'acquisition et la précision du capteur. L'imprécision expérimentale a été calculé à partir de l'écart-type de l'échantillon. Ce calcul s'avère perturbé par les fluctuations de la pression mesurée pour les longues périodes. Ces cas sont marqués d'un astérisque.

Nous avons constaté que faire les calculs avec l'électronique embarquée dans le capteur prenait un temps négligeable par rapport aux temps d'intégration pour les précisions que nous voulions atteindre, de sorte que le capteur est configuré pour calculer et transmettre les données directement en bar. Le calcul des équations 4.1 à 4.6 est donc effectué *in-situ*.

Début	Fin	PR	Mode
2003-09-24 15 :59	2003-02-25 06 :32	E	7
2003-09-25 06 :32	2003-09-29 15 :45 :14	F	7
2003-09-29 15 :45 :14	2003-10-01 11 :46 :54	0	7
2003-10-01 11 :46 :54	2003-10-01 11 :48 :59	F	7
2003-10-01 11 :48 :59	2003-10-01 12 :17 :00	0	7
2003-10-01 12 :17 :00	2003-10-03 16 :43 :52	F	7
2003-10-03 16 :43 :52	...	D	7

TAB. 4.2 – Évolution du pas d'échantillonnage de la pression dynamique au cours de l'acquisition. Les premiers jours d'acquisition ont permis d'adapter la précision du capteur aux amplitudes et durées des marées terrestres et des premières anomalies perçues.

4.2.2 Capteur de pression statique

Le capteur de pression statique est le modèle P9225, acquis auprès de la société EFE (maintenant rachetée par Futek). Sa plage de mesure est de 250 bar, mesurés sur 10 V. La résolution du capteur est de 0.1 % de l'étendue de mesure, ce qui amène le capteur à une résolution attendue de 0.25 bar. Contrairement au capteur de pression dynamique, ce

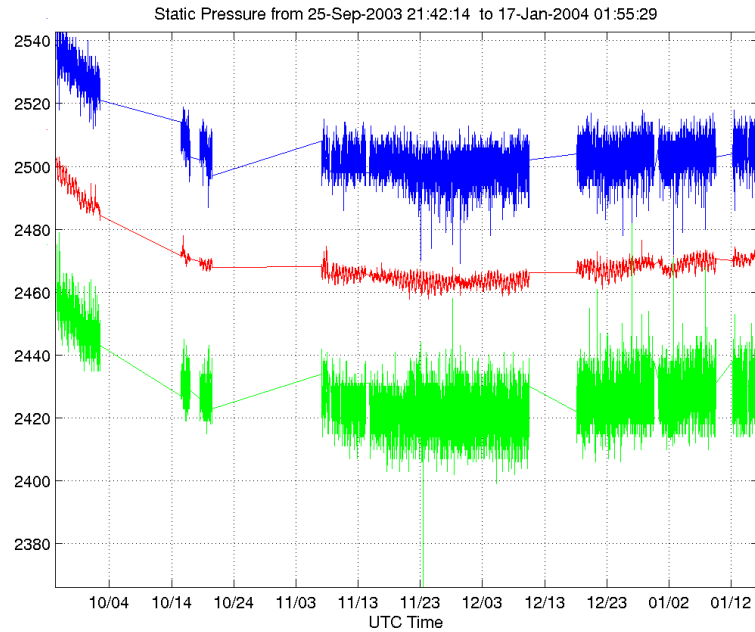


FIG. 4.5 – Les minima et maxima de la pression statique enregistrée durant chaque minute sont indiquées par les lignes vertes et bleues. La moyenne sur chaque minute a une précision suffisante pour résoudre les marées terrestres, mais nous n’obtenons qu’une valeur par minute au lieu des 150 Hz initiaux.

capteur n’est pas compensé en température. Ce capteur sert donc d’appoint pour confirmer les anomalies vues sur la pression dynamique si celles-ci sont d’amplitude et de durée suffisantes. Il s’avère cependant trompeur pour interpréter les fluctuations de pression sur le long terme, à cause de sa dérive thermique.

L’amélioration de la numérisation

Le signal est numérisé sur 16 bits par les cartes TERN. Malheureusement, le bruit électronique résiduel sur ces cartes a réduit le nombre de bits significatifs à 12. Cela nous a fait chuter sa résolution d’un facteur 16.

La fréquence de numérisation est de 150 Hz. Cela m’a permis de réduire considérablement le bruit, en prenant la moyenne des signaux sur une minute. En effet, conformément au théorème central limite, la précision du signal est améliorée d’un facteur $\sqrt{60 * 150} \sim 95$. C’est ce qui est présenté dans la figure 4.5. Le signal d’origine est très bruité avec des valeurs minimales et maximales indiquées par les courbes vertes et bleues. On ne peut alors discerner les marées terrestres dont les amplitudes sont de 25 mbar. Cependant, la moyenne glissante sur une minute (en rouge) permet de résoudre les marées terrestres. On peut aussi suivre la chute de pression des premiers mois d’enregistrement. Malheureusement, cette meilleure résolution s’est faite au détriment de la fréquence d’acquisition qui passe de 150 Hz à un pas d’une minute, ce qui justifie l’expression « pression statique ». La moyenne par minute nous donne le meilleur compromis pour enregistrer les marées et les anomalies longues de plusieurs minutes, comme le montre la figure 4.6.

4.2.3 Hydrophone

Contrairement aux deux précédents capteurs, l'hydrophone est un capteur de pression différentiel. Le modèle (HTI-90-U de la firme High Tech, Inc.) est du type utilisé dans les flûtes de sismique marine. Nous avons choisi le modèle pré-amplifié si bien que le capteur donne une différence de potentiel d'un volt pour 56 Pa. La tension aux bornes du capteur est d'abord amplifiée, avec un gain programmable à distance (1, 4, 16, 64 ou 256), puis numérisée sur la plage [-10 V 10 V] par les cartes TERN, comme la pression statique. Nous retrouvons par conséquent les mêmes défauts que lors de la numérisation de la pression statique, notamment un bruit important qui ne donne que 12 bits significatifs sur les 16 enregistrés.

Numéro réglage	Gain
1	1
2	4
3	16
4	64
5	256

TAB. 4.3 – Valeurs possibles de gain de la tension aux bornes de l'hydrophone.

La particularité de l'hydrophone est sa haute fréquence d'échantillonnage. Elle est en effet acquise à 2501 Hz, à une bien plus haute fréquence que celle utilisée en sismique traditionnelle. Par exemple, les sismomètres du réseau CRLNET sont acquis à 125 Hz. L'hydrophone est en effet dévolu à la détection de micro-événements à proximité du forage afin de vérifier si la faille d'Aigion flue. C'est pourquoi il est à gain maximal fort, de sorte qu'il ait tendance à saturer lorsque des événements de magnitude supérieure à 2.5 se produisent dans le Golfe.

L'hydrophone n'a été placé que dans un second temps, le 1 octobre 2003, une fois le boîtier HPSup installé dans le forage. L'hydrophone a été simplement plongé dans le tube dépassant de l'obturateur, préalablement rempli d'eau. Malgré cette installation artisanale, le capteur apparaît suffisamment bien couplé au sol pour enregistrer la micro-sismicité enregistrée alentour par les capteurs du réseau CRLNET. Il est en effet en contact mécanique direct avec l'obturateur, fortement ancré dans le forage.

Le gain de l'hydrophone n'a été modifié que lors des tests de début d'installation :

Date de début	Date de fin	Numéro réglage	Gain
2003-09-24 15 :59 :00	2003-10-03 16 :18 :53	1	1
2003-10-03 16 :18 :53	2003-10-03 16 :20 :45	4	64
2003-10-03 16 :20 :45	2003-10-03 16 :21 :33	5	256
2003-10-03 16 :21 :33	...	4	64

TAB. 4.4 – Évolution du gain appliqué à l'hydrophone au cours du temps.

4.2.4 Synthèse

Les deux capteurs de pression absolue actuellement installés dans le forage AIG10 permettent d'enregistrer en continu la pression au fond du forage sur une large plage de fréquence et d'amplitude. Ils sont complétés par l'hydrophone placé à l'extérieur, mais couplé au tubage présent dans le forage.

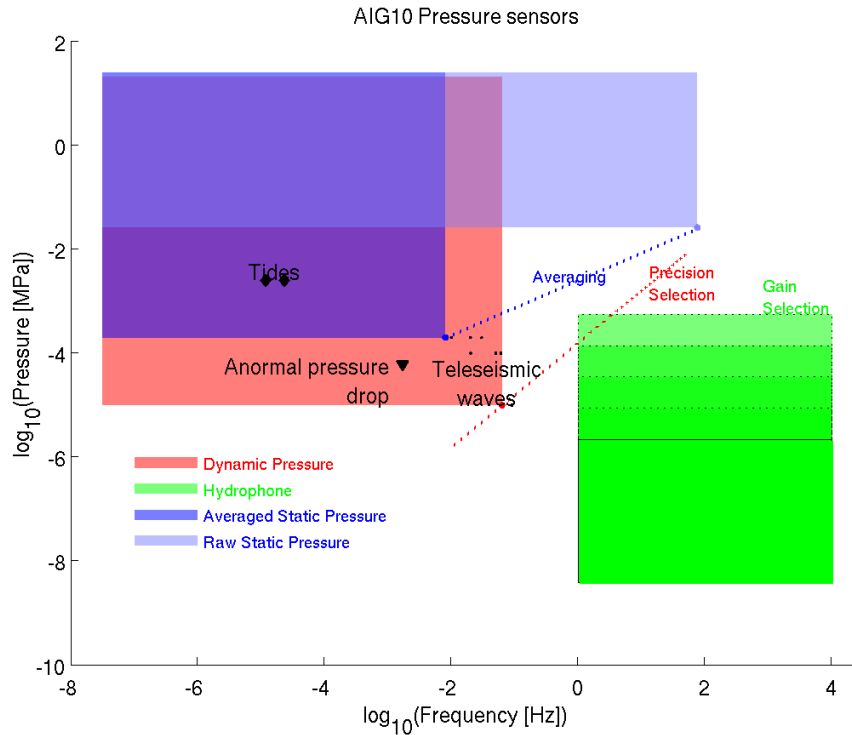


FIG. 4.6 – Plage de mesure des différents capteurs de pression placés dans le forage AIG10.

La figure 4.6 synthétise les fréquences et amplitudes mesurables par l'ensemble des trois capteurs. Deux capteurs sont réglables : le capteur de pression dynamique et l'hydrophone. On ne peut qu'influer sur le gain de l'hydrophone, tandis que les paramètres de réglage du capteur de pression dynamique modifient à la fois la résolution et la fréquence. Le capteur de pression statique n'est pas réglable mais la longueur de la fenêtre sur lequel on opère le moyennage instaure une relation entre la résolution et la fréquence d'échantillonnage. Ces modifications possibles sont représentées dans la figure 4.6 par les lignes tiretées le long desquelles glissent les coins des plages de mesure des capteurs.

4.3 L'électronique de numérisation

Ces capteurs étaient prévus pour être installés à plusieurs centaines de mètres de profondeur. Pour éviter les problèmes de diaphonie (effet d'induction entre deux lignes analogiques) et d'atténuation, les signaux sont numérisés *in situ* avant d'être transmis vers l'ordinateur d'acquisition en surface.

4.3.1 La numérisation

La numérisation est effectuée par des cartes TERN, cartes multi-fonction munies d'un microprocesseur i386EX, dérivé du microprocesseur typique des PC du début des années 1990. Deux versions de cartes TERN ont été utilisées :

- la version M qui possède un unique numériseur (SCC2691) et un multiplexeur. Les signaux numérisent en entier 16 bits non signés sur une plage [0 V 4 V]. Grâce au multiplexeur, un ensemble de 8 voies peut être acquis, mais à une fréquence modérée à cause des délais de commutation.

- la version P. Cette carte est dévolue à l'acquisition d'un seul capteur, comme les capteurs sismiques acquis à 2501 Hz. Les signaux sont alors numérisés en 16 bits signés, sur une plage de [-10V +10V].

Deux capteurs sont « intelligents » et possèdent une électronique interne qui numérise et transmet les données sur port série RS232. Il s'agit du capteur de pression dynamique et du capteur d'orientation du boîtier HPSup. Ces données ASCII (c'est à dire en format texte) sont lues sur les ports séries des cartes TERN M.

Nous nous sommes tardivement rendus compte que l'environnement des numériseurs était mal conçu et que les bruits électroniques prévenaient l'acquisition de plus de 12 bits significatifs, c'est à dire une perte de résolution d'un facteur 16. Ce problème n'a pu être résolu avant l'installation des capteurs, et affecte donc les données non-ASCII présentées dans ce mémoire, comme par exemple la pression statique. Des solutions techniques ont été proposées par le responsable de l'électronique numérique, Abdelkader Abchiche de l'INSU, qui seront implémentées lors de l'installation définitive de l'ensemble de l'instrumentation.

4.3.2 La synchronisation

Il est indispensable de pouvoir dater précisément les données afin de pouvoir comparer temporellement les signaux provenant de deux boîtiers différents. Pour cela, un protocole de synchronisation a été mis en place. Un signal créneau est émis toutes les secondes par une carte GPS (Hopf 6039) placée dans l'ordinateur d'acquisition. Ce signal est retransmis sur les lignes RS485 par les drivers de ligne. Le signal de synchronisation coïncide alors avec le changement de seconde en temps universel.

Chaque carte TERN gère deux mémoires tampon, ou buffers. À chaque top synchro, la carte TERN (1) lance l'acquisition sur l'un des buffers, (2) vérifie qu'aucun ordre n'a été donné, (3) retransmet les données stockées durant la seconde précédente. Au prochain top, les rôles des deux buffers sont permutés. Le lancement de l'acquisition correspond à la mise en route de deux *timers*, ou chronomètres, ce qui permet l'acquisition de capteurs avec deux fréquences d'échantillonnage différentes.

La date transmise dans le flux de données correspond au temps de *transmission* des données. Il faut donc faire attention à retirer une seconde à la date GPS pour retrouver la date de numérisation. Il est à noter que le protocole précédent, synthétisé dans la figure 4.7 ne s'applique qu'aux capteurs analogiques. Les cartes TERN interrogent les deux capteurs ASCII (capteur de pression dynamique et capteur d'orientation) et transmettent leurs données *dans la même seconde*.

Cette méthode de synchronisation a l'inconvénient de perturber le rythme d'acquisition toutes les secondes. L'arrêt puis la remise en route du timer se fait durant un temps qui ne correspond pas à la fréquence d'échantillonnage. Le déphasage introduit peut alors ne pas être négligeable, notamment pour les capteurs rapides. Les paramètres initiaux, calculés

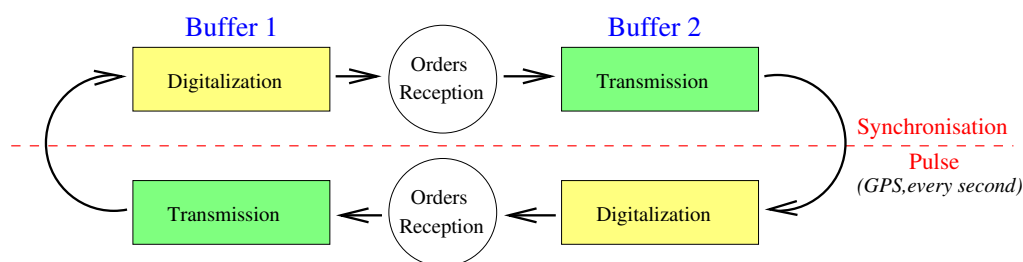


FIG. 4.7 – Schéma de principe du protocole de synchronisation, calé sur un signal fourni par une carte GPS.

pour assurer la fréquence d'acquisition de 2500 Hz requise introduisaient un déphasage de $\pi/2$. J'ai donc déterminé un nouveau jeu de coefficients pour diminuer l'ampleur des déphasages, à l'aide d'un peu d'arithmétique développée dans l'annexe A. Notamment, j'ai dû faire passer la fréquence d'acquisition de 2500 Hz à 2501 Hz. Les déphasages introduits sont alors beaucoup plus réduits et imperceptibles à l'oscilloscope.

4.4 L'électronique de transmission

La communication entre les boîtiers électroniques du forage et l'ordinateur d'acquisition en surface est assurée par des lignes RS485. Ce sont des bus série, comme le RS232 standard, mais dont le signal est porté par une paire de fils en différentiel. Il est donc relativement insensible au bruit ambiant, et admet une longueur de transmission de 1200 m. Deux câbles, portant chacun 7 lignes descendent vers le forage. Ils contiennent chacun deux lignes d'alimentation et une ligne de synchronisation. Les autres lignes sont des lignes de données. La figure 4.8 décrit l'agencement de ces câbles. Les lignes RS485 sont lues par l'ordinateur grâce à un connecteur multi-port de la marque MOXA.

4.4.1 La nécessité d'une synchronisation pour la transmission

On s'aperçoit que deux lignes RS485 sont partagées par plusieurs cartes réparties dans différents boîtiers, ce qui nécessite de définir un protocole de transmission. Le protocole choisi est des plus simples, et surtout ne nécessite aucun dialogue entre les cartes. À chaque carte est assigné un intervalle durant lequel elle peut émettre ses données. La cadence de transmission est synchronisée sur le GPS par la ligne de synchronisation. La perte de cette ligne a donc des conséquences dramatiques, non seulement sur la datation mais sur la transmission même des données. En effet, les cartes TERN fonctionnent alors sur leurs horloges internes qui présentent des dérives relatives et il devient possible que deux cartes veuillent transmettre simultanément ce qui entraîne une perte de données. Il est aussi possible qu'une carte bloque la ligne.

Pour éviter ce problème, le protocole de synchronisation a été doublé par Abdelkader Abchiche par la transmission d'un mot de synchronisation, qui transite sur les deux lignes chaînées.

La datation de chaque cycle est assurée par la transmission le long de la ligne chaîne principale d'une trame de date envoyée par la carte GPS au tout début du cycle de transmission.

4.4.2 Ordres envoyés

La communication avec les cartes installées dans le forage est bidirectionnelle. Il est donc possible d'envoyer des ordres vers les cartes en profondeur. Différents types d'ordres sont envoyés :

- les ordres de réinitialisation.
- les ordres de mise en fonctionnement et d'arrêt de fonctionnement des électrodes. L'évolution des propriétés électriques des fluides est en effet supposée lente. Pour éviter une détérioration précoce des électrodes par électrolyse, l'enregistrement des électrodes n'est pas continu.
- les ordres de changements de gain pour les capteurs sismiques. On a le choix entre les valeurs 1, 2, 4, 8, 16 pour le sismomètre et les valeurs 1, 4, 16, 64 et 256 pour les hydrophones.

- les ordres de changement de mode d’acquisition de la pression dynamique, comme décrit au chapitre 4.2.1. Je me suis particulièrement occupé de la programmation du traitement de cet ordre.

Chaque ordre est envoyé à une carte spécifique.

4.4.3 Synthèse des trames d’informations circulant sur les lignes RS485

On voit donc que diverses informations transitent par les lignes chaînées, résumées dans la figure 4.9. Afin de les distinguer, les données sont encapsulées dans des trames. Une entête précise le type et le contenu de la trame. Une queue marque la fin des données. La présence de ces trames est utile pour le programme d’acquisition pour percevoir les données. Ces trames sont essentielles dans le traitement des données brutes entreposées sur bandes magnétiques où elles sont stockées linéairement, sans hiérarchie.

4.5 Stockage informatique

Le débit de données transitant par les câbles de transmission s’élève à 2 Go/jour dans le cas de la chaîne complète. La maintenance et l’exploitation de ce volume considérable a été le défi du système de stockage informatique.

4.5.1 Le cahier des charges du programme d’acquisition

La réception des données

La tâche première du système est d’acquérir fidèlement le flux de données qui transitent sur les lignes RS485. Ces données brutes doivent être stockées, puisque la complexité des trames présentée dans la figure 4.9 entraîne un risque non négligeable d’erreur dans leur traitement.

On ne peut toutefois se contenter du flux brut de données. En effet, le chercheur ne se focalise que sur un capteur à la fois, dont il faut extraire les données. Le programme d’acquisition doit donc démultiplexer les informations arrivant sur les lignes RS485 et les classer par capteur et par date.

Un formatage adapté

Les données doivent être stockées sous un format standard, afin de faciliter l’échange et la diffusion. Le format finalement adopté est le format SEED, pris dans sa version simplifiée, le miniSEED. Ce format permet l’échange non seulement des données (miniSEED) mais aussi des informations relatives au capteur, comme sa réponse spectrale. Le SEED est le format recommandé par l’IRIS, et utilisé par GEOSCOPE.

L’avantage du miniSEED est qu’il prévoit plusieurs algorithmes de compression, propriété extrêmement intéressante quand les capteurs sismiques sont enregistrés à une fréquence de 2501 Hz et fournissent l’essentiel des 2 Go de données qui transitent chaque jour le long des lignes RS485. Pour économiser de la place disque, les données sont compressées avec un algorithme sans perte, le STEIM2, décrit plus amplement dans l’annexe B. Il consiste à stocker les différences entre données successives au lieu des données elles-mêmes, et à les stocker dans l’espace tout juste nécessaire : non pas 4 octets mais sur 4, 5, 6, 10, 15, 30 ou 32 bits selon les besoins. Ce procédé est bien adapté aux signaux sismiques qui alternent des phases d’inactivité et de vibration d’amplitude importante. Un taux de compression de 4 est alors facilement atteint.

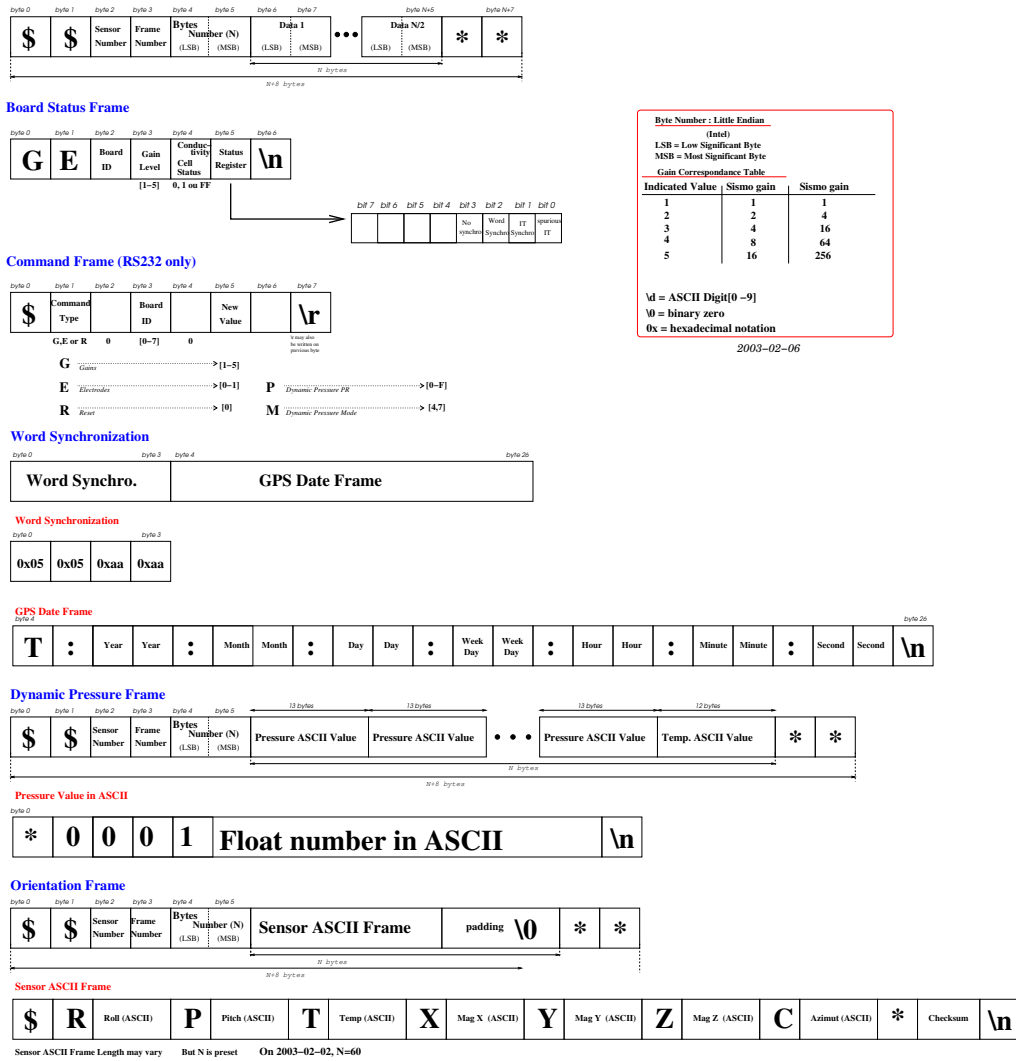


FIG. 4.9 – Trames de données circulant sur les lignes RS485.

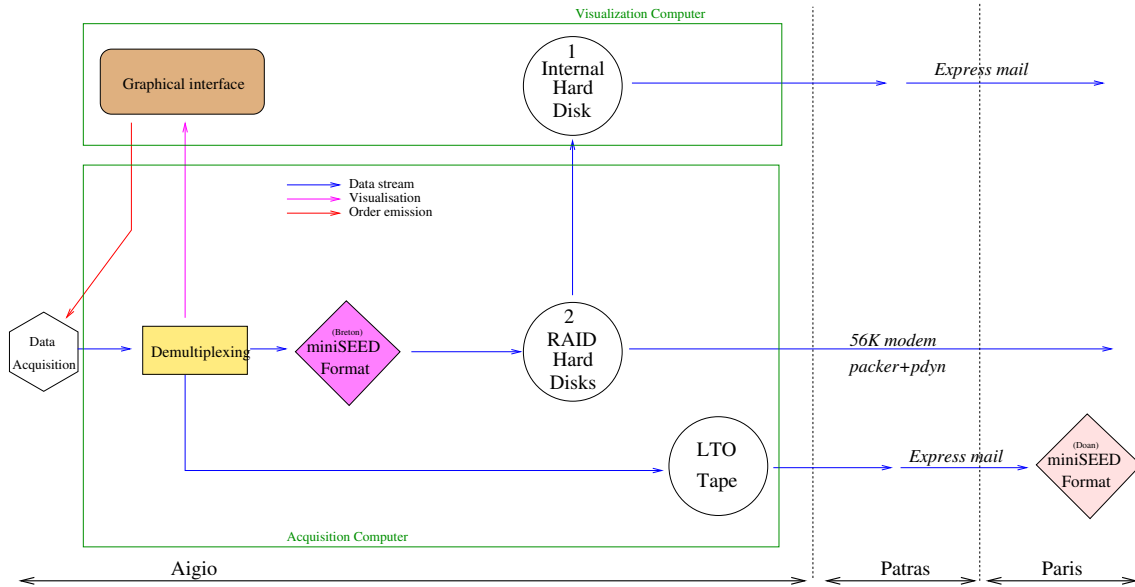


FIG. 4.10 – Transmission des données du forage AIG10 jusqu'à l'IPGP, telle que prévue initialement.

Une vérification rapide des données

Les données doivent pouvoir être lues et dépouillées rapidement, surtout lors de la phase d'installation. Une interface homme-machine a été développée à l'INSU afin d'aider aux tests lors de la mise en place du système.

Le transfert des données vers Paris

Toutes les données doivent être transférées à Paris rapidement, en moins d'un mois. Certaines données doivent être transmises à Paris en temps quasi-réel : la pression de l'obturateur et la pression dynamique, capteur essentiel de la chaîne d'acquisition.

4.5.2 Les programmes d'acquisition

Deux programmes d'acquisition ont dû être développés. Le premier programme d'acquisition développé à l'INSU n'a en effet jamais été satisfaisant, ni vraiment fini. Une fois le système en acquisition, ses carences ont été telles qu'il a été remplacé durant l'été 2004 par un autre système beaucoup plus simple et bien plus efficace.

Systeme d'acquisition original, développé à l'INSU

Ce programme a été développé par Emmanuelle Breton, ingénieure informaticienne à l'INSU. Son système d'acquisition repose sur trois programmes principaux :

1. un programme de démultiplexage des données arrivant sur les ports RS485. Ce programme effectue une interprétation des entêtes des trames et de la date, avant de stocker les données réinterprétées dans des bandes magnétiques et de renvoyer le flux de données reformatées (« format seconde ») aux deux autres programmes.
2. un programme de stockage des données sur disque en format miniSEED, dans une hiérarchie de répertoires. Ces données sont entreposées sur des disques durs en mode RAID, puis recopiées sur des disques extractibles postés régulièrement vers l'IPGP.

3. Un programme de visualisation, prévu pour fonctionner sur un ordinateur dédié à l'« interface homme-machine ».

Devant le retard accumulé dans le développement, j'ai implémenté le quatrième programme prévu, de dépouillement des bandes magnétiques à Paris.

Le schéma 4.10 montre les relations entre ces programmes ainsi que les principaux supports de données utilisés.

Deux disques durs spéciaux sont aussi placés au sein de l'ordinateur d'acquisition. Ce sont deux disques durs, copiés en miroir (techniquement, en mode RAID 0), dotés d'une électronique particulière qui permettait de les ôter à chaud, ce qui n'a eu aucune utilité en pratique. Le RAID devait assurer une pérennité des données par la mise en coïncidence des données sur les deux disques.

Les données sont envoyées à Paris tous les mois par voie postale sur deux supports : les bandes magnétiques de haute densité et des disques durs IDE extractibles. La première technologie fait appel à une technologie alors très récente (et coûteuse à petite échelle), dite LTO (Linear Tape-Open), qui permettait de stocker jusqu'à 200 Go de données compressées. Les disques durs IDE sont les disques durs usuels qui équipent les ordinateurs personnels.

Pour s'assurer que les données de pression d'obturateur et de pression dynamique sont acquises dans les 24 h, j'ai dû écrire deux petits scripts qui résument et transmettent ces données via un modem 56K, puis par modem ADSL, à partir de mars 2004.

Ce système d'acquisition est caractérisé par une grande instabilité. Aucun des deux programmes d'acquisition ne parvenait à fonctionner plus de 48h sans s'arrêter de manière impromptue. Plus particulièrement, le programme d'enregistrement sur disque tendait à s'arrêter une fois par heure. Les données ne sont alors enregistrées que sur les bandes magnétiques.

Devant l'instabilité du programme, qui s'est manifestée très tôt dans le développement et qui ne semblait pas s'améliorer, nous avons demandé la mise en place d'un « chien de garde », qui surveille l'exécution d'un programme et le relance éventuellement. Ceci afin d'assurer la continuité du lancement, au prix de quelques intervalles d'environ 5 minutes sans données, correspondant au temps d'attente du « chien de garde ». Parfois, il ne parvenait pas à relancer le système et l'intervention des ingénieurs de Patras s'est révélée indispensable.

Les données stockées par ce programme d'enregistrement sur disque n'étaient pas non plus satisfaisantes. En effet, l'implémentation du STEIM dans le programme fourni par l'INSU s'est révélé non conforme au standard, ce qui explique que les fichiers fournis ne sont pas lisibles avec les logiciels usuels, comme PQL. Le programme de lecture des bandes magnétiques compresse lui aussi les données avec l'algorithme STEIM. Cependant, le code que j'ai écrit a pu être validé par l'équipe de GEOSCOPE. Il est maintenant employé à grande échelle, puisque ce programme est désormais utilisé en routine pour encoder les données distribuées par GEOSCOPE.

Les données sur disques sont donc lacunaires et mal formatées. Elles s'avèrent cependant plus commodes d'emploi que les bandes magnétiques qui demandent d'analyser à chaque fois quelques 40 Go de données. Les bandes magnétiques ne contiennent cependant pas toutes les données attendues car le lecteur LTO rembobine la bande au redémarrage de l'ordinateur. Or, le programme d'acquisition ne rembobinait pas la cartouche LTO, de sorte qu'il récrivait alors sur les données. Plus grave, le programme marquait la fin des données par une EOT (End Of Tape), perçue par le lecteur comme une fin de bande

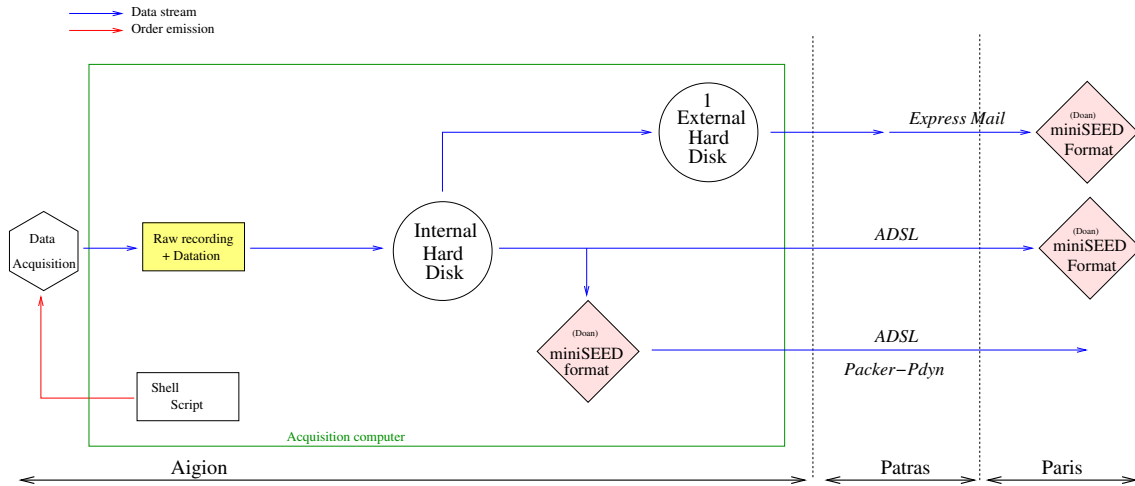


FIG. 4.11 – Schéma de principe du nouveau système d'acquisition.

physique. Les données non encore réécrites deviennent alors inaccessibles et sont perdues. J'ai dû écrire un script pour forcer le rembobinage au redémarrage, mais les contraintes temporelles que j'ai posées pour éviter de gêner le lancement du programme d'acquisition empêchaient de garantir une fiabilité de 100 %.

Programme d'acquisition de substitution

Devant l'accumulation des déficiences du programme d'acquisition original, un nouveau système d'acquisition a été développé en juin avec l'aide de David Monniaux, du laboratoire d'informatique de l'ENS. Son intervention a été particulièrement efficace puisque le programme d'acquisition a été conçu, testé et installé en moins de deux semaines. L'idée sous-jacente a été d'assurer une fiabilité maximale du système en scindant l'acquisition en deux parties :

1. Un programme d'acquisition des données, qui se contente de recopier de manière brute les données transitant par les lignes séries. Chaque bloc de données est daté selon l'heure de l'ordinateur et le port d'origine est enregistré. Ce programme tourne en continu et crée un nouveau fichier toutes les dix minutes.
2. le programme d'interprétation est repris du programme de lecture des bandes magnétiques, que j'avais écrit. J'ai dû modifier le programme de lecture pour qu'il reconstitue le flux de données passant sur chaque ligne RS485. Il est activé toutes les 10 minutes sur le fichier qui vient d'être clos par le premier programme. Il peut être aussi utilisé ultérieurement sur les données téléchargées ou reçues par voie postale à Paris.

Le procédé de datation a été doublé. À la date GPS transitant sur la ligne RS485 principale, s'ajoute l'heure du PC. Cette heure est synchronisée par le protocole NTP (*Network Time Protocol*) qui consiste à demander l'heure UTC à des serveurs via Internet. Il existe une hiérarchie de serveurs, dont le sommet est connecté à des horloges atomiques. Le protocole est par ailleurs prévu pour compenser les latences des transmissions réseau, les erreurs et pour éviter les oscillations parasites. Nous nous réglons ainsi sur des serveurs dits de « strate I », c'est-à-dire possédant une horloge de haute précision (horloge atomique, récepteur GPS) : celui de l'*IEN Galileo Ferraris* (Italie) et celui de l'Observatoire de Paris, tous les deux des horloges atomiques.

Le protocole NTP accepte aussi des données acquises localement, ce qui a permis de prendre en compte aussi l'heure fournie par la carte GPS. On a ainsi la possibilité de tester la qualité de la mise à l'heure GPS, tant que le réseau est disponible.

De nombreux procédés de surveillance ont été mis en place pour surveiller le redémarrage du système, la consommation électrique du système, l'état de l'onduleur, la qualité de la transmission ADSL,... Ceci s'est révélé très utile dans l'interprétation des pannes électriques de l'automne 2004.

Les données enregistrées sont téléchargées en direction de l'IPGP toutes les dix minutes. Avec le relatif faible volume de données actuel, cela permet de transmettre 10 minutes de données en 6 minutes. Il est à noter que le téléchargement complet des données ne sera plus possible lorsque tous les capteurs seront installés. Le confort apporté par la disposition des données en temps quasi-réel est vraiment appréciable et a permis d'intervenir rapidement en cas de panne du système.

Un point du cahier des charges n'a pas été implémenté. Le système ne fournit pas d'interface graphique pour une visualisation immédiate des données. Cependant, il est possible d'analyser et d'extraire les données créées durant les 10 minutes précédentes et de visualiser et agrandir les données avec les programmes de lecture du miniSEED que j'ai développés sous Matlab.

Le nouveau système d'acquisition mis en place s'est révélé très robuste. Aucun arrêt intempestif non voulu n'a été enregistré. L'absence d'interprétation des données par le programme d'acquisition des données a permis d'extraire des données d'un système, même après les problèmes électriques d'octobre 2004, lorsque des collisions et la perte de la date GPS aurait entraîné l'arrêt du programme d'enregistrement précédent.

4.6 Pannes

Le système a subi un série de pannes diverses depuis l'installation des capteurs. Nous établissons ici un historique des divers problèmes rencontrés depuis l'installation du système.

- de septembre 2003 à juin 2004, le système d'acquisition original s'est révélé très instable, et s'interrompait fréquemment. Certaines fois le « chien de garde » ne parvenait pas à relancer le système et une intervention manuelle d'un ingénieur de Patras était nécessaire.
- fin octobre 2003, l'interruption brusque du système lors d'une panne de courant a entraîné une panne du lecteur LTO. Par la suite l'ordinateur d'acquisition n'a pu repartir. Le système informatique a dû être remplacé en novembre 2004.
- jusqu'à juin 2004, la qualité de la réception GPS était perturbée par la présence d'un câble de mauvaise impédance. Cela a introduit de légères erreurs de datation.
- le modem ADSL ne se relance pas lors du rétablissement du courant après une coupure électrique.
- le 15 octobre 2004, se produit un problème électrique. La carte GPS n'envoie plus de trame de date, tandis que des collisions se produisent sur la ligne, ce qui est l'indice d'une perte de synchronisation. La carte GPS est changée par Nikos Germetis et Christos Scapelos de l'université de Patras, mais cela ne parvient pas à résoudre le problème de transmission sur les lignes RS485. Faute de moyens financiers, l'intervention des électroniciens de Paris est repoussée à mars 2005.

Le mauvais temps de ce jour laisse supposer que le problème provient d'un coup de foudre qui s'est abattu sur le forage ou les bâtiments préfabriqués qui abritent l'ordinateur d'acquisition.

- le 15 février 2005, la connexion avec le boîtier HPSup et l'hydrophone du boîtier haut est coupée. Simultanément, on enregistre une chute de l'intensité consommée. Lors d'une intervention sur place, des composants concernant les lignes RS485 ont du être changés en surface (drivers de ligne, carte MOXA) mais cela n'a pas permis d'acquérir à nouveau les signaux du fond. La très faible impédance lue aux extrémités du câble laisse penser que des composants situés à l'intérieur de ces boîtiers sont endommagés. Comme nous ne pouvions pas les réparer, l'acquisition des données dans le forage s'arrête à cette date.

Ces pannes soulignent les points faibles du système d'acquisition et indiquent les améliorations à apporter avant l'installation définitive des capteurs prévus. Notons les principaux enseignements de cette année et demi d'acquisition :

1. notre système est trop dépendant de la carte GPS. Elle sert à la fois pour la datation, la numérisation et la transmission des données. Or la carte Hopf 6039 s'est révélée peu fiable.
2. notre dispositif électrique s'avère trop sensible à la foudre. Notamment, tout dispositif anti-foudre doit être remplacé par précaution après tout problème. Pour cela, une formation accrue des ingénieurs de Patras est indispensable pour qu'ils puissent intervenir sur l'électronique d'acquisition, sans l'assistance des développeurs français.
3. un système d'acquisition simple (long d'à peine 50 lignes) est préférable à un programme d'enregistrement trop sophistiqué, de plusieurs milliers de lignes et compliqué par une interface graphique trop lourde.

Deuxième partie

Caractérisation de la configuration hydraulique du forage AIG10

The AIG10 borehole hydraulic system is more complex than the originally planned configuration. The pressure is recorded at the wellhead whereas the two aquifers of the open section are let into contact. We have therefore disturbed the original setting, and we might fear a collapse of the borehole near the competent fault.

The borehole instrumentation aimed at characterizing the hydraulic anomalies accompanying fault activity. Unfortunately, we are also sensitive to surrounding aquifers. For instance, the semi-diurnal variations recorded are due to the poroelastic response of the lower karst. We thus have first to determine as best as possible the aquifer behavior to assess any signal correlated to fault activity.

In this section, we will address three problems

- What is the pressure recorded? We will see that the karst located below the fault dominates the whole hydraulic system.
- A thorough tidal analysis enables to characterize the hydraulic and poroelastic parameters of this karst. We can also constrain its geometry.
- A numerical simulation of the drop in pressure recorded during the first months of the recording period enables to test the values derived in the second part.

Major personal contributions of this part

Methods

- Discussion on the effect and limitation of a borehole plug
- Linear regression in time domain to discriminate between the oceanic loading and the earthtides
- Full interpretation of the phase delay in the oceanic response near seashore using a "realistic" loading profile
- Analytical development of the evolution of two aquifers of different initial pressure, connected by a borehole
- Development of a "2.1D" numerical method to tackle the previous problem.

Results

- Critics of the analysis by [Giurgea et al., 2004] regarding his hydraulic characterization of the upper fractured aquifer
- Retrieving the missing hydraulic parameters
- Indication of a very confined aquifer from tidal analysis interpretation, long term evolution modeling. The aquifer is vertically but also laterally confined.



Chapitre 5

Description du système hydraulique : le karst domine la pression mesurée

5.1 Description des aquifères impliqués

La complexité de la séquence sédimentaire relevée dans le forage d'AIG10 explique le nombre important d'aquifères identifiés sur seulement 1000 m. Giurgea et al. [2004] a ainsi répertorié pas moins de 5 aquifères, isolés par des couches d'argiles et de radiolarites. Toutefois, la partie ouverte du forage ne s'étend que sur les deux aquifères les plus profonds. Le système {forage+aquifères+faille} est isolé des aquifères supérieurs grâce à une couche d'argile de plus de 100 m entre 400 m et 500 m.

5.1.1 Aquifère fracturé supérieur

L'aquifère supérieur correspond à une couche de calcaire en plaquettes de 60 m, dont le litage incliné d'environ 45° vers l'est-sud-est apparaît clairement sur les diagraphies [Daniel et al., 2004]. Ce pendage est un héritage de la compression alpine, ainsi que les brèches anciennes se trouvant vers 710 m. Plusieurs zones de brèches plus récentes, avec des fractures ouvertes, se trouvent à proximité de la faille d'Aigion.

L'eau de cet aquifère est d'origine terrestre, peu salée, ce qui confirme l'isolement de cet aquifère des nappes de surface contaminées par l'eau de mer. La forte saturation de cette eau explique la présence des nombreuses cristallisations récentes trouvées dans les carottes prélevées.

Les propriétés hydrauliques de l'aquifère ont été établies par Giurgea et al. [2004] à l'aide d'un essai de pompage réalisé durant l'été 2002. Le forage n'avait pas alors atteint la faille et le test a donc été mené entre 708 m et 744.8 m. La procédure a été compliquée par le fait que cet aquifère est artésien avec une surpression d'environ 5 bars. Le pompage a finalement été effectué avec un débit de $3.9 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$.

La figure 5.2 décrit l'interprétation de Giurgea. Elle repose sur le modèle de double porosité de Moench [1984]. Les fractures du milieu isolent des blocs supposés sphériques recouverts d'une couche peu perméable (« *fracture skin* » S_f et « *wellbore skin* » S_w) qui permet d'employer les approximations du régime pseudo-permanent. Le meilleur ajustement a été trouvé à l'aide du logiciel AQTESOLV, dont une version de démonstration est disponible sur <http://www.aqtesolv.com>. Ce modèle donne une conductivité hydraulique de l'aquifère égale à $10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et un coefficient d'emmagasinement spécifique

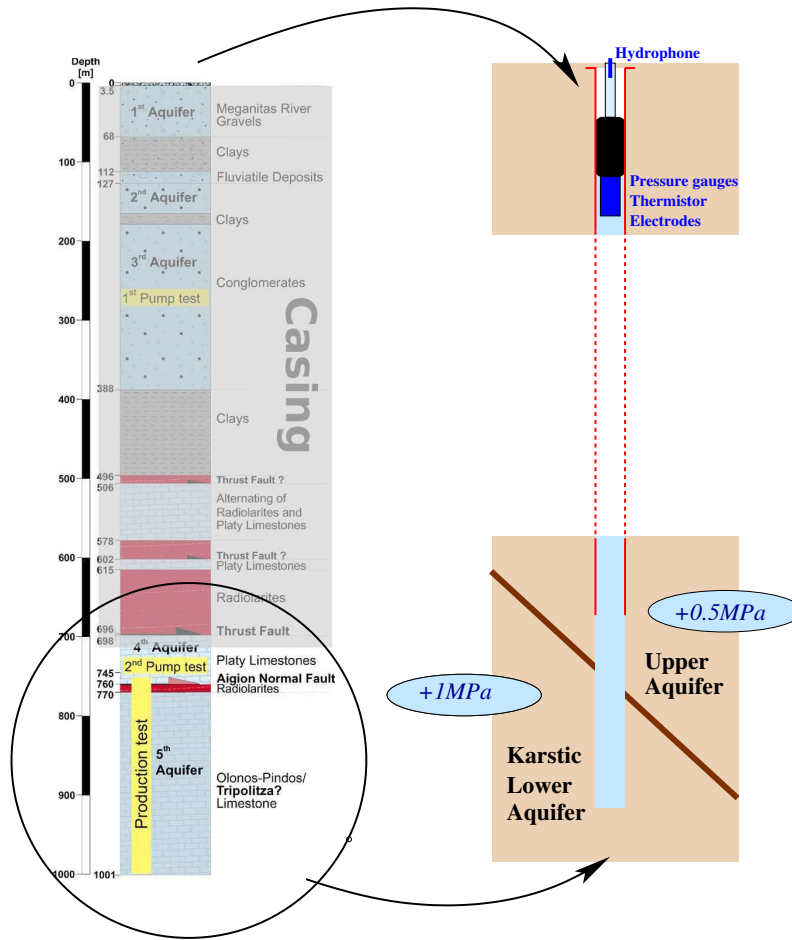


FIG. 5.1 – Mise en correspondance des aquifères identifiés par Giurgea et al. [2004] et de la configuration du forage actuelle. On discerne les principaux composants susceptibles d’influer sur la pression mesurée dans le forage : les deux aquifères artésiens et la faille.

$$S \sim 10^{-3} \text{ m}^{-1}.$$

Le coefficient d’emménagement spécifique est très supérieur à celui fréquemment rencontré dans les tables. Est-ce dû au fait que celles-ci se réfèrent à un milieu poreux homogène ? J’ai donc exploité les données brutes de la figure 5.2 dans un modèle de milieu poreux homogène. Cela revient à utiliser l’équation de Theis, dont le meilleur ajustement a aussi été effectué avec AQTESOLV. Les résultats sont présentés dans la figure 5.3. La phase de pompage est correctement modélisée avec une conductivité hydraulique de $3.3 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}$ et un coefficient d’emménagement de 10^{-2} m^{-1} . La résolution graphique de l’équation de Theis, décrite dans les manuels d’hydrologie (par exemple, [Banton and Bangoy, 1997], p.226), donne le même ordre de grandeur de la conductivité hydraulique : $2.3 \pm 1 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}$. Pourtant, la valeur d’emménagement ainsi obtenue est encore moins satisfaisante que le résultat de Giurgea.

À titre de comparaison, l’inversion est aussi effectuée avec le modèle de Moench pour des milieux fracturés à blocs sphériques. La dimension des blocs (que n’a pas spécifiée Giurgea dans son article) est prise à la valeur par défaut de 1 m. Le résultat obtenu est très différent de celui annoncé par Giurgea, bien que les paramètres soient proches de ceux déduits du modèle de Theis.

Le désaccord entre nos résultats et ceux de Giurgea malgré l’utilisation des mêmes

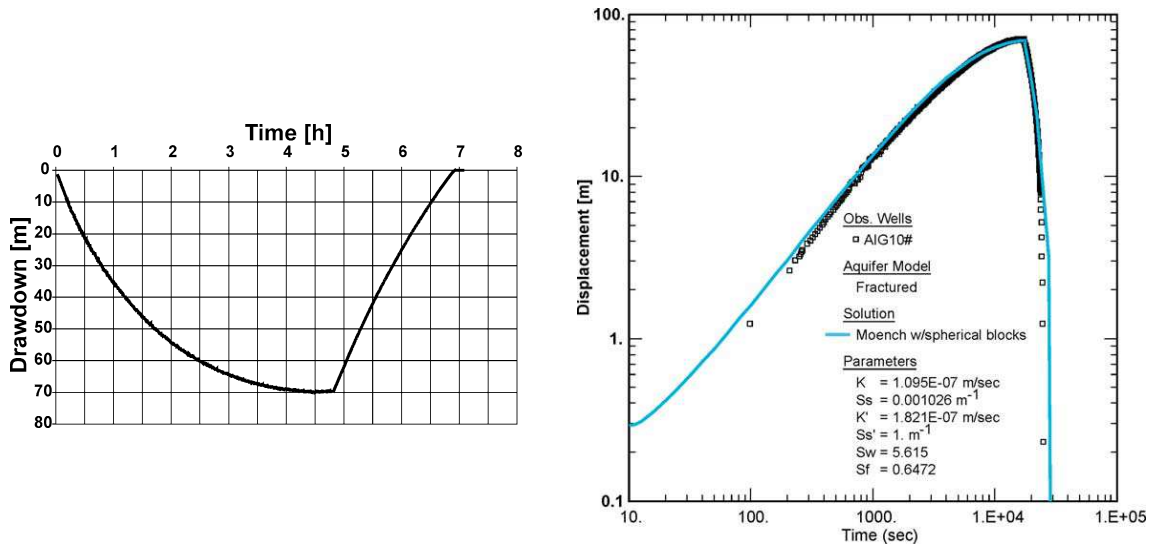


FIG. 5.2 – Test hydraulique mené par Giurgea. Les données brutes (à gauche) et l'interprétation (à droite) sont tirées de [Giurgea et al., 2004]

données et du même logiciel d'interprétation laisse penser que ce dernier a appliqué des corrections pour compenser l'aspect artésien de l'aquifère et que celles-ci n'ont pas été précisées dans sa publication. Cependant, un examen attentif de sa solution révèle quelques incohérences. En effet, la conductivité hydraulique de la matrice K' est supérieure à celle de l'aquifère fracturé K , de qui contredit les hypothèses sous-jacentes aux modèles de double porosité.

Nous attendons les explications de Giurgea sur sa modélisation, et nous conservons par provision ses résultats. Dans la suite de ce manuscrit, nous modéliserons par souci de simplicité l'aquifère supérieur comme un milieu poreux homogène isotrope avec les propriétés hydrauliques suivantes :

Conductivité hydraulique	Emmagasinement spécifique
10^{-7} m/s ?	10^{-3} m ⁻¹ ?

5.1.2 Aquifère karstique inférieur

Information structurale fournie par les diagraphies

Sous la faille, s'étend un karst occupant les 250 derniers mètres du forage. La présence d'une telle épaisseur de calcaire, rare dans la nappe du Pinde et sa morphologie très différente des calcaires en plaquettes du compartiment supérieur à la faille ont incité Rettenmaier et al. [2004] à attribuer ces calcaires à la nappe du Gavrovo-Tripolitza.

La géochimie des eaux du karst diffère de celle de l'aquifère supérieur. Cette constatation ne s'appuie pas sur l'analyse chimique du karst présentée dans Giurgea et al. [2004], sans doute perturbée par la pollution des échantillons par la boue de forage, comme l'indique la prédominance des ions Na^+ , mais sur l'absence de cristallisation récente qui contraste avec les géodes des calcaires supérieurs.

Cet aquifère est artésien, avec une surpression estimée à 10 ± 1 bar au moment de l'ouverture du forage. Le baromètre utilisé est celui des foreurs, de faible précision, ce qui explique la forte incertitude de cette valeur. De plus, la pression de cet aquifère n'a jamais été mesurée isolément de l'aquifère supérieur.

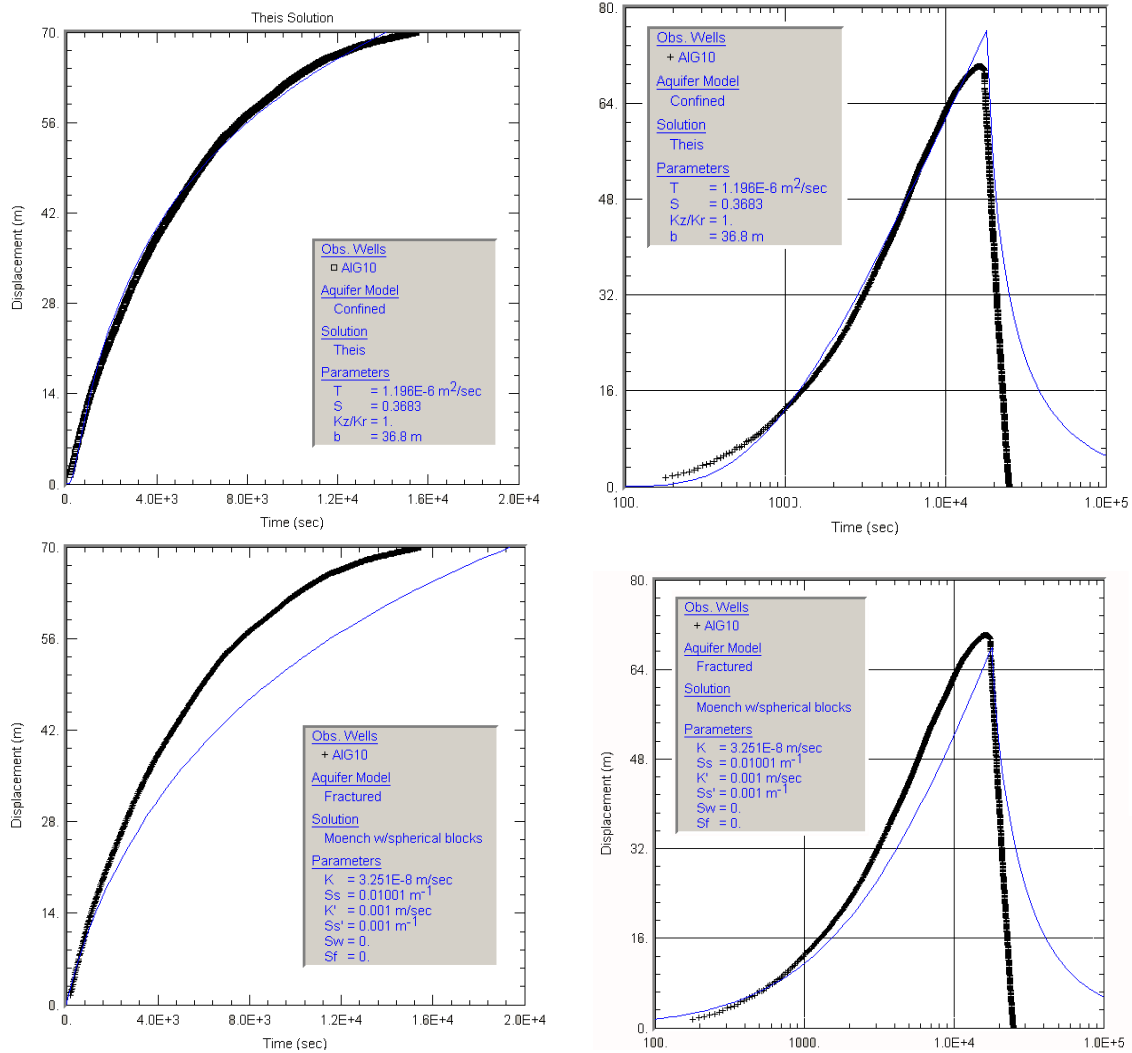


FIG. 5.3 – Inversion des données brutes de la figure 5.2 à l’aide du logiciel AQTESOLV dans le cadre des modèles de Theis (haut) et de Moench (bas). Les résultats diffèrent sensiblement de l’interprétation de Giurgea.

La particularité de cet aquifère réside dans la présence de cavités de taille supérieure au mètre, révélées par les diagraphies. La figure 5.4 présente l’imagerie sonique (UBI : Ultrasonic Borehole Imaging) en amplitude. On y distingue des zones très cavernueuses autour de 790 m, 870 m, 904 m...

Ces conduits karstiques expliquent la forte perméabilité de cet aquifère, tellement importantes que leur détermination s’est révélée très délicate.

Mesure de débit de septembre 2002

Une première tentative a eu lieu en septembre 2002. Le forage a été laissé en production, tandis que l’évolution du flux était estimée à l’aide d’un déversoir en V. Le principe de la mesure est très simple. En supposant que le régime d’écoulement est laminaire, le débit d’eau sortant du déversoir est proportionnel à la hauteur d’eau de l’écoulement :

$$Q = \frac{8}{15} \tan \frac{\alpha}{2} \sqrt{2g} a^{\frac{5}{2}} \quad (5.1)$$

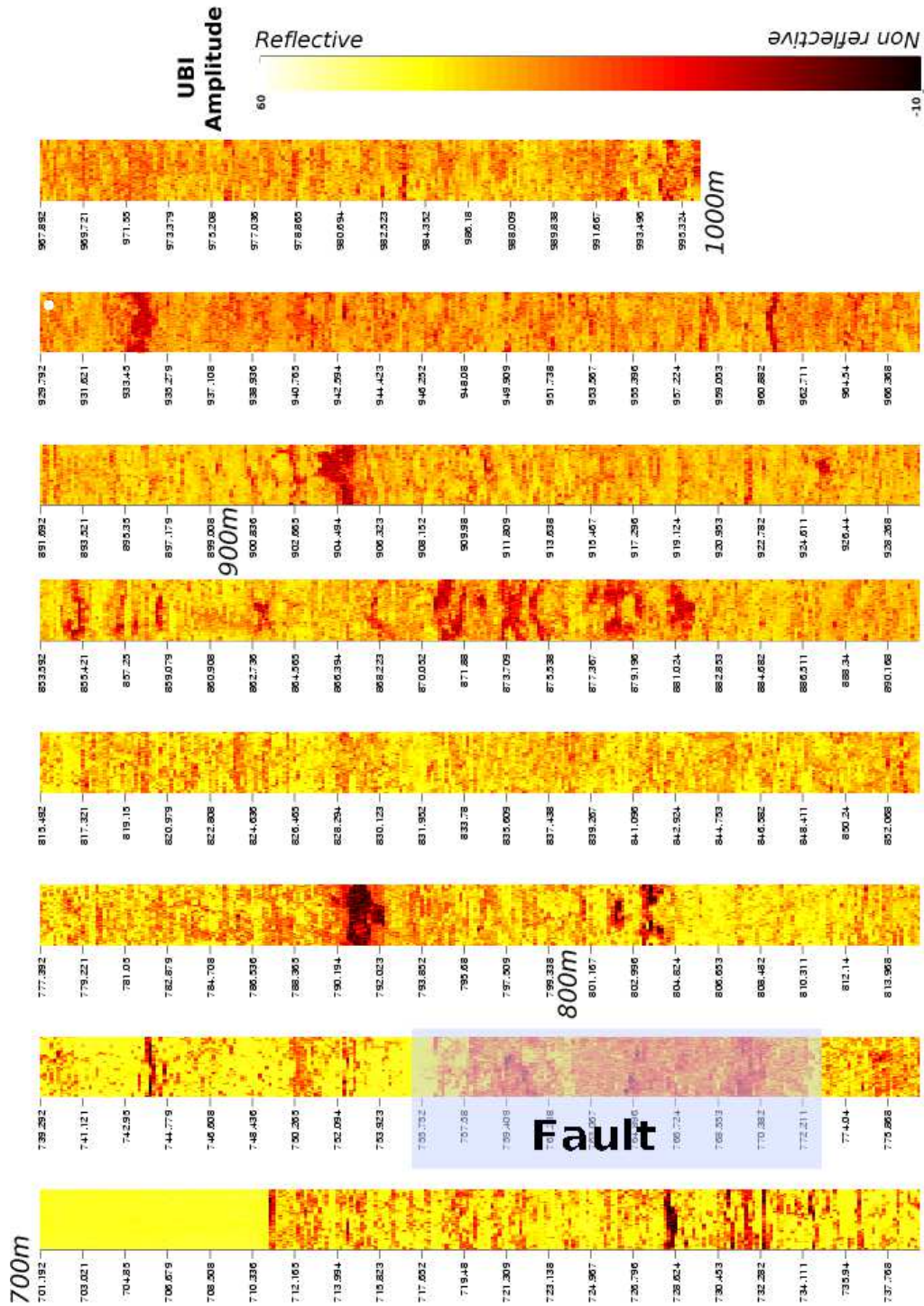


FIG. 5.4 – Diagraphie UBI en amplitude du forage AIG10. Le karst est caractérisé par des cavités de taille métrique.

Le signal est très bruité pour plusieurs raisons. D'une part, le débit sortant du forage était si important que le régime hydraulique était en fait proche de la turbulence, malgré la grille posée pour briser le flux. D'autre part, le capteur de hauteur d'eau (capteur Orphimedes, gracieusement prêté par l'École des Mines de Paris) est un capteur de mesure d'eau dans des puits reconverti d'urgence pour mesurer de faibles hauteurs d'eau. La

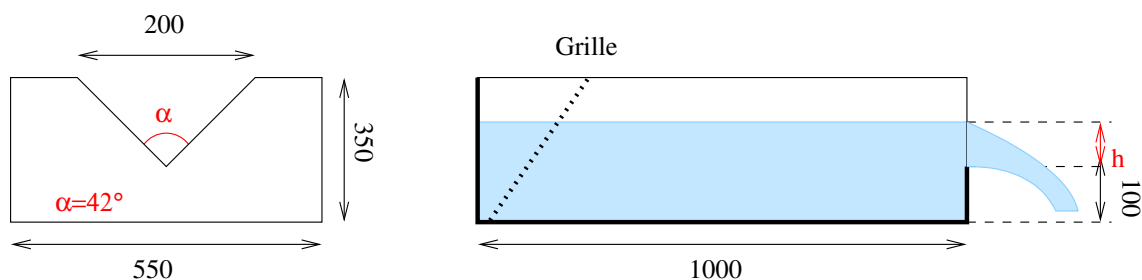


FIG. 5.5 – Schéma de la cuve avec déversoir en V utilisée lors de l'essai de production de septembre 2002. Les cotes sont données en mm.

précision de la mesure de hauteur est de 0.5 cm, ce qui justifie une incertitude relative importante sur les 35 cm à mesurer. De plus, l'eau sortant du forage était chargée en « cuttings » (débris de roche résultant de l'opération de forage) qui tendaient à se déposer sur le fond de la cuve.

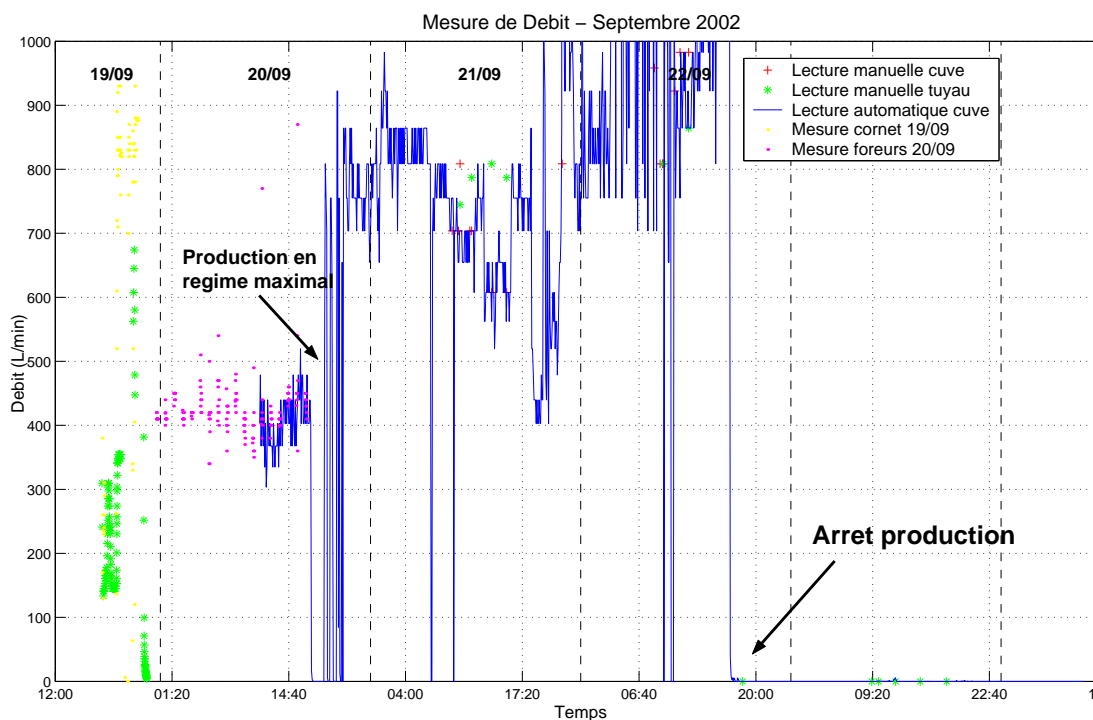


FIG. 5.6 – Débits mesurés au cours de l'essai de production en septembre 2002. Plusieurs méthodes ont été conjointement utilisées.

Le mesure manuelle de hauteur et les mesures relevées par le débitmètre des foreurs confirment toutefois les ordres de grandeur mesurés par le capteur de hauteur. Le débit ne montre par de signe d'affaiblissement sur les trois jours de mesure et sa valeur reste proche de 50 m³/h.

« Mesure » de débit de septembre 2003

Une mesure inopinée Ce chiffre s'est avéré faux un an plus tard, lors de l'installation des capteurs permanents en septembre 2003. Ainsi, les installations d'évacuation d'eau, calibrées d'après les mesures de 2002, se sont révélées sous-dimensionnées face au flux sortant.

Le débit constaté a varié au cours de la mission 2003. Le forage a été ouvert dans la nuit du 20 septembre 2003. Le flux d'eau a d'abord été jugé suffisamment faible pour que l'équipe de foreurs quitte le site en laissant le forage en production. Mais l'équipe de l'IPGP arrivée vers 1h du matin a découvert l'inondation du terrain. Elle était due à l'engorgement du système d'évacuation par les cuttings emportés hors du forage par l'eau. Malgré le déblaiement effectué en urgence, le dispositif de déversement s'est révélé insuffisant et nous avons laissé s'écouler l'eau durant la nuit.

Le lendemain matin, le flux d'eau semblait s'être tari. Il resta à peu près constant, jusqu'à ce que les foreurs retirent leur train de tiges pour permettre les mesures de contraintes prévues pour le soir. Le flux d'eau augmenta soudainement. Cette observation explique aussi pourquoi les flux mesurés en 2002 ne correspondaient pas à ceux observés en 2003. Les mesures de 2002 ont dû être effectuées alors que les foreurs n'avaient pas retiré leur train de tiges. Les cuttings emportés par le flot sortant tendent alors à se coincer et à s'accumuler en bouchons qui restreignent le flux sortant.

Le flux d'eau fût suffisamment important pour coincer la sonde de mesure de contraintes (pesant tout de même 400 kg avec son lest) dans le forage au moment du gonflage des obturateurs. Il se développe en effet une force de poussée de 2 tonnes due à la pression artésienne. Les mesures de contraintes ne purent donc être faites. La sonde servit toutefois à obturer le forage lors de la journée du 22 septembre, afin de permettre les travaux de terrassement pour renforcer le dispositif d'évacuation d'eau. Il fut notamment réalisé une tranchée menant à une piscine creusée dans le terrain vague jouxtant le forage.

Le forage fut rouvert pendant l'après-midi du 23 lors de la tentative de l'installation des capteurs. Malheureusement, le premier boîtier électronique ne put être descendu et le forage fut de nouveau refermé avec la sonde de mesure de contrainte. Le matin du 24 septembre, seul le boîtier nommé *HPSup* pût être descendu. Son obturateur ferme dorénavant le forage, tandis que les capteurs situés en dessous, notamment ses capteurs de pression enregistrent en continu l'évolution des propriétés du forage.

La tentative infructueuse du 23 septembre a aussi été mise à profit pour quantifier le flux d'eau sortant du forage. Deux photos prises avant et après ces 3 heures d'écoulement libre ont permis d'estimer l'élévation de la hauteur d'eau dans le bassin que nous avons creusé. Avec une estimation grossière de son périmètre, nous pouvons ainsi remonter au volume déversé durant ce laps de temps. En prenant en compte l'évacuation pré-installée et les fuites d'eau, le débit sortant du forage a été estimé à $Q = 250 \pm 50 \text{ m}^3/\text{h}$.

Comme aucune variation de débit sortant n'a été constatée avec le temps, il est tentant d'interpréter cette valeur dans le cadre d'un régime pseudo-permanent. On simplifie le modèle en prenant un milieu poreux homogène isotrope et infini, de sorte que le problème devient purement axisymétrique sur l'intervalle de hauteur H intersecté par le forage. Il suffit alors de résoudre l'équation de Poisson $\Delta P = 0$, avec les conditions aux limites $P(r \rightarrow \infty) = P_0 \sim 9 \text{ bar}$ et $Q(r = r_b) = Q$ aux parois du forage.

$$k = \frac{\ln\left(\frac{R_\infty}{r_b}\right)}{2\pi H \frac{\Delta P}{\rho_f g}} Q \quad (5.2)$$

C'est l'équation de Dupuit où ρ_f et g désignent la masse volumique de l'eau et l'accélération de la gravité.

Le rayon d'influence R_∞ n'est pas connu à priori. Cependant, comme il n'intervient que par l'intermédiaire d'un logarithme, il ne joue que peu sur la valeur de conductivité obtenue. Ainsi, la conductivité est calculée pour un rayon d'influence allant de 100 à 10 000 km. Elle ne varie dans ce cas que de $4 \cdot 10^{-6}$ à $6.3 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. L'aquifère karstique inférieur est donc environ 50 fois plus perméable que l'aquifère fracturé supérieur.

Le débit est-il limité par la perte de charge dans le forage ? Cependant l'amplitude du débit mesuré et la constance du débit sortant amènent à se demander si le flux sortant n'est pas limité par la perte de charge dans le tube de forage. Le nombre de Reynolds quantifie l'importance des effets advectifs par rapport aux effets visqueux, et dépend donc de la viscosité cinématique du fluide ν : $Re = \frac{vD}{\nu}$. Avec un débit $Q \sim 600 \text{ m}^3/\text{h} = 0.167 \text{ m}^3/\text{s}$ dans un tuyau de diamètre $7''5/8 = 19.3 \text{ cm}$ et $\nu \sim 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, on estime le nombre de Rayleigh à 10^6 . La vitesse de l'eau dans le forage $\frac{Q}{\pi D^2/4}$ atteint 6 m/s.

La perte de charge dans le forage est donnée par la formule :

$$\Delta h = \lambda \frac{L}{D} \frac{v^2}{2g} \quad (5.3)$$

La perte de charge est ici exprimée en hauteur d'eau équivalente et non en pression, de sorte qu'apparaît l'accélération de la pesanteur g . Les paramètres géométriques du tuyau qui interviennent sont sa longueur L et son diamètre intérieur D . La perte de charge dépend aussi de la vitesse du fluide v dans la conduite.

Le coefficient λ est appelé *coefficient de perte de charge* et dépend du nombre de Reynolds et de la rugosité relative ϵ/D . ϵ est la rugosité absolue du tuyau et dépend de la nature de ses parois. Des livres spécialisés, comme [Lencastre, 2005], donnent les ordres de grandeur de la rugosité de parois pour différentes surfaces. Les valeurs les plus pertinentes dans notre cas sont regroupées dans la table 5.1.

Matériau	Rugosité ϵ
Acier peint à la brosse	0.30-0.90 mm
Acier légèrement rouillé	0.15-0.30 mm
Acier très rouillé, tuberculisation de 1 à 3 mm	0.9-2.4 mm
Conduite en béton très rugueux	0.6-3 mm
Roche	10-100 mm

TAB. 5.1 – Coefficient de rugosité pour divers types de parois du forage AIG10. Les valeurs sont tirées de [Lencastre, 2005].

Avec des nombres de Reynolds très élevés, on doit utiliser la formule de Colebrook et White :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -\log_{10} \left(\frac{\epsilon}{3.7D} + \frac{2.51}{Re \sqrt{\lambda}} \right) \quad (5.4)$$

On remarque que le terme dû aux parois $\frac{\epsilon}{3.7D} = 7 \cdot 10^{-3}$ est bien plus important que l'inverse du nombre de Reynolds, à moins que λ ne soit très faible, inférieur à 10^{-6} . Pour inverser l'équation, nous allons donc négliger le dernier terme dans le logarithme et approximer sa solution par $\lambda = \frac{1}{\log_{10}^2(\frac{\epsilon}{3.7D})}$.

L'ordre de grandeur des pertes de charge dans le forage est donné dans la table suivante. Comme nous l'a fait remarquer Ghislain de Marsily, nous avons surestimé la perte de charge dans le forage en supposant que toute l'eau sortant du forage provenait du fond du puits.

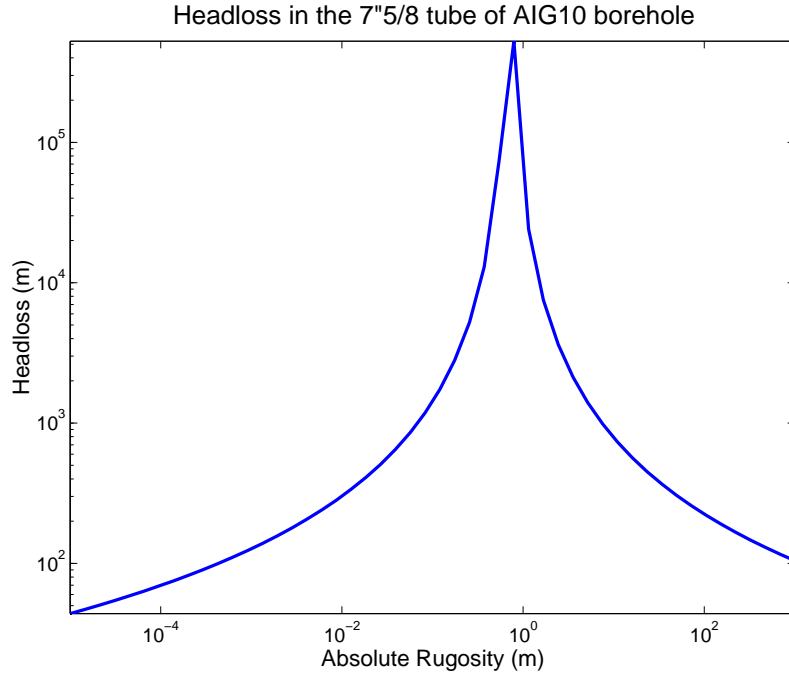


FIG. 5.7 – Dépendance de la perte de charge (exprimée en terme de hauteur d'eau équivalente) vis-à-vis de la valeur de rugosité des parois du forage choisie lors de l'inversion de la formule 5.4.

Intervalle	Matériau	Diamètre intérieur	Perte de charge
0 - 710 m	Acier légèrement rouillé ($\epsilon = 0.2$ mm)	7"5/8 = 19.3 cm	80 m
708 - 770 m	Roche ($\epsilon = 0.6$ mm)	6"3/4 = 17.1 cm	15 m

La figure 5.7 montre à quel point ces résultats sont dépendants de la rugosité des parois choisie. Il faut donc considérer ces résultats comme un ordre de grandeur seulement. Ils indiquent que le flux sortant est probablement limité par le forage.

Test d'auto-cohérence par la formule de Jacob-Lohman Pour affiner cette analyse, on peut effectuer un test d'auto-cohérence, en supposant que le forage ne restreint pas le débit sortant du forage, en vérifiant que l'absence de variation notable du flux mesuré en septembre 2003 est compatible avec la prédiction de la formule de Jacob-Lohman. Dans un puits soumis à un écoulement radial libre partant d'un aquifère en surpression initiale uniforme s_w , [Jacob and Lohman, 1952] ont déterminé l'équation d'évolution du débit Q avec le temps :

$$Q = 2\pi T s_w G(\alpha) \quad (5.5)$$

où $\alpha = \frac{Tt}{S r_w^2} = \frac{Ct}{S_s r_w^2}$ et

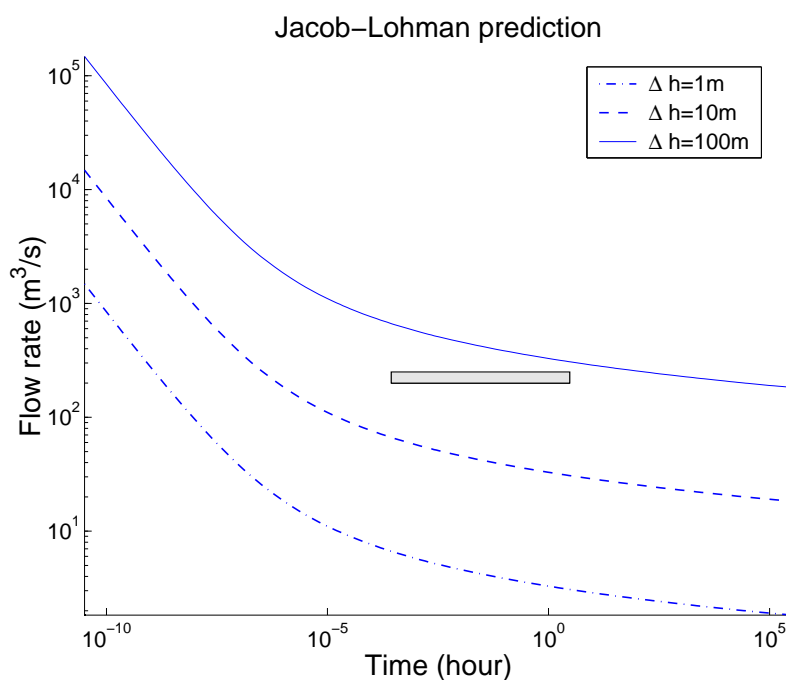
$$G(\alpha) = \frac{4\alpha}{\pi} \int_0^\infty x e^{-\alpha x^2} \left(\frac{\pi}{2} + \text{atan} \left(\frac{Y_0(x)}{J_0(x)} \right) \right) dx \quad (5.6)$$

Cette dernière fonction a été tabulée par [Jacob and Lohman, 1952]. En se basant sur les valeurs de la table 5.2, on obtient donc la figure 5.8, où nous avons aussi reporté la zone correspondant aux incertitudes. Nous observons en effet un flux sortant du forage $Q = 225 \pm 25 \text{ m}^3/\text{h}$ pendant 140 minutes. On a tracé pour cela un rectangle correspondant aux temps d'observation ([1 s 3 h]), et l'intervalle d'erreur associée à la mesure [200 250 m³/h].

Symbole	Signification	Valeur
s_w	Surpression initiale	1 m à 100 m
C	Conductivité hydraulique du karst	$5 \cdot 10^{-6}$ m/s
S	Emmagasinement spécifique	$8 \cdot 10^{-7}$ m ⁻¹
Q	Flux sortant	~ 250 m ³ /h
r_w	Rayon du forage	8.5 cm
h	Épaisseur de l'aquifère	230 m
T	Transmissivité de l'aquifère	$C \times h = 1.2 \cdot 10^{-3}$ m ² /s

TAB. 5.2 – Valeurs utilisées dans l'équation 5.5

La différence de pression entre le puits et la pression initiale de l'aquifère dépend fortement de la perte de charge effective du forage, difficile à évaluer du fait de sa forte dépendance vis-à-vis de la rugosité des parois, difficile à estimer. C'est pourquoi, nous avons pris en compte 3 différences de pression possibles ($\Delta h = 1$ m $\Leftrightarrow \Delta P = 0.1$ bar, $\Delta h = 10$ m $\Leftrightarrow \Delta P = 1$ bar, $\Delta h = 100$ m $\Leftrightarrow \Delta P = 10$ bar). La perte de charge varie en fait avec le débit, comme l'indique l'équation 5.4. Cependant, cette équation n'est pas linéaire, et résoudre de manière analytique l'équation couplant la perte de charge au débit est délicat.


 FIG. 5.8 – Après réévaluation du débit, courbes attendues pour des pertes de charge Δh variant de 1 m à 100 m, avec une conductivité hydraulique du milieu de $5 \cdot 10^{-6}$ m/s.

La figure 5.8 montre que le débit devrait varier d'un facteur d'environ 50% entre le début et la fin de la période d'observation, si cette équation s'appliquait effectivement. Ce fait est difficilement observable. Cela renforce l'hypothèse que le débit est sans doute en fait contrôlé par la perte de charge dans le forage.

La valeur de $5 \pm 1 \cdot 10^{-6}$ m/s calculée avec la formule de Dupuit est alors une sous-estimation de la conductivité hydraulique du karst.

Nous avons jusqu'à présent décrit le karst comme un milieu poreux homogène isotrope.

Avec des cavités de l'ordre du mètre, on peut estimer que le volume équivalent de cet aquifère est de l'ordre de la centaine de mètres. Cette approximation est sans doute valable pour décrire les écoulements lents comme les marées ou les variations saisonnières mais son utilisation est contestable pour l'analyse des anomalies rapides développées dans la partie III. De plus, de nombreuses études [Laverly, 1987] suggèrent que les karsts ont une structure fractale. Nous employons donc le modèle le plus simple possible, faute de pouvoir détailler une description plus complexe. Les paramètres hydrauliques dont nous disposons à ce stade sont :

Conductivité hydraulique	Emmagasinement spécifique
$> 5 \cdot 10^{-6}$ m/s	?

5.1.3 La faille d'Aigion est localement imperméable

Les deux aquifères présentés dans les paragraphes précédents ont des propriétés très contrastées :

- les deux aquifères sont artésiens, mais avec **des différences de surpression de 5 bar**,
- De nombreux exemples de **crystallisation** sont inventoriés pour les calcaires en plaquettes entre 700 et 760 m, tandis que sous la faille s'étend un karst, une structure de dissolution. Même si la formation du karst est ancienne, sans doute pré-rift, l'étude par cathodoluminescence de Moulouel [2004] montre qu'aucune cristallisation à base de fluides importés n'a eu lieu dans cet aquifère.
- la **géochimie des eaux** est très différente, comme le montre les schémas extraits de la figure 5.9. La seconde analyse chimique est à prendre avec précaution, puisque l'eau présente des signes de contamination par la boue de forage. En effet, la faible concentration de Ca^{2+} dans cet environnement calcaire est sans doute due à des échanges cationiques avec des substances argileuses libérant des ions Na^+ . Ceci expliquerait aussi l'excès de cet ion non corrélé avec la concentration de Cl^- .

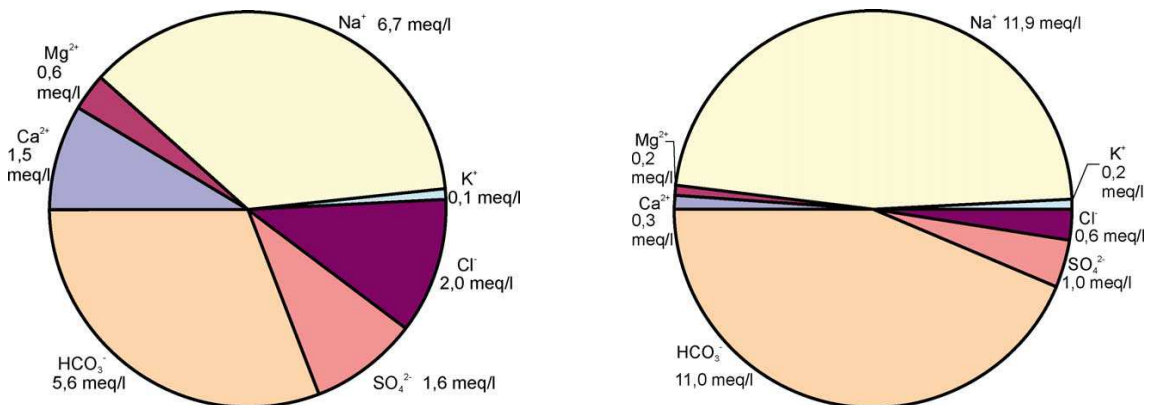


FIG. 5.9 – Les analyses présentées par Giurgea et al. [2004] montrent des compositions chimiques de l'aquifère supérieur (gauche) et inférieur (droite) très différentes.

Ces faits indiquent que la faille d'Aigion est imperméable, bien que celle-ci ait été réactivée récemment lors du séisme d'Aigion de 1995 [Koukouvelas and Doutsos, 1996]. Les carottes issues du forage ont aussi révélé des surfaces de glissement encore fraîches avec des slickensides bien marqués, présentés dans la figure 2.12. Ceci prouve que la faille d'Aigion est et reste imperméable.

Les informations dérivées des carottes prélevées sur le forage expliquent cette imperméabilité. Le coeur de la faille est une zone argileuse finement cataclasée, où se localise la déformation, comme le souligne la photographie de slickensides de la figure 5.10. L'argile a été étudiée par Song et al. [2004], qui a déterminé sa perméabilité à 10^{-18} m^2 .

Dessous s'étendent 10 m de radiolarites. Ces radiolarites ne constituent pas une gouge au sens propre, puisqu'elle n'est pas formée par l'abrasion des parois de la faille. Elles ont été étirées et emportées (en anglais *smearred*) par le glissement de la faille. Cette couche vient renforcer l'imperméabilité de la faille. Le coeur de la faille est en effet constitué d'argile siliceuse rougeâtre, qui pourrait provenir des radiolarites. Or, les essais de Sulem et al. [2004] montrent que cette argile a une perméabilité de 10^{-21} m^2 à 16 MPa.

Conformément au schéma de Caine and Forster [1996], la faille est une zone imperméable, cernée de deux zones endommagées de part et d'autre de la faille qui forment une zone d'écoulement préférentiel le long de la faille. La zone endommagée n'est épaisse que de 3 mètres au dessus de la faille mais est plus développée sous la faille. Cette asymétrie semble typique des failles normales [Roberts et al., 1991].

Le but de l'expérience menée dans le forage AIG10 est de caractériser l'évolution de la faille. La valeur mesurée étant une pression hydraulique, on peut s'attendre à ce que nous soyons essentiellement sensibles à une modification des propriétés hydrauliques de la faille.

Perméabilité	Emmagasinement spécifique
10^{-18} m^2	?

5.1.4 Le forage, cet inconnu

Le dernier élément du système hydraulique contrôlant la pression mesurée est le forage lui-même. Même si il a été réalisé avec soin, même s'il a été ensuite intensivement étudié à l'aide des diagraphies de 2002, il s'avère que la configuration géométrique actuelle du forage reste peu connue.

En effet, les essais hydrauliques, volontaires ou involontaires, ont remonté une importante quantité de cuttings et de débris de roches, parfois gros comme le poing. On peut estimer sa puissance d'érosion à l'aide d'un calcul simple. Un débit de $250 \text{ m}^3/\text{h}$ à travers un forage de diamètre 6"3/4 est accommodé par une vitesse de l'eau d'environ 21 km/h. Il est alors à craindre que les parois du forage n'aient été fortement perturbées par le flot sortant. Plus spécifiquement, les matériaux tendres constituant le forage ont pu être déstabilisés et s'effondrer.

Il est alors envisageable que des pans de forage effondrés gênent la communication avec l'aquifère karstique inférieur. L'étude des propriétés du forage devra donc aussi s'efforcer de déterminer si les anomalies constatées seraient dues non pas à un mouvement de la faille mais à la déstabilisation du forage.

5.2 Que reflète la pression mesurée ?

Depuis septembre 2003, les capteurs du boîtier *HPSup* enregistrent en continu la pression dans le forage. Les surpressions constatées dans les deux aquifères assurent qu'ils sont bien immergés et que la pression mesurée reflète bien la pression de l'eau dans le forage.

5.2.1 Une mesure directe des surpressions

Le système hydraulique décrit au début de ce chapitre s'étend sur plus de 1000 m de hauteur. Le profil de pression n'est donc pas uniforme au sein du forage, du fait du

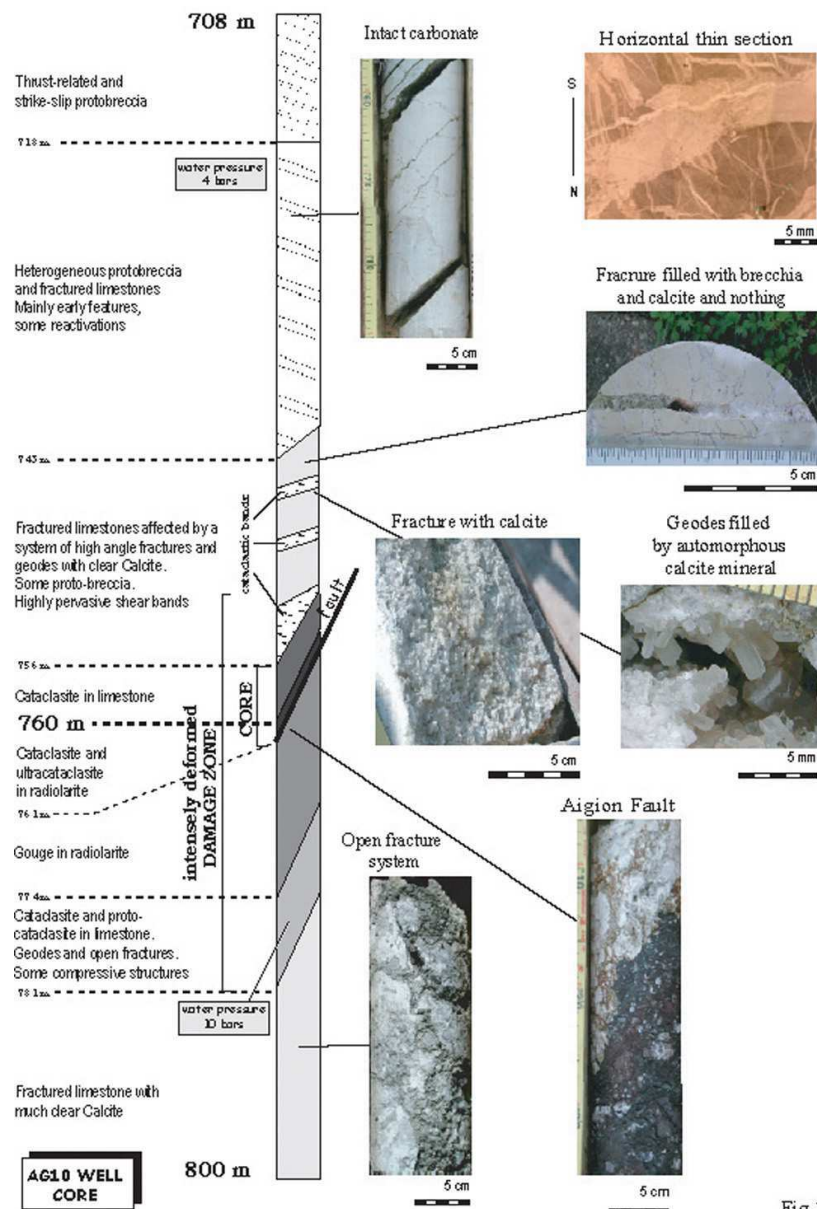


Fig 2

FIG. 5.10 – Informations sur la faille d’Aigion dérivées de l’analyse des carottes prélevées dans le forage AIG10. Figure tirée de Frima et al. [2005]

seul effet de la gravité. Nous allons montrer ici que nous pouvons ignorer la composante hydrostatique et ne considérer que les surpressions tant que l’écoulement reste laminaire.

Dans ce cadre, la loi de Darcy permet de prédire le flux volumique par unité de surface et de temps $\vec{q} = -\frac{k}{\mu} \text{grad} P$ en fonction des paramètres de perméabilité k homogène à une surface et la viscosité cinématique du fluide μ . La conductivité hydraulique, donnée

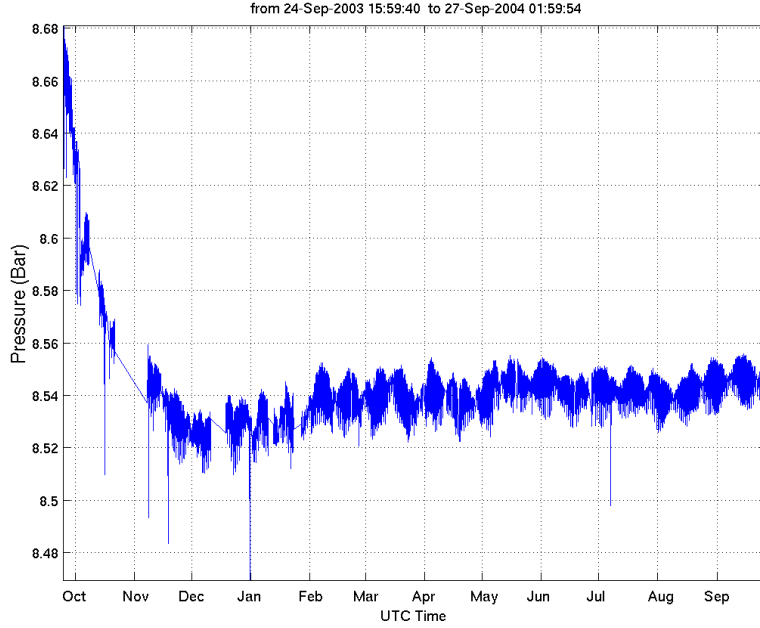


FIG. 5.11 – Enregistrement du capteur de pression principal depuis le début de l’expérience d’Aigion. La pression subit une légère chute durant les trois premiers mois d’enregistrement, mais la pression reste *grosso modo* constante, à 8.6 ± 0.05 bar. Les pics négatifs correspondent aux phases d’initialisation du capteur.

pour chaque aquifère dans le paragraphe précédent, dépend directement de ces variables $c = \frac{\rho_f g k}{\mu}$.

En notant, m_f la masse de fluide par unité de volume, la conservation de la masse s’écrit $\frac{\partial m_f}{\partial t} + \rho_f \operatorname{div} \vec{q} = 0$, aussi bien pour un fluide pur que pour un milieu poroélastique. Les capacités d’emménagement du milieu $S = \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial m_f}{\partial P}$ permettent de clore l’ensemble d’équations. Les hydrogéologues emploient souvent des coefficients d’emménagement spécifique homogènes à l’inverse d’une longueur : $S_s = S \times \rho g$. On obtient alors l’équation de diffusion

$$S \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{k}{\mu} \Delta P, \quad (5.7)$$

que l’on peut aussi écrire $S_s \frac{\partial P}{\partial t} = c \Delta P$, en multipliant l’équation (5.7) par $\rho_f g$.

Nous allons décomposer le champ de pression P au sein de ce système en une composante hydrostatique, qui suit la loi de Pascal $P_{hs} = \rho g z$, et une surpression δP :

$$P = \rho g z + \delta P \quad (5.8)$$

En injectant l’équation (5.8) dans l’équation (5.7), on vérifie que la surpression vérifie aussi l’équation de diffusion. Le profil hydrostatique correspondant à un équilibre et vérifie l’équation 5.7. De ce terme n’apparaît pas non plus dans les conditions aux limites impliquant les flux. Les conditions aux limites de Dirichlet (à pression imposée) s’expriment donc naturellement en terme de surpression, ainsi que les conditions initiales, de sorte que la formulation de nos problèmes s’effectuera directement en termes de surpression, sans mention du terme hydrostatique.

Cela est important, puisque **nous tendrons à interpréter directement la pression mesurée comme une surpression**. En effet, le terme hydrostatique ne vaut que 0.3 bar,

puisque le capteur n'est profond que d'environ 3 m. Cette valeur est assez faible par rapport à la valeur de 8.6 ± 0.05 bar apparaissant dans la figure 5.11

L'hypothèse de régime laminaire est valide tant que le nombre de Reynolds $Re = \frac{\rho_f v d}{\mu}$ est inférieur à 1. À l'exemple de Barenblatt et al. [1990], nous allons approximer la vitesse caractéristique d'écoulement v par la quantité q précédemment définie, tandis que \sqrt{k} approchera la distance caractéristique d . Ainsi :

$$Re \sim \frac{\rho_f q \sqrt{k}}{\mu} \quad (5.9)$$

Si le régime d'écoulement devient turbulent, il faut employer à la place de l'équation de Darcy l'équation de Forchheimer, qui introduit des non-linéarités. Elle a été présentée dans la partie thermique avec l'équation 3.27. Nous avons vu que le coefficient b qui y apparaît peut être estimé par $b = C/\sqrt{K}$, où $C = 0.55$ et $K = 1.5 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ est la perméabilité du karst, c'est à dire que $b = 5 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$. Si le second terme de cette équation est dominant, l'équation 5.7 ne sera alors plus linéaire et la décomposition 5.8 devient invalide. Cette situation correspond à un cas où $v \gg \frac{\eta}{K b \rho} \gg 1.8 \text{ m/s}$. C'est une vitesse très élevée. Non seulement les non-linéarités étaient négligeables dans les échanges thermiques, ce que nous avons vu dans le chapitre 3, mais aussi les écoulements hydrauliques restent dans un régime laminaire.

5.2.2 Modèle quasi-stationnaire : le régime est dominé par le karst

Nous avons décrit dans le paragraphe précédent le système hydraulique dans lequel baigne le capteur de pression. Composé de quatre éléments, il est *a priori* peu évident d'interpréter simplement l'unique pression enregistrée en tête de forage.

Cependant, la pression observée dans la figure 5.11 est proche de la surpression mesurée dans l'aquifère karstique inférieur. Cela laisse supposer que cet aquifère prédomine sur notre système. Cette hypothèse est confirmée par le modèle très simple développé dans les paragraphes suivants.

Les disparités de pression observées dans la figure 5.1 induisent des flux d'eau. Comme l'indique la figure 5.11, les changements de pressions sont modérés sur un an, et les approximations du régime permanent sont estimées valides.

Il y a alors une parfaite analogie entre le schéma 5.12 et un circuit diviseur de tension en électronique. Le flux est analogue à un courant et la pression à un potentiel électrique.

On peut alors appliquer la loi de Thévenin :

$$P_{for} = \frac{\left(\frac{1}{K_L} + \frac{1}{K_B}\right) P_U + \frac{1}{K_U} P_L}{\frac{1}{K_L} + \frac{1}{K_B} + \frac{1}{K_U}} \quad (5.10)$$

Le régime permanent dans les aquifères a déjà été décrit dans la section 5.1.2. En reformulant l'équation de Dupuit (5.2), on exprime la conductance de l'aquifère inférieur :

$$K_L = \frac{Q}{\Delta P} = \frac{2 \pi c_L H_L}{\rho_f g \log\left(\frac{R_\infty}{r_b}\right)} \quad (5.11)$$

On obtient de même la conductance associée à l'aquifère supérieur.

Celle du forage est dérivée de l'équation de Poiseuille :

$$K_B = \frac{\pi r_b^4}{8 \eta L} \quad (5.12)$$

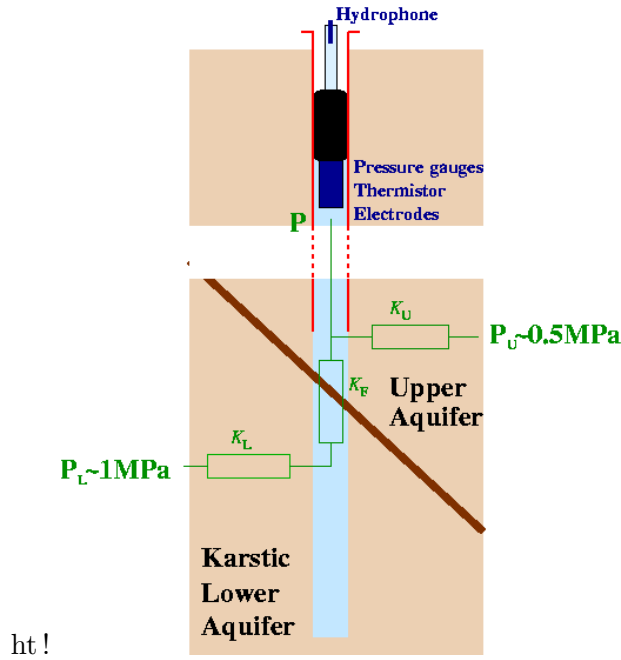


FIG. 5.12 – Schéma hydraulique du forage en régime permanent

où L désigne ici la longueur de la partie du forage séparant les deux aquifères, c'est à dire la faille.

Les ordres de grandeur des conductances calculées sont très différents, de sorte que l'équation (5.10) devient $\mathbf{P} \sim 0.001 \mathbf{P}_U + 0.999 \mathbf{P}_L$. La contribution de l'aquifère supérieur n'est donc que 5 mbar. La pression mesurée reflète donc la pression de l'aquifère inférieur.

K_U	K_L	K_B
$3 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{s}/\text{Pa}$	$3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s}/\text{Pa}$	$2 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3/\text{s}/\text{Pa}$

5.2.3 Le forage est-il bouché sous la faille ?

Cependant, le raisonnement précédent n'est valide que si le forage n'est pas obstrué sous la faille. Il est en effet probable que les argiles et radiolarites s'éboulent et forment des bouchons. Ce sont en effet les matériaux les moins compétents de la section ouverte du forage. Ces matériaux sont ceux qui ont été remontés à la surface en septembre 2003, lorsque le forage a été laissé en production.

Cas d'un bouchon se formant au niveau de la faille

La pression mesurée contraint la perméabilité des milieux du bouchon Le calcul (5.10) peut être réutilisé pour estimer la perméabilité du matériau formant ce bouchon. En effet, la conductivité du forage est essentiellement contrôlée par le bouchon. La conductance du forage est alors assimilée à $K_B = \frac{c_b \pi r_b^2}{L_b}$, où c_b désigne la conductivité hydraulique du bouchon et L_b est la longueur de la section de forage sur laquelle se sont accumulés les gravats.

Le calcul précédent est repris pour des pressions $P_L = 9 \text{ bar}$ et $P_U = 5 \text{ bar}$ dans le cas d'un bouchon uniforme s'étendant sur 1 mètre. La figure 5.13 donne la pression que l'on devrait mesurer dans le puits pour différentes valeurs de c_b .

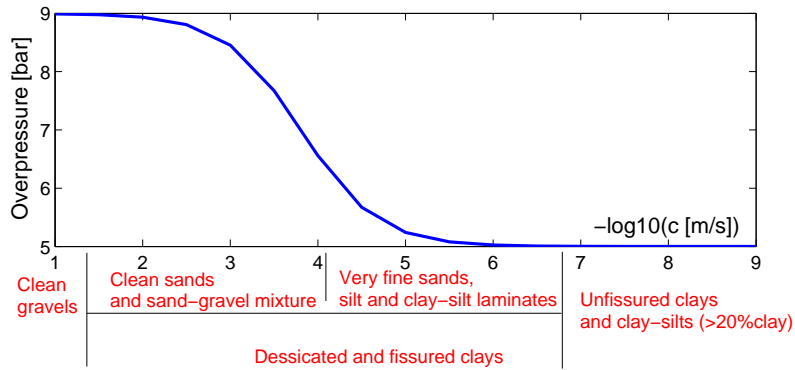


FIG. 5.13 – Estimation de la pression mesurée suivant la conductivité hydraulique des sédiments formant un bouchon de 1 m dans le forage, au niveau la faille d’Aigion. Les valeurs calculées sont comparées à conductivités hydrauliques typiques indiquées par Craig [1987] (en rouge).

La taille du bouchon devrait être comprise entre 10 cm et 10 m, ce qui donne une conductivité hydraulique des sédiments faible, ne pouvant excéder 10^{-4} m/s. D’après les ordres de grandeur rapportés par Craig [1987], cela correspond à du sable fin et peu consolidé.

Le problème de la stabilité du bouchon L’hypothèse d’un bouchon qui séparerait les deux aquifères se heurte alors au problème de sa stabilité mécanique.

En effet, nous venons de voir que la proximité des pressions mesurées et de la surpression initiale du karst, estimée à 9 bar, oblige à des perméabilités typiques de gravats grossiers non consolidés, qui ne tiennent que par des effets de voûtes. Si le gravat persiste, il peut éventuellement se cimenter et acquérir une cohésion qui lui permet de supporter des contraintes importantes. Mais ceci ne se fait que dans un second temps.

Étude de la stabilité sur l’ensemble du bloc Nous nous concentrons donc sur les premiers instants suivant la formation du bouchon, où les surpressions sont proches des surpressions initiales.

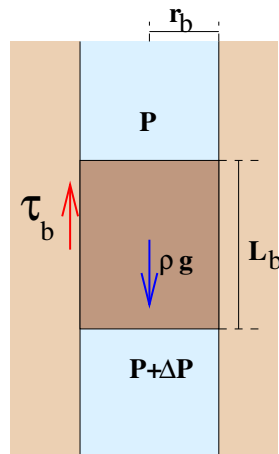


FIG. 5.14 – Bilan des forces s’exerçant sur le bouchon.

Nous allons commencer à aborder le problème de la stabilité par un modèle global du

bouchon. Comme l'indique la figure 5.14, l'équilibre mécanique *sur le squelette du bouchon* implique la compensation des trois forces suivantes :

- les surpressions appliquent à la base et au sommet du bloc une poussée dirigée vers le haut de $\Delta P \pi r_b^2$. Pour une surpression de 1 bar, cette force vaut environ 2000 N, l'équivalent d'un poids de 200 kg.
- le poids du bouchon dépend de sa hauteur L_b . Le bouchon est supposé uniforme, de densité $\rho_b/\rho_f = 2.6$. L'intensité de la force de gravité vaut alors $\rho_b g$, dirigée vers le bas. Elle est partiellement compensée par la force d'Archimède s'appliquant sur le squelette $\rho_f g$. Si le bouchon était de porosité ϕ_b nulle, la force de gravité n'égalerait la force induite par une différence de pressions de 1 bar que si $L_b > \Delta p / (\rho_b - \rho_f) g \sim 6$ m. La prise en compte de la porosité augmente encore cette limite, de sorte que la gravité ne suffit pas à compenser seule la poussée hydraulique.
- le frottement exercé par les parois du forage sur le bouchon est orienté vers le haut et vaut $2 \pi r_b L_b \tau_b$.

De l'équilibre mécanique on tire :

$$\tau_b = \frac{(\Delta p - \rho g L_b)}{2} \frac{r_b}{L_b} \quad (5.13)$$

Le squelette du bouchon reste stable si le frottement n'est pas sur le cône de Coulomb $\tau_b < \mu_s \sigma_b$. Sa valeur limite est fonction du coefficient de frottement statique μ_s et de la contrainte normale exercée par le bouchon sur les parois du forage. Dans un milieu granulaire, cette dernière est due à la redirection des contraintes verticales par effet Janssen, lorsque les grains du milieu disposés en quinconce vont convertir les poussées verticales en forces horizontales. Dans un milieu continu, ce phénomène de redirection est quantifié par le coefficient de Poisson ν .

L'estimation des contraintes verticales qui se développent dans le bouchon est délicate. Dans un milieu granulaire avec de gros grains, on ne peut faire abstraction de l'aspect fini des chaînes de forces qui se développent aux contacts intergranulaires. De plus, l'effet Janssen permet l'effet « silo » où les forces verticales sont écrantées à force d'être redirigées vers les parois. Nous allons donc simplifier le problème en approximant le matériau du bouchon par un milieu continu. En l'absence de paroi inférieure, on néglige le tassement gravitaire pour ne conserver que la compression induite par la surpression Δp . On obtient alors l'inégalité :

$$\frac{(\Delta p - \rho g L_b)}{2} \frac{r_b}{L_b} < \mu_s \frac{\nu}{1 - \nu} \Delta p \quad (5.14)$$

On obtient donc le diagramme de phase de la figure 5.15 qui correspond à ce modèle grossier, où l'on a considéré deux coefficients de Poisson, l'un à 0.25, et l'autre à 0.4, plus proche des ordres de grandeur rencontrés dans le cas des milieux granulaires. Le coefficient de frottement du solide μ_s a ici été pris à 0.6. On s'aperçoit que ce modèle requiert un bouchon suffisamment développé pour supporter des surpressions, même modestes. D'un autre côté, on observe une saturation de la pression limite avec l'épaisseur du bouchon. Une fois que le bouchon occupe une section d'intervalle supérieure à 2 ou 3 mètres, le bouchon s'avère stable.

Le même raisonnement appliqué au cas où le forage est traversé par un tube de 3" permet de comprendre la formation de bouchon dans le forage. Le rayon du forage effectif est alors proche de 5 cm, ce qui donne un nouveau diagramme de stabilité, celui de la figure 5.16. Quelques décimètres de remblais suffisent alors à boucher le forage de manière stable, et expliquer le débit modéré mesuré en septembre 2002.

Le problème de la stabilité est en fait un problème bien plus complexe, où la stabilité du bloc est contrôlée par l'enchâssement des grains inférieurs dans les parois du forage.

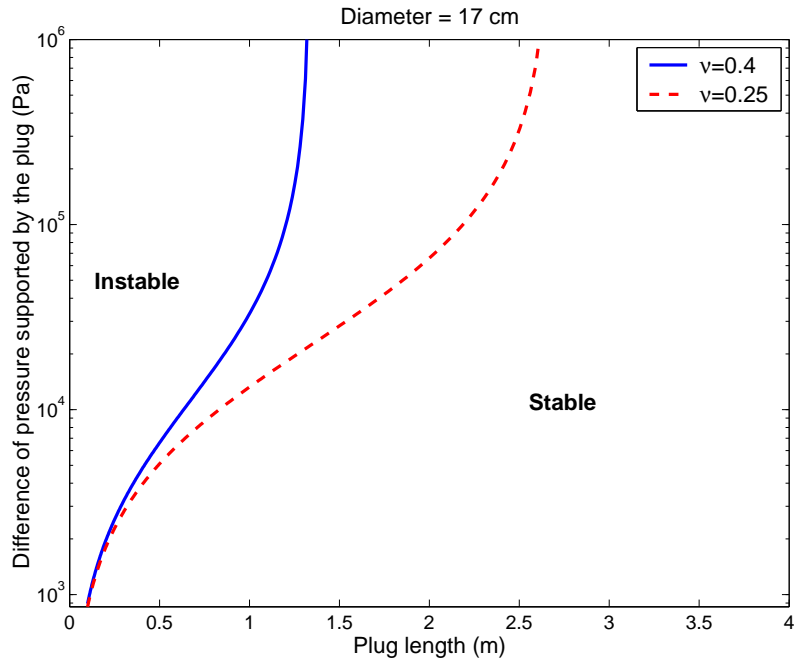


FIG. 5.15 – Diagramme de stabilité d'un bouchon en fonction de sa taille et de la surpression appliquée à ses extrémités.

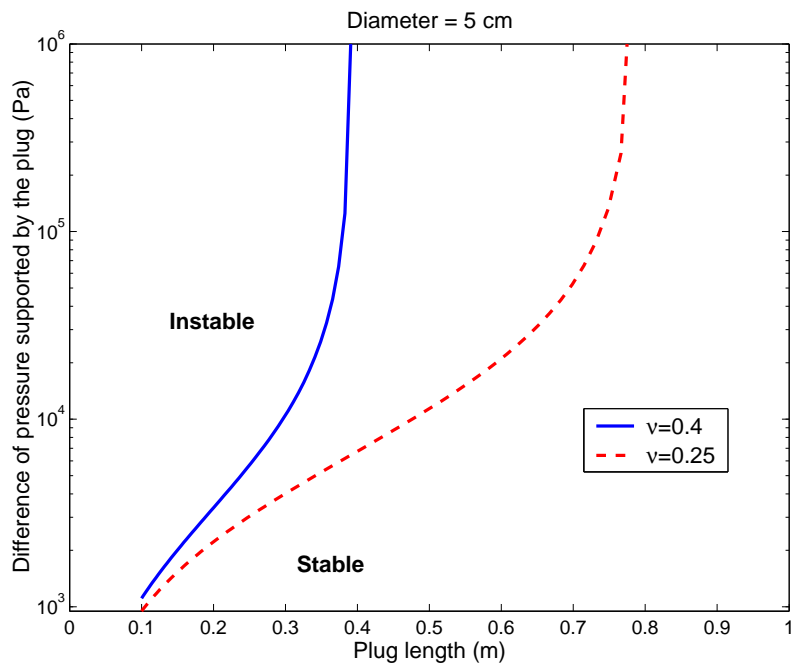


FIG. 5.16 – Diagramme de stabilité pour un bouchon placé dans un forage de 5 cm de diamètre.

De plus, la loi de Coulomb doit faire apparaître une pression effective. Les contraintes verticales gravitaires ne sont pas négligeables non plus. Les résultats obtenus ici sont donc sujets à caution. Cependant, comme notre sujet n'est pas de caractériser précisément les conditions de stabilité d'un éventuel bouchon qui obstruerait le forage, nous nous contenterons de ces ordres de grandeur.

Cas d'un bouchon se formant sous la zone cataclasée

On supposera que le bouchon est cimenté et complètement imperméable, de sorte que que seule la section comprise entre la faille et le bouchon est en contact avec le karst.

On peut reprendre alors l'équation (5.10) mais en ne prenant qu'une longueur de section ouverte H_L réduite dans la formule (5.11). La surpression attendue dans le cas d'un aquifère supérieur à 5 bar et d'un aquifère inférieur à 9 bar est décrite dans la figure 5.17. On obtient alors des valeurs comparables à la pression effectivement mesurée. On est aussi plus sensible à la pression de l'aquifère supérieure dans ce cas. En effet, dans le cas où le bouchon est situé 1 m sous les radiolarites de la faille, la pression mesurée est donnée par la relation $\mathbf{P} \sim \mathbf{0.25 P_U} + \mathbf{0.75 P_L}$. L'aquifère inférieur reste prépondérant, mais l'influence de l'aquifère supérieur ne peut être négligée.

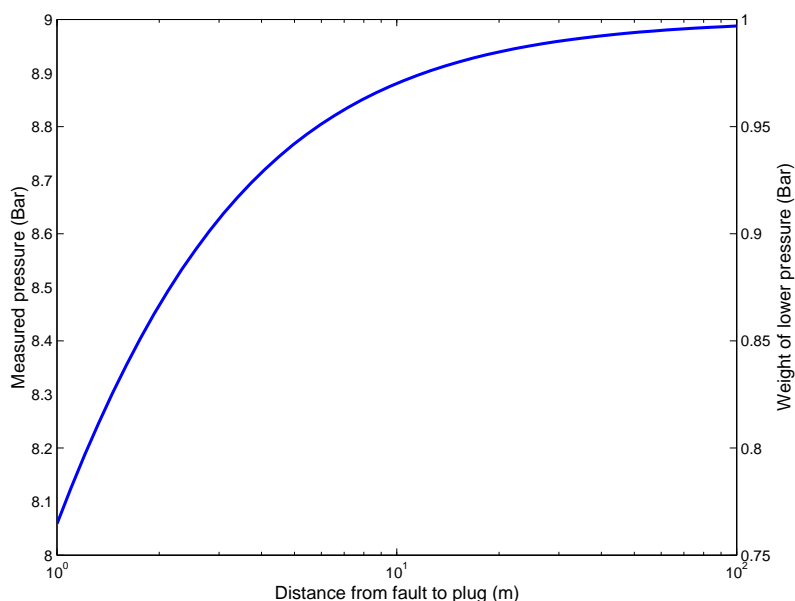


FIG. 5.17 – Estimation de la pression mesurée si un bouchon s'était placé à une distance H_L sous la faille, pour différentes valeurs de H_L . Les poids relatifs à l'aquifère supérieur sont aussi indiqués sur l'axe vertical du bord droit.

Ce calcul est évidemment très grossier. Nous avons notamment supposé le karst inférieur homogène, ce qui à l'évidence n'est pas le cas, ne serait-ce qu'en étudiant la figure (5.4). Nous avons ici supposé que l'ordre de grandeur de la perméabilité de la zone endommagée est proche de celui du karst alors qu'il est sans doute plus faible.

5.3 Les informations *a priori* sont insuffisantes !

Les informations présentées jusqu'ici dans cette partie sont des informations tirées des études géologiques et des essais hydrauliques, volontaires et involontaires, réalisés jusqu'en septembre 2003.

Les informations hydrogéologiques sur les différents éléments du système hydraulique décrits dans la figure 5.1 sont résumées dans le tableau 5.3.

Les données hydrauliques sont parcellaires. Il manque notamment un paramètre essentiel : le coefficient d'emménagement du karst. Il est en effet indispensable pour déterminer

	Conductivité hydraulique (m/s)	Emmagasinement spécifique (m ⁻¹)
Aquifère fracturé supérieur	10 ⁻⁷ ?	10 ⁻³ ?
Aquifère karstique inférieur	≥ 5 10 ⁻⁶	?
Faille d'Aigion	10 ⁻¹¹ (<i>local</i>)	?
Forage	obstrué ?	obstrué ?

TAB. 5.3 – Information a priori sur le système hydraulique de la figure 5.1

les coefficients de diffusivité du karst et interpréter les temps de relaxation des anomalies traitées dans la dernière partie.

Les données poroélastiques sont inconnues. Quelques essais en laboratoire permettent d'appréhender le comportement mécanique de la faille, mais pas les caractéristiques des aquifères. Ces derniers sont de plus hétérogènes, fracturés ou karstifiés, et les valeurs éventuellement déterminées en laboratoire ne s'appliqueraient pas forcément à l'échelle des aquifères *in-situ*.

Les géométries des deux aquifères sont totalement inconnues. La découverte d'un karst sous la faille fut même un événement inattendu, qui causa de nombreux problèmes logistiques.

Or la connaissance de l'environnement dans lequel est enregistrée la pression est nécessaire pour une interprétation correcte des anomalies. L'influence prédominante du karst inférieur réduit cependant le nombre de paramètres indispensables à déterminer :

1. la perméabilité du karst, dont nous avons seulement une valeur minimale.
2. l'emmagasinement spécifique du karst
3. son extension verticale
4. la position de sa frontière sud
5. la position de sa frontière nord

Les enregistrements des capteurs posés dans le forage d'Aigion vont permettre de déterminer ces paramètres manquants. En effet, la figure 5.11 fait apparaître deux phénomènes d'origine connue :

- les fluctuations diurnes et semi-diurnes sont dues aux marées terrestres et océaniques.
- la chute de pression enregistrée durant les trois premiers mois est due à la mise en contact des deux aquifères, auparavant découplés.

La quantification de ces deux phénomènes vont permettre de mieux caractériser l'environnement hydraulique des capteurs. Notamment, nous estimerons les coefficients poroélastiques de l'aquifère inférieur, ainsi que les dimensions caractéristiques des deux aquifères rencontrés dans la section ouverte. Grâce à ces informations, il sera alors possible de tenter d'interpréter les anomalies de pression présentées dans la dernière partie de ce mémoire.

Chapitre 6

Caractérisation du karst grâce à sa réponse à des sollicitations externes

6.1 Analyse des signaux de marées

Les signaux de marées sont un excellent moyen de quantifier les propriétés du karst. Depuis les études de Bredehoeft [1967], l'étude des marées a été utilisée pour caractériser les propriétés hydrauliques et poroélastiques d'un aquifère.

Dès son installation le 24 septembre 2003, le capteur de pression a enregistré des fluctuations diurnes et semi-diurnes, présentées dans la figure 6.1.

Les marées enregistrées par le capteur de pression sont très bien résolues. Comme l'indique la figure 6.1, les marées de vives eaux ont une amplitude de 25 mbar alors que la précision du capteur est de 0.1 mbar. On atteint ainsi une résolution meilleure que 0.5 % sur l'amplitude des marées.

6.1.1 Les causes des fluctuations enregistrées

Les marées terrestres sont calculées à l'aide de formules théoriques

Les marées terrestres sont induites par l'attraction gravitationnelle des astres entourant la Terre, essentiellement la Lune et le Soleil.

Alors que l'accélération de gravité à la surface est de $9.82 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} = 982 \text{ mgal}$, l'accélération due à la Lune vaut au maximum 0.162 mgal et celle due au Soleil 0.075 mgal [Melchior, 1978]. Les termes introduits sont donc des termes perturbatifs négligeables et on peut mener une étude par développement limité. Au premier ordre :

$$W = W_T + W_S + W_L \quad (6.1)$$

L'attraction terrestre, donnée par W_T est constante et n'intervient pas dans le phénomène de marées. On limite généralement à l'ordre 2 le développement multipolaire du terme W_L (respectivement W_S) associé à la lune (respectivement le soleil) :

$$W_L = 0 + 0 + \frac{2}{3} D_L (3\cos^2 z - 1) \quad (6.2)$$

Le terme d'ordre 0 est uniforme et donc non pris en compte ici. Du fait de la symétrie sphérique de la Terre, le terme de premier ordre est nul.

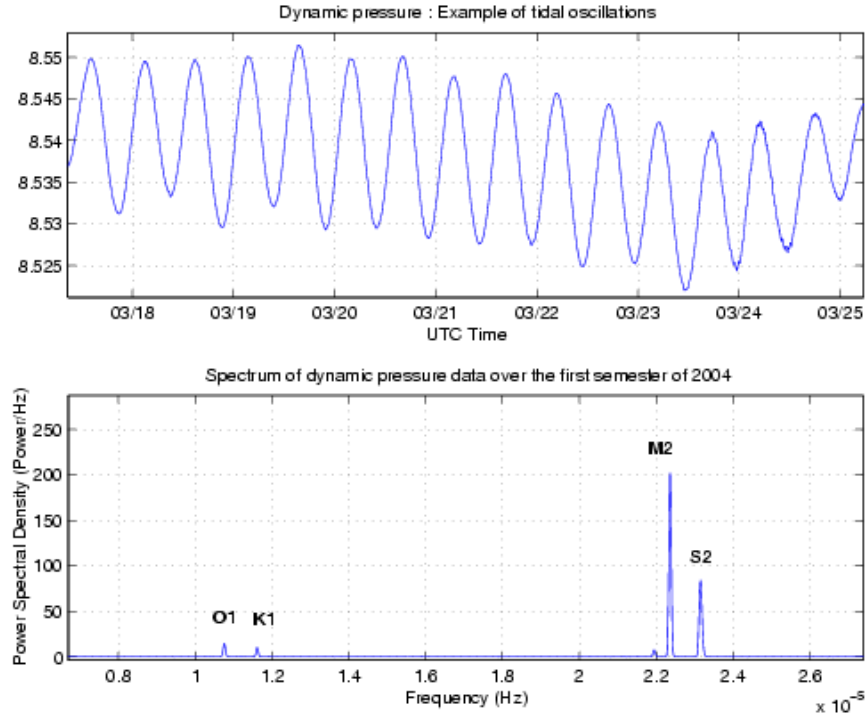


FIG. 6.1 – Les signaux enregistrés présentent des oscillations diurnes et semi-diurnes, que l'on retrouve dans le spectre de ce signal (figure du bas). Les pics de fréquences observés correspondent bien aux ondes de marées théoriques majeures.

La constante de Doodson D_L contient des termes astronomiques : la masse de la lune (M_L), le rayon de la Terre (R_T) et la distance Terre-Lune d_{TL} . Elle vaut

$$D_L = \frac{3}{4} \mathcal{G} M_L \frac{R_T^2}{d_{TL}^3} \quad (6.3)$$

z est l'angle zénithal, l'angle entre la verticale du point d'observation et la lune, vue depuis le centre de la Terre. Cette variable dépend des positions des astres, calculées et tabulées dans les éphémérides. Son évolution temporelle reflète la périodicité des révolutions de la Terre autour du Soleil et de la Lune autour de la Terre. Par un développement trigonométrique, on arrive ainsi à exprimer l'équation 6.2 comme une somme de termes périodiques.

Ondes générées par les attractions lunaires et solaires Une classification de ces différents termes apparaissant dans la formule 6.1 a été établie par George Darwin (le petit-fils de l'évolutionniste) :

M_2 Composante principale de la lune (**M**oon) se déplaçant sur une orbite circulaire. C'est une composante semi-diurne (d'où le "2").

S_2 Composante principale du soleil (**S**un), l'orbite de la Terre étant prise comme circulaire. C'est aussi une composante semi-diurne. L'influence du soleil est à peu près 2 fois moindre que celle de la lune.

L_2, N_2 Composantes dues à l'ellipticité de la trajectoire de la Lune autour de la Terre. La composante N_2 de plus grande période est celle qui a la plus grande amplitude.

K_2, O_2 Composantes traduisant les interactions entre la lune et le soleil. Elle prend notamment en compte les variations de l'excentricité de l'orbite lunaire lors des phases de pleine et de nouvelle lune, qui peut atteindre 20%.

K_1, P_1 Composantes diurnes (1) prenant en compte l'inclinaison de l'orbite de la lune par rapport à l'écliptique

Le tableau 6.1 résume les périodes de ces différentes composantes

Nom	Description	Période (h)	Fréquence (/jour)	Importance relative
M_2	Principal Lunar	12.42	1.932	100
S_2	Principal Solar	12.00	2.000	47
N_2	Lunar Ellipcity	12.66	1.896	19
K_2	Lunisolar	11.97	2.005	13
K_1	Lunisolar	23.93	1.003	58
O_1	Lunar Declination	25.82	0.930	42
P_1	Moon Declination	24.07	0.997	19

TAB. 6.1 – Principales ondes de marées

Déformation de la Terre sous l'effet des marées Depuis les travaux de Love, on peut exprimer la déformation de la Terre sous l'effet des marées à l'aide d'un modèle élastique.

Le déplacement vertical induit par les marées à un point distant de r du centre de la Terre est donné par la relation linéaire :

$$u_r = h(r) \frac{W}{g} \quad (6.4)$$

En surface, $h(R_T) \approx 0.6 > 0$. Lorsque le Soleil et la Lune sont au zénith, le potentiel est au maximum et le sol se soulève. C'est ce qui est attendu intuitivement.

De l'expression du potentiel donnée dans l'équation 6.2, on tire $\frac{\partial W}{\partial r} = 2 \frac{W}{r}$. g dans l'équation 6.4 désigne l'accélération moyenne de la gravité à la surface terrestre et est donc constant. On obtient alors l'équation donnant la déformation verticale :

$$\epsilon_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{W}{g r} \left(r \frac{\partial h}{\partial r} + 2h \right) = \eta \frac{W}{g r} \quad (6.5)$$

La croûte terrestre est beaucoup plus rigide que l'asthénosphère sous-jacente. Cela se traduit par une brusque diminution de $h(r)$ à l'approche de la surface. Melchior [1978] indique une valeur expérimentale mesurée $\eta(R_T) = -0.25$. On peut expliquer cette compression des couches supérieures par la "poussée" des couches profondes qui subissent un déplacement vertical plus important grâce à leur rigidité moindre.

On calcule de même les variations volumiques induites par les marées terrestres. Pour ce faire, on introduit le paramètre de Shida l qui régit les déplacements tangentiels $u_\theta = \frac{l}{g} \frac{\partial W}{\partial \theta}$ et $u_\phi = \frac{l(r)}{g \sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \phi}$. La déformation volumique $\epsilon = \epsilon_{rr} + \epsilon_{\theta\theta} + \epsilon_{\phi\phi}$ vaut alors :

$$\epsilon = (4h - 6l) \frac{W}{R_T g} \quad (6.6)$$

Expérimentalement, $l = l(R_T) \sim 0.88$ [Melchior, 1978], de sorte que la croûte subit une dilatation quand elle est surplombée simultanément par le Soleil et la Lune.

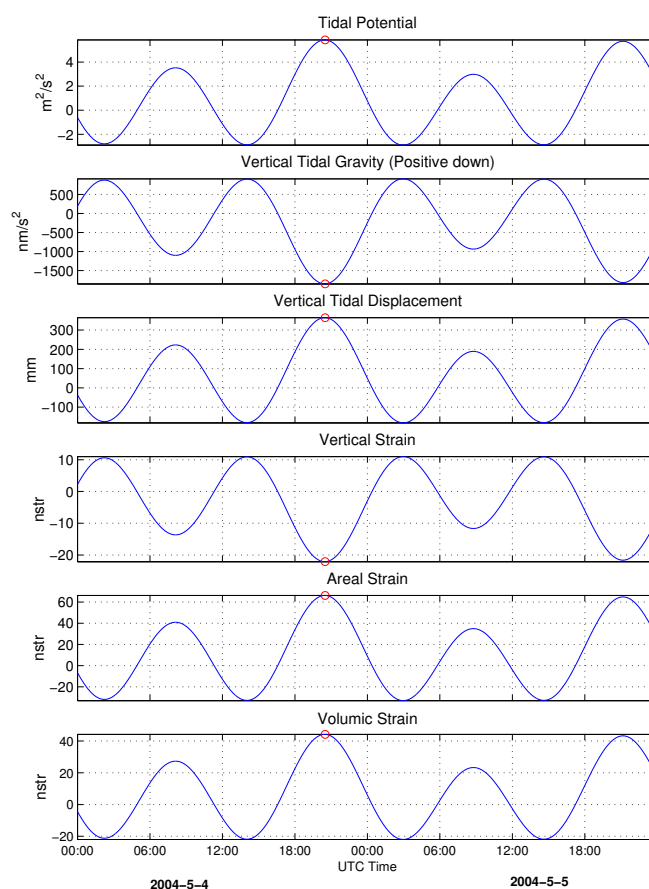


FIG. 6.2 – Marées théoriques prédites par le logiciel ETGTAB lors de l'éclipse de Lune du 4 mai 2004, survenue à 20:30 UTC au nord-est de Madagascar.

Le logiciel de calcul des marées théoriques ETERNA ETERNA3.3 est un logiciel d'analyse d'ondes de marées et de calcul de prédiction de marées, écrit en 1996 par H.G. Wenzel. Un premier sous-programme, ANALYZE, permet ainsi de déterminer l'amplitude et les phases des marées enregistrées par nos capteurs relativement aux ondes théoriques décrites précédemment. Il suffit alors de fournir les paramètres ainsi calculés au module de prédiction, PREDICT, pour estimer les fluctuations introduites par les marées terrestres.

Les marées terrestres théoriques sont calculées par PREDICT en imposant une amplitude égale à 1 et un déphasage nul sur toutes les composantes de marées.

La documentation fournie avec ETERNA n'indiquait pas la convention de signe adoptée pour les déformations. Nous ne pouvons nous référer aux codes sources du logiciel lui-même, indisponibles. Nous nous sommes alors reportés sur le logiciel ETGTAB, équivalent à PREDICT conçu par le même auteur. Ces deux logiciels donnent les mêmes prédictions de marées terrestres. ETGTAB calcule les déformations à l'aide des coefficients de Love, en poussant le développement multipolaire de l'équation 6.2 jusqu'à l'ordre 4.

Une déformation positive calculée correspond donc bien à une dilatation, une convention cohérente avec celle sous-entendue dans l'équation 6.5. Un test réalisé sur l'éclipse

totale de Lune observée le 4 mai 2004, 20 : 30 UTC, au nord-est de Madagascar, confirme cette constatation. Le Soleil et la Lune sont en effet alors pratiquement au zénith, et aucune ambiguïté due à des astres trop bas ne peut survenir. On retrouve sur la figure 6.2 les constatations mentionnées auparavant : le maximum de potentiel de marée correspond à une contraction verticale et une dilatation volumique.

Les marées océaniques sont uniformes sur tout le Golfe

Beaumont and Berger [1975] et Berger and Beaumont [1976] ont montré l'influence de la charge océanique sur des capteurs situés à plusieurs centaines de kilomètres du littoral. La proximité du forage d'Aigion du rivage du Golfe suggère qu'une bonne connaissance des marées océaniques est nécessaire.



FIG. 6.3 – Ensemble des capteurs permettant d'interpréter les marées enregistrées sur le capteur d'Aigion. Les cercles bleus signalent les marégraphes et les carrés rouges les capteurs de pression barométrique.

Le laboratoire de sismogénèse de l'IPGP et les universités grecques ont mis en place un réseau de marégraphes dans le Golfe de Corinthe. Seuls quatre marégraphes ont pu être placés, à Trizonia, Egira, Galaxidi et Aigion. Leurs localisations sont montrées dans la figure 6.3. De plus, seul celui installé par l'IPGP à Trizonia s'est révélé à la fois fiable et facile d'accès aux données. Nous allons donc devoir nous appuyer sur ce seul capteur, d'autant plus que le marégraphe d'Aigion n'a été installé qu'en avril 2004 et ne fonctionne plus depuis la mi-août 2004.

Cette station est installée à plus de 10km du forage, et on peut donc se demander si ses variations sont pertinentes pour interpréter les charges océaniques près d'Aigion. Heureusement, Boudin [2004] a montré que les trois marégraphes de Trizonia, Egira et Galaxidi présentent les mêmes marées, à la fois en amplitude et en déphasage.

Ceci est confirmé par la comparaison des marégraphes d'Aigion et de Trizonia sur les trois mois où ils ont été acquis simultanément. La figure 6.4 présente les données du mois de juin, dont les décalages permanents ont été corrigés. Les variations diurnes et semi-diurnes sont très similaires. Ceci justifie donc l'emploi des données de Trizonia pour l'interprétation des marées.

Il est cependant utile de noter que les deux enregistrements diffèrent à plus courte période. Par exemple, les fréquences de résonance du Golfe, les *seiches*, excitées par les

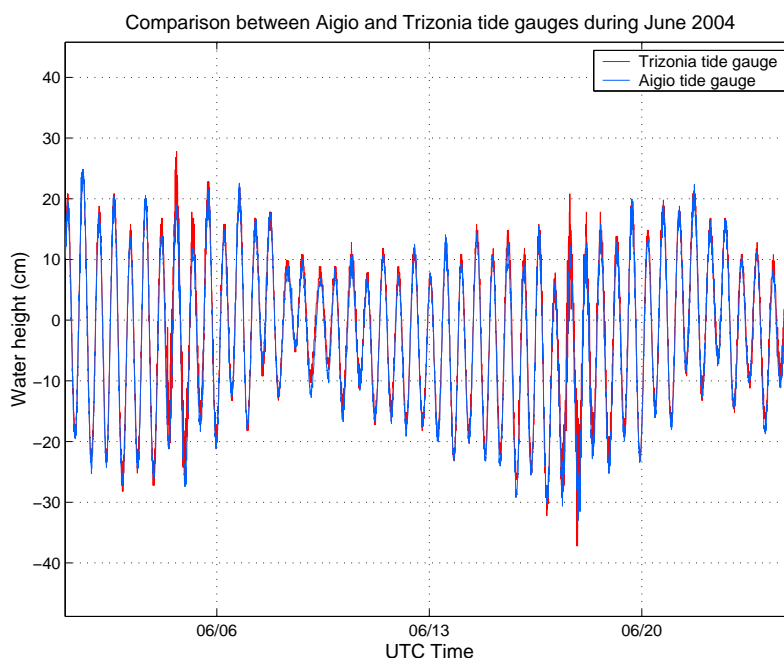


FIG. 6.4 – Comparaison des données du marégraphe d’Aigion et de Trizonia pour la période d’Avril 2004. Les valeurs moyennes des deux capteurs ont été ramenées à zéro.

tempêtes du 5 et du 18 juin, sont plus marquées à Trizonia qu’à Aigion.

Le logiciel ETERNA ne prend pas en compte l’influence des charges océaniques. Un module OCELOAD est prévu, mais d’une part, il prend en compte un catalogue général, au niveau mondial, d’autre part, il ne calcule que les déplacements en surface induits par les charges océaniques.

Le pas d’acquisition de ces marégraphes est de l’ordre de 5 minutes. Ceci est suffisant pour l’étude des marées, mais devient critique quand on aborde le problème des seiches ou des téléseismes. Notre bonne connaissance des marées océaniques nous permet de quantifier précisément leur influence, ce qui est rarement fait dans les études hydrogéologiques.

La pression atmosphérique

La pression atmosphérique n’est enregistrée qu’à un point du Golfe, à Temeni, 5 km à l’est du site du forage. La gestion de cette station est assurée par Véronique Léonardi, de l’UFR Sisyphe. La pression est enregistrée dans un garage, à l’abri de l’ensoleillement, à la fréquence d’un point toutes les 5 minutes.

6.1.2 Analyse spectrale des pressions observées

Le paragraphe précédent a montré que les marées terrestres sont une combinaison de différentes ondes de fréquences très diverses. En utilisant le formalisme complexe, ce signal excitateur peut s’écrire :

$$\tilde{\epsilon}_{marees} = \sum_{k \in \{\text{ondes de marees}\}} C_k e^{i\omega_k t} \quad (6.7)$$

Les importances relatives des ondes de marées sont données par le coefficient C_k . Comme le souligne le tableau 6.1, les amplitudes de ces coefficients présentent un fort contraste.

Chaque onde va exciter le milieu dans lequel se trouve le capteur. Si la réponse de cet environnement est linéaire, sa réponse est caractérisée par une fonction de gain $\tilde{H}(\omega)$, de sorte que le signal mesuré s'écrit :

$$\tilde{\epsilon}_{marees} = \sum_{k \in \{\text{ondes de marees}\}} \tilde{h}_k \times C_k e^{i\omega_k t}, \quad (6.8)$$

où les coefficients \tilde{h}_k valent $\tilde{h}_k = \tilde{H}(\omega_k)$.

Effectuer une analyse de marées consiste à estimer les coefficients \tilde{h}_k . C'est ce que permet le sous-programme **ANALYZE** de la suite **ETERNA3.3**. Plus précisément, il calcule les amplitudes relatives et les déphasages pour des paquets d'ondes, compris entre deux fréquences à spécifier, et non pour une fréquence donnée. Ceci permet de prendre en compte un spectre incomplet et réduit lorsque la longueur du signal n'est pas suffisante pour caractériser avec certitude les couplages les plus fins du système {terre+lune+soleil}. La résolution d'un doublet $\{\Omega, \Omega + \delta\omega\}$ ne peut en effet se résoudre qu'au bout d'un temps supérieur à $1/\delta\omega$. Ainsi, les gravimétriciens estiment qu'une analyse complète ne peut être réalisée qu'avec des données temporelles de plus de 18 ans! Cette manière de procéder permet aussi de diminuer la sensibilité d'une analyse spectrale envers le pointé correct de la fréquence à analyser.

ANALYZE demande des données horaires. Il effectue alors le traitement suivant :

- l'influence des facteurs perturbants est ôtée par régression linéaire.
- on applique un filtre passe-haut de fréquence de coupure égale à 0.8cpd (*cycle per day*).
- on mène une méthode d'analyse des marées paramétriques. L'estimation peut être faite par la méthode des moindres carrés, mais les corrélations avec un bruit éventuel peuvent être ignorées. Sinon, une autre méthode d'analyse possible est basée sur le spectre des résidus.

Nous avons effectué l'analyse sur la base des paquets d'ondes conseillés par le manuel d'**ETERNA**. Nous obtenons ainsi les coefficients suivants dans le tableau 6.2.

On s'aperçoit que la prise en compte de la pression influence peu l'estimation des coefficients. Les fréquences et amplitudes d'ondes de fréquences proches sont similaires. La table 6.2 présente cependant deux anomalies qui méritent discussion :

- le premier concerne l'amplification constatée à partir des ondes M_3 . Cette amplification anormale peut s'expliquer par des perturbations de hautes fréquences, notamment des seiches, les résonances du golfe de périodes fondamentales d'environ 8 et 40 minutes.
- les valeurs des phases S_1 et ψ_1 sont visiblement non pertinentes. Non seulement les amplitudes sont anormalement élevées, mais les phases présentent aussi une dispersion importante. C'est le signe d'une analyse incorrecte. Le fait que ces deux ondes encadrent l'onde K_1 , très énergétique, comme le signale le tableau 6.1, laisse supposer une contamination spectrale. Cela implique que notre série temporelle est trop courte pour déterminer correctement ces valeurs.

Le dernier point est facilement corrigé en se restreignant aux ondes les plus importantes. Un nouveau tableau de coefficients est alors calculé. Nous doublons leur présentation en adjoignant la figure 6.5 à la table 6.3.

Si la marée terrestre était la seule origine des marées observées, on s'attendrait à des valeurs homogènes sur les fréquences étudiées. Le facteur 5 observé entre les fréquences diurnes et semi-diurnes est à imputer à l'influence des marées océaniques, qui ont une composante semi-diurne plus importante.

Nom	Fréquence (cpd)	Sans pression atmosphérique			Avec pression atmosphérique				
		amplitude (bar/nstr)		déphasage (°)	amplitude (bar/nstr)		déphasage (°)		
Q1	0.706 ± 0.205	0.0208 ±	0.0009	-176.87 ±	2.36	0.0207 ±	0.0009	-176.34 ±	2.41
O1	0.930 ± 0.018	0.0190 ±	0.0002	-175.72 ±	0.57	0.0189 ±	0.0002	-175.56 ±	0.58
M1	0.965 ± 0.017	0.0200 ±	0.0035	170.12 ±	10.06	0.0187 ±	0.0036	167.82 ±	10.95
P1	0.990 ± 0.008	0.0166 ±	0.0006	-175.66 ±	2.01	0.0165 ±	0.0006	-177.25 ±	2.06
S1	1.000 ± 0.001	0.1786 ±	0.0333	124.44 ±	10.70	0.3154 ±	0.0395	104.27 ±	6.34
K1	1.003 ± 0.001	0.0128 ±	0.0002	-164.48 ±	0.76	0.0131 ±	0.0002	-165.29 ±	0.76
PSI1	1.005 ± 0.001	0.1006 ±	0.0223	-132.86 ±	12.67	0.0743 ±	0.0229	-141.49 ±	17.51
PHI1	1.015 ± 0.008	0.0267 ±	0.0143	-66.30 ±	30.54	0.0249 ±	0.0145	-79.13 ±	33.37
J1	1.041 ± 0.017	0.0233 ±	0.0026	-175.05 ±	6.41	0.0230 ±	0.0027	-175.03 ±	6.59
OO1	1.264 ± 0.206	0.0206 ±	0.0032	-171.41 ±	9.02	0.0184 ±	0.0033	-172.13 ±	10.24
2N2	1.675 ± 0.205	0.0546 ±	0.0092	-178.80 ±	9.62	0.0544 ±	0.0091	-179.25 ±	9.58
N2	1.897 ± 0.017	0.0463 ±	0.0020	-156.61 ±	2.52	0.0462 ±	0.0020	-156.64 ±	2.51
M2	1.932 ± 0.018	0.0513 ±	0.0004	-162.19 ±	0.43	0.0513 ±	0.0004	-162.24 ±	0.43
L2	1.967 ± 0.017	0.0757 ±	0.0087	-151.37 ±	6.58	0.0758 ±	0.0086	-150.79 ±	6.52
S2	1.994 ± 0.009	0.0603 ±	0.0008	-172.58 ±	0.78	0.0618 ±	0.0010	-171.09 ±	0.93
K2	2.227 ± 0.225	0.0660 ±	0.0024	-165.75 ±	2.06	0.0663 ±	0.0024	-165.42 ±	2.04
M3	2.917 ± 0.465	0.1081 ±	0.0138	-9.00 ±	7.34	0.1102 ±	0.0135	-10.44 ±	7.05
M4	3.864 ± 0.483	4.8480 ±	1.5572	-57.14 ±	18.41	4.3220 ±	1.3465	-46.50 ±	17.85
M5M6	5.674 ± 1.326	324.4870 ±	231.2860	-21.39 ±	40.88	361.4969 ±	199.9091	-29.73 ±	31.72

TAB. 6.2 – Analyse de marées effectuée par ETERNA sur toutes les composantes de marées théoriques. Des valeurs anormales affectent les ondes autour de K_1 , que ne corrigent pas la prise en compte de la pression de Temeni.

Nom	Fréquence (cpd)	Sans pression atmosphérique			Avec pression atmosphérique				
		amplitude (bar/nstr)		déphasage (°)	amplitude (bar/nstr)		déphasage (°)		
Q1	0.706 ± 0.205	0.0215 ±	0.0010	-175.49 ±	2.56	0.0215 ±	0.0010	-175.23 ±	2.62
O1	0.930 ± 0.018	0.0191 ±	0.0002	-175.92 ±	0.65	0.0190 ±	0.0002	-176.02 ±	0.67
M1	0.965 ± 0.017	0.0155 ±	0.0039	176.36 ±	14.46	0.0136 ±	0.0040	177.81 ±	16.89
P1	0.990 ± 0.008	0.0154 ±	0.0006	-173.99 ±	2.40	0.0151 ±	0.0007	-174.31 ±	2.52
K1	1.011 ± 0.012	0.0129 ±	0.0002	-164.77 ±	0.83	0.0130 ±	0.0002	-164.83 ±	0.84
J1	1.041 ± 0.017	0.0208 ±	0.0028	-179.36 ±	7.70	0.0204 ±	0.0029	-179.99 ±	8.05
OO1	1.264 ± 0.206	0.0186 ±	0.0037	-167.87 ±	11.33	0.0177 ±	0.0038	-165.66 ±	12.25
2N2	1.675 ± 0.205	0.0544 ±	0.0095	-178.92 ±	9.95	0.0544 ±	0.0095	-179.19 ±	9.98
N2	1.897 ± 0.017	0.0464 ±	0.0021	-156.75 ±	2.65	0.0464 ±	0.0022	-156.79 ±	2.66
M2	1.932 ± 0.018	0.0513 ±	0.0004	-162.06 ±	0.46	0.0513 ±	0.0004	-162.08 ±	0.46
L2	1.967 ± 0.017	0.0798 ±	0.0093	-150.66 ±	6.70	0.0799 ±	0.0094	-150.32 ±	6.71
S2	1.994 ± 0.009	0.0601 ±	0.0009	-173.06 ±	0.85	0.0608 ±	0.0010	-172.30 ±	0.97
K2	2.227 ± 0.225	0.0645 ±	0.0026	-166.19 ±	2.30	0.0647 ±	0.0026	-166.03 ±	2.30
M3	2.917 ± 0.465	0.1085 ±	0.0146	-6.89 ±	7.73	0.1095 ±	0.0145	-7.63 ±	7.58
M4	3.864 ± 0.483	5.1312 ±	1.6913	-59.72 ±	18.89	4.8571 ±	1.5693	-55.56 ±	18.52
M5M6	5.674 ± 1.326	338.5235 ±	250.5981	-14.20 ±	42.45	355.4525 ±	232.4799	-18.32 ±	37.51

TAB. 6.3 – Analyse de marées effectuée par ETERNA sur un nombre limité de marées théoriques. Les calculs ont été effectués avec et sans la pression atmosphérique de Temeni.

Le programme ETERNA, lancé sur les données de marégraphes, indique en effet une amplification des marées semi-diurnes. Il est donc probable que la prédominance des marées semi-diurnes soit héritée de la charge océanique.

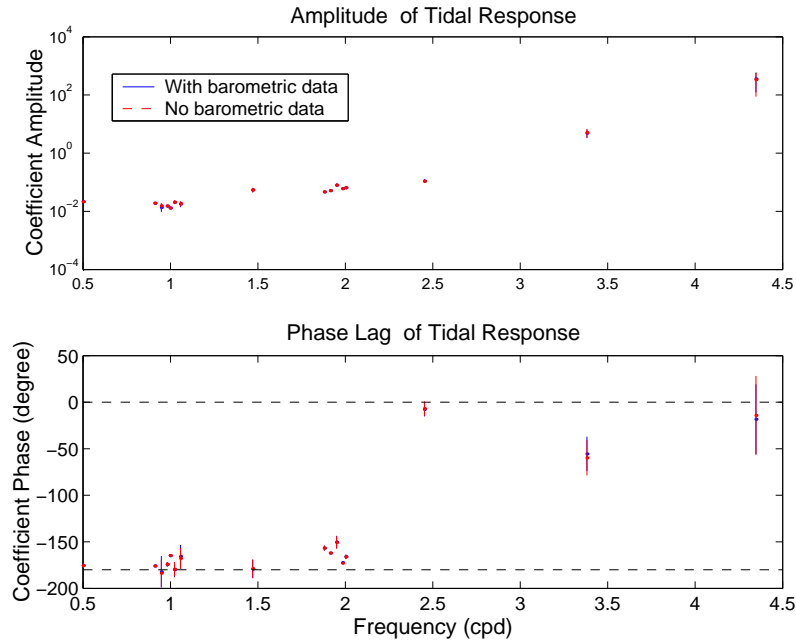


FIG. 6.5 – Réponse spectrale de la pression mesurée aux marées terrestres, obtenue par ETERNA. Les lignes tiretées noires du diagramme des phases soulignent les déphasages à 0° et à -180° .

Nom	Fréquence	amplitude (bar/nstr)		déphasage ($^\circ$)
Q1	0.70638 ± 0.20501	$11.0452 \pm$	3.4174	-74.6521 ± 17.7304
O1	0.92969 ± 0.0183	$10.497 \pm$	0.73919	-13.6109 ± 4.035
M1	0.96492 ± 0.016931	$34.4403 \pm$	11.2303	4.299 ± 18.677
P1	0.99024 ± 0.008388	$21.4495 \pm$	2.0094	-26.8429 ± 5.3666
K1	1.0111 ± 0.012495	$18.0219 \pm$	0.60498	-31.7779 ± 1.9251
J1	1.0406 ± 0.016931	$5.3568 \pm$	9.1466	-46.1822 ± 97.8573
001	1.2639 ± 0.20638	$22.939 \pm$	13.257	-66.5032 ± 33.0827
2N2	1.6753 ± 0.20501	$110.5606 \pm$	22.8146	145.5818 ± 11.8136
N2	1.8972 ± 0.016931	$109.0402 \pm$	5.1013	-141.5686 ± 2.6889
M2	1.9323 ± 0.018145	$120.8439 \pm$	1.0984	-145.8152 ± 0.4797
L2	1.9674 ± 0.016931	$256.7614 \pm$	22.2649	-141.1556 ± 4.9602
S2	1.9935 ± 0.0092265	$157.9015 \pm$	2.2084	-162.5474 ± 0.7851
K2	2.2273 ± 0.2246	$180.1477 \pm$	6.4034	-155.465 ± 2.046
M3	2.9167 ± 0.46477	$393.2962 \pm$	39.2713	-24.0657 ± 5.7214

TAB. 6.4 – Analyse des données du marégraphe de Trizonia, prises entre le 1 novembre 2003 et le 14 octobre 2004, effectuée par ETERNA sur un nombre limité de marées théoriques. La pression barométriques a été prise en compte.

6.1.3 Inversion du signal de marées

Régression du signal de marées avec ETERNA

Une première méthode pour quantifier l'effet des marées océaniques est de les déclarer comme des perturbations météorologiques à ETERNA. Le sous-programme ANALYZE effectue alors une régression linéaire avant de déterminer les coefficients de marée, dont les résultats sont présentés dans la table 6.5.

La correction est parfaite si les coefficients de marée ont une amplitude constante avec un déphasage de π . Ceci confirmerait alors un modèle linéaire. La figure 6.6 montre que la

Nom	Fréquence (cpd)	amplitude (bar/nstr)		déphasage (°)
Q1	0.706 ± 0.205	$0.0208 \pm$	0.0009	-178.24 ± 2.46
O1	0.930 ± 0.018	$0.0209 \pm$	0.0002	-177.90 ± 0.56
M1	0.965 ± 0.017	$0.0193 \pm$	0.0037	-177.79 ± 10.83
P1	0.990 ± 0.008	$0.0190 \pm$	0.0006	177.76 ± 1.83
K1	1.011 ± 0.012	$0.0157 \pm$	0.0002	-174.38 ± 0.67
J1	1.041 ± 0.017	$0.0219 \pm$	0.0026	177.81 ± 6.82
OO1	1.264 ± 0.206	$0.0194 \pm$	0.0034	170.65 ± 10.16
2N2	1.675 ± 0.205	$0.0304 \pm$	0.0033	-170.45 ± 6.16
N2	1.897 ± 0.017	$0.0289 \pm$	0.0008	-172.84 ± 1.61
M2	1.932 ± 0.018	$0.0300 \pm$	0.0006	-173.49 ± 0.58
L2	1.967 ± 0.017	$0.0280 \pm$	0.0035	-164.06 ± 6.67
S2	1.994 ± 0.009	$0.0328 \pm$	0.0008	-178.35 ± 0.70
K2	2.227 ± 0.225	$0.0336 \pm$	0.0012	-174.14 ± 1.58
M3	2.917 ± 0.465	$0.0287 \pm$	0.0113	44.94 ± 22.67
M4	3.864 ± 0.483	$5.4494 \pm$	2.2831	-75.73 ± 24.03
M5M6	5.674 ± 1.326	$714.2721 \pm$	338.4387	-0.08 ± 27.16

TAB. 6.5 – Résultat de l’analyse de marées calculée en signalant à ETERNA que les fluctuations barométriques et de niveau marin sont à traiter par régression.

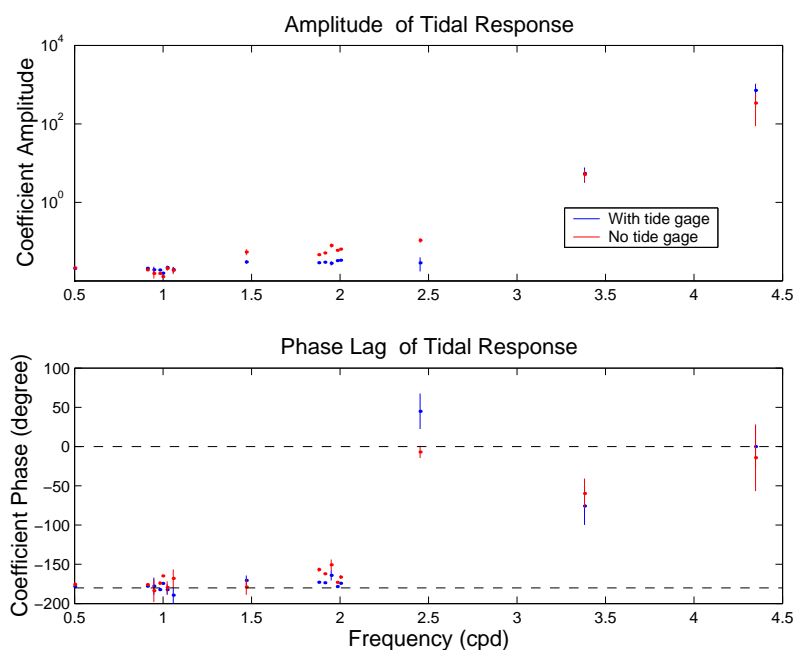


FIG. 6.6 – Réponse spectrale obtenue avec ETERNA en indiquant la marée océanique comme une perturbation météorologique à modéliser par régression linéaire. Elle est comparée avec les résultats de la section précédente, où seul l’effet barométrique était pris en compte.

prise en compte de la marée océanique et de la pression atmosphérique stabilise la réponse spectrale.

La régression opérée par ETERNA donne pour résultat :

Pression atmosphérique	Marées océaniques
1.658 ± 0.110 mbar/hPa	1.872 ± 0.030 mbar/cm

Cette régression présente le défaut de donner un effet océanique supérieur au chargement barométrique. Ceci contredit l'intuition. En effet, alors que la pression atmosphérique s'applique sur toute la surface terrestre, la charge océanique ne s'exerce que sur un demi-plan. Un autre point curieux est la sensibilité de la régression linéaire au choix des ondes à déterminer. Pour l'ensemble des ondes listées dans le tableau 6.2, on obtient les coefficients :

Pression atmosphérique	Marées océaniques
2.102 ± 0.137 mbar/hPa	1.872 ± 0.030 mbar/cm

Nous n'avons pas accès au code source d'ETERNA. La compréhension précise de la prise en compte de la marée océanique n'est donc pas possible. Au plus, nous pouvons inférer que la marée océanique est inversée simultanément avec les ondes de marée élémentaires lors de l'inversion paramétrique. Cela pose problème : le signal de marée océanique est lui-même complexe, comme l'indique le tableau 6.4. La prise en compte du signal de marégraphe dans sa globalité n'est *a priori* pas satisfaisante. Notons toutefois, qu'une régression linéaire globale, sans déphasage permet déjà de mieux conditionner la réponse aux marées terrestres.

Régression dans l'espace fréquentiel

La régression effectuée à l'aide d'ETERNA se révèle obscurcie par le grand nombre de coefficients à manipuler et peu satisfaisante du fait des phénomènes de contamination spectrale. Nous allons donc analyser la réponse de la pression dans le forage en effectuant nous-même la régression à partir des spectres obtenus par ETERNA, présentés dans les tableaux 6.4 et 6.3. Les ondes associées aux marées océaniques sont les ondes de références : leur amplitude relative vaut donc 1 et leur déphasage est nul.

Représentés dans le plan complexe, ces tableaux nous donnent la figure 6.7. Le but de la régression est de trouver des coefficients \tilde{c}_m et \tilde{c}_ϵ tels que pour tout k :

$$\tilde{h}_k(\text{press}) = \tilde{c}_m \tilde{h}_k(\text{mar}) + \tilde{c}_\epsilon \tilde{h}_k(\text{terr}) \quad (6.9)$$

On effectue la régression (1) en ne prenant que les ondes diurnes, (2) en ne prenant que les ondes semi-diurnes, (3) en prenant l'ensemble des ondes. La régression linéaire optimale dans chacune des 3 configurations est donnée par le tableau 6.6.

	Marées océaniques (10^{-4} bar/cm)	Marées terrestres (10^{-4} bar/nstr)
Ondes diurnes	$-28.389 + 35.677 i$	$49.05 + 3.77 i$
Ondes semi-diurnes	$-17.881 + 2.936 i$	$-6.93 + 0.24 i$
Ensemble des ondes	$23.047 + 3.186 i$	$18.9 + 0.46 i$

TAB. 6.6 – Résultat de la régression linéaire de la pression du forage relativement aux marées océaniques et terrestres, à l'aide des amplitudes complexes calculées avec ETERNA

Les inversions exercées sur les ondes diurnes ou semi-diurnes ne sont pas satisfaisantes. Notamment, la pression réagit de façon inverse vis à vis de la charge océanique, contrairement à ce qu'indiquerait l'intuition, et la régression préliminaire dans la partie suivante. Cela peut se comprendre du fait d'une mauvaise résolution de l'analyse par ETERNA. On s'aperçoit par exemple que l'incertitude en phase associée à certaines ondes pourtant de

forte énergie n'est pas négligeable. De plus, l'examen de l'analyse des marées océaniques montre une forte dispersion, peu physique pour des ondes de fréquence si proche.

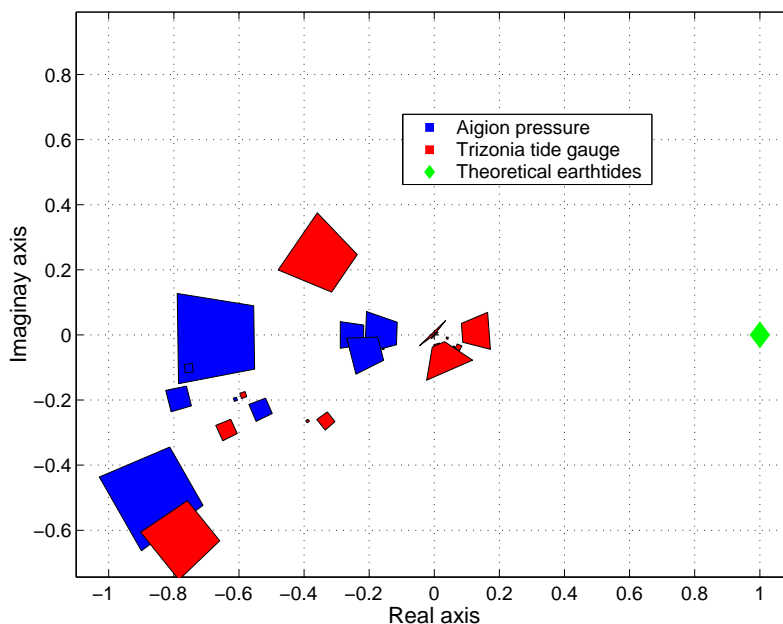


FIG. 6.7 – Représentation des coefficients des tableaux 6.4 et 6.3 dans le plan complexe. Les amplitudes ont été renormalisées de sorte que l'amplitude maximale est sur le cercle unité. Les ondes de fréquence supérieure à 2cpd ont été omises.

Il est donc tentant de réduire l'incertitude autour de ces valeurs en restreignant l'analyse sur un nombre réduit de fréquences.

Analyse fréquentielle simplifiée

Quatre fréquences prédominent dans la figure 6.1. Elles correspondent aux ondes O_1 (0.92cpd), K_1 (1.03 cpd), M_2 (1.93 cpd) et S_2 (2.00 cpd). Nous allons donc employer ETERNA sur ces seules fréquences.

La comparaison de ces résultats entre le 22 novembre et le 1^e juillet 2004 avec les déformations volumiques prévues par les marées terrestres donnent les résultats du tableau 6.7.

Nom	Fréquence (cpd)	amplitude (bar/nstr)	déphasage (degré)
O1	0.9297 ± 0.0183	2.041 ± 0.079	179.5886 ± 2.207
K1	1.0027 ± 0.0209	1.348 ± 0.060	-167.6924 ± 2.25426
M2	1.9323 ± 0.0181	5.575 ± 0.087	-164.8553 ± 0.8906
S2	2.2181 ± 0.2338	6.531 ± 0.162	-166.2285 ± 1.4231

TAB. 6.7 – Analyse de marées du signal de pression. Les coefficients ont été calculés avec ETERNA sur les ondes O_1, K_1, M_2 et S_2 .

On note que les marées terrestres sont globalement en opposition de phase par rapport aux marées théoriques, ce qui est logique puisque les déformations volumiques sont comptées négativement en cas de contraction de la roche.

La figure 6.8 est obtenue en reprenant le spectre des marées terrestres théoriques et en le combinant avec ces coefficients de marée. Le spectre est normalisé par rapport à

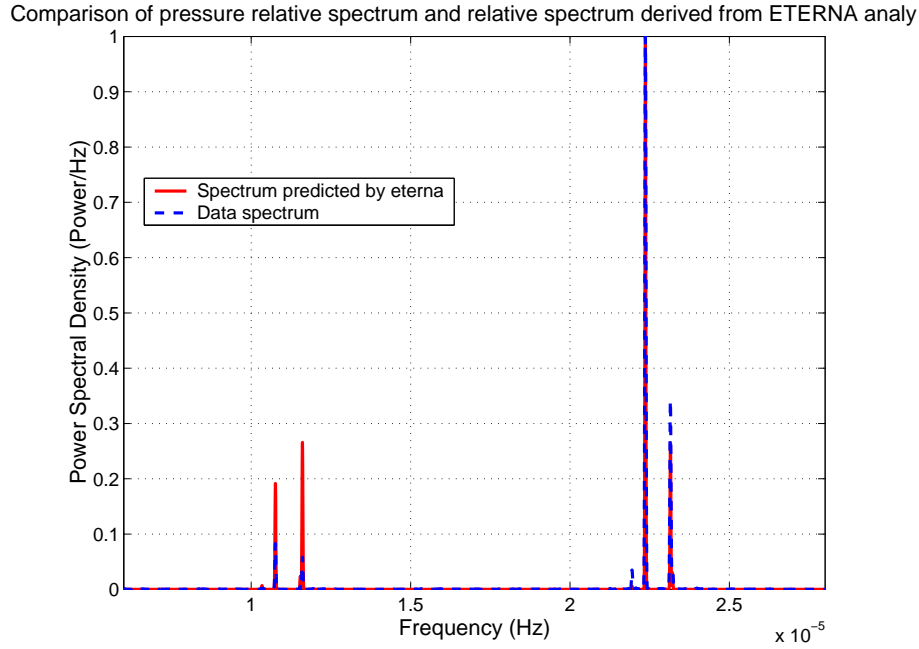


FIG. 6.8 – Reconstruction du spectre de la pression mesurée à l’aide des coefficients obtenus par analyse avec ETERNA. Le spectre original, en tiretés rouges, a été reproduit et normalisé afin de faciliter les comparaisons.

l’énergie de la phase M_2 dominante afin de faciliter la comparaison avec le spectre de la figure 6.1.

La comparaison avec les ondes semi-diurnes est tout à fait satisfaisante, alors que le bilan est plus médiocre pour les ondes diurnes. Ces composantes de moindre énergie sont surestimées par l’analyse, et de plus, leurs amplitudes relatives ne sont pas respectées. La faible résolution sur les amplitudes diurnes est due à plusieurs facteurs : (1) L’analyse par ETERNA repose sur des signaux horaires ; nous avons donc moins de points pour résoudre les basses fréquences. (2) Le signal de la figure 5.11 exhibe des fluctuations sur le long terme qui compliquent l’analyse. Il serait tentant d’éviter la contamination spectrale de ces basses fréquences sur les composantes diurnes à l’aide d’un filtre passe-bas. Ceci n’est possible que pour des fréquences suffisamment basses, pour que le filtre n’altère pas les phases diurnes. Or la charge barométrique induit des variations hebdomadaires qui ne respectent pas ce critère. ETERNA3.3 permet de prendre en compte des données de pression. Le programme corrige alors les effets barométriques les plus grossiers en les éliminant par régression linéaire. Ceci a été fait sur une durée plus longue, s’étendant du 24 septembre 2003 au 14 octobre 2004. Les coefficients obtenus dans le tableau 6.8 sont alors légèrement différents.

Nom	Fréquence (cpd)	amplitude (bar/nstr)	déphasage (degré)
O1	0.9297 ± 0.0183	1.956 ± 0.054	-177.6510 ± 1.5829
K1	1.0027 ± 0.0209	1.338 ± 0.040	-166.3395 ± 1.6700
M2	1.9323 ± 0.0181	5.198 ± 0.090	-164.0123 ± 0.9892
S2	2.2181 ± 0.2338	6.531 ± 0.162	-170.2127 ± 1.9545

TAB. 6.8 – Analyse de marées du signal de pression. Les coefficients ont été calculés avec ETERNA sur les ondes O_1 , K_1 , M_2 et S_2 .

Il est intéressant de comparer cette analyse à celle obtenue pour les marégraphes et la marée théorique pour cette même période. Les fluctuations de référence sont les mêmes que pour les pressions : la décomposition est effectuée de manière formelle sur les *déformations volumiques* de chaque onde de marée. Par conséquent, les coefficients de la marée théorique sont par définition tous égaux à 1. L'interprétation du marégraphe nécessite l'emploi d'ETERNA, qui donne le tableau 6.9.

Nom	Fréquence (cpd)	amplitude marégraphe (cm/nstr)	déphasage marégraphe (degré)
O1	0.9297 ± 0.0183	0.01156 ± 0.00161	-21.1078 ± 7.9560
K1	1.0027 ± 0.0209	0.01725 ± 0.00102	-33.9813 ± 3.3786
M2	1.9323 ± 0.0181	0.14782 ± 0.00212	-158.3147 ± 0.8218
S2	2.2181 ± 0.2338	0.18465 ± 0.00485	-165.3373 ± 1.5049

TAB. 6.9 – Analyse de marées du signal de marégraphe de Trizonia. Les coefficients ont été calculés avec ETERNA sur les ondes O_1 , K_1 , M_2 et S_2 . Le logiciel ETERNA a ici pris en compte la pression atmosphérique, mesurée à Temeni.

Ces coefficients sont normalisés de manière à se trouver dans le cercle unité dans le plan complexe de la figure 6.9. On s'aperçoit que la restriction de l'analyse aux fréquences prédominantes nous fournit une meilleure résolution que ce que nous avons obtenu dans la figure 6.7.

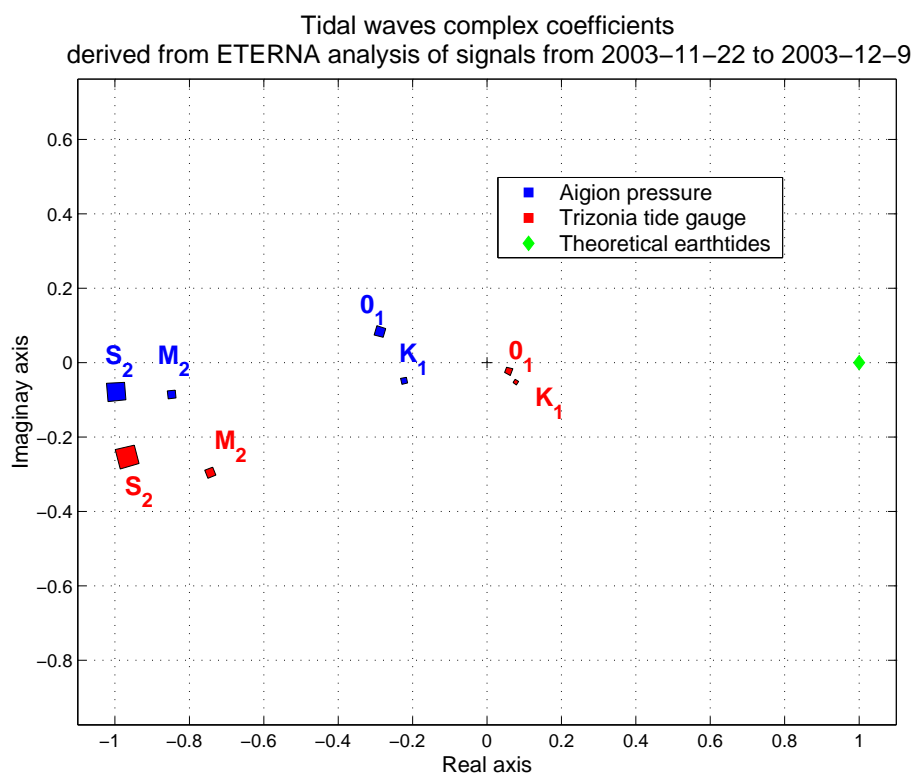


FIG. 6.9 – Reconstruction du spectre de la pression mesurée à l'aide des coefficients obtenus par ETERNA. Le spectre original, en tiretés rouge, a été reproduit et normalisé afin de faciliter les comparaisons.

De manière similaire à la partie précédente, on peut effectuer une régression linéaire de l'équation 6.9, dont le résultat est donné dans le tableau 6.10.

	Marées océaniques (10^{-4} bar/cm)	Marées terrestres (10^{-4} bar/nstr)
Ondes diurnes	-6.5913 + 4.0550 i	-5.795 + 7.05 i
Ondes semi-diurnes	23.3295 + 4.7333 i	-16.41 + 3.65 i
Ensembles des ondes	21.0976 + 4.6827 i	-19.51 + 3.90 i

TAB. 6.10 – Résultat de la régression linéaire de la pression du forage relativement aux marées océaniques et terrestres, à l’aide des amplitudes complexes calculées avec ETERNA.

Le résultat sur l’ensemble des ondes diurnes et semi-diurnes est similaire aux résultats du tableau 6.6. Pour les ondes semi-diurnes seules, le résultat est plus satisfaisant avec un jeu de fréquences réduit. Cependant, le coefficient des ondes diurnes vis à vis des charges océaniques persiste à être négatif. Le fort déphasage associé indique aussi qu’en fait nous sommes à nouveau victime d’un manque de résolution. En effet, les marées diurnes sont environ 10 fois plus petites que les marées semi-diurnes. De si petites amplitudes s’accompagnent d’une résolution relative en déphasage plus importante, ce qui explique la dispersion des données. Or avec seulement deux coefficients pour les ondes diurnes, un tel effet introduit une forte erreur dans les régressions.

En conclusion, il s’avère que l’analyse fréquentielle est très instable. L’analyse des marées est fortement dépendante du choix des fréquences. Cela amène donc à diminuer le nombre de fréquences sur lequel effectuer une régression linéaire. Or, se contenter des quelques fréquences dominantes revient à augmenter le poids des erreurs introduites sur ces valeurs. Il faut donc faire un compromis en précision des valeurs individuelles et redondance des données préalables à une inversion précise.

Régression linéaire en temps

La bonne résolution temporelle de nos données encourage donc à faire plutôt une régression sur les signaux en temps, comme Boudin [2004]. Cela revient donc à calculer les coefficients c_m , c_e et c_a tels que pour tout t

$$p(t) = c_m h_{mar}(t) + c_e h_{ter}(t) + c_a h_{atm}(t) \quad (6.10)$$

Avec une période d’acquisition de 8 s, nous disposons donc de plus de 10 000 données par jour, à comparer à la dizaine de coefficients déterminés par ETERNA sur plusieurs mois. La méthode permet aussi de traiter les données parcellaires, interrompues par les problèmes d’acquisition qui ont pollué nos données durant le premier semestre 2004.

Test sur la période du 22 novembre au 10 décembre 2003

Cette période est marquée par une stabilité du système d’acquisition. Les données sont donc complètes pour cette période.

On applique un filtre passe-haut à tous les paramètres. La fréquence de coupure est de 10^{-6} Hz. Les signaux résultants sont présentés dans la figure 6.10. Une inversion est ensuite effectuée sur ces signaux.

Si on n’applique aucun déphasage, l’accord est très bon et on obtient un coefficient de corrélation de $R^2 = 0.9874$. La figure 6.11 montre la qualité de l’estimation, avec un résidu inférieur à 10 %.

Les coefficients résultants sont présentés dans le tableau 6.11.

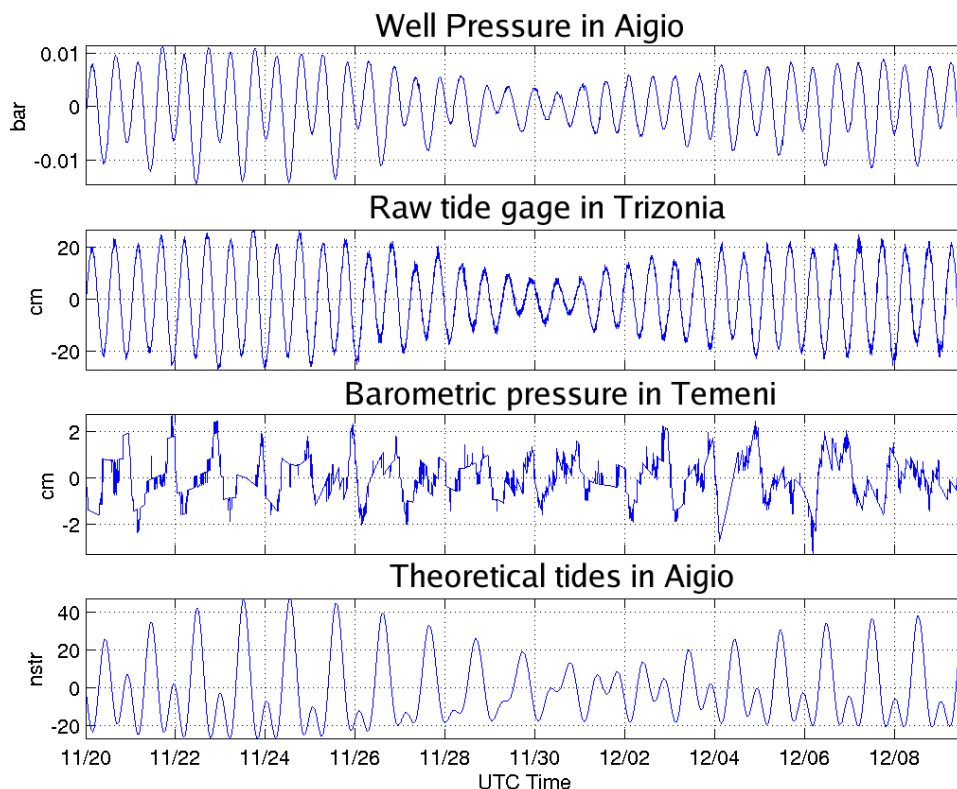


FIG. 6.10 – Signaux filtrés haute fréquence utilisés lors de l’inversion

marées océaniques	pression atmosphérique	marées terrestres
$2.735 \cdot 10^{-4}$ bar/cm	$2.306 \cdot 10^{-4}$ bar/hPa	$-1.766 \cdot 10^{-4}$ bar/nstr

TAB. 6.11 – Coefficients de proportionnalité intervenant dans l’équation 6.10.

En combinant ces coefficients avec les amplitudes des fluctuations présentes sur la figure 6.10, on accède donc au pourcentage d’influence de chaque source à l’origine du signal de marées.

marées océaniques	pression atmosphérique	marées terrestres
49%	4%	47%

TAB. 6.12 – Influences relative des trois origines identifiées des marées enregistrées par le capteur de pression.

Le signal de marée est dû pour moitié à la charge océanique, pour moitié aux marées terrestres. L’influence maritime est bien sûr exacerbée par la proximité du littoral.

Pour tenter d’estimer la présence d’un éventuel déphasage, différentes inversions ont été menées avec des signaux de marées océaniques et de déformations océaniques décalés par pas de cinq minutes. Notons que dans les données (temps, données), seul l’axe des temps a été incrémenté. Incrémenter positivement le temps de la source, alors que le temps du signal résultant est gardé constant, revient à supposer que le signal de sortie est en retard vis-à-vis du phénomène d’origine. La figure 6.12 montre que la meilleure adéquation a lieu pour des décalages nuls. Le déphasage introduit par la marée a donc un déphasage quasi-

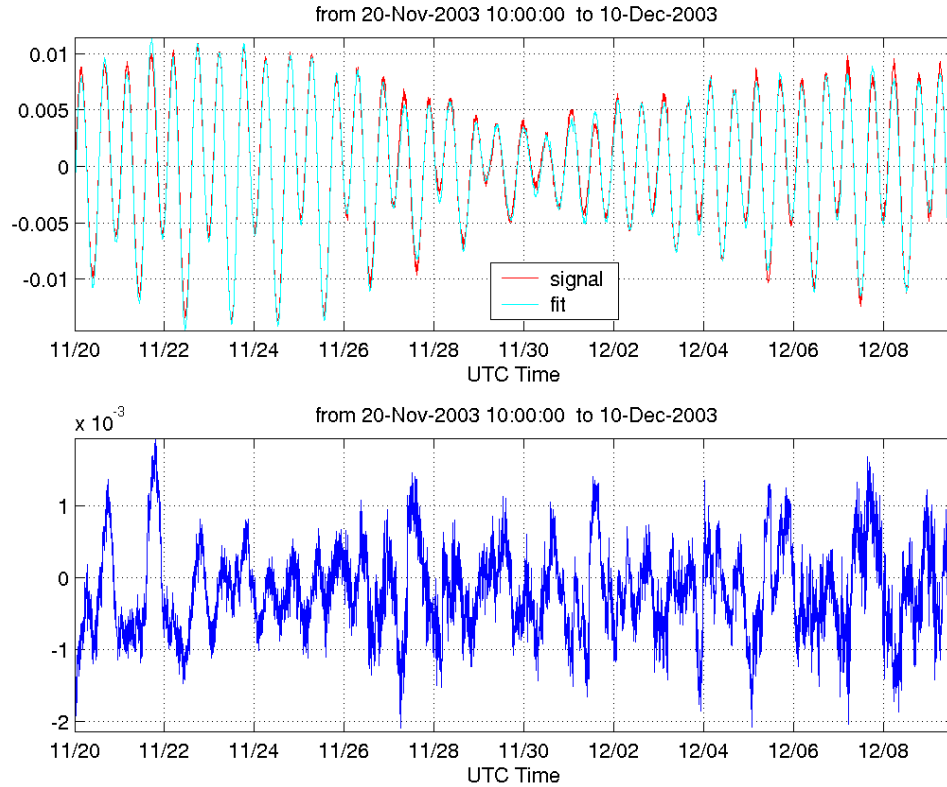


FIG. 6.11 – Résultat de la régression linéaire effectuée à partir des signaux de la figure 6.10

nul. La faible influence de la pression atmosphérique affichée dans le tableau 6.12 implique que le coefficient d'autocorrélation R^2 n'est pratiquement pas modifié quand celle-ci varie. Il en résulte les lignes horizontales visibles dans les graphes (a) et (c) de la figure 6.12.

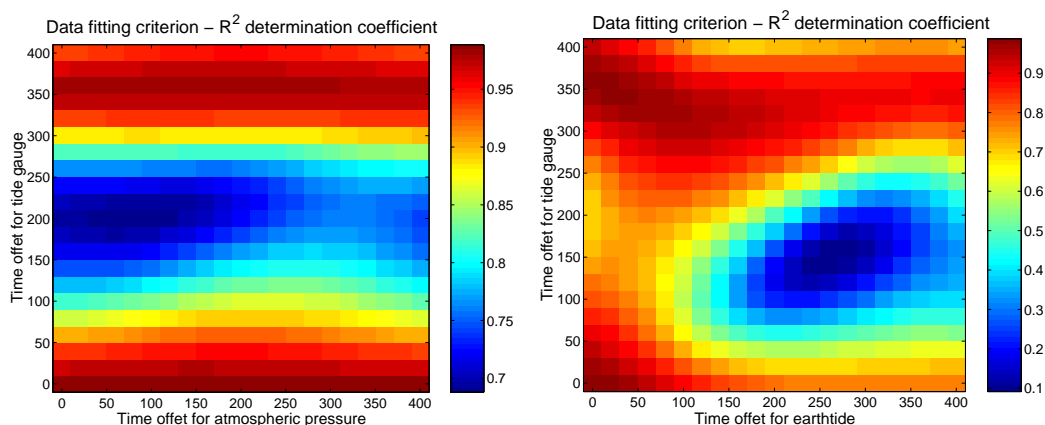
Régression sur de plus longues périodes

L'avantage de la méthode de la régression linéaire est qu'elle permet de faire des analyses de marées même lorsque les interruptions de l'acquisition sont nombreuses. Dans de telles configurations, les méthodes fréquentielles sont rendues délicates par les extrapolations contestables que l'on doit effectuer pour satisfaire les exigences de périodicité de l'échantillonnage.

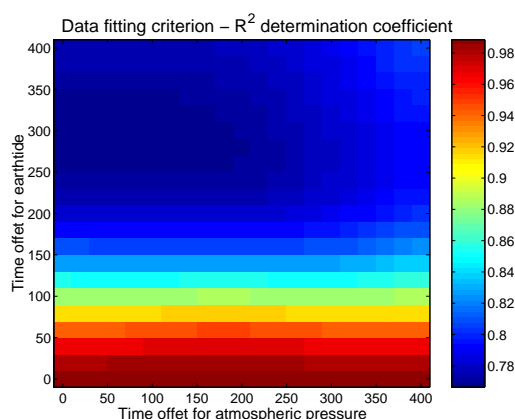
Ces coefficients sont persistants dans le temps. Par exemple, la régression effectuée pour les données du mois d'avril est donnée dans la figure 6.13. L'intérêt de cette période est que le marégraphe d'Aigion était alors disponible. On retrouve des coefficients similaires pour les analyses effectuées au mois de novembre.

marées océaniques	marées terrestres
$2.764 \cdot 10^{-4}$ bar/cm	$-1.651 \cdot 10^{-4}$ bar/nstr

TAB. 6.13 – Coefficients d'influence de la charge océanique et des marées terrestres sur les signaux enregistrés par le capteur de pression au mois d'avril 2004. Le marégraphe utilisé est celui d'Aigion.



(a) déphasage appliqué au marégraphe et à la pression atmosphérique (b) déphasage appliqué au marégraphe et à la marée théorique



(c) déphasage appliqué à la marée théorique et à la pression atmosphérique

FIG. 6.12 – Qualité des régressions linéaires lorsque les différents facteurs sont décalés temporellement. Cette qualité est quantifiée par le coefficient de détermination, compris entre 0 et 1, et maximal pour un ajustement parfait.

Une estimation en continu est fournie par la figure 6.13, où des analyses ont été effectuées par tranches de 1, 3, 5 et 7 jours. La méthode de la combinaison linéaire permet de retrouver l'ordre de grandeur de la réponse de l'aquifère à partir d'une seule journée de données. Malheureusement sur de si courts intervalles, la sensibilité à toute anomalie (seiche ou transitoire de pression) renforce les incertitudes.

La figure 6.13 montre toutefois que cette estimation sur une journée est en bon accord avec des estimations effectuées sur plusieurs jours. La résolution temporelle permet notamment de remarquer des variations des coefficients obtenus d'environ 30%. Cette fluctuation relativement forte semble singulièrement corrélée avec le cycle lunaire de 14 jours. Le coefficient associé au chargement océanique présente aussi des maxima au moment des équinoxes d'automne et de printemps.

Il est tentant de considérer que la diminution du rapport signal sur bruit en période de basses eaux perturbe l'analyse des marées. Cela devrait toutefois se caractériser par une augmentation de l'incertitude et une dispersion plus grande des coefficients obtenus. Or, on observe une chute systématique de la sensibilité aux marées océaniques et une accentuation de la réponse aux déformations terrestres.

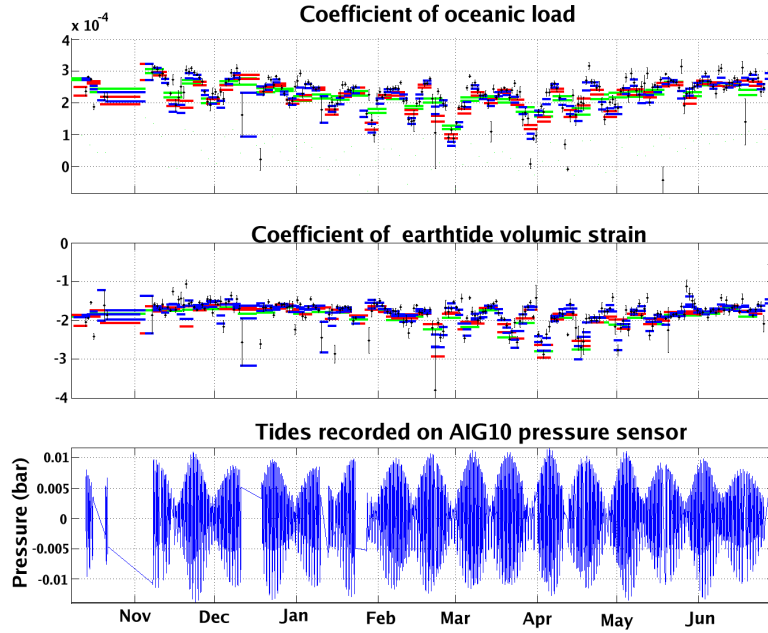


FIG. 6.13 – Coefficients obtenus par régression linéaire de la marée en fonction de la marée terrestre théorique et des marées océaniques mesurées à Trizonia. Les régressions ont été opérées sur des intervalles de 1 (points noirs), 3 (bleu), 5 (rouge) et 7 jours (vert) pris sur presque un an d’enregistrement

Une autre possibilité est qu’un terme influençant la marée mesurée ait été oublié. Le premier paramètre à examiner est ici la pression barométrique, mal résolue et de faible fréquence d’échantillonnage. La figure 6.14 montre que la variation périodique des coefficients calculés persiste.

D’autres paramètres peuvent être invoqués. Notamment, les marées océaniques dans la mer Méditerranée sont déphasées par rapport aux marées du Golfe et peuvent influencer sur le signal.

Toutefois, le caractère systématique des variations des coefficients incite à considérer que la réponse au chargement présente en fait des non-linéarités :

$$P = (A_0 + A_1 h_{oc}) h_{oc} + (B_0 + B_1 \epsilon_{ter}) \epsilon_{ter} \quad (6.11)$$

Ces non-linéarités peuvent être introduites par deux paramètres : un couplage entre les deux aquifères ou une réaction non-linéaire due à la double-porosité du karst.

Il est également possible que ces effets soient introduits par un faible déphasage mal pris en compte.

Notons aussi que les coefficients ne présentent pas de sauts majeurs durables qui auraient pu être causés par une déstabilisation de la roche ou l’activité de la faille.

Régression en découplant les marées océaniques diurnes et semi-diurnes

L’analyse précédente ne permet pas de discerner une éventuelle dépendance en fréquence de la réponse aux marées océaniques. En effet, ce signal étant essentiellement semi-diurne, la réponse aux fréquences diurnes est masquée.

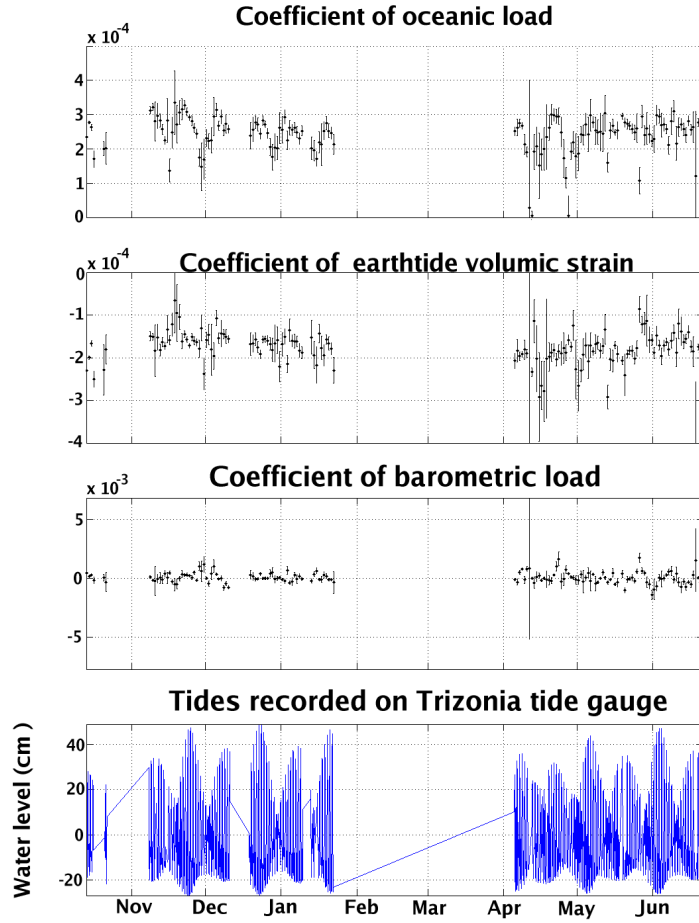


FIG. 6.14 – Coefficients obtenus par régression linéaire du signal de marées en tenant compte non seulement de la marée terrestre et de la charge océanique mais aussi du signal de pression. La régression a été effectuée sur des intervalles d’une journée.

Pour résoudre ce problème, nous réutilisons l’analyse en fréquence réalisée par **ETERNA**, présentée dans le tableau 6.4. Avec le programme **PREDICT**, nous pouvons construire deux marées océaniques, l’une avec des fréquences diurnes seulement, l’autre avec les fréquences semi-diurnes. On peut donc avec ces données renouveler la régression linéaire :

$$p(t) = c_{m1} h_{mar,diurne}(t) + c_{m2} h_{mar,diurne}(t) + c_{\epsilon} h_{ter}(t) \quad (6.12)$$

Les éventuels déphasages sont détectés en décalant la base de temps d’un signal d’origine d’une durée δt et en comparant la qualité des ajustements obtenus pour chacun des couples $(\delta t_{1/2diurne}, \delta t_{diurne})$. La procédure est appliquée pour les séquences du 20 novembre 2003 au 12 décembre 2003, et du 29 mai 2004 au 17 juin 2004, pour lesquelles on dispose simultanément des données de marégraphes, de pression de pore et de pression atmosphérique.

La qualité d’une régression est quantifiée par le coefficient de détermination $R^2 = 1 - \|p_{obs} - p_{fit}\|^2 / \|p_{obs} - \bar{p}_{obs}\|^2$. Les résultats de ces deux séquences sont présentées dans les figures 6.15 et 6.16. Les décalages reportés correspondent à un décalage du temps, à

données fixes. Un décalage temporel positif appliqué à un signal source correspond donc à un retard de la pression vis-à-vis de ce signal.

La marée océanique est essentiellement semi-diurne, ce qui explique le motif observé dans ces figures, dominé par des bandes verticales centrées autour de $x = \Delta t_{1/2diurne} = 10$ minutes. Les marées diurnes se contentent de déformer localement les bandes d'iso- R^2 , lorsque $\Delta t_{1/2diurne} \sim -100$ minutes. Le maximum du coefficient de détermination est obtenu en novembre 2003 pour un décalage des ondes semi-diurnes de 10 minutes, et des ondes diurnes de -60 minutes. Ces valeurs passent respectivement à -10 minutes et -70 minutes en avril 2004.

On retrouve le fait que la pression mesurée reste faiblement déphasée vis-à-vis de la marée océanique semi-diurne, prédominante dans la marée océanique mesurée dans le golfe. Un point nouveau est l'avance de phase de la composante diurne de la pression dans le forage vis-à-vis de la charge océanique. L'explication de ce fait étonnant sera présentée lors de la modélisation des effets de cette charge, dans la section 6.5.

6.2 Réponse directe à des charges océaniques

Les marées barométriques sont trop mal résolues par le capteur de pression atmosphérique de Temeni pour que l'on puisse contraindre l'effet de la charge barométrique sur le capteur d'Aigion.

Les grandes fluctuations de pression accompagnant les dépressions de l'hiver sont un meilleur moyen de comparer les variations barométriques et la pression dans le forage. Un exemple frappant en est montré dans la figure 6.17 où les deux signaux sont très bien corrélés en temps. On peut établir un coefficient de proportionnalité d'environ 0.4 entre les deux signaux tous deux exprimés en bar.

Une autre approche consiste à corriger les fluctuations de pression en les soustrayant de la pression atmosphérique multipliée par un facteur arbitraire. Le facteur qui minimise les fluctuations est assimilé à l'efficacité barométrique γ . Les résultats obtenus pour un coefficient γ pris comme étant égal à 0.2, 0.4 et 0.6 sont montrés dans la figure 6.18.

Sur l'ensemble de la période étudiée, la valeur $\gamma = 0.2$ est la plus satisfaisante. Elle compense en effet les fluctuations de décembre 2003, de février 2004 et d'avril 2004. En revanche, elle ne corrige pas suffisamment les fluctuations de janvier 2004, comme le prévoyait la lecture de la figure 6.17. Appliquer un coefficient de $\gamma = 0.4$ surcompense cependant les fluctuations de pression pendant les autres périodes.

Nous allons donc adopter un compromis en prenant une valeur d'efficacité barométrique médiane avec une forte barre d'erreur, c'est à dire $\gamma = 0.3 \pm 0.1$.

6.3 Réponse aux seiches

Les seiches sont des oscillations de l'océan induites par des perturbations atmosphériques ou des séismes. Elles sont excitées de manière intermittente et induisent des oscillations de courte période facilement reconnaissables, comme sur la figure 6.19.

On observe ces seiches sur les spectres du marégraphe de Trizonia, de l'extensomètre et de la pression dynamique de la figure 6.20. On note deux fréquences de résonance :

- La première est commune aux trois capteurs. Elle correspond à une période d'environ 40 minutes.
- La deuxième fréquence de résonance apparaissant dans le marégraphe échantillonné à 6 minutes est en fait un artefact dû à son sous-échantillonnage. En dépliant le spectre,

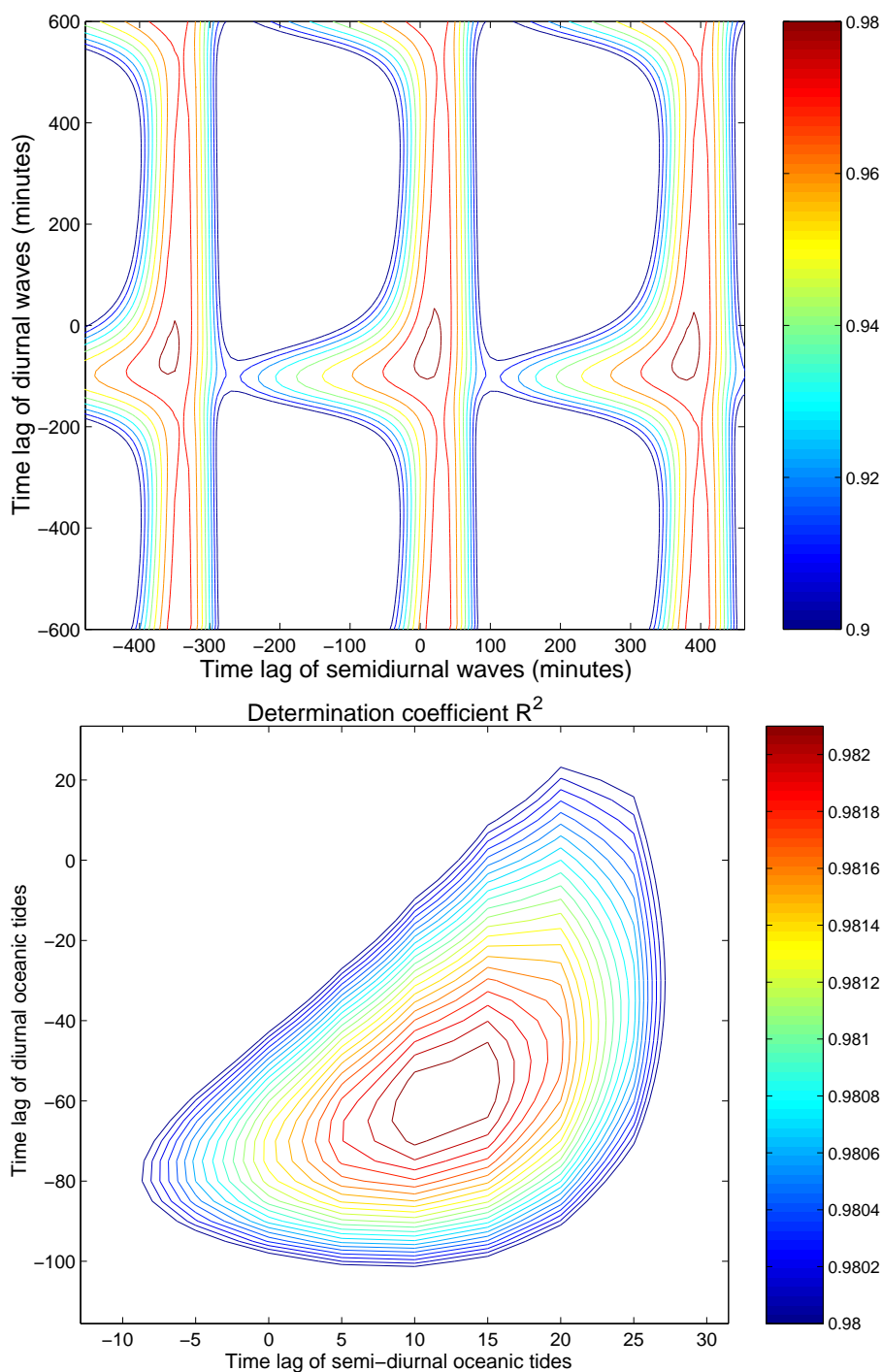


FIG. 6.15 – Qualité de la régression linéaire à partir des marées terrestres et des composantes reconstituées des charges océaniques diurnes et semi-diurnes. Ces deux dernières sont décalées en temps, et le coefficient de détermination R^2 à chaque fois calculé. La régression a été effectuée pour des données acquises entre le 20 novembre et le 12 décembre 2003.

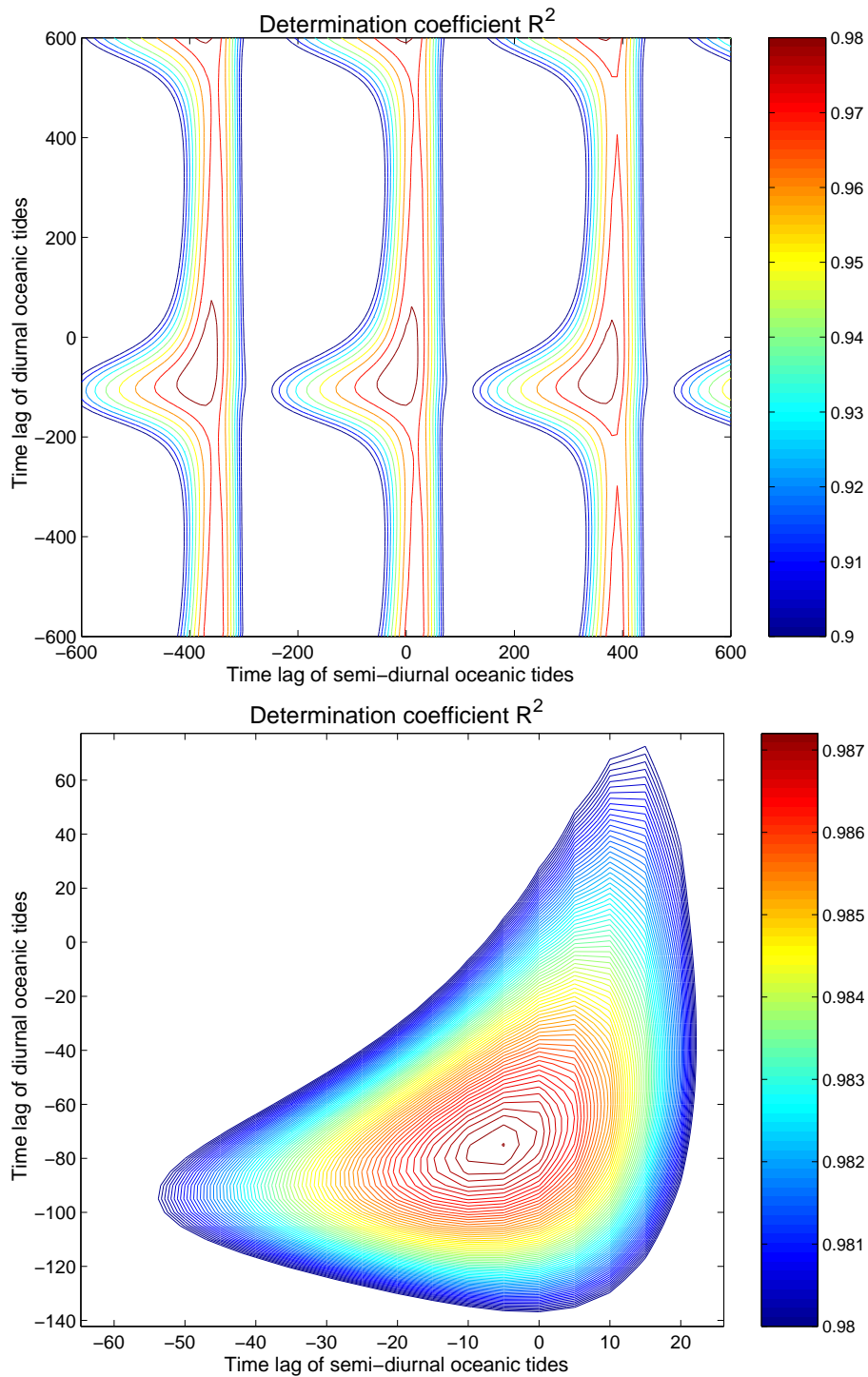


FIG. 6.16 – Procédure similaire à la figure 6.15. La régression a été effectuée pour des données acquises entre le 29 mai et le 17 juin 2004.

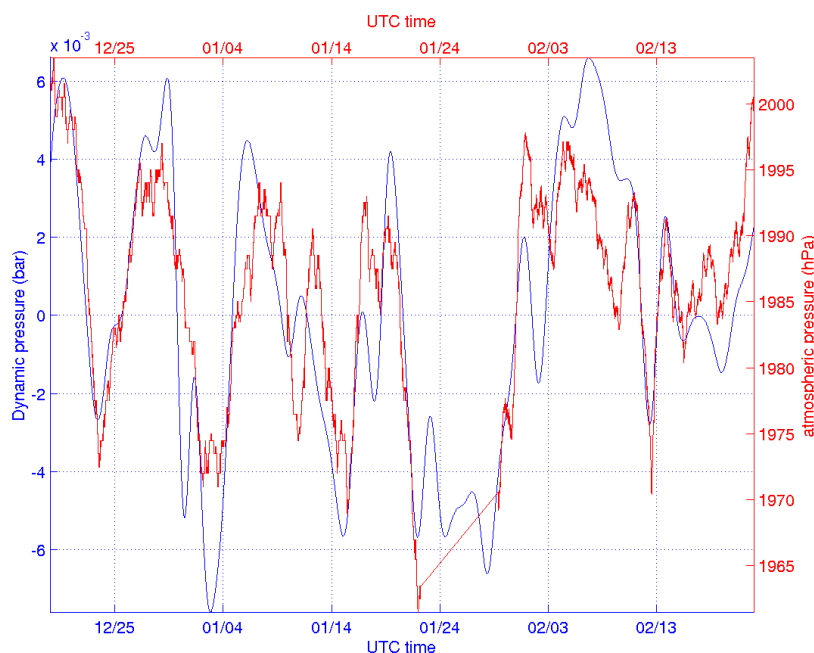


FIG. 6.17 – Comparaison des oscillations de pression durant décembre 2003 et janvier 2004 et des fluctuations de pression barométrique enregistrées à Temeni.

on retrouve une période de résonance de 8.2 minutes, commune avec l’extensomètre. Le capteur de pression dynamique semble insensible à cette excitation.

Ces fréquences de résonance peuvent s’estimer à l’aide des formules de Mérian. Les modes de résonances des ondes de gravité sont pour un bassin fermé de longueur L et de profondeur moyenne H :

$$T = \frac{2L}{n\sqrt{gH}}, \quad n \in [1, 2, 3, \dots] \quad (6.13)$$

et pour un bassin semi-fermé :

$$T = \frac{2L}{(n + \frac{1}{2})\sqrt{gH}}, \quad n \in [1, 2, 3, \dots] \quad (6.14)$$

En prenant $H = 500$ m, et en considérant le Golfe comme un parallélepède long de 200 km, large de 20 km et profond de 600 m, on obtient pour la période relative à l’axe nord-sud (fermé) une valeur de 8.6 minutes et pour l’axe ouest-est (semi-ouvert) 43 minutes, en profondeur. On retrouve donc bien les fréquences observées.

Le mystère de la faible sensibilité de l’aquifère d’Aigion aux seiches de courte période a pu être résolu par la mise en place d’un marégraphe par Pascal Bernard dans la marina d’Aigion. Ce marégraphe acquiert toutes les minutes et est comparé au bas de la figure 6.19 avec le signal de marégraphe de Trizonia. On s’aperçoit que les oscillations de plus haute fréquence de Trizonia sont très atténuées. Alors que les effets de site sont négligeables pour les marées, ils sont prédominants pour les seiches. L’absence des seiches nord-sud sur le capteur de pression s’explique donc tout simplement par le fait que le niveau d’eau local, et non régional, influe sur le capteur. On peut noter aussi l’absence apparente de déphasage entre les seiches observées par le capteur de pression et le marégraphe d’Aigion, même si la quantification n’est pas facilitée par les fréquences d’échantillonnage différentes et la grande variabilité non théorisée du signal temporel des seiches.

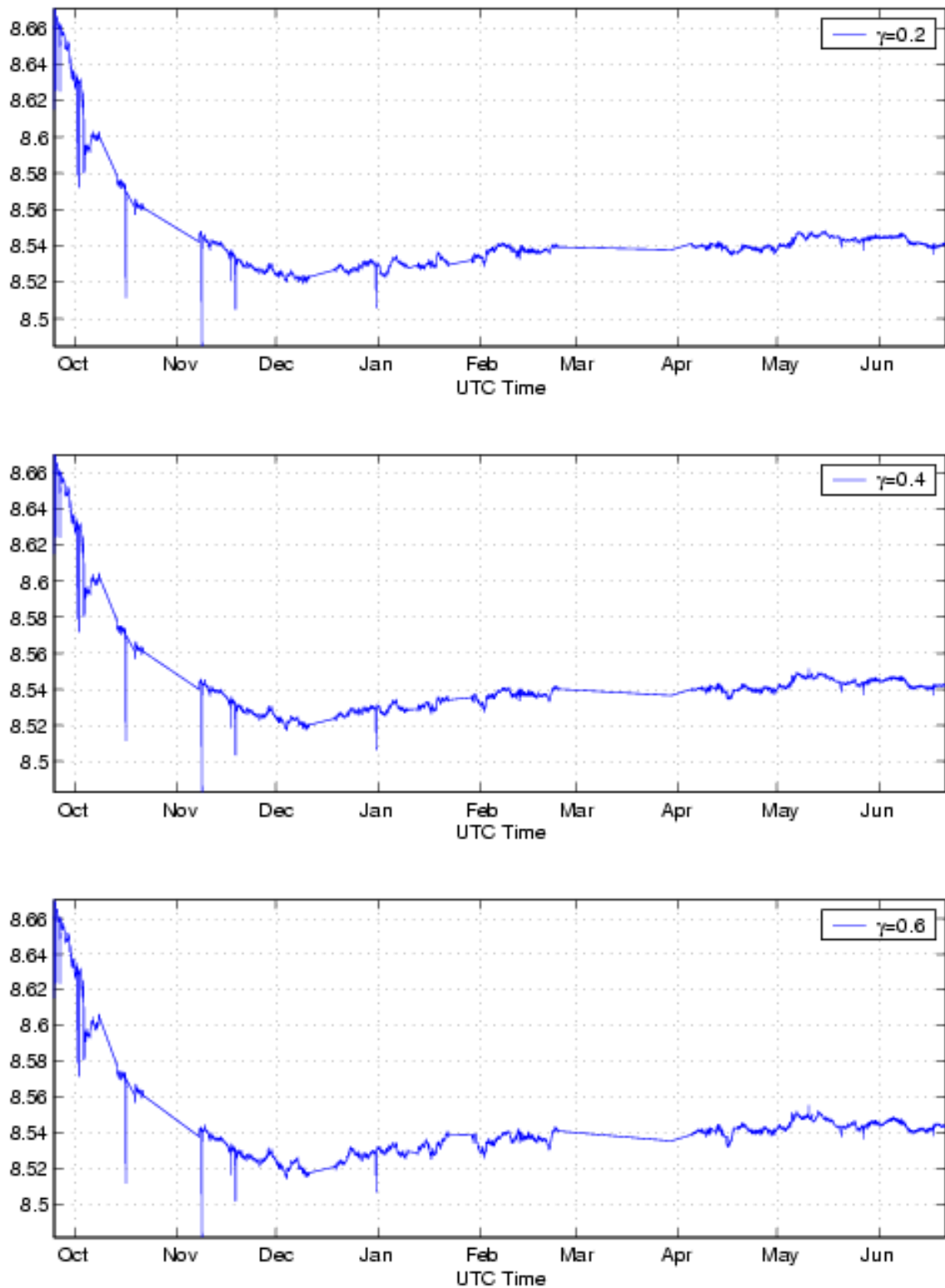


FIG. 6.18 – Comparaison de différentes compensations de la pression pré-correctée des marées, tentés avec différents coefficients d'efficacité barométrique.

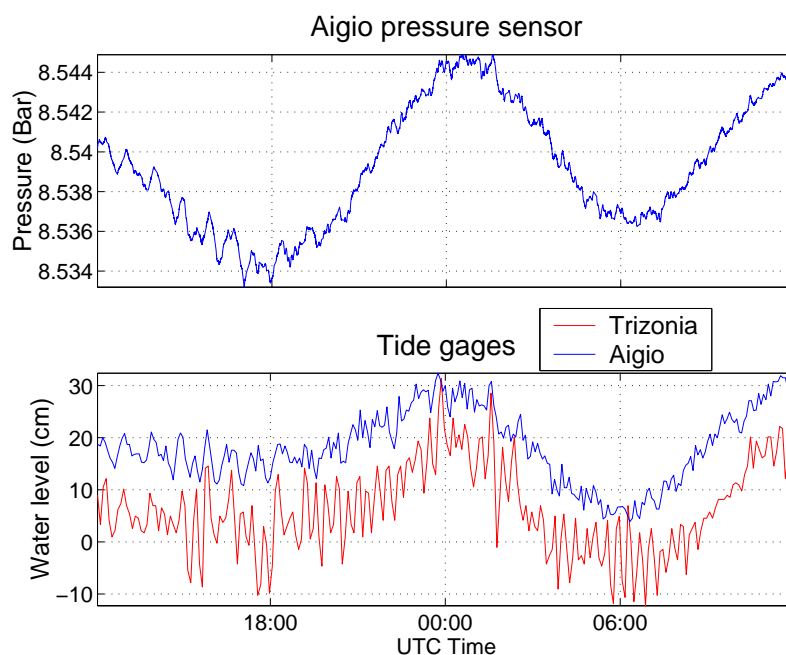


FIG. 6.19 – Les seiches apparaissent par intermittence. Elles ont un effet sensible sur le capteur de pression. La période montrée va du 12 avril 2004 12: 00 au 13 avril 2004 12: 00.

6.4 Évaluation des coefficients poroélastiques du karst

Dans la partie 6.1, nous avons vu que les fluctuations de marées enregistrées par notre capteur s'expliquent par une combinaison linéaire des signaux de marées terrestres et océaniques. Par quels mécanismes agissent ces deux facteurs ?

Conformément aux remarques de la section 5.2, nous allons imputer ces fluctuations au karst inférieur seulement. Nous emploierons pour cela un modèle poroélastique simple. Cela peut paraître un abus dans le cas d'un karst. Les marées font intervenir les modes propres. Les harmoniques sphériques mises en jeu par les ondes décrites dans le paragraphe 6.1 sont de faible degré (2 ou 4), de sorte que les longueurs d'onde associées se chiffrent en milliers de kilomètres. Elles sont donc bien supérieures aux dimensions des cavités observées sur les diagraphies. De plus, la stabilité mécanique des cavités à 700 m de profondeur requiert des cavités de taille réduite, de diamètre au plus décamétrique [Hoek, 2000]. La longueur d'onde d'excitation est alors supérieure au volume élémentaire représentatif du karst.

6.4.1 Présentation des coefficients poroélastiques

Définition d'un milieu poroélastique

La poroélasticité décrit le comportement mécanique des milieux poreux. Ces milieux sont composés de deux phases, le squelette rocheux et les pores remplis de vide ou de fluide, et donc de rigidité différente.

Le milieu a donc un comportement hybride, fonction des modules élastiques des grains K_r et du fluide K_f . La porosité, ϕ , rapport du volume de pores $V_p = V_f$ sur le volume total V est un paramètre essentiel, caractérisant le « mélange ».

La présence de fluides dans les pores ajoute une dépendance temporelle du comportement du matériau poroélastique. La possibilité de mouvement de fluide enrichit en effet la physique des milieux poreux. Très souvent, on simplifie le problème en se plaçant dans

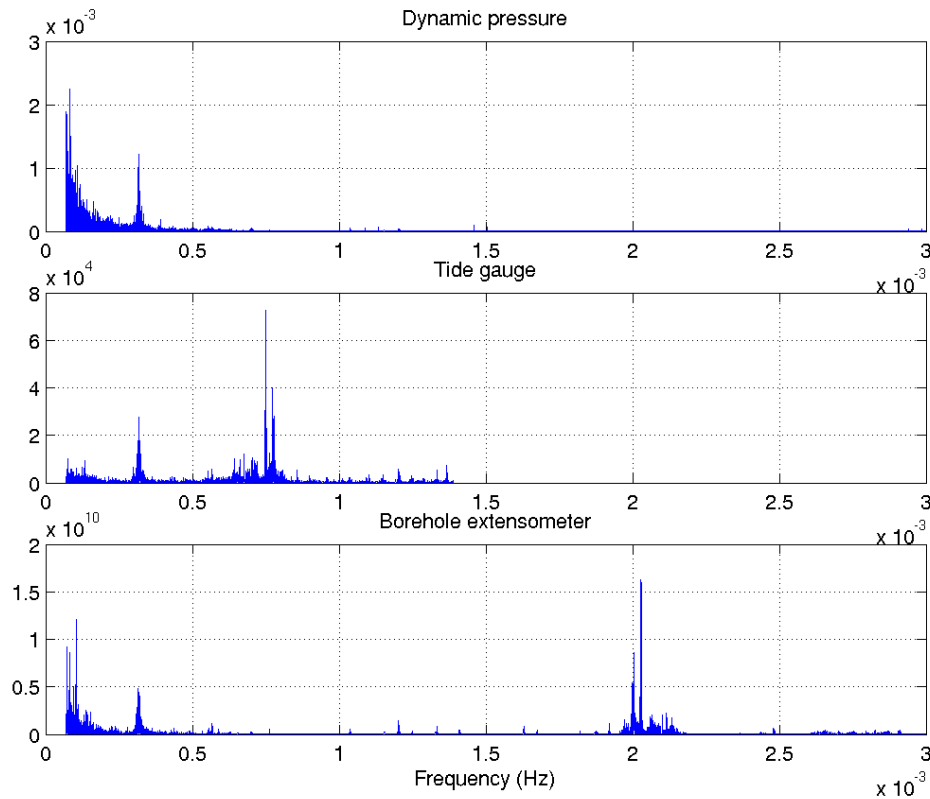


FIG. 6.20 – Fréquences de résonance correspondant aux seiches observées par le capteur de pression dynamique, le marégraphe et l’extensomètre. Notez le repliement de spectre qui touche les données du marégraphe, qui ne peut donc résoudre les seiches de courte période.

deux hypothèses limites : soit les mouvements de fluides ont eu le temps d’homogénéiser la pression, soit les mouvements de fluides ne se sont pas encore produits et des surpressions brusques peuvent survenir. On parle de conditions drainées dans le premier cas, et de conditions non drainées dans le cas inverse.

La description poroélastique classique, telle que développée par Biot [1941] est formulée dans le cadre de la mécanique des milieux continus [Coussy, 1991]. Elle présuppose une échelle intermédiaire entre la taille des pores et les hétérogénéités macroscopiques du milieu. C’est l’échelle du volume élémentaire représentatif, suffisamment grand pour moyenniser les contributions des pores, et dont on peut définir des paramètres effectifs comme la pression, le champ de contraintes,...

Nous savons que dans le karst les cavités peuvent atteindre le mètre. Dans ce cas, le volume représentatif équivalent est donc d’environ 100 m, soit au moins un à deux ordres de grandeur en dessous de la taille de l’aquifère, comme le suggère par exemple la partie 3.5.2. La poroélasticité est donc adaptée à la description de la réponse du karst aux marées.

Paramétrisation de la réponse élastique d’un aquifère

La réponse élastique d’un solide élastique est usuellement caractérisée par deux variables :

- le tenseur des contraintes : σ_{ij}

– le tenseur des déformations : ϵ_{ij}

Dans le cas d'un milieu poroélastique, il convient d'ajouter deux variables décrivant l'évolution de la phase fluide contenue dans les pores :

– la pression du fluide : p

– la variation de teneur en fluide dans les pores : ζ .

À l'équation constitutive d'un milieu élastique homogène

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2G} \left(\sigma_{ij} - \frac{\nu}{1+\nu} \sigma_{kk} \right) \quad (6.15)$$

s'ajoute un terme de couplage poroélastique :

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2G} \left(\sigma_{ij} - \frac{\nu}{1+\nu} \sigma_{kk} \right) + \frac{\mathbf{1}}{3\mathbf{H}} \mathbf{P} \quad (6.16)$$

$1/H$ est le *coefficient d'expansion poroélastique*. Conformément aux relations de symétrie d'Onsager, on retrouve ce coefficient dans l'équation reliant les variables hydrauliques :

$$\zeta = \frac{1}{3H} \sigma_{kk} + \frac{1}{R} p \quad (6.17)$$

La variable $S = 1/R$ est le *coefficient d'emménagement* non contraint du milieu. Elle s'exprime en Pa^{-1} , mais les hydrogéologues comme Giurgea et al. [2004] l'expriment aussi en m^{-1} en la multipliant par la quantité $\rho_f g \sim 10^4 \text{ kg m s}^{-2}$ pour se référer à des fluctuations de niveau d'eau dans les puits. L'emménagement est l'équivalent de la capacité calorifique dans un problème thermodynamique. Alors que les problèmes thermiques sont des problèmes scalaires, la mécanique est tensorielle. Plusieurs coefficients d'emménagement différent peuvent être définis suivant les contraintes mécaniques posées sur la roche poreuse :

- si les parois de la roche ne peuvent se déplacer, on parle de coefficient d'emménagement contraint (« constrained »), noté S_c .
- si une contrainte constante est appliquée sur le milieu, on parle donc de coefficient d'emménagement non contraint (« unconstrained »), noté S_σ .
- si la contrainte n'est imposée que sur une seule direction, alors qu'aucune déformation n'est tolérée dans les directions perpendiculaires, on parle alors de coefficient d'emménagement « uniaxial », noté S_v .

Des deux nouveaux coefficients introduits, on peut dériver d'autres coefficients de signification physique simple :

- le coefficient de *Biot-Willis*

$$\alpha = \frac{K}{H} \quad (6.18)$$

où K est le module de rigidité du solide poroélastique $K = \lambda + \frac{2G}{3}$. α est compris entre 0 (aucun couplage poroélastique) et 1 (couplage poroélastique maximal). Puisque $\alpha = 1 - \frac{K}{K_s}$, il traduit la baisse de rigidité de la matrice solide introduite par les pores.

- le coefficient de *Skempton* qui relie l'incrément de pression à un incrément de la contrainte dans des conditions non drainées.

$$B = \frac{R}{H} \quad (6.19)$$

Ce coefficient fait intervenir les propriétés du fluide, notamment son incompressibilité. $B = \left(1 + \phi \frac{K_f^{-1} - K_s^{-1}}{K^{-1} - K_s^{-1}} \right)^{-1}$

- le coefficient d'incompressibilité du milieu effectif dans des circonstances non drainées.

$$K_u = \frac{K}{1 - \alpha B} \quad (6.20)$$

La compressibilité du solide poroélastique non drainée est supérieure à celle du solide poroélastique drainée à cause de la faible compressibilité du fluide.

- On définit de même le coefficient de Poisson en conditions non drainées :

$$\nu_u = \frac{\nu}{1 - \alpha B} \quad (6.21)$$

Il est intéressant d'inverser l'équation (6.17) :

$$p = -B K_u \varepsilon_{kk} + \frac{B K_u}{\alpha} \zeta \quad (6.22)$$

Cette relation est essentielle pour comparer nos résultats à des déformations, par exemple, les marées terrestres, ou les déformations d'origine sismique.

La dépendance de la pression à la contrainte appliquée est aussi intéressante à calculer :

$$\gamma = \frac{B(1 + \nu_u)}{3(1 - \nu_u)} \quad (6.23)$$

Nous allons réinterpréter les coefficients du tableau 6.11 :

marées terrestres	pression atmosphérique
$B K_u = 17 \pm 1 \text{ GPa}$	$\gamma = 0.3 \pm 0.1$

TAB. 6.14 – Coefficients poroélastiques dérivés de l'étude de la réponse du karst aux marées et aux charges barométriques.

Nous avons vu ici quelques coefficients permettant de quantifier l'altération du comportement *mécanique* de la roche poreuse.

6.4.2 Couplage entre diffusion des fluides et réponse mécanique

Les propriétés de milieux poroélastiques ne sont pas seulement mécaniques. Les fluides remplissant les pores peuvent se mouvoir au sein du milieu poroélastique. Le flux volumique \vec{q} par unité de surface et de temps est relié aux hétérogénéités de pression par la loi de Darcy :

$$\vec{q} = \frac{K}{\eta} \text{grad } P. \quad (6.24)$$

En introduisant cette relation dans l'équation 6.17, on obtient la relation de diffusion suivante :

$$\frac{\partial p}{\partial t} - B \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{K}{\eta S} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{Q}{S}$$

On peut charger le système de deux manières : soit par l'introduction d'une contrainte σ , soit par l'injection de fluide, donnée par le débit volumique Q .

Cette équation décrit le chargement mécanique et la relaxation par diffusion de fluide. Elle induit de multiples phénomènes de couplage, décrits dans l'article de Rice and Cleary [1976] et le livre de Wang [2000]. Le facteur $D = \frac{K}{\eta S}$ est une diffusivité hydraulique, nécessaire à toute exploitation de l'équation 6.25 pour modéliser la relaxation poroélastique. Or,

nous ne connaissons pas la valeur de l'emmagasinement de l'aquifère inférieur, dont nous avons vu le rôle prédominant dans la pression mesurée au paragraphe 5.2.2. Ce facteur étant purement associé à la mécanique poroélastique, il peut être déterminé à l'aide de la réponse aux marées, ce qui est fait dans le paragraphe 6.4.5.

Notons que de multiples conventions existent pour décrire la facilité des écoulements de fluides dans un milieu poreux. Les physiciens évoquent volontiers la perméabilité K en $[m^2]$, qui apparaît dans les équations fondamentales, comme l'équation 6.24. Les hydrogéologues, qui raisonnent en hauteur d'eau plutôt qu'en pression ont tendance à discuter de conductivité hydraulique C en $[m/s]$, liée à la perméabilité par la relation $C = \frac{K}{\rho_f g \eta}$.

De plus, l'équation 6.25 est souvent intégrée sur la hauteur h de l'aquifère. Le facteur $T = \int_z^{z+h} C dz$ est appelé la transmissivité. Si la conductivité de l'aquifère est uniforme, on a tout simplement $T = C \times h$. On obtient alors l'équation :

$$H S \frac{\partial(P - B\sigma_{kk}/3)}{\partial t} - T \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) = \quad (6.25)$$

Notons qu'alors la diffusivité hydraulique est identique quelque soit le choix des unités pris pour la conductivité et le coefficient d'emmagasinement.

6.4.3 Vérification de la pertinence des paramètres obtenus

Les expériences de VSP (*Vertical Seismic Profile*) de l'automne 2002, ont permis à Naville et al. [2004] d'estimer la vitesse des ondes P dans les calcaires recoupés par le forage AIG10 à 5 km/s. Cette valeur est aussi confirmée par la diagraphie DSI (*Dipole Shear Sonic Imager*) de Prioul et al. [2004].

Or, la vitesse sismique est liée au module de rigidité à déplacement transverse nul :

$$\rho V_P = \left. \frac{\partial \sigma_{kk}}{\partial \epsilon_{33}} \right|_{\epsilon_{11}=0, \epsilon_{22}} = \frac{B K_u}{\gamma} \quad (6.26)$$

On en déduit donc la valeur de la masse volumique de la roche poreuse $\rho = 2600 \pm 1000 \text{ kg/m}^3$. La résolution n'est pas très bonne, mais la valeur ainsi obtenue est d'un ordre de grandeur raisonnable.

On peut aller plus loin, en reprenant aussi les valeurs de la vitesse des ondes S , $V_S \sim 2000 \text{ m/s}$. En effet, on peut utiliser la relation $V_P^2/V_S^2 = \frac{2(1-\nu_u)}{1-2\nu_u}$ pour obtenir le coefficient de Poisson non drainé du milieu $\nu_u \sim 0.4$. Cette valeur est considérablement élevée, ce qui tient sans doute du fait que Naville et al. [2004] a extrapolé cette valeur de diagraphie de puits. En réinjectant cette valeur dans l'équation 6.23, on estime $B \sim 0.38$, qui est aussi à prendre avec les mêmes réserves que pour le coefficient de Poisson.

6.4.4 Hypothèse de matrice rocheuse incompressible

Les équations donnant l'expression de $B K_u$ et de γ en fonction des propriétés de la roche se simplifient en :

$$B K_u = \frac{K_f}{\phi} \quad (6.27)$$

$$\gamma = \frac{K_f}{K_f + \phi K_v} \quad (6.28)$$

D'après les tables de [Banton and Bangoy, 1997], le module d'incompressibilité de l'eau vaut $K_f = 2.2 \text{ GPa}$ à 30°C .

L'inversion du système d'équations {6.27,6.28} permet d'obtenir à la fois la porosité et une estimation de la rigidité uniaxiale K_v de la roche :

$$\phi = 0.13 \quad (6.29)$$

$$K_v = 39.7 \text{ GPa} \quad (6.30)$$

On vérifie bien que $K_s \gg K_f$, et donc que notre hypothèse est au moins auto-cohérente. La valeur du module des grains est dans la partie haute des valeurs indiquées par Mavko et al. [1998].

6.4.5 Détermination du paramètre hydraulique manquant : le coefficient d'emmagasinement du karst

Dans ce cadre, Wang [2000] fournit aussi la valeur du coefficient d'emmagasinement spécifique uniaxial.

$$\frac{S_v}{\rho_f g} = \frac{\phi}{K_f} + \frac{1}{K_v} \quad (6.31)$$

Or ce coefficient n'est pas tout à fait celui qui sera utilisé par la suite, où les coefficients non contraints et contraints sont plus adéquats. Or, on peut montrer [Wang, 2000] les inégalités :

$$S_\epsilon \leq S_v \leq S_\sigma \quad (6.32)$$

et aussi la relation $S_\epsilon = (1 - \alpha B) S_\sigma$. Avec l'hypothèse de matrice incompressible, $\alpha = 1$. En reprenant aussi l'ordre de grandeur de B obtenu au paragraphe précédent, on s'aperçoit que l'erreur faite en assimilant tous les coefficients d'emmagasinement est de 40 %. Ce chiffre indique que ne nous pouvons obtenir qu'un ordre de grandeur.

Ce coefficient est le principal paramètre manquant du tableau 5.3 qui récapitulait les informations collectées sur notre système hydraulique avant l'installation des capteurs permanents

Avec ce modèle, on l'estime à $S = 8 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$. Comme la conductivité hydraulique était déjà connue, on obtient aussi la diffusivité hydraulique $D \sim 20 \text{ m}^2/\text{s}$, qui n'est qu'un ordre de grandeur au dessus des valeurs usuelles, même si l'aquifère est un karst.

6.5 L'absence de déphasage vis-à-vis de la marée océanique contraint la géométrie du karst

Les études de la partie 6.1 ont montré que les déphasages observés de la pression vis-à-vis de la charge océanique semi-diurne n'excédaient pas 5 minutes.

Ces déphasages sont classiquement interprétés de deux manières :

- soit par un mauvais couplage avec l'aquifère. Ce phénomène devrait aussi affecter les marées terrestres.
- soit par un effet mécanique de charge océanique sur l'aquifère, qui engendre des phénomènes de conduction hydraulique le long de l'aquifère.

Nous allons dans un premier temps introduire les modèles préexistants d'étude de l'influence des charges océaniques sur les marées enregistrées et expliquer pourquoi nous avons du introduire un modèle spécifique à notre configuration.

6.5.1 Les déphasages ne sont pas dûs à un mauvais couplage avec l'aquifère

Les déphasages vis à vis des marées ont été interprétés par Hsieh et al. [1987] comme étant dûs à une mauvaise connexion avec l'aquifère. Cet effet est particulièrement important dans les puits ouverts, puisque les variations de hauteur d'eau mesurées nécessitent le transit d'un volume conséquent de fluide. En quantifiant ces effets, les auteurs dérivent une méthode de détermination des propriétés hydrauliques de l'aquifère. Bower [1983] en a étendu l'étude au cas des milieux fracturés pour en déduire l'anisotropie hydraulique qu'induisent les fractures.

Comme le suggère l'absence de déphasage, le couplage avec l'aquifère est très bon, pour deux raisons majeures :

- les cavités métriques devraient assurer une bonne connexion hydraulique avec l'aquifère
- nous mesurons une pression et non une hauteur d'eau. Le volume d'eau nécessaire pour faire augmenter la hauteur d'eau d'une valeur correspondante de 10 mbar (=10 cm d'eau) est de $\frac{dP V_b}{K_f} \sim 7.5 \times 10^{-7} \text{ m}^3$ au lieu de $\pi r_b^2 dh \sim 2.3 \times 10^{-3} \text{ m}^3$.

6.5.2 Les modèles préexistants ne tiennent pas compte de manière satisfaisante de notre système hydraulique

On trouve dans [Merritt, 2004] un récapitulatif récent des différentes méthodes pour expliquer l'influence des océans sur les marées enregistrées dans les aquifères côtiers. La figure 6.21 montre les différentes topologies étudiées par les hydrogéologues.

Les marées océaniques peuvent interagir avec les aquifères côtiers de deux manières :

- par diffusion, si l'aquifère est ouvert sur la mer (cas (a) et (c) de la figure 6.21).
- par charge mécanique (cas (b)) sur l'aquifère, qui induit ensuite des gradients de pression, compensés par un phénomène de mise en mouvement des masses d'eau.

L'aquifère karstique supporte une surpression relativement importante de plus de 8 bars. Cela est un signe que le débouché éventuel de l'aquifère vers la mer est éloigné du forage.

Un autre résumé des différentes modélisations analytiques des effets des charges océaniques est fourni par Li and Jiao [2003]. La plupart des papiers qu'ils citent considère des aquifères non confinés ou partiellement confinés et imputent la réponse observée à des effets de diffusion depuis la surface. Ils mentionnent toutefois deux articles qui complètent partiellement les résultats de van der Kamp [1972]. Ils concernent des charges linéaires induites par des rivières dont le niveau augmente près des estuaires et ne correspondent pas à notre problématique.

Le modèle le plus adapté reste donc celui de van der Kamp [1972].

Le modèle de Van Der Kamp est trop simpliste

van der Kamp [1972] a modélisé la réponse aux marées océaniques d'un aquifère confiné s'étendant sous la mer. C'est un modèle unidimensionnel où les équations de diffusion valent :

- pour la partie sous la mer ($x < 0$) :

$$S \frac{\partial P}{\partial t} = T \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \quad (6.33)$$

- pour la partie à terre ($x > 0$) :

$$S \frac{\partial P - Bh_0 \sin \omega t}{\partial t} = T \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \quad (6.34)$$

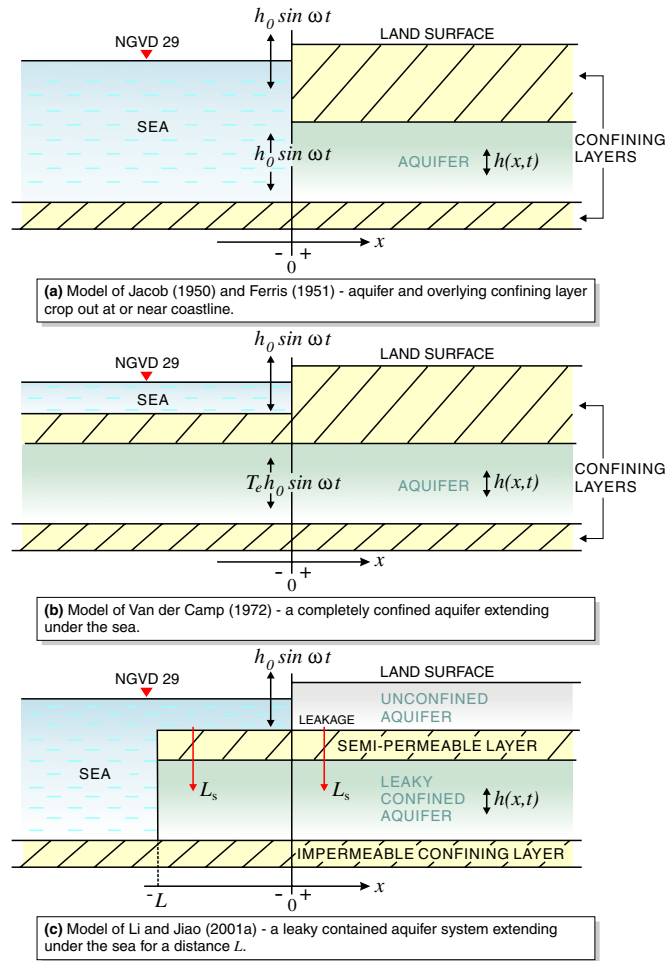


Figure 28. Sea-aquifer models for which solutions for head ($h(x,t)$) as a function of distance inland (x) have been derived.

FIG. 6.21 – Les trois principaux types de modèles d'influence de la marée océanique sur un aquifère côtier. Extrait de [Merritt, 2004].

Les termes S et T correspondent au coefficient d'emménagement spécifique et à la conductivité hydraulique intégrés sur l'épaisseur de l'aquifère.

En imposant la continuité de la pression et de sa dérivée en $x = 0$, il obtient les expressions :

– pour la partie sous la mer ($x < 0$) :

$$P(x,t) = Bh_0 \sin \omega t + \frac{Bh_0}{2} e^{+x\sqrt{\frac{\omega S}{2T}}} \sin \left(\omega t + x\sqrt{\frac{\omega S}{2T}} + \pi \right) \quad (6.35)$$

– pour la partie à terre ($x > 0$) :

$$P(x, t) = \frac{Bh_0}{2} e^{-x\sqrt{\frac{\omega S}{2T}}} \sin\left(\omega t - x\sqrt{\frac{\omega S}{2T}}\right) \quad (6.36)$$

L'analyse des marées océaniques a démontré qu'il y avait un retard Δt inférieur à 5 minutes pour les marées océaniques de période τ d'une demi-journée. Comme nous sommes en $x = 500$ m, cela donne une valeur minimale de la diffusivité : $D = \frac{x^2\tau}{4\pi\Delta t^2} \sim 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Cette valeur est extrêmement élevée et peu réaliste. Elle correspondrait en effet à un coefficient d'emmagasinement spécifique de 10^9 m^{-1} , à comparer avec la valeur de $8.4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$ obtenue dans le chapitre 6.4.

Les équations 6.35 et 6.36 ont le défaut d'approximer le profil de chargement par une fonction de Heaviside. Cette hypothèse est sans doute correcte lorsqu'on étudie des aquifères peu profonds éloignés de la mer. Cependant, dans notre cas, elle introduit des discontinuités qui expliquent les résultats aberrants du modèle de van der Kamp.

6.5.3 Prise en compte d'une fonction de charge réaliste : la charge de Boussinesq

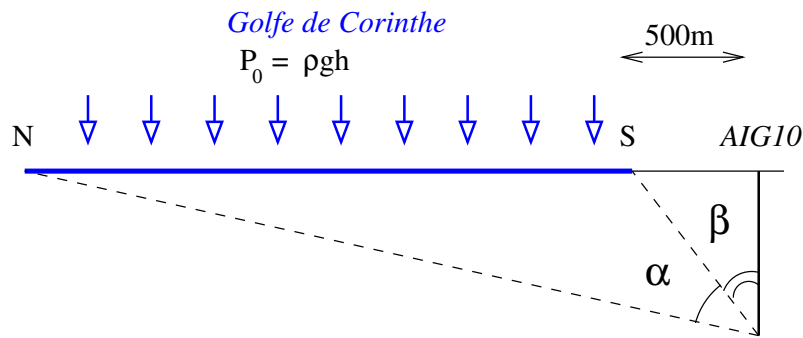


FIG. 6.22 – Notations utilisées dans l'équation 6.37

Nous pouvons estimer le profil de chargement par l'équation de Boussinesq, décrit dans les livres de mécanique des sols, comme [Craig, 1987]. Elle s'écrit avec les conventions de la figure 6.22 :

$$\sigma_{xx} = \frac{P_0}{\pi} (\alpha + \sin \alpha \times \cos(\alpha + 2\beta)) \quad (6.37)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{P_0}{\pi} (\alpha - \sin \alpha \times \cos(\alpha + 2\beta)) \quad (6.38)$$

La figure 6.23 présente la variation du ratio $\frac{\sigma_{xx} + \sigma_{zz}}{2P_0}$ avec la distance au bord de mer. Même si le forage est à l'intérieur des terres, il y a un effet direct de chargement que l'on ne peut ignorer.

Pour expliquer le déphasage de l'aquifère, il nous faut prendre l'équation 6.39 dans toute sa complexité,

$$\frac{\partial p}{\partial t} - B \frac{\partial \sigma}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}$$

avec un profil de chargement σ proche de la courbe 6.23. Celle-ci n'est en effet qu'une approximation : l'hétérogénéité des côtes et de la bathymétrie a été complètement ignorée. Mais déjà son expression exclut tout traitement analytique complet.

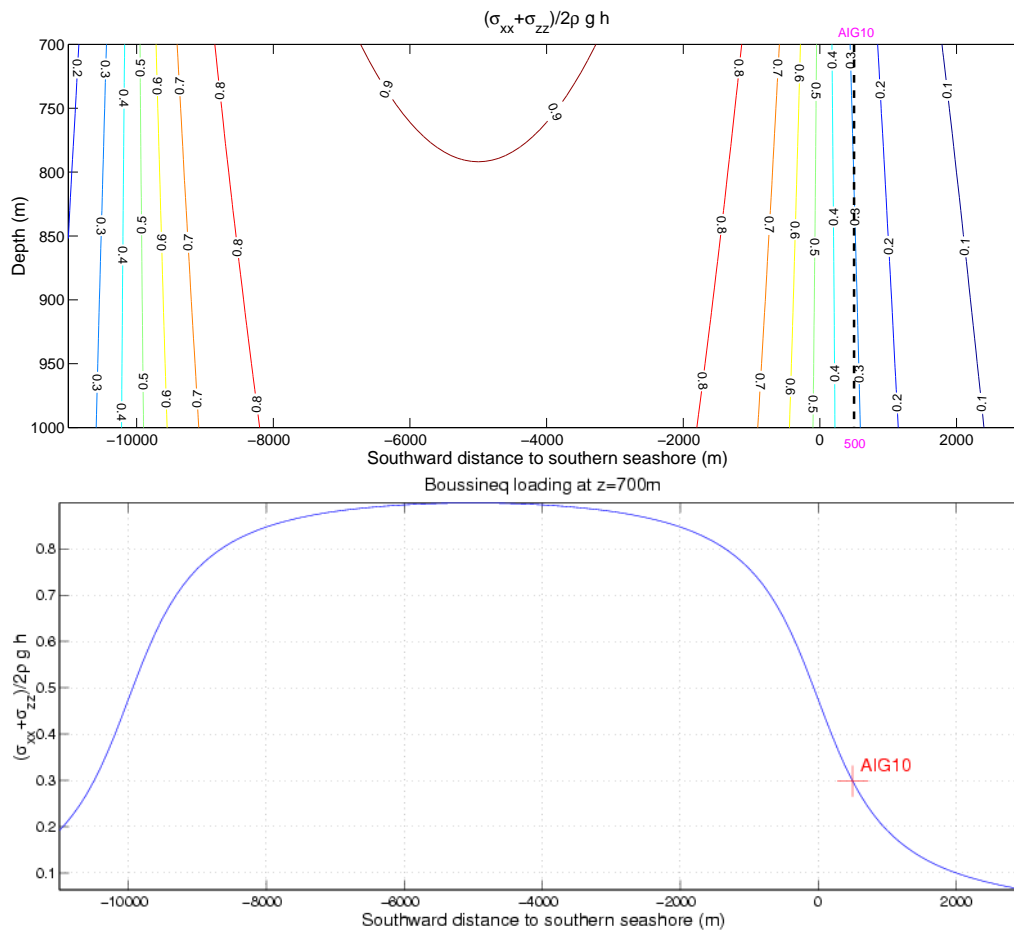


FIG. 6.23 – Profil de chargement obtenu par l'équation de Boussinesq. Le forage est situé à 500 m des côtes. Aux profondeurs de l'aquifère karstique, les gradients de pression induits par la charge océanique sont surtout orientés nord-sud (graphe du haut). Un profil de chargement, calculé à 700 m de profondeur, est montré dans le graphe inférieur.

Nous allons en effet nous contenter ici de définir les conditions pour que le déphasage enregistré soit nul. Identifions d'abord les trois ordres de grandeur des longueurs introduites par la figure 6.23 et l'équation 6.39 :

- L : l'extension nord-sud de l'aquifère,
- $\delta = \sqrt{\frac{2D}{\omega}}$: la longueur de peau ou longueur caractéristique de diffusion. Pour les pulsations semi-diurnes, elle vaut $\delta \sim 600$ m avec les paramètres de la section 6.4,
- $\lambda \sim 1000$ m : la longueur d'onde caractérisant le profil de chargement.

Nous allons négliger toute connexion avec la mer et imposer des conditions de flux nul aux limites de l'aquifère posées arbitrairement à $-\frac{L}{2}$ et $\frac{L}{2}$.

Développement limité de la fonction de chargement

Nous allons prendre terme à terme le développement en série de Taylor du profil de chargement de la figure 6.23.

Terme d'ordre 0 constant La solution à ce terme de chargement est bien sûr un terme uniforme, sans déphasage.

Terme d'ordre 1 linéaire Si on injecte le terme $\sigma = kx$ dans l'équation 6.39, sa solution a une expression a priori compliquée

$$P(x) = B k x + \frac{1-i}{2(1+e^{(1+i)\frac{L}{\delta}})} \left(e^{(1+i)\frac{L/2+x}{\delta}} - e^{(1+i)\frac{L/2-x}{\delta}} \right) B k \delta \quad (6.39)$$

que l'on peut en fait décomposer en :

- la solution générale $B k x$, qui ne subit aucun déphasage
- un terme de diffusion, qui n'est influent qu'aux bords de l'aquifère via le terme en $\frac{L/2 \pm x}{\delta}$. En effet, loin des bords, les deux termes dans la parenthèse du numérateur sont proches et se compensent. Ce déphasage accommode le gradient de pression constant de la fonction de charge et le gradient de pression nul qu'impose la condition d'absence de flux aux frontières de l'aquifère.

On en déduit que cette composante ne subit aucun déphasage si le forage se trouve loin des bords de l'aquifère, à $\delta \sim 600$ m près.

Terme d'ordre 2 quadratique La réponse avec une charge $\sigma = c, x^2$ est encore plus complexe :

$$P(x) = B c (x^2 - i \delta^2) - \frac{B c L \delta}{(1+i) \left(e^{(1+i)\frac{L}{\delta}} - 1 \right)} \left(e^{\frac{(1+i)(\frac{L}{2}-x)}{\delta}} + e^{\frac{(1+i)(\frac{L}{2}+x)}{\delta}} \right) \quad (6.40)$$

Ici, même la solution générale $B c(x^2 - i \delta^2)$ subit un déphasage. Cela est dû au fait que le Laplacien de la charge n'est plus nul.

Terme d'ordre 3 cubique La réponse avec une charge $\sigma = c x^3$ est encore plus compliquée :

$$P(x) = B c x (x^2 - 3 i \delta^2) + \frac{3 B c (1+i) \delta (i L^2 + 4 \delta^2)}{8 (e^{(1+i)\frac{L}{2}} + 1)}, \left(e^{\frac{(1+i)(\frac{L}{2}+x)}{\delta}} - e^{\frac{(1+i)(\frac{L}{2}-x)}{\delta}} \right) \quad (6.41)$$

On retrouve une solution générale $B c x (x^2 - 3 i \delta^2)$ déphasée. Cela est dû au fait que le Laplacien de la charge n'est plus nul.

Termes supérieurs Pour les mêmes raisons que précédemment, ils sont déphasés. Le mouvement de fluide qu'induisent les hétérogénéités de pression provoquées par le chargement de la figure 6.23 est régi par une équation de diffusion, ce qui devrait favoriser les déphasages.

Quelles sont les conditions pour l'obtention d'un déphasage nul? L'analyse précédente montre que le déphasage négligeable de la marée observée par le capteur de pression relativement aux marées océaniques implique la réalisation de l'une de ces deux conditions :

- notre aquifère est suffisamment petit pour que le profil de la figure 6.23 ne soit pas développé au delà du terme quadratique, soit $L < 2$ km. Dans ce cas, il doit être cependant de dimension suffisamment large pour que les termes de bords ne soient pas prépondérants ($L > 1$ km)
- notre aquifère est extrêmement petit de sorte que la surcharge océanique est uniforme.

Étant donnée l'extension verticale de l'aquifère déterminée dans le chapitre 3, la première hypothèse est plus probable.

La méthode des développements limités peut s'étendre facilement pour un profil de charge plus réaliste, qui prendrait en compte la bathymétrie. Cependant, on a vite besoin d'un nombre important de termes. Par exemple, pour modéliser la figure 6.23 sur une distance de 5 km de part et d'autre du trou, un développement à l'ordre 16 est nécessaire.

Solution exacte pour un Golfe infini

Solution analytique Nous allons supposer le Golfe infini. La solution de Boussinesq se réduit alors à α/π . En se plaçant à une profondeur $z = z_0$, cela nous donne le profil de chargement :

$$\sigma(x) = \frac{1}{\pi} \operatorname{atan} \left(\frac{z_0}{x} \right) \quad (6.42)$$

où x est toujours croissant vers le sud, et vaut 0 sur le littoral.

La solution générale du problème est donnée par la relation :

$$\frac{(1-i) B e^{-(1-i) \frac{x}{\delta}}}{2 \delta} \left(C_1 + \int_{-\infty}^x e^{(1-i) \frac{u}{\delta}} \sigma(u) du \right) - \frac{(1-i) B e^{(1-i) \frac{x}{\delta}}}{2 \delta} \left(C_2 + \int_{-\infty}^x e^{-(1-i) \frac{u}{\delta}} \sigma(u) du \right) \quad (6.43)$$

On peut alors utiliser la puissance du calcul symbolique pour dériver la solution à l'équation. La solution générale s'écrit

$$P(x) = \frac{B}{\pi} \operatorname{atan} \left(\frac{z_0}{x} \right) - \frac{i}{4} B e^{\frac{(1+i)(x-i z_0)}{\delta}} \frac{E_i \left(\frac{-(1+i)(x-i z_0)}{\delta} \right)}{\pi} \quad (6.44)$$

$$- \frac{i}{4} B e^{\frac{-(1+i)(x-i z_0)}{\delta}} \frac{E_i \left(\frac{(1+i)(x-i z_0)}{\delta} \right)}{\pi} \quad (6.45)$$

$$+ \frac{i}{4} B e^{\frac{(1+i)(x+i z_0)}{\delta}} \frac{E_i \left(-\frac{(1+i)(x+i z_0)}{\delta} \right)}{\pi} \quad (6.46)$$

$$+ \frac{i}{4} B e^{\frac{-(1+i)(x+i z_0)}{\delta}} \frac{E_i \left(\frac{(1+i)(x+i z_0)}{\delta} \right)}{\pi} \quad (6.47)$$

On retrouve le terme de chargement accompagné d'un terme déphasant, qui s'exprime à l'aide de l'extension analytique de partie principale la fonction exponentiel intégrale : $E_i(z) = -\int_{-z}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt = \int_{-\infty}^x \frac{e^t}{t} dt$. Cette fonction est bien moins intuitive que les valeurs dérivées lors du développement limité. De plus la fonction définie par défaut par **Mathematica** présente une discontinuité à la traversée de la branche négative de l'axe des réels, ce qui a créé des difficultés lors du calcul des cartes de déphasage de la figure 6.24.

Cartes de déphasage Nous allons présenter une méthode graphique de représentation de la formule ci-dessus. Une carte de déphasage est calculée avec une taille d'aquifère L variable, et une position du puits par rapport au bord nord de l'aquifère $\lambda = (x - x_N)/L$ variable. Elle est représentée dans la figure 6.24. On y retrouve les résultats qualitatifs obtenus lors de l'étude par développement limité. Ainsi, on obtient un déphasage nul pour un petit aquifère (petites ordonnées). Les valeurs extrêmes de λ en 0 et 1 correspondent à des déphasages forts, comme ceux que nous avons prévus près des bords par développements limités. Enfin, on voit que ce chargement fortement hétérogène introduit des déphasages non nuls dans un milieu infini, approximé par un aquifère de grande taille dont on se trouve loin des bords.

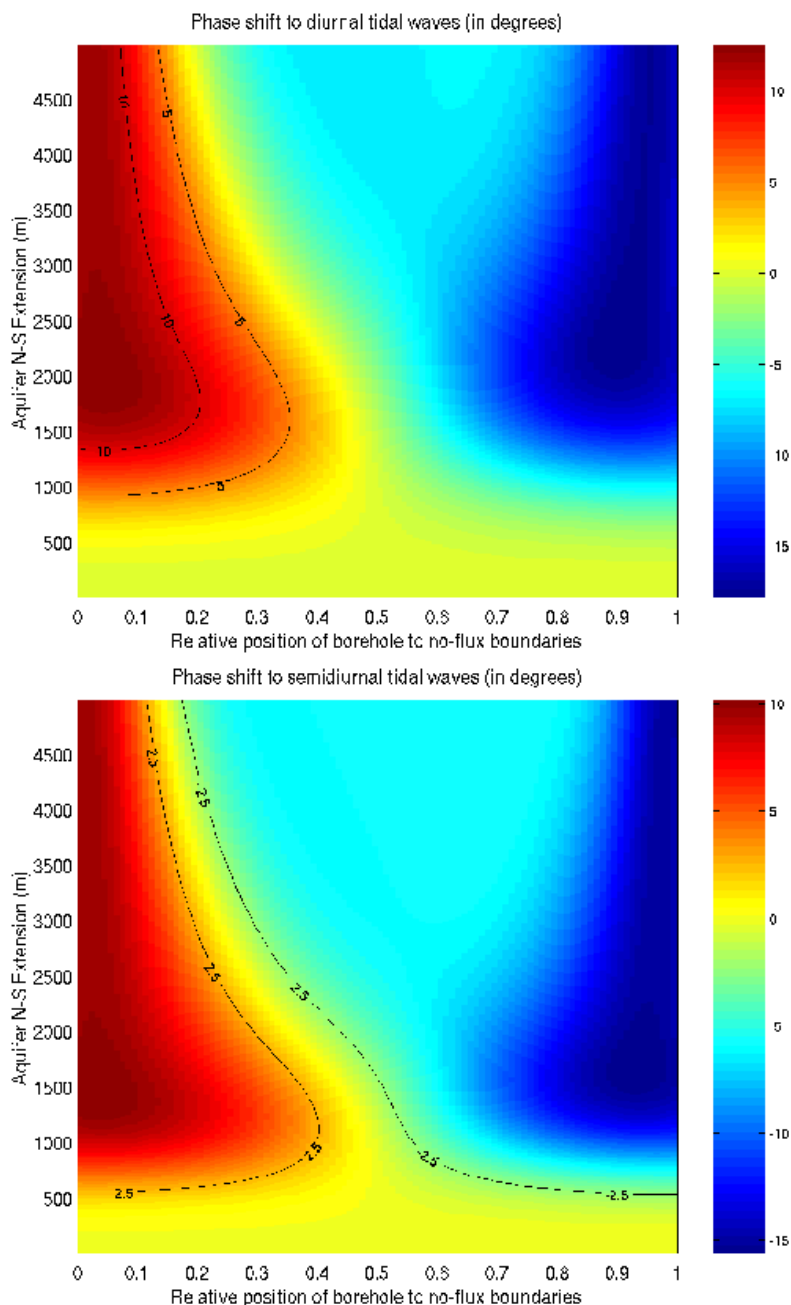


FIG. 6.24 – Carte de déphasage par rapport à la charge océanique pour les marées diurnes et semi-diurnes en fonction de l’extension de l’aquifère inférieure et de la distance du forage à la frontière nord de l’aquifère. La conductivité de l’aquifère a été supposée égale à $1.5 \cdot 10^{-5}$ m/s

La figure 6.24 montre qu’à proximité du bord nord de l’aquifère, les déphasages sont positifs. Ceci explique qualitativement l’avance de phase observée sur les ondes diurnes lors de l’analyse fine de la section 6.1.3. On remarque aussi que la ligne d’iso-phase correspondant à un déphasage nul correspond aussi à des localisations de forage proches de la frontière nord de l’aquifère inférieur. Ces informations laissent supposer que la faille d’Aigion constitue effectivement la frontière nord de l’aquifère, et a une impédance hydraulique

forte.

Détermination de la perméabilité du karst

Ces déphasages constituent pour l'instant les seules informations pouvant renseigner sur la valeur réelle de la conductivité hydraulique du karst.

- pour les ondes semi-diurnes, les meilleures corrections de marées étaient obtenues avec un décalage en temps compris entre -10 minutes et 15 minutes. Cela fait donc un déphasage de valeur absolue maximale $15/(12 * 60) * 360 = 7.5^\circ$.
- pour les ondes diurnes, la décomposition de la section 6.1 indique un déphasage d'environ 70 ± 30 minutes. Cela fait donc un déphasage maximal de $(70 \pm 30)/(24 * 60) * 360 = 17.5^\circ \pm 7.5^\circ$.

En assignant une longueur nord-sud de l'aquifère correspondant à la distance entre les failles d'Aigion et d'Helike (5000 m), nous obtenons la figure 6.25, calculée à une profondeur de 1000 m.

Ces graphes présentent les amplitudes et les déphasages en degrés de la réponse vis-à-vis des marées. Nous avons fait varier deux paramètres : la diffusivité hydraulique du karst et la distance de la frontière nord au forage. Cette dernière dépend de l'épaisseur H du karst comme $\cotan(\theta) H/2$, où $\theta = 60^\circ$ est l'angle de la faille avec l'horizontale.

Comme on peut s'y attendre, l'amplitude augmente à mesure que la frontière nord de l'aquifère s'approche du Golfe (L grand) et diminue avec la diffusivité hydraulique. Intuitivement, on peut expliquer ce fait par un équilibrage plus efficace des surpressions induites par la marée océanique. Or la majeure partie de l'aquifère s'étend loin du littoral, donc dans une zone de faible chargement. On s'attend donc à voir la réponse de l'aquifère près du forage diminuer avec la diffusivité hydraulique.

Les déphasages offrent des critères supplémentaires. On observe que le déphasage dépend surtout de la perméabilité. À forte perméabilité, les transferts de fluide sont si rapides, que des déphasages importants ne peuvent se développer. À plus faible perméabilité, la profondeur de peau $\delta = \sqrt{\frac{2D}{\omega}}$ est suffisamment faible, pour que les effets de bords soient « oubliés » pour des distances à la frontière imperméable suffisamment grandes.

L'étude des marées a permis la détermination du coefficient $\frac{\partial P_{mes}}{\partial (\rho g h_{oc})} \sim 0.2 - 0.3$. En supposant un coefficient de Skempton de l'ordre de 0.7 , on s'attend à obtenir une réponse d'amplitude $0.3-0.4$. Une réponse de cet ordre de grandeur est compatible avec un aquifère profond de $H \geq \frac{100m}{\cot(\theta)/2} = 345m$ et une diffusivité "faible" comprise entre $10^{1.1} \sim 12 m^2/s$ et $10^{1.6} \sim 40 m^2/s$.

La profondeur minimale de 345 m est en accord avec les résultats obtenus lors de l'étude de la convection dans le karst de la section 3.5.2.

En prenant en compte la valeur du coefficient d'emménagement spécifique $S = 8 \cdot 10^{-7} m^{-1}$ calculée lors du calcul des paramètres poroélastiques du milieu (section 6.4.5), on obtient une valeur de conductivité hydraulique du karst $C = D \times S$ comprise entre $10^{-5} m/s$ et $3 \cdot 10^{-5} m/s$. Ces valeurs sont effectivement supérieures à la valeur minimale $5 \cdot 10^{-6} m/s$ déduite de l'essai de production de septembre 2003 (page 103), mais elles restent modérées. La simplicité des hypothèses utilisées dans cette section invitent à la prudence : l'approximation d'un milieu uniforme est sans doute inadéquate pour modéliser la réponse d'un karst, dont la structure est bien plus complexe. Cette étude nous fournit cependant un ordre de grandeur provisoire $C \sim 1.5 \cdot 10^{-5} m/S$ de la conductivité hydraulique du karst, en attendant des essais hydrauliques complémentaires, en décembre 2005.

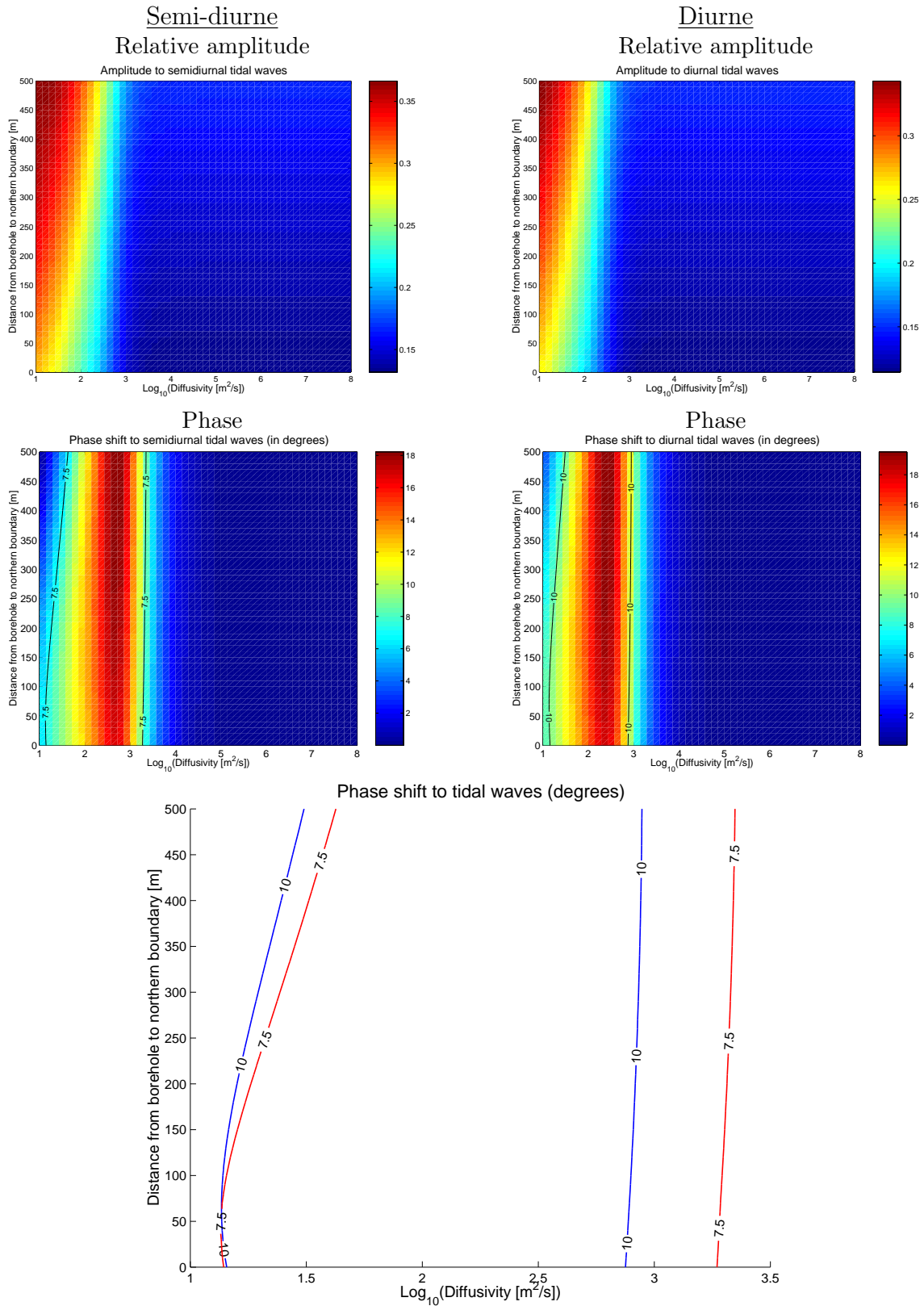


FIG. 6.25 – Réponse de la pression dans le forage vis-à-vis des charges océaniques, calculée dans un modèle unidimensionnel à la profondeur $z_0 = 1000$ m

Chapitre 7

Modélisation des fluctuations long terme

7.1 Variations de pression observées sur le long terme

Le graphe supérieur de la figure 7.1 montre les données des deux capteurs de pression sur l'ensemble de la durée de l'enregistrement. Le capteur de pression statique ainsi que les données d'environnement ne sont plus enregistrés après septembre 2004 suite aux problèmes techniques décrits à la fin du chapitre 4. Les données de pression ont été corrigées des variations de marée et des effets barométriques.

Les deux capteurs montrent tous deux une forte chute de pression dans les premiers mois suivant leur mise en place. Nous interprétons cette chute comme la déstabilisation du système initiée par la mise en contact de deux aquifères autrefois séparés par la faille d'Aigion, rendue étanche par 10 m de radiolarites et de gouge argileuse.

Dès le mois de décembre, la chute de pression décélère. On observe alors des variations saisonnières, plus ou moins marquées selon les capteurs. En effet, celles du capteur dynamique sont difficilement perceptibles, de l'ordre de grandeur des marées océaniques, c'est à dire inférieures à 10 mbar. Celles du capteur de pression statique avoisinent au contraire les 70 mbar.

Ce désaccord peut se comprendre si on revient aux qualités respectives des deux capteurs. Le capteur de pression dynamique est couplé de manière interne à un capteur de température et les influences thermiques sont prises en compte selon la formule 4.1. Le capteur de pression statique est plus grossier. En particulier, les variations de températures ne sont pas compensées.

La figure 7.1 donne aussi une idée des paramètres d'environnement pouvant influencer sur la réponse des capteurs de pression : la température et les tensions d'alimentation. Ces dernières se révèlent remarquablement stables, à l'exception de l'alimentation générale de 48 V, qui subit un pic durant le mois de novembre 2003. Cependant, ce pic n'a aucune incidence sur la réponse des capteurs, ce qui confirme leur insensibilité à ce paramètre.

La température du boîtier électronique varie de 5⁰C durant l'année 2004. Cette forte amplitude s'explique par la faible profondeur du dispositif d'enregistrement et par la conductivité thermique élevée de l'ensemble métallique {tiges+boîtier}. Elle coïncide en temps avec les variations de pression statique. Nous en déduisons que la perturbation que nous observons sur ce capteur est essentiellement due à des effets thermiques. Ceci se vérifie aussi par les variations de pression enregistrées lors des phases de lancement de l'électro-nique lorsque la température dans les boîtiers d'acquisition augmente brusquement.

Nous nous appuyerons donc sur les données de pression dynamique pour analyser les

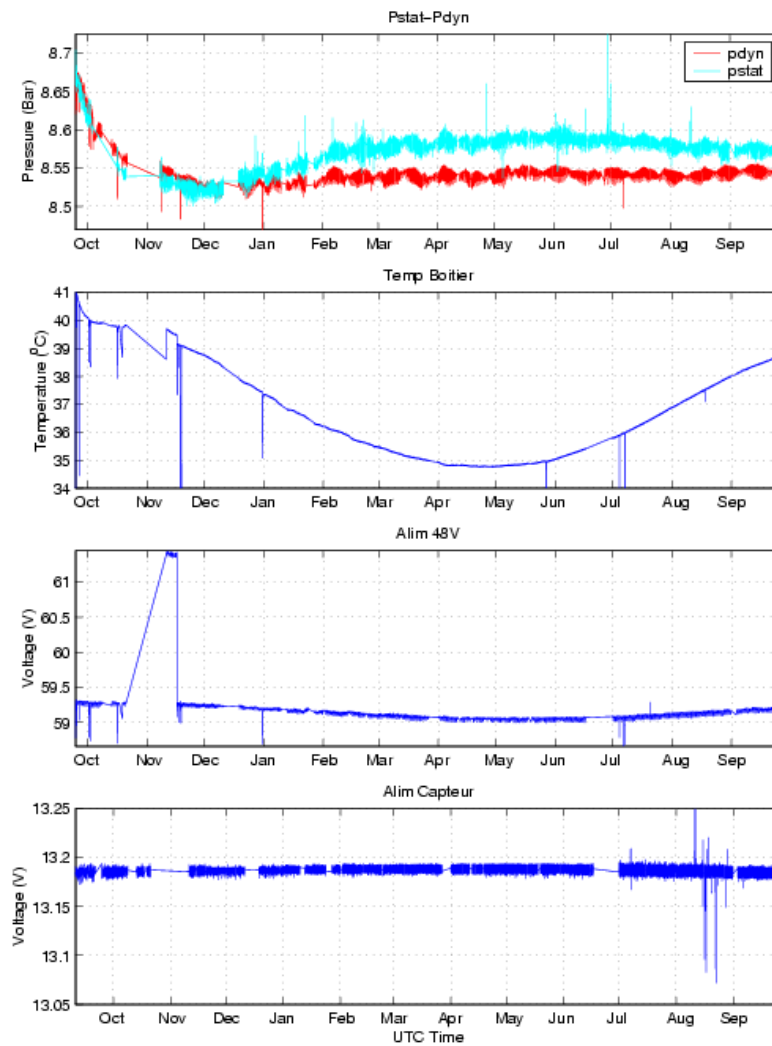


FIG. 7.1 – Comparaison des fluctuations enregistrées sur les capteurs de pression et la variation des paramètres d'environnement du boîtier électronique placé sous l'obturateur.

fluctuations de pression sur le long terme. Nous avons dans ce cas deux phénomènes à expliquer et à quantifier : d'une part la forte chute de pression et d'autre part l'absence de variation saisonnière.

Ce dernier effet peut se modéliser grossièrement à l'aide d'un modèle unidimensionnel de diffusion de la perturbation de pression. Si on suppose que les variations saisonnières induisent des variations de niveau piézométrique de $\Delta P_0 \sin(\omega t)$ à l'entrée de l'aquifère, alors les variations observées à la distance L dans le forage AIG10 valent :

$$\Delta P = \Delta P_0 e^{-\frac{L}{\delta}} \sin\left(\omega t - \frac{L}{\delta}\right) \quad (7.1)$$

où $\delta = \sqrt{\frac{2D}{\omega}}$ est l'épaisseur de peau caractérisant l'efficacité de la diffusion de la pression dans l'aquifère. Elle dépend de la diffusivité hydraulique D de l'aquifère et de la période $T = 2\pi/\omega$ de l'oscillation appliquée à l'entrée de l'aquifère. On en déduit la distance minimale de la distance du forage à la zone d'alimentation de l'aquifère :

$$L_{min} = \sqrt{\frac{2D}{\omega}} \log \frac{P_0}{P_{max}} \quad (7.2)$$

Avec une valeur de $P_{max} = 10$ mbar pour des oscillations semestrielles et une variation métrique du niveau de la nappe, on déduit une valeur de $L_{min} = 21$ km. Ceci confirme les analyses thermiques du chapitre 3 qui prévoyait une alimentation lente.

7.2 Modèles analytiques

7.2.1 Solution analytique pour des aquifères infinis

La première tentative d'interprétation du comportement à long terme du capteur de pression suppose des aquifères de taille infinie. Cela correspond en fait à des aquifères dont la taille est supérieure à la distance caractéristique \sqrt{Dt} , où D est la diffusivité hydraulique décrite dans le paragraphe 6.4.2 et t est le temps caractéristique.

Cette configuration a été intensivement étudiée. Ainsi, Sokol [1963] donne la pression d'un puits intersectant plusieurs aquifères confinés dans le cas d'un régime stationnaire. Une description des écoulements en régime transitoire est réalisée par Papadopulos [1966]. Il donne les résultats pour chaque aquifère mais ne précise pas la pression dans le puits. Hantush [1964] calcule l'évolution de la pression pour un forage en production. Comme nous nous focalisons sur la réponse interne au forage, ce que n'ont pas développé ces auteurs, nous allons reprendre leurs calculs.

Solution analytique dans un cadre général

Nous nous intéressons à un écoulement radial dans chacun des aquifères, supposés homogènes, isotropes et d'extension infinie. Les équations de diffusion de la pression dans l'aquifère i sont alors :

$$\frac{\partial^2 P_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial P_i}{\partial r} = \frac{1}{D_i} \frac{\partial P_i}{\partial t} \quad (7.3)$$

$$P_i(r, 0) = P_i^0 \quad (7.4)$$

$$P_i(\infty, t) = P_i^0 \quad (7.5)$$

Ces deux aquifères communiquent via le forage, de rayon r_b , où les conditions de continuité suivantes sont remplies :

$$P_u(r_b, t) = P_l(r_b, t) \quad (7.6)$$

$$T_u \frac{\partial P_u}{\partial r} + T_l \frac{\partial P_l}{\partial r} = 0 \quad (7.7)$$

Un tel système d'équations se résout à l'aide de la transformée de Laplace. Ceci permet de ramener le système d'équations aux dérivées partielles en un système d'équations ordinaires.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{P}_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{P}_i}{\partial r} &= \frac{1}{D_i} (p \bar{P}_i - P_i^0) \\ \bar{P}_i(r, 0) &= \frac{P_i^0}{p} \\ \bar{P}_i(\infty, t) &= \frac{P_i^0}{p} \\ \bar{P}_u(r_b, t) &= \bar{P}_l(r_b, t) \\ T_u \frac{\partial \bar{P}_u}{\partial r} + T_l \frac{\partial \bar{P}_l}{\partial r} &= 0 \end{aligned}$$

Les symboles surmontés d'une barre désignent les transformées de Laplace. p est le paramètre de la transformée de Laplace :

$$\bar{P}(r, p) = \int_0^\infty e^{-pt} P(r, t) dt \quad (7.8)$$

La solution générale de la première équation de ce système est une combinaison linéaire des fonctions de Bessel du premier ordre K_0 et I_0 . La seconde équation contraint à zéro le facteur multiplicatif de I_0 . Les conditions de continuité permettent de conclure quant aux solutions de ce système :

$$\bar{P}_u(r_b, p) = \frac{P_u^0}{p} + T_l (P_l^0 - P_u^0) q_l \frac{K_1(q_l) K_0(q_u)}{p F(q_u, q_l)} \quad (7.9)$$

$$\bar{P}_l(r_b, p) = \frac{P_l^0}{p} + T_u (P_u^0 - P_l^0) q_u \frac{K_1(q_u) K_0(q_l)}{p F(q_l, q_u)} \quad (7.10)$$

où $q_i = \sqrt{\frac{p}{D_i}} r_b$ et $F(q_u, q_l) = T_u q_u K_0(q_l) K_1(q_u) + T_l q_l K_0(q_u) K_1(q_l)$. Les équations 7.9 et 7.10 peuvent s'exprimer en une seule équation symétrique :

$$\bar{P}_u(r_b, p) = \frac{T_u P_u^0 K_0(q_l) + T_l P_l^0 K_0(q_u)}{T_u p K_0(q_l) + T_l p K_0(q_u)} \quad (7.11)$$

La pression physique se retrouve en prenant la transformée inverse de Laplace :

$$P = \frac{1}{2i\pi} \int_{\zeta-i\infty}^{\zeta+i\infty} e^{pt} \bar{P}_i(r, p) dp \quad (7.12)$$

où ζ est un entier tel que tous les pôles de \bar{P}_i sont situés à gauche de la ligne ($\zeta - i\infty, \zeta + i\infty$) dans le plan complexe. La complexité des formules 7.9 et 7.10 empêche d'intégrer analytiquement l'équation 7.12. Nous allons donc nous placer dans des configurations limites et effectuer des développements limités.

La quantité $\frac{D_i t}{r_b^2}$ dépasse 1000 pour $t > 1$ s pour l'aquifère inférieur, et $t > 7000$ s pour l'aquifère supérieur. Nous sommes intéressés par les variations de la pression enregistrée sur plusieurs semaines. Nous pouvons donc faire une approximation au temps long en supposant p petit, et donc $\|q_i\| \ll 1$.

$$K_0(z) \sim -\ln\left(\frac{cz}{2}\right) \quad (7.13)$$

$$K_1(z) \sim \frac{1}{z} \quad (7.14)$$

où $\ln c = \gamma \sim 0.5772$, la constante d'Euler.

La fonction $F(q_u, q_l)$ se simplifie alors :

$$F(q_u, q_l) \sim -(T_u + T_l) \ln\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D}} r_b\right) \sim (T_u + T_l) K_0\left(\sqrt{\frac{p}{D}} r_b\right) \quad (7.15)$$

$$q_l K_u(q_l) K_0(q_u) \sim -\ln\left(\frac{c}{2} q_u\right) \sim K_0\left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right) \quad (7.16)$$

où $D = \left(D_u^{T_l} D_l^{T_u}\right)^{\frac{1}{T_u + T_l}}$ est une diffusivité effective correspondant à la moyenne géométrique des diffusivités pondérées par les transmissivités. Notons qu'avec les valeurs de diffusivité calculées dans les parties précédentes : $D_u \sim D \ll D_l$.

Les transformées de Laplace simplifiées sont :

$$\bar{P}_u(r, p) = \frac{P_u^0}{p} + \frac{T_l}{T_u + T_l} (P_l^0 - P_u^0) \frac{K_0(q_u)}{p K_0(q)} \quad (7.17)$$

$$\bar{P}_l(r, p) = \frac{P_l^0}{p} + \frac{T_u}{T_u + T_l} (P_u^0 - P_l^0) \frac{K_0(q_l)}{p K_0(q)} \quad (7.18)$$

Or le terme en fonction de Bessel est similaire à celui obtenu par [Carslaw and Jaeger, 1959] (chapitre 13.5) dans le cadre de la réponse autour d'un forage ayant une température constante à ses parois. Par analogie, il est alors possible de trouver sa transformée de Laplace inverse :

$$\mathcal{L}^{-1}\left(\frac{K_0(k_1 \sqrt{p})}{p K_0(k_2 \sqrt{p})}\right) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty e^{-x^2 t} \frac{J_0(k_1 x) Y_0(k_2 x) - J_0(k_2 x) Y_0(k_1 x)}{J_0^2(k_2 x) + Y_0^2(k_2 x)} \frac{dx}{x} \quad (7.19)$$

et d'en déduire la formule donnant la pression dans le forage, en deux expressions équivalentes.

$$\bar{P}_u(r_b, p) = P_u^0 + \frac{T_l}{T_u + T_l} (P_l^0 - P_u^0) \quad (7.20)$$

$$\left(1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty e^{-x^2 t} \frac{J_0\left(\frac{r_b}{\sqrt{D_u}} x\right) Y_0\left(\frac{r_b}{\sqrt{D}} x\right) - J_0\left(\frac{r_b}{\sqrt{D}} x\right) Y_0\left(\frac{r_b}{\sqrt{D_u}} x\right)}{J_0^2\left(\frac{r_b}{\sqrt{D}} x\right) + Y_0^2\left(\frac{r_b}{\sqrt{D}} x\right)} \frac{dx}{x}\right)$$

$$\bar{P}_l(r_b, p) = P_l^0 + \frac{T_u}{T_l + T_u} (P_u^0 - P_l^0) \quad (7.21)$$

$$\left(1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty e^{-x^2 t} \frac{J_0\left(\frac{r_b}{\sqrt{D_l}} x\right) Y_0\left(\frac{r_b}{\sqrt{D}} x\right) - J_0\left(\frac{r_b}{\sqrt{D}} x\right) Y_0\left(\frac{r_b}{\sqrt{D_l}} x\right)}{J_0^2\left(\frac{r_b}{\sqrt{D}} x\right) + Y_0^2\left(\frac{r_b}{\sqrt{D}} x\right)} \frac{dx}{x}\right)$$

Cette formulation s'avère extrêmement lourde, mais peut être menée à bien par des logiciels de calcul symbolique comme **Mathematica**. Avant de calculer numériquement l'équation 7.20, nous allons regarder d'abord le comportement de la quantité 7.19, qui sera réutilisée ultérieurement.

Comportement de l'expression (7.19)

La quantité 7.19 a été obtenue par Carslaw and Jaeger [1959] pour calculer l'évolution de la température à une distance r d'un forage de rayon a dont la paroi est maintenue à température constante. Le système étant initialement à température nulle, on s'attend à ce que la température augmente avec le temps, de 0 jusqu'à la température imposée. La transformée inverse de $\frac{K_0(\sqrt{\frac{p}{D}} r)}{p K_0(\sqrt{\frac{p}{D}} a)}$ est donc croissante, avec $r > a$. Par analogie, on s'attend donc à ce que la quantité 7.19 croisse avec le temps si $k_1 > k_2$. C'est le cas de l'équation 7.20. Sans calcul, on peut donc prédire que la température va croître de P_u^0 à $\frac{T_u P_u^0 + T_l P_l^0}{T_u + T_l}$.

Dans un cadre général, il est utile de regarder la dérivée de la formule 7.19, qui vaut :

$$-\frac{2}{\pi} \int_0^\infty e^{-x^2 t} x \frac{J_0(k_1 x) Y_0(k_2 x) - J_0(k_2 x) Y_0(k_1 x)}{J_0^2(k_2 x) + Y_0^2(k_2 x)} dx \quad (7.22)$$

Mais qu'en est-il avec les autres configurations ?

Une configuration évidente est celle où $k_1 = k_2$. Dans ce cas, un aperçu de l'équation 7.19 montre que le numérateur de l'intégrande est nul. Il n'y a alors aucune dépendance du temps ! Cela est logique dans les deux applications de la figure 7.19. Dans l'exemple de Carslaw, cela correspond à $r = a$, le forage étant par définition à température imposée, la température des parois du forage n'évolue pas. Dans le cas des deux aquifères en contact, cela peut paraître plus surprenant au premier abord. En fait, $k_1 = k_2$ correspond à une configuration parfaitement symétrique vis à vis des deux aquifères, sauf en terme de pression initiale. L'évolution attendue est donc parfaitement symétrique, avec un rabattement positif pour l'aquifère ayant la plus faible pression initiale, et un rabattement négatif pour l'autre aquifère. La pression dans le forage reste à la pression moyenne. On retrouve donc la pression uniforme prédite.

Pour se donner une idée de son comportement, on peut tracer une carte de la formule 7.22 pour différentes valeurs de k_1 et k_2 , à temps t fixé. Les cartes données à $t = 10^3$ s (~ 20 minutes), $t = 10^4$ s (~ 1 jour) et $t = 10^7$ s (~ 3 mois) sont reportées dans la figure 7.2.

On retrouve certains comportements prévus. Par exemple, la nullité pour $k_1 = k_2$, ainsi que la valeur positive de la dérivée pour une valeur $k_1 > k_2$, où k_1 et k_2 ont des valeurs modérées. Avec des valeurs plus élevées de k_1 ou de k_2 , le signe de la dérivée peut varier fortement. Ce peut être dû soit à des problèmes numériques, soit à la présence de zéros dans les fonctions. N'ayant pas l'intention d'étudier cette expression en détail, nous nous contenterons de regarder cette région avec méfiance. Il est à noter qu'elle est repoussée vers des valeurs de k_1 et k_2 plus élevées avec le temps.

Le comportement des amplitudes se comprend bien aussi. L'amplitude de la dérivée tend à diminuer avec k_1 . En effet, les fonctions de Bessel sont des fonctions oscillantes dont l'amplitude décroît avec l'argument. Avec un k_1 plus fort, le numérateur de l'intégrande voit son amplitude décroître rapidement. Inversement, l'amplitude de la dérivée croît avec k_2 . Cela est dû au fait que le numérateur qui emploie le carré des fonctions de Bessel décroît bien plus rapidement avec k_2 que le numérateur. Enfin, la dérivée se rapproche de zéro avec le temps, ce qui est attendu pour un régime transitoire.

Application à AIG10

Application numérique de la formule analytique précédente La figure 7.3 donne l'évolution de la pression avec les paramètres listés dans le tableau 7.1. Il est satisfaisant de remarquer que la monotonie de cette courbe est conforme à la prédiction du paragraphe précédent.

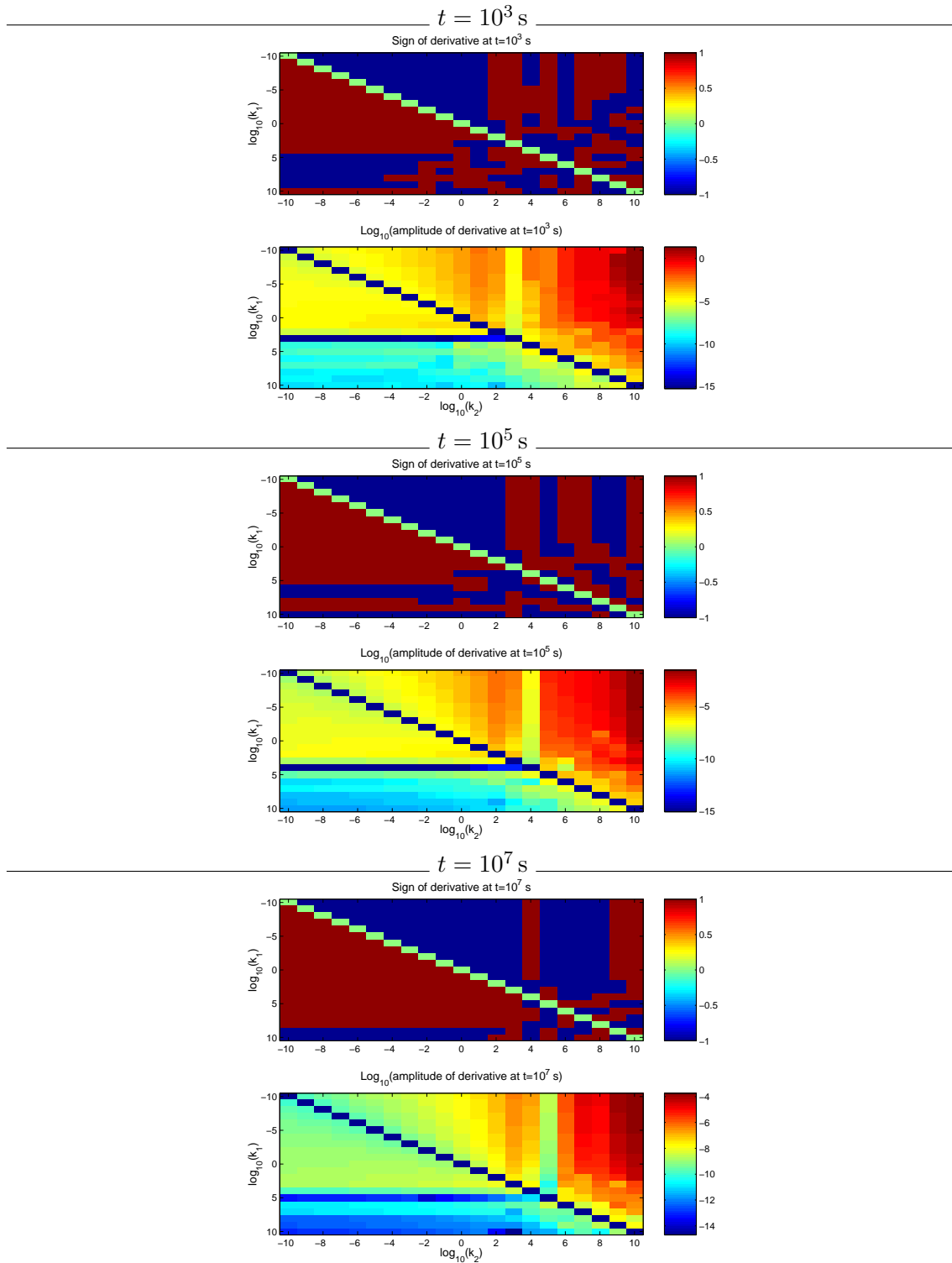


FIG. 7.2 – Cartes du signe et de l'amplitude de la dérivée (en échelle logarithmique) de l'expression 7.19, pour différentes échelles de temps.

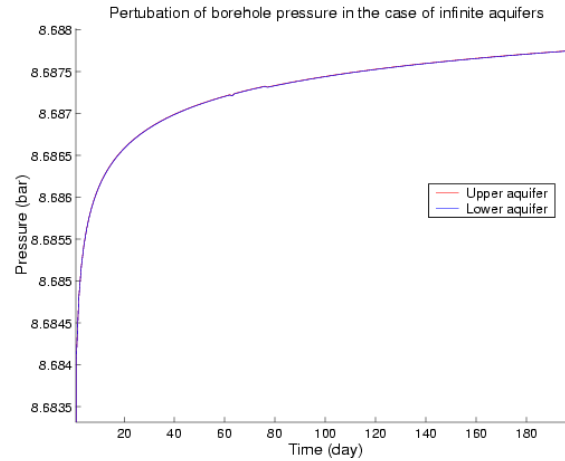


FIG. 7.3 – Évolution de la pression dans le forage dans le cas de milieux infinis, obtenue à l’aide des formules 7.17 et 7.19. Le calcul a été réalisé avec les paramètres de l’aquifère supérieur puis inférieur afin de tester la fiabilité du calcul réalisé par *Mathematica*, malgré la présence de paramètres très différents. De manière satisfaisante, les deux courbes se recouvrent bien.

Paramètre	Aquifère supérieur	Aquifère inférieur
Pression initiale	5 bar	8.7 bar
Conductivité	10^{-7} m/s	$1.5 \cdot 10^{-5}$ m/s
Emmagasinement	10^{-3} m ⁻¹	$8.4 \cdot 10^{-7}$ m ⁻¹
Hauteur	60m	230m

TAB. 7.1 – Paramètres des aquifères utilisés dans les méthodes analytiques et les modèles numériques de ce chapitre.

La pression observée est très proche de la pression calculée en régime stationnaire $\frac{T_u P_u^0 + T_l P_l^0}{T_u + T_l} \sim 8.69$ bar. La courbe obtenue a une pente positive. Ceci peut être interprété en remarquant que la pression obtenue est celle de l’aquifère inférieur, comme l’indique la valeur de la pression, ainsi que l’analyse du paragraphe 5.2.2. Deux phénomènes tendent à faire évoluer la pression en sens inverse :

- le premier est la formation d’une *rabattement* autour du forage. Au cours du temps, la dépression se creuse et s’étend. On s’attend à ce que la pression diminue, comme lors des essais hydrauliques classiques.
- le second phénomène est l’*atténuation du débit au cours du temps*, due à la difficulté d’avancée du front de diffusion dans l’aquifère supérieur, qui croît avec le temps. En effet, il faut un temps 4 fois plus long pour atteindre un rayon de perturbation seulement 2 fois plus important. Le débit diminue aussi avec le temps, ce qui tend à faire diminuer la valeur du rabattement.

La forme de la courbe indique que c’est le deuxième effet qui prédomine. Il est à noter qu’un modèle grossier, fondé sur des cas limites permet de retrouver une telle courbe.

Cas limite simple On aurait aussi pu approximer les équations dans un régime limite où le transfert de fluide entre les deux aquifères est essentiellement limité par l’aquifère

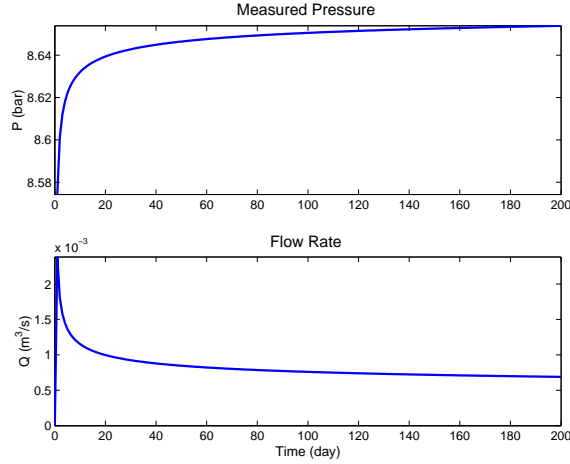


FIG. 7.4 – Pression dans le forage et débit le traversant obtenu en supposant le débit contrôlé par l’aquifère supérieur et la pression contrôlée par l’aquifère inférieur.

supérieur. Comme l’écoulement est lent, on peut réemployer l’équation de Dupuit :

$$Q = \frac{2\pi H_u T_u (P - P_{0u})}{\rho g \log_{10} \frac{2}{1.788 \sqrt{D_u t}}} \quad (7.23)$$

tandis que la pression est contrôlée par l’aquifère inférieur. L’aquifère étant soumis à un pompage de la part de l’aquifère supérieur, on peut appliquer la loi de Theis :

$$P = P - \frac{\rho g Q}{4\pi T_l H_l} W\left(\frac{r_b^2}{4D_l t}\right) \quad (7.24)$$

où $W(u) = \int_u^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt$ est la fonction exponentielle intégrale, couramment employée en hydrogéologie. L’expression 7.23 est simplifiée car nous avons négligé toute convolution dans l’effet de la pression : la réponse du forage est instantanée et ne dépend pas du couplage effectué.

La figure 7.4 donne pourtant un profil de pression très similaire. L’ordre de grandeur obtenu dépend beaucoup de la valeur prise pour le rayon d’influence, ce qui explique l’écart dans la valeur du rabattement, et peut-être les valeurs de débits relativement élevées. Cependant, ce modèle simple confirme notre interprétation de l’équation 7.17, au sens physique limité.

La nécessité de prise en compte de la taille des aquifères

Le profil théorique obtenu est très différent du profil expérimental, tant par le signe de l’évolution que par l’ampleur de la perturbation observée. La raison majeure de cette contradiction réside dans l’hypothèse de milieux infinis. En effet, l’ordre de grandeur de la région affectée par l’écoulement dans le forage au bout de 200 jours vaut environ 18 km pour l’aquifère inférieur. Une telle valeur est en contradiction avec l’imperméabilité constatée sur les failles d’Aigion et d’Helike. Il est donc nécessaire de prendre en compte la taille finie des aquifères.

7.2.2 Aquifères finis de géométrie axisymétrique

Transformée de Laplace dans le cas général

L'analyse des aquifères finis se révèle beaucoup plus fastidieuse. Conjointement, nous n'avons pas trouvé de trace d'étude analytique de ce problème.

Nous allons rester en géométrie axisymétrique, de sorte que la configuration autour du forage peut se décrire à l'aide d'une seule variable d'espace : la distance radiale à son axe. Le problème est alors soluble analytiquement. Il est similaire à celui de l'équation précédente, en posant toutefois des conditions aux bords différentes. Au lieu de l'équation 7.8, on impose sur le bord $r = r_l$ ou $r = r_u$ la condition :

$$\left. \frac{\partial P}{\partial r} \right|_{r=r_i} = 0 \quad (7.25)$$

On se place à nouveau dans l'espace des transformées de Laplace dans le cas des régimes linéaires. La transformée de la place est alors de la forme

$$\bar{P}_i(p, r) = A_i I_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_i}} r \right) + B_i K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_i}} r \right) \quad (7.26)$$

L'insertion de cette formule dans les conditions aux bords des aquifères (équation 7.25) et sur la paroi du forage (équation 7.7), permet le calcul de l'expression de la transformée de Laplace de la pression pour $r = r_b$:

$$P = \frac{N}{D} \quad (7.27)$$

où le numérateur N et le dénominateur D valent :

$$\begin{aligned} N = & T_l P_l^0 \sqrt{D_u} I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\ & + T_u P_u^0 \sqrt{D_l} I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\ & - T_l P_l^0 \sqrt{D_u} K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\ & + T_u P_u^0 \sqrt{D_l} K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) I_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\ & - T_u P_u^0 \sqrt{D_l} I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\ & + T_l P_l^0 \sqrt{D_u} I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) I_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\ & - T_l P_l^0 \sqrt{D_u} K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) I_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\ & - T_u P_u^0 \sqrt{D_l} K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) I_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \end{aligned}$$

Point	$K_0(z)$	$K_1(z)$	$I_0(z)$	$I_1(z)$
$z \rightarrow 0$	$-\ln \frac{cz}{2}$	$\frac{1}{z}$	$1 + 0 + o(z^2)$	$0 + \frac{z}{2} + o(z^2)$
$z \rightarrow +\infty$	$\sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-z} \rightarrow 0$	$\sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-z} \rightarrow 0$	e^z	$\frac{1}{\sqrt{2\pi z}} e^z$

TAB. 7.2 – Développements limités des équations de Bessel en 0 et $+\infty$. c est telle que son logarithme népérien vaut la constante d'Euler $\gamma = \ln c \sim 0.5572$. La notation de Landau $o(z^2)$ est employée pour signifier que les développements limités en 0 s'arrêtent à l'ordre 1.

$$\begin{aligned}
 D = & T_l p \sqrt{D_u} I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\
 & + T_u p \sqrt{D_l} I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\
 & - T_l p \sqrt{D_u} K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\
 & + T_u p \sqrt{D_l} K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) I_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\
 & - T_u p \sqrt{D_l} I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) K_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\
 & + T_l p \sqrt{D_u} I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) I_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\
 & - T_l p \sqrt{D_u} K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) I_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right) \\
 & - T_u p \sqrt{D_l} K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l \right) K_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u \right) I_1 \left(\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b \right) I_0 \left(\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b \right)
 \end{aligned}$$

La solution générale est particulièrement lourde. Elle présente toutefois une symétrie et une logique. Par exemple, seules les fonctions de Bessel du premier ordre sont utilisées avec les rayons des aquifères. En effet, leurs conditions aux limites ne concernent que le flux, et donc la dérivée des fonctions de Bessel d'ordre 0.

Il faut encore calculer la transformée de Laplace inverse de l'expression ci-dessus. On se doute que ceci ne serait pas possible sans simplification préalable. Pour cela, nous allons donc utiliser les développements limités des fonctions de Bessel, rappelés dans la table 7.2.

Cas de deux milieux de très grande taille

Dans le cas de deux aquifères de très grandes tailles, les termes $\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_u$ et $\sqrt{\frac{p}{D_l}} r_l$ sont très grands. Tous les termes comportant la fonction I_1 s'éliminent. Par ailleurs, comme dans la section 7.2.1, nous nous plaçons dans un temps où la configuration de l'écoulement se met en place, de sorte que l'on considère $\sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b$, comme petit.

$$\frac{T_u P_u^0 \ln\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right) + T_l P_l^0 \ln\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right)}{p \left(T_u \ln\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right) + T_l \ln\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right) \right)} \quad (7.28)$$

Cette expression symétrique est fait équivalente à l'équation 7.11. Les effets de bords ne sont pas encore ressentis, ce qui s'exprime par l'absence des termes r_u et r_l dans l'équation

7.28. Ce cas a été traité dans le paragraphe précédent, où on avait vu que ce modèle était incompatible avec nos observations, ce qui obligeait à rejeter le modèle aux temps courts.

Cas d'un aquifère très grand et d'un aquifère très petit

Nous allons nous placer dans un cas où les effets de bords commencent à se faire ressentir. Supposons par exemple, que ceci se produit pour l'aquifère supérieur.

$$\frac{2T_u D_l P_u^0 - T_u p P_u^0 r_l^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right) - T_l p P_l^0 r_l^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right)}{p \left(2T_u D_l - T_u p r_l^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right) - T_l p r_l^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}}\right)\right)} \quad (7.29)$$

Cette équation peut se réécrire de manière à faire apparaître la pression limite :

$$\bar{P} = \frac{P_l^0}{p} - \frac{T_u (P_u^0 - P_l^0) r_u^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right)}{2T_l D_u - T_l p r_u^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right) - T_u p r_u^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right)} \quad (7.30)$$

Le dernier terme correspond au transitoire de pression. Il dépend toujours du rayon du forage. Cette remarque est importante pour les simulations numériques, puisqu'elle signale la persistance de cette taille caractéristique qu'on ne peut négliger.

Approximer l'équation 7.29 aux temps courts revient à prendre un paramètre p fort. On retrouve alors l'équation 7.28. Aux temps courts, les effets de taille fini de l'aquifère supérieur ne sont pas sensibles.

Le régime au temps long est approximé en effectuant des développements limités pour un paramètre de Laplace p faible. Seul le terme constant subsiste au dénominateur et on obtient alors une expression simple de la transformée de Laplace :

$$\bar{P} \sim \frac{P_l^0}{p} - \frac{T_u (P_u^0 - P_l^0) r_u^2 \log\left(\frac{c r_b}{2\sqrt{D_l}}\right)}{2T_l D_l} - \frac{T_u (P_u^0 - P_l^0) r_u^2 \log(p)}{4T_l D_l} \quad (7.31)$$

La transformée de Laplace du premier terme est une constante, celle du second terme est un Dirac qui vaut zéro pour t non nul, et celle du dernier terme est une fonction inverse, puisque $\mathcal{L}^{-1}(\log p) = -1/t$. La solution est alors très simple :

$$P = P_l^0 + \frac{T_u (P_u^0 - P_l^0) r_u^2}{4T_l D_l t} \quad (7.32)$$

Puisque $P_u^0 < P_l^0$, l'expression 7.32 est croissante avec le temps et a une asymptote vers P_l^0 . L'aquifère de taille très grande agit comme un barostat, peu affecté par la connexion entre les deux aquifères. L'hypothèse d'un aquifère inférieur de taille très grande par rapport aux distances caractéristiques de diffusion s'avère dans tous les cas incompatible avec les observations.

Notons que dans le cas où l'aquifère supérieur est très grand, il suffit de permuter les indices u et l . On montre alors que la pression diminue avec le temps, mais qu'elle tend vers la pression initiale de l'aquifère supérieur. Ceci est aussi en contradiction avec l'établissement d'un régime quasi-stationnaire autour d'une valeur proche de la pression initiale de l'aquifère *inférieur*.

Cas de deux petits aquifères

On est donc amené à considérer deux aquifères de taille finie. Le traitement est évidemment encore plus complexe que dans les cas précédents. La simplification de l'équation 7.27 donne l'équation bien consistante suivante :

$$\frac{2T_l D_u P_l^0 r_l^2 + 2T_u D_l P_u^0 r_u^2 - T_u p P_u^0 r_l^2 r_u^2 \ln\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right) - T_l p P_l^0 r_l^2 r_u^2 \ln\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right)}{p \left(2T_l D_u r_l^2 + 2T_u D_l r_u^2 - T_u p r_l^2 r_u^2 \ln\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right) - T_l p r_l^2 r_u^2 \ln\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right)\right)} \quad (7.33)$$

Remarquons que pour les temps très courts, p est grand et qu'alors les termes constants de l'équation 7.33 deviennent négligeables, de sorte que l'on retrouve l'équation 7.28. Par ailleurs, en passant à la limite pour un r_u infini, les termes ne contenant que r_l disparaissent et on reconnaît la formule 7.29.

Inversement, considérer les temps longs revient à prendre un p petit. On trouve alors la valeur de pression limite :

$$P_\infty = \frac{2T_l D_u P_l^0 r_l^2 + 2T_u D_l P_u^0 r_u^2}{2T_l D_u r_l^2 + 2T_u D_l r_u^2} = \frac{2\pi r_l^2 H_l S_l P_l^0 + 2\pi r_u^2 H_u S_u P_u^0}{2\pi r_l^2 H_l S_l + 2\pi r_u^2 H_u S_u} \quad (7.34)$$

en remarquant que le coefficient d'emmagasinement vaut $S_i = C_i/D_i = T_i/(D_i \times H_i)$. On retrouve donc bien la valeur contrainte par la conservation de la masse de fluide des pores des deux aquifères.

Comme précédemment, on peut soustraire à \bar{P} la pression limite

$$\bar{P} - \frac{P_\infty}{p} = \frac{\frac{T_l T_u (P_l^0 - P_u^0) r_l^2 r_u^2}{T_l D_u r_l^2 + T_u D_l r_u^2} \left(D_u r_l^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right) - D_l r_u^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right) \right)}{2T_l D_u r_l^2 + 2T_u D_l r_u^2 - T_u p r_l^2 r_u^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right) - T_l p r_l^2 r_u^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right)} \quad (7.35)$$

pour faire ressortir la dépendance temporelle de la pression.

L'équation 7.35 prise aux temps courts devient :

$$\bar{P} - \frac{P_\infty}{p} = -\frac{1}{p} \frac{T_l T_u (P_l^0 - P_u^0) r_l^2 r_u^2}{T_l D_u r_l^2 + T_u D_l r_u^2} \left(\frac{D_u r_l^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right) - D_l r_u^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right)}{T_u r_l^2 r_u^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right) + T_l r_l^2 r_u^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right)} \right) \quad (7.36)$$

que l'on peut réécrire avec l'aide de l'équation 7.13 en :

$$\bar{P} - \frac{P_\infty}{p} \sim \frac{T_l T_u (P_l^0 - P_u^0) (D_l r_u^2 - D_u r_l^2)}{4(T_l D_u r_l^2 + T_u D_l r_u^2) (T_u + T_l)} \frac{K_0\left(\sqrt{\frac{p}{D_1}} r_b\right)}{p K_0\left(\sqrt{\frac{p}{D_2}} r_b\right)} \quad (7.37)$$

où $D_1 = \left(\frac{D_l^{D_u} r_l^2}{D_u^{D_l} r_u^2}\right)^{1/(D_u r_l^2 - D_l r_u^2)}$ et $D_2 = \left(D_l^{T_u} D_u^{T_l}\right)^{1/(T_u + T_l)}$. D_2 était déjà apparu dans l'équation 7.15. Du paragraphe 7.2.1, on déduit que la transformée de Laplace inverse de la quantité contenant la fonction de Bessel K_0 croît avec le temps si $\frac{r_b}{\sqrt{D_1}} > \frac{r_b}{\sqrt{D_2}}$, c'est à dire si $D_2 > D_1$. En passant cette inégalité au logarithme, elle devient

$$\frac{(T_l D_u r_l^2 + T_u D_l r_u^2) \log(D_l/D_u)}{(T_l + T_u) (D_l r_u^2 - D_u r_l^2)} > 0 \quad (7.38)$$

De cette contrainte et de l'équation 7.37, on peut déduire le sens d'évolution de la pression aux temps courts. Il y a deux cas :

- soit $D_l r_u^2 - D_u r_l^2 > 0$, auquel cas la condition 7.38 est satisfaite puisque $D_l > D_u$. La transformée de Laplace du terme entre parenthèses de l'équation 7.37 est donc croissante, et son facteur multiplicatif est au positif. La pression mesurée dans le forage aura donc tendance à croître.
- soit $D_l r_u^2 - D_u r_l^2 < 0$, et nous rencontrons alors une situation complètement opposée pour chacun des deux termes. Le produit est donc aussi croissant et on retrouve une pression en augmentation.

Aux temps courts, nous retrouvons donc dans tous les cas une pression en augmentation, en accord avec les résultats obtenus jusqu'à présent pour de grands aquifères.

L'aspect fini des aquifères se fait mieux ressentir aux temps longs. Le développement asymptotique de l'équation 7.35 en $p \sim 0$ est relativement simple en regard des formules manipulées jusqu'à présent :

$$\bar{P} - \frac{P_\infty}{p} \sim \frac{T_l T_u (P_l^0 - P_u^0) r_l^2 r_u^2}{2 (T_l D_u r_l^2 + T_u D_l r_u^2)^2} \left(D_u r_l^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_l}} r_b\right) - D_l r_u^2 \log\left(\frac{c}{2} \sqrt{\frac{p}{D_u}} r_b\right) \right) \quad (7.39)$$

La transformée inverse de Laplace de cette quantité peut se calculer directement, comme nous l'avons fait pour l'équation 7.31 :

$$P = P_\infty + \frac{T_l T_u (P_l^0 - P_u^0) (D_l r_u^2 - D_u r_l^2) r_l^2 r_u^2}{4 (T_l D_u r_l^2 + T_u D_l r_u^2)^2} \frac{1}{t} \quad (7.40)$$

On peut donc obtenir une pente négative à condition d'avoir

$$r_u^2 D_l > r_l^2 D_u \quad (7.41)$$

On peut interpréter cette inégalité en terme de temps caractéristique de saturation de la diffusion dans les aquifères. La condition précédente requiert en effet que le temps caractéristique d'accès aux parois de l'aquifère inférieur soit inférieur à celui de l'aquifère supérieur. Intuitivement, la chute est essentiellement due au fait que nous sommes surtout sensibles à la pression de l'aquifère inférieur, qui se vide de manière quasi-uniforme dans l'aquifère supérieur.

Nous voyons donc qu'introduire deux aquifères de tailles finies permet d'expliquer la chute de pression observée.

Contraintes sur les rayons des aquifères

Les données observées nous fournissent deux informations principales : la valeur de pression limite et le temps caractéristique du régime transitoire. Les équations 7.35 et 7.40 contraignent les deux inconnues r_u et r_l .

L'équation 7.35 impose la relation

$$\frac{r_l}{r_u} = \sqrt{\frac{(P_\infty - P_u^0) S_u H_u}{(P_l^0 - P_\infty) S_l H_l}} \quad (7.42)$$

Le capteur de pression renseigne sur la valeur de la pression finale et la pression initiale du puits. Cependant, nous ne connaissons pas la pression initiale de l'aquifère supérieur avec précision. En effet, elle n'a été mesurée qu'une fois, avec le baromètre des foreurs, instrument de chantier de faible résolution.

La pression initiale mesurée avec notre capteur de pression sophistiqué est en effet de 8.67 bar, ce qui rentre dans les marges d'erreur de 9 ± 1 bar de l'aquifère supérieur annoncé par le foreur. Cependant, l'enregistrement de la pression n'a démarré qu'environ 24 h après la fermeture du forage, et les aquifères ont été perturbés par le forage. En extrapolant la pente de la courbe de pression aux premières journées, on arrive à une pression initiale de 8.68. Comme la pente diminue avec le temps, on peut s'attendre à ce que la valeur réelle soit supérieure.

Les résultats expérimentaux nous donnent une valeur limite de 8.54 ± 0.005 bar. Cette valeur est très proche de celle de l'aquifère inférieur et beaucoup moins de celle de l'aquifère supérieur. L'imprécision concernant P_u^0 est donc bien moins cruciale dans les valeurs prises par la formule 7.42 que celle relative à P_l^0 . C'est donc pourquoi nous allons nous contenter de prendre systématiquement $P_u^0 = 5$ bar.

De plus, une forte incertitude porte sur le coefficient d'emménagement de l'aquifère supérieur. Avec les valeurs rapportées par Giurgea et al. [2004], le rapport du volume inférieur sur le volume supérieur est compris entre 30000 et 2000 pour des valeurs de P_l^0 variant de 8.68 à 10 bar. Comme nous l'avions remarqué dans le chapitre 5.1.1, le coefficient d'emménagement utilisé précédemment est très fort et obtenu avec un modèle non auto-cohérent.

Or, il est probable que la même physique soit à l'oeuvre que pour l'aquifère inférieur. L'emménagement d'un aquifère est en effet dépendant de la rigidité des pores et du fluide qui les remplit. Par une méthode similaire à la partie 6.4, on peut approximer $S \sim \frac{\phi \rho g}{K_f} \sim 10^{-7} - 10^{-6} \text{m}^{-1}$, en reprenant la porosité ($\sim 10\%$) donnée par les logs soniques. Avec un tel coefficient d'emménagement, la diffusivité du milieu revient à environ $1 \text{m}^2/\text{s}$, ce qui correspond aux valeurs usuellement observées pour des aquifères confinés [Banton and Bangoy, 1997].

Nous allons donc poursuivre notre raisonnement avec ces deux jeux de valeurs possibles pour l'emménagement de l'aquifère inférieur.

En supposant un r_l connu, nous pouvons contraindre le rayon r_u . Le temps de relaxation étant dominé par la diffusion au sein de l'aquifère supérieur, on peut l'estimer par la formule

$$\tau = \frac{r_u^2}{D_u} = \frac{(P_l^0 - P_\infty) H_l S_l r_l^2}{(P_\infty - P_u^0) H_u C_u} \quad (7.43)$$

Cette expression a l'avantage de ne pas faire appel au paramètre le plus incertain, le coefficient d'emménagement de l'aquifère inférieur. Cependant, avec les paramètres de la table 7.1 et des paramètres géométriques minimisant l'expression 7.43 ($H_u = 500$ m, $H_l = 60+150$ m), on obtient $\tau \sim 220$ jours pour un rayon $r_l = 5000$ m correspondant à la distance entre les failles d'Helike et d'Aigion. Cette valeur est trop importante relativement à la durée du transitoire, qui dure environ 2 mois. La valeur expérimentale n'est compatible avec qu'avec un aquifère inférieur d'un rayon d'environ 1000 m seulement. Une telle valeur est peu probable, car elle nécessite des discontinuités géologiques qui sont pas documentées.

Apport et limite des développements analytiques

On peut se demander pourquoi nous n'avons pas abordé de suite les problèmes de manière numérique au lieu de développer des formules aussi lourdes que l'équation 7.27. C'était en fait notre première démarche. La variété des comportements observés, ainsi que le désaccord entre différentes méthodes de simulation, ont fait naître le besoin d'une meilleure compréhension de la physique sous-jacente à notre problème. L'ambition de cette analyse était triple :

- Justifier que la chute observée ne pouvait pas s’obtenir pour des aquifères infinis.
- Obtenir un critère d’obtention d’une pente négative de la pression au cours du temps, en accord avec les observations.
- Obtenir des courbes de références afin de permettre de calibrer et tester les méthodes numériques. La complexité des équations n’a malheureusement pas permis de dériver des équations dans le cas général.

Cette étude souffre cependant de sa géométrie particulière. En effet, en géométrie cylindrique, deux paramètres indépendants se retrouvent couplés. D’une part, la pression limite est donnée par la moyenne pondérée des coefficients d’emménagement multipliés par le *volume* des aquifères. D’autre part, le transitoire de pression est dominé par la *distance du forage aux parois*. Malheureusement, il est très difficile d’aborder des rapports d’aspect différents de 1 de manière analytique. Nous sommes donc obligés d’utiliser des méthodes numériques.

7.3 Programmes de simulation numérique utilisés

La singularité numérique introduite par le forage a nécessité l’essai de plusieurs méthodes numériques pour simuler le transitoire de pression observé sur la figure 7.1 :

- La PDE Toolbox de Matlab a permis de tester des écoulements 2D axisymétriques,
- MODFLOW est un logiciel de différences finies couramment employé en hydrogéologie. Il permet de simuler l’écoulement de plusieurs couches horizontales, ainsi que leur couplage vertical. Il est ainsi présenté comme du « 2.5D »
- Le logiciel METIS développé à l’École des Mines de Paris est un logiciel d’éléments finis 3D qui permet de manipuler des éléments linéaires, idéaux pour modéliser le forage.
- Enfin, nous avons développé notre propre méthode numérique. Elle est présentée en détail dans l’annexe C.

Ces méthodes sont testées sur un exemple test, en géométrie axisymétrique, où nous disposons des développements analytiques du paragraphe précédent.

7.3.1 PDE Toolbox Matlab

La PDE toolbox permet de résoudre des problèmes aux dérivées partielles à 2 dimensions par la méthode des éléments finis.

Elle permet aussi de traiter des problèmes axisymétriques à condition de prendre soin de multiplier les conductivités hydrauliques et les coefficients d’emménagement par la distance à l’axe.

La géométrie est définie à l’aide de 3 domaines : un pour chaque aquifère et le forage reliant les deux aquifères. Le rapport d’aspect du forage étant très élevé (300 m de hauteur pour 10 cm de rayon), cela contraint le mailleur automatique à resserrer le maillage à proximité du forage.

Le maillage est présenté dans la figure 7.5. On voit que l’aquiclude séparant les deux aquifères est représenté par l’indentation entre 760 et 770 m. On suppose ici qu’il est complètement étanche, une approximation sans doute valide durant la période inférieure à un an considérée ici.

Ce modèle permet de vérifier les ordres de grandeurs obtenus dans le paragraphe 7.2.2. Comme attendu, un rayon de l’aquifère inférieur de 1000 m permet de simuler correctement la pente à l’origine ainsi que l’état stationnaire observé depuis mars 2003. Cependant, avec la formule 7.42 et le coefficient d’emménagement fourni par Giurgea et al. [2004], le rayon

de l'aquifère supérieur à considérer est de seulement 12 m, un rayon inacceptable pour un aquifère ! Si l'on reprend un coefficient d'emmagasinement de 10^{-7} m^{-1} , la simulation donne un temps caractéristique similaire, bien que légèrement plus grand, avec un aquifère supérieur de taille bien plus raisonnable.

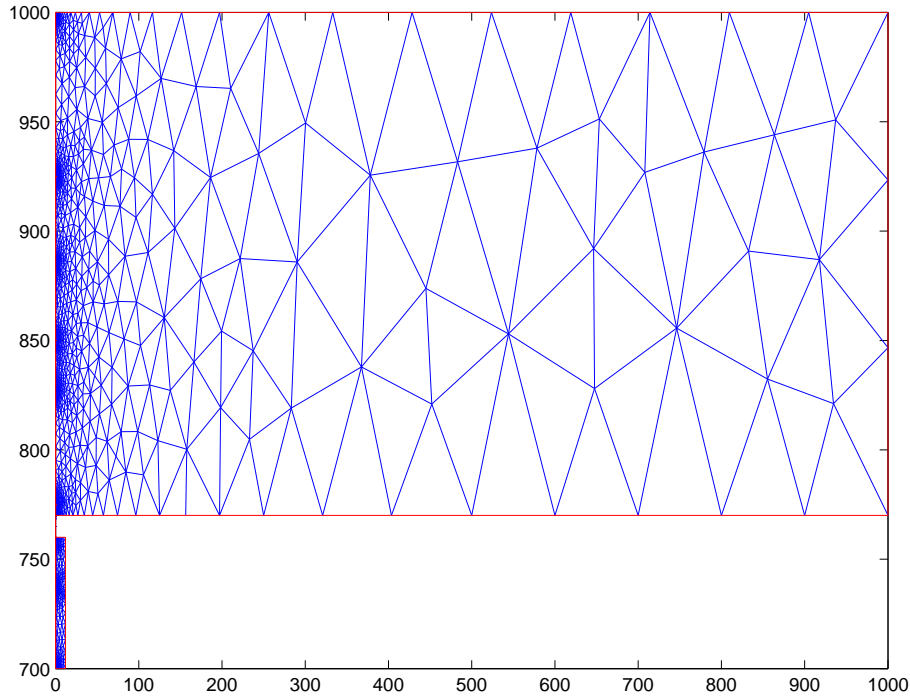


FIG. 7.5 – Exemple de maillage réalisé avec la PDE Toolbox de Matlab

Cette simulation atteint cependant vite ses limites. Elle ne permet de prendre en compte que des problèmes axisymétriques, loin d'être réalistes. De plus, le maillage fin imposé par les petites dimensions du forage fait vite saturer les possibilités du maillage intégré à `Matlab`.

Nous avons donc eu vite besoin d'un programme plus complet, permettant de prendre en compte des géométries plus complexes. Tout naturellement, le premier programme qui nous a été conseillé a été `MODFLOW`.

7.3.2 Programme MODFLOW

Le programme `MODFLOW` est sans doute le programme de simulation le plus utilisé en hydrogéologie. Développé par l'`USGS`, il est laissé en libre accès, comme toute produit réalisé par une administration fédérale américaine. Ceci explique sans doute sa popularité auprès des hydrogéologues, popularité accrue la facilité de compréhension de la méthode des différences finies, qui consiste en une discrétisation directe des équations différentielles du problème. La communauté hydrogéologique dispose avec lui d'un programme générique et modulaire (`MODular FLOW`), qui permet de traiter une grande variété de problèmes.

`MODFLOW` est conçu pour être manipulé directement en mode texte, mais de nombreuses interfaces graphiques (payantes) ont été développées pour faciliter son utilisation. Véronique Léonardi et Valérie Plagnes ont eu la gentillesse de m'initier à `MODFLOW` via le logiciel `PMWIN`. Malheureusement, ce logiciel purement graphique n'est disponible que sous `Windows`, n'est pas automatisable et n'implémente qu'une version ancienne (la 96) de `MODFLOW`.

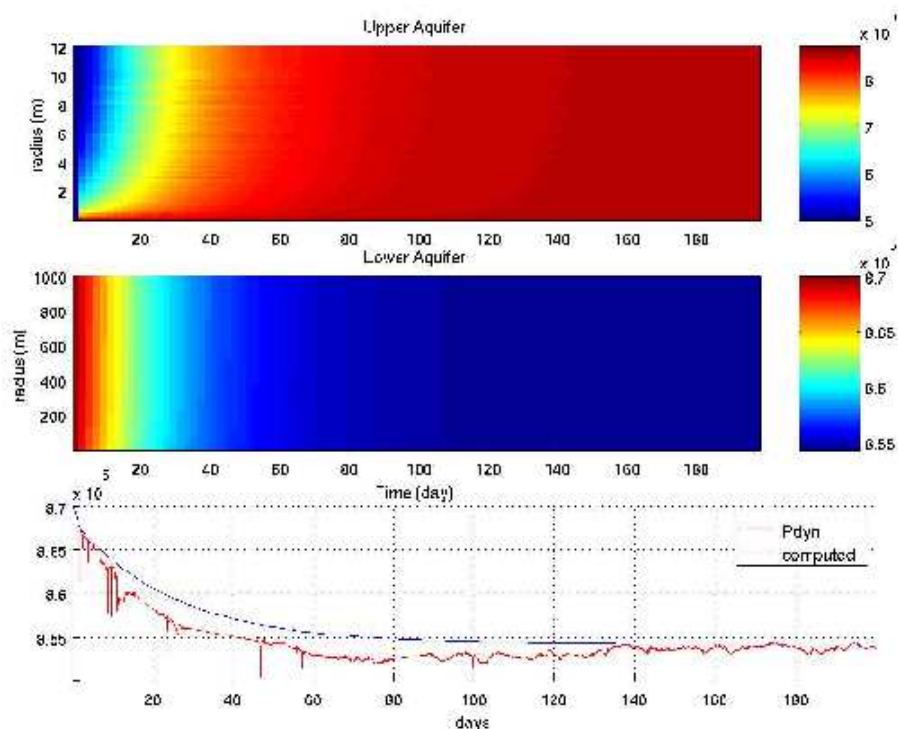


FIG. 7.6 – Meilleur fit obtenu avec la toolbox PDE de Matlab

Je suis donc revenue à une interface texte, facilement paramétrable et qui permet donc de modifier le maillage plus aisément.

À l'usage, MODFLOW a montré deux déficiences :

- Dans sa version 96, la présence obligatoire d'un aquitard introduit des artefacts qui perturbent le régime transitoire.
- Les grilles rectangulaires qu'il requiert se sont révélées particulièrement mal adaptées à la modélisation des écoulements autour d'un forage.

Insérer une couche de faible perméabilité (ou aquitard) peut sembler *a priori* plus réaliste que de considérer des aquifères arbitrairement indépendants. Cependant, il introduit des constantes *ad hoc* non connues, dont il faut quantifier les conséquences. De plus, durant la modélisation, il est apparu que le transitoire observé était dominé par les échanges entre l'aquitard et les aquifères. Or, cette mise en équilibre était réalisée préalablement à l'ouverture du forage. Pour mener à bien la simulation, il aurait fallu procéder en deux temps, d'abord sans le forage pour réaliser l'équilibre entre couches, puis n'ouvrir le forage que dans un second temps pour observer le seul effet du couplage qu'il introduit. Il s'est avéré plus simple d'utiliser la version 2000 de MODFLOW qui peut traiter deux aquifères indépendants.

Le problème du maillage s'est révélé plus ardu. Pour simuler correctement le flux autour du forage, il faut resserrer le maillage autour du trou. MODFLOW ne tolère que des grilles rectangulaires. Cette contrainte introduit des cellules fortement allongées qui nuisent à la stabilité numérique. Le module Multi-Node-Well (MNW) est censé pouvoir traiter le cas de puits traversant plusieurs couches. Il a été conçu pour modéliser des essais de production [Neville and Tonkin, 2004]. Halford and Hanson [2002] détaillent son implantation. Le débit associé à la cellule n est donné par la formule $Q_n = \frac{2\pi\sqrt{T_x T_y}}{\ln(r_0/r_w)}$, où T_x et T_y sont les transmissivités selon l'axe des x et des y , r_w est le rayon du forage et r_0 une distance formée à partir des dimensions Δx et Δy de la cellule : $r_0 \sim 0.14 \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$. Cette formule

est visiblement inspirée de l'équation de Thiem, en prévoyant que les rabattements restent confinés au sein de chaque cellule. Or, nous voulons tester une hypothèse où le forage perturbe tout un aquifère.

Le programme MODFLOW n'est donc pas adapté à notre problème. Nous avons essayé un autre programme de simulation, METIS, lui aussi développé pour traiter des problèmes hydrogéologiques.

7.3.3 Programme MÉTIS

Le programme METIS a été développé à l'École des Mines de Paris. Il utilise la méthode des éléments finis prévue pour modéliser des écoulement hydrogéologiques et des phénomènes de transport dans des géométries bi- et tridimensionnelles. La force de modèle réside dans la gestion des discontinuités via des éléments linéaires et surfaciques pour modéliser puits et fractures. On peut ainsi s'affranchir des difficultés que créait le forage sous `Matlab`.

J'ai pu bénéficier des conseils du développeur principal de METIS, Patrick Goblet, qui m'a beaucoup aidé dans la prise en main du logiciel. Celle-ci s'est faite en 3 temps :

- Pour vérifier et avaliser les simulations obtenues avec Matlab dans le cas du problème axisymétrique.
- Pour aborder le cas du modèle 3D, comme avec MODFLOW, pour modéliser la réponse dans le cas de milieux poreux simple
- Essayer d'estimer les effets prenant en compte la porosité du milieu, en testant par exemple l'effet de la zone cataclasée ou de la double porosité du milieu.

Écoulement axisymétrique

METIS a d'abord été testé en mode bidimensionnel, dans le but de comparer ses résultats avec ceux obtenus sous `Matlab`. Nous avons utilisé la même géométrie que dans la figure 7.5, en remplaçant la couche imperméable par une indentation.

Nous avons alors rencontré de gros problèmes de convergence. Il a fallu trouver un compromis entre une conductivité forte (10^8 m/s), pour que le forage joue son rôle de court-circuit et une conductivité faible, pour que le système puisse converger. Une conductivité de 10^3 m/s a été la plus adéquate mais les résultats sont moins satisfaisants que ceux fournis par Matlab.

On peut résoudre ce compromis en changeant le pas maximal de temps toléré. Patrick Goblet a en effet développé un algorithme de convergence où le pas de temps nécessaire à la résolution des équations différentielles est automatiquement recalculé à partir des paramètres du problème. Cependant, en imposant un pas de temps inférieur à un jour, on arrive certes à des courbes plus régulières mais aussi à une dispersion plus importante des pressions. Il semblerait donc que le système linéaire à résoudre soit fortement instable.

C'est donc pourquoi nous avons rapidement utilisé la formulation tridimensionnelle de METIS.

Écoulement 3D

METIS ne dispose pas d'un maillage 3D, mais que d'un maillage 2D : DELOS. Le maillage est donc construit à partir d'un maillage bidimensionnel translaté verticalement de manière à remplir le volume de l'aquifère avec des éléments prismatiques.

Le forage est modélisé par des éléments linéaires. Il n'est donc pas nécessaire d'introduire des éléments spécifiques, de rapport d'aspect démesuré, ce qui favorise le couplage

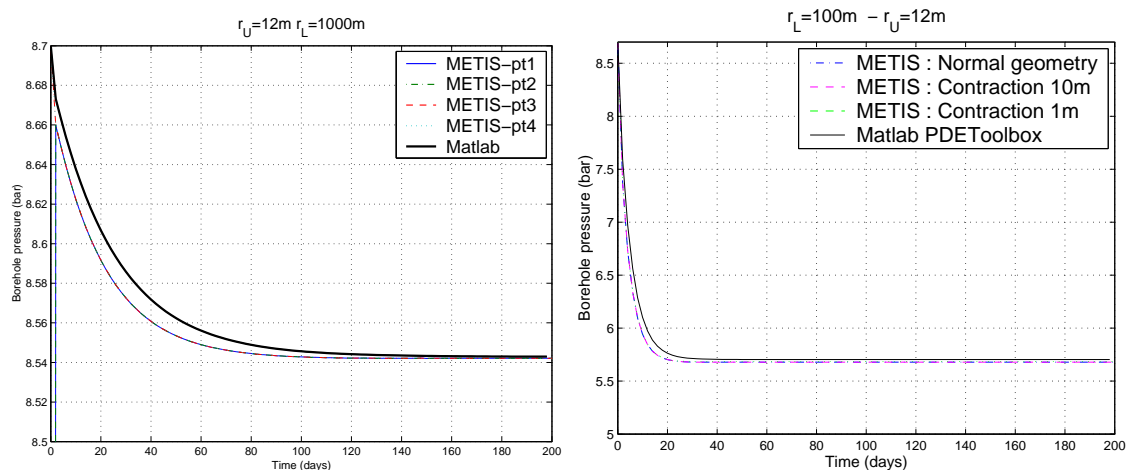


FIG. 7.7 – Tests de fiabilité de METIS. Dans la figure de gauche, on vérifie que la pression est bien uniforme dans le forage. La simulation a été réalisée avec les mêmes paramètres que ceux de la figure 7.6, dont le résultat a été aussi reporté. La courbe de droite présente des simulations avec des hauteurs d’aquifère différentes, mais avec des paramètres hydrauliques modifiés pour que les écoulements hydrauliques soient équivalents. La bonne superposition des courbes indique que les flux verticaux dans les aquifères n’induisent pas d’artefacts.

entre les deux aquifères. La convergence est assez rapide si on prend un maillage créé selon une suite géométrique de rayon 1.5. Le graphe de gauche de la figure 7.7 compare l’évolution des points placés sur le forage. Les paramètres sont les mêmes que ceux employés dans la figure 7.6. Deux points sont à relever. L’un est positif : tous les points du forage répondent de manière uniforme, ce qui indique que le court-circuit qu’impose le forage est bien modélisé. Par contre, il apparaît que les courbes obtenus avec METIS diffèrent de la simulation `Matlab`. L’expression analytique nous donne un indice pour expliquer cette déficience : l’introduction d’un élément linéaire introduit la disparition d’une distance caractéristique qui n’intervient que durant la phase transitoire, le rayon du forage.

Un autre artefact numérique est aussi à tester. Pour éviter de manipuler un nombre excessif d’éléments, au plus 10 couches d’éléments ont été manipulées. Avec une hauteur moyenne de 30 m, les éléments resserrés près du forage sont fortement allongés. Ceci n’a cependant pas perturbé la convergence du programme. Par contre, le risque que des écoulements verticaux se développent dans les aquifères n’est pas négligeable. Pour pallier cet inconvénient, une conductivité très importante a été appliquée aux éléments du forage, dans la mesure où le problème restait bien conditionné même si le forage devrait court-circuiter tous les flux verticaux. Pour tester l’influence de ces flux verticaux, il est aussi possible de contracter l’épaisseur des prismes tout en dilatant d’un facteur inverse la conductivité hydraulique et le coefficient d’emménagement, afin de conserver les mêmes paramètres des écoulements 2D. Les aquifères les plus fins convergent difficilement, c’est pourquoi les rayons utilisés dans le graphe de droite de la figure 7.7 sont plus petits que ceux employés dans notre exemple usuel. On observe que les courbes obtenues se recouvrent bien, ce qui indique que les flux verticaux rendus possibles par notre géométrie 3D n’introduisent pas d’artefact notable et augmente notre confiance dans la méthode.

Les résultats s’améliorent grandement si on resserre le maillage autour du forage. Concrètement, cela revient à créer le maillage avec `DELLOS` à partir d’une suite géométrique de raison 1.2. Les résultats persistent avec une raison de 1.3. Les résultats de nos

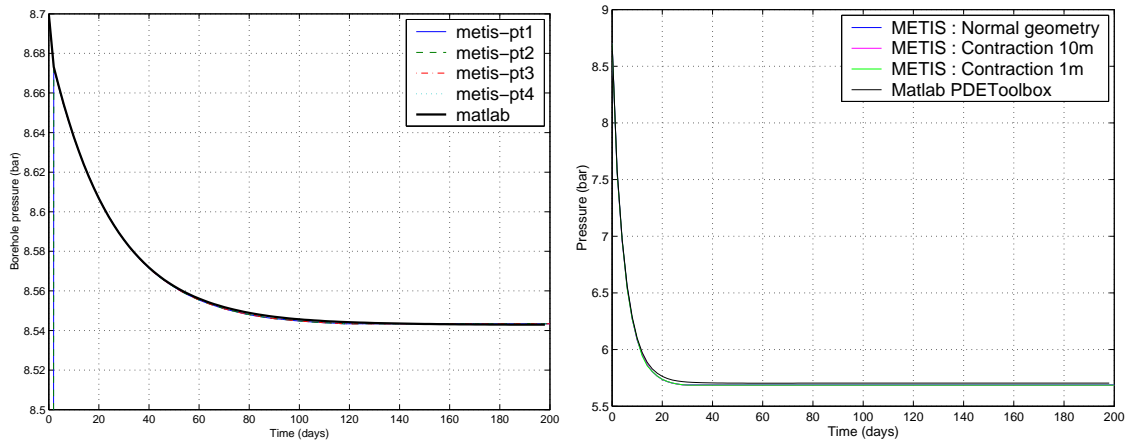


FIG. 7.8 – Tests de fiabilité de METIS, réalisés avec un maillage resserré. Malheureusement, cette configuration pose des problèmes de convergence pour des aquifères de taille plus importante.

tests, présentés dans la figure 7.8 sont quasi-optimaux. Malheureusement, on rencontre vite de sérieux problèmes de convergence pour des aquifères de taille raisonnable, plurikilométrique. Néanmoins, cette étude montre que les résultats obtenus avec la PDE Toolbox de Matlab peuvent servir de référence pour des problèmes axisymétriques.

7.3.4 Développement d'un programme spécifique : Éléments finis « 2.1D »

Nous avons développé une méthode numérique dans le but de traiter le problème spécifique de l'écoulement 2D dans deux aquifères connectés par un forage. La méthode et son implantation sont décrites en détail dans l'annexe C. Comme l'aspect tridimensionnel n'est réduit qu'au seul forage, nous ne prenons en compte qu'une partie des écoulements verticaux, complètement pris en compte par MODFLOW qui se décrit comme « 2.5D ». Nous faisons donc un peu plus que du 2D mais un peu moins que 2.5D. De là provient le nom (provisoire) de cette méthode.

Succinctement, son principe consiste à réutiliser les formulations matricielles des écoulements 2D dans chacun des aquifères, et d'introduire manuellement le couplage entre ces deux aquifères. Cette méthode permet des maillages raffinés tout en gardant des temps de calculs réduits, puisque le maillage n'est que bidimensionnel.

Nous pouvons comparer les résultats de cette méthode avec le même jeu de paramètres que dans la figure 7.6. Les résultats obtenus sont mis en rapport avec ceux obtenus sous METIS et Matlab. On s'aperçoit que la méthode initiale donne des résultats (en tiretés bleus) assez mauvais, avec un temps de relaxation bien plus long que ceux des autres méthodes. Comme le signale l'analyse numérique de la partie précédente, le régime transitoire dépend d'une distance caractéristique, le rayon du forage r_b . Avec le maillage présenté dans la figure C.2, il est possible de réintroduire cette valeur. En effet, les rayons partant du noeud du forage ont une longueur égale au rayon du forage. Il suffit donc de rendre fortement conducteurs ces éléments. Imposer une conductivité hydraulique de 1 m/s, 10^3 m/s ou 10^5 m/s ne change pas les résultats, qui sont représentés en traits pleins. La chute observée est bien alors bien plus proche que ce qui est observé avec les autres modèles. D'autre part, on observe une insensibilité au raffinement du maillage que l'on n'avait pas avant de prendre en compte le diamètre du forage. Cependant, un écart visible persiste avec la simulation de référence.

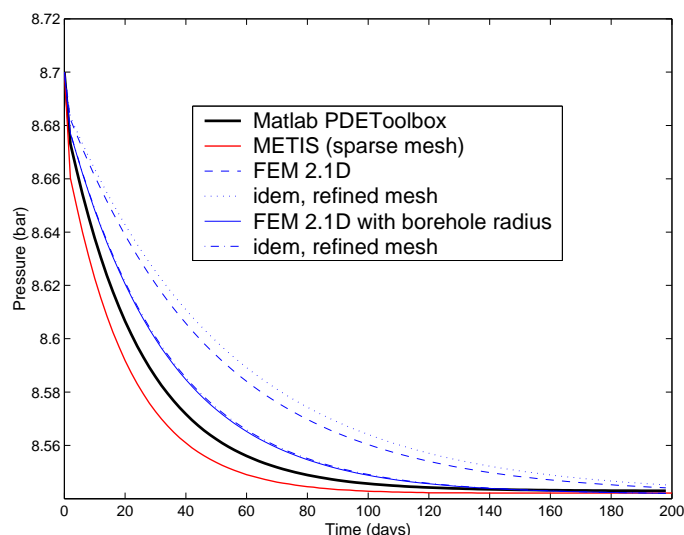


FIG. 7.9 – Comparaison des résultats obtenus avec notre méthode numérique et ceux obtenus avec METIS et Matlab.

Le résultat obtenu est en fait très sensible à la taille des éléments entourant le noeud du forage. En gardant comme auparavant ces éléments très conducteurs, nous parvenons à modifier sensiblement la forme de ces transitoires. Cet effet était attendu, d'après l'équation 7.39, où r_b apparaît dans le terme transitoire. On le retrouve aussi en utilisant la PDE Toolbox de Matlab. Toutefois, il est singulier d'obtenir une bonne adéquation avec les simulations précédentes, non pas avec le rayon de forage utilisé jusqu'ici, d'environ 8.25 cm, mais avec un rayon de 20 cm. Cette distance donne la meilleure adéquation même si on change les rayons inférieurs ou supérieurs d'un facteur 10, comme le montre la figure 7.10.

7.3.5 Validation des simulations numériques grâce aux résultats analytiques

Nous disposons donc de 3 programmes pour traiter les problèmes en géométrie axisymétrique : la PDE Toolbox de Matlab, METIS et notre méthode numérique, FEM 2.1D. Nous n'avons jusqu'ici apprécié que leur convergence et leur inter-conformité. Il nous faut un critère absolu pour déterminer leur fiabilité. Pour cela, nous disposons de solutions analytiques, malheureusement parcellaires. Nous pouvons néanmoins utiliser deux résultats du paragraphe 7.2 : l'expression de la valeur attendue à l'infini pour deux petits aquifères et la formule 7.20, qui donne l'évolution de la pression dans le cas de deux aquifères infinis.

Pression limite dans le cas de deux petits aquifères

Les exemples employés jusqu'ici à des fins de comparaisons rentrent tous les deux dans le cas de la connexion entre deux (très) petits aquifères. Les simulations convergent toutes vers une pression d'équilibre, comme dans la figure 7.9. Or cette pression peut être facilement déterminée en fonction des paramètres du problème grâce à l'équation 7.34. La pression limite observée respecte-t-elle cette formule ?

Nous allons considérer que le cas avec les plus petits aquifères, puisque dans l'autre exemple certaines simulations arrivent à peine à l'équilibre. Nous pouvons déterminer avec précision les pressions d'équilibre et les comparer avec la pression attendue. Les résultats sont présentés dans la table 7.3.

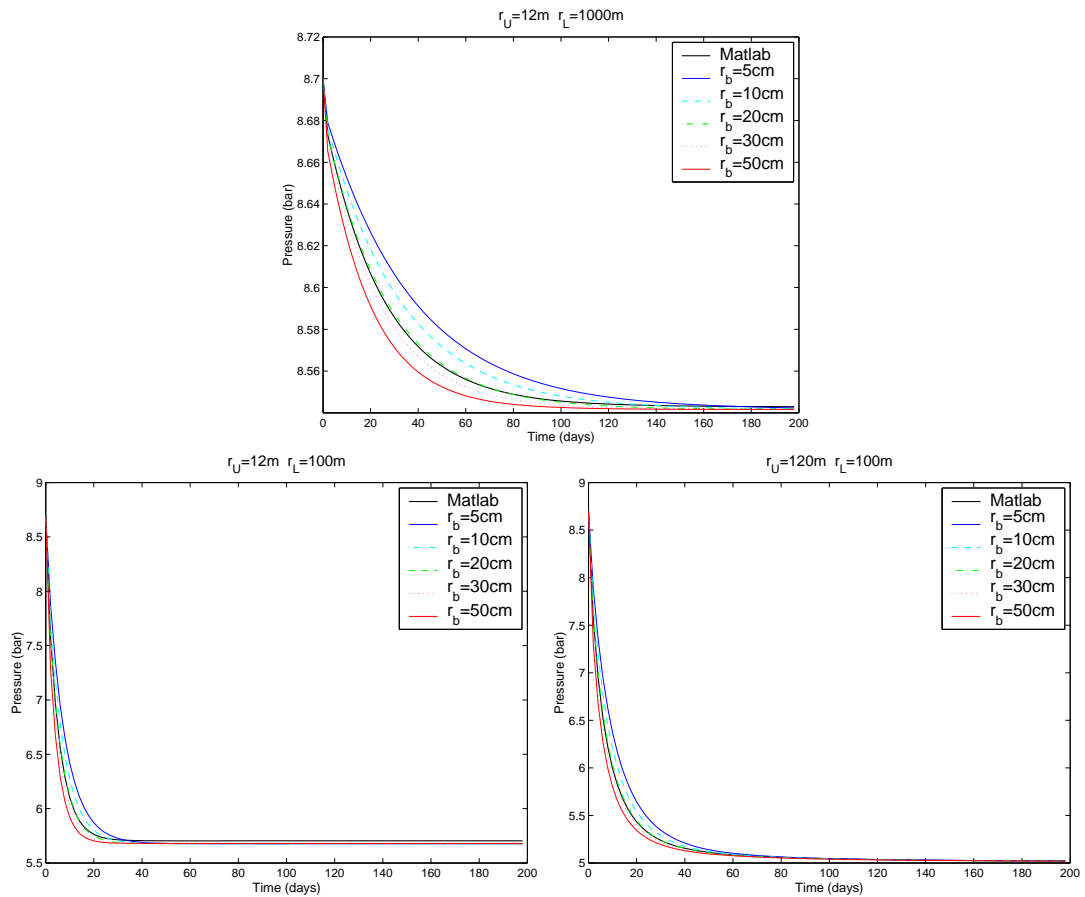


FIG. 7.10 – Influence de la taille des éléments autour du noeud du forage, pour des tailles de rayon supérieur r_U et inférieur r_L variable. Comme expliqué dans le corps du texte, on a affecté une forte conductivité à ces éléments pour simuler un forage de taille finie (la valeur de la conductivité n'influence pas sur le résultat).

<i>Modèle</i>	<i>Pression finale (bar)</i>	<i>Erreur relative</i>
METIS	5.6787	0.04%
METIS (10 m)	5.6785	0.04%
METIS (1m)	5.6853	0.10%
FEM 2.1D	5.6763	0.01%
PDE Toolbox	5.7038	0.50%
Attendu	5.6762	0.00%

TAB. 7.3 – Valeurs finales de pression calculées avec 3 différentes méthodes numériques, avec un rayon inférieur de 100 m et un rayon supérieur de 12 m.

Les résultats sont dans l'ensemble satisfaisants. La PDE Toolbox donne les pires résultats, ce qui se comprend à la vue du maillage présenté à la figure 7.5. En effet, les éléments les plus éloignés du forage, qui pèsent le plus dans la prédiction de la pression d'équilibre, sont très peu nombreux. De plus, un seul coefficient d'emmagasinement a été appliqué pour tout le forage, qui est différent de ceux des aquifères. Il faut donc retrancher le volume du forage dans la formule 7.34. La prédiction est cependant meilleure que 1%. Les autres simulations atteignent des précisions inférieures à 0.1%, avec une meilleure réussite pour notre méthode spécifique.

Cas de deux aquifères infinis

Dans un cadre numérique, on ne peut traiter rigoureusement des volumes infinis. De plus, nous avons vu que certains logiciels rencontraient des problèmes de maillage ou de convergence si les aquifères étaient trop grands. La solution de compromis adoptée a donc été de considérer deux aquifères de taille modeste, 100 m pour l'aquifère supérieur et 500 m pour l'aquifère inférieur. Ces dimensions réduites sont compensées par l'emploi de coefficients d'emmagasinement spécifique très grands : 10^{-1} m^{-1} pour l'aquifère supérieur et $8.4 \cdot 10^{-1} \text{ m}^{-1}$ pour l'aquifère inférieur. Le modèle n'est bien sûr pas réaliste et ne sert qu'à tester les programmes dans un cas où les effets de bords sont négligeables. En effet, l'ordre de grandeur du front de diffusion n'est que de $\sqrt{D} \times 200$ jours, soit 4 m pour l'aquifère supérieur et 17 m pour l'aquifère inférieur.

Le graphe de gauche de la figure 7.11 rassemble les simulations réalisées avec les trois programmes. Comme les résultats préliminaires insinuaient qu'un rayon effectif de 20 cm était plus adapté que le rayon réel de 8.5 cm, nous avons mené une deuxième simulation avec notre méthode FEM 2.1D. Contrairement aux exemples précédents, les trois programmes présentent des comportements différents. `Matlab` est le seul à présenter une pente négative alors que les autres programmes sont de ce point de vue en accord avec la solution analytique. Le résultat de METIS est légèrement en dessous du résultat analytique, ce qui peut se comprendre, puisque ce programme ne prend pas en compte les effets géométriques du rayon du forage, pourtant cruciaux, comme l'indique l'équation 7.34. C'est le programme FEM 2.1D qui donne le meilleur résultat, avec un très bon ajustement si on prend le rayon du problème pour rayon effectif. La simulation est moins satisfaisante à temps courts. En effet, la modélisation du front circulaire de diffusion souffre alors de la granulométrie du maillage. Prendre un rayon effectif de 20 cm fausse la simulation. Le résultat que l'on obtient explique en effet la diffusion pour un *vrai* rayon de 20 cm, comme l'indique le graphique de droite de la figure 7.11.

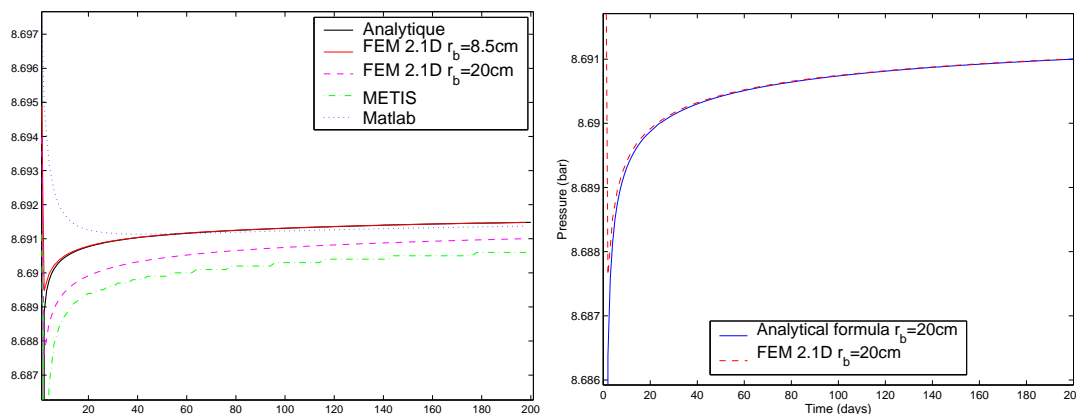


FIG. 7.11 – Simulations numériques réalisées dans des aquifères « infinis ». En pratique, les aquifères supérieur et inférieur ont des rayons de 100 m et de 500 m, mais on leur a affecté de faibles coefficients de diffusivité. À gauche, les tests sont effectués avec un rayon de forage de 8.5 cm, sauf pour la méthode 2.1D, qui a été aussi réalisée avec un rayon effectif de 20 cm. Ce dernier résultat est aussi comparé au résultat analytique pour un rayon de forage de 20 cm (à droite).

7.3.6 Conclusion : stratégie d’emploi des programmes de simulation numérique

Seuls METIS, MODDLOW et notre méthode « FEM 2.1D » sont généralisables à des géométries quelconques. La discussion précédente nous a montré que FEM 2.1D était la méthode la plus fiable pour simuler deux écoulements bidimensionnels interagissant via le forage. De plus, c’est aussi la méthode la plus rapide. Nous allons donc employer de préférence cet outil.

Il est cependant des configurations dans lesquelles une vraie modélisation 3D est nécessaire. C’est par exemple le cas lorsque nous analyserons l’effet de la zone cataclasée près des failles. Dans ce cas, nous utiliserons le logiciel METIS.

7.4 Les simulations numériques prédisent des aquifères compartimentés de petite taille

7.4.1 Un problème d’ordre de grandeur

Les mesures expérimentales nous décrivent une courbe de décroissance caractérisée par deux paramètres principaux : l’amplitude de la chute de pression et le temps caractéristique de sa chute. Or nous avons au moins 5 paramètres inconnus. En effet, en prenant une géométrie simple rectangulaire, la géométrie de chacun des deux aquifères est donnée par les longueurs du côté nord-sud et du côté ouest-est. De plus, une grande incertitude pèse sur le coefficient d’emménagement de l’aquifère supérieur.

Nous allons donc imposer certains paramètres. Le premier consiste à supposer que l’aquifère inférieur est compartimenté par les failles d’Helike et d’Aigion, distantes de 5 km. Nous avons vu dans le paragraphe 6.5 que ce n’est peut-être pas vrai pour la faille d’Aigion, mais allons néanmoins poser cette hypothèse dans un premier temps. En partant de dimensions d’aquifère supérieur arbitraires, nous pouvons donc déterminer par la formule 7.34 l’extension est-ouest de l’aquifère inférieur. La simulation est ensuite menée pour différentes valeurs du coefficient d’emménagement spécifique S_u allant de 10^{-3} m^{-1}

Paramètre	Aquifère supérieur	Aquifère inférieur
Longueur nord-sud	Arbitraire (100-500-1000 m)	5000 m
Longueur ouest-est	Arbitraire (100-500-1000 m)	Équation 7.34
Pression initiale	5 bar	8.7 bar
Conductivité	10^{-7} m/s	$1.5 \cdot 10^{-5}$ m/s
Emmagasinement	$10^{-3} \text{ m}^{-1} - 10^{-7} \text{ m}^{-1}$	$8.4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$
Hauteur	60 m	600 m

TAB. 7.4 – Valeurs utilisées pour les simulations de la figure 7.12.

à 10^{-7} m^{-1} .

La nappe du Pinde est fortement déformée et étirée. Les calcaires de l’aquifère supérieur peuvent n’être qu’une lentille qui ne s’arrête pas forcément sur une des failles majeures associées à l’ouverture du rift. Celles-ci ne contraignent donc pas *a priori* la géométrie de cet aquifère. Nous allons effectuer des simulations d’abord pour un aquifère de dimension $500 \text{ m} \times 500 \text{ m}$ puis de dimension $1000 \text{ m} \times 1000 \text{ m}$. Le forage est placé à 20 m des frontières nord des aquifères, même pour l’aquifère supérieur. En effet, comme les aquifères évoluent indépendamment, leurs orientations sont indifférentes. Les valeurs numériques utilisées dans la simulation sont indiquées dans la table 7.4. On remarquera que le choix de la profondeur de l’aquifère inférieur a été guidé par l’analyse thermique du chapitre 3.

Les résultats de la figure 7.12 sont problématiques. Avec un coefficient d’emmagasinement fort, comme celui déterminé par Giurgea et al. [2004], on obtient des extensions de l’aquifère inférieur exagérément fortes, qui couvriraient l’ensemble du Golfe. De plus, les temps caractéristiques de décroissance sont beaucoup trop longs. Inversement, un coefficient de 10^{-7} m^{-1} induit un aquifère inférieur ridiculement petit, ce qui explique la rapidité de la chute de pression. Parfois l’aquifère est si petit que le programme de simulation rencontre des problèmes de stabilité numérique. Les valeurs optimales du coefficient d’emmagasinement sont autour de $10^{-6} - 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Cependant, les extensions des aquifères et les temps caractéristiques obtenus ne sont pas satisfaisants.

Changer le rapport d’aspect de la géométrie de l’aquifère supérieur est-il suffisant ? En effet, on découple alors la contrainte de l’équation 7.34, qui ne porte que sur les volumes, des phénomènes de pénétration de la surpression dans l’aquifère supérieur. Nous allons donc effectuer des simulations pour un aquifère supérieur de dimension $100 \text{ m} \times 1000 \text{ m}$ et $200 \text{ m} \times 1000 \text{ m}$. On voit que la situation ne s’arrange guère. Les courbes les plus proches des résultats expérimentaux donnent toujours des aquifères d’extension est-ouest inférieure à 1 km.

On peut imaginer plusieurs mécanismes pour expliquer l’échec de ces simulations numériques. Nous pouvons déjà remarquer que les développements analytiques ont fait ressortir l’importance que gardait le rayon du forage pour décrire l’évolution temporelle de la pression mesurée. Dans ce cas, les détails de la structure du milieu autour du forage sont cruciaux. Notamment, un modèle poroélastique homogène du karst ou de l’aquifère supérieur fracturé ne saurait rendre compte correctement de l’avancée du front de pression à proximité du puits, et nous ne pouvons prétendre à mieux qu’un ordre de grandeur. Les fractures des calcaires en plaquettes qui s’étendent au dessus de la faille devraient en effet accélérer l’équilibrage des pressions, de sorte que les courbes obtenues avec un coefficient d’emmagasinement de 10^{-4} m^{-1} pourraient en fait correspondre à un temps de relaxation plus court, et s’approcher des courbes observées.

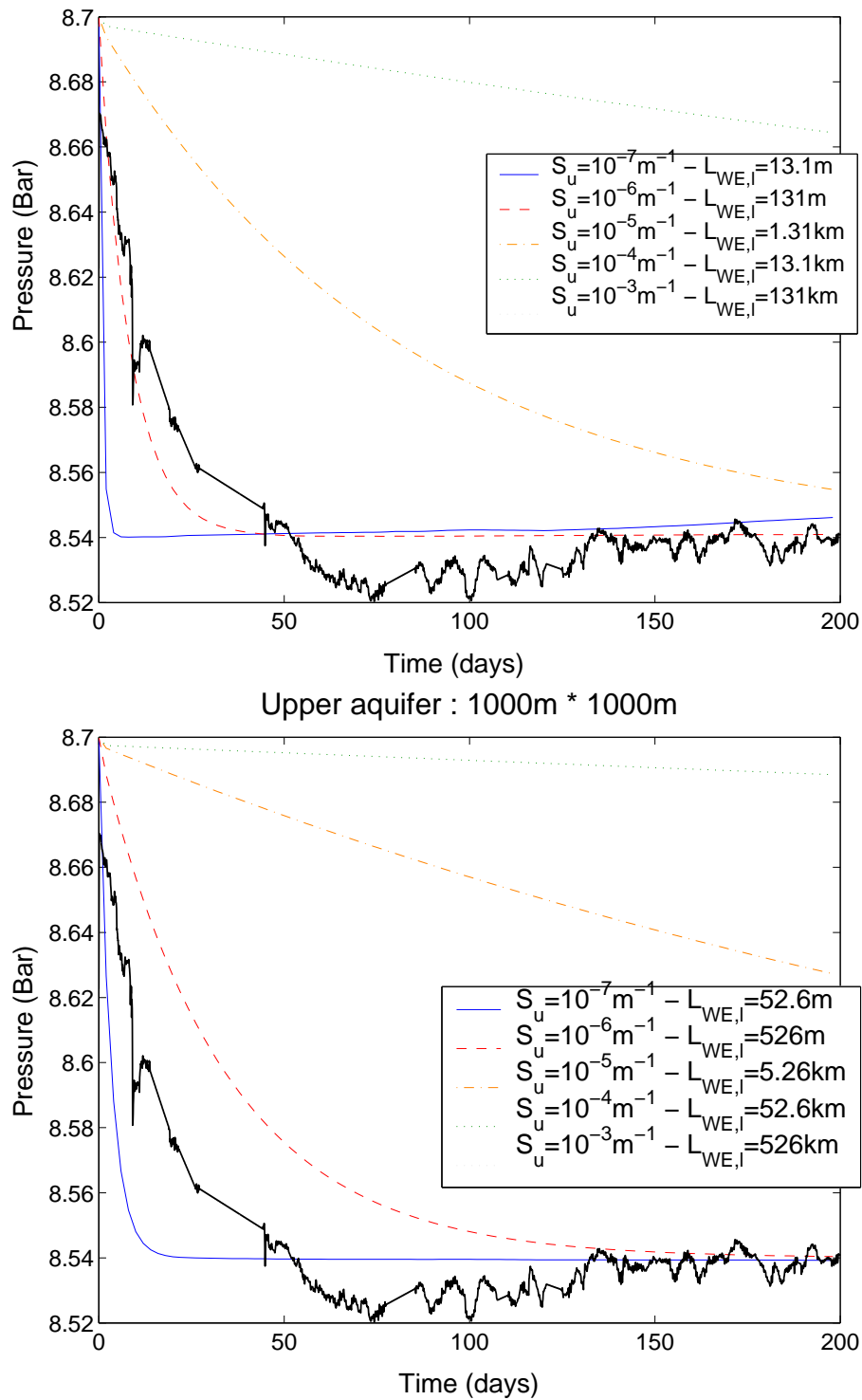


FIG. 7.12 – Simulations numériques effectuées avec la méthode FEM 2.1D pour des aquifères confinés. L'extension nord-sud de l'aquifère inférieur et les dimensions de l'aquifère supérieur sont fixées. Lorsque les rapports d'aspect sont si importants que le mailleur de Matlab n'arrive pas à converger, des tiretés noirs sont placés dans la légende.

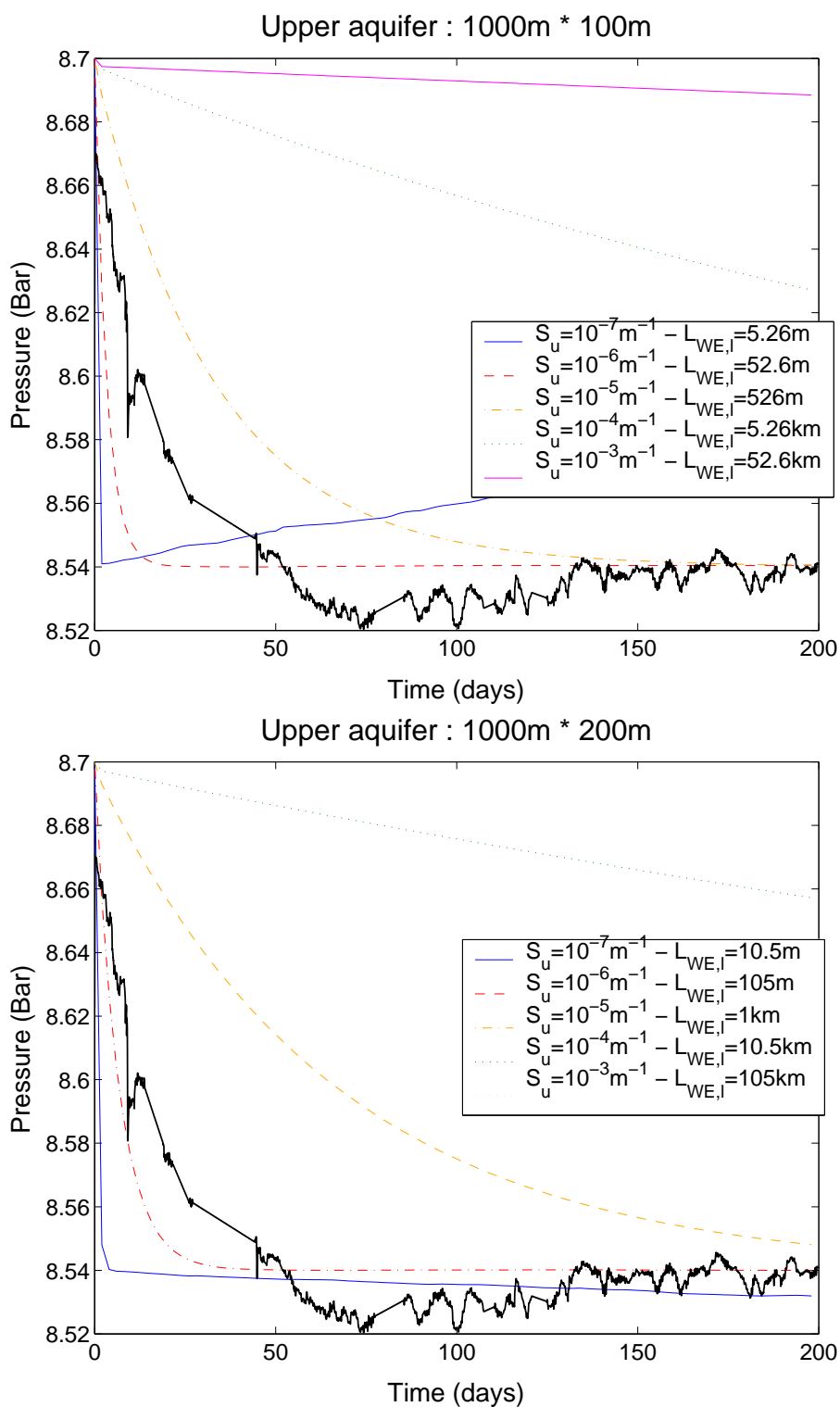


FIG. 7.13 – Simulation numériques effectuées avec la méthode FEM 2.1D pour des aquifères confinés, avec une géométrie imposée de l'aquifère supérieur. La courbe expérimentale est aussi reportée en pointillés noirs.

7.4.2 L'influence de la zone endommagée

On peut aborder modestement l'effet de ces hétérogénéités de perméabilité en regardant l'influence de la zone cataclasée qui se développe au dessus de la faille d'Aigion. Cette zone est *a priori* plus perméable que les calcaires fracturés qui la surmontent et devrait aussi accélérer la décroissance de la pression dans le forage.

La méthode FEM 2.1D ne convient pas pour traiter un tel problème, car elle ne peut pas prendre en compte la diffusion verticale entre la zone cataclasée et les calcaires de l'aquifère supérieur.

Nous allons donc utiliser le logiciel METIS, en créant une zone perméable d'une épaisseur de 5 m entre 755 m et 760 m. Sa conductivité hydraulique est mise à 10^{-5} m/s tandis que son coefficient d'emménagement est maintenue identique à celui de l'aquifère supérieur 10^{-4} m⁻¹. On choisit une taille d'aquifère supérieur de 200 m × 1000 m et d'aquifère inférieur de 5000 m × 1000 m.

Sans surprise on voit dans la figure 7.14 que la zone endommagée accélère les temps de mise en équilibre des deux aquifères. Le temps caractéristique est divisé d'un facteur 4, ce qui est un ordre de grandeur suffisant pour ramener les courbes de la figure 7.13 et 7.12 à des valeurs proches des résultats expérimentaux.

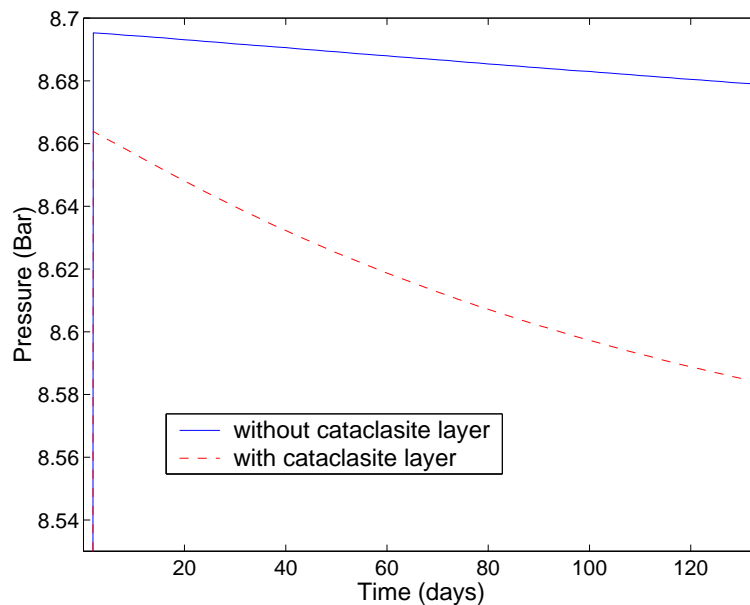


FIG. 7.14 – Simulations numériques de rééquilibrage des pressions des deux aquifères anciennement séparés par la faille, menées avec ou sans cataclasite grâce au logiciel METIS.

7.4.3 Cas de frontières non étanches

Un autre point que nous pouvons étudier est le confinement réel des aquifères. La présence de fluide d'origine profonde constatée à Neratzes par Pizzinno et al. [2004] suggère que les aquifères profonds peuvent fuir. Par ailleurs, l'étude des déphasages vis à vis des marées océaniques indique aussi que la faille d'Aigion n'est peut-être pas imperméable. Il faut aussi justifier la surpression des aquifères observés. Cependant, le régime stationnaire observé sur le capteur de pression de haute précision argumente plutôt en faveur d'un aquifère confiné. Quel est le flux profond maximal qui peut satisfaire l'ensemble de ces observations ?

On peut estimer cette réponse par un calcul simple d'ordres de grandeur. On considère que l'aquifère inférieur est de hauteur H et de dimension horizontale L_{NS} et L_{EO} . Son volume est donc $V = H L_{NS} L_{EO}$. Il est traversé par un flux orienté le long d'un axe est-ouest de débit volumique q par unité de surface et de temps. Malgré cela, on observe l'absence de variation de pression supérieure à $\Delta p_{max} = 10^{-2}$ bar sur une durée $dt = 1$ an. Or la variation de pression que peut compenser ce flux est d'environ :

$$dP = \frac{dV}{VS} = \frac{q H L_{NS} dt}{SV} < \Delta p_{max} \quad (7.44)$$

où S est le coefficient d'emmagasinement en Pa^{-1} , que l'on obtient en divisant l'emmagasinement en m^{-1} par ρg . On obtient alors la contrainte $q < 5 \cdot 10^{-10}$ m/s. L'état stationnaire observé par le capteur de pression d'AIG10 impose donc des flux très faibles.

Cet effet est à nuancer en prenant en compte d'autres phénomènes. Par exemple, la diffusion pourrait retarder l'impact de cette injection de fluide sur la pression mesurée. D'autre part, le régime stationnaire observé pourrait aussi se justifier par une compensation de flux traversant les aquifères supérieurs et inférieurs.

On peut noter que le régime thermique n'est pas perturbé dans l'aquifère supérieur. L'écart entre le flux thermique qu'on y mesure et le flux dans les couches qui le surplombent est inférieur à 20 mW/m^2 . L'emploi de la formule 3.13 donne un flux maximal de $3 \cdot 10^{-7}$ m/s, en supposant que la quantité $\frac{\partial T}{\partial x}$ peut s'approximer par une chute de température de 30°C sur une distance de 100 km. La compensation des flux donnerait l'ordre de grandeur $q_u H_u L_{NS,u} \sim q_l H_l L_{NS,l}$. On en déduit donc que l'aquifère aurait alors un flux maximal dans l'aquifère supérieur $3 \cdot 10^{-8}$ m/s, en supposant $L_{NS,l} \sim L_{NS,u}$ et en reprenant les valeurs de la table 7.4.

On pourrait tenter de vérifier ces ordres de grandeur par quelques simulations numériques simulant les circulations de fluides par des flux constants imposés sur les bords est et ouest des aquifères. Ceci peut se réaliser facilement avec le programme FEM2.1D. L'idée est de perturber progressivement une des configurations précédentes, étudiées à flux nul, pour voir à partir de quelle quantité ces circulations perturberaient fortement leur comportement. Malheureusement, nous n'avons pas pu déterminer une géométrie satisfaisante dans le paragraphe précédent. Nous allons donc considérer deux configurations extrêmes qui pour encadrer l'effet des flux hydrauliques.

Dans le premier cas, nous allons reprendre une taille d'aquifère supérieur de $1000, \text{ m} \times 200 \text{ m}$, avec un emmagasinement de 10^{-6} m^{-1} . Nous avons vu dans la figure 7.13 qu'en imposant une extension nord-sud de l'aquifère inférieur de 5 km, nous obtenions une courbe de pression qui correspondait grossièrement aux données expérimentales. Cependant, sa dimension est-ouest est alors très réduite, de 105 m. Nous allons considérer ce cas, comme la situation extrême où nous sommes le plus sensible aux flux.

Dans un deuxième temps, nous allons aussi prendre une taille d'aquifère inférieur plus raisonnable de $5 \text{ km} \times 10 \text{ km}$. L'emmagasinement de l'aquifère supérieur est pris à 10^{-3} m/s , afin d'obtenir une taille d'aquifère supérieur raisonnable d'environ $190 \text{ m} \times 100 \text{ m}$.

Les résultats des simulations numériques sont présentés dans les figures 7.15 et 7.16. On observe dans les deux cas que les flux influent peu tant qu'ils restent sous une valeur seuil de $10^{-6} - 10^{-7} \text{ m/s}$. On peut remarquer que de manière étonnante, le plus petit aquifère, l'aquifère supérieur, est le plus perturbé par les flux. Ceci est peut-être dû aux propriétés différentes des deux aquifères. Plus grave, une fois passé ce seuil, les effets des flux hydrauliques imposés sont prédominants et la pression diverge. Cette instabilité se comprend bien puisque rien dans nos conditions aux frontières ne fixe la pression. La

pression observée n'est contrainte que par les conditions initiales, qui sont « oubliées » une fois que les flux deviennent importants.

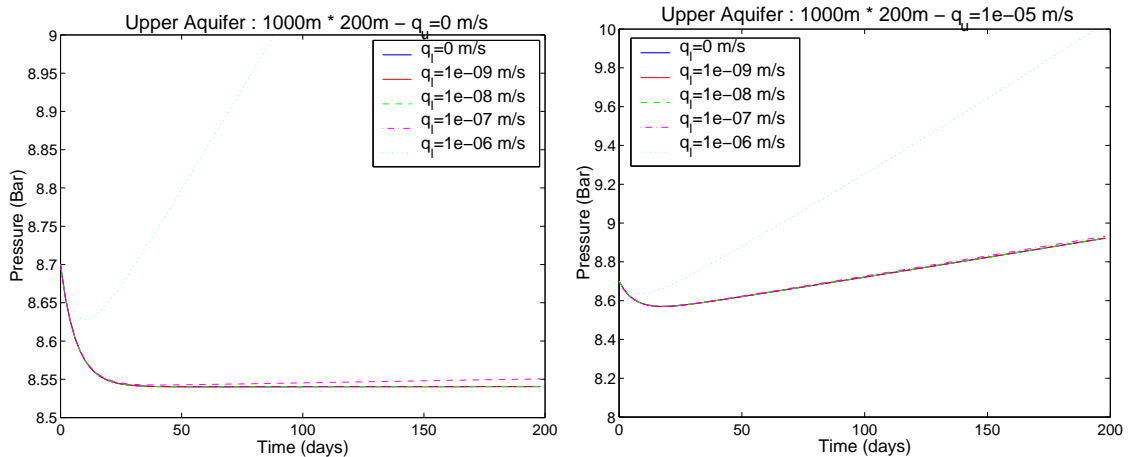


FIG. 7.15 – Simulations numériques réalisées avec des flux constants traversant les bords est et ouest des aquifères. L'aquifère supérieur a une dimension imposée de $1000\text{ m} \times 200\text{ m}$, avec un coefficient d'emmagasinement de 10^{-6} m^{-1} , tandis que l'aquifère supérieur a une extension nord-sud de 5 km .

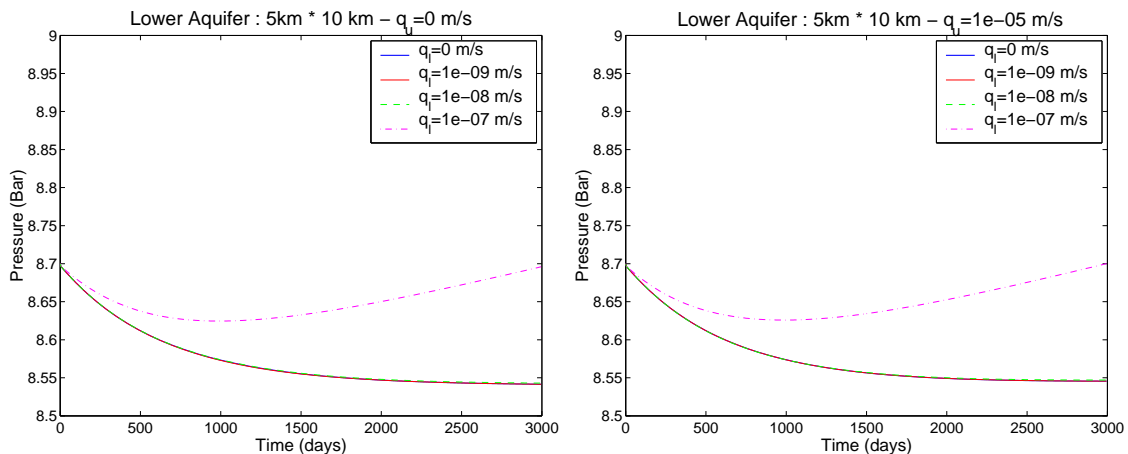


FIG. 7.16 – Simulations numériques réalisées avec des flux constants traversant les bords est et ouest des aquifères. L'aquifère inférieur a une dimension imposée de $5\text{ km} \times 10\text{ km}$ tandis que l'aquifère supérieur a une dimension de $190\text{ m} \times 100\text{ m}$, avec un coefficient d'emmagasinement de 10^{-3} m^{-1} .

Pour s'approcher de la réalité géologique, il faudrait imposer un gradient de pression, par exemple par des conditions de Dirichlet, fixant une pression imposée aux extrémités est et ouest. Pour contrôler les flux, il faudrait créer des zones « tampons » de faible perméabilité, de manière à simuler une recharge lente. Cependant lors de la simulation d'une telle configuration, nous avons besoin de fixer quatre paramètres supplémentaires par aquifère : le gradient de pression à imposer, aux moins deux dimensions d'aquifère et les propriétés hydrauliques de la zone tampon. Le nombre d'inconnues excède le nombre de données et le problème est mal contraint.

Nous allons donc rester sur les résultats obtenus par ordre de grandeur et nous contenter de conclure que la stationnarité des courbes de pression observée implique des flux

traversant les aquifères très lents, qui ne parviennent pas à corriger l'anomalie induite par l'ouverture du forage entre les deux aquifères. Aux échelles de temps auxquelles nous travaillons pour étudier les marées (chapitre 6.1) ou les anomalies de pression (partie III), nous pouvons donc estimer l'aquifère confiné. La simplification exagérée qu'induit la modélisation poroélastique permet d'expliquer pourquoi nous ne parvenons pas à trouver des tailles d'aquifère permettant d'expliquer les temps relativement rapide de la chute de pression. Il semblerait néanmoins que les aquifères sont de taille modérée, ne dépassant guère les 10 km.

7.5 Conclusions

Le tableau 5.3 résumait les informations sur les aquifères dont nous disposions avant l'installation des capteurs. L'étude des signaux de pression collectés durant un an a permis d'améliorer nos connaissances sur les aquifères :

- *Paramètres hydrauliques* : La version actualisée du tableau 5.3 est désormais

	Conductivité hydraulique (m/s)	Emmagasinement spécifique (m ⁻¹)
Aquifère fracturé supérieur	?	?
Aquifère karstique inférieur	$1.5 \pm 1.5 \cdot 10^{-5}$	$8 \pm 4 \cdot 10^{-7}$
Faïlle d'Aigion	10^{-11} (<i>local</i>)	?
Forage	ouvert	ouvert

Le signal hydraulique étant dominé par le karst, ce sont les paramètres hydrauliques de ce dernier aquifère qui ont pu être affinés, notamment grâce à l'étude des marées. La modélisation des données de pression à long terme a confirmé l'inadéquation du coefficient d'emmagasinement de l'aquifère supérieur donné par [Giurgea et al., 2004].

- *Paramètres poroélastiques* : L'analyse des marées a aussi permis d'obtenir la sensibilité de la pression mesurée à une déformation du milieu. Celle-ci vaut environ 17 GPa/str pour des conditions non drainées. Comme le capteur de pression peut résoudre des chutes de pression de 1 Pa, on obtient donc une sensibilité de 0.06 nstr.
- *Dimensions des aquifères* : L'étude des déphasages de pression mesurée vis-à-vis de la charge océanique est compatible avec une faille d'Aigion imperméable sur toute la hauteur du karst. L'ensemble des données sur le long terme confirme le confinement des aquifères. Inversement, la présence d'une convection naturelle dans le karst prédit une extension verticale importante de l'aquifère karstique.

Grâce notamment aux deux premiers types d'information, on peut maintenant essayer d'interpréter les anomalies hydrauliques enregistrées dans le forage AIG10.

Part III

Hydraulic Anomalies

The aim of the AIG10 borehole is to document the hydraulic anomalies together with the seismic events, to provide some *in-situ* experimental insight on the role of fluids on the fault mechanics.

The AIG10 hydraulic setting indeed enabled to monitor hydraulic transients which depart from the tidal variations and long-term trends depicted in the previous part. They are presented in this chapter.

Major personal contributions of this part

Results

- Compilation of the recorded events
- Assessment of the direct problem: hydraulic anomalies induced by dislocation or fluid leakage
- Determination of the circumstances of three major events: comparison to other sensors, effect on tidal response and order of magnitude of the initiating events.



Chapter 8

Catalog of hydraulic anomalies

8.1 What do we call "hydraulic anomalies" ?

The recorded pressure signal exhibits some regular and well understood oscillations. These 12-hour and 24-hour variations are due to the tidal loading and enabled us to derive some important poroelastic parameters. Some higher frequency variations have also been recorded. These seiches are resonance of the Gulf water body to atmospheric excitations, such as winds and oceanic currents. Their period is of about 8 minutes and 40 minutes. They appear in intermittent phases lasting from 1 day to 1 week.

We identify as *hydraulic anomalies* the sharp hydraulic variations that depart from these pressure oscillations. This definition is therefore devoid of any physical interpretation and relies only on the recording of the absolute pressure sensors.

Of the two absolute sensors of our instrumentation, the high-precision sensor (so-called "dynamic pressure") is the most suitable for identifying the hydraulic anomalies. The "static pressure" sensor is indeed too noisy to be used in the anomaly identification process, but it can provide complementary confirmation for the largest events.

The limitation of our sensors described in figure 4.6 means that events smaller than 10 Pa and faster than 10 s cannot be recorded in term of absolute pressure.

The recording problem encountered by the first acquisition system also induced the loss of about 20 % of the data between September 2003 and July 2004. After the electronic failure of October, 15th 2004, the search of hydraulic anomalies was impeded by the irregular sampling of the data

However, the number of hydraulic anomalies recorded is impressive. Within one year, we have identified more than 500 events! Such an abundance of events requires a classification.

8.2 Classification of pressure anomalies

The classification we present is based on the shape of the anomalies. We distinguish two major categories: the peaks, followed by an immediate recovery and the jumps, where no recovery could be seen a few minutes after the event.

8.2.1 Peaks

A - Downward Peaks

These peaks constitute about 20 % of the total number of recorded events, and their occurrences rates follow the same trend than the overall anomalies: they are numerous during

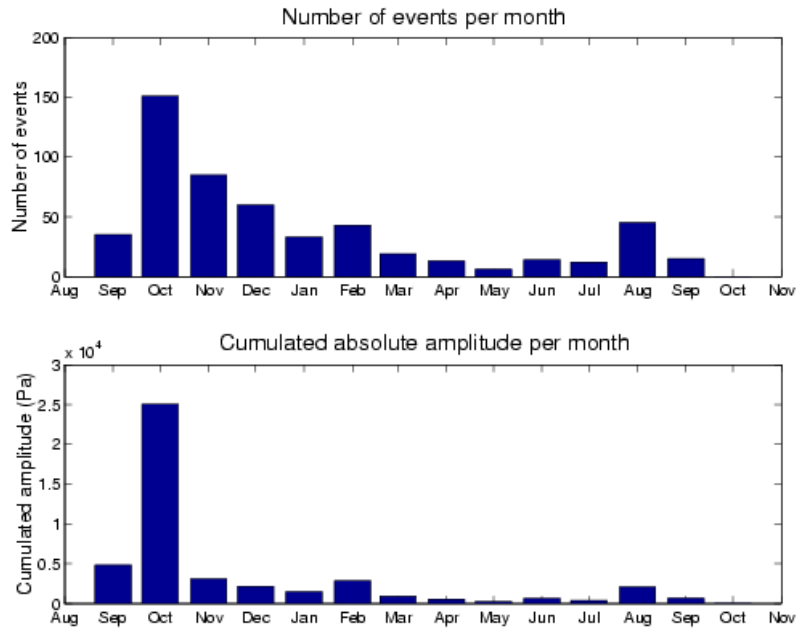


Figure 8.1: Hydraulic activity from September 2003 to September 2004. It can be assessed according to the number of identified anomalies, or more quantitatively with respect to the cumulative sum of their absolute amplitudes.

the first two months, despite the gaps in recording and then become scarcer. However, these anomalies reappear in August 2004 at a smaller scale.

Figure 8.3 shows the order of magnitude of the amplitude and duration of these anomalies. It appears that they are quite short and of small amplitude if one excepts the big surges of October 2003, dealt in section 10. The duration of the recovery phase is similar to that of the drop phase, and lies between 10 s and 100 s. The amplitude is on a wider range, between 10 Pa and 500 Pa, but the anomalies are still small enough not to be recorded by the low-resolution pressure sensor.

The October 2003 events fall in two categories: most follow the same pattern as the other A events, whereas a few outliers have larger amplitudes and durations.

The striking feature of the events of August 2004 is their similar duration during both drop and recovery, whereas their amplitudes range from 10 Pa to 150 Pa.

As the scatter of figure 8.3 suggests, the shapes of downward pressure drops differ widely; however, some peculiar features merit some attention. These features are not exclusive to each other, since some events can cumulate two of them.

A1 - Exponential shape of drop and recovery curve Figure 8.4 displays some typical A1 drops. The event of the upper graph is extracted from the October 2003 swarm, while the lower one has been recorded near August 2004. The first one seems to be more asymmetric than the second one, but both are sharp and clearly depart from the tidal trend. They seem to have an exponential drop or/and recovery. Indeed, if we plot the pressure offset versus time since the beginning of the drop or the recovery in a log-log graph, the data fit a linear trend. This enables to define a relaxation time with much better precision.

We can therefore plot the figure 8.5 for the 22 events on which the method could have been used. The drop time could not have been determined for the duration phase of most

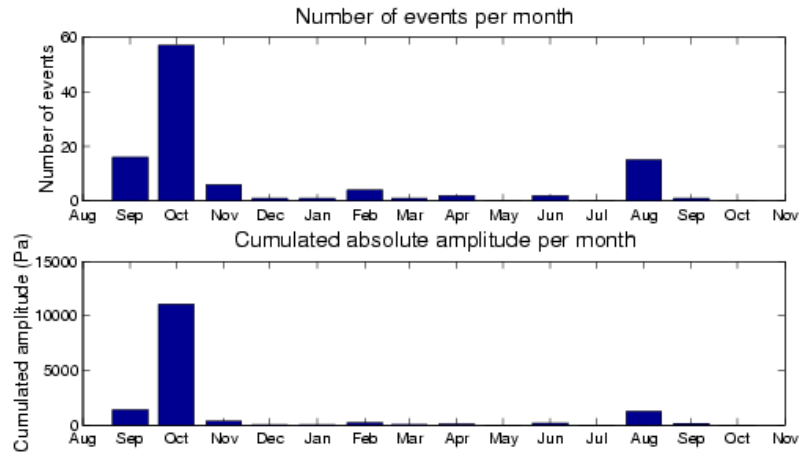


Figure 8.2: Contribution of the downward peaks to the total hydraulic activity shown in pressure

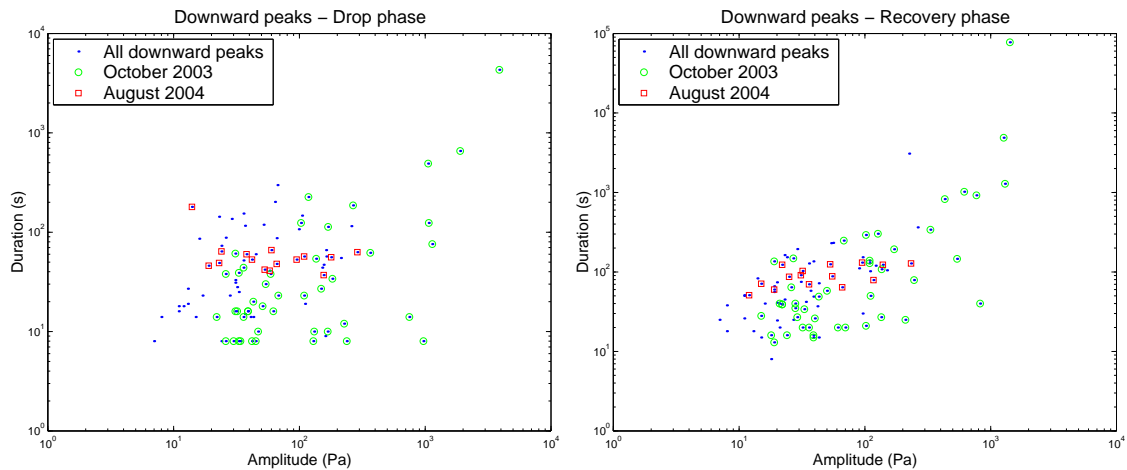


Figure 8.3: Amplitude versus duration for both drop and recovery phases, for all A-type events. We highlighted the events related to the active periods of October 2003 and August 2004 by green circles and red squares.

events of October 2003, so that the related points are missing on the left subfigure of figure 8.5.

It confirms the asymmetry of the drop and recovery stages. Whereas the drops have similar short duration between 10s and 20s, the recovery phase have more scattered relaxation times, which can take larger values from 10s to 80s.

The recovery curve does not exhibit any correlation between pressure drop amplitude and recovery. Whereas the amplitude lies between 10 Pa and 200 Pa, the relaxation time derived through exponential fitting of the recovery curve is between 5s and 70s. This is smaller than in figure 8.3, especially for the August 2004 events whose uniformity of recovery time is lost.

On the other hand, even if the drop curve has fewer points, it appears that these events have a slight positive correlation between pressure drop amplitude and drop duration.

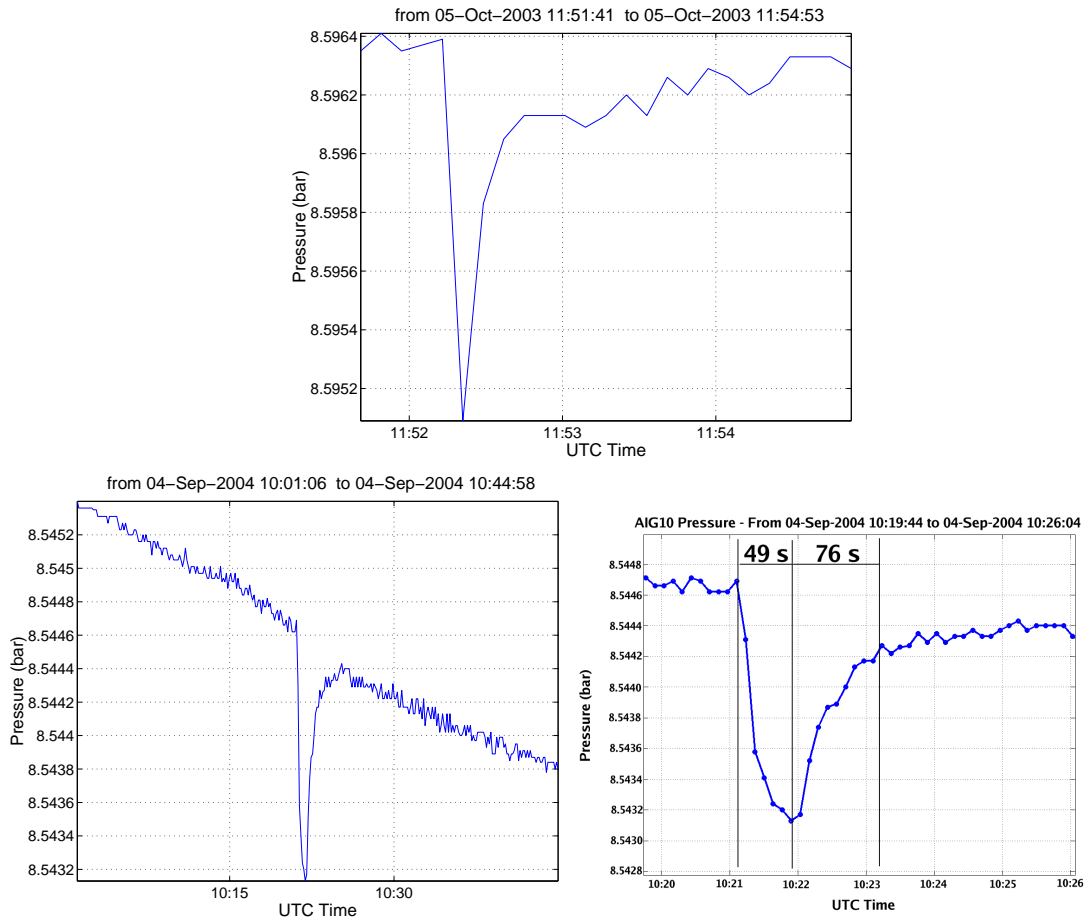


Figure 8.4: Examples of a short downward pressure peak (A1) dated of October 2003 (upper) and September 2004 (lower).

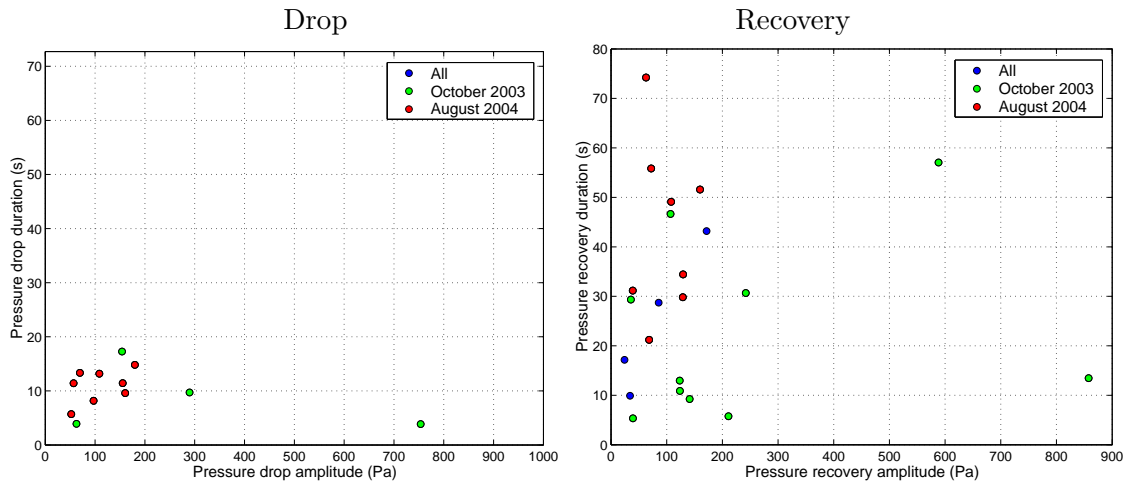


Figure 8.5: The amplitude and the duration are compared for the drop (left) and recovery (right) phases. Some points whose drop duration could not be retrieved through exponential fitting are not displayed of the left graph.

A2 - Short pressure peaks followed by a two-step recovery Some events have a more hectic recovery, and display two steps during their recovery, as in figure 8.6. One may

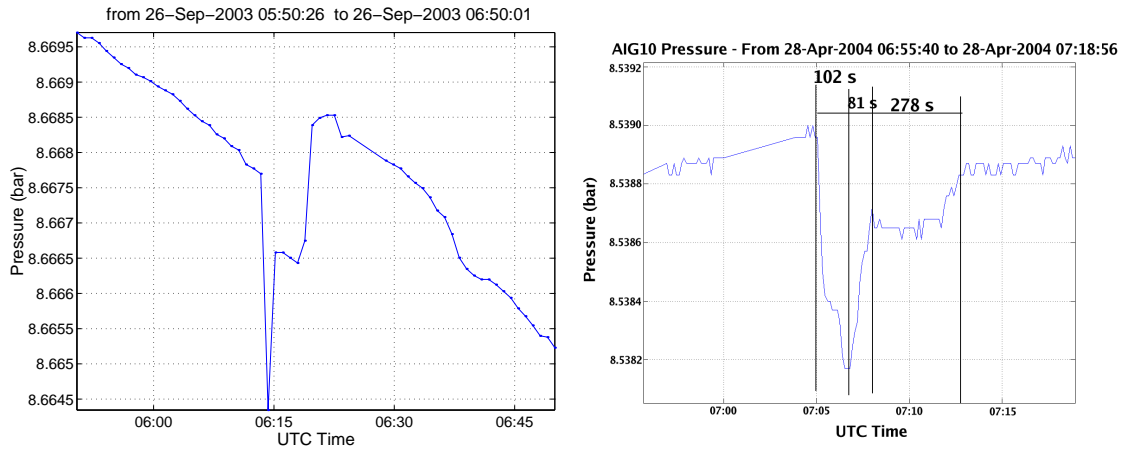


Figure 8.6: Examples of a short pressure peak followed by a two-step recovery (A2)

argue that these events are indeed two independent events: an downward pressure peak followed by a upward pressure step. However, we have 7 such events, including a transient observed before the only major earthquake of the Gulf of Corinth we recorded, on April 2004, 28th. Moreover, the recovery of the main step of the October 2003 hydraulic activity appears to be occurring in two steps, once the signal is corrected from tidal oscillations. This will be shown in chapter 10 with the figure 10.3.

A3 - Short pressure peaks preceded by a slow pressure increase An intriguing feature is the presence of a initiation phase before some pressure drops. This is always an inflating phase. This occurred for instance on April 2004, 28th anomaly, 15 minutes before of a $M_s = 4.5$ earthquake located 20 km to the west of the borehole.

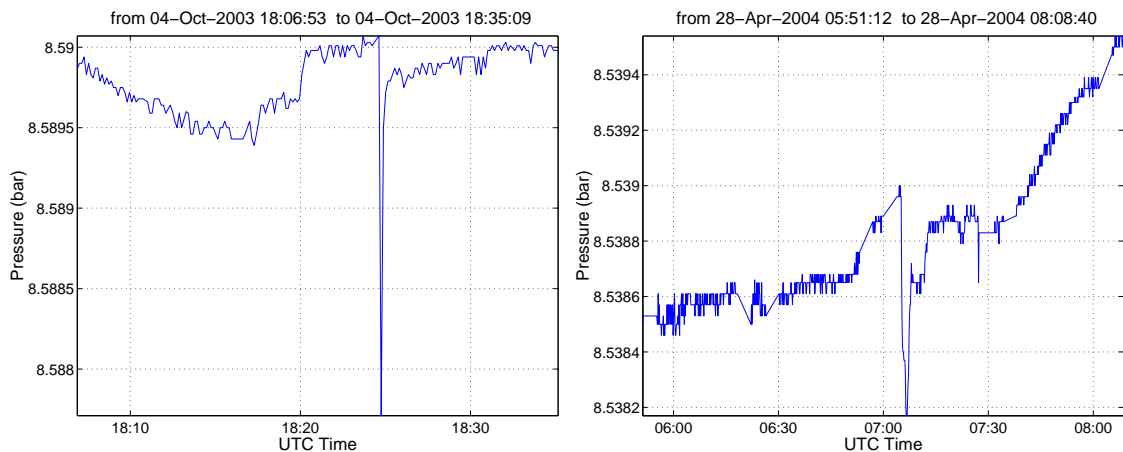


Figure 8.7: Example of a short pressure peaks preceded by a slow pressure increase (A3).

A4 - Long pressure peaks These events correspond to the isolated blue point at (60 Pa, 3000 s) of the right plot of figure 8.3. Such events are scarce, they indeed occurred once, and certainly twice, under very specific circumstances. These were recorded during the arrival of seismic waves induced by teleseisms. They are characterized by a longer recovery time and a pressure decreasing linearly with time.

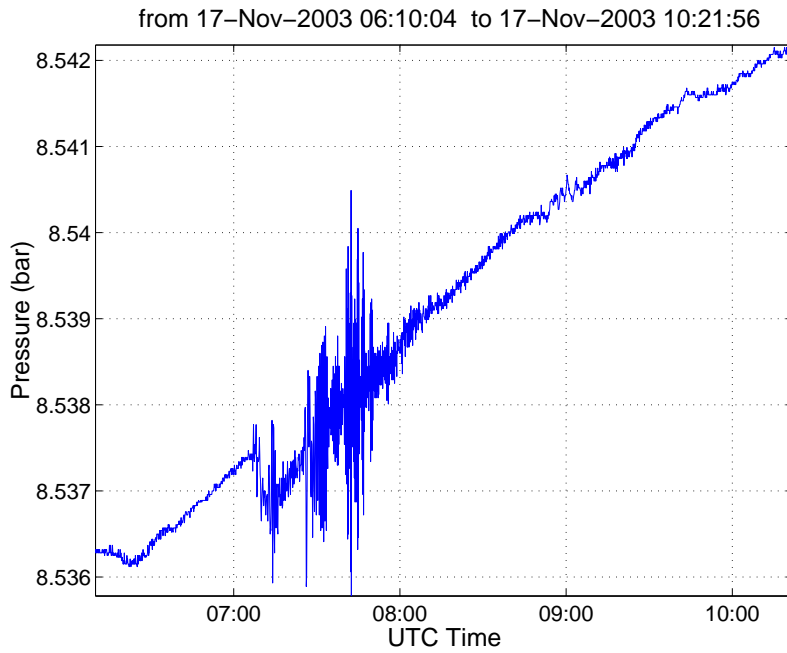


Figure 8.8: Long downward pressure peak, occurring at the onset of the S seismic wave generated by a teleseism.

B - Upward Peaks

Only 20 events belong to that category. As shown on figure 8.9, the 3 surges on September 2003 have larger size. They were large enough to be perceived also by the low-precision pressure sensor, as in figure 8.10.

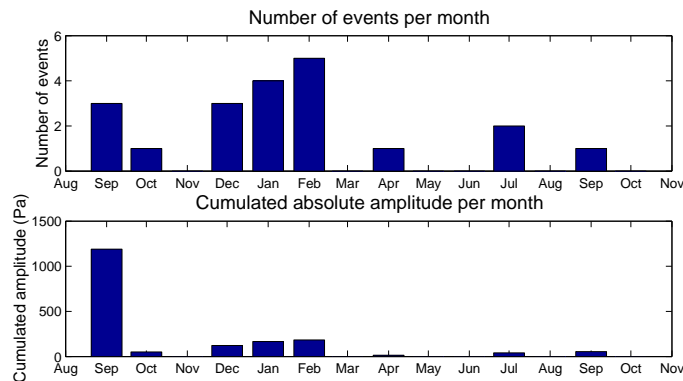


Figure 8.9: Contribution of the upward peaks to the total hydraulic activity shown in figure 8.1.

If we plot the amplitude and duration of the upward and downward phase, we confirm that the September 2003 events have indeed the largest amplitude, but their duration is within the same range as the other events. The B-type events are apt to last a little longer than the A-type events, as they are easily beyond the 100 s limit.

Most of the events we classified do not have the same sharp profile. With their smaller amplitude and their long duration, a certain ambiguity lies as in figure 8.12, where the recovery phase is difficult to recognize from the tidal trend. Such events are difficult to

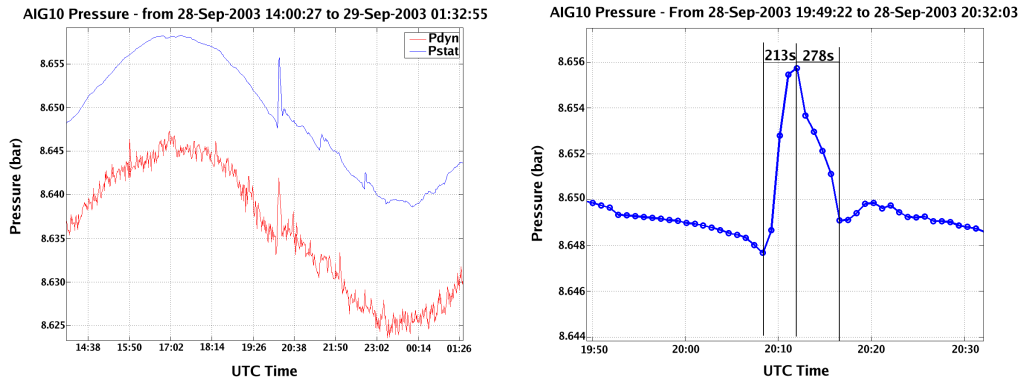


Figure 8.10: Largest upward pressure peak ever recorded, also visible on the low-precision pressure sensor, labeled "pstat".

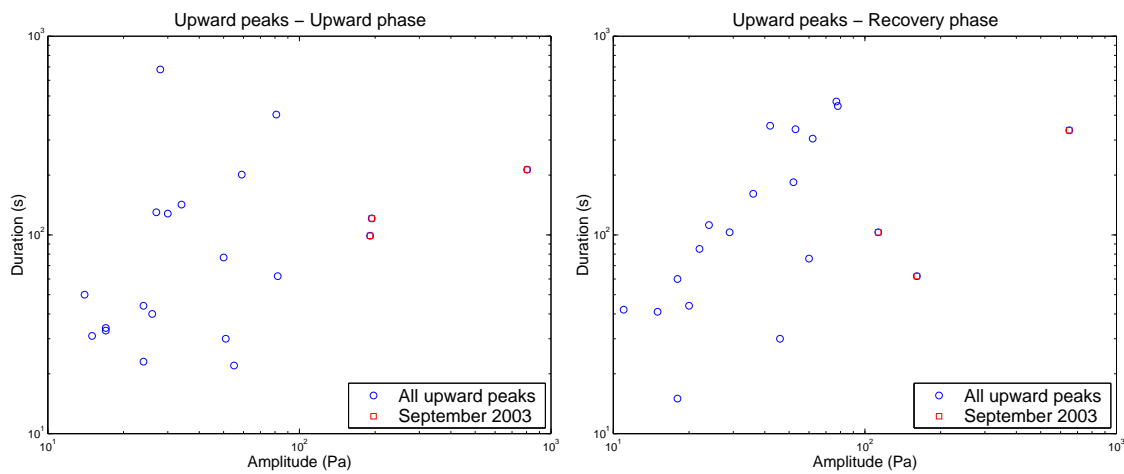


Figure 8.11: Amplitude versus duration for both drop and recovery phase, for all B-type events. We highlighted the events related to the active period of September 2003 by red squares.

recognize from C-like events.

8.2.2 Steps

We identified 402 steps, which represent 76 % of all of the anomalies recorded. About 200 of them are positive anomalies. Unlike the peak events, there is therefore as many upward steps as downward steps.

C -Downward pressure Steps

The occurrence of these events is presented in figure 8.13. It follows the same pattern as in figure 8.1 with an important activity during the first two months and a relative quiescence during the rest of the recording period. Unlike the downward pressure drops, August 2004 does not correspond to a sharp increase of activity of downward pressure steps.

The cumulative offset of the bottom graph of figure 8.13 is dominated by the large anomalies observed in October 2003. It is confirmed by figure 8.14. The major drop of 3000 Pa has been split in two small events of about 800 Pa and 2200 Pa, which are anyway

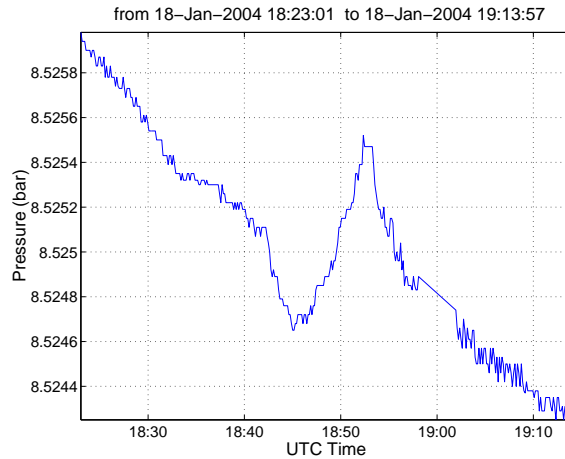


Figure 8.12: Many B-type event have a long period and a large amplitude, so that they are sometimes difficult to recognize from pressure steps.

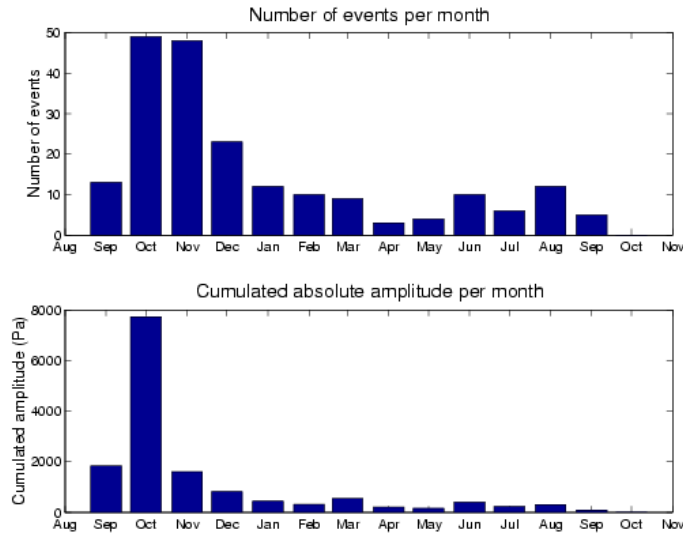


Figure 8.13: Contribution of the downward steps to the total hydraulic activity shown in figure 8.1.

among the strongest anomalies.

This figure presents a considerable scatter. The largest anomalies do not have necessarily the longest durations. As for the peaks, this diversity reflects a variety of shapes. We will focus on two peculiar features.

C1 - Downward pressure steps with an exponential profile Some drops have a striking exponential profile, as in figure 8.15. By fitting the pressure offset versus time since the onset of the events on a log-log plot, one can assess a relaxation time.

Figure 8.16 shows the collection of C1 events recognized from September 2003 to September 2004. They occur on October 2003, but are also apt to appear at other periods. The October 2003 events do not have a peculiar behavior, except maybe a shorter relaxation time for 3 of them. Note that the first step of the major pressure drop of October 2003, 3rd belongs to that category.

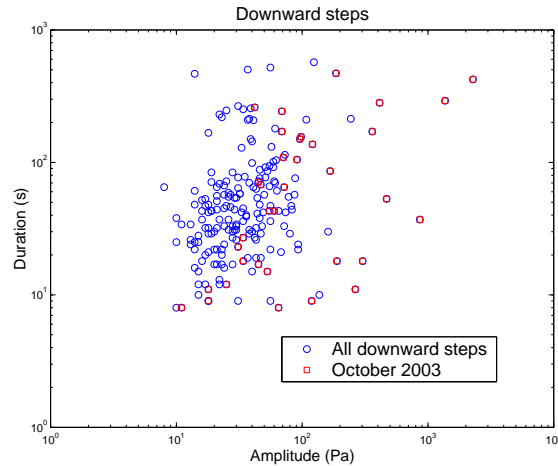


Figure 8.14: Amplitude versus duration for all C-type events. We highlighted the events related to the active period of October 2003 by red squares.

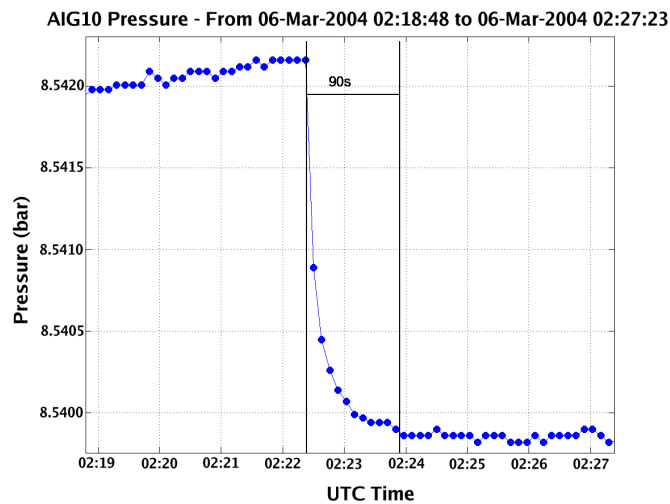


Figure 8.15: Example of a downward pressure drop with an exponential profile (C1).

C2 - Large downward pressure steps On 2003 October, 3rd, a drop of about 3000 Pa occurred. This is much more important than the other hydraulic anomalies, even larger than the tidal variations. It will be discussed in detail in chapter 10.

This event was preceded by 24 hours of major hydraulic anomalies, but the drop itself occurred within 15 minutes. If we close up on this signal, one sees that the drop is not simple and occurred by steps. That is why it does not appear as a whole in our review, but in a "sliced" fashion.

D - Short upward pressure steps

The upward pressure steps seem to be more distributed through time than the downward steps. They indeed occur frequently not only in September and October 2003 but also up to February 2004.

Figure 8.19 shows that the events of January and especially February 2004 have indeed quite large values. They overcome in amplitude the events of October 2003, which are on

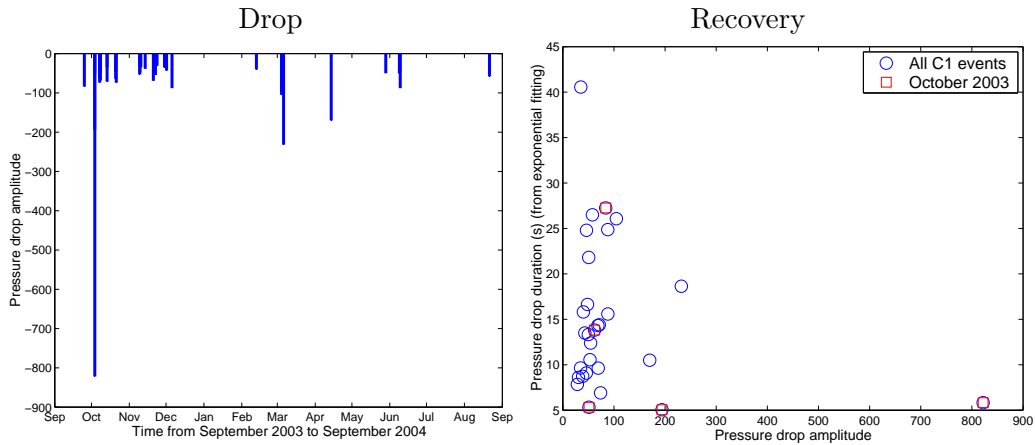


Figure 8.16: C1-type events are encountered not only on October 2003, but also during the whole record span (upper). For all C1-events, drop amplitude versus duration plot is reported on the lower graph.

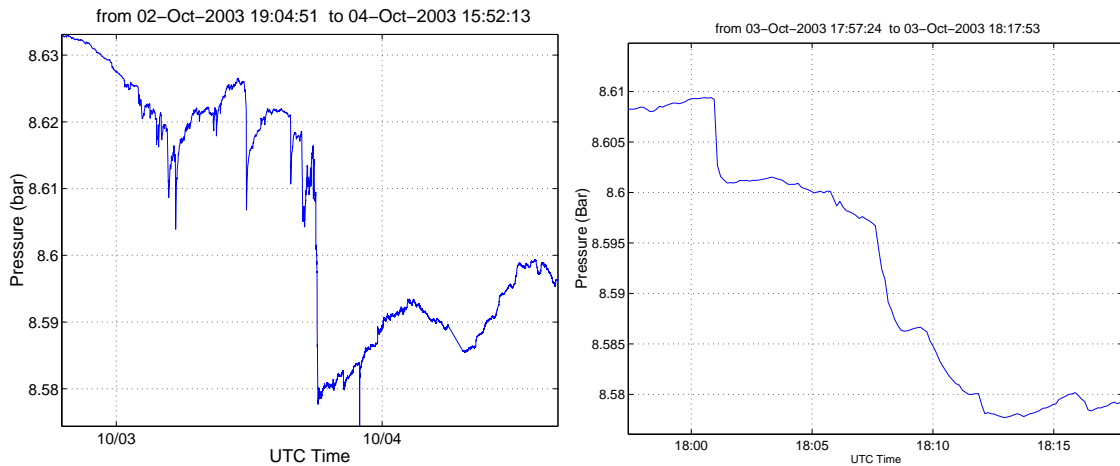


Figure 8.17: On 2003 October, 3rd 18:00, a drop of about 3000 Pa occurred. It was preceded by an intense activity, with major A1 type events. The drop itself lasts about 15 minutes and does not occur in a continuous fashion.

the other hand more numerous. The duration lies in the 10 s–200 s interval for the October 2003, whereas there is a positive correlation between duration and step amplitude for the January–February events.

As for the downward peaks and steps, there are also some upward steps with an exponential shape, as in figure 8.20. We count 30 of them, summarized in figure 8.21. They occur independently of the October 2003 and January–February 2004 crisis.

8.3 Conclusions

The permanent instrumentation of the AIG10 borehole enabled to record an important number of hydraulic anomalies. Almost all of them have an amplitude lower than 200 Pa, so that only a precise sensor, such as the "dynamic pressure" sensor, could record them.

However, the anomalies are not "noise"; they do not appear at random. We categorized these events in four categories which display a specific spatial sequence, but also a general

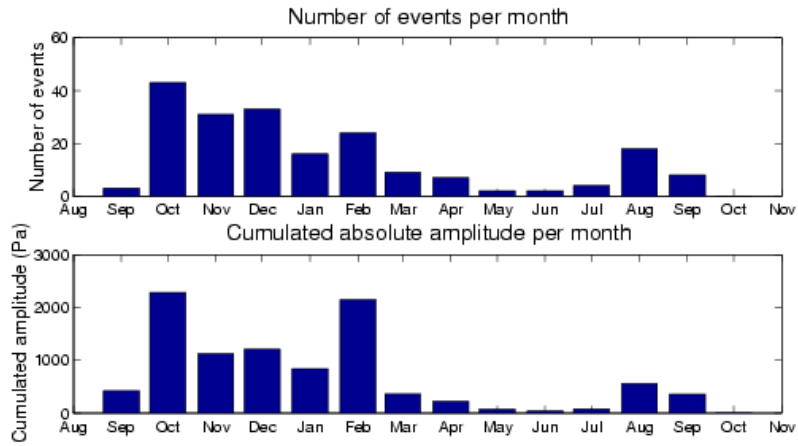


Figure 8.18: Contribution of the upward steps to the total hydraulic activity shown in figure 8.1.

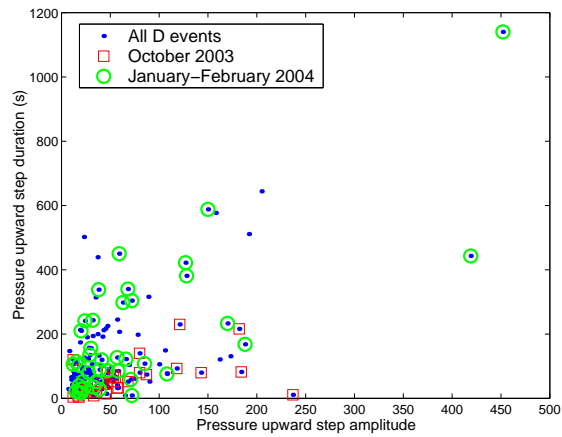


Figure 8.19: Amplitude versus duration for all D-type events. We highlighted the events related to the active period of October 2003 by red squares.

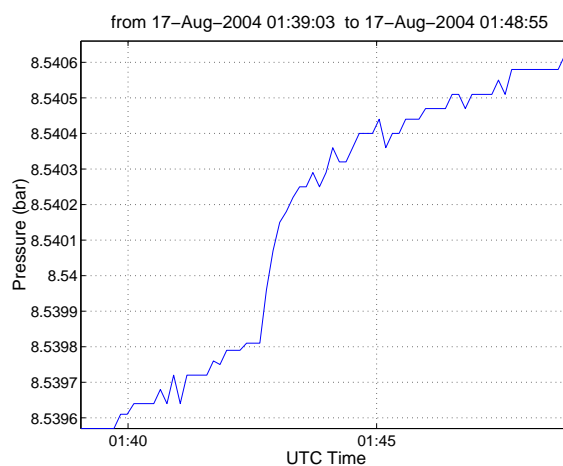


Figure 8.20: Examples of upward pressure steps, with an exponential profile

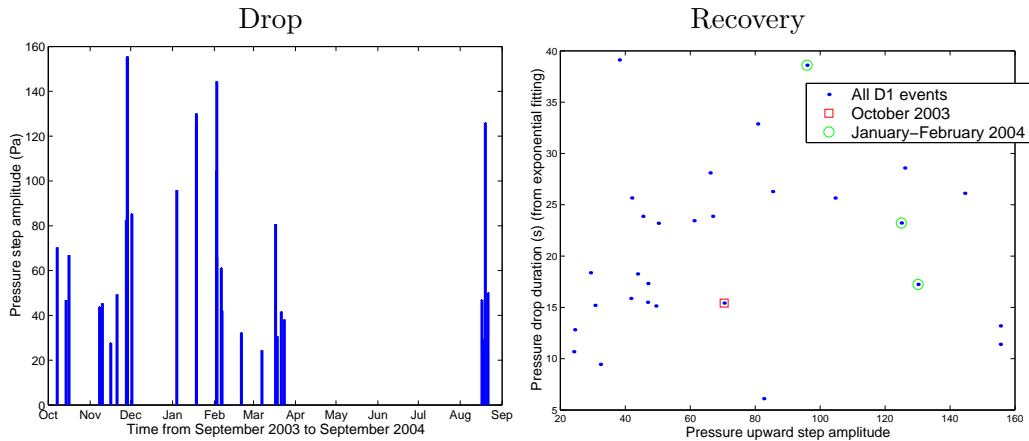


Figure 8.21: D1-type events are encountered not only on October 2003, but also during the whole record span (upper). For all D1-events, drop amplitude versus duration plot is reported on the lower graph.

trend: the first two months of recording are very hydraulically active. This activity stops after the important drop in pressure of October 2004, 3rd. This is also described in figure 8.22. If we compare with the absolute pressure measured by the pressure sensor, one can see that this activity is correlated with a general destabilization of the hydraulic setting of the borehole. It occurs during a long-term decrease of pressure we explained in chapter 7 as a reequilibration of pressure after letting the borehole connect the two previously disconnected aquifers separated by the fault.

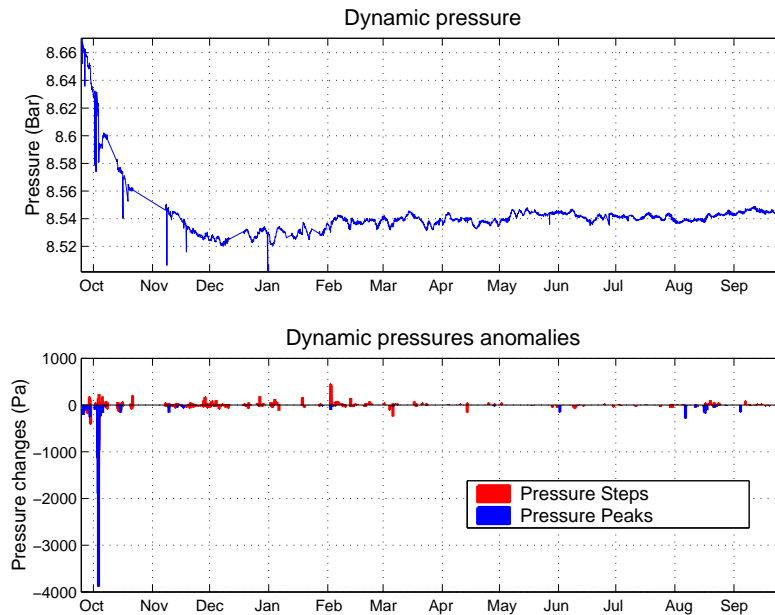


Figure 8.22: Compilation of all pressure anomalies through time

However, even if the hydraulic activity is less vigorous, there are some swarms of events at specific dates. This is also expressed by the figure 8.23: it represents the cumulated offset of the anomalies, both peaks and steps; as poroelastic effects are not taken into account, it does not correspond to the effective pressure change induced by the anomalies.

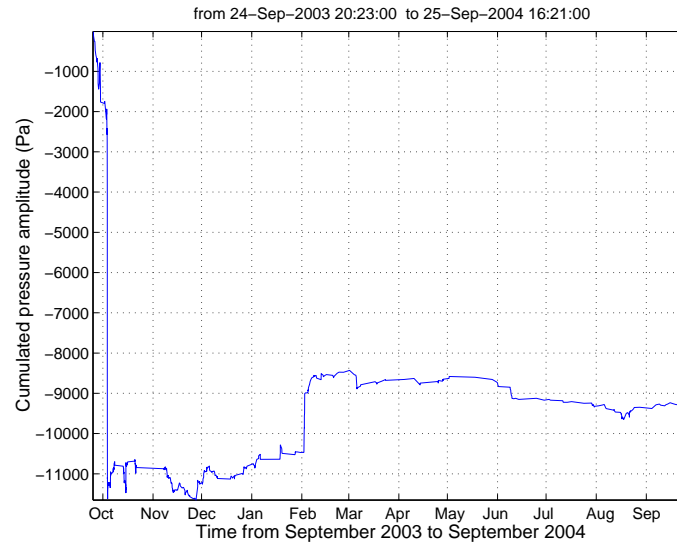


Figure 8.23: Cumulated pressure offset induced by pressure anomalies. As long-term poroelastic effects are not reported, it does not correspond to the pressure variation caused by the anomalies but gives good indication of "hydraulic activity".

For instance, the drop of October 2004, 3rd 17:00 is compensated by a slow recovery, itself disturbed by A events. The same restriction applies to the main drop at 18:00. Also, the upward steps of January 2004 have more energetic expression on the pressure plot that this figure suggests, since the following drop is compensated, which does not appear here. This figure rather highlights the persistence of noticeable hydraulic activity through time, which we will try to explain.

Chapter 9

How to interpret these hydraulic anomalies ?

The vast catalog of events listed in the previous section needs to be quantitatively interpreted. The first explanation which comes to mind is that it might be correlated to seismic activity. But, what data is available in order to establish such correlations?

9.1 Constraining the seismic activity of the Gulf of Corinth

The Corinth Rift Laboratory provides the necessary seismic network to cover the seismic activity of the region. A variety of seismic instrumentation is deployed, with accelerometers, short-period and broadband seismometers. They are presented in figure 9.1. The short-term mechanical response of the region is also provided by the deformation sensor located in Trizonia Island while the AIG10 hydrophone and a temporary seismometer document the seismic activity near the borehole.

9.1.1 Pre-CRL seismic networks

They were installed by Greek universities. The CORNET network is laid near Corinth city, on the eastern part of the Gulf. It is administered by the University of Athens. As we focus on the seismic activity of the western part of the Rift, the PATNET network of Patras University is the most useful for us. The catalogs provided by these university help to have a gross idea of the seismic activity of the Gulf. For instance, figure 9.2 is constructed from the catalog of the National Observatory of Athens over the period from September 2003 to January 2005. This catalog contains only earthquakes of magnitude larger than 3.

9.1.2 CRLNET seismometer network

All the 12 sensors of the CRLNET network are located within a circle of radius 50 km around Aigio and Trizonia. They are L22 seismometers introduced into 150-meter deep boreholes. They are short-period seismometers with a resonance frequency of 2 Hz, recorded at 125 Hz. The network is operational since April 2000. It aims at monitoring the microseismic activity occurring in the western Gulf of Corinth.

The difference between figure 9.3 and figure 9.2 is striking. Figure 9.3 covers a shorter period, only the year 2004, and yet displays during a single day, the January 23rd, more events than the NOA catalog during 1.5 year. This underlines the importance of a local seismic network of good quality.

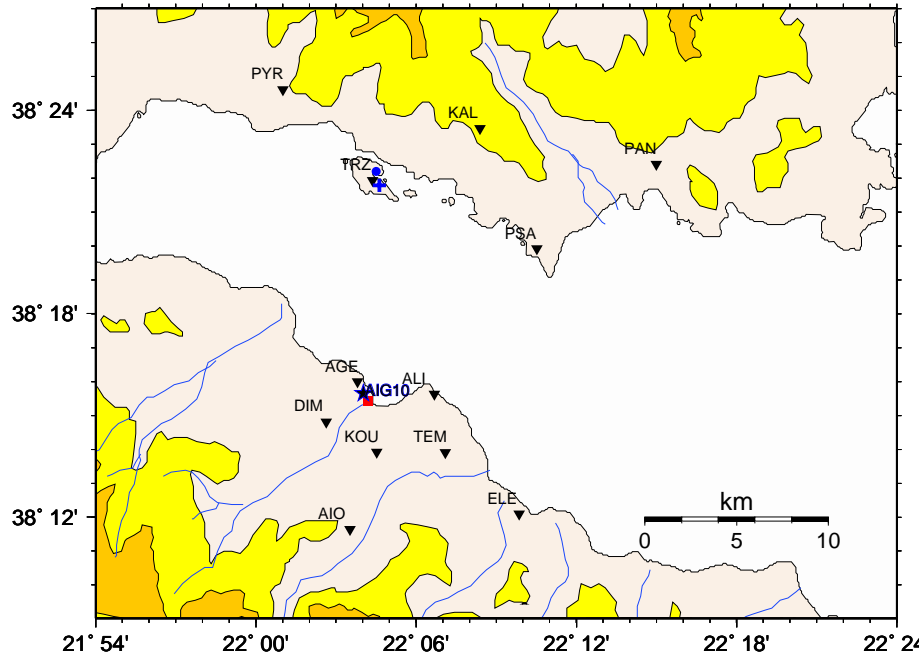


Figure 9.1: Geophysical instrumentation of the western Gulf of Corinth, which we will use to understand the hydraulic anomalies: the inverted triangles represent stations of CRLNET, the red square the seismic array of CORSSA, the blue circle in Trizonia island the dilatometer and the blue cross the long-base tiltmeter. AIG10 borehole is highlighted by the blue star.

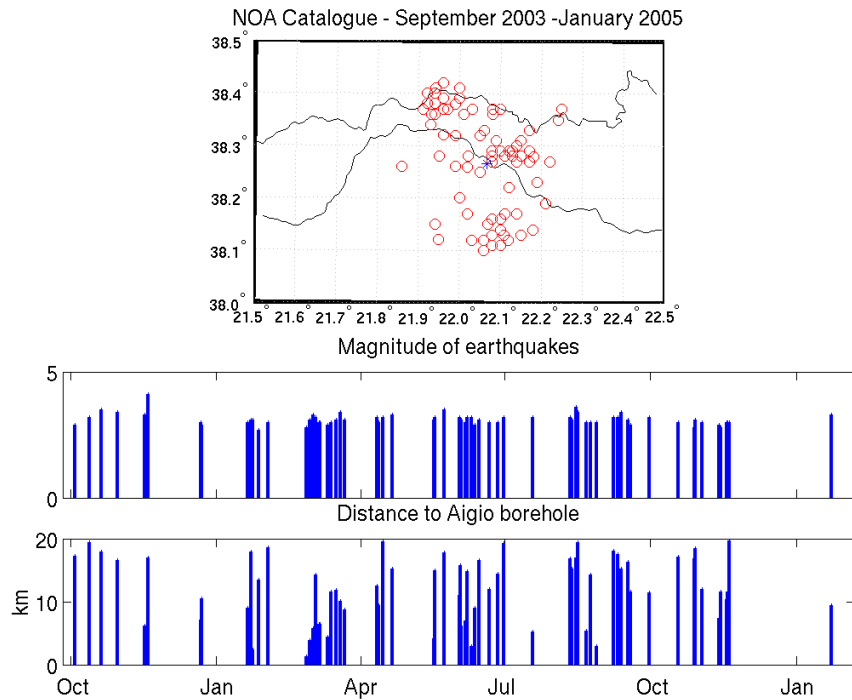


Figure 9.2: Seismic activity listed by the National Observatory of Athens occurring within a radius of 20 km from the borehole between September 2003 and January 2005

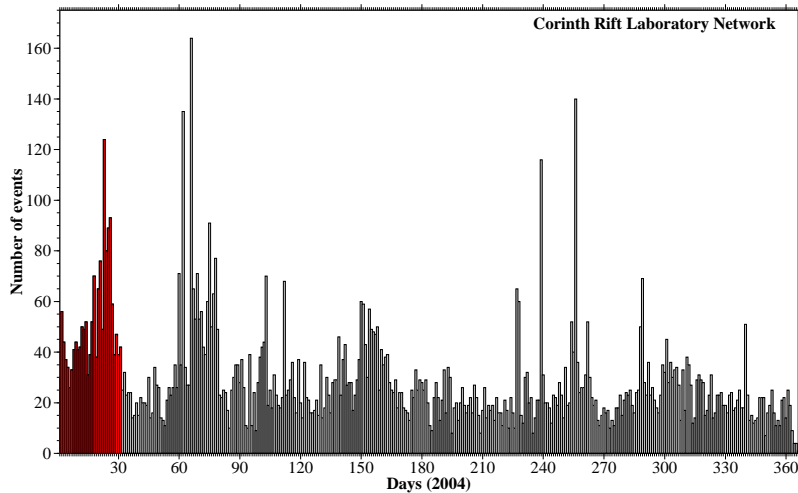


Figure 9.3: Number of triggers per day recorded by the CRLNET network during 2004. The manually events already processed at the time of the redaction of this thesis are highlighted by red bars.

Three stations are of a special interest for the interpretation of the hydraulic anomalies recorded by our borehole instrumentation. These are the nearest from the AIG10 well: Aliki (ALI), Kouloura (KOU) and Agio GEorgios (AGE).

AGE and ALI stations have a noisy signal as they are installed in the poorly-competent syn-rift conglomerates which cover the southern shore of the Gulf. Kouloura is located to the south of Aigio. The north-south component of the seismometer at KOU is saturated and is hardly sensitive to seismic waves. Moreover, their recording system, based on AGE CODAGIS hardware, is spoiled by 50 Hz noise.

The abundance of events recorded by the CRLNET network explains the delay in the processing of the data. Concerning the time span during which the borehole instrumentation has collected data, only the data for the events occurring during January 2004 and part of November 2003 and April 2004 is available to us. Other events have not yet been processed. For these reasons, Seid Bourouis is currently writing a program of automatic detection and location of seismic events, so as to provide a fast tool producing a preliminary overview of the Gulf seismic activity.

9.1.3 CORSSA accelerometer network

As it is expressed by its acronym, the CORinth Soft Soil Array (CORSSA) was created to understand the site effects which caused the major destructions on the delta north to Aigio city during the M_s 6.2 earthquake of June 1995. Accelerometers are placed in 4 wells, at depth varying from 14 m to 178 m. The array is located about 200 m north to the AIG10 borehole. It is designed to record strong motions but its proximity to our instrumentation leaves some hope that it could record some rapid local events.

The CORSSA array is described by Pitilakis et al. [2004]. It is a collaboration between the Universities of Thessaloniki and Athens and the *Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire* (IRSN). The data, currently held by the IRSN, are confidential but Fabian Bonilla kindly accepted that I looked at them.

9.1.4 Broadband seismometers

Three broadband seismometers are located within the Gulf. Two of them are managed by Praha University, and their data are difficult to access. On the contrary, the third one is a STS-2 seismometer managed by the *Institut de Physique du Globe de Paris* (IPGP). It is located on Trizonia Island, and its primary aim is to provide a synchronization tool for the deformation sensors located on that island. Therefore, its spectral response is not precisely known.

9.1.5 Deformation sensors located in Trizonia Island

These two sensors are not "seismic" on a strict sense, but as it was demonstrated by Bernard and al. [2004], they provide information upon the deformation process acting in the Gulf.

The first sensor is a long-base hydrostatic tiltmeter installed by Frédéric Boudin during his PhD thesis [Boudin, 2004]. It consists of two 15-meter long pipes buried in two orthogonal trenches. At each extremity of the pipes lies a container whose water level is monitored by silicon floating devices. When the pipes are tilted, fluid is transferred from one container to the other, so that the tilting angle can be monitored. The sensor is sampled every 30 seconds.

The second sensor is a Sacks-Evertson dilatometer. This borehole sensor is sensitive to the areal strain and is theoretically insensitive to the vertical strain. Recorded at 5 Hz, it has a strain resolution of $1 \text{ nstr} = 10^{-9}$. Its sensitivity is exemplified by a transient described by Bernard and al. [2004]. On 2002, 3rd, it experienced a 1-hour compression preliminary to a $M_w = 3.5$ earthquake which occurred 14km west to Trizonia, explained as the manifestation of a $M_w = 5.3$ silent earthquake, as the one described by Kanamori and Stewart [1979], Dragert et al. [2001]. As strain is related to undrained pressure changes in poroelastic theory, we will often compare its data to our pressure variations in the following sections.

9.1.6 Sensor located at the AIG10 well

The hydrophone installed on the AIG10 borehole is described in section 4.2.3. Contrary to the initial design of the sensor system, the hydrophone does not measure directly the pressure at the bottom of the borehole. The steady water flow coming from the borehole prevented the installation of the full set of sensors and only one compartment of the instrumentation set could be installed; the hydrophone was placed afterwards. It is now located in a tubing tied to the packer obtruding the borehole and filled with water. The tubing is leaky and the water level inside it is apt to change, so that its response changes with time. It is however sensitive to regional earthquakes, and even saturates for events of magnitude 2.5. It also exhibits some resonances, and thus one should be cautious when drawing conclusions from its response. It is the subject of a master's thesis performed by Boris Naguet.

To better assess the response of the hydrophone in this unusual setting, a L22-seismometer has been placed at the head of the borehole from April 2004 to June 2004. It is the same model as those equipping the CRLNET network, but contrary to them, it is recorded with a 24-bit Reftek station, borrowed from the University of Athens. The Patras engineers in charge of the maintenance of CRLNET were hence not able to download the data, so that the 4 GB disk filled up and only piecemeal of data could be retrieved. It however provides some complementary data at low cost.

The main feature of the hydrophone is its high sampling rate, of 2501 Hz. The frequencies excited by small events are indeed higher than those of larger events. An explanation was presented by Brune [1970]. We will first introduce two concepts: the seismic moment and the corner frequency.

The seismic moment and its relation to the fault size A dislocation is equivalent to a double couple, with the relation

$$M_0 = \mu D S \quad (9.1)$$

where D is the relative displacement along the fault, S the area of the slipping patch, and μ the shear modulus. M_0 is a seismic moment, which enables to compute the moment magnitude by the formula:

$$M_w = \frac{2}{3} (\log_{10}(M_0[\text{N m}]) - 9.1) \quad (9.2)$$

Kanamori and Anderson [1975] presented an experimental relation for large earthquakes: $M_0 \propto S^{3/2}$, which interpreted in term of a constant stress drop. This scaling law can indeed be retrieved by approximating the stress release induced by fault rupture by $\Delta \sigma \sim \mu \epsilon \propto \mu D / \sqrt{S}$, applying equation 9.1. They proposed notably the relationship for a circular fault (eq.6 of their paper):

$$M_0 = \left(\frac{16 \Delta \sigma}{7 \pi^{3/2}} \right) S^{3/2} \quad (9.3)$$

where $\Delta \sigma$ is experimentally equal to $\Delta \sigma \sim 100$ bar, for intra-plate earthquakes. Equations 9.1 and 9.3 thus enable to estimate the expected slip displacement, which also follows a scaling law $M_0 \propto L^3$. Taking an arbitrary $\mu = 10$ GPa, these two equations enabled to construct the figure 9.4 to give the range of magnitude of the dimension of the slipping patch for a given magnitude or magnitude moment. We recall that the initial scaling law was derived for large earthquakes and that caution should be exercised when applying it to very small earthquakes.

The seismic moment and the corner frequency A typical spectrum of a seismic record is presented in figure 9.5. It can be decomposed into two parts: a constant response at slower frequencies and a sharp decrease at higher frequencies as f^{-2} . The corner frequency f_c is the transition between these two regimes. Brune [1970] correlated this frequency to the size of the source asperity with a linear law: $f_c \propto V_S / \sqrt{S}$. From the relation 9.3, we obtain the relation $M_0 \propto f_c^{-3}$ for large earthquakes.

Its extension to smaller earthquakes is still a topic of debate [Kanamori and Rivera, 2004], as its verification is highly sensitive to the site effect and to the attenuation of the signal with distance [Ide et al., 2003]. Such effect been observed by Bourouis [2004] at Soultz and by Talebi and Cornet [1987] at the *Mayet de Montagne*. As we only need an estimate, we will rely on the results of Abercrombie [1995], who established the validity of the extension of this scaling relation to small earthquakes, thanks to borehole seismometers sampled at 500 Hz (with one month of records at 1 kHz). Their result were extended at higher frequencies by Oye and Roth [2005], whose result is presented in figure 9.5.

The typical local events we expect are small, inferior to one meter. According to figure 9.4, they correspond to seismic moments of $\approx 10^5$ N · m. We deduce from figure 9.5 that the expected events should have a frequency close to 1 kHz.

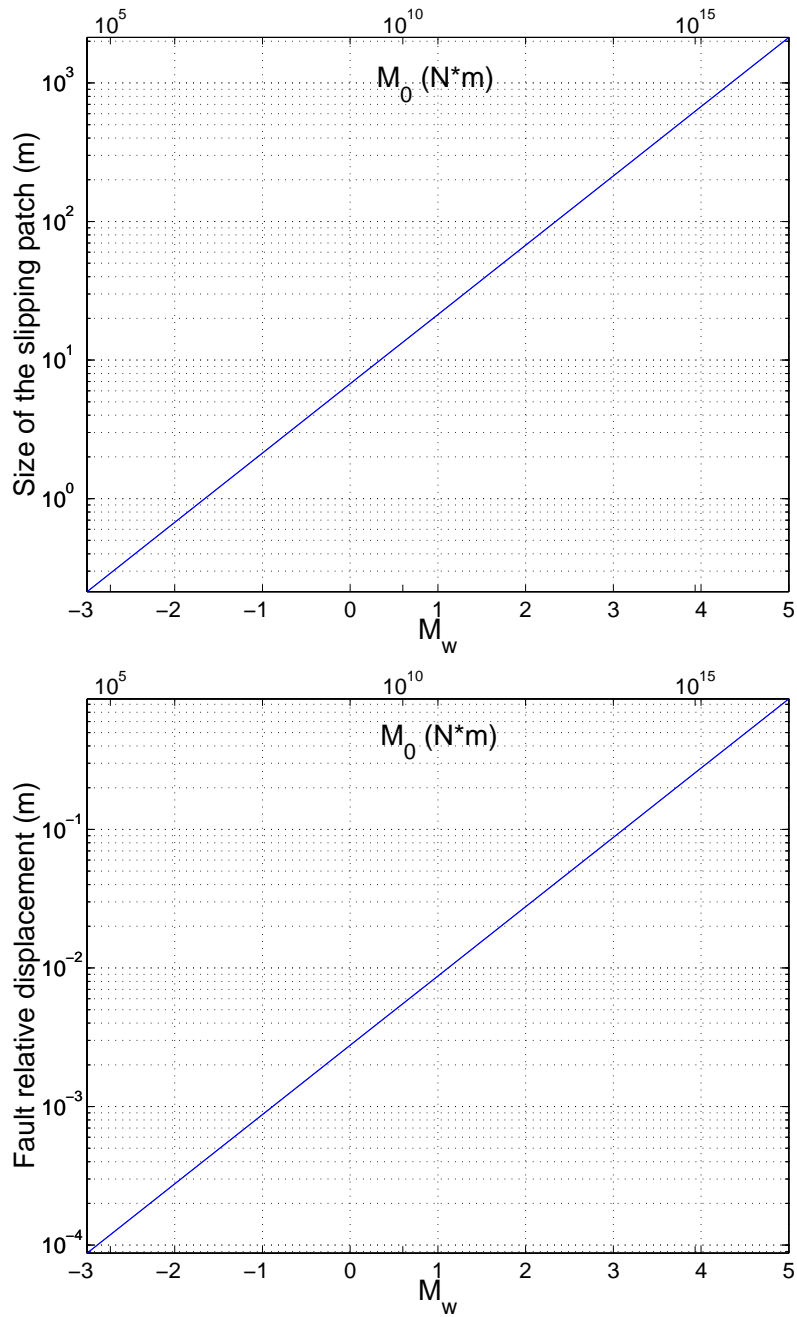


Figure 9.4: Extrapolation of the scaling laws of Kanamori and Anderson [1975] relating the moment magnitude to the dimension of the slipping patch (top) and the relative displacement (bottom). The equivalent seismic moment is represented on the top X-axis. We took an apparent stress drop $\Delta \sigma = 100$ bar and a shear modulus $\mu = 10$ GPa.

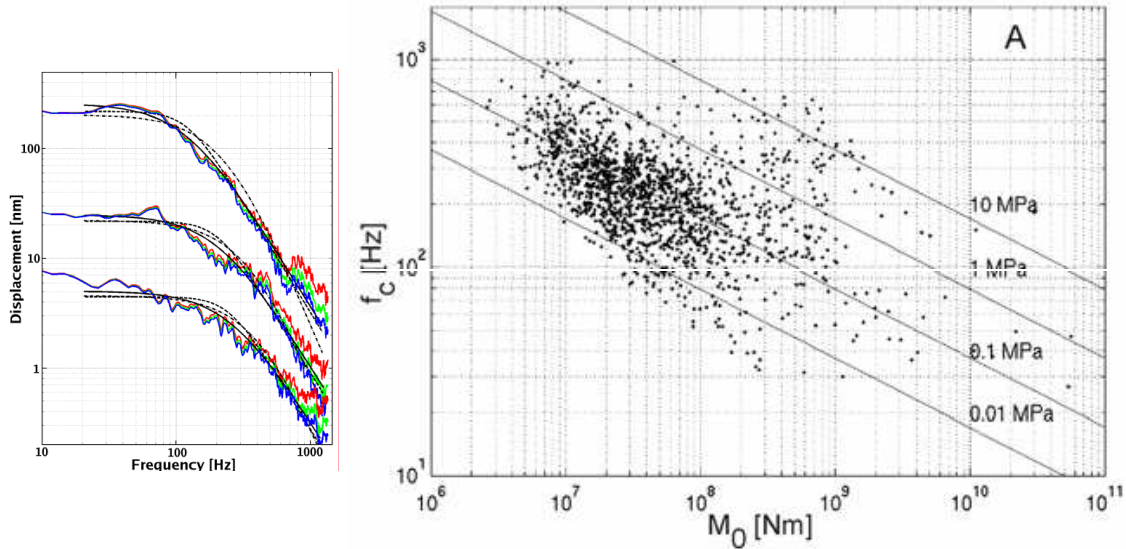


Figure 9.5: The left figure shows a typical spectrum of seismic signal with a corner frequency above which a decay proportional to the square of frequency occurs. The graph on the right shows the scaling law linking the corner frequency to the seismic moment of the event. The figures are extracted from [Oye and Roth, 2005].

9.2 Expected response to seismic or hydraulic activity

We shall try to determine whether the anomalies reported in chapter 8 are connected to seismic events. There are two ways to establish the correlation. Either we list the events and check whether there are hydraulic anomalies or we first start from the pressure signal and check the seismic activity. In all case, we need to understand the direct problem, *i.e.* to assess the effect of a seismic event on the regional sensors, especially the pressure sensor of AIG10.

9.2.1 Expected response to a distant seismic event

Chinnery [1964] was the first to connect the probability to trigger an event to the mechanical loading induced by the increase of static stress induced by an earthquake. King et al. [1994] showed that most of the aftershocks patterns of major earthquakes can be explained by changes in static stress. It might be interesting to know if the steps observed on the AIG10 borehole are examples of this loading process.

Mechanical response to an earthquake is modeled by the analytical solutions derived by Okada [1985, 1992] for a fault movement along a rectangular patch in a semi-infinite space. This is particularly useful for large earthquakes for which rupture plane can be easily determined. As we are concerned with microseismicity we do not have at our disposal the fault plane solution. Therefore, the direct use of numerical softwares implementing Okada's solutions (eg. 3Ddef by Gomberg and Davis) is cumbersome. We will reduce the earthquake movement to a dislocation located on a single point, as Burridge and Knopoff [1964]. Solution for this case is also described by Okada [1992].

We can simplify further the problem by considering movement local to the borehole, near the fault. Since the pressure variations are due to changes in aquifers at least 700 m deep, we suppose that the correction to take into account the free surface will not be necessary. Thus the problem is reduced to the effect of a dislocation in an infinite space.

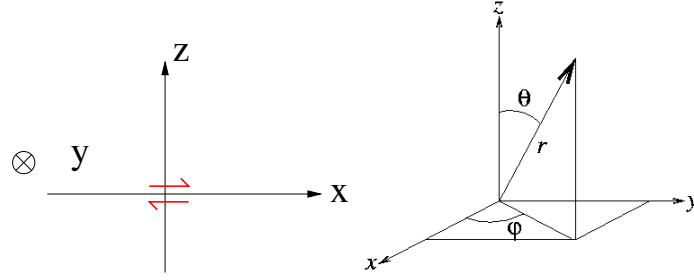


Figure 9.6: Notations used in equation 9.4

Let us consider a dislocation M_0 at the origin $(0, 0, 0)$ with a relative displacement along the x -axis as in figure 9.6. Aki and Richards [1980, eq. 3.44] give the static displacement induced at a point of spherical coordinates (r, θ, ϕ) :

$$\begin{aligned} \vec{u} = & \frac{M_0}{8\pi\rho} \left(\frac{3}{V_S^2} - \frac{1}{V_P^2} \right) \frac{\sin 2\theta \cos \phi}{r^2} \vec{u}_r \\ & + \frac{M_0}{4\pi\rho} \frac{1}{V_P^2} \frac{\cos 2\theta \cos \phi}{r^2} \vec{u}_\theta \\ & - \frac{M_0}{4\pi\rho} \frac{1}{V_P^2} \frac{\cos \theta \sin \phi}{r^2} \vec{u}_\phi \end{aligned} \quad (9.4)$$

They express the displacement in term of seismic parameters: the P-wave velocity V_P , the S-wave velocity V_S and the density of the medium ρ . The medium is considered homogeneous and isotropic. The amplitude of the displacement decays as r^{-2} , as far-field seismic waves. We can then compute the deformation, taking care that in spherical coordinates, the relationship between deformation ϵ_{ii} and displacement u_i is little more tricky than in Cartesian coordinates:

$$\epsilon_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r} \quad (9.5)$$

$$\epsilon_{\theta\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \quad (9.6)$$

$$\epsilon_{\phi\phi} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + \frac{u_r}{r} + \frac{u_\theta}{r \tan \theta} \quad (9.7)$$

The strain $\epsilon = \epsilon_{rr} + \epsilon_{\theta\theta} + \epsilon_{\phi\phi}$ is then obtained through a nice formula:

$$\epsilon = -\frac{3M_0 \sin 2\theta \cos \phi}{4\pi r^3 \rho V_P^2} = -\frac{3M_0 \sin 2\theta \cos \phi}{4\pi(\lambda + 2\mu) r^3} \quad (9.8)$$

where λ is the first Lamé elastic parameter. We find the four-quadrant pattern as in figure 9.7. The strain convention measures dilatation, and thus the first quadrant experiences compression, as is expected from figure 9.6. We used the relationship $V_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$.

Formula 9.8 will be helpful to interpret the signal recorded on the Trizonia extensometer in the case of an event occurring near the borehole. Although this sensor is sensitive to areal strain only, the formula gives an order of amplitude of its expected signal. Particularly, an absence of dilatometer variation will give an upper bound on a signal occurring near the borehole. If we take a P-wave velocity $V_P = 5000$ m/s, as derived from the VSP results of Naville et al. [2004], and a $\rho = 2600$ kg/m³ as in section 6.4, we find that $M_0 < 2.7 \cdot 10^{14}$ N \times m, since the resolution of the dilatometer is of 1 nstr. This is equivalent

to an moment magnitude $M_w \sim 3.6$. Another estimate could have been performed by using the relation 9.1 and assuming $\lambda = \mu$, to get a factor of $D \times S \sim 12500 \text{ m}^3$; this gives a slip surface $S \sim 10^5 \text{ m}^2$ and a relative displacement of 12 cm, according to figure 9.4. This is quite a fair event compared to the size of the borehole. One sees than in most case, the dilatometer will be blind to events local to the borehole.

The response of the borehole can be assessed using poroelastic theory. In undrained conditions, the pressure step would be proportional to the strain:

$$dp = -B K_u \epsilon \quad (9.9)$$

B denotes the Skempton coefficient and K_u the undrained modulus. In section 6.4, we estimated the product $B K_u = 17 \pm 1 \text{ GPa}$. Reusing equation 9.8, we can then compute the response to a dislocation:

$$dp = \frac{3 B K_u M_0 \sin 2\theta \cos \phi}{4 \pi r^3 \rho V_P^2} = \frac{3 B K_u M_0 \sin 2\theta \cos \phi}{4 \pi (\lambda + 2\mu) r^3} \quad (9.10)$$

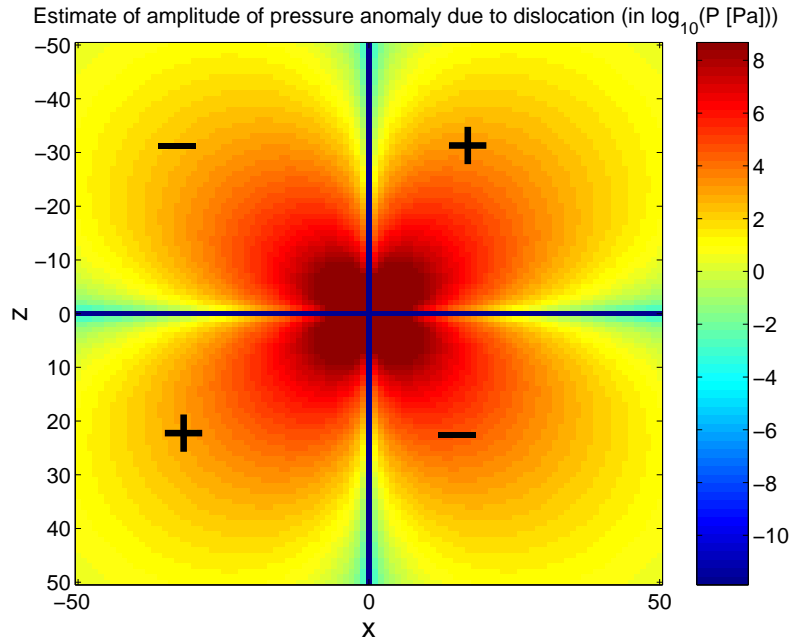


Figure 9.7: Predicted pressure offset for the dislocation of figure 9.6. We used equation 9.10, with $\lambda = \mu$ and $B K_u = 17 \text{ GPa}$. The "+" and "-" marks indicate the sign of the pressure response.

The least pressure anomaly that the instrumentation of AIG10 can detect is of about 10 Pa. Therefore, we can assess the maximal distance beyond which the pressure sensor will not perceive any offset for a given magnitude. Let us note that for the bigger earthquakes, the point source approximation is no longer and the use of full Okada solution should be mandatory. However, these values of table 9.1 are only an order of magnitude of the effective values. As seismic activity is frequently reported with maps, we found it convenient to express this 3D distance in terms of horizontal distance by taking the depth of the shallowest events reported in the Gulf of Corinth.

M_w	Maximal distance	Maximal horizontal distance for a shallow ($z=5$ km) event
1	630 m	×
2	2000 m	×
3	6300 m	3800 m
4	20 km	19.3 km
5	63 km	63 km

Table 9.1: Maximal distance at which the static deformation of the rock surrounding the borehole could be noticed on the high-precision dynamic sensor, for events of a given magnitude.

9.2.2 Expected response to local fault movement

Condensing the heterogeneous pressure along the borehole into one single data

We deduce from the values of table 9.1 that only few important or close regional events will contribute to the number of hydraulic anomalies we compiled in chapter 8.

The major origin of the seismic event will therefore be expected to be correlated with the Aigio fault. Its proximity raises a new problem. Formula 9.10 indeed predicts a heterogeneous pressure anomaly along the borehole, whereas we record a single data for all the open section of AIG10. Given the order of magnitude of section 5.2.2, we estimate the pressure is uniform within the well. We will denote this pressure P_b . This pressure varies due to fluid exchanges dV with the walls of the borehole. Its sensitivity depends on the compressibility of the fluid K_f and the volume V_b of the well:

$$dP_b = \frac{K_f}{V_b} dV \quad (9.11)$$

We shall suppose that the incoming flux only has a radial component, so that:

$$dV = \int_{open\ section} 2\pi r_b \frac{C(z)}{\rho g} \frac{\partial P(r, z)}{\partial r} dz dt \quad (9.12)$$

where $P(r, z)$ is the pressure in the rock expressed in cylindrical coordinates. We used the hydraulic conductivity C linked to the permeability k by the relationship $C = \frac{\rho_f g}{\eta} k$ where ρ_f and η are the density and the dynamic viscosity of water and g is the gravity acceleration.

The pressure gradient is unknown and depends on time. For instance, if we impose a step in pressure in the medium surrounding the borehole, homogenization by diffusion will taper pressure discontinuity and the slope will slowly decay with time whereas a pressure front will extend. The problem arises from the absence of a characteristic distance. A typical way to solve the problem is to introduce a "skin" length, for instance the thickness of the mud cake layering the walls of the borehole after drilling. This case is implemented in the hydrological modeling software MODFLOW through the MNW module [Halford and Hanson, 2002]. However, the intense flow experienced by the borehole during the installation of the sensor flushed this mud cake, and we have to tackle the problem differently.

We will suppose that the exponential profile can be approximated by $\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{P(z) - P_b}{\sqrt{\kappa(z)t}}$, where $\kappa(z)$ is the local diffusivity and $P(z)$ the expected pressure along the borehole, as determined from equation 9.10. This suppose (1) that the pressure front $\sqrt{\kappa(z)t}$, dependent on the local hydraulic diffusivity $\kappa(z)$, is small compared to the variation wavelength of $P(r, z)$, (2) and that the lateral diffusion is predominant to the vertical diffusion in the

medium. Combining equations 9.11 and 9.12 gives then the relationship of pressure in the borehole to the pressure field in the surrounding medium :

$$\begin{aligned}\frac{\partial P_b}{\partial t} &= \frac{2\pi r_b K_f}{\rho g V_b} \int_{\text{open section}} C(z) \frac{P(z) - P_b}{\sqrt{\kappa(z)t}} dz \\ &= \frac{2\pi r_b K_f}{\rho g V_b} \frac{F}{\sqrt{t}} (P_\infty - P_b)\end{aligned}\quad (9.13)$$

where we introduces two constants:

$$F = \int_{\text{open section}} \frac{C(z)}{\sqrt{\kappa(z)}} dz = \int \sqrt{C(z)S(z)} dz \quad (9.14)$$

$$P_\infty = \frac{\int \sqrt{C(z)S(z)} P(z) dz}{\int \sqrt{C(z)S(z)} dz} \quad (9.15)$$

We used the expression of $\kappa(z) = C(z)/S(z)$, where $S(z)$ is the storativity is m^{-1} . P_∞ is a weighed average of the pressure along the borehole. It crosses two different aquifers. We can estimate the value of F using the poroelastic parameters we determined in section 6.4. If we reuse the storativity of the upper aquifer of Giurgea et al. [2004] $S_u = 10^{-4} m^{-1}$, we find that the upper aquifer contributes to 18% to F . This value reduces to 1.5% if we take a more reasonable value compatible with the expectation of poroelastic theory $S_u = \rho g \phi / K_f \sim 10^{-7} - 10^{-6} m^{-1}$. We will retain this choice. As in the quasi-stationary case of section 5.2.2, the karstic lower aquifer dominates the hydraulic setting of the AIG10 borehole, and we will estimate F as $F \approx \sqrt{C_l S_l} H_l \sim 8.5 \cdot 10^{-4} m/s^{1/2}$, where $C_l = 1.5 \cdot 10^{-5} m/s$, $S_l = 8.4 \cdot 10^{-7} m^{-1}$ and $H_l = 240 m$ are respectively the hydraulic conductivity, the storativity and the thickness intersected by the borehole of the lower aquifer.

The solution of the differential equation 9.13 is given as:

$$P_b(t) = P_\infty + (P_0 - P_\infty) e^{-2\sqrt{\frac{t}{\tau}}} \quad (9.16)$$

with the characteristic time $\tau = \left(\frac{\rho g V_b}{2\pi r_b K_f F}\right)^2$. The volume of the borehole equals $\pi r_b^2 H_b \approx 22 m^3$, since its radius is $r_b \approx 0.17/2 m$ and its depth is $H_b = 1000 m$. As $K_f \approx 2.2 GPa$, we obtain $\tau \sim 120 ms$. This delay is much smaller than the sampling rate of our high-precision sensor (1/8 Hz), so that we will directly measure P_∞ . Note that the diffusion front will be of 3 mm to 11 cm for the upper aquifer, and of 1.2 m for the lower aquifer. In the last case, we are at the limit of our hypothesis (1) if the dislocation is close to the borehole, inducing a very heterogeneous disturbed pressure field, since $P(\sqrt{D_l t}, z)$ will differ from $P(0, z)$. However, in that case, the karst structure will render inadequate equation 9.10, which supposes a homogeneous medium. Moreover, the dislocation geometry will also have to be taken into account.

To conclude this discussion, we will consider that the pressure recorded by our sensor is equal to the weighed average pressure given by formula 9.15. This is dominated by the lower karstic aquifer. As we do not know the network of the karstic conduits, we will regard this aquifer as a homogeneous porous medium, keeping in mind that this only gives an order of magnitude for the very close dislocations. **The measured pressure is therefore the average of the pressure anomalies along the lower aquifer.**

Map of expected response for an event on the Aigio fault

A seismic event local to the borehole is likely to occur on the Aigio fault. Its expected dislocation movement would be a dip-slip dislocation moving down the hanging wall as in

figure 9.8. The induced perturbation field of equation 9.10 is proportional to the seismic moment M_0 so that we can limit ourselves to a normalized dislocation. We choose $D \times S = 1$, assuming that $\lambda = \mu$.

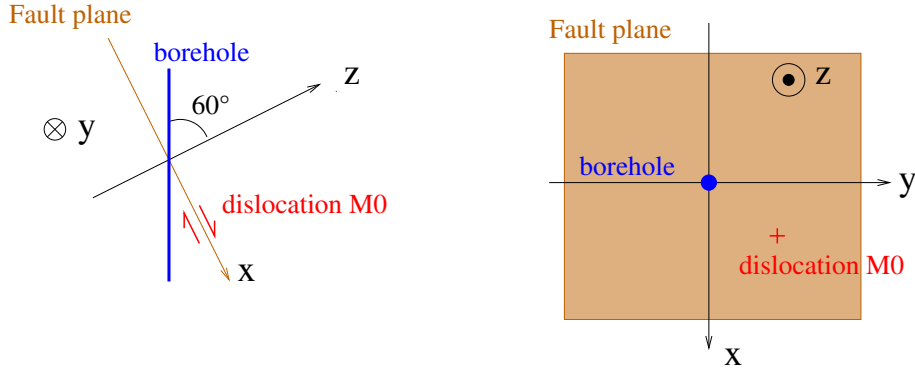


Figure 9.8: Conventions adopted to draw map of figure 9.9

We can therefore compute the map of the expected response for all possible positions of the dislocation on the fault plane. We use the system of axes of figure 9.8: the x direction is parallel to the movement of the dislocation and y is along the strike direction pointing eastward. The z direction will therefore points upward; it will not appear on the map. The point $(x = 0, y = 0, z = 0)$ corresponds to the intersection of the borehole with the fault plane. The borehole can therefore be parameterized as $x = u \sin \phi$, and $y = 0$, $z = -u \cos \phi$, where $\phi = 60^\circ$ and $u \in [-60 \text{ m}; 240 \text{ m}]$, since the borehole is open from 700 to 1000 m, and the fault is intersected at 760 m.

As discussed previously, the hydraulic response is mainly sensitive to the pressure variation in the bottom aquifer. Therefore, we will consider only the section $[0 \text{ m}; 240 \text{ m}]$. Shifting the (x, y, z) coordinates to work with an origin at the dislocation and transforming from Cartesian to spherical coordinates, we can apply directly the notations of equation 9.10 for each point of the borehole. We used one point per meter and then averaged them to draw the figure 9.9.

The figure exhibits a gross bipolar pattern, which is logical since we consider only the response of the footwall. For deep dislocation (large x), all of the borehole points experience compression. Conversely, shallow dislocations (small x) induce an overall dilatation. This is also valid at $x = 0$. If y is large, the borehole will be roughly distributed symmetrically to the nodal plane for a positive x grossly equal to $H_d/2$. Note that any earthquake occurring at seismogenic depth on the Aigio fault would induce a positive hydraulic anomaly but this anomaly would be of small amplitude since all the points of the borehole would be relatively near the nodal plane $x = 0$.

The figure 2.12 showed that slip does not always occur parallel to the fault. To take this into account we will also construct a map for a dislocation by $\delta = 37^\circ$. Practically, we only have to make the transformation $x \rightarrow x \cos \delta + z \sin \delta$ and $z \rightarrow -x \sin \delta + x \cos \delta$ before converting from Cartesian to spherical coordinates and using equation 9.10. The resulting map is given in figure 9.10. The pattern is quite different from the 0° dislocation. This is due to the tilting of the dislocation. At large values of x , all the points of the borehole are in the same quadrant. Given the central symmetry of the figure 9.7, the sign of the disturbance is the same as for large negative x . Note that at large distances, the amplitude is larger than in the case where the dislocation parallel is to the fault, since the borehole is no longer on a nodal plane.

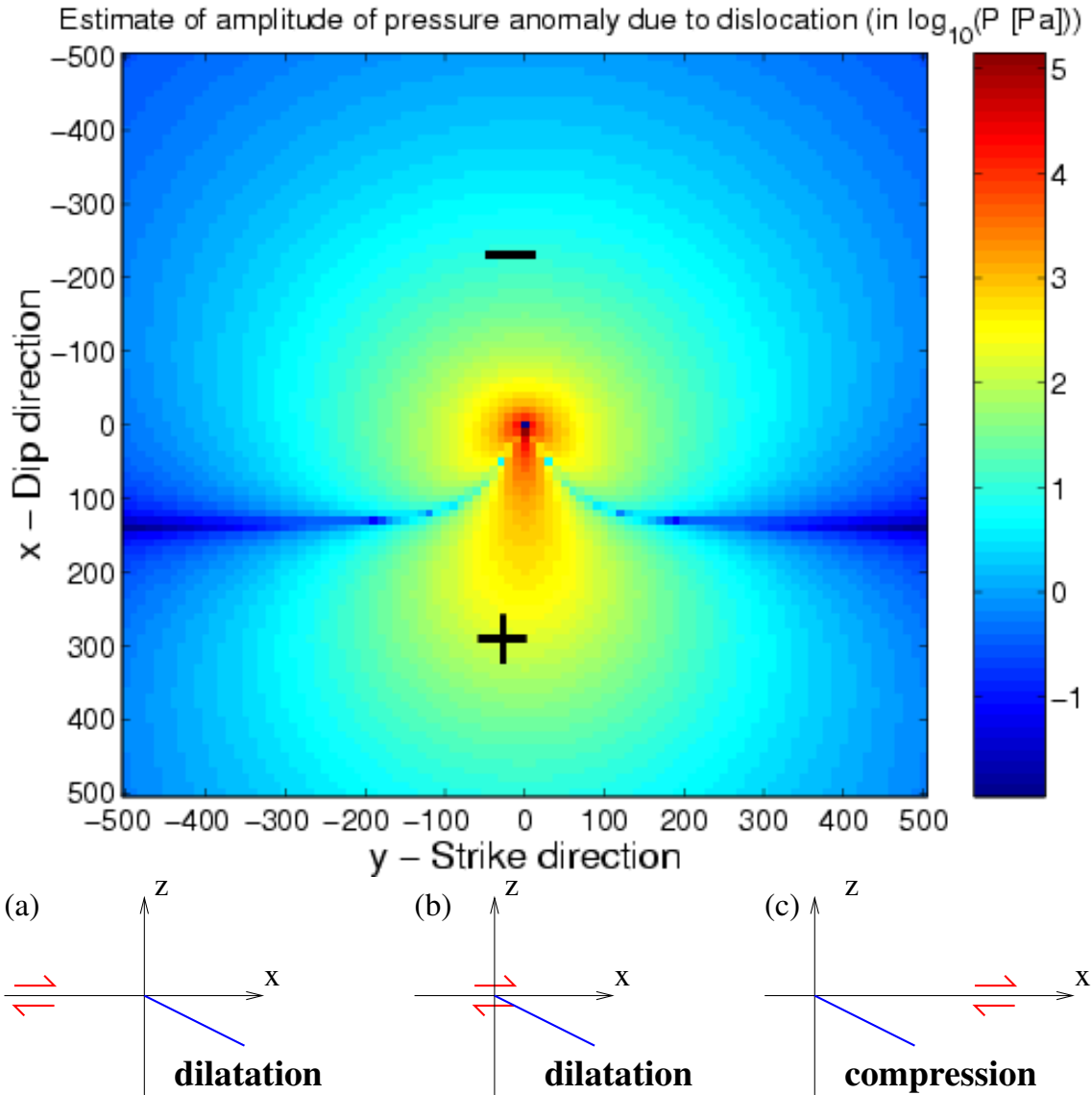


Figure 9.9: (Above) Predicted amplitude of the response to a normalized dislocation located in the fault plane at (x,y) . Equation 9.10 has been integrated along the open section of the well. The "+" and "-" marks indicate the sign of the pressure response. (Below) Interpretation of the effect of a dislocation at $(x,0)$ (red) on the borehole (blue) for (a) small x (b) $x = 0$ (c) large x

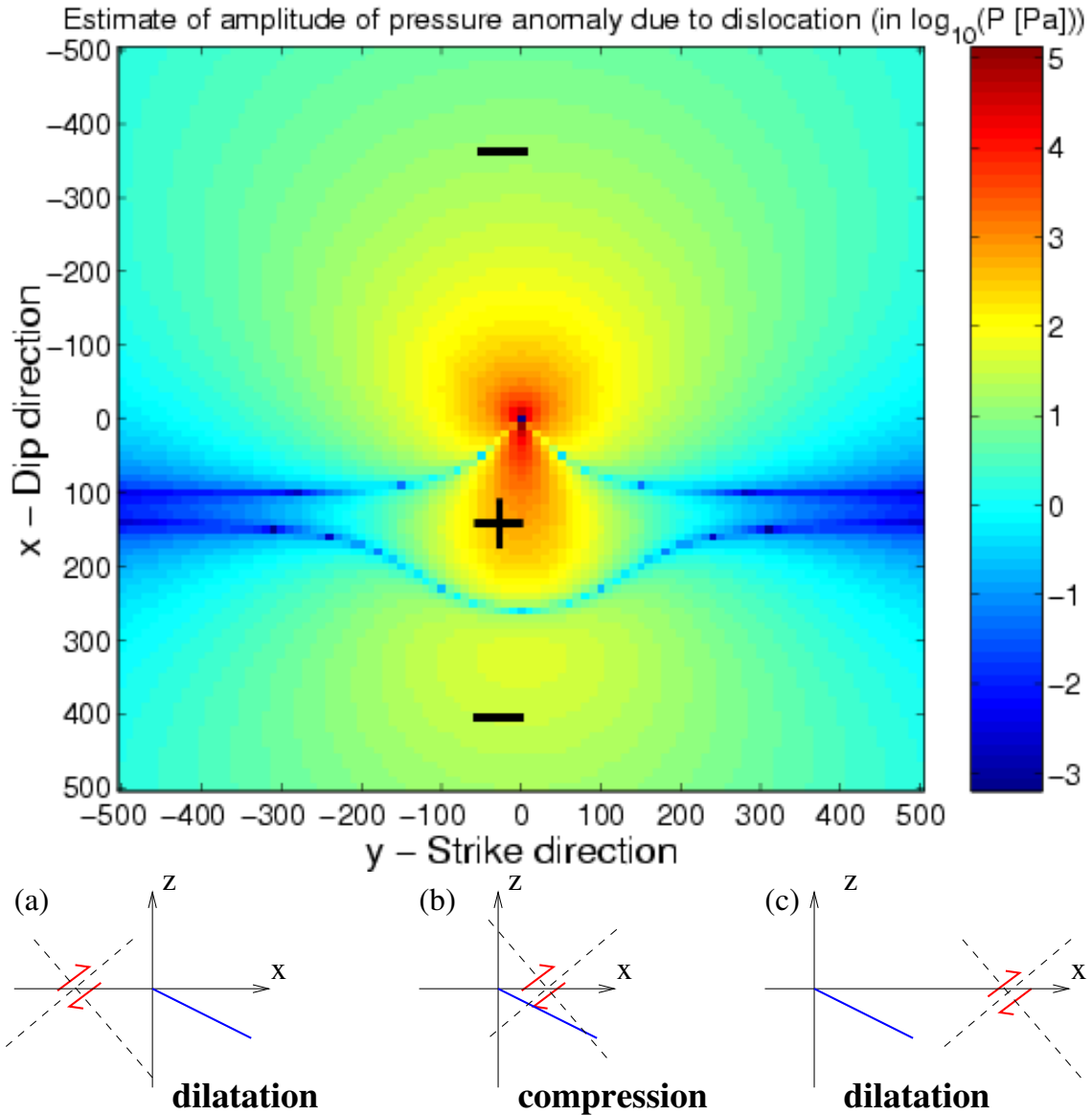


Figure 9.10: (Above) Predicted amplitude of the response to a normalized dislocation located in the fault plane at (x, y) , but tilted to an angle of $\delta = 37^\circ$. The "+" and "-" marks indicate the sign of the pressure response. (Below) Interpretation of the effect of a dislocation at $(x, 0)$ (red) on the borehole (blue) for (a) the dilatation at small x (b) the small compression experienced near $x = 0$ (c) the dilatation at large x .

9.2.3 Relaxation by fluid diffusion

Equation 9.10 shows that an earthquake can induce strong pressure anomalies. These heterogeneities will be attenuated by fluid diffusion. This effect has been proposed by Nur and Booker [1972] as a possible cause for aftershocks triggering, and Muir-Wood and King [1993] indeed exhibited hydrological changes to earthquakes. This hypothesis has been investigated by Li et al. [1987] in 2D models.

As explained by Ge and Stover [2000], the hydrological response to an earthquake has two steps: an instantaneous poroelastic response to the mechanical deformation followed by a relaxation by fluid diffusion, governed by equation 6.25.

2D models: review, extension and discussion

The preexisting analytical models quantifying fluid diffusion rely on 2D geometry. For instance, Roeloffs and Rudnicki [1984/85] describe the expected response to an infinite space of a movement of relative displacement D affecting a semi-infinite strike-slip fault, as in figure 9.11.

$$P_{perm}^{\infty}(x, y, t) = \frac{B \mu (1 + \nu_u) D}{3\pi (1 - \nu_u)} \frac{y}{r^2} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}} \right) \quad (9.17)$$

where ν_u is the undrained Poisson ratio and κ , the hydraulic diffusivity. In the case of the Gulf of Corinth, even in the case of a distant earthquake, the 2D approximation is not adequate. First, the events occur at shallow depth, about 5 km, which is also the lateral distance separating AIG10 from an event occurring at the middle of the Gulf. Second, the 2D approximation supposes an infinitely long fault, which is not the case on the Gulf of Corinth. We therefore have a full 3D problem. Finally, the aquifer compartmentalization invalidates the infinite medium hypothesis. However, we will discuss their results as they provide clues on the effective behavior of our more complicated problem.

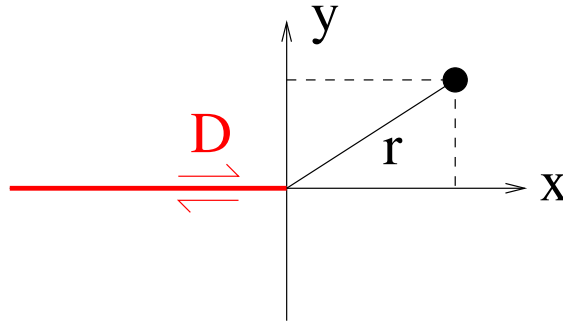


Figure 9.11: Notations and sign convention used in the Roeloffs' 2D movement on a semi-infinite fault, in equation 9.17.

For instance, it is noticeable that in equation 9.17, the pressure does not exceed the coseismic pressure response, and will decay directly from 1 to 0. If we want to take into account an event occurring on a fault of finite dimensions, from $x = -L$ to $x = L$, we will follow Wang [2000] and use the superposition theorem with two faults, one ending at $x = L$ with the relative displacement D , the other at $x = -L$ with the relative displacement $-D$:

$$P_{perm}^{finite}(x, y, t) = P_{perm}^{\infty}(x - L, y, t) - P_{perm}^{\infty}(x + L, y, t) \quad (9.18)$$

As we want to discuss the effect of a dislocation, we will go further from previous works and suppose that L is very small, so that $P_{\text{perm}}^{\text{finite}}(x, y, t) = -\frac{\partial P^{\infty}}{\partial x}\bigg|_{x=0} 2L$, and thus:

$$P_{\text{perm}}^{\text{disl}}(x, y, t) \sim \frac{B(1+\nu_u)\mu D 2L}{3\pi(1-\nu_u)} \frac{xy}{r^4} \left(4 \left(1 - e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}} \right) - \frac{r^2}{2\kappa t} e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}} \right) \quad (9.19)$$

We see then that the solution is little more complicated. The term in factor is the solution for a 2D dislocation, which is also the coseismic response at $t = 0$. It has the same 4-quadrant pattern as in figure 9.7. We recognize in the first term within parentheses the same decreasing trend as in equation 9.17.

The last term is a far-field term which cannot appear in the case of a semi-infinite fault. This term then extends the influence region of the dislocation. The quantity $\frac{r^2}{2\kappa t} e^{-\frac{r^2}{4\kappa t}}$ reaches its temporal extremum when $t = r^2/(4\kappa)$ and its maximum amplitude is $2/e$, where $e = \exp(1)$. This value is close to 1, and thus this term is not susceptible to induce large pressure anomalies on regions too far to be insensitive to the coseismic field, as in figure 9.12.

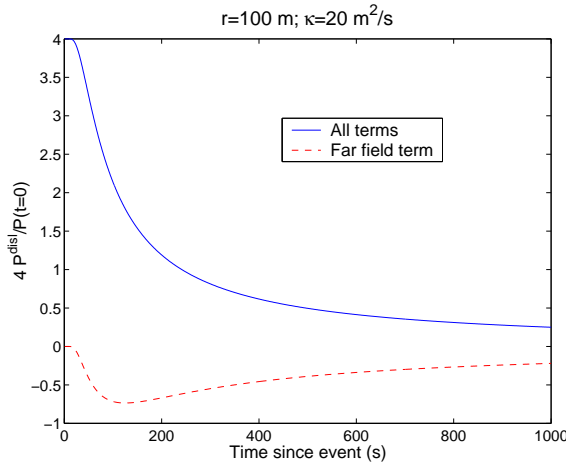


Figure 9.12: Decrease of the quantity $4 * dp/dp(t = 0)$ with time for a dislocation in an 2D infinite medium (blue line), and contribution of the far-field term (dashed red line).

The case of an impermeable fault was studied by Rudnicki [1986]. The equation 9.17 becomes more complex:

$$P_{\text{imp}}^{\infty} = \frac{B\mu(1+\nu_u)D}{3\pi(1-\nu_u)} \left(\frac{y}{r^2} \text{Erf} \left(\frac{y}{\sqrt{4\kappa t}} \right) + \frac{x}{r^2} e^{-\frac{y}{\sqrt{4\kappa t}}} \text{Daw} \left(\frac{y}{\sqrt{4\kappa t}} \right) \right) \quad (9.20)$$

where $\text{Erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$ is the Gauss error function and $\text{Daw}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-z^2} \int_0^z e^{s^2} ds$ is the Dawson integral [Abramovitz and Stegun, 1964]. Rudnicki [1986] shows that an impervious fault disturbs greatly the behavior of the recovery near the fault. As fluid diffusion is impeded, the perturbation is sustained longer than in the case of a permeable plane and the maximum in pressure at a given time is in the vicinity of the semi-infinite dislocation, as in figure 9.13. Note that this peculiarity should disappear in the case of a small dislocation, as both positive and negative pressures would coexist near the dislocation, as in figure 9.7. If we are near a fault of finite size $2L$, the relaxation would rather be dependent to the distance to the tip of the slipping patch. The r^2/κ law should then saturate for $r < L$.

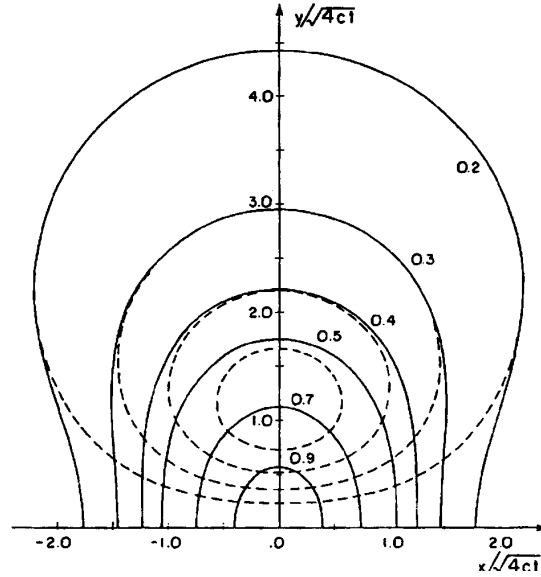


Figure 9.13: Non dimensional pressure p/P_0 for pore pressure at a time $t > 0$ for an impermeable (solid curves) semi-infinite fault and a permeable (dashed curves) fault. $P_0 = \frac{B(1+\nu_u)\mu D}{3\pi(1-\nu_u)\sqrt{4\kappa t}}$. The figure is extracted from [Wang, 2000], who denotes the hydraulic diffusivity by the letter c .

We will retain that the characteristic time to recover from a dislocation at a given location will vary as the square of the distance to the source, *if the source is directly connected to the point of recording*. This was presented in 2D configuration and we will assume it is also valid in 3D cases.

The much more complex case of AIG10 borehole

The configuration in the AIG10 case is much more complicated. If the dislocation lies near the borehole, the pressure in the borehole is no longer homogeneous. We saw that we can tackle it with equation 9.15, but we can no longer expect an analytical solution. Moreover, the borehole acts also as an hydraulic short-cut. We will assume that this effect will be negligible to the internal diffusion of the rock, because of the large voids of the karst. Again, we will restrict ourselves to the homogeneous porous case, to get an idea of the behavior of the recovery by diffusion.

The right method to solve this problem would be to use a 3D simulation program to model the recovery of the 3D perturbation of equation 9.10. Having neither sufficient time to tackle the problem nor the adequate modeling software at our disposition, we will only use some simple relationships to get orders of magnitude.

If the dislocation occurs at the boundaries of the aquifer, we will use the conclusion of the the previous paragraph and suppose that the characteristic recovery time would be as r^2/κ , where r is the distance to the source and κ is the hydraulic diffusivity.

If we are looking at the relaxation in a confined aquifer, disconnected from the source, the characteristic diffusion time is expected to be adequately approximated by $t = R^2/\kappa$ were R is the characteristic size of the aquifer. For the karstic aquifer, we have the rather important value of $\kappa \approx 20 \text{ m}^2/\text{s}$. If we consider an aquifer of size length $R \approx 5 \text{ km}$, we would get the relaxation time of 14 days. However, we do not have to take into account the size of the whole aquifer since the pressure perturbation declines rapidly with distance.

A more adequate value could be determined by delimiting an estimate of the length on which heterogeneous pressure is developed, for instance, $dp/\|\overrightarrow{\text{grad}} dp\| \sim dp/|\frac{\partial dp}{\partial r}|$, where dp is the coseismic pressure anomaly as in equation 9.10. We find once again a quadratic relationship between the recovery time and the distance to the source.

We conclude that the characteristic relaxation time for a relaxation can be estimated as $t = Ar^2/\kappa$, in all cases. The constant A depends on the hydraulic system, and specifically of the boundary conditions induced by impermeable barriers.

9.3 Expected response to a fluid leakage

The tilted slipping plane raises another hypothesis. The AIG10 borehole has shown that faults may act as impervious barriers between overpressured compartments. The slickensides cross the fault and it is possible that movement along their direction favors fluid migration. We will use the solution for a sudden injection V_f of a fluid at a point in infinite domain provided by [Wang, 2000] (eq. 5.67):

$$dp = \frac{1}{S} \frac{V_f}{(4\pi\kappa t)^{3/2}} e^{-\frac{R^2}{4\kappa t}} \quad (9.21)$$

R is the distance to the injection fault and S is the storativity of the medium. As the injection will happen near the impervious boundary, current lines will still follow a radial pattern and will be parallel to the fault. The solution will therefore satisfy both the diffusion equation and the no-flux-across-the-fault condition. This solution is therefore also valid for a semi-infinite space with injection on the frontier plane.

In the section discussing poroelasticity (148), we found a Skempton coefficient equal to ~ 0.4 . The stress applied on the rock is therefore of the same order of magnitude than the pressure anomaly. As the latter do not exceed 10^4 Pa, the stress anomaly is always negligible compared to the lithostatic stress, whose value is around 25 MPa for a rock of density 2.5 at a depth of 1 km. The permeability of the rock, is supposed independent of the stress applied on it. We make the same assumption for the rock hydraulic diffusivity.

To simulate the pressure perceived by our sensor, we should average the expression 9.21 along the whole borehole. However, we are here considering a temporal evolution and not only one single pressure offset. Therefore, we cannot use maps of perturbation as we did in the previous paragraph, and we will study the response of a single point to assess the expected form of the pressure anomaly.

As the karst is overpressured compared to the upper aquifer, we will assume that a fluid withdrawal will occur. The pattern of the change in pressure for a single point is given in figure 9.14. The drop in pressure is rapid while the recovery is slower. A similar behavior, but with a less pronounced asymmetry, was seen on some anomalies. The equation $\frac{\partial dp}{\partial t} = 0$ simplifies quite well to give the time of the minimum pressure $t_m = \frac{R^2}{6\kappa}$. Inverting this relation and equation 9.21, we can estimate the volume V_f and the distance R to get a given pressure drop P_m and a drop duration t_m :

$$V_f = e^6 S P_m (4\pi\kappa t_m)^{3/2} \quad (9.22)$$

$$R = \sqrt{24\kappa t} \quad (9.23)$$

9.4 Conclusion

We provided in this chapter a framework to test the seismic hypothesis to explain the hydraulic anomalies of the section 8. We will then try to apply these notions to some of

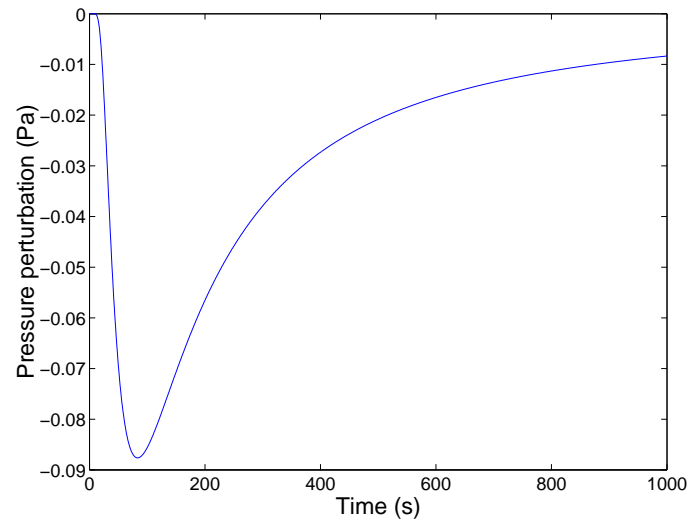


Figure 9.14: Pressure perturbation on a single point induced by a fluid withdrawal of $V_f = 1 \text{ m}^3$ at $R = 100 \text{ m}$.

the most important events we identified.

The strategy we will use to interpret these hydraulic anomalies will therefore have two steps:

1. Look at the sensors listed in section 9.1 to check the presence of a seismic event and constrain its mechanism.
2. If a seismic cause is identified, use the direct problem we solved in this section
3. Else, try to invert the mechanisms we studied with the graphical tools of figures 9.9 and 9.10, or with the explicit solutions of equation 9.22

Chapter 10

The October 2003 major pressure drop

The largest pressure anomaly recorded on the AIG10 instrumentation occurred on October 2003, 3rd. It consisted in a series of downward peaks and drops, which reached its climax with a drop of 3 kPa within 15 minutes. This phenomenon happened 10 days after the installation of the instrumentation in the borehole.

10.1 The hydraulic anomalies

The details of the anomaly is presented in figure 10.1. The anomalies were large enough to be recorded on both absolute-pressure sensors. This proves that it is not an artifact due to a malfunction of our pressure sensors.

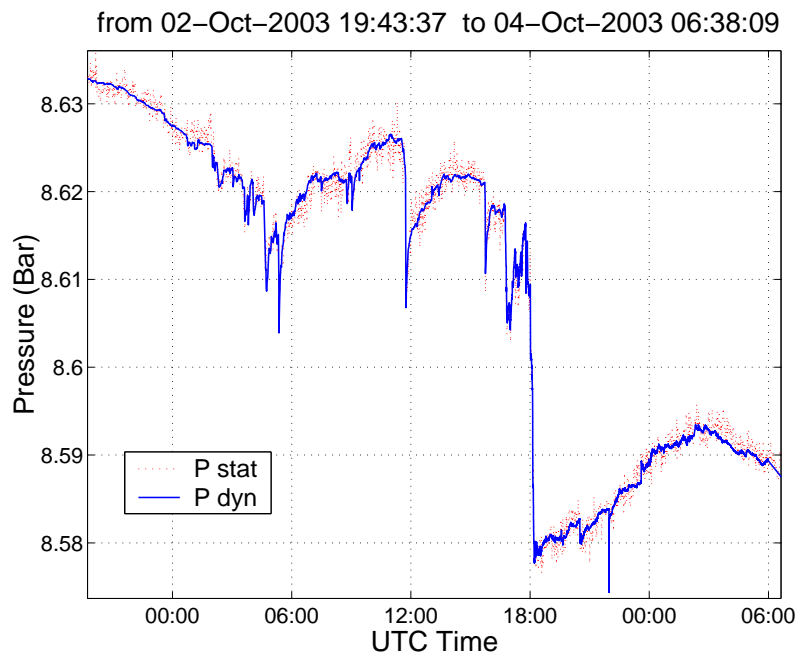


Figure 10.1: Hydraulic anomalies occurring on 2003 October, 3rd. Data are cleaned from their initialization phases and the low-precision pressure data (pstat) has been offset of 0.02 bar so that the data of both sensors are superposed.

We can decompose the figure 10.1 into three phases: (1) a precursor phase with many A1-type events, *i.e.* downward peaks of high amplitude (2) The main drop itself which occurs within 15 minutes, and can be separated in smaller sub-drops (3) The recovery phase following the event. On data corrected from tidal oscillations of figure 10.3, it appears that this last phase does not occur continuously but is characterized by upward drops. It takes about 3 days to reach a pressure consistent with the linear extrapolation of the decaying trend of the pressure before the main drop.

10.1.1 Preliminary phase

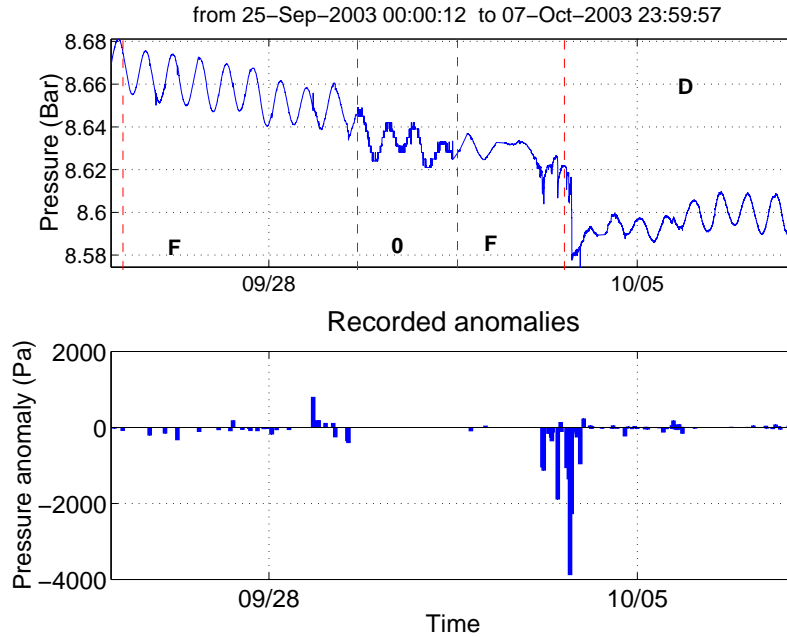


Figure 10.2: Amplitude of the identified pressure anomalies (bottom graph) during the October 2003 anomaly (top graph). The hexadecimal digits in bold letters indicate the precision setting of the pressure sensor, from low-resolution-high-sampling-rate mode (0) to high-resolution-low-sampling-rate mode (F). Refer to table 4.1 for more details.

While studying figure 10.2 representing the identified pressure anomalies, one has to take care that the setting of the sensor changes with time. We can however detect quite a difference in the "hydraulic" activity before and after the main drop. While the recovery events are of moderate amplitude, the preliminary events are much stronger. Also, whereas preliminary events are preferentially downward events, the recovery phase displays both downward and upward events.

If we look at the longer period, it is interesting to notice that there is a relative quiescence of the hydraulic activity a few days before the events. It is not only due to the wrong setting of the pressure sensor at the end of October, which condemned it to record at low resolution for a few days. The period between October, 1st and October, 3rd has only 2 events, which contrasts to the abundance of the events during the first week of recording, whose setting was similar.

The preliminary phase is better assessed after correction of the tidal variation. Detided data are obtained by subtracting to the pressure signal the tidal variations predicted by ETERNA thanks to the coefficients of tidal analysis of table 6.2. The result is displayed in

figure 10.3. One notices a slight flattening of the pressure evolution contrasting from the decreasing trend. It is followed by a decrease prior to the first drops. These phenomena are very moderate and one cannot assert that this is an effective departure from the behavior of the pressure evolution. Maybe due to the intensity of the peaks, the expected tidal variations are not perceptible on the raw pressure data.

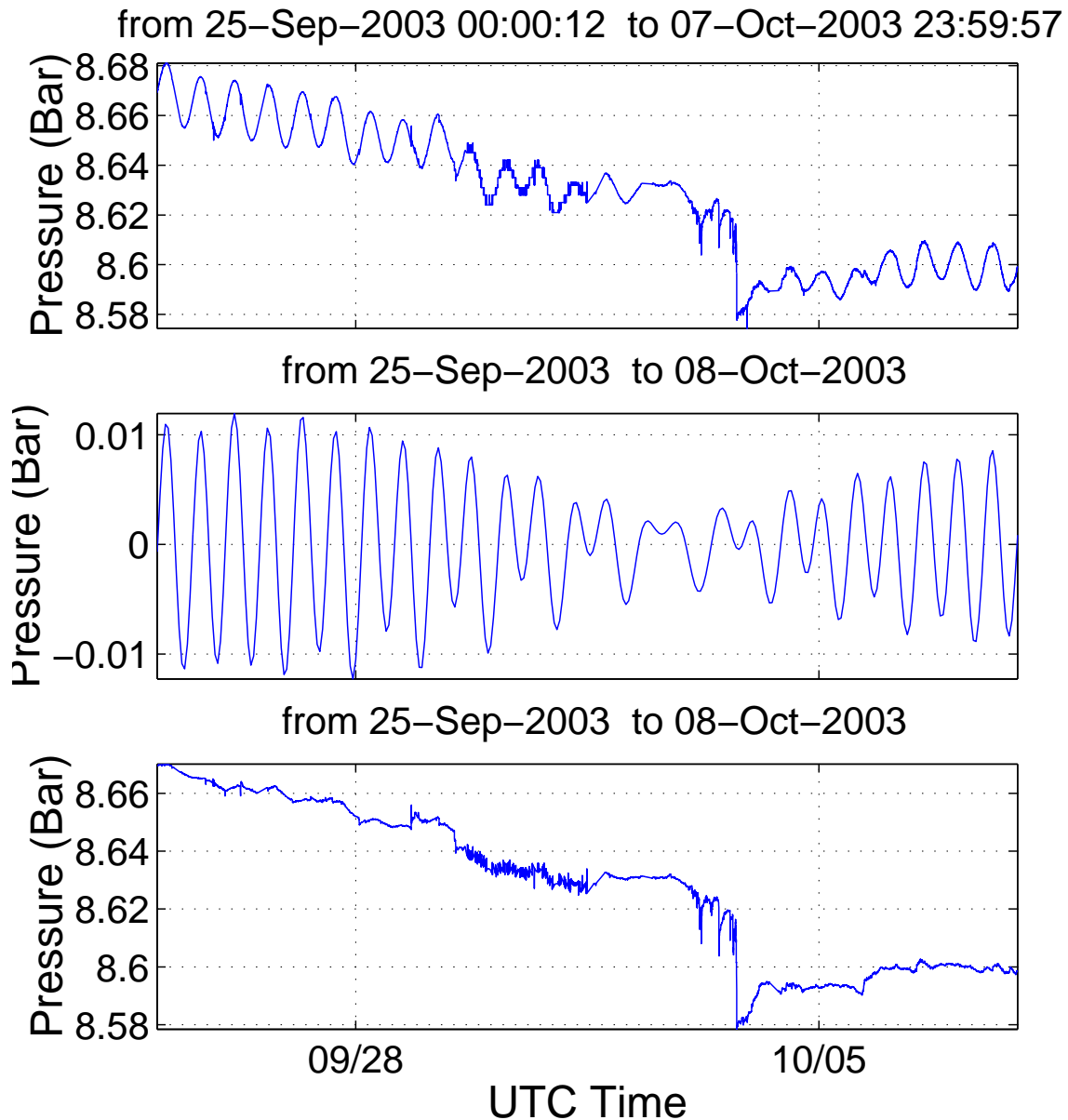


Figure 10.3: Visual comparison between the observed pressure signal (top graph) and the expected tidal variations, obtained from tidal analysis of the pressure data with ETERNA3.3 (middle graph). Subtracting these two data gives the detided pressure variations.

It is possibly a coincidence, but it is funny to notice that the major peaks and the main drop coincide in time with the lows and highs of the expected tidal variations.

10.1.2 Main drop

The main drop was already presented during the description of the anomalies in chapter 8. This drop occurs at a period of low tide amplitude, and is easily noticed on the raw pressure data. Its amplitude of 30 kPa is larger than the tidal oscillations.

10.1.3 Recovery phase

The study of the post-anomaly activity is possible up to October, 8th. Afterwards, the acquisition system experienced major problems. Bugs in the recording software prevented acquisition during one week. The acquisition system was restarted, then failed twice again within the month of October. This failure in recording system culminated in a filesystem error which caused the loss of the data on disk. We therefore cover the month of October with only the first four days of data for all sensors, except for the high-precision sensor which was regularly downloaded to IPGP, whose data is available up to October, 8th.

The recovery phase can be better assessed after the correction of tidal variation. It shows that the recovery occurs with two sharp increases in pressure, one just after the main drop and the other on October 5th. The post-event activity remains quite important and continuous until the second major jump and decrease strongly after this event.

Before looking at the events in detail, we will first discuss the response of the seismic sensors surrounding the AIG10 borehole, to check whether they are of regional importance.

10.2 A local event

We checked the CORSSA data, as well as the three nearest stations of the CRLNET (AGE, KOU and ALI, see figure 9.1). No identifiable event was observed on these stations. Similarly, the dilatometer of Trizonia has no transient coinciding in time with the October anomaly. Whereas this anomaly is one of the major anomaly of AIG10, it remains unnoticed by the other sensors.

The absence of the signal was somewhat expected, since we demonstrated in chapter 9 that only a seismic event equivalent to a magnitude 3.5 earthquake occurring in Aigio could give a noticeable signal on the Trizonia dilatometer. The absence of signal on CORSSA signal is to be expected, since this array of accelerometer is designed to record strong motions. The absence of signal on the 2Hz-seismometers is a little more difficult to interpret, since their sensibility depends on the frequency and the energy of the seismic signal, as well as the ground formation on which they are set. We will only retain that this indicates that the event is "small" without quantifying further.

If we suppose that this anomaly is due to a seismic event, we saw in paragraph 9.2.3 a relationship between the distance r of the seismic source and the recovery time t as $r \sim \sqrt{\kappa t}$. With a recovery time of 3 days and a diffusivity $\kappa \sim 20 \text{ m}^2/\text{s}$, we get a source distant of about 2.3 km. To get a drop of 3 kPa, equation 9.10 requires a seismic moment of about $M_0 \sim \frac{4\pi dp r^3 (\lambda + 2\mu)}{BK_u} \sim 10^{14} \text{ N m}$. This correspond to $M_w \sim 3.5$ event, which should have been also recorded by the Trizonia dilatometer.

10.3 An intense acoustic signal

The hydrophone remains the only remaining seismic tool able to document the October, 3rd anomaly. It was installed after the rest of the instrumentation, on October, 1st. As

explained previously, hydrophone data after October, 4th are missing. The remaining data are reported in figure 10.4.

As we were in a calibration phase, the gain of the hydrophone was changed until we reach the best signal/noise ratio, as it is explained precisely in table 4.4. At low gain, the signal appears to be too noisy to show any arrival, so the gain was progressively increased.

It should be noticed that from October 2nd, 12:00 UTC some intermittent series of metallic sounds could be heard near the borehole. These sounds consisted of series of cracklings lasting about 50s separated by 2 minutes of quiescence, which tapered off on October 3rd. A few bubbles were visible while the section above the packer was full of water. Mechanical engineers attributed this effect to the presence of an air pocket in the surface tubing system, and to its degassing when we filled the head of the borehole with water while installing the hydrophone. Another possible explanation is the decompression of CO_2 from the water we injected. Anyhow, they categorically exclude any connection of these surface events and the pressure variations at the bottom of the borehole because the packer is tightly coupled to the borehole casing. This opinion is confirmed by the fact that we neither disturbed the pressure signal on October 1st while we filled the head of the borehole nor on October 3rd, 9:30 UTC when we emptied it to investigate these sounds.

The figure 10.4 shows a good correlation of the events of the hydrophone and the sharp variations in pressure. For instance, the pressure drop at 11:45 is coincidental with a distinguishable pulse. The hydrophone activity tapers off as we approach the main drop. A small event occurs just at that moment.

A zoom of the event is shown in figure 10.5. It is a very emergent signal, centered on the first sub-drop of the main drop, with a very fine exponential profile. On the spectrogram of this hydrophone data, one can clearly see a resonance frequency, certainly associated to the 700 m-long casing and the metallic structure surrounding the borehole. The hydrophone signal has low frequencies, except for a small pulse at 18:06. We therefore do not see the high frequency response to local seismic events discussed in paragraph 9.1.6.

10.4 Is the hydraulic system disturbed ?

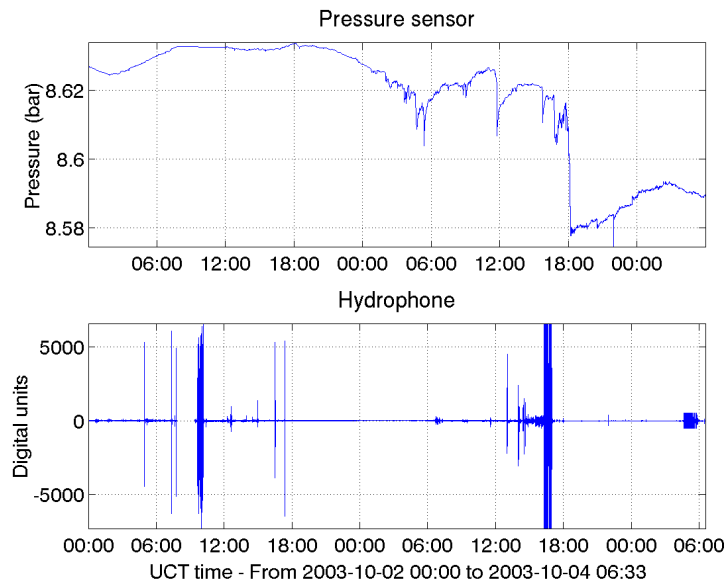
Another hypothesis might be related to the formation of a plug. The fault core is indeed made of sheared radiolarite and clay fault gouge. During the water outflowing which occurred during the installation of the instrumentation, large rock samples were retrieved as well as much radiolarite sand. This indicated that the flow damaged the fault zone. Once the borehole was shut, flow continued to occur between the two artesian aquifers, thus weakening further the fault. Moreover, the slipping plane observed in figure 2.12 would facilitate the destabilisation of the borehole walls. It is then possible that the borehole collapsed.

We would then expect a major change in the behavior of our system, with a partial or a total disconnection of the aquifer. Does this prediction fits the observation?

We first observe that there is no major change in pressure value. The value reached after 3 days of recovery is consistent with the extrapolation of the decreasing trend in pressure seen during the first week of recording. We cannot exclude a permanent offset in pressure following the event, but in this case, it would be less than 0.01 bar, the fluctuation of the detided pressure.

Second, figure 10.3 shows that the tidal correction apply to both pre-anomaly and post-anomaly fluctuations. As the coefficient used for the prediction of the tidal pressure oscillation relied on data recorded after the event, we conclude that the response of the hydraulic system to earth tides and ocean loading has remained unchanged. We saw in

(a) Hydrophone data from October 2nd 00 : 00 to 4th 06 : 00



(b) Close up of the hydrophone data at the onset of the major pressure drop

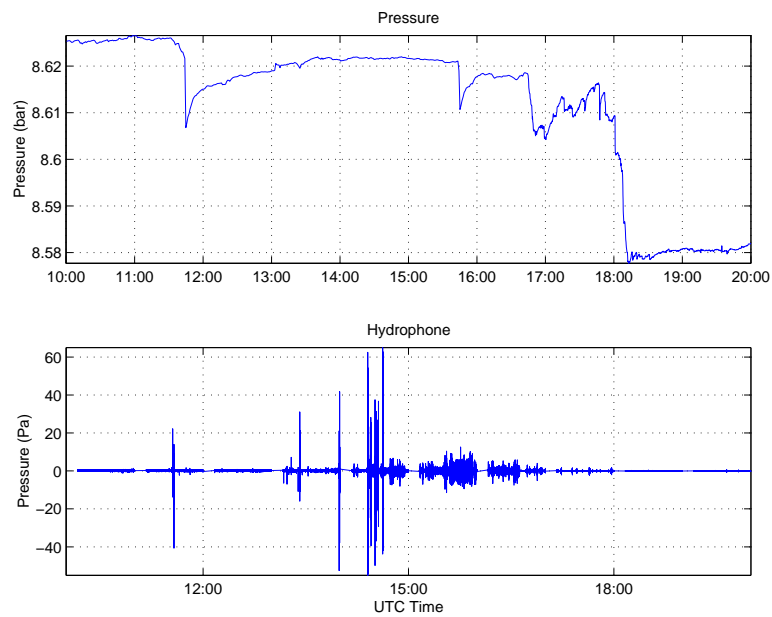


Figure 10.4: Hydrophone recording during the anomalous sequence of October 3rd.

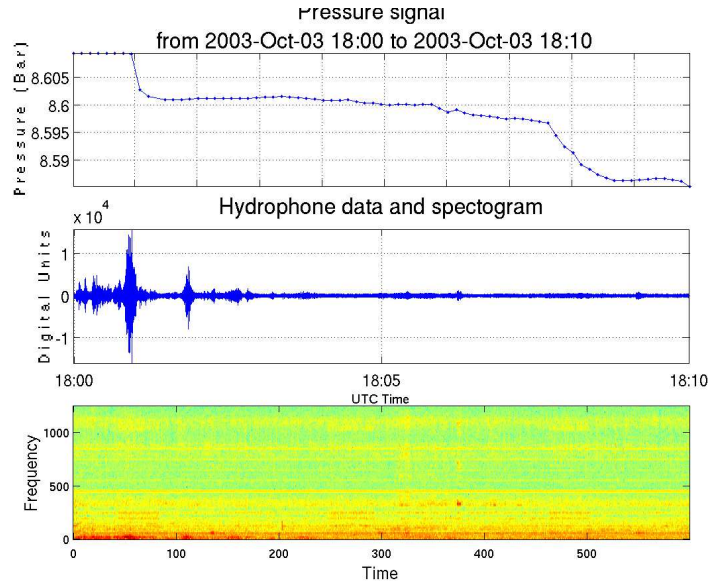


Figure 10.5: Close up of the hydrophone activity on the main drop of October 3rd anomalies

chapter 6.4 that it means that the poroelastic coefficients are identical before and after the October, 3rd anomaly.

The eventual change on long term behavior is difficult to assess. The post-anomaly slope seems to be smaller than before the hydraulic anomaly. However, the diffusion between the two aquifers surrounding the fault predicts such a decrease in slope. If we take the set of long-term data we dispose of, as in figure 10.6, it seems the slope attenuation is not as strong as the figure 10.3 could suggest.

We conclude that the events of October 3rd did not profoundly disturb the pressure behavior. This comforts the analysis of chapter 7, which overlooked the presence of a borehole plug.

10.5 What happened on October 3rd ?

We can make three hypotheses:

1. the instrumentation was disturbed while we installed the hydrophone;
2. a movement occurred along the Aigio fault relatively far from the borehole.
3. the borehole collapsed, an event maybe assisted by a local slip on the small slicken-sides surface seen in figure 2.12

The surface phenomena occurred just after the installation of hydrophone. They consist of a series of bubbles and intermittent sounds on October 2nd and October 3rd. However, these surface events appear to be disconnected from the recorded downhole pressure anomalies since (1) the major intervention performed on the surface setting did not induce any pressure changes (2) the pressure anomalies occurred while the modifications of the surface setting was completed. Moreover, such a coupling would induce an important change in behavior, which is not observed.

In paragraph 10.3, we established that the 3-day recovery time of the main drop requires $M_w = 3.5$ at 2.5 km, which should also be recorded on the Trizonia dilatometer. This is

not the case. Moreover, a correlation between the preliminary events and an event at such a distance is improbable.

The borehole collapse hypothesis is more promising. The preliminary downward peaks would correspond to the dilatation of the rock ready to collapse while the pressure decrease sustained for three days would be associated to the disconnection of the borehole to the bottom karst. Quantitatively, a drop of $dp = 0.015 \text{ bar} = 1.5 \text{ kPa}$ as the one which occurred on October 3rd corresponds to the creation of a volume of $V_b dp/K_f$, where $V_b \sim 22 \text{ m}^3$ is the volume of the borehole and $K_f = 2.2 \text{ GPa}$ is the fluid incompressibility. The eventual dilatation phenomenon should then create a volume of only $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 = 10 \text{ mL}$, which can be easily accommodated by a 10-meter long section of the borehole.

On the contrary, such a collapse is expected to induce much stronger anomalies than the October 3rd events. If we look at the results of paragraph 5.2.3 about the hydraulic consequences of a plug, and more especially figure 5.13, it appears that a drop of 3 kPa requires loose gravel formation. Then, crumbling stones are expected to knock each other, and hydrophone signals are expected to be much stronger. Let us compare the amplitude of the signal at the moment of the drop and the signal from a distant earthquake at 22:29 on figure 10.4. Intuitively, the frequency recorded should scale as V_P/d , where V_P is the sound velocity in the material constituting the gravels, and d is the dimension of the gravel. This gives a shock frequency of 500 kHz, much larger than the sampling rate of the hydrophone. Such a signal is expected to be attenuated by the viscous friction of water filling the borehole and the attenuation of the acoustic waves of the medium separating the source from the hydrophone. However, the absence of high frequency signals and the moderate amplitude are still surprising.

Moreover, the hydraulic system recovers rapidly. The tidal oscillations are visible as soon as the end of the main drop whereas they were hardly perceptible in the preliminary phase. We discussed in paragraph 5.2.3 the stability of a plug. We showed that unless the plug is thick, it is mechanically unstable. Are the two steps perceived in the recovery correlated to the destruction of the plug? There is no peculiar event on the hydrophone during the first step. Maybe some stronger acoustic events are associated to the step of October, 5th, but the hydraulic data for that period are missing.

No hypothesis thus explains satisfactorily all the observations. We can conclude however that the October 3rd is an event local to the borehole, which certainly involved the stability of the borehole, but did not change drastically the hydraulic behavior of the system; this comforts the basis of the analysis performed on part II. The hydraulic activity seems to be smothered after the event, a fact we will interpret as the disappearance of the contribution of the rock section damaged by the high flow which occurred in the borehole in September 2003.

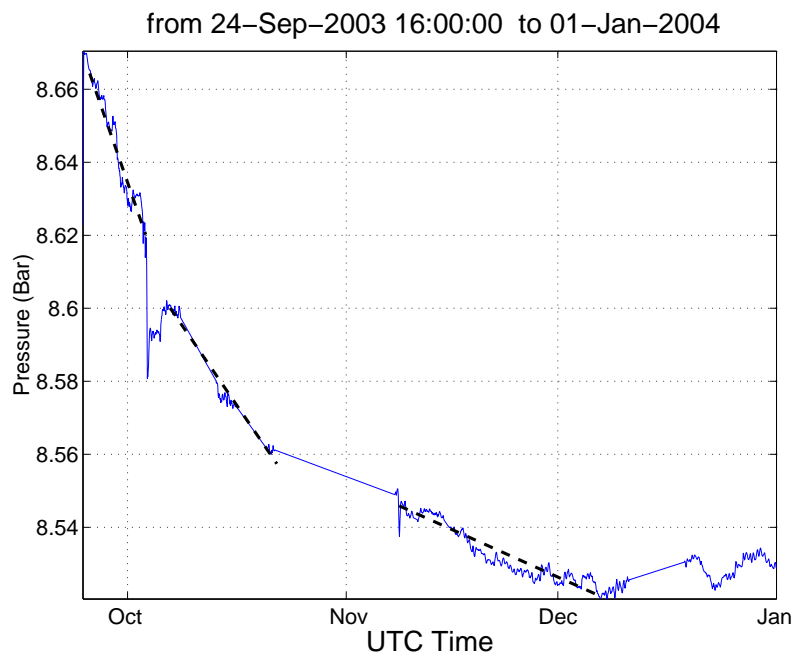


Figure 10.6: Detided pressure data highlights the long term behavior. The multiple interruptions in recording of the first months and the long-term decrease of pressure described in section 7 prevent the identification of a change in behavior of the sensor signal after the October event.

Chapter 11

Hydraulic anomalies triggered by very remote events

We not only considered events internal to the Gulf of Corinth. Some hydraulic events were indeed synchronous to the arrival of distant seismic waves. This is not an exceptional occurrence; for instance, Hill et al. [1993] reported the multiple triggered swarms of microseismicity induced in California by the 1992 Landers earthquake. An other series of triggered phenomena were also recorded after the 2002 Denali earthquake [Gomberg et al., 2004, Husen et al., 2004, Prejean and Brodsky, 2004].

Examples of aquifer response to teleseismic earthquake were first reported after the 1964 Alaska earthquake. This earthquake prompted a 1-meter drop of the water table in a well near Ottawa [Bower and Heaton, 1978] and a small pressure drop could be also measured in Florida. Other examples were reported since then [Roeloffs, 1998, Brodsky et al., 2003]. Montgomery and Manga [2003] review hydrological responses to remote earthquakes.

The effect cannot be attributed to static stress. The excitation source is then only the seismic waves, which are well-known from seismometers. Since the cause is well constrained, triggered events are thus excellent tools to assess the destabilization process of the lithosphere [Brodsky et al., 2003].

Most of the records of triggered events comes from California, favored by its extensive geophysical monitoring. Can the Corinth Rift Laboratory contribute to some more new data ?

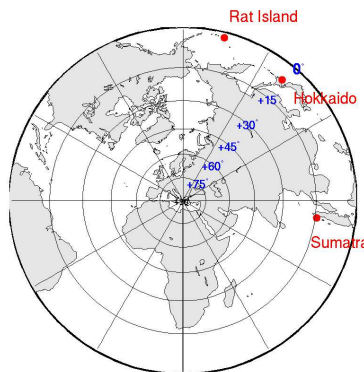


Figure 11.1: Locations of the teleseismic events we will review here

11.1 The November, 17th 2003 Rat Island Earthquake

On November 2003, 17th 06:43, a $M_w = 7.8$ earthquake took place near Rat Island, part in the Aleutian archipelago (figure 11.7). This events produced seismic waves which were recorded worldwide. As it occurred at a global angle of 88° to the Corinth Rift, the seismic waves recorded by the Corinth Rift Laboratory were of low-frequency, so that the seismic waves could also be observed on the high-precision pressure sensor of AIG10 although its sampling frequency is only of 1/8 Hz.

11.1.1 The observed hydraulic signal

The pressure signal

Figure 11.2 shows the raw transient signal recorded on the AIG10 pressure sensor since the Rat Island event, with the time axis in seconds. No filtering was performed. The oscillation recorded reaches an amplitude of 0.005 bar = 500 Pa, more than a half of the tidal oscillation of that time (~ 800 Pa). This seismic disturbance can therefore be very easily identified. It is well correlated to the expected arrival time of the S waves, computed with the `ak135times` utility, kindly lent by GEOSCOPE, whereas the P waves are hardly noticeable. The pressure sensor is sensitive enough to record also the R_2 waves, associated with waves traveling along the long-arc of the Earth.

This high sensitivity of the pressure sensor to S and Rayleigh waves may seem striking as it is expected to be sensitive to compression waves only. One may invoke SP conversion at the free-surface. One other possibility might also be the dilatancy induced by shearing of a fractured media. If such a sensitivity existed, the tidal analysis would have reveal a sensitivity to the shearing component of the earth tides, dephased to 90° . Yet, the tidal analysis is very satisfactory if we take into account only the volumetric deformation and the ocean loading. We will thus discard that second possibility.

The main feature of figure 11.2 is the drop which begins at the onset of the S waves. 60 Pa are lost within about 500 s. The recovery lasts more than 45 minutes. A smaller event possibly occurred around 07:30, as it happened at the same time as the low-frequency Rayleigh waves, which have the almost the same period as it duration, its existence is unclear. Figure 11.2 shows that is may be associated with a slight change in slope of the recovery.

On November, 17th, the Gulf resonances were also particularly strong. Even if we saw in paragraph 6.3 that the seiches are moderate, they have a period and an amplitude similar to the hydraulic anomaly. To compare them, we removed the tidal variations of pressure data thanks to a linear regression of the oceanic water level variations and the theoretical earth tides, as we did in chapter 6.1. The regression analysis was performed on a "test" interval and then extrapolated to the period of the seismic waves. Working with the real oceanic data rather than the prediction of ETERNA we used in chapter 10 has the advantage of partly reducing the seiche oscillations, even if the Trizonia tide gauge does not reflect the oceanic loading near Aigio. The result is presented in figure 11.3. The Rat Island signal indeed departs clearly from the detided data. Notably, the large seiche at 06:00 appears to have slower and smaller variations, and cannot be mistaken with the sharp Rat Island event, whose intensity is larger than three times the amplitude of the seiche.

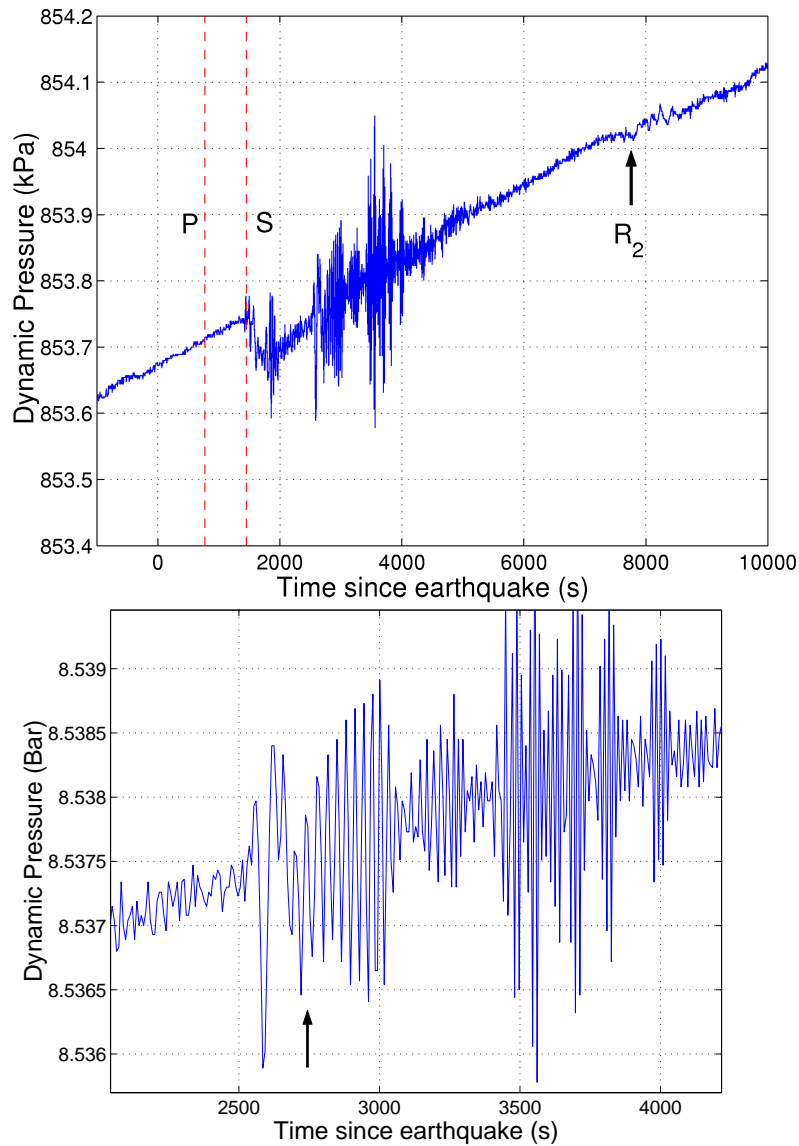


Figure 11.2: Raw pressure record of the Aleutians seismic waves, with a sharp pressure anomaly at the arrival of the S waves. A smaller pressure offset may occur during the Rayleigh waves (lower graph).

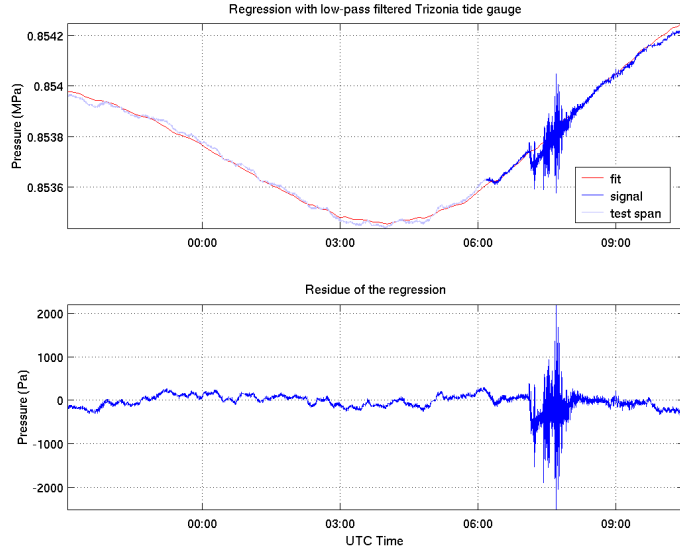


Figure 11.3: Detided oscillation before and during the Rat Island event.

11.1.2 Comparison to other regional records

As the event is too small to be also recorded by the low-precision pressure sensor, which hardly notices the seismic variations, we need to refer to other data. The spectral component of the teleseismic waves is about 0.1 Hz, thus the surrounding L22 seismometers of the CRLNET do not detect them. We will then rely on the sensors of Trizonia Island, the STS-2 broadband seismometer and the borehole dilatometer, presented in figure 11.4.

The Trizonia Island is distant of 10 km from the AIG10 borehole. The traveling time of the teleseismic waves would then be between 2s for P waves ($V_P \sim 5$ km/s) and 3.5s for S waves ($V_S \sim \sqrt{3} V_P$). The time synchronism between all the traces of figure 11.4 is then expected. Once the necessary time corrections are performed, the agreement between the different phases is noteworthy.

The STS2 seismometer records particle velocity, whereas the dilatometer records the horizontal strain. The second sensor is then directly comparable to our sensor signal. However, the STS2 can give some information relevant to the pressure variation observed. For instance, it is interesting to note that the pattern of oscillation of the Z component is the one fitting best the seismic variations of the pressure sensor. This confirms the SP conversion hypothesis to explain the sensitivity of the pressure gauge to shear waves. Let note also that the North component is stronger than the East component as would be expected from the location of the epicenter of Rat Island earthquake in figure 11.1.

The Gulf water level in Trizonia island is more sensitive to the North-South seiches, of a period of about 8 minutes. Moreover, the Trizonia sensor exhibits phase delay with respect to oceanic loading, so that its tidal variation is different from the Aigio sensor. To compare both sensors, the pressure data are resampled to match the 5 Hz-sampled dilatometer data and a 4-pole high-pass Butterworth filter with a corner frequency of 10^{-2} Hz is applied on both data streams. The resulting data are normalized, time corrected and presented in figure 11.5. Both data strikingly match as long as the frequency of the teleseismic waves is less than the Nyquist frequency of the pressure sensor (1/8/2 Hz). Afterwards, the high-frequency Rayleigh waves are subsampled and the two data naturally differ. This give a good confidence in the pressure sensor, and confirms that the pressure anomaly is

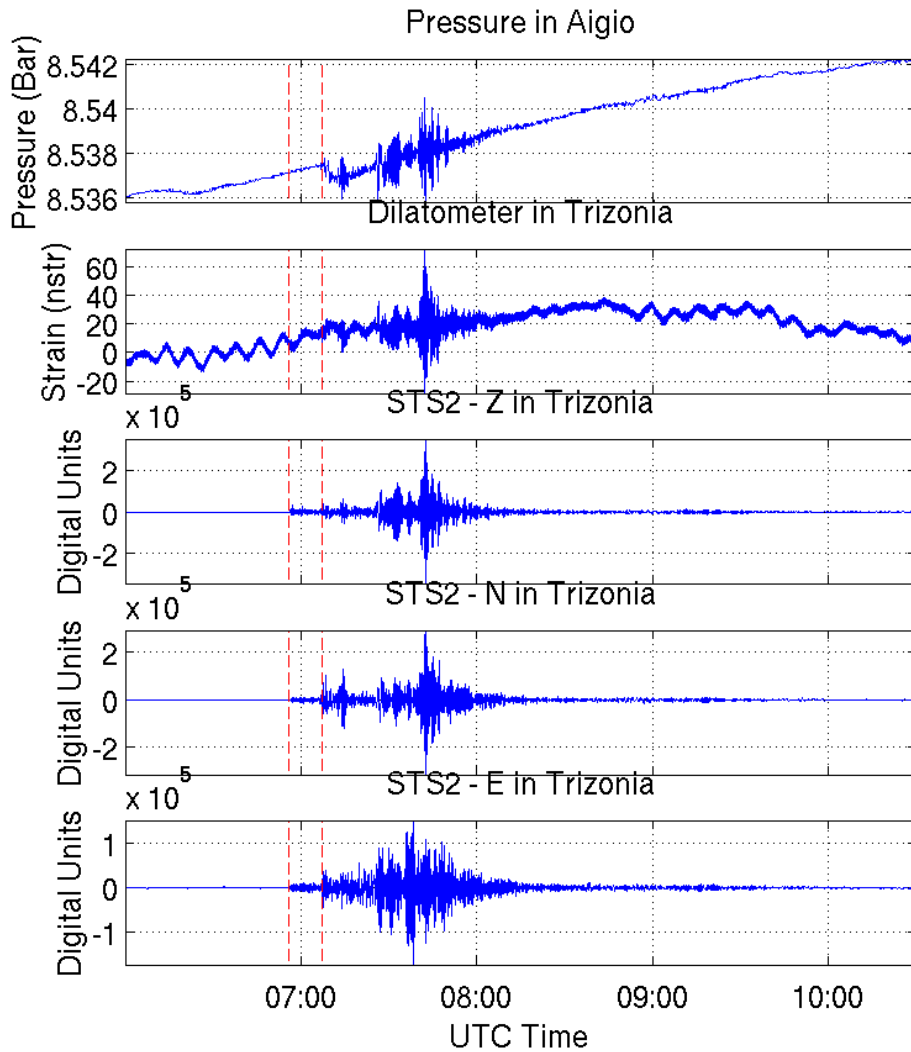


Figure 11.4: Comparison of the Rat Island data of the pressure sensor (top), the Trizonia dilatometer (second) and the three components of the STS2 seismometer, with the order Z, N and E . The calibration of the last sensor is not available, thus we only display the raw electronic values.

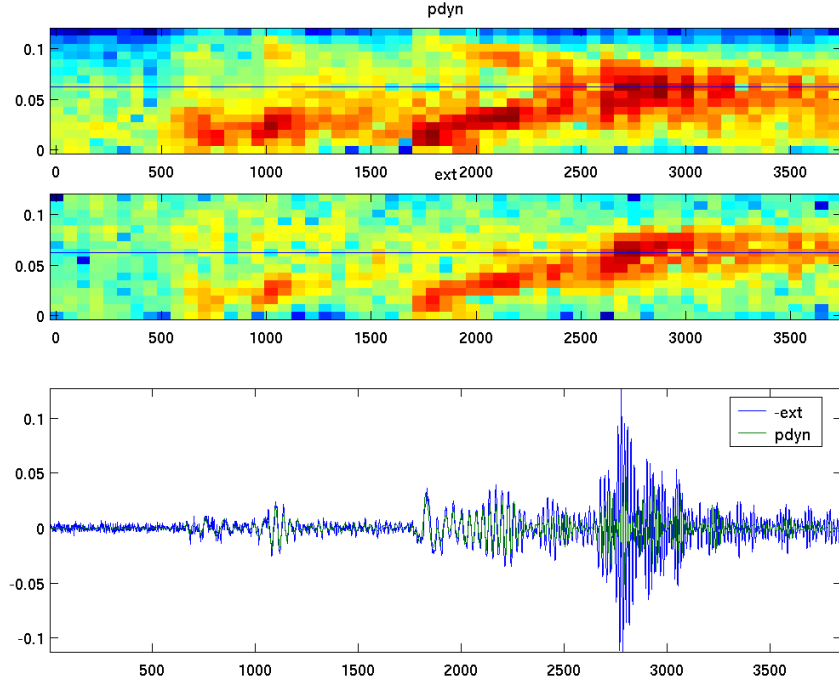


Figure 11.5: Comparison of the high frequency signal of the dynamic pressure sensor and of the dilatometer of Trizonia, stressing the transient waves associated with the Rat Island event. The Nyquist frequency of the pressure sensor is highlighted on the spectrograms of both dilatometer and pressure gauge.

not due to the failure of our sensor. The P waves are observed on the dilatometer but they are small and of high frequency, larger than the Nyquist frequency of the pressure sensor, which explain their absence on the pressure signal.

How to interpret this similarity? The normalization coefficients indicate that below the Nyquist frequency, pressure variations dp and horizontal strain variations $d\epsilon_h$, taken with dilatational convention are coupled as

$$dp = K d\epsilon_h \quad (11.1)$$

where $K = 11.6$ GPa. This value is a little slower than the $B K_u$ coefficient derived from tidal analysis. Note that the calibration of the dilatometer is a contractional convention, that is why we changed its sign. Thus, when AIG10 experiences increase in pressure, the Trizonia dilatometer sees dilatation ! We can explain this discrepancy by noticing that the ray incidence for teleseismic waves is very small: the waves arrive almost vertically and hence the converted SP waves will also be close to the vertical. Their longitudinal strain could then be noted ϵ_{zz} . The dilatometer will only see the Poisson effect and records:

$$\epsilon_h = -2\nu_{ut} \epsilon_{zz} \quad (11.2)$$

where ν_{ut} is the undrained Poisson ratio for Trizonia ground. The borehole pressure will be related to ϵ_{zz} by:

$$dp = -B E_a (1 - 2\nu_{ua}) \epsilon_{zz} \quad (11.3)$$

where B , E_a and ν_a are respectively the Skempton coefficient, the Young modulus and the undrained Poisson ratio of the karst. Using the relationship $E_u = 3 K_u (1 - 2\nu_u)$, one

can retrieve the BK_u coefficient we determined in section 6.1 and get $dp = -3BK_u(1 - 2\nu_u)^2 \epsilon_{zz}$. If we suppose that the deformation is similar in both Aigio and Trizonia, simplifying ϵ_{zz} in both equations 11.2 and 11.3 allows retrieving a theoretical determination of K :

$$K = 3(BK_u)_a \frac{(1 - 2\nu_{ua})^2}{2\nu_{ut}} \quad (11.4)$$

We thus explain the sign paradox. Assuming for instance $\nu_{ut} = \nu_{ua} = 0.25$ we also find a value BK_u for seismic frequency of $BK_u \approx 4.3$ GPa. It is half the value of BK_u for tidal frequency, which is surprising since the rock is expected to be tighter at higher frequencies as fluid diffusion in the rock pores is prevented. This might be due to the many sources of errors in this determination of BK_u : the hypothesis of a uniform ϵ_{zz} through the Gulf instead of a uniform σ_{zz} , the hypothesis of a vertical wave, the value of Poisson ratio and the calibration of the dilatometer.

Is there also a strain anomaly in Trizonia sensor? As the 8-minute seiches have the same period as the anomaly of Aigio, it is difficult to respond. Filtering indeed removes both the oscillations and the expected signal. However, from visual observation, we can ascertain that even if there were an anomaly, it is smaller than 5 nstr, which gives a maximum value of the parameter $D \times S \approx 2 \cdot 10^4 \text{ m}^3$ for an event occurring near the Aigio fault, according to equation 9.10.

11.1.3 The correlated perceived event on the hydrophone

The seismometers of CRLNET did not give a signal different from their noise background for the time period corresponding to the Rat Island event. We will then rely on the hydrophone data. They are presented on figure 11.6.

The data present their usual aspect, with a lot of emergent arrivals of waves at low frequency associated with anthropic activity. It does not react to the teleseismic waves, since it is designed for the study of high frequencies. However, one can distinguish a peak a little after the arrival of the S waves. If we make a close-up on this peak, we notice a sharp event of high frequency. The signal is quasi-monochromatic with a frequency of 840 Hz. Such a behavior is due to the resonance of the borehole casing and of the metallic structure surrounding the wellhead. As the signal is very disturbed, it is unclear whether the apparent time delay of 3.3 ms between "P" and "S" waves is relevant.

Such a high-frequency signal is a unique feature within the 3 hours of recording surrounding the pressure drop, especially during the occurrence of the candidate pressure offset of 07:30. Boris Naguet, who is investigating the hydrophone response to seismic and local event, did not discover similar events within the data samples he studied, including parts of November 2003, January 2004 and April 2004.

A world record

The catalog of triggered activity is now large enough for reviews to be published. For instance, the triggered seismicity induced by the Landers earthquake in 1992 has been reviewed by Hill et al. [1993]. He demonstrated that all triggered events occurred after or during the arrival of Rayleigh waves. This sounds logical as they are the most energetic phases of the arriving seismic waves. However, the event we discuss differs of this empirical law since it happened at the onset of S waves.

Another fact shows that this event is very singular. Montgomery and Manga [2003] reviewed the hydraulic anomalies triggered by teleseismic events. They showed that all the reports of spring flow-rate change, water level changes and water composition changes

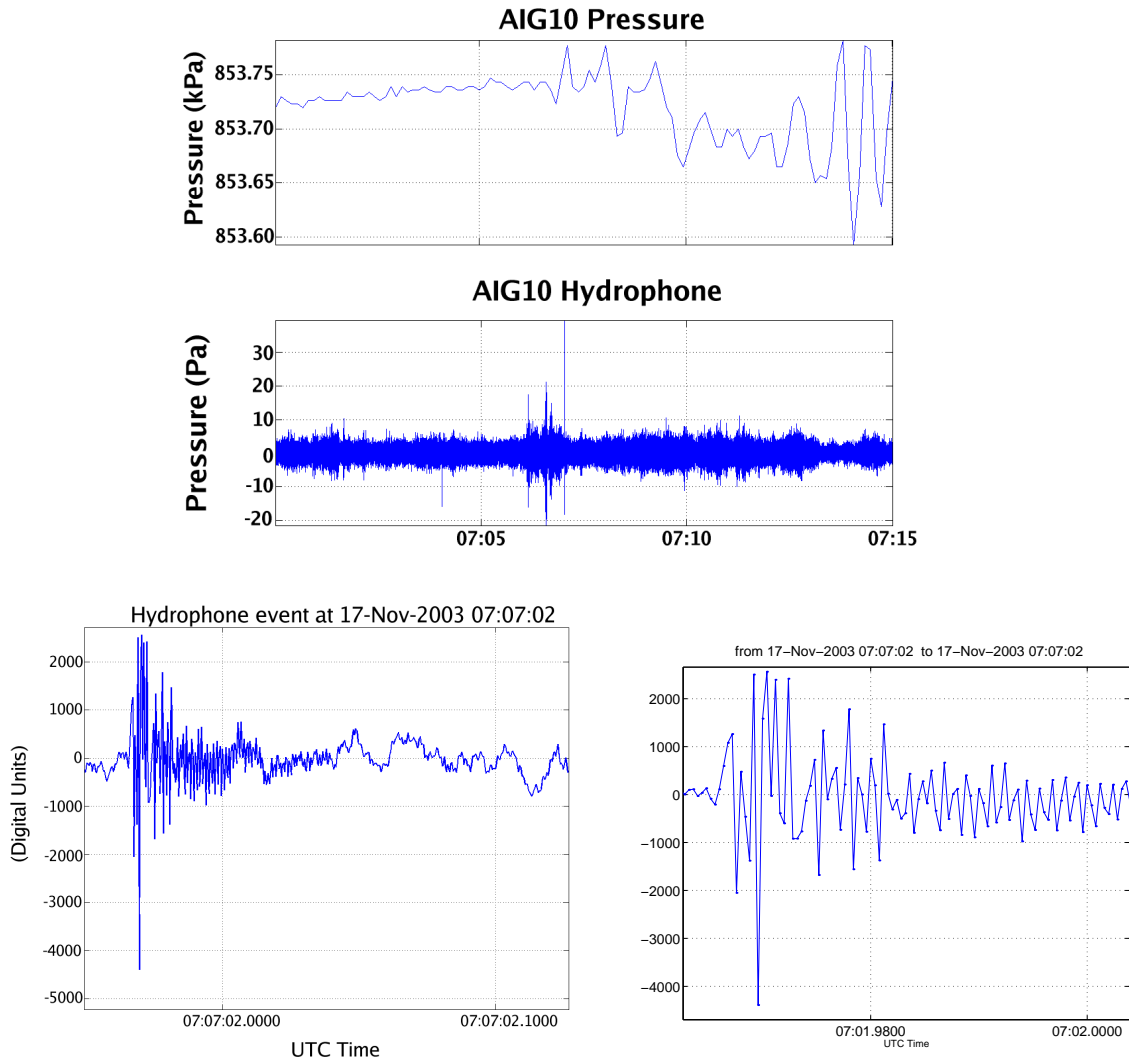


Figure 11.6: (Upper) Hydrophone data recorded during the pressure drop. The signal is noisy but one can observe a peak grossly correlated to the onset of the pressure drop. (Lower left) Close-up on the whole hydrophone peak, displaying an earthquake-like pattern. (Lower right) Beginning of the event.

they collected fall below a limit in a M_w -distance diagram, also represented in figure 11.7. They interpreted this limit as a minimal strain threshold of 10^{-8} . The Rat Island event transgresses their limit, since the distance to the Rat Island is $\Delta \approx 88^\circ$ and the earthquake magnitude is 7.8. Indeed, with the $B K_u$ factor equal to 17 Gpa, the 60 Pa drop corresponds to a strain of $3.5 \text{ nstr} = 3.5 \cdot 10^{-9}$.

11.1.4 Interpretation

What might have caused the drop in pressure observed at the onset of the S waves? As in chapter 9, we will check two main hypotheses: a seismic event, modeled as a dislocation, and the sudden injection of fluid.

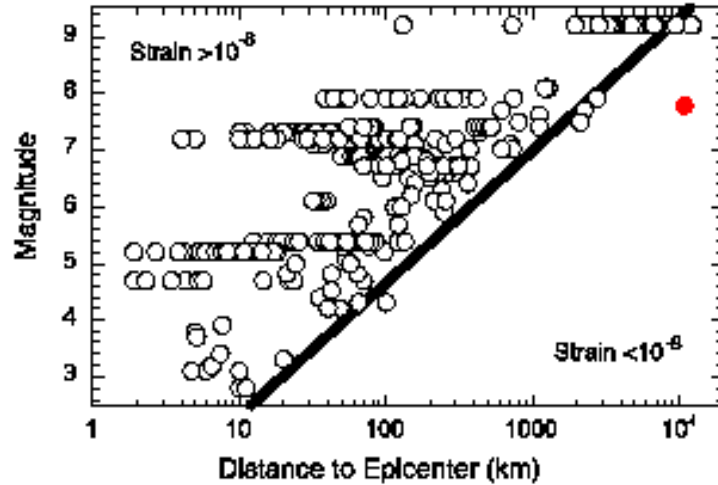


Figure 11.7: Comparison of the pressure anomaly with the compilation of teleseismically triggered hydraulic anomalies of [Montgomery and Manga, 2003].

Response to a dislocation

The first step to determine the response to a dislocation consists in estimating its distance to the borehole thanks to the recovery time t_R . The recovery of this event is unusually long, compared to the other events compiled in chapter 8. It corresponds to a distance of $\sqrt{\kappa t_R}$, where κ is the hydraulic diffusivity. With a recovery time of 45 minutes, it gives a distance of 268 m.

We can then use the maps of figure 9.9 and figure 9.10 to estimate the amplitude necessary to get a drop of 60 Pa. We first see that both maps require an event occurring above or laterally to the intersection of the borehole to the fault plane.

We will first suppose that the event is occurring on a tilted dislocation. Figure 9.10 predicts a pressure drop of between 5 Pa and 50 Pa for a normalized dislocation of $D \times S = 1 \text{ m}^3$. We deduce that the factor $D \times S$ should range between 1.2 m^3 and 12 m^3 . According to figure 9.4, this corresponds to quite a large value for a dislocation occurring along the thickness of the fault. Indeed, it corresponds to a seismic moment of $10^{10} - 10^{11} \text{ N} \cdot \text{m}$, thus the typical faulting dimension larger than 10 meters.

We will then rather use the figure 9.9, to quantify the size of the dislocation. The value of the response to a normalized dislocation is then of 10 Pa, which necessitates an amplitude of 6 m^3 , thus a slip of a centimeter on patch of 10 meters. With such a value, one may also question the dislocation description we used.

The drop lasts five minutes. This suggests that it is slow fault movements and justifies why the surrounding seismometers could not record any associated signal. However, it does not explain the hydrophone signal.

As the frequency resonance of 840 Hz was excited, it implies that its corner frequency should be close to 1 kHz. According to figure 9.5, it means the related event should have a moment magnitude ranging from $10^6 \text{ N} \cdot \text{m}$ to $10^7 \text{ N} \cdot \text{m}$. The scaling laws thus predict a millimetric movement on a patch large of about one meter, thus a factor $D \times S \sim 10^{-3} \text{ m}^3$. The small dimension of the event suggests that the fault heterogeneities will be important, and that the event is likely to occur on a small tilted slip surface. Figure 9.10 thus explains why the event will not produce any pressure step, since it predicts that the induced pressure

anomaly would be less than the detection threshold of 10 Pa if its distance is less than 10 m. We thus cannot constrain its location.

Response to a fluid leakage

If a slip occurred on the slip surface of figure 2.12, it would shear the fault on its transverse dimension. Thus it may open a path for fluid leakage. As the karstic aquifer is overpressurized compared to the upper aquifer, the resulting effect would be a water loss.

The equation 9.21 predicts a negative pressure anomaly. To fit a drop of 60 Pa in 500 s, we need to remove 1 m^3 at a distance of 265 m to the borehole, according to equations 9.22. The resulting simulation indeed fits the data, once the high-frequency oscillations and the low-frequency tidal fluctuations are removed, as shown in figure 11.8. The predicted distance is also consistent with the fact that the event did not induce a sudden pressure step. However, the volume necessary to inject is relatively high, compared to the expected dimension of the sliding patch.

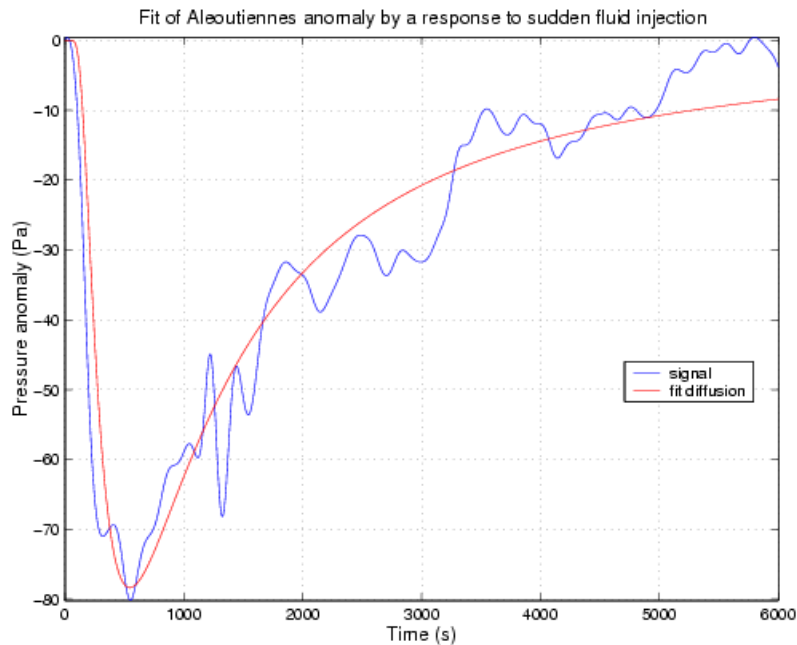


Figure 11.8: Best fit of the pressure leak model of equation 9.21, compared to the corrected pressure drop, corresponding to the instantaneous loss of 1 m^3 at 256 m.

We will thus prefer the combination of the slow large ($M_w = 0.6$) earthquake and of a smaller high-frequency event ($M_w = -1.4$) described in the previous paragraph to explain the Rat Island event. This mechanism, involving both a slow and a rapid deformation, is then similar to the event observed by the Trizonia dilatometer by Bernard and al. [2004]. This kind of hypothesis could have been easily tested by deformation sensor or broadband seismometer located *near the borehole*, as it was initially planned.

11.2 The December, 26th 2004 Sumatra Earthquake

The November 17th Rat Island event is not the only event perceived by our sensor. The disastrous December, 26th 2004 $M \geq 9$ Sumatra Earthquake also induced an anomaly. At that time, the acquisition electronics already endured transmission problems, and about

2/3 of the pressure data are lost. The sampling is thus irregular, and the induced waves not as well defined as in the Rat Island case. The seismic waves are however clearly visible despite the acquisition problems, as seen in figure 11.9.

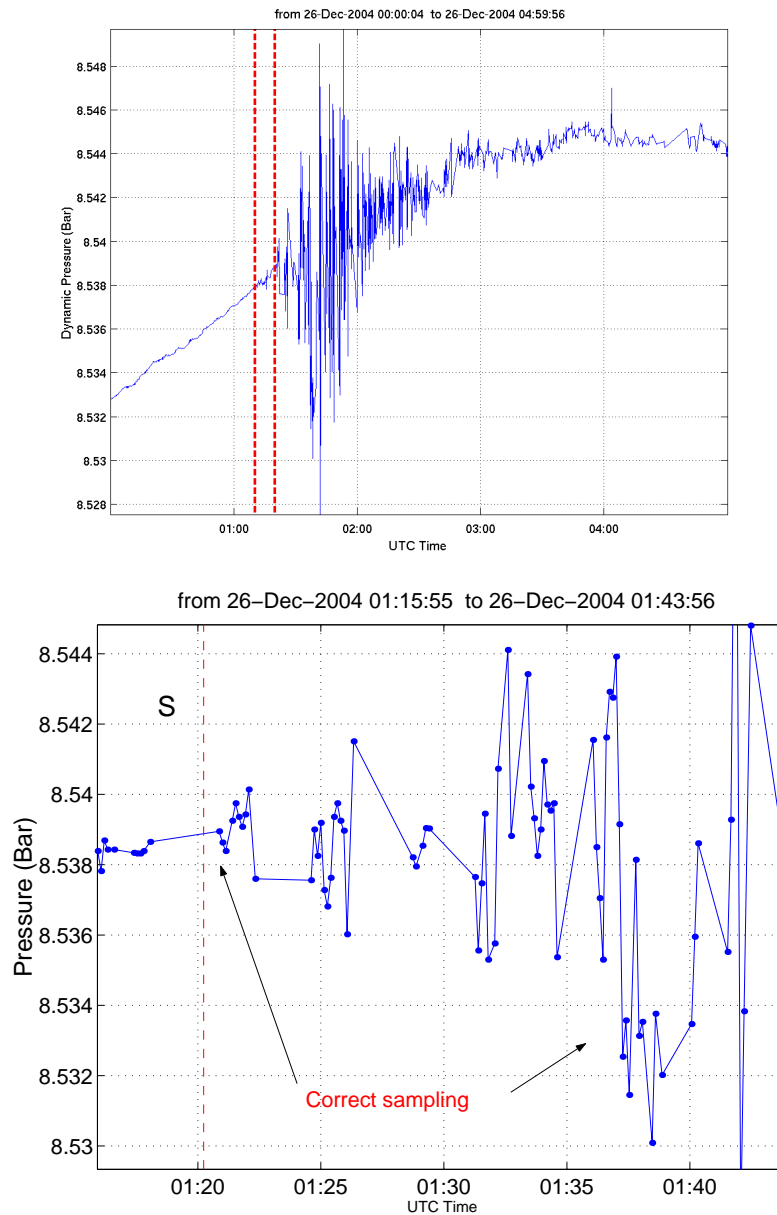


Figure 11.9: The recording problem induced the spiky aspect of the pressure curve. If we zoom on the beginning of a event, a drop appears to occur during the Rayleigh waves. The P and S waves arrivals are denoted by dashed red lines.

Inspection of the signal shows an apparent drop at the beginning of the Rayleigh waves. However, we need to check that it is not an artifact induced by the bad sampling of our sensor. By manually reprocessing the raw recording, we could recover all the points presented in the bottom graph of figure 11.9. There is still an great lack of data, but the oscillation at the moment of the drop is correctly sampled. We will use at the moment of the arrival of the S waves, also well documented, as a reference point to estimate the drop.

We then have to check that the oscillation we register at the 01:37 UTC satisfies the Nyquist criterion. As first sight, from the top graph of figure 11.10, it is not so evident. To perform this verification, we will compare these data to the extensometer data, as we did for the Rat Island event. The resulting data are shown in figure 11.10, where we see that the seismic waves are below Nyquist frequency at 01 : 37. We can then certify that the oscillations at that moment are well sampled, and that the fact that their average pressure is 600 Pa below the reference point is relevant.

This anomaly is much larger than in the Rat Island case, which seems logical given that the earthquake was larger and closer. Unfortunately, the hydrophone data is unavailable and thus we cannot discuss further this result.

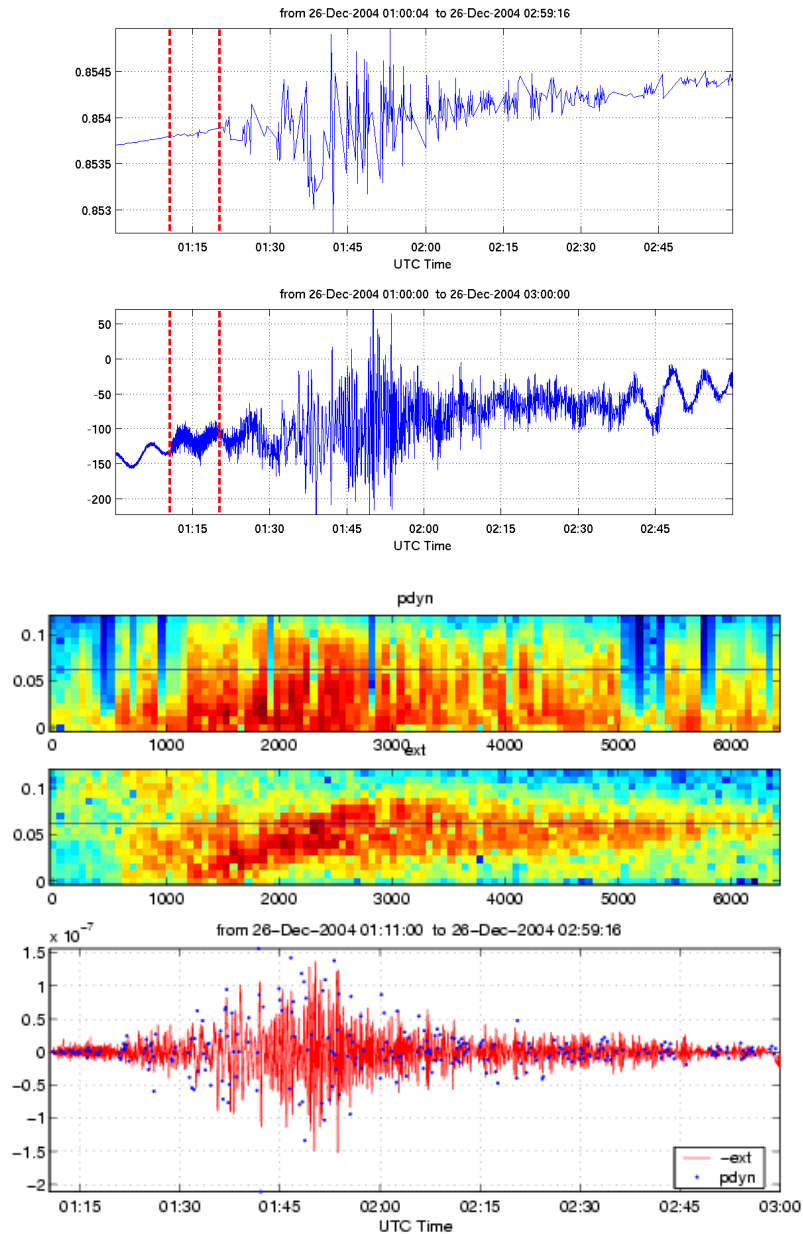


Figure 11.10: Comparison of the raw signal of Aigio pressure and Trizonia dilatometer data (top). As for the Rat Island event, we compare the “seismic” oscillation of the pressure gauge and the Sacks-Evertson dilatometer (bottom).

11.3 A counter-example: the September, 25th 2003 Tokachi-Oki Earthquake

The two large earthquakes we investigated yet induced large events. However, as underlined by Brodsky and Prejean [2005], the triggering of seismic activity is not always systematic, and its mechanism are not yet explained. This may explain why the September 2003, 25th $M_w = 8.3$ Hokkaidō earthquake did not give an pressure anomaly. The data are presented in figure 11.11 together with the Trizonia dilatometer record.

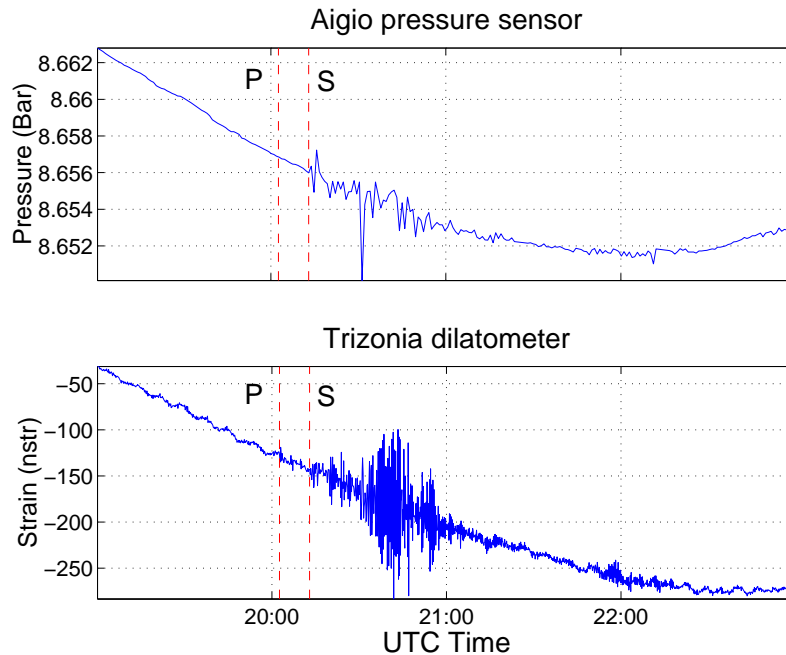


Figure 11.11: Seismic waves induced by the Hokkaido earthquake recorded by the Aigio pressure sensor (top) and the Trizonia dilatometer (bottom).

As the sampling rate of the Aigio sensor was only 1/50 Hz at that time, the seismic waves it records are not as nice as those of the 5 Hz Trizonia dilatometer. However, one can notice that no pressure anomaly are apparent of figure 11.11.

Other teleseismic earthquakes were recorded but their high frequencies implied that the pressure recording is subsampled. No apparent anomalies were recorded. But also their magnitude is much smaller and their frequency range differs from the major events of Hokkaidō, Rat Island and Sumatra. This comforts the hypothesis established by Brodsky and Prejean [2005] that the energy of low-frequency waves contributed most to the triggering process.

Why did the Hokkaidō earthquake did not induced any hydraulic anomaly ? A plausible explanation is the disturbance we induced by letting the Aigio fault open, thus changing the fluid pressure along the fault. The effective stress along the fault plane should then change as fluid pressure diffuses in the upper aquifer. This process is thus expected to be efficient after a delay, and thus did not act at the time of the Hokkaidō event, which occurred only one day after the closure of the borehole.

2003-09-25 Hokkaido $M = 8.3$	Amplitude of 5 kPa, no hydraulic anomaly
2003-11-17 Rat Island $M = 7.8$	Amplitude of 5 kPa, hydraulic anomaly
2003-12-26 Bam $M = 6.6$	Amplitude of 500 Pa, no hydraulic anomaly
2004-03-25 Turkey $M = 5.6$	Amplitude of 20 Pa, no hydraulic anomaly
2004-05-28 Iran $M = 6.3$	Amplitude of 200 Pa, no hydraulic anomaly
2004-09-05 Honshu $M = 7.2$	Amplitude of 200 Pa, no hydraulic anomaly
2004-12-26 Sumatra $M \geq 9$	Amplitude of 6 kPa, hydraulic anomaly

Table 11.1: List of teleseisms felt by the pressure sensor

11.4 What can we learn from such triggered events?

As Harris [1998] noticed, the interest of the triggering process lies in the fact that its source is known. It should then be possible to perform theoretical and experimental study of the destabilization process. However, no definite agreement emerged from the numerous studies undertaken. Brodsky and Prejean [2005] systematically tested the existing hypotheses but none of them could explain satisfactorily the seismicity observed in Long Valley.

The reason of the difficulty of studying these events is their complexity: the authors had to analyze seismic swarms. The events that we identified were much smaller, and are composed of only two sub-events. Rather than looking at a complex sequence of large events, we look at the onset of a single instability. Could we use these events to determine what destabilizes the mechanical equilibrium? Unfortunately, in our case, the few data available were used to infer both the location and the mechanism of the events. The possible coupling between mechanical and hydraulic signal was overlooked. However, a complete equipment (2 hydrophones and a 3-component seismometer directly coupled to the rock) would enable to locate the mechanical movements. The analysis of the interaction of the coupling between fluids and mechanical movement of faults could then be possible.

Chapitre 12

Conclusions

Résultats obtenus

Prévue initialement pour être un travail de mécanique des roches sur les processus de couplage entre pression de fluide et mouvement de la faille, cette thèse a surtout consisté à résoudre des problèmes hydrogéologiques et thermiques pour caractériser l'environnement géologique des capteurs de pression du forage AIG10. Toutefois, le problème du couplage hydromécanique a pu être abordé grâce à l'observation d'anomalies hydrauliques, en particulier celles associées aux ondes engendrées par des télé-séismes.

Nous avons pour cela effectué un travail à la fois expérimental, lors de la conception de l'instrumentation et des mesures thermiques, et théorique, en reprenant des concepts préexistants pour les appliquer de façon originale ou en forgeant de nouvelles méthodes :

- en thermique, nous avons réemployé le modèle de Čermák pour dériver un âge minimal de l'eau du karst situé sous la faille compatible avec les datations géochimiques existantes. Des datations plus précises devraient bientôt permettre de tester cette théorie.
- l'exploitation des lois expérimentales de la convection dans les milieux poreux ont permis d'estimer son extension verticale.
- nous avons pu distinguer les effets de la charge océanique et de la marée terrestre sur l'aquifère en opérant une régression linéaire. Ceci permet d'effectuer des analyses de marées sur des périodes de temps courtes, même d'une journée.
- par un modèle unidimensionnel de diffusion, nous avons pu interpréter le déphasage attendu dans un aquifère confiné soumis à une charge océanique hétérogène et contraindre la position des frontières du karst.
- nous avons développé les solutions axisymétriques de l'équilibrage des pressions de deux aquifères de tailles finies connectés par un forage.
- nous avons conçu une méthode numérique pour simuler ce problème et son extension pour des géométries bidimensionnelles quelconques d'aquifères. Son implémentation s'est révélée à la fois la plus rapide et la plus exacte des logiciels de modélisation testés.
- nous avons établi la relation liant la réponse de la pression du forage à l'effet mécanique d'une dislocation. Ceci a permis d'établir des cartes de réponse attendue, utilisées dans une méthode d'inversion graphique des anomalies de pression.

Ce cadre méthodique a permis de caractériser l'environnement hydrogéologique dans lesquels les capteurs de pression acquièrent leurs données. Nous avons ainsi établi avec une relative certitude les résultats suivants :

- la réponse du système est contrôlée par les propriétés du karst qui se trouve sous la faille.
- le karst se comporte à grande longueur d’onde comme un milieu poroélastique, dont nous avons déterminé les coefficients. Notons qu’avec un produit $B K_u = 17 \pm 1$ GPa, le capteur de pression de haute précision est l’équivalent d’un dilatomètre capable de résoudre $1 \text{ Pa}/B K_u \sim 0.06$ nstr, soit une résolution presque 20 fois meilleure que le dilatomètre de Trizonia décrit par [Bernard and al., 2004].
- le karst est confiné. Cependant, la faille d’Aigion n’agit peut-être pas comme une faille imperméable sur toute sa longueur.
- le karst est en convection, ce qui implique qu’il est profond d’au moins 600m. Avec une telle profondeur, il est certain que le karst s’étend dans la nappe de Gavrovo-Tripolitza et non dans la nappe du Pinde.

Par ailleurs, la mesure thermique que nous avons effectuée indique un flux de chaleur de $50 \pm 10 \text{ mW/m}^2$ seulement. Ceci confirme les résultats de [Tiberi et al., 2000] qui mesure par tomographie télésismique une grande épaisseur crustale sous le Golfe de Corinthe.

Enfin, la faille d’Aigion est sans doute active. Le grand nombre d’anomalies hydrauliques enregistrées, même après la relaxation du 3 octobre 2003, suggèrent que la faille d’Aigion flue. Le télésisme des Aléoutiennes a par exemple réussi à perturber la faille. Le forage AIG10 est donc *a priori* un bon site pour étudier la problématique des couplages entre les fluides et la mécanique des failles, pourvu que l’équipement adéquat soit installé.

Perspectives

Cette thèse ne montre en effet que les prémisses de ce que peut apporter le forage AIG10. Il est prévu de rouvrir le forage en septembre 2005 afin d’installer l’instrumentation complète.

Nous disposerons alors de deux hydrophones et d’un sismomètre à trois composantes proprement couplés à la roche. Il est donc théoriquement possible de localiser les événements sismiques se produisant près du forage. Les différents domaines d’excitations sismiques seront alors couverts : les très hautes fréquences par les capteurs du forage AIG10, les séismes locaux au Golfe par les sismomètres de CRLNET, les séismes lents et les télésismes par les capteurs de pression et de déformation ainsi que les sismomètres large-bande. L’excitation de la faille d’Aigion par un seul effet dynamique, lorsqu’on assiste à une chute de pression lors de l’arrivée des ondes S d’un télésisme (chapitre 11), montre l’intérêt de dépasser le cadre statique proposé par [King et al., 1994] pour comprendre la mécanique de la déstabilisation d’une faille.

Le dispositif expérimental d’AIG10 sera aussi complété par deux capteurs de pression de haute précision, séparés par un obturateur disposé non loin de la faille. Ce type de capteur est le seul à pouvoir enregistrer les anomalies de pression inférieures à 100 Pa. La numérisation des capteurs sera aussi grandement améliorée, par l’élimination du bruit électronique qui pollue la plupart des données numérisées par notre chaîne d’acquisition. Ainsi, le forage AIG10 permettra de caractériser les perturbations hydrauliques non seulement de manière temporelle mais aussi spatiale.

En connaissant à la fois les sources sismiques et les réponses hydrauliques, il devient alors possible de préciser les corrélations entre les variations de pression de fluide et la mécanique de la faille. En cela, le forage AIG10 dispose d’un potentiel sans équivalent.

Annexe A

Choix des paramètres de synchronisation

A.1 Objectifs

L'acquisition est arrêtée et relancée toutes les secondes pour assurer la synchronisation des données sur le temps GPS. Cela tend à introduire des déphasages si la seconde n'est pas un multiple du pas d'échantillonnage. Cette annexe a pour but de définir les paramètres optimaux pour une acquisition régulière des données, sachant que les caractéristiques des compteurs contraignent les choix possibles.

A.2 Paramétrage du compteur

Le compteur est régi par le timer programmable PSCLK du microprocesseur IE386EX. La valeur p stockée dans le registre CLKPRS donne :

$$f_{\text{PSCLK}} = \frac{\text{internal clock frequency}}{p + 2}, \quad (\text{A.1})$$

où *internal clock frequency* est $\text{CLK}/2 = 33.3 \text{ MHz} = \frac{10^8 \text{ Hz}}{3}$.

Pour obtenir la période d'acquisition, on multiplie encore par un autre entier c (*count*), de sorte que

$$T_{\text{num}} = c \cdot \frac{p + 2}{\text{internal clock frequency}} \quad (\text{A.2})$$

Si on veut échantillonner à $N \approx 2500$ échantillons par seconde, on cherche :

$$\frac{1}{N} = c \cdot \frac{p + 2}{10^8/3} \quad (\text{A.3})$$

Le problème revient donc à trouver 3 entiers p , c et $N \sim 2500$ minimisant le décalage temporel :

$$\epsilon = 1 - c \cdot N \cdot \frac{p + 2}{10^8/3} \quad (\text{A.4})$$

A.3 Solutions

La solution actuelle choisie est

$$N = 2500 \quad (\text{A.5})$$

$$c = 404 \quad (\text{A.6})$$

$$p = 31 \quad (\text{A.7})$$

Soit un décalage de $\epsilon = 10^{-4}$ s. Cela correspond à 25 % du pas d'acquisition des capteurs sismiques rapides, acquis à une fréquence d'environ 2500 Hz.

On se propose de trouver un nouveau triplet minimisant ϵ . Pour cela, on se ramène au problème suivant :

Chercher un entier x légèrement inférieur à 10^8 et 3 entiers p , c et $N \sim 2500$ tels que $x = 3c \cdot N \cdot (p + 2)$

Pour cela, on décompose en facteurs premiers les entiers divisibles par 3 inférieurs à 10^8 .

x	Facteurs premiers	ϵ
$10^8 - 1$	3 3 11 73 101 137	10^{-8}
$10^8 - 4$	2 2 3 1667 4999	$4 \cdot 10^{-8}$
$10^8 - 7$	3 33333331	$7 \cdot 10^{-8}$
$10^8 - 10$	2 3 3 5 239 4649	10^{-7}
$10^8 - 13$	3 33333329	$1.3 \cdot 10^{-7}$
$10^8 - 16$	2 2 2 2 3 7 7 17 41 61	$1.6 \cdot 10^{-7}$

Quelques choix satisfaisants extraits de ce tableau :

1^e ligne $N = 3 * 11 * 73 = 2409$, $c = 101$ et $p = 137 - 2 = 135$
avec une précision excellente de 10^{-8}

4^e ligne $N = 2 * 5 * 239 = 2390$, $c = 4649$ et $p = 3 - 2 = 1$
Choix satisfaisant.

6^e ligne $N = 41 * 61 = 2501$, $c = 2 * 2 * 2 * 7 * 7 = 392$ et $p = 2 * 17 - 2 = 32$
Ce jeu de coefficients a l'avantage de donner des ordres de grandeurs (notamment en fréquence de timer PSCLK) similaires à ceux qui sont appliqués actuellement.

A.4 Conclusions

Les capteurs sismiques sont acquis avec une **fréquence de 2501 Hz**, très proche de la fréquence initiale de 2500 Hz. Les paramètres du compteur **c=392** et **p=32** permettent de réduire le déphasage temporel à $1.6 \cdot 10^{-7}$ s, c'est à dire à 0.040 % du pas d'acquisition. Notons que nous avons fait des calculs purement mathématiques sans prendre en compte les incertitudes sur la fréquence d'horloge du microprocesseur i386. On peut alors estimer que nos coefficients sont optimaux et que le déphasage introduit est négligeable.

Annexe B

Format SEED et algorithme STEIM de compression des données

Le volume de données généré par le forage a été estimé à 2 Go par jour. Afin de simplifier la maintenance des données, il est indispensable qu'elles soient compressées, si possible avec un algorithme sans perte. C'est pourquoi nous avons opté pour le format **miniSEED**, qui supporte un algorithme efficace pour les données sismiques : le **STEIM**. La version utilisée pour encoder nos données est la seconde, d'un taux de compression meilleur que le **STEIM1** et d'implantation plus simple et plus standard que le **STEIM3**.

B.1 Le format SEED : un format d'échange de données

Le format **SEED** (*Standard for the Exchange of Earthquake Data*) permet de présenter de manière structurée des données acquises à un pas d'acquisition constant. Bien qu'initialement conçu pour des données sismiques, il gère aussi des données météorologiques, de pression, d'inclinométrie, voire même de maintenance (comme les tensions d'alimentation).

B.1.1 Structure d'un fichier SEED

Le format **SEED** standard se compose d'une entête (qui précise le contexte des données, comme le nom et la localisation de la station, la fonction de réponse des capteurs, les intervalles temporels) et d'un bloc de données. La figure B.1 présente la structure typique d'un fichier **SEED**. Chaque volume est constitué de « blockettes ». Le format est conçu pour proposer un certain nombre de redondances dans les informations fournies, afin de faciliter la récupération d'erreurs.



FIG. B.1 – Structure d'un fichier SEED.

Chaque volume de données possède son propre en-tête qui résume les informations, notamment le contexte temporel. Ses différents champs sont reportés dans le tableau B.1 :

Note	Nom de champ	Type	Longueur (octets)
1	Numéro de la séquence	ASCII	6
2	Descriptif de qualité	ASCII	1
3	Bit réservé " "	ASCII	1
4	Identifiant de la station	ASCII	5
5	Identifiant de position	ASCII	2
6	Identifiant du canal	ASCII	3
7	Code du réseau	ASCII	2
8	Date de début	Binaire	8
9	Nombre d'échantillons	Binaire	2
10	Base d'échantillonnage	Binaire	2
11	Facteur d'échantillonnage	Binaire	2
12	Indicateurs d'activité	Binaire	1
13	Indicateurs d'entrée/sortie et d'horloge	Binaire	1
14	Indicateurs de qualité de données	Binaire	1
15	Nombre de blockettes suivantes	Binaire	1
16	Correction en temps	Binaire	4
17	Position du début des données	Binaire	2
18	Position de la blockette suivante	Binaire	2

TAB. B.1 – Structure de l'entête du bloc de données SEED.

Note	Nom de champs	Type	Longueur (octets)
1	Type de blockette = 1000	Binaire	2
2	Position de la blockette suivante	Binaire	2
3	Format d'encodage	Binaire	1
4	Ordre des octets	Binaire	1
5	Longueur du bloc de données	Binaire	1
6	Réserve	Binaire	1

TAB. B.2 – Structure de la blockette 1000, à introduire obligatoirement si les données sont encodées en `miniSEED` et non en `SEED`.

B.1.2 Structure d'un fichier `miniSEED`

L'en-tête principal des données est volumineux. Pour le stockage, on peut se contenter de la partie de données du `SEED`, à condition de préserver les indications temporelles et la description du format. On obtient alors une sous-version du format `SEED` : le `miniSEED`.

Comme l'indique la figure B.2, les entêtes de données doivent être alors complétées par une blockette complémentaire, la blockette 1000 qui réunit les informations nécessaires à la lecture qui manquent à l'entête du bloc de données. On obtient alors le format `miniSEED`. Le format `miniSEED` utilisé dans le cadre du projet DGLab est minimaliste : seuls les deux entêtes présentées ci-contre sont utilisées.

La datation des données s'obtient elle aussi par sommation cumulée des pas d'échantillonnage depuis la date de début des données présente dans l'entête des données (tableau B.1). En cas de données non échantillonnées régulièrement ou d'arrêt momentané de l'acquisition, il faut recommencer un bloc de données.

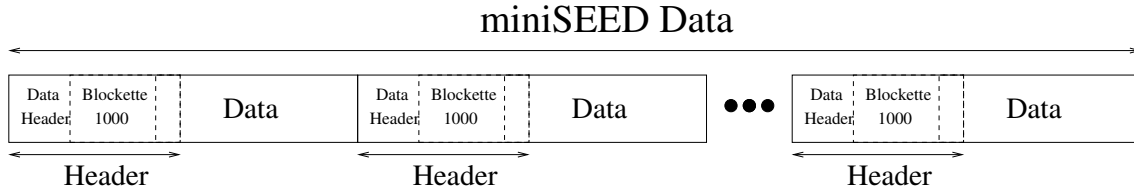


FIG. B.2 – Structure d’un fichier miniSEED. On remarquera que l’on n’a que des blocs de données précédés d’entêtes rudimentaires qui n’apportent que peu d’informations sur le contexte de leur acquisition.

B.2 Principe général de la compression STEIM

L’algorithme STEIM a été développé par Joseph Steim, pour les besoins d’une thèse de sismologie. Sa première version (STEIM1) a été améliorée pour former le STEIM2. Une version encore plus sophistiquée, le STEIM3 a été développée par Quanterra, mais contrairement aux deux premières versions, elle reste confidentielle et surtout non supportée par les logiciels utilisés dans le monde académique, notamment par la suite PASSCAL distribuée par l’IRIS.

Le principe de la compression STEIM est d’enregistrer les différences entre données successives plutôt que les données elles-mêmes. Ces premières sont en effet de plus faible amplitude. Elles peuvent donc être stockées sur un nombre de bits réduit. Les différences entre les versions des algorithmes STEIM résident dans le choix des combinaisons de bits possibles.

Cet algorithme est tout à fait adapté aux données sismiques. Celles-ci consistent en effet en des alternances de longues périodes de calme relatif et de vibrations sismiques rapides de grande amplitude. La compression STEIM s’avère particulièrement efficace pour le premier type de données, tout en conservant l’intégrité des secondes. Par exemple, lors d’une réunion du projet AEGIS, Rick Benson de l’IRIS a estimé que l’algorithme STEIM2 permet de diminuer d’un facteur 4 le volume des données sismiques acquises en continu.

La série de données x_i est répartie séquentiellement dans différents blocs. Au début de chaque bloc sont données les valeurs initiales x_0 et finales x_N . Seule une de ces quantités est a priori nécessaire, la seconde ne servant qu’à vérifier la cohérence du bloc. Elles sont suivies par les différences $d_n = x_n - x_{n-1}$. L’obtention des données s’obtient par sommation cumulée des différences, depuis la valeur initiale, en prenant bien soin de noter que la première différence enregistrée $d_0 = x_0 - x_{-1}$ correspond à la différence entre la valeur initiale et la valeur finale du bloc précédent. Elle ne doit donc pas être sommée (le programme d’écriture du miniSEED fourni par l’INSU contient une erreur sur ce point précis). Toute donnée se calcule donc par la formule

$$x_k = x_0 + \sum_{i=1}^k d_i \quad (\text{B.1})$$

Vérifier l’équation $x_N = x_0 + \sum_{i=1}^N d_i$ permet de vérifier la cohérence du bloc.

B.3 L’algorithme de compression STEIM2

Si le champ 3 de la blockette 1000 vaut 13, les données sont encodées avec l’algorithme de compression STEIM2. Cette deuxième version de Steim permet de stocker les différences avec un choix plus vaste de configurations (7) que la première version de l’algorithme STEIM

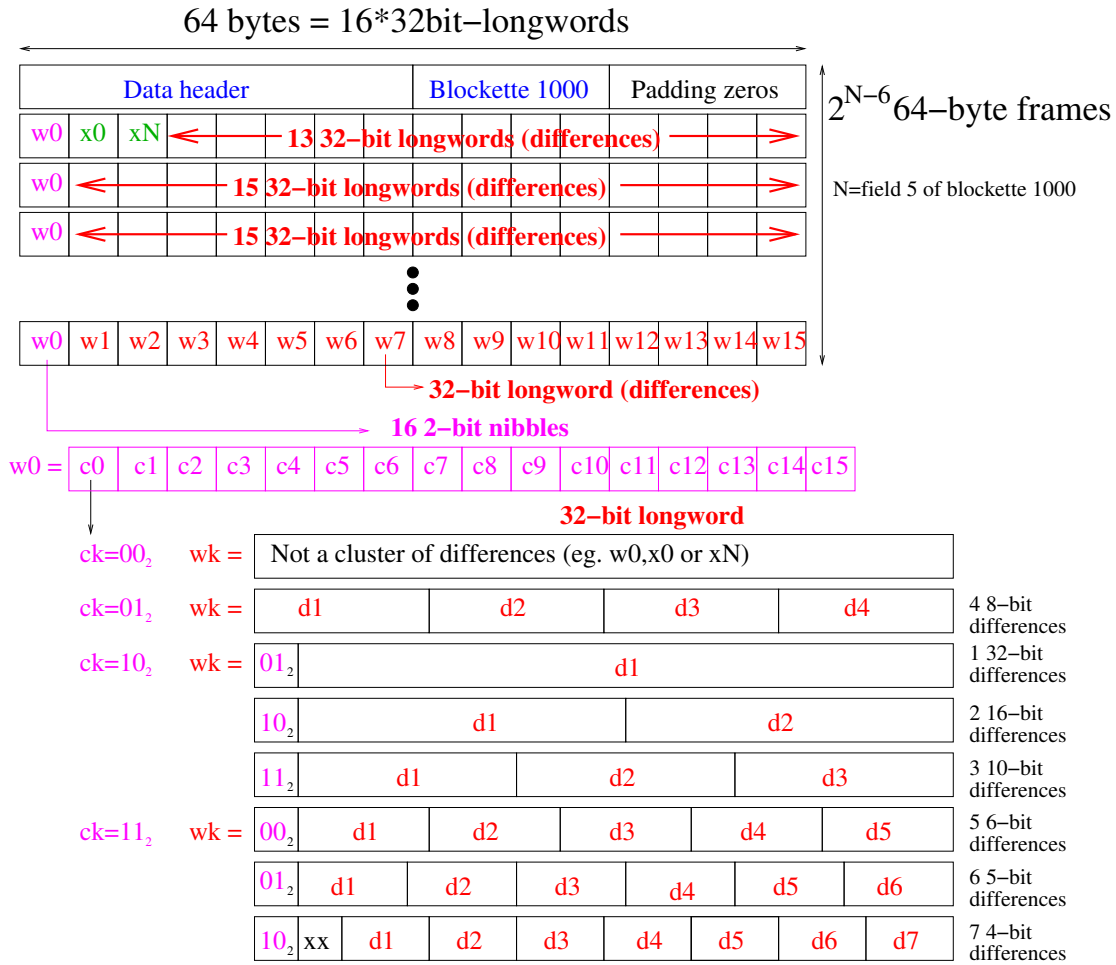


FIG. B.3 – Structure du miniSEED produit par les programmes d’acquisition de DGLab, représentée ici en formatage STEIM2

(3). La structure des fichiers compressés avec STEIM2 utilisée dans le cadre de DGLab est décrite sur la figure B.3.

Le formatage des données est basé sur un découpage du volume en trames longues de 64 octets, qui se décomposent en 16 mots de 32 bits. Ces 32 bits sont découpés de manière à contenir une collection de valeurs de taille identique. Les différences peuvent donc se répartir sur plusieurs octets.

La description de la structure des mots est indiquée dans le premier mot de la trame. Pour chacun des 16 mots de la trame, il dispose d’un demi-octet (nibble), éventuellement complété de deux autres octets en début de mot (appelées dnib par l’IRIS comme abréviation de *decode* nibble). Seules certaines combinaisons sont tolérées. Elles sont données en notation binaire dans la figure B.3.

Annexe C

Éléments finis 2.1D

Il est assez frustrant de devoir employer des logiciels sophistiqués pour modéliser l'évolution sur le long terme de la pression enregistrée. En effet, pour reprendre les termes du manuel de MODFLOW, le problème est « 2.5D ». MODFLOW implémente de telles configurations en assimilant les aquifères à des couches 2D, hétérogènes et interagissant avec les couches supérieures et inférieures sur toute leur aire. Ce programme emploie cependant un algorithme par différences finies et nécessite donc une grille régulière mal adaptée pour décrire l'évolution près du forage. Un module supplémentaire, récemment publié, permet de prendre en compte des puits traversant de multiples aquifères, mais il suppose que l'on connaît déjà les débits traversant le forage. Le module a en effet été développé pour l'interprétation des essais de production.

Pour décrire des écoulements autour du forage, la méthode des éléments finis est plus efficace, puisqu'elle tolère des grilles adaptatives. Malheureusement, les logiciels d'éléments finis ne proposent que des solutions 3D, puisque le couplage se fait par un élément linéaire perpendiculaire à la surface. Cet élément demande l'introduction de paramètres *ad hoc* pour modéliser la forte conductivité du forage, ainsi que son coefficient d'emmagasinement. De plus, les dimensions verticales importantes tendent à produire des éléments prismatiques très allongés, à l'origine de quelques artefacts numériques associés à des corrélations fortes entre points du même élément mais fortement éloignés.

Pour pallier ce problème, je suis remontée aux équations matricielles associées à la méthode des éléments finis en 2D, afin de voir comment on pouvait simplement introduire le couplage entre les deux aquifères en imposant l'égalité des pressions des points intersectant le forage.

C.1 Méthode des éléments finis

[Zienkiewicz and Taylor, 2000] effectuent une très bonne synthèse de la méthode des éléments finis. Elle sert à résoudre des équations différentielles, comme l'équation de diffusion :

$$d \frac{\partial u}{\partial t} - \operatorname{div} \left(c \overrightarrow{\operatorname{grad}} u \right) = f \quad (\text{C.1})$$

On peut montrer que la solution \hat{u} sur un volume Ω est unique à condition de préciser sa valeur initiale $u(\vec{x}, t = 0) = u_0(\vec{x})$ et des conditions à sa surface $\partial\Omega$. Parmi ces dernières, on distingue les conditions aux limites de Dirichlet, contraignant les valeurs de la fonction inconnue u ($u(\vec{x}) = g$), et les conditions de Neumann portant sur son gradient normal ($\frac{\partial u}{\partial n} = q$). Matlab emploie une expression mixte sous la forme $-c \frac{\partial u}{\partial n} + qu = g$.

L'idée fondamentale des éléments (et frontières) finis est de réexprimer l'équation C.1 sous une forme plus adéquate pour la discrétisation. La représentation adoptée est variationnelle. Si on prend un champ $\phi(\vec{x})$ quelconque, qu'on le multiplie avec la formule C.1 et qu'on l'intègre, on obtient un terme intégral toujours nul. En effectuant une intégration par parties sur le terme avec une divergence, ce produit scalaire devient :

$$\int_{\Omega} \phi(\vec{x}) d \frac{\partial u(\vec{x}, t)}{\partial t} d\vec{x} - \int_{\Omega} c \overrightarrow{\text{grad}} u \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \phi(\vec{x}) d\vec{x} = \int_{\Omega} f(\vec{x}) \phi(\vec{x}) d\vec{x} \quad (\text{C.2})$$

On cherche maintenant à obtenir $u(\vec{x}, t)$. Ce n'est que maintenant que l'on effectue la discrétisation. On cherche les valeurs $u(\vec{x}_i, t) = U_i(t)$ aux nœuds \vec{x}_i d'un maillage. On applique une fonction de test $\{\phi_j(\vec{x})\}$ à chaque fois différente pour obtenir un système d'équations permettant de calculer U_i . Par exemple, la `PDEToolbox` de `Matlab` utilise une fonction « tente », qui vaut 0 sauf au point \vec{x}_j , de sorte qu'on ait aussi $\sum U_k \phi_k(\vec{x}_j) = U_j$. On écrit souvent ce système sous forme matricielle :

$$D \frac{\partial U}{\partial t} + K U = B \quad (\text{C.3})$$

où D est la « matrice de masse » :

$$D = \int_{\Omega} d \phi_i(\vec{x}) \phi_j(\vec{x}) d\vec{x}, \quad (\text{C.4})$$

et $K = C + Q$ la matrice de raideur, avec :

$$C_{ij} = \int_{\Omega} c \overrightarrow{\text{grad}} \phi_i(\vec{x}) \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \phi_j(\vec{x}) d\vec{x} \quad (\text{C.5})$$

$$Q_{ij} = \int_{\partial\Omega} q(\vec{x}) \phi_i(\vec{x}) \phi_j(\vec{x}) d\vec{x} \quad (\text{C.6})$$

On peut remarquer que ces tenseurs d'ordre 2 sont symétriques.

Les conditions aux limites sont prises en compte dans $B = G + F$ avec le terme de production F :

$$G_i = \int_{\partial\Omega} g \phi_i(\vec{x}) d\vec{x} \quad (\text{C.7})$$

$$F_i = \int_{\Omega} f(\vec{x}) \phi_i(\vec{x}) d\vec{x} \quad (\text{C.8})$$

Pour le calcul de ces intégrales, la surface Ω est décomposée en éléments. Ces éléments sont conçus pour avoir des nœuds comme coins et pour ne contenir aucun nœud dans leurs intérieurs. Par exemple, sous `Matlab`, les éléments sont des triangles s'appuyant sur des nœuds. Les fonctions $\{\phi_i\}$ sont conçues de sorte que seuls les éléments bordant le nœud \vec{x}_i contribuent dans le coefficient d'indice i de ces matrices. Ces matrices sont donc creuses. Leur inversion en est facilitée.

L'équation C.3 est une équation différentielle ordinaire, pour laquelle `Matlab` dispose de plusieurs méthodes de résolution. Par l'obtention de U , nous venons de résoudre numériquement l'équation différentielle C.1.

C.2 Couplage entre les deux aquifères

C.2.1 Équations différentielles initiales

[Wang, 2000] montre que dans un milieu poroélastique saturé par un fluide très compressible, on peut dériver une équation de diffusion de la pression :

$$S \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{K}{\eta} \Delta P = q \quad (\text{C.9})$$

où S est le coefficient d'emmagasinement de l'aquifère (en Pa^{-1}), et K sa perméabilité (en m^2). Le terme η est la viscosité dynamique de l'eau. On suppose que l'aquifère a ses propriétés uniformes dans tout son volume et que sa hauteur H est identique dans toute sa longueur. q est un flux volumique rentrant par unité de volume et de temps. Dans le cas de nos aquifères, cette production de fluide est localisée au niveau du forage de rayon r_b . On suppose aussi que la production d'eau y est uniforme de sorte que le débit massique total arrivant dans l'aquifère de hauteur H est $Q = \pi r_b^2 H q$. On en déduit l'expression de q :

$$q(x, y, z) = \frac{Q}{\pi r_b^2} \text{Heaviside} \left(r_b - \sqrt{(x - x_f)^2 + (y - y_f)^2} \right). \quad (\text{C.10})$$

La fonction de Heaviside vaut 0 si son argument est négatif et 1 sinon. Relativement aux dimensions de l'aquifère, le rayon du forage est négligeable, de sorte que la fonction de Heaviside rapportée à la surface πr_b^2 devienne une fonction de Dirac δ et que q s'exprime par $q(x, y, z) = f(x, y, z) = Q \delta(x - x_f) \delta(y - y_f)$.

En intégrant les variations verticales de pression, l'équation régissant la pression dans l'aquifère serait :

$$H S \frac{\partial P}{\partial t} - H \frac{K}{\eta} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) = Q(t) \delta(\vec{x} - \vec{x}_f) \quad (\text{C.11})$$

En négligeant le rayon du forage, nous avons localisé l'arrivée d'eau au point du forage \vec{x}_f , ce qui explique la présence de la fonction de Dirac δ dans l'équation C.12.

Le forage est un très bon conducteur hydraulique, si bien que la pression au niveau du forage est la même dans les deux aquifères. De plus, par conservation de la masse, on s'attend à ce que le débit Q entrant dans l'aquifère supérieur soit égal au débit sortant de l'aquifère inférieur. En indiquant les paramètres S , K et H par t pour l'aquifère supérieur (top) et b pour l'aquifère inférieur (bottom), nous obtenons donc deux équations aux dérivées partielles décrivant le champ de pression bidimensionnel dans chacun des aquifères.

$$H_t S_t \frac{\partial P}{\partial t} - H_t \frac{K_t}{\eta} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) = Q(t) \delta(x - x_f) \delta(y - y_f) \quad (\text{C.12})$$

$$H_b S_b \frac{\partial P}{\partial t} - H_b \frac{K_b}{\eta} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) = -Q(t) \delta(x - x_f) \delta(y - y_f) \quad (\text{C.13})$$

$$(\text{C.14})$$

C.2.2 Couplage des éléments finis 2D de chaque aquifère

Si on applique la méthode des éléments finis sur chacun des aquifères, on obtient deux systèmes d'équations correspondant à la modélisation 2D de chacun des aquifères :

$$D_t \frac{\partial U_t}{\partial t} + K_t U_t = B_t \quad (\text{C.15})$$

$$D_b \frac{\partial U_b}{\partial t} + K_b U_b = B_b \quad (\text{C.16})$$

Le forage met en contact deux aquifères. Sa bonne connectivité hydraulique permet de supposer que la pression est uniforme dans le forage. C'est cette hypothèse qui est par ailleurs sous-jacente dans toute l'étude des signaux hydrauliques acquis au sommet du forage.

Lors du maillage des aquifères, j'ai fait en sorte que l'un des nœuds se trouve aux coordonnées du forage, et ce, pour chacun des aquifères. En ce point \vec{x}_f , nous avons $U_{tf} = U_{bf} = u_f$. Dans chacun des aquifères, nous réécrivons les équations C.15 et C.16 de manière à mettre en évidence le terme commun u_f , quitte à faire quelques permutations dans l'ordre des coefficients de la matrice :

$$\begin{bmatrix} \tilde{D}_t & D'_t \\ {}^t D'_t & d_t \end{bmatrix} \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \tilde{U}_t \\ u_f \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \tilde{K}_t & K'_t \\ {}^t K'_t & k_t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{U}_t \\ u_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{B}_t \\ b_{tf} \end{bmatrix} \quad (\text{C.17})$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{D}_b & D'_b \\ {}^t D'_b & d_b \end{bmatrix} \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \tilde{U}_b \\ u_f \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \tilde{K}_b & K'_b \\ {}^t K'_b & k_b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{U}_b \\ u_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{B}_b \\ b_{bf} \end{bmatrix} \quad (\text{C.18})$$

Puisque le maillage est conçu de sorte que le forage ne se trouve pas sur une de ses frontières, seul le terme de production intervient dans son calcul. Nous avons donc :

$$b_{bf} = \int_{\Omega} Q(\vec{x}) \phi_f(\vec{x}) d\vec{x} \quad (\text{C.19})$$

Cette intégrale est calculée comme une somme de contributions élémentaires de chaque élément du maillage. Avec le maillage et les fonctions $\{\phi_i\}$ utilisés par `Matlab`, seuls les éléments contenant le nœud du forage contribuent à l'intégrale C.19. De plus les fonctions $\{\phi_i\}$ étant linéaires, on peut même déduire une expression simple de b_{bf} :

$$b_{bf} = \sum_{\text{triangles T contenant le nœud } x_f} f(\text{barycentre de T}) \times \frac{\text{aire de T}}{3} \quad (\text{C.20})$$

Si on optimise le maillage des deux aquifères de manière à ce que leurs configurations près du forage soient identiques, on remarque qu'alors $B_{tf} = -B_{bf} = b_f$.

En concaténant les deux systèmes et sommant les deux équations contenant u_f , on arrive à un système couplé :

$$\begin{bmatrix} \tilde{D}_t & D'_t & 0 \\ {}^t D'_t & d_t + d_b & {}^t D'_b \\ 0 & D'_b & \tilde{D}_b \end{bmatrix} \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \tilde{U}_t \\ u_f \\ \tilde{U}_b \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \tilde{K}_t & K'_t & 0 \\ {}^t K'_t & k_t + k_b & {}^t K'_b \\ 0 & K'_b & \tilde{K}_b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{U}_t \\ u_f \\ \tilde{U}_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{G}_t \\ 0 \\ \tilde{G}_b \end{bmatrix} \quad (\text{C.21})$$

Ce système se résout aussi avec les outils de résolution des équations différentielles ordinaires de `Matlab`.

C.3 Implémentation

Cette implémentation s'appuie sur la `PDEToolbox` de `Matlab`, qui permet de faire des maillages simples en 2D et de résoudre des équations différentielles elliptiques (i.e. de Poisson), paraboliques (i.e. diffusion) et hyperboliques (i.e. d'équation des ondes).

L'équation de couplage C.21 ne nécessite aucune modification dans les procédures de calcul des intégrales apparaissant dans les équations C.4 à C.8. Or, cette étape est la difficulté majeure de l'implémentation des éléments finis. Nous avons donc intérêt à utiliser les fonctionnalités de la `PDEToolbox` afin de récupérer ces matrices au moment de l'assemblage du système d'équations C.15.

Grâce à la structure modulaire et ouverte de `Matlab`, il est possible d'éditer les scripts fournis par le module `PDETool`. Plus précisément, nous avons modifié la fonction `parabolic.m` qui résout les équations différentielles ayant une seule dérivée temporelle.

Avant d'employer les matrices des problèmes 2D créés par le module de `Matlab` dans la formule C.21, il faut s'assurer qu'elles sont bien dans le format de l'équation C.15. Cette étape est quasi-systématique puisque nous ne contrôlons pas la numérotation du nœud du forage. Si on doit appliquer une matrice de permutation P , de sorte que $\begin{bmatrix} \tilde{U} \\ u_f \end{bmatrix} = P U$, alors on doit multiplier à droite et à gauche les matrices D , K et F obtenues depuis `Matlab` par $P^{-1} = {}^t P = P$.

Pour éviter les artefacts numériques qui rendraient différents les flux transitant par les nœuds haut et bas du forage, les éléments entourant le nœud du forage dans chacun des aquifères doivent avoir la même géométrie. Ceci est assuré, en imposant la position des nœuds du maillage entourant le nœud du forage.

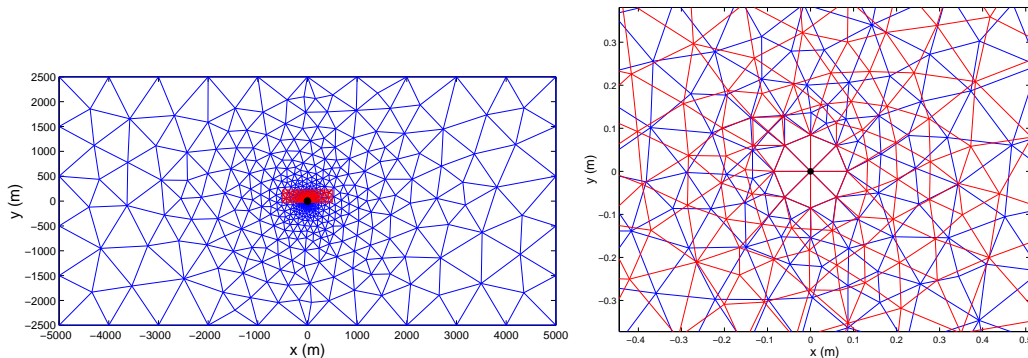


FIG. C.1 – Superposition des maillages de l'aquifère supérieur (bleu) et de l'aquifère inférieur (rouge). Le maillage global est présenté à gauche, tandis qu'à droite est présenté un zoom près du forage, marqué par un point noir en (0,0). Les deux maillages ont été conçus indépendamment. Cependant, ils sont identiques près du forage. Le fait de placer le forage disymétriquement vis-à-vis de l'aquifère ne perturbe pas la symétrie locale du maillage.

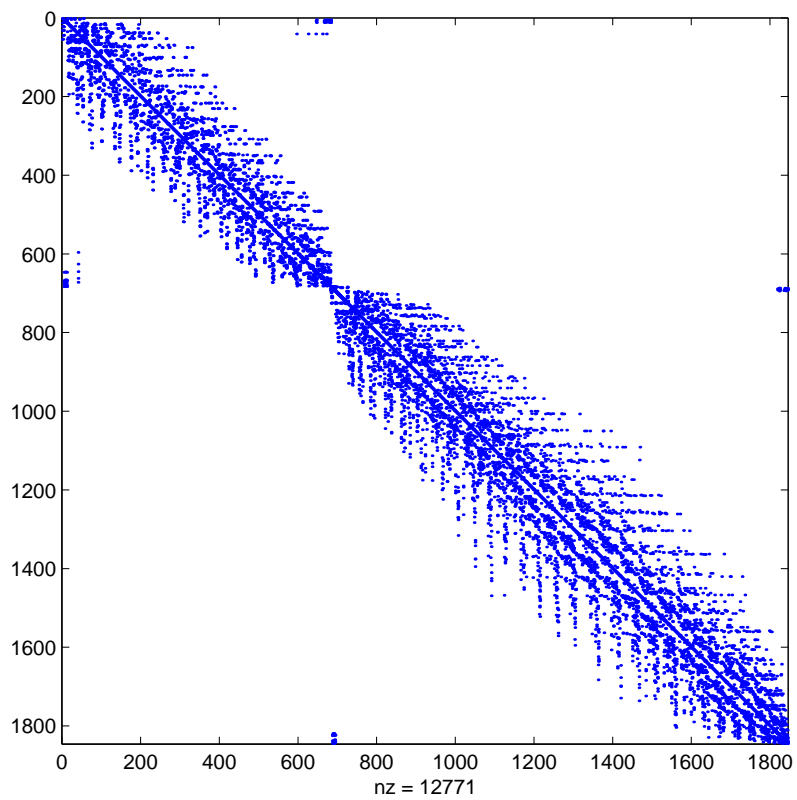


FIG. C.2 – Structure des matrices synthétiques de masse et de raideur du système C.21 calculée pour la figure C.1. Chaque point marqué correspond à une composante non nulle de la matrice.

Bibliographie

- R.E. Abercrombie. Earthquake source scaling relationships from -1 to 5 m_l using seismograms recorded at 2.5-km depth. *J. Geophys. Res.*, 100(B2) :24015–24036, 1995.
- M. Abramovitz and I.A. Stegun, editors. *Handbook of mathematical functions*. Number 55 in Appl. Math. Ser. National Bureau of Standards, Washington D.C., 1964.
- K. Aki and P.G. Richards. *Quantitative seismology. Theory and methods*, volume 1. W.H. Freeman and Company, 1980.
- R. Armijo, K. Meyer, G.C.P. King, A. Rigo, and D. Papanastasiou. Quaternary evolution of the Corinth Rift and its implications for the late cenozoic evolution of the Aegean. *Geophys. J. Int.*, 126 :11–53, 1996.
- A. Avallone, P. Briole, A.M. Agatza-Balodimou, H. Billiri, O. Charade, C. Mitsakaki, A. Necessian, K. Papazissi, D. Paradissis, and G. Veis. Analysis of eleven years of deformation measured by GPS in the Corinth Rift Laboratory area. *C.R. Geoscience*, 336(4-5) :301–311, March 2004.
- O. Banton and L.M. Bangoy. *Hydrogéologie - Multiscience environnementale des eaux souterraines*. Presses de l’université du Québec/AUPELF, 1997.
- G.I. Barenblatt, V.M. Entov, and V.M. Ryzhik. *Theory of Fluid Flows Through Natural Rocks*. Number 3 in Theory and Applications of Transport in Porous Media. Kluwer Academic Publishers, 1990.
- C. Beaumont and J. Berger. An analysis of tidal strain observations from the United States of America, 1, the laterally homogeneous tide. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 65(6) : 1613–1629, 1975.
- A. Bejan. Porous media. In A. Bejan and A.D. Kraus, editors, *Heat transfer handbook*, chapter 15. Wiley & sons, 2003.
- J. Berger and C. Beaumont. An analysis of tidal strain observations from the United States of America, 2, the inhomogeneous tide. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 66(6) :1821–1846, 1976.
- P. Bernard and al. Continuous strain and tilt monitoring of the Trizonia island, rift of Corinth, Greece. *C.R. Geoscience*, 336 :313–323, March 2004.
- P. Bernard, P. Briole, B. Meyer, H. Lyon-Caen, J.-M. Gomez, C. Tiberi, C. Berge, R. Cattin, D. Hatzfeld, C. Lachet, B. Lebrun, A. Deschamps, F. Courboulex, C. Laroque, A. Rigo, D. Massonet, P. Papadimitriou, J. Kassaras, D. Diagourtas, K. Makropoulos, G. Veis, E. Papazisi, C. Mitsakaki, V. Karakostas, P. Papadimitriou, D. Papanastasiou, G. Chouliaras, and G. Stavrakakis. The $M_s = 6.2$, june 15, 1995 Aigion earthquake

- (Greece) : evidence for low angle normal faulting in the Corinth rift. *J. Seismol.*, 1 : 131–150, 1997.
- M.A. Biot. General theory of three-dimensional consolidation. *J. Appl. Phys.*, 12 :155–164, 1941.
- D. Blakeslee and P. Malin. High-frequency site effects at two Parkfield downhole and surface stations. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 81(2) :332–345, 1991.
- M. Bonnet. *Équations intégrales et éléments de frontière. Applications en mécanique des solides et des fluides*. CNRS éditions. Eyrolles, 1995.
- F. Boudin. *Développement et validation d'un inclinomètre longue base à silice et mercure de subsurface. Application à des mesures géophysiques de haute résolution sur le chantier pilote du Golfe de Corinthe*. PhD thesis, Institut de Physique du Globe de Paris, 2004.
- S. Bourouis. *Sismicité induite et comportement mécanique d'un massif granitique fracturé par injection d'eau. Application au site géothermique de Soultz-sous-Forêts*. PhD thesis, Institut de Physique du Globe de Paris, 2004.
- S. Bourouis, G. Bouin, M.P. and Patau, P. Bernard, F.H. Cornet, H. Lyon-Caen, and A. Deschamps. Multiplet analysis of the January 2004 microseismic crisis in the western-central Corinth rift (Greece). In *EGU*, volume EGU05-A-08455, 2005.
- D.R. Bower. Bedrock fracture parameters from the interpretation of well tides. *J. Geophys. Res.*, 88(B6) :5025–5035, 1983.
- D.R. Bower and K.C. Heaton. Response of an aquifer near Ottawa to tidal forcing and the Alaskan earthquake of 1964. *Can. J. Earth. Sci.*, 15(3) :331–340, March 1978.
- J.D. Bredehoeft. Response of well-aquifer systems to earth tides. *J. Geophys. Res.*, 72 (12) :3075–3087, 1967.
- P. Briole, A. Rigo, H. Lyon-Caen, J. C. Ruegg, K. Papazissi, C. Mitsakaki, A. Balodimou, G. Veis, D. Hatzfeld, and A. Deschamps. Active deformation of the Corinth rift, Greece : Results from repeated Global Positioning System surveys between 1990 and 1995. *J. Geophys. Res.*, 105(B11) :25605–25625, 2000.
- E. Brodsky, E. Roeloffs, D. Woodcock, and I. Gall. A mechanism for sustained groundwater pressure changes induced by distant earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 108(B8) :ESE 7–1, ESE7–10, August 2003.
- E.E. Brodsky and S.G. Prejean. New constraints on mechanisms of remotely triggered seismicity at Long Valley Caldera. *J. Geophys. Res.*, 110(B4) :doi :10.1029/2004JB00321, 2005.
- M. Brooks and G. Ferentinos. Tectonics and sedimentation in the Gulf of Corinth and the Zakynthos and Kefallinia channels, western Greece. *Tectonophysics*, 191(25-54), 1984.
- J.N. Brune. Tectonics stresses and the spectra of the seismic shear waves from earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 75(26) :4997–5009, 1970.
- R. Burridge and L. Knopoff. Body force equivalents for seismic dislocations. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 54(6) :1875–1888, 1964.

- J.P. Caine, J.S. and Evans and C.B. Forster. Fault zone architecture and permeability structure. *Geology*, 24(1) :1025–1028, 1996.
- H.S. Carslaw and J.C. Jaeger. *Conduction of Heat in Solids*. Clarendon Press, 2nd edition, 1959.
- P. Cheng. Geothermal systems. *Adv. Heat Transfer*, 14 :1–105, 1978.
- M.A. Chinnery. The strength of the earth's crust under horizontal shear stress. *J. Geophys. Res.*, 69(10) :2085–2089, 1964.
- P.J. Clarke, R.R. Davies, P.C. England, B. Parsons, H. Billiris, D. Paradissis, G. Veis, P.H. Cross, P.A. Denys, V. Ashkenazi, R. Bingley, H.-G. Kahle, M.-V. Muller, and P. Briole. Crustal strain in central Greece from repeated GPS measurements in the interval 1989–1997. *Geophys. J. Int.*, 1998.
- C. Clement, Sachpazi M., Ph. Charvis, D. Graindorge, M. Laigle, A. Hirn, and G. Zafropoulos. Reflection refraction seismics in the Gulf of Corinth : hints at deep structure and control of the deep marine basin. *Tectonophysics*, 391 :97–108, 2004.
- F.H. Cornet, M.L. Doan, I. Moretti, and G. Borm. Drilling through the active Aigion Fault : the AIG10 well observatory. *C.R. Géoscience*, 336(4-5) :395–406, 2004.
- O. Coussy. *Mécanique des milieux poreux*. Editions Technip, 1991.
- R.F. Craig. *Soil Mechanics*. Van Nostrand Reinhold, UK, 4th edition, 1987.
- J.M. Daniel, I. Moretti, L. Micarelli, S. Essautier Chuyne, and C. Delle Piane. Macroscopic structural analysis of AIG10 well (Gulf of Corinth, Greece). *C.R. Géoscience*, 336(4-5) : 435–444, 2004.
- R. Davies, P. England, B. Parsons, H. Billiris, D. Paradissis, and G. Veis. Geodetic strain of Greece in the interval 1892–1992. *J. Geophys. Res.*, 102(B11) :24571–24588, 1997.
- P.M. De Martini, D. Pantosti, N. Palyvos, F. Lemeille, L. McNeill, and R. Collier. Slip rates of the Aigion and Eliki Faults from uplifted marine terraces, Corinth Gulf, Greece. *C.R. Géoscienc*, 2004.
- H. Dragert, H. Wang, and T.S. James. A silent slip event on the deep Cascadia subduction interface. *Science*, 292 :1525–1528, 2001.
- J.J. Fleury. *Les zones de Gavrovo-Tripolitza et du Pinde-Olonos (Grèce continentale et Péloponnèse du Nord). Évolution d'une plate-forme et d'un bassin dans leur cadre alpin*, volume 4 of *Publications*. Société géologique du Nord, 1980.
- N. Flotté. *Caractérisation structurale et cinématique d'un rift sur détachement : le rift de Corinthe-Patras, Grèce*. PhD thesis, Paris XI - Orsay, 2003.
- C. Frima, I. Moretti, E. Brosse, F. Quattrocchi, and L. Pizzino. Can diagenetic processes influence the short term hydraulic behaviour evolution of a fault? *Oil & Gas Science and Technology - Revue de l'IFP*, 60(2) :213–230, 2005.
- M. Fytikas, N. Andritsos, G. Karydakos, N. Kolios, D. Mendrinou, and M. Papachristou. Geothermal exploration and development activities in Greece during 1995–1999. In *Proceedings World Geothermal Congress 2000*, pages 199–206, Kyushu-Tohoku, Japan, May 28 - June 10 2000.

- S. Ge and S.C. Stover. Hydrodynamic response to strike- and dip-slip faulting in a half space. *J. Geophys. Res.*, 105(B11) :25513–25524, 2000.
- V. Giurgea, D. Rettenmaier, L. Pizzino, I. Unkel, H. Hötzl, A. Förster, and F. Quattrocchi. Preliminary hydrogeological interpretation of the Aigion area from the AIG10 borehole data. *C.R.Géoscience*, 336(4-5) :467–475, 2004.
- J.-P. Gombert, P. Bodin, K. Larson, and H. Dragert. Earthquake nucleation by transient deformations caused by the M = 7.9 Denali, Alaska, earthquake. *Nature*, 427 :621–624, 2004.
- J.P. Gratier, Favreau P., and Renard F. Modeling fluid transfer along californian faults when integrating pressure solution crack sealing and compaction process. *J. Geophys. Res.*, 108(B2) :doi :10.1029/2001JB000380, 2003.
- F. Gueydan, Y.M. Leroy, L. Jolivet, and Ph. Agard. Analysis of continental midcrustal strain localization induced by microfracturing and reaction-softening. *J. Geophys. Res.*, 108(B2) :doi :10.1029/2001JB000611, 2003.
- E. Guyon, J.-P. Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique physique*. InterEditions/Éditions du CNRS, Paris, 1991.
- K.J. Halford and R.T. Hanson. User guide for the drawdown-limited, multi-node well (MNW) package for the U.S. Geological Survey’s modular three-dimensional finite-difference ground-water flow model, versions MODFLOW-96 and MODFLOW-2000. Technical Report 02-293, U.S. Geological Survey, 2002.
- M.S. Hantush. Drawdown around wells of variable discharge. *J. Geophys. Res.*, 1964.
- R.A. Harris. Introduction to special section : stress triggers, stress shadows, and implications for seismic hazard. *J. Geophys. Res.*, 103(B10) :24347–24358, 1998.
- D. Hatzfeld, V. Karakostas, M. Ziazia, I. Kassaras, E. Papadimitriou, N. Makropoulos, K. and Voulgaris, and C. Papaioannou. Microseismicity and faulting geometry in the Gulf of Corinth (Greece). *Geophys. J. Int.*, 141 :438–456, 2000.
- D. P. Hill, P. A. Reasenber, A. Michael, W. J. Arabaz, G. Beroza, D. Brumbaugh, J. N. Brune, R. Castro, S. Davis, D. dePolo, W. L. Ellsworth, J. Gombert, S. Harmsen, L. House, S. M. Jackson, M. J. S. Johnston, L. Jones, R. Keller, S. Malone, L. Munguia, S. Nava, J. C. Pechmann, A. Sanford, R. W. Simpson, R. B. Smith, M. Stark, M. Stickney, A. Vidal, S. Walter, V. Wong, and J. Zollweg. Seismicity remotely triggered by the magnitude 7.3 landers, california, earthquake. *Science*, 260 :1617–1623, 11 june 1993.
- E. Hoek. *Rock Engineering*. (Electronic book), 2000.
- P.A. Hsieh, J.D. Bredehoeft, and J.M. Farr. Determination of aquifer transmissivity from earth tide analysis. *Water Resour. Res.*, 23(10) :1824–1832, October 1987.
- E. Hurtig, V. Čermák, R. Haenel, and V.I. Zui, editors. *Geothermal Atlas of Europe*. Hermann Haack, Gotha, 1992.
- S. Husen, R. Taylor, R.B. Smith, and H. Healsler. Changes in geyser eruption behavior and remotely triggered seismicity in Yellowstone National Park produced by the 2002 M 7.9 Denali fault earthquake, Alaska. *Geology*, 2004.

- S. Ide, G.C. Beroza, S.G. Prejean, and W.L. Ellsworth. Apparent break in earthquake scaling due to path and site effects on deep borehole recordings. *J. Geophys. Res.*, 108 (B5) :doi :10.1029/2001JB001617, 2003.
- J.J. Jackson, A.J. Haines, and W.E. Holt. The horizontal velocity field in the deforming Aegean Sea region determined from the moment tensor of earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 1992.
- C.E. Jacob and W. Lohman. Nonsteady flow to a well of constant drawdown in an extensive aquifer. *Trans. Amer. Geophys. Union*, 33(4) :559–569, 1952.
- M. Jaubert. Modélisation hydraulique de la région d'Aigion (Grèce) à l'aide du logiciel themis 3D. Master's thesis, EOST/Université de Strasbourg, 2003.
- A.M. Jessop. *Thermal geophysics*, volume 17 of *Developments in solid earth geophysics*. Elsevier, 1990.
- L. Jolivet. A comparison of geodetic and finite strain pattern in the aegean, geodynamic implications. *Earth. Planet. Sci. Lett.*, 187 :95–104, 2001.
- H. Kanamori and D.L. Anderson. Theoretical basis of some empirical relations in seismology. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 65(5) :1073–1095, 1975.
- H. Kanamori and L. Rivera. Static and dynamic scaling relations for earthquakes and their implications for rupture speed and stress drop. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94(1) :314–319, 2004.
- H. Kanamori and G.S. Stewart. A slow earthquake. *Phys. Earth. Plan. Int.*, 18 :167–175, 1979.
- C.-Y. King, S. Azuma, G. Igarashi, M. Ohno, H. Saito, and H. Wakita. Earthquake-related water-level changes at 16 closely clustered wells in Tono, central Japan. *J. Geophys. Res.*, 104 :13073–13082, 1999.
- G.C.P. King, R.S. Stein, and J. Lin. Static stress changes and the triggering of earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 83(3) :935–953, 1994.
- I.K. Koukouvelas. The Egean fault earthquake-related and long-term deformation, Gulf of Corinth, Greece. *J. Geodyn.*, 26(2-4) :501–513, 1998.
- I.K. Koukouvelas and T.T. Doutsos. Implications of structural segmentation during earthquakes : the 1995 Egean earthquake, Gulf of Corinth, Greece. *J. Struct. Geol.*, 18(12) : 1381–1388, 1996.
- UMR7072 Laboratoire de Tectonique, UPMC. Rapport d'avancement des recherches dans le cadre du gdr corinthe. In F. Cornet, editor, *Rapport du GDR Corinthe*, 2005.
- A.H. Lachenbruch and J.H. Sass. Heat flow and energetics of the San Andreas Fault Zone. *J. Geophys. Res.*, 85(B11) :6185–6222, 1980.
- E. Lacroix. Analyse isotopique de l'hélium dans les fluides géothermaux et paléofluides piégés dans les calcite. application au golfe de Corinthe, Grèce. Master's thesis, École Nationale Supérieure de Géologie de Nancy, 2004.

- D. Latorre, J. Virieux, T. Monfret, V. Monteiller, T. Vanorio, J.-L. Got, and H. Lyon-Caen. A new seismic tomography of Aigion area (Gulf of Corinth, Greece) from the 1991 data set. *Geophys. J. Int.*, 159 :1013–1031, 2004.
- M. Laverty. Fractals in karst. *Earth Surface Processes and Landforms*, 12 :475–480, 1987.
- F. Lemeille, D. Sorel, and C. Bourdillon. Quantification de la déformation associée à la faille active d'aigion (golfe de Corinthe, grèce par l'étude des dépôts du Pléistocène supérieur et de la transgression marine holocène). *C.R. Géoscience*, 334 :1–9, 2002.
- A. Lencastre. *Hydraulique générale*. Eyrolles, 4 edition, 2005.
- V. Léonardi and P. Gavrilenko. Hydrologic measurements in wells in the Aigion area (Corinth Gulf, Greece) : Preliminary results. *C.R. Géoscience*, 336(4-5) :385–393, 2004.
- H. Li and J.J. Jiao. Review of analytical studies of tidal groundwater flow in coastal aquifer systems. In *Proceedings of International Symposium on Water Resources and the Urban Environment*, pages 86–91, Wuhan, P. R. China, November 9-10 2003.
- V.C. Li, S.H. Seale, and T. Cao. Postseismic stress and pore pressure readjustment and aftershock distribution. *Tectonophysics*, 144 :37–54, 1987.
- H. Lyon-Caen, P. Papadimitriou, A. Deschamp, P. Bernard, K. Makropoulos, F. Pacchiani, and Pataou. G. First results of the CRLN seismic network in the western Corinth Rift : evidence for old-fault reactivation. *C.R. Geoscience*, 336(4-5) :343–351, 2004.
- F. Malartre, M. Ford, and E.A. Williams. Preliminary biostatigraphy and 3D geometry of the Vouraikos Gilbert-type fan delta, Gulf of Corinth, Greece. *C.R. Géosciences*, 336 (4-5), 2004.
- Georg Mandl. *Faulting in Brittle Rocks. An introduction to the Mechanics of Tectonic Faults*. Springer, 2000.
- S. K. Matthai and S.G. Roberts. Transient versus continuous fluid flow in seismically active faults : an investigation by electric analogue and numerical modelling. In B. Jamtveit and B.W.D. Yardley, editors, *Fluid flow and transport in rocks. Mechanisms and effects.*, pages 263–295. Chapman & Hall, 1997.
- G. Mavko, T. Mukerji, and J. Dvorkin. *The Rock Physics Handbook*. Cambridge University Press, 1998.
- L. McNeil, C. Cotterill, T. Henstock, J. Bull, G. Papatheodorou, Geogiopoulou, and Ferrentinos. G. A high resolution geophysical study of the offshore western gulf of Corinth - preliminary results. AUG Fall meeting, 2003.
- P. Melchior. *The tides of the planet Earth*. Pergamon, 1978.
- M.L. Merritt. Estimating hydraulic properties of the floridan aquifer system by analysis of earth-tide, ocean-tide and barometric effect, Collier and Hendry counties, Florida. Technical Report 03-4267, US. Geological Survey, 2004.
- A.F. Moench. Double porosity model for a fissured groundwater reservoir with fracture skin. *Water Resour. Res.*, 1984.
- D.R. Montgomery and M. Manga. Streamflow and water well response to earthquake. *Science*, 300 :2047–2049, June 2003.

- I. Moretti, D. Sakellariou, V. Lykousis, and M. Micarelli. The Gulf of Corinth : An active half-graben ? *J. Geodyn.*, 36 :323–340, 2003.
- H. Moulouel. Étude de la fracturation des carbonates à proximité d’une faille normale active à partir des carottes et de diagraphies du puits : conséquences sur les propriétés de transfert des zones de failles. Technical report, Institut Français du Pétrole, 2004.
- R. Muir-Wood and G.C.P. King. Hydrological signatures of earthquake strain. *J. Geophys. Res.*, 98 :22035–22068, 1993.
- C. Naville, S. Serbutoviez, I. Moretti, J.M. Daniel, A. Throo, F. Girard, A. Sotiriou, A. Tselentis, C. Skarpanzelos, C. Brunet, and F. Cornet. Pre-drill surface seismic in the vicinity of the AIG-10 well and the post-drill VSP. *C.R.Géoscience*, 336(4-5) :407–414, 2004.
- C.J. Neville and M. J. Tonkin. Modeling multiaquifer wells with MODFLOW. *Groundwater*, 46(6) :910–919, November-December 2004.
- D.A. Nield and A. Bejan. *Convection in porous media*. Springer-Verlag, 1992.
- A. Nur and J.R. Booker. Aftershocks induced by pore fluid flow ? *Science*, 175 :885–887, 1972.
- Y. Okada. Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 75(4) :1135–1154, August 1985.
- Y. Okada. Internal deformation due to shear and tensile faults in a half-space. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 82 :1018–1040, 1992.
- V. Oye and M. Roth. Source parameters of microearthquakes from the 1.5 km deep Pyhäsalmi ore mine, Finland. In *Thirtieth Workshop of Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford University, Stanford, California, January, 31 - February, 2 2005.
- F. Pacchiani, H. Lyon-Caen, P. Bernard, A. Deschamps, P. Papadimitriou, and K. Makropoulos. Geometrical constraints on active faults from microearthquake relocation in the Corinth Rift. Number EGU05-A-08010, Vienna, Austria, 2005. EGU.
- P. M. Pantosti, D. and De Martini, I. Koukouvelas, L. Stamatopoulos, N. Palyvos, S. Pucci, F. Lemeille, and S. Pavlides. Paleoseismological investigations of the Aigion fault (Gulf of Corinth, Greece). *C.R. Géoscience*, 336(4-5) :335–342, 2004.
- I.S. Papadopoulos. Nonsteady flow to multiaquifer wells. *J. Geophys. Res.*, 1966.
- G. Papatheodorou and G. Ferentinos. Submarine and coastal sediment failure triggered by the 1995, $m_s = 6.1$ Aigion earthquake, Gulf of Corinth, Greece. *Mar. Geol.*, 137 : 287–304, 1997.
- K. Pitilakis, K. Makropoulos, P. Bernard, F. Lemeille, F. Lyon-Caen, C. Berge-Thierry, T. Tika, M. Manakou, D. Diagourtas, D. Raptakis, P. Kallioglou, K. Makra, D. Pitilakis, and F. Bonilla. The Corinth Gulf Soft Soil Array (CORSSA) to study site effects. *C.R. Géoscience*, 336(4-5) :353–365, 2004.
- L. Pizzino, F. Quattrocchi, D. Cinti, and G. Galli. Fluid geochemistry and fluid-driven mass transfers in recent fault zones of the Corinth Rift (Greece). *C.R.Géoscience*, 336 (4-5) :367–374, 2004.

- S. Prejean and E. Brodsky. Remotely triggered seismicity on the United States west coast following the M 7.9 Denali fault earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94(6B) :S348–S359, 2004.
- R. Prioul, T. Plona, M. Kane, B. Sinha, P. Kaufman, and C. Signer. Azimuthal anisotropy using shear dipole sonic : insights from the AIG 10 well, Corinth Rift Laboratory. *C.R.Géoscience*, 336(4-5) :477–485, 2004.
- M. Reiter. Possible ambiguities in subsurface temperature logs : Consideration of groundwater flow and ground surface temperature change. *Pure and Applied Geophysics*, 162(2) :343–355, 2005.
- D. Rettenmaier and I. Unkel. Aig10 - log of the borehole. depth 0-708m (cutting description and rate of penetration - rop). Technical report, AGK - University of Karlsruhe, 2002.
- D. Rettenmaier, V. Giurgea, H. Hötzl, and A. Förster. The AIG10 drilling project (Aigion, Greece) : interpretation of the litho-log in the context of regional geology and tectonics. *C.R.Géoscience*, 336(4-5) :415–424, 2004.
- J.R. Rice and M.P. Cleary. Some basic stress diffusion solutions for fluid saturated elastic porous media with compressible constituents. *Rev. Geophys. Space. Phys.*, 14 :227–241, 1976.
- A. Rietbrock, C. Tiberi, F. Scherbaum, and H. Lyon-Caen. Seismic slip on a low angle normal fault in the Gulf of Corinth : Evidence from high-resolution cluster analysis of microearthquakes. *Geophys. Res. Lett.*, 1996.
- A. Rigo, H. Lyon-Caen, Armijo. R., A. Deschamps, D. Hatzfeld, K. Makropoulos, P. Papadimitriou, and I. Kassaras. A microseismic study in the western part of the Gulf of Corinth (Greece) : Implications for large-scale normal faulting mechanisms. *Geophys. J. Int.*, 126 :663–688, 1996.
- A.M. Roberts, G. Yielding, and G. Freeman, editors. *The geometry of normal faults*. Geological Society of London, 1991.
- E. Roeloffs. Persistent water level changes in a well near Parkfield, California, due to local and distant earthquake. *Geophys. Res. Lett.*, 103 :869–889, 1998.
- E. Roeloffs and J.W. Rudnicki. Coupled deformation-diffusion effects on water-level changes due to propagating creep events. *Pageoph*, 122 :560–582, 1984/85.
- J.W. Rudnicki. Slip on an impermeable fault in a fluid-saturated rock mass. In S. Das, J. Boatwright, and C.H. Scholz, editors, *Earthquake source mechanics*, volume 87 of *Maurice Ewing series*, pages 81–89, Washington, D.C., 1986. American Geophysical Union.
- P. Segall and J.R. Rice. Dilatancy, compaction, and slip instability of a fluid infiltrated fault. *J. Geophys. Res.*, 100 :22155–22171, 1995.
- R.H. Sibson, J.McM. Moore, and A.H. Rankin. Seismic pumping - a hydrothermal fluid transport mechanism. *J.Geol.Soc.London*, 1975.
- N.H. Sleep and M.L. Blanpied. Ductile creep and compaction : A mechanism for transiently increasing fluid pressure in mostly sealed fault zones. *Pure Appl. Geophys.*, 1994.

- A.W. Snoke, J. Tullis, and V.R. Todd, editors. *Fault related Rocks. A Photographic Atlas*. Princeton University Press, 1998.
- D. Sokol. Position and fluctuations of water levels in wells penetrated in more than one aquifer. *J. Geophys. Res.*, 68(4) :1079–1080, 1963.
- I. Song, S.C. Elphick, N. Odling, I.G. Main, and B.T. Ngwenya. Hydromechanical behaviour of the fine-grained calcilutite and fault gouge from the Aigion fault zone, Greece. *C.R.Géoscience*, 336(4-5) :445–454, 2004.
- D. Sorel. A pleistocene and still-active detachment fault and the origin of the Corinth-Patras rift, Greece. *Geology*, 28(1) :83–86, 2000.
- S. Soter. Macroscopic seismic anomalies and submarine pockmarks in the Corinth-Patras rift, Greece. *Tectonophysics*, 308 :275–290, 1999.
- J. Sulem, I. Vardoulakis, H. Ouffroukh, M. Boulon, and J. Hans. Experimental characterization of the thermo-poro-mechanical properties of the Aegion fault gouge. *C.R.Géoscience*, 336(4-5) :455–466, 2004.
- J. Taine and J.-P. Petit. *Transferts thermiques. Mécanique des fluides anisothermes*. Dunod Université, 1989.
- S. Talebi and F.H. Cornet. Analysis of the microseismicity induced by a fluid injection in a granitic rock mass. *Geophys. Res. Lett.*, 14(3) :227–230, 1987.
- F. Thiébault. *Évolution géodynamique des Hellénides externes en Péloponnèse méridionale (Grèce)*. PhD thesis, Université de Lille, 1982. in french.
- C. Tiberi, H. Lyon-Caen, D. Hatzfeld, U. Achauer, E. Karagianni, A. Kiratzi, E. Louvari, D. Panagiotopoulos, I. Kassaras, G. Kaviris, K. Makropoulos, and P. Papadimitriou. Crustal and upper mantle structure beneath the Corinth Rift (Greece) from a teleseismic tomography study. *J. Geophys. Res.*, 105(B12) :28159–29171, 2000.
- G. van der Kamp. Tidal fluctuations in a confined aquifer extending under the sea. *International Geological Congress*, 24(11) :101–106, 1972.
- V. Čermák. Heat flow in a sedimentary basin in Czechoslovakia : evolution of data with special attention to hydrogeology. In A.E. Beck, G. Garven, and L. Stegena, editors, *Hydrogeological regimes and their subsurface thermal effects*, Geophysical Monograph, pages 75–80. International Union of Geodesy and Geophysics. American Geophysical Union., 1989.
- V. Čermák. Crustal temperature and mantle heat flow in europe. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 79 :179–193, 1993.
- Hebert F. Wang. *Theory of Linear Poroelasticity with Applications to Geomechanics and Hydrogeology*. Princeton University Press, 2000.
- R. Westaway. The quaternary evolution of the Gulf of Corinth, central Greece : coupling between surface processes and flow in the lower continental crust. *Tectonophysics*, 348 : 269–318, 2002.
- O.C. Zienkiewicz and R.L. Taylor. *The finite element methods*, volume 1- The basis. Oxford University Press, 5 edition, 2000.

M.D. Zoback and J.H. Healy. In situ stress measurements to 3.5 km depth in the Cajon Pass scientific research borehole : Implications for the mechanics of crustal faulting. *J. Geophys. Res.*, 97(B4) :5039–5058, 1992.

Résumé en français Afin d'appréhender *in-situ* le couplage entre les pressions de fluides et la mécanique des failles, un laboratoire géodynamique a été installé dans le Rift de Corinthe. L'un des éléments majeurs de ce projet européen est un forage recoupant la faille d'Aigion, qui a rejoué lors d'un séisme de magnitude 6.2 en 1995. Son instrumentation permanente permet le suivi en continu de la pression de fluide autour de la faille.

Nous avons dans un premier temps caractérisé l'environnement hydrogéologique des capteurs de pression par un faisceau de résultats relevant de la thermique et de l'hydrogéologie. La faille est imperméable et sépare deux aquifères indépendants. Le karst qui s'étend sous la faille domine la réponse hydraulique observée. La sensibilité des capteurs en forage permet une excellente résolution sur les marées et les variations saisonnières. L'analyse des marées quantifie la réponse poroélastique du milieu. Les déphasages vis-à-vis de la charge océanique et des transitoires de pression accompagnant la mise en contact des deux aquifères entourant la faille sont tous deux interprétés comme la marque d'un aquifère confiné. Sa géométrie a encore été affinée à l'aide d'une mesure thermique que nous avons effectuée dans le forage. La mesure de $50 \pm 10 \text{ mW/m}^2$ est l'une des toutes premières mesures effectuées dans le rift. Elle a aussi mis en évidence la mise en convection du karst, ce qui a permis de contraindre son extension verticale.

Avec ces éléments, il est possible de mieux comprendre les anomalies hydrauliques relevées sur le capteur de pression. Parmi l'abondance de transitoires de pression observés, l'un retient l'attention. Déclenché par les ondes sismiques émises par un séisme distant de plus de 10 000 km, il met en évidence la facilité de la faille d'Aigion à se mettre en mouvement. Au même moment, les capteurs sismiques de haute fréquence enregistrent un micro-événement. Ceci serait un des premiers exemples de réponse dynamique conjointe de la mécanique d'une faille et des variations de propriétés des fluides qui l'entoure. L'activité de la faille d'Aigion devrait permettre d'enregistrer plusieurs autres événements similaires et de quantifier les interactions entre pression de fluide et mouvement d'une faille.

English summary In order to study *in-situ* the coupling between fluid pressure and fault mechanics, a geophysical laboratory was installed in the Corinth Gulf. One of the major elements of this European project is the borehole crossing the Aigio fault, which moved during a magnitude 6.2 earthquake in 1995. Its permanent instrumentation allows the continuous monitoring of fluid pressure around the fault.

We first characterize the hydrogeological environment of the pressure sensors using a variety of results from geothermics and hydrogeology. The fault is impervious and separates two independent aquifers. The karst under the fault dominates the observed hydraulic response. The sensitivity of the sensors that are installed in the borehole exhibits excellent resolution on tides and seasonal variations. Tide analysis quantifies the poroelastic response of the medium. Phase differences with respect to the oceanic load and pressure transients arising from the opening of communication between the two aquifers surrounding the fault are interpreted as the sign of a confined aquifer. Its geometry was further refined using thermal measurements collected inside the borehole. The value of $50 \pm 10 \text{ mW/m}^2$ is one of the first measurements obtained inside the Rift. It also brings into evidence convection in the karst, which allows constraining its vertical extent.

With these elements, it is possible to understand better the hydraulic anomalies recorded by the pressure sensor. An abundance of pressure transients is observed, but raises a specific attention. Triggered by the seismic waves of an earthquake from more than 10,000 km away, it shows how easily the Aigio fault moves. At the same time, the high frequency seismic sensor records a micro-event. This would be one of the first examples of joint mechanical response of a fault and the variation of the properties of fluids surrounding it. The activity of the Aigio fault should allow the recording of several other similar events and the quantifying of interactions between fluid pressure and fault movement.