



**HAL**  
open science

# Caractérisation de l'endommagement de parois de galeries par tomographie électrique : application en laboratoire souterrain

Agnès Grislin-Mouëzy

► **To cite this version:**

Agnès Grislin-Mouëzy. Caractérisation de l'endommagement de parois de galeries par tomographie électrique : application en laboratoire souterrain. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Rennes 1, 2005. Français. NNT : . tel-00653449

**HAL Id: tel-00653449**

**<https://theses.hal.science/tel-00653449>**

Submitted on 19 Dec 2011

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

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

**MEMOIRE DE GEOSCIENCES - RENNES**

**N° 120**

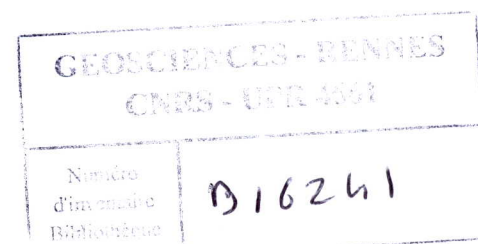
**Agnès GRISLIN-MOUEZY**



**Caractérisation de l'endommagement de parois de galeries  
par tomographie électrique :  
application en laboratoire souterrain**

**Thèse de Doctorat de l'Université de Rennes 1**

**soutenue le 15 novembre 2005**



**Géosciences – Rennes  
UMR 6118  
CNRS - Université de Rennes 1  
Campus de Beaulieu  
35042 - Rennes Cedex  
(France)**

*M II collection*

**2006**

## Résumé

La tomographie électrique est une méthode d'imagerie non destructive qui permet de définir un milieu en terme de résistivité électrique à partir de mesures du potentiel. La caractérisation de l'endommagement de paroi par cette technique géophysique s'inscrit dans une étude pluridisciplinaire de faisabilité d'un stockage de déchets radioactifs à vie longue en formation argileuse profonde, projet mené en partenariat par l'Agence Nationale de gestion des Déchets Radioactifs (ANDRA) et le CNRS dans le cadre du GdR ForPro (dir. J. Lancelot). Lors de l'excavation d'une galerie, plusieurs phénomènes physico-chimiques se produisent dans les premières dizaines de centimètres, voire quelques mètres, de la paroi induisant une fissuration et/ou une fracturation des argiles. Une grande partie du réseau de failles superficielles est connecté avec la surface et est donc remplie d'air ce qui a pour effet d'augmenter notablement la résistivité moyenne du milieu (l'air étant un isolant électrique) permettant ainsi à la tomographie électrique de caractériser cette zone endommagée.

Ce projet a nécessité le développement d'un programme informatique de modélisation en coordonnées cylindriques 2.5D, géométrie la mieux adaptée au cas d'une galerie souterraine. Cette modélisation ou résolution du problème direct cylindrique par méthode multigrille présente dans des cas simples des pourcentages de différence de l'ordre de 2 à 4% par comparaison avec la solution analytique. Les différentes étapes de développement et de validation sont largement abordées dans la première partie de cette thèse.

A partir du mois de Juillet 2004, nous avons pu suivre de manière spatio-temporelle le creusement d'une galerie dans le laboratoire souterrain du Mont Terri, analogue géologique suisse du site de Bure (laboratoire expérimental français en phase de creusement). Plusieurs acquisitions de mesures électriques ont ainsi été menées sur quelques mois, fournissant un grand nombre de données dont les premiers résultats présentés sous forme de pseudo-sections dans la deuxième partie de ce mémoire ont pu être corrélés avec les observations géologiques et les connaissances concernant le champ de contrainte *in situ*.

Afin de rendre les résultats obtenus au Mont Terri directement compréhensibles, les mesures de potentiel électrique devront être inversées de manière à remonter au modèle de résistivité électrique réelle de la formation argileuse. Au préalable, un programme informatique d'inversion par recuit simulé a pu être développé en s'appuyant sur la modélisation en coordonnées cylindriques et dont les paramètres ont été réglés pour un modèle de conductivité 1D concentrique. La dernière partie de cette thèse nous permet de tester les paramètres influents sur le recuit en inversant des données synthétiques auxquelles on a pu ajouter du bruit, toujours avec l'objectif d'optimiser le temps de calcul.



# Table des matières

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Introduction</b>   | <b>17</b> |
| <b>I Modélisation numérique : résolution du problème direct électrique</b>                              | <b>23</b> |
| <b>1 Théorie et formulation du problème</b>   | <b>25</b> |
| 1.1 Introduction . . . . .  | 25        |
| 1.2 Quelques bases théoriques : des lois de Maxwell au problème électrique en courant continu . . . . . | 26        |
| 1.3 Développements de l'équation de Poisson . . . . .   | 27        |
| 1.3.1 Coordonnées cartésiennes et solution analytique 2D et 2,5D . . . . .                              | 27        |
| 1.3.2 Coordonnées cylindriques et solution analytique 2D en milieu homogène . . . . .                   | 29        |
| <b>2 Principe et méthode de la modélisation numérique</b>   | <b>31</b> |
| 2.1 Différences finies multigrilles . . . . .   | 31        |
| 2.2 Les conditions aux limites . . . . .  | 32        |
| 2.3 Deux aspects importants de la modélisation . . . . .  | 33        |
| 2.3.1 Les effets de bords : exemple du cas cartésien . . . . .  | 33        |
| 2.3.2 L'intégration du potentiel dans l'espace de Fourier . . . . .                                     | 40        |
| 2.4 Cas cylindrique dans Mudpack . . . . .  | 43        |
| 2.4.1 Equation de Poisson en coordonnées cylindriques et renormalisation . . . . .                      | 43        |
| 2.5 Conclusions . . . . .   | 45        |
| <b>3 Validation</b>   | <b>47</b> |
| 3.1 Introduction . . . . .  | 47        |
| 3.2 Cas homogène cartésien 2D et 2,5D . . . . .   | 47        |
| 3.2.1 Cas homogène 2D . . . . .   | 47        |
| 3.2.2 Cas homogène 2,5D . . . . .   | 48        |
| 3.3 cas non-homogène cartésien en 2,5D . . . . .  | 48        |
| 3.3.1 Principe . . . . .  | 51        |
| 3.3.2 Résultats . . . . .   | 54        |
| 3.4 Validation du problème direct 2D cylindrique. . . . .   | 55        |
| 3.5 Conclusion . . . . .  | 58        |

|  |  |            |
|--|--|------------|
| <b>4</b>   | <b>Quelques modèles simulant la zone endommagée (EDZ).</b>                       | <b>59</b>  |
| 4.1  | Modèle à deux couches . . . . .  | 59         |
| 4.2  | Modèles de conductivité plus évolués . . . . .                                   | 62         |
| 4.3  | Conclusions . . . . .  | 69         |
| <br><b>II Suivi spatio-temporel de l'endommagement de parois : acquisitions dans le laboratoire souterrain du Mont Terri</b> |  | <b>71</b>  |
| <b>5</b>   | <b>Le laboratoire expérimental du Mont Terri</b>                                 | <b>73</b>  |
| 5.1  | Localisation . . . . .   | 73         |
| 5.2  | Contexte géologique . . . . .  | 73         |
| 5.3  | Objectifs du laboratoire souterrain . . . . .                                    | 77         |
| 5.4  | L'expérience EZ-G . . . . .  | 77         |
| 5.5  | Mesures de convergence . . . . .   | 80         |
| <b>6</b>   | <b>Tomographie électrique : acquisition</b>                                      | <b>83</b>  |
| 6.1  | Introduction . . . . .   | 83         |
| 6.2  | Choix des dispositifs et implantation . . . . .                                  | 83         |
| 6.2.1  | Choix des dispositifs . . . . .  | 83         |
| 6.2.2  | Etudes de sensibilité et choix des protocoles d'acquisition . . . . .            | 84         |
| 6.2.3  | Implantation des électrodes . . . . .  | 92         |
| 6.3  | Les pseudo sections "Wenner" . . . . .   | 95         |
| 6.3.1  | Le calcul de la résistivité apparente et la représentation des données . . . . . | 95         |
| 6.3.2  | Répétitivité des mesures . . . . .   | 96         |
| 6.3.3  | Les pseudo sections . . . . .  | 96         |
| 6.4  | Conclusions . . . . .  | 105        |
| <b>7</b>   | <b>Corrélations</b>  | <b>107</b> |
| 7.1  | Corrélations avec la géologie structurale . . . . .                              | 107        |
| 7.1.1  | Implantation des coupes géologiques . . . . .                                    | 107        |
| 7.1.2  | Anneau 1 et cartographie structurale TM21 . . . . .                              | 107        |
| 7.1.3  | Anneau 2 et cartographie structurale TM19 . . . . .                              | 109        |
| 7.1.4  | Anneau 3 et cartographie structurale TM17 . . . . .                              | 109        |
| 7.2  | Corrélations avec le champ de contraintes . . . . .                              | 109        |
| 7.3  | Conclusions . . . . .  | 115        |
| <br><b>III Inversion</b>   |  | <b>117</b> |
| <b>8</b>   | <b>Théorie</b>   | <b>119</b> |
| 8.1  | Introduction . . . . .   | 119        |
| 8.2  | La méthode choisie : le recuit simulé . . . . .                                  | 119        |

|           |   |            |
|-----------|---|------------|
| 8.2.1     | Approche physique . . . . .   | 119        |
| 8.2.2     | Approche bayésienne . . . . .   | 120        |
| 8.3       | Les paramètres du recuit simulé. . . . .  | 121        |
| 8.3.1     | La température : température initiale, température finale et loi de décroissance. . . . . | 121        |
| 8.3.2     | Le coût . . . . .   | 122        |
| 8.3.3     | La loi de perturbation des modèles . . . . .  | 123        |
| <b>9</b>  | <b>Inversion de données synthétiques non bruitées</b>                                     | <b>125</b> |
| 9.1       | Introduction . . . . .  | 125        |
| 9.2       | Génération des données synthétiques . . . . .   | 125        |
| 9.3       | Inversion par recuit simulé simple . . . . .  | 126        |
| 9.4       | Inversion par recuit simulé en introduisant des statistiques . . . . .                    | 131        |
| 9.5       | Inversion sur-contrainte . . . . .  | 142        |
| 9.6       | Conclusions . . . . .   | 147        |
| <b>10</b> | <b>Inversion de données synthétiques bruitées</b>   | <b>149</b> |
| 10.1      | Introduction . . . . .  | 149        |
| 10.2      | Evaluation de l'erreur de mesure . . . . .  | 149        |
| 10.3      | Introduction de bruits sur une donnée . . . . .   | 151        |
| 10.4      | Introduction d'une perturbation de 1V sur une mesure de surface. . . . .                  | 157        |
| 10.5      | Conclusions . . . . .   | 159        |
| <b>11</b> | <b>Conclusions et discussion</b>  | <b>161</b> |
|           | <b>Conclusion générale</b>  | <b>163</b> |
|           | <b>Perspectives</b>   | <b>165</b> |
|           | <b>Annexe</b>   | <b>167</b> |
|           | <b>Bibliographie</b>  | <b>189</b> |

# Table des figures

|      |   |    |
|------|---|----|
| 2.1  | Principe de la méthode multigrille . . . . .  | 32 |
| 2.2  | Représentation schématique des conditions aux limites pour le cas cartésien (a) et pour le cas cylindrique (b). . . . .   | 33 |
| 2.3  | Grille physique : les marges possèdent des mailles dont la taille augmente en s'éloignant de la zone d'étude. . . . .   | 34 |
| 2.4  | Grille numérique équivalente à la grille physique présentée sur la figure 2.3. Les mailles possèdent toutes la même taille. . . . .   | 34 |
| 2.5  | Potentiels 2D numérique et analytique et pourcentage de différence pour des marges dont la dimension est égale à la dimension de la zone d'étude. Les effets de bords sont particulièrement visibles dans les coins inférieurs du domaine. . . .  | 36 |
| 2.6  | Conductivités renormalisées pour compenser l'extension des mailles dans les marges. . . . .   | 37 |
| 2.7  | Potentiels 2D numérique et analytique et pourcentage de différence pour des marges dont la dimension est égale à au moins 5 fois la dimension de la zone d'étude. . . . .   | 38 |
| 2.8  | Conductivités renormalisées pour compenser l'extension des mailles dans les marges. . . . .   | 39 |
| 2.9  | (a) Potentiel dans l'espace de Fourier, seules les fréquences spatiales positives sont représentées (le potentiel est symétrique). (b) zoom sur les basses fréquences, la chute brutale du potentiel nécessite un échantillonnage fin dans la zone proche de la fréquence nulle. La deuxième fréquence est choisie égale à $\frac{1}{30 \cdot (x_2 - x_1)}$ et les fréquences suivantes sont calculées suivant $freq_n = 1.8 \cdot freq_{n-1}$ . . . . .  | 41 |
| 2.10 | Pourcentage d'erreur entre potentiel numérique et potentiel analytique pour différents paramètres d'intégration dans le domaine de Fourier. a) deuxième fréquence de calcul égale à $\frac{1}{20 \cdot (x_2 - x_1)}$ , $x_2 - x_1$ étant la taille en $x$ de la zone d'étude, fréquence spatiale multipliée par 2 à chaque itération, b) deuxième fréquence de calcul égale à $\frac{1}{30 \cdot (x_2 - x_1)}$ , fréquence spatiale multipliée par 2 à chaque itération, c) deuxième fréquence de calcul égale à $\frac{1}{30 \cdot (x_2 - x_1)}$ , fréquence spatiale multipliée par 1,8 à chaque itération. . . . . | 42 |



|      |   |    |
|------|---|----|
| 2.11 | Représentation schématique de la transformation appliquée pour passer d'une configuration cylindrique (a) à une configuration quasi-cartésienne (b) plus proche de la grille de calcul de MUDPACK. La configuration circulaire est "déroulée" en coupant à $\theta = 0^\circ$ ou $\theta = 360^\circ$ . $r_1$ correspond au rayon de la galerie, $r_2$ au rayon de la zone d'étude et $r_3$ au rayon de la zone totale utilisée pour la modélisation. . . . .                                       | 44 |
| 3.1  | a) Carte du potentiel numérique 2D pour un milieu homogène à $1 S.m^{-1}$ et une injection de courant de $100mA$ . b) Carte du potentiel analytique 2D dans les mêmes conditions. c) Pourcentage de différence entre potentiel numérique et potentiel analytique. . . . .   | 49 |
| 3.2  | a) Carte du potentiel numérique 2,5D pour un milieu homogène à $1 S.m^{-1}$ et une injection de courant de $100mA$ . b) Carte du potentiel analytique 2,5D dans les mêmes conditions. c) Pourcentage de différence entre potentiel numérique et potentiel analytique. Seules les valeurs proches des électrodes atteignent des pourcentages de l'ordre de 25%. L'échelle de couleur est contrainte à l'intervalle $[-10;0]$ . . . . .   | 50 |
| 3.3  | Modèle utilisé pour calculer la solution analytique du potentiel électrique dans un cas non homogène (d'après Zhdanov et Keller, 1994). . . . .   | 51 |
| 3.4  | Allure des potentiels analytiques et numériques pour un milieu décrit par la figure 3.3. Les conductivités sont précisées dans la légende (conductivité=sig). Les électrodes d'injection sont situées en $x = 20$ et $x = 80$ , la limite verticale entre les deux blocs à $x = 50$ . . . . .   | 53 |
| 3.5  | Carte d'erreur entre potentiel analytique et potentiel numérique pour un modèle de terrain tel que décrit dans la figure 3.3 avec une conductivité de $1 S/m$ à gauche et une conductivité de $0.001 S/m$ à droite. Comme pour le cas 2,5D homogène, les pourcentage de différences sont de l'ordre de -2% à -3% dans la majeure partie du domaine. . . . .   | 54 |
| 3.6  | Potentiel numérique cylindrique 2D pour un couple d'injection en $r_1 = r_2 = 2,25m$ , $\theta_1 = \frac{\pi}{4}$ et $\theta_2 = \frac{5\pi}{4}$ , une conductivité de $1S.m^{-1}$ et un courant de $\pm 100 mA$ . Le petit cercle représente la galerie ( $r = 2.25m$ ), le grand cercle la limite de la zone d'étude ( $r = 8m$ ). La gamme des potentiels varie entre $-0.164V$ et $0.164V$ . . . . .  | 55 |
| 3.7  | Potentiel analytique cylindrique 2D pour un couple d'injection en $r_1 = r_2 = 2,25m$ , $\theta_1 = \frac{\pi}{4}$ et $\theta_2 = \frac{5\pi}{4}$ , une conductivité de $1S.m^{-1}$ et un courant de $\pm 100 mA$ . Le petit cercle représente la galerie ( $r = 2.25m$ ), le grand cercle la limite de la zone d'étude ( $r = 8m$ ). La gamme des potentiels varie entre $-0.238V$ et $0.238V$ . . . . .   | 56 |
| 3.8  | a) Pourcentage de différence entre le potentiel numérique de la figure 3.6 et le potentiel analytique de la figure 3.7 (grille cylindrique déroulée selon le principe présenté en figure 2.11). Le pourcentage de différence moyen est de l'ordre de -3% à -4% dans le domaine et inférieur à 2% près de la surface (sauf aux électrodes d'injection). b) Potentiels numériques et analytiques en surface. La superposition est quasi parfaite en dehors des points d'injection de courant. . . . . | 57 |

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 4.1 | Schéma des différentes profondeurs de couches utilisées pour les modèles de conductivité : EDZ de $1.90m$ (entre $r_1 = 2.25m$ et $r_3 = 4.15m$ ) à $2.85m$ d'épaisseur (entre $r_1 = 2.25m$ et $r_4 = 5.10m$ ). Les points représentent les couples d'électrodes d'injections à $\pm\frac{\pi}{6}, \pm\frac{\pi}{4}, \pm\frac{\pi}{3}, \pm\frac{\pi}{2}$ par rapport à $\pi$ . . . . .   | 60 |
| 4.2 | Potentiels numériques 2D (a) et 2,5D (b) obtenus pour un couple d'injection en $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ , soit $\pm\frac{\pi}{2}$ par rapport à $\pi$ . Le courant injecté est de $\pm 100$ mA. Le cercle intérieur correspond au contour de la galerie ( $r_1 = 2.25m$ ), le deuxième cercle ( $r_3 = \frac{(r_2-r_1)}{3}m$ ) indique la limite entre l'EDZ ( $0.1S.m^{-1}$ ) et la zone saine ( $1S.m^{-1}$ ), le grand cercle délimite la zone d'étude ( $r_2 = 8m$ ). Les potentiels varient entre $-1.38V$ et $1.38V$ dans le cas 2D et entre $-1.48V$ et $1.48V$ dans le cas 2,5D. On note la réfraction des équipotentiels au passage de l'EDZ ( $0,1 S.m^{-1}$ ) à la zone saine ( $1 S.m^{-1}$ ). . . . . | 61 |
| 4.3 | Pourcentage de différence entre un potentiel 2,5D pour un modèle à deux couches ( $0,1 S.m^{-1}$ jusqu'à $\frac{nz}{3} \approx 1.90m$ de profondeur puis $1 S.m^{-1}$ ) et un potentiel 2,5D pour un milieu homogène ( $0,1 S.m^{-1}$ ). Chaque courbe représente le pourcentage de différence pour le couple d'injection situé à $\pm\alpha$ symétriquement par rapport à $\pi$ , $\alpha$ étant précisé dans la légende (voir aussi figure 4.1). . . . .  | 63 |
| 4.4 | Pourcentage de différence entre un potentiel 2,5D pour un modèle à deux couches ( $0,1 S.m^{-1}$ jusqu'à $\frac{nz}{3} \approx 1.90m$ de profondeur puis $0,5 S.m^{-1}$ ) et un potentiel 2,5D pour un milieu homogène ( $0,1 S.m^{-1}$ ). . . . .  | 64 |
| 4.5 | Pourcentage de différence entre un potentiel 2,5D pour un modèle à deux couches ( $0,1 S.m^{-1}$ jusqu'à $\frac{nz}{2} \approx 2.85m$ de profondeur puis $1 S.m^{-1}$ ) et un potentiel 2,5D pour un milieu homogène ( $0,1 S.m^{-1}$ ). . . . .  | 65 |
| 4.6 | Pourcentage de différence entre le potentiel 2,5D obtenu pour un modèle à trois couches (a) et le potentiel 2,5D obtenu pour un modèle à deux couches (b) . . . .   | 66 |
| 4.7 | Répartition de la conductivité pour un modèle gaussien, modèle simulant une fissuration plus importante sur les côtés de la galerie. . . . .  | 67 |
| 4.8 | Potentiel secondaire 2,5D (différence entre potentiel pour un modèle gaussien et potentiel pour un modèle homogène). En légende, les positions angulaire d'injection. . . . .   | 68 |
| 5.1 | Canton du Jura suisse. Le laboratoire expérimental du Mont Terri est situé dans le canton du Jura suisse, à proximité du tunnel autoroutier qui relie Delémont à Porrentruy . . . . .   | 74 |
| 5.2 | Vue aérienne 1 : Laboratoire souterrain du Mont Terri, situé 300 m sous la montagne 2 : Entrée sud du tunnel autoroutier du mont Terri (photo <a href="http://www.mont-terri.ch">www.mont-terri.ch</a> )  | 74 |
| 5.3 | Plan du laboratoire Mont Terri (figure Geotechnical Institute, Switzerland). . . .  | 75 |
| 5.4 | Profil de la galerie 04 (simplifié) redessiné d'après "Programme Overview and Work Programme of Phase 10 (July 04- June 05)" Federal office of Water and Geology, Geotechnical Institute, Switzerland. . . . .  | 76 |
| 5.5 | Machine à attaque ponctuelle utilisée pour l'excavation de la galerie 04. . . . .   | 78 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 5.6  | Photos de la galerie EZ-G avant notre intervention (Juin 2004, photos de N. Baidertscher, Geotechnical Institute). Deux réservations dans le radier permettent une implantation des profils périphériques à la fois plus facile (pas de béton à forer) et plus proche du modèle circulaire. . . . .  | 79 |
| 5.7  | a) Les mesures de distance sont effectuée selon deux diagonales et une horizontale b) Distomatic 2 (instrument de mesure, fil invar, plots). . . . .   | 80 |
| 5.8  | Mesures de convergence (Geotechnical Institute) effectuées à l'entrée de la niche d'amorce et à 40 mètres de l'entrée de la galerie 04. Les graphiques mettent en évidence une convergence maximale juste après la première phase de creusement puis une stabilisation au bout de quatre semaines avant une remobilisation de la paroi vers le 11 septembre 2004, consécutivement à la reprise du creusement . . . | 82 |
| 6.1  | Schéma de la répartition de la fracturation issu des premières études réalisées au Mont Terri. D'après Bossart et Adler, 1999. L'endommagement est ici maximal suivant l'axe horizontal. . . . .   | 85 |
| 6.2  | Levé topographique du dispositif implanté en fond de la galerie EZ-G en Juillet 2004. L'anneau 1 est quasiment adossé au fond provisoire de la galerie lors de son implantation. Les traits pleins représentent le levé topographique à l'interface galerie/béton, les pointillés correspondent à l'interface béton/argile (à partir des mesures effectuées lors de l'implantation des électrodes). . . . .        | 86 |
| 6.3  | a) Suite à la reprise du creusement, le béton projeté s'est désolidarisé de la formation argileuse, emportant avec lui une partie des connexions. b) Lors du déplacement du béton, l'électrode s'est pliée à angle droit, conservant ainsi un parfait contact entre l'électrode et la formation argileuse. . . . .   | 87 |
| 6.4  | a) Photo-montage du réseau d'électrodes mis en place pour un mini-sondage électrique dans les argilites du radier. b) pseudo section issue de mesures de résistivités selon un dispositif Wenner et Schlumberger. Les résistivités apparentes sont exprimées en $\Omega \cdot m$ . . . . .   | 88 |
| 6.5  | Implantation des électrodes autour de la galerie (tests numériques). L'espacement entre électrodes est $\frac{\pi}{16}$ en position angulaire ou 50 cm en longueur d'arc. . . . .  | 89 |
| 6.6  | Potentiels 2D et 2,5D prélevé à la surface de la galerie pour un milieu homogène de conductivité 0.1 S/m. Les différences de potentiel maximum attendues ne dépassent pas 3Volts. . . . .  | 90 |
| 6.7  | Potentiel 2,5D secondaire engendré par une anomalie de 25cm de diamètre à environ 55cm de profondeur, de conductivité 0.1S/m dans un milieu homogène de conductivité 1S/m. En légende, les couples d'injection en numéro d'électrode. . . . .  | 91 |
| 6.8  | a) Photo d'une électrode implantée dans la galerie EZ-G (Juillet 2004). . . . .  | 93 |
| 6.9  | Photo de la galerie 04 prise le 12 Juillet 2004 après l'implantation de trois anneaux de 32 électrodes chacun et d'une ligne horizontale de 17 électrodes. Un film plastique isolant recouvre les deux réservations du radier de manière garder la même configuration d'acquisition lorsque les réservations seront comblées. . .  | 94 |
| 6.10 | Etat de la galerie 04 après reprise du creusement (Septembre 2004). . . . .  | 95 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 6.11 | Position des électrodes pour un dispositif Wenner. Le facteur géométrique s'exprime en fonction des distances AM, AN, BM et BN. . . . .  | 96  |
| 6.12 | Pseudo sections de l'anneau 1 pour trois acquisitions successives suivant le protocole Wenner. Les résistivités apparentes sont exprimées en $\Omega \cdot m$ . On constate la très bonne répétitivité des mesures. . . . .  | 97  |
| 6.13 | Pseudo sections issues des acquisitions de Juillet 2004. Les résistivités apparentes sont exprimées en $\Omega \cdot m$ . On observe une nette évolution des zones résistantes assimilées à l'endommagement lorsque l'on s'éloigne du fond provisoire de la galerie. L'anneau 1 pourrait bénéficier du support de mur du fond qui limiterait son endommagement. Contrairement aux deux autres anneaux, l'anneau 3 semble subir un endommagement symétrique (quart supérieur gauche et inférieur droit). . . . .  | 99  |
| 6.14 | Pseudo sections issues des acquisitions de Septembre 2004. Les résistivités apparentes sont exprimées en $\Omega \cdot m$ . Avec la reprise du creusement fin Août, l'anneau 1 voit ses zones résistantes s'étendre, traduisant l'accroissement de l'endommagement alors que le mur "soutien" a disparu. L'anneau 2 marque lui aussi une évolution vers un endommagement important mais moindre que l'anneau 1. L'anneau 3 semble très stable, il aurait même tendance à voir sa partie sommitale devenir plus conductrice. Les pseudo sections sont incomplètes (particulièrement l'anneau 1, quart inférieur gauche) en raison de la déconnection de quelques électrodes lors du décollement du béton consécutif à la reprise du creusement. . . . . | 100 |
| 6.15 | Pseudo sections issues des acquisitions de Décembre 2004. Les résistivités apparentes sont exprimées en $\Omega \cdot m$ . Comme on pouvait s'y attendre, la différence d'endommagement avec Septembre est moindre, la paroi se stabilise peu à peu. La pseudo sections de l'anneau 2 (quart inférieur droit) est incomplète en raison de la déconnection de quelques électrodes lors des mouvement de la paroi consécutif à la reprise du creusement. . . . .   | 101 |
| 6.16 | Différence entre les pseudo sections ( $\Omega \cdot m$ ) de Septembre et celles de Juillet. On notera l'accroissement de la résistivité du quart supérieur gauche de l'anneau 1, dans une moindre mesure, l'accroissement de la résistivité du quart supérieur gauche de l'anneau 2 et la diminution de résistivité au sommet de la galerie de l'anneau 3. . . . .  | 103 |
| 6.17 | Différence entre les pseudo sections ( $\Omega \cdot m$ ) de Décembre et celles de Septembre. La paroi semble se stabiliser. L'évolution est moindre que celle traduite par la figure 6.16. . . . .  | 104 |
| 7.1  | Localisation des coupes géologiques relevées par les géologues structuralistes du Geotechnical Institute. a) Vue schématique de la niche d'amorce. En trait jaune : les coupes géologiques. En tiretés bleus : les anneaux d'électrodes. b) vue schématique 3D de la localisation des coupes géologiques dans la niche d'amorce de la galerie 04. . . . .  | 108 |

|     |   |     |
|-----|---|-----|
| 7.2 | a) Pseudo section de résistivité apparente issue des acquisitions de Juillet pour l'anneau 1. b) Coupe structurale TM21, la plus proche de l'anneau 1. On observe une bonne corrélation entre les zones résistantes et les failles N250. . . . .  | 110 |
| 7.3 | a) Pseudo section de résistivité apparente issue des acquisitions de Juillet pour l'anneau 2. b) Coupe structurale TM19, la plus proche de l'anneau 2. On observe une bonne corrélation entre les zones résistantes et les failles N210 et N150. Les résistances maximum semblent plutôt liées aux failles N210. . . . .  | 111 |
| 7.4 | a) Pseudo section de résistivité apparente issue des acquisitions de Juillet pour l'anneau 3. b) Coupe structurale TM17, située approximativement sur l'anneau 3. Les zones les plus résistantes semblent ici fortement liées aux failles subparallèles à la stratigraphie. . . . .   | 112 |
| 7.5 | Endommagement théorique dans un forage lié à une redistribution des contraintes autour du forage a) dans une roche isotrope et b) dans une roche anisotrope de par sa stratification par exemple. D'après Bossart et al. (2003) . . . . .   | 113 |
| 7.6 | Endommagement observé dans des forages horizontaux en fonction de leur orientation par rapport à la stratification. D'après Bossart et al. (2003). . . . .  | 114 |
| 9.1 | Modèle de conductivité utilisé pour l'inversion (présenté en log). La conductivité varie entre $0.01 S \cdot m^{-1}$ et $1 S \cdot m^{-1}$ . Les marges permettant de repousser les effets de bord sont en partie représentées (au delà des 6 mètres de rayon) et possèdent une conductivité de $1 S \cdot m^{-1}$ . . . . .  | 126 |
| 9.2 | Pseudo section construite à partir des données synthétiques. A partir du modèle de conductivité théorique (figure 9.1), les différences de potentiel ont été calculées en surface pour les 160 quadripôles du dispositif Wenner (cf deuxième partie, acquisition au Mont Terri) avant d'être corrigées du facteur géométrique. . . . .  | 127 |
| 9.3 | La différence de potentiel est calculée dans un milieu homogène de résistivité $1 \Omega \cdot m$ pour chaque quadripôle du dispositif Wenner utilisé dans la galerie (cinq quadripôles types). Pour une injection de 1A, elle correspond directement à la résistance (jeu de données n°1). Si on divise cette résistance par le facteur géométrique, ce qui revient à s'affranchir des distances inter électrodes, on retombe bien sur la résistivité réelle, sans distorsion. . . . .   | 128 |
| 9.4 | Premières inversions. Résultats en terme de conductivité. Le modèle de conductivité issu de l'inversion n°4 est le plus proche du modèle synthétique (modèle initial) mais au prix d'un temps calcul de 14 heures. L'inversion n°5 avec la pseudo section comme modèle initial donne un résultat satisfaisant pour un temps de calcul moindre. . . . .  | 129 |
| 9.5 | Premières inversions. Résultats de chaque type d'inversion en terme de coût. L'inversion n°4, très chère en temps calcul, présente une courbe d'évolution du coût représentative d'un domaine des solutions bien exploré (plusieurs modèles de coûts supérieurs ont été acceptés dans la première phase, permettant d'éviter de tomber dans un minimum local). Le coût de l'inversion n°5 reste élevé par rapport aux inversions n°3 et n°4 bien que la solution en terme de conductivité semble très bonne au moins pour les cinq premières valeurs. . . . . | 130 |

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 9.6  | Evaluation du meilleur modèle qui servira de modèle moyen pour la génération de la famille de modèle au palier de température suivant. Le modèle de conductivité à retrouver est représenté en trait continu épais. La déviation standard est de 0.25. L'intervalle [moyenne-déviation standard ; moyenne+déviation standard] donne la gamme de conductivités autorisées pour la générations des modèles de l'étape suivante. Seize modèles retenus sur les vingts générés servent à calculer la déviation standard. . . . .        | 132 |
| 9.7  | Augmentation de la déviation standard initiale pour une meilleure exploration de l'espace des modèles. L'intervalle de conductivité défini par la moyenne plus ou moins la déviation standard calculée à partir des modèles retenus est mieux centré sur le modèle théorique mais ne semble pas encore optimal. . . . .   | 133 |
| 9.8  | Augmentation du nombre de tirages de modèles de conductivité au premier palier de température. L'intervalle de conductivité défini par la moyenne plus ou moins la déviation standard calculée à partir des modèles retenus est centré sur le modèle théorique et semble parfaitement adéquat. . . . .  | 135 |
| 9.9  | Résultats de trois inversions dont la loi de perturbation des modèles répond à l'équation 9.1. Les paramètres différenciant ces trois inversions sont le coefficient de refroidissement (CR) égal à 0.85 (décroissance rapide de la température) ou à 0.98 (décroissance lente de la température) et le nombre de modèles générés à chaque palier de température (100 ou 300 ). La courbes en pointillées, pour référence, correspond à la meilleure inversion par perturbation simple de la conductivité (cf figure 9.4 ). . . . . | 137 |
| 9.10 | Evolution du coût en fonction de l'inverse de la température. Le coût des meilleurs modèles retenus est représenté en trait plein, le coût à chaque fin de palier est représenté en traits pointillés. . . . .  | 138 |
| 9.11 | Modèles de conductivité résultants de différentes inversions. Les paramètres différenciant ces inversions sont le nombre de modèles générés par palier (nbtirag) de 300 à 500 et le modèle de conductivité initial (conduc. ini.) soit issu de la pseudo section soit constant et égal à 0.5 S/m. Les deux meilleures inversions de l'exemple précédent apparaissent en gris, pour référence. . . . .   | 139 |
| 9.12 | Evolution du coût en fonction de l'inverse de la température pour différentes inversions. Les courbes de coût des deux meilleurs modèles du cas précédent apparaissent en gris, pour référence. . . . .   | 140 |
| 9.13 | Différence entre les pseudo sections obtenues par modélisation avec le modèle de conductivité issu de la meilleure inversion et le modèle théorique. Les différences extrêmes sont de l'ordre de $\pm 0.025\Omega.m$ . Les pseudo sections obtenues pour chaque modèle présentent des résistivités apparentes comprises entre 9 et $78\Omega.m$   | 141 |
| 9.14 | Différence entre le modèle de résistivité théorique et le meilleur modèle obtenu par inversion. . . . .   | 142 |
| 9.15 | modèles de conductivité issus d'inversions sur-contraintes. On retrouve quasiment le modèle théorique. La norme L2 est utilisée comme critère de coût dans l'inversion. . . . .   | 143 |
| 9.16 | Evolution du coût des trois inversions sur-contraintes de la figure 9.15. . . . .   | 144 |

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 9.17 | modèles de conductivité issus d'inversions sur-contraintes. On retrouve quasiment le modèle théorique. Cette fois, c'est la norme L1 qui est utilisée comme critère de coût dans l'inversion. . . . .   | 145 |
| 9.18 | Evolution du coût des trois inversions sur-contraintes de la figure 9.17. Les coûts obtenus avec la norme L2 apparaissent en grisé. Les coûts calculés selon deux normes différentes ne sont pas directement comparables, la norme L1 donnant généralement des coûts plus élevés. . . . .                                     | 146 |
| 9.19 | Résultat d'une inversion sur-contrainte dans laquelle les hypothèses de départ sur l'épaisseur des couches sont fausses. . . . .  | 147 |
| 10.1 | a) Résistance mesurée pour chaque quadripôle, par anneau. b) Déviation standard calculée pour chaque quadripôle, par anneau. . . . .  | 150 |
| 10.2 | Modèles de conductivité issus des différentes inversions sur des données bruitées individuellement. . . . .   | 152 |
| 10.3 | Différence entre le modèle de conductivité issu de l'inversion de données bruitées (la mesure concernée par le bruit est indiquée en légende) et le modèle de conductivité issu de l'inversion de données synthétiques non bruitées. . . . .  | 153 |
| 10.4 | Evolution du coût d'inversion sur données bruitées individuellement, en fonction de l'inverse de la température. . . . .  | 154 |
| 10.5 | Différence entre le modèle de conductivité issu de l'inversion de données bruitées (la mesure concernée par le bruit est indiquée en légende) et le modèle de conductivité issu de l'inversion de données synthétiques non bruitées. Le coût est évalué par norme L1. . . . .   | 155 |
| 10.6 | Evolution du coût d'inversion sur données bruitées individuellement, en fonction de l'inverse de la température. Le coût est évalué par norme L1. . . . .   | 156 |
| 10.7 | Modèles de conductivité obtenus par inversion sur des données dont une mesure de surface a été volontairement bruitée (+1V). Les normes L2 et L1 ont été successivement utilisées comme critère de coût afin d'évaluer leur influence sur le résultat de l'inversion dans le cas où une donnée est fortement bruitée. . . . . | 158 |
| 11.1 | Inversion complexe de résistivité multifréquentielle. La cible PVC ne présente pas de signature particulière (aucune variation en fonction de la fréquence). En revanche, la cible sable+plomb possède un spectre de phase très différent en fonction de la fréquence (Kemna et al., 2000). . . . .                           | 169 |
| 11.2 | Cuve en altuglass (dimension 1 mètre x 1 mètre, hauteur extérieure 60mm). En matériau isolant, cette cuve servira à différentes expériences de mesure d'impédance complexe multifréquentielle. . . . .  | 170 |
| 11.3 | a) Electrodes en inox (3mm de diamètre, 60mm de longueur). b) Série de 24 électrodes collées à la paroi de la cuve (série fixe). Ces électrodes serviront d'injection pour les premières expériences. . . . .   | 170 |

|   |     |
|---|-----|
| 11.4 a) Le dispositif d'électrodes est relié au boîtier permettant de sélectionner le dipôle source. Une cosse assure le contact côté cuve, une fiche banane permet la connection côté boîtier. Une gaine thermocollante assure la solidité des contacts.<br>b) Boîtier des dipôles d'injection. Ce boîtier permet de choisir le couple d'électrode d'injection <i>via</i> un commutateur associé à chaque dipôle (position basse : inactif- position haute : actif). Ici, aucun dipôle n'est sélectionné. . . . .          | 171 |
| 11.5 Un courant sinusoïdal est généré, amplifié et injecté au niveau d'un dipôle. La différence de potentiel résultante est mesurée entre douze dipôles et enregistrée temporellement par le DAQ LINK. . . . .  | 172 |
| 11.6 A gauche, générateur et amplificateur utilisés pour les expériences. A droite, l'enregistreur sismique DAQ LINK 24 voies. . . . .  | 172 |
| 11.7 Cuve expérimentale de 1m de long par 30 cm de large. Une cible en aluminium est positionnée en (48,12). . . . .  | 173 |
| 11.8 Déplacement des amplitudes maximales en fonction de la position du couple d'injection. Enregistrement avec un signal source de fréquence 30 Hz. . . . .  | 174 |
| 11.9 Trois couples $(A, \varphi)$ sont choisis pour initialiser la résolution de l'inversion par descente du simplexe. Les modèles choisis ici sont alors $(2.A1,0)$ , $(A1/2,0)$ et $(A1/2,\pi)$ où $A1$ est la moyenne entre l'amplitude maximale et l'amplitude minimale de la trace enregistrée. Le coût est exprimé en terme de moindres carrés. Le résultat obtenu ici est celui de la trace référence du dipôle d'injection 2 à la fréquence 10Hz. . . . .   | 175 |
| 11.10 Comparaison du signal enregistré (ici, trace référence du dipôle 2 à la fréquence 10 Hz) avec le signal calculé avec les paramètres issus de la descente du simplexe.   | 175 |
| 11.11 Lors de l'acquisition, les données peuvent présenter une dérive dont les causes sont diverses (dérive instrumentale, courants vagabonds...). L'étude de ce phénomène sur un signal synthétique montre que la dérive influe sur les résultats de l'inversion et notamment sur la phase. Les déphasages attendus étant de faible amplitude, il est nécessaire de s'affranchir de cette dérive. Pour cela, la dérive est modélisée par un polynôme d'ordre 3 puis on soustrait ce polynôme au signal enregistré. . . . . | 176 |
| 11.12 Pseudo section de résistivité apparente et de phase. Les pseudo sections de résistivité ne varient que peu avec la fréquence alors que les pseudo sections en phase donne une localisation assez nette du cylindre d'aluminium pour des fréquences proches de 4Hz. . . . .  | 177 |
| 11.13 Schématisation de l'acquisition et visualisation de l'enregistrement pour le premier dipôle d'injection. . . . .  | 179 |
| 11.14 Résistance du milieu étudié (eau) en fonction de l'abscisse du milieu du dipôle injection et l'abscisse du dipôle réception. La résistance ne semble pas dépendre de la fréquence. . . . .  | 181 |
| 11.15 Résistance du milieu étudié (eau+cylindre d'aluminium) en fonction de l'abscisse du milieu du dipôle injection et l'abscisse du dipôle réception. La résistance ne semble pas dépendre de la fréquence et surtout ne présente pas de changement en présence du cylindre d'aluminium. . . . .  | 182 |



|       |  |     |
|-------|--|-----|
| 11.16 | Déphasage du milieu étudié (eau) en fonction de l'abscisse du milieu du dipôle injection et l'abscisse du dipôle réception. L'échelle de couleur a été limitée entre -0.1 et 0.1 radian. Le déphasage est quasi constant spatialement pour une fréquence donnée. Les amplitudes saturées en haut à gauche et en bas à droite correspondent à des traces de faibles amplitudes qui sont en opposition de phase (déphasage de $\pm\pi$ ). . . . .  | 185 |
| 11.17 | Déphasage du milieu étudié (eau+ aluminium) en fonction de l'abscisse du milieu du dipôle injection et l'abscisse du dipôle réception. L'échelle de couleur a été limitée entre -0.1 et 0.1 radian. A basse fréquence, le déphasage devient faiblement négatif au centre. Ceci correspond à la présence du cylindre d'aluminium . Comme pour l'expérience en eau, les amplitudes saturées en haut à gauche et en bas à droite correspondent à des traces de faibles amplitudes qui sont en opposition de phase (déphasage de $\pm\pi$ ). . . . . | 186 |
| 11.18 | Résistance en fonction du dipôle réception. Les mesures sont bien reproduites quelque soit le mode opératoire choisi (Il faut considérer chaque fréquence indépendamment pour la valeur de la résistance). . . . .   | 187 |
| 11.19 | Covariance de la résistance pour une injection au dipôle 6, calculée pour cinq mesures acquises en mode alternée. L'anomalie à 64 Hz est lié à une mesure qui diffère de 2 Ohms par rapport aux quatre autres. . . . .   | 187 |
| 11.20 | La phase est très stable d'une mesure à l'autre sauf peut être pour le premier dipôle récepteur. Ceci pourrait être lié à sa position proche de la paroi. . . . .  | 188 |



# **Introduction**



# Introduction

Les déchets radioactifs à vie longue posent actuellement un problème environnemental et sanitaire auquel, au nom des générations futures, une solution, même provisoire, doit être trouvée. Les déchets radioactifs à vie longue regroupent deux catégories : les déchets de haute activité qui représentent 1% du volume total des déchets radioactifs produits en France mais 96% de la radioactivité totale, et les déchets de moyenne activité qui représentent 4% du total des déchets radioactifs tant en terme de volume qu'en terme de radioactivité. Pour la sécurité de l'homme et de son environnement, ces déchets doivent être isolés, confinés sur des milliers d'années. Actuellement, le stockage dans des formations géologiques profondes est une des options privilégiées et ceci fait l'objet d'études approfondies au sein de la communauté scientifique internationale.

En France, la loi du 30 Décembre 1991 donne pour mission à l'Agence Nationale pour la gestion des Déchets Radioactifs (ANDRA) d'évaluer la faisabilité d'un tel stockage dans une logique de réversibilité (article 2). A cette fin, l'ANDRA a étudié deux types de formations : les argilites et les granites. En ce qui concerne les milieux argileux, l'ANDRA a élaboré un programme de recherche interdisciplinaire portant sur la formation argileuse du Callovo-Oxfordien (150 millions d'années). A cet effet, un laboratoire souterrain situé à 500 mètres de profondeur est actuellement cours d'exploitation sur le site de Bure, à la limite Meuse/Haute Marne, auquel s'ajoute la contribution des études menées dans des laboratoires souterrains étrangers telles que celles réalisées au Mont Terri en Suisse.

L'un des volets de ce projet multidisciplinaire porte sur la caractérisation de l'endommagement de paroi par imagerie géophysique dont la tomographie électrique représente un pôle important. Ce volet a fait l'objet d'un programme de recherches méthodologiques élaboré en 1999/2000 et portant sur l'auscultation géophysique de la zone endommagée (dir. D. Gibert, M. Dietrich, M. Zamora). Initialement financé par le GdR ForPro (dir. J. Lancelot), il a ensuite vu sa composante expérimentale intégrée au programme Européen NF-PRO. A l'origine prévues dans la galerie REG du laboratoire souterrain de Meuse/Haute Marne, les expériences ont été reprogrammées dans le laboratoire souterrain du Mont Terri (Suisse) où elles ont commencé, en Juillet 2004, par la mise, en oeuvre de techniques radar (IPG Paris), d'ondes de surface (LGIT Grenoble) et de tomographie électrique (Géosciences Rennes). D'autres phases expérimentales ont ensuite eu lieu en tomographie électrique complétées par des expériences d'endoscopie sismique en Mars 2005 (Géosciences Rennes).

L'investigation de la subsurface et du sous-sol a depuis longtemps suscité l'intérêt. La prospection pétrolière et minière et, plus récemment, les études environnementales et les études archéologiques, ont encouragé le développement de méthodes d'imagerie non destructives telles

que la sismique, la gravimétrie, le magnétisme et les méthodes électriques particulièrement adaptées à l'étude de la proche surface ( [Zhou et al., 2001], [Kemna et al., 2002], [Binley et al., 2002]). Sur le plan théorique, l'imagerie électrique repose sur les lois issues des travaux de G. S. Ohm, A. M. Ampère et M. Faraday établies au début du 19<sup>ème</sup> siècle, reprises ensuite dans une approche plus globale par J. C. Maxwell vers la fin du 19<sup>ème</sup> siècle. Les premières applications en investigations électriques du sous sol remontent au début du 20<sup>ème</sup> siècle avec les recherches des frères Schlumberger, Marcel et plus particulièrement Conrad, fondateurs de la Compagnie Générale de Géophysique en 1931. Deux autres grands scientifiques ont contribué aux avancées méthodologiques de l'imagerie électrique au cours du siècle dernier : S. Stefanescu pour la modélisation ([Stefanescu et al, 1930]) et A. N. Tikhonov ([Tikhonov, 1950]) pour l'inversion.

Le principe des méthodes électriques en courant continu (DC) auxquelles nous nous sommes intéressés, est de fournir une image du sous-sol en terme de résistivité électrique (ou de son inverse, la conductivité électrique) à partir de mesures acquises en surface à l'aide d'électrodes plantées dans le sol ou introduites dans un forage (sonde de diagraphie). Dans le cas d'un dispositif constitué de quatre électrodes, un courant connu est injecté dans le sol *via* deux électrodes communément notées A et B tandis que la différence de potentiel est mesurée entre deux autres électrodes notées M et N. La loi d'Ohm permet alors de déduire la résistance du milieu. La plupart des minéraux formant les roches sont isolants électriquement. En règle générale, c'est donc l'eau contenue dans les roches qui assure le transport des charges. Ainsi, des variations de résistivités sont souvent un indicateur de la proportion et de la répartition de l'eau dans la porosité connectée des roches hormis dans le cas des matériaux naturellement conducteurs (métaux natifs, leurs oxydes et sulfides, roches soumises à de hautes températures ( roches en fusion)).

Les études préliminaires réalisées *in situ* et sur échantillons sur les argilites du Mont Terri, dont les propriétés mécaniques sont assez proches de celles des argilites de Meuse/Haute Marne, ont permis d'étudier et de mettre en évidence la présence de perturbations mécaniques pouvant affecter les propriétés hydrauliques. Il s'agit de perturbations de type EDZ ([Davies et Barnier, 2005]), qui restent concentrées autour de l'ouvrage (l'acronyme EDZ étant employé pour Excavation Damaged ou Disturbed Zone).

Géométriquement, autour d'une galerie, une zone microfissurée se forme lorsque les déformations et le niveau de contrainte induits par le creusement dépassent un certain seuil dit "seuil de fissuration". Dans cette zone, l'augmentation de la perméabilité reste limitée. Lorsque l'état de contrainte et de déformation continue d'évoluer jusqu'à dépasser le seuil de rupture, une fracturation se forme dans une partie de la région fissurée, au voisinage immédiat du parement. Dans cette zone, l'augmentation de la perméabilité, fonction de la densité des fractures et de la connectivité de celles-ci, peut être considérable.

Les observations menées au Mont Terri par Moeri et Bossart (1997), Homand et al. (1996), Adams et Gremperle (1997), Moeri et Bossart (1999), et Martin et al. (2001) montrent que les perturbations autour d'une galerie expérimentale de 4.4m d'ouverture sont de type fracturation et fissuration. Au voisinage immédiat de l'ouvrage, les extensions respectives des zones fracturées et fissurées, à partir de la paroi, sont respectivement de 0.8m et de 2.0m.

De ces premières constatations est venue l'idée d'imager la paroi en terme de résistivité électrique (ou son inverse, la conductivité électrique), sachant que l'air est un isolant, qu'une roche fissurée dont les fissures sont remplies d'air est globalement plus résistante qu'un même

échantillon sain ([Yaramanci et Kiewer, 2000]).

L'étude de la zone endommagée autour d'une galerie par tomographie électrique représente un problème particulier, innovant à bien des égards. La première innovation majeure concerne la géométrie de la structure à imager. Il s'agit en effet d'une galerie dont nous approximons la forme par un cylindre et dont nous allons investiguer la paroi (vers l'extérieur et non vers l'intérieur comme pour l'imagerie médicale sur le cerveau). Les investigations géophysiques par imagerie électrique concerne la plupart du temps des acquisitions dont le dispositif est implanté en surface sur un plan quasi-horizontale. Des développements méthodologiques spécifiques ont donc été nécessaires. Une autre innovation majeure concerne les expériences menées au Mont Terri par notre équipe depuis Juillet 2004 et qui constituent un suivi spatio-temporel de l'endommagement en terme de variation de la résistivité, jamais réalisé à ce jour.

La première partie de cette thèse concerne le développement d'un programme informatique de modélisation du potentiel électrique en coordonnées cylindriques. Compte tenu de l'importance de ce programme de modélisation (ou de résolution du problème direct) et de ses conséquences sur l'ensemble des travaux (simulation et résolution du problème inverse), une attention particulière a été portée sur sa validation dans la plupart des configurations possédant une solution analytique. Les travaux méthodologiques de Pessel et Gibert (2003) sur l'inversion multi-échelle en tomographie électrique ont montré l'efficacité des méthodes multigrilles et c'est cette méthode que nous avons utilisée. Après validation, les premières informations théoriques sur le potentiel dans cette configuration ont pu être étudiées et quelques modélisations d'EDZ ont été effectuées afin de préparer au mieux les acquisitions projetées au Mont Terri.

La deuxième partie, plus expérimentale, présente l'acquisition des données de tomographie électrique sur le site du laboratoire souterrain du Mont Terri : le choix des protocoles d'acquisition, la mise en place du réseau d'électrodes, les différentes périodes d'acquisition et plus particulièrement les résultats présentés sous formes de pseudo sections de résistivité apparente. La répartition des résistivités apparentes autour de la galerie ainsi que leur évolution au cours du temps avec les phases successives de creusement ont pu être corrélées avec les observations géologiques et les études de champs de contraintes *in situ*.

La troisième partie tente de résoudre le problème inverse électrique. Il s'agit de reconstituer le modèle de conductivité autour de la galerie sur la profondeur investiguée. Ceci permet de rendre l'image du sous-sol directement interprétable en terme d'endommagement en partant du postulat qu'une roche endommagée est plus résistante que la même roche saine. La méthode choisie pour l'inversion est celle du recuit simulé. Bien sûr cette étape de reconstruction de la conductivité n'est pas aisée, d'autant que la solution n'est pas unique et que le choix d'une solution par rapport à une autre peut répondre à plusieurs critères, le critère mathématique du coût de l'inversion ne permettant pas toujours de départager deux modèles de conductivités solutions. Le développement de cette inversion s'est appuyé sur des données synthétiques auxquelles on a pu ajouter du bruit.

Par ailleurs, lors de la deuxième année de thèse, l'idée d'élargir l'acquisition des données électriques en courant continu à des données de polarisation induite multifréquentielle avait donné lieu à des expériences en laboratoire. Bien que cette phase de travail n'ait pu être totalement exploitée au cours de cette thèse, les expériences de polarisation induite multifréquen-

tielle développées par le Groupe d'Imagerie Géophysique de l'UMR CNRS 6118 (Géosciences Rennes) représentent un travail préliminaire à un projet plus ambitieux d'inversion de données électriques non plus en résistivité réelle mais en impédance complexe. Il semblait particulièrement intéressant de compléter l'étude de l'EDZ (excavation Damaged Zone) en courant continu par une étude de l'effet capacitif de la formation et de tenter de trouver un lien entre un éventuel effet capacitif et l'endommagement. Un article publié par Kemna et al. (2000) a servi de base au démarrage des expériences présentées en annexe.



## **Première partie**

# **Modélisation numérique : résolution du problème direct électrique**



# Chapitre 1

## Théorie et formulation du problème

### 1.1 Introduction

L'un des objectifs de cette thèse est de résoudre le problème inverse appliqué aux méthodes électriques, problème délicat de par son caractère non-linéaire. Les mesures électriques, qu'elles soient synthétiques ou issues d'une acquisition sur le terrain, fournissent une image du sous sol en terme de conductivité électrique apparente ou son inverse, la résistivité apparente, apparente signifiant que les valeurs de conductivité obtenues correspondent à une moyenne des conductivités réelles sur l'ensemble des milieux traversés par les lignes de courant. Pour que cette image soit interprétable directement, il est important de reconstruire la distribution des conductivités vraies dans le domaine étudié. La première étape consiste à calculer le potentiel électrique pour un modèle de conductivité donné. Cette phase de modélisation est aussi appelée résolution du problème direct. On connaît alors en surface les différences de potentiel calculées pour des positions géographiques équivalentes à celles utilisées pour l'acquisition des données, on peut ainsi comparer les résultats. Cette étape de modélisation - comparaison des différences de potentiel sera réitérée pour différents modèles de conductivités jusqu'à obtenir un bon modèle de conductivité approchant le mieux des données. C'est l'inversion proprement dite.

La démarche suivie consiste donc, dans un premier temps, à mettre au point un programme informatique de résolution du problème direct à la fois précis et rapide qui servira ensuite à résoudre le problème inverse. La rapidité d'exécution de la modélisation est d'autant plus importante que le programme sera utilisé des centaines de fois pour une inversion donnée.

Pour le développement du code informatique, nous avons suivi plusieurs étapes, en commençant par le cas le plus simple d'un demi-espace 2D en coordonnées cartésiennes. Les acquisitions réelles étant en 3D, nous avons ensuite adapté le code informatique au cas 2,5D qui permet de se rapprocher de la configuration réelle, sans passer par la troisième dimension de l'espace qui complique et allonge les calculs. Dans le cas 2,5D, on suppose les sources de courant ponctuelles et la structure étudiée invariante selon l'axe perpendiculaire au plan d'acquisition. Nous verrons que cette hypothèse n'est pas trop restrictive dans l'application de l'imagerie de paroi, les acquisitions étant menées perpendiculairement à l'axe de la galerie. Lors de l'étape suivante, compte tenu de la géométrie cylindrique du domaine d'application, le programme a été adapté

aux coordonnées cylindriques. Chaque étape fera l'objet de vérifications et d'évaluations des imprécisions du calcul numérique par rapport au calcul analytique.

## 1.2 Quelques bases théoriques : des lois de Maxwell au problème électrique en courant continu

Les aspects théoriques concernant le domaine de l'électrique ont été traités dans de nombreux ouvrages (e.g., [Telford et al., 1990], [Zhdanov et Keller, 1994]). Quelques résultats introduisant la théorie du problème électrique sont rappelés ici.

Dans un milieu conducteur hétérogène, les phénomènes électromagnétiques sont décrits par les lois de Maxwell. Elles s'expriment sous forme de quatre équations :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j} \quad (1.1)$$

un flux de courant génère un champ magnétique,

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0} \quad (1.2)$$

un champ électrique est associé à un champ magnétique variable dans le temps,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = q \quad (1.3)$$

il y a conservation du flux électrique (ou courant),

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.4)$$

il y a conservation du flux magnétique.

$\vec{H}$  désigne le champ magnétique ( $A.m^{-1}$ ),  $\vec{D}$  le déplacement électrique ( $A.s.m^{-2}$ ),  $\vec{E}$  le champ électrique ( $V.m^{-1}$ ) et  $\vec{B}$  l'induction magnétique ( $T$ ),  $\vec{j}$  est le vecteur densité de courant ( $A.m^{-2}$ ) et  $q$  est la densité de charge électrique ( $C \cdot m^{-3}$ ).

A ces quatre lois, on peut ajouter la loi d'Ohm issue d'observations expérimentales

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1.5)$$

qui relie linéairement la densité de courant  $\vec{j}$  au champ électrique  $\vec{E}$  via la conductivité électrique  $\sigma$  ( $S.m^{-1}$ ) ou son inverse, la résistivité électrique  $\rho$  ( $\Omega.m$ ).  $\vec{j}$  et  $\vec{E}$  sont des vecteurs,  $\sigma$  est donc un tenseur si le milieu est hétérogène anisotrope et devient un scalaire dans le cas d'un milieu isotrope (le vecteur champ électrique et le vecteur densité de courant sont alors colinéaires).

Dans le cas particulier de l'imagerie électrique, les courants utilisés sont des courants continus ou, pour être exact, à variations suffisamment lentes pour qu'elles n'interfèrent pas avec la mesure. Les signaux sont alors supposés stationnaires, ce qui simplifie considérablement les équations de Maxwell car les dérivées par rapport au temps disparaissent :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= \vec{j} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= \vec{0}\end{aligned}\quad (1.6)$$

Le couplage entre le champ magnétique et le champ électrique évident dans les équations 1.1 et 1.2 *via* le déplacement électrique et l'induction magnétique est beaucoup moins trivial dans la formulation statique de ces mêmes équations. En réalité, le champ électrique crée des courants d'inductions, aussi appelés courants galvaniques, qui s'accompagnent d'un champ magnétique mais ce champ magnétique n'a pas d'effets sensibles sur le champ électrique.

Par ailleurs, dans un milieu isotrope hétérogène et en présence d'une source de courant, le vecteur densité de courant vérifie :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = \begin{cases} 0 & \text{dans le milieu} \\ I & \text{au point source} \end{cases}\quad (1.7)$$

où  $I$  est le courant injecté au point source.

D'après l'équation 1.6,  $\vec{E}$  dérive d'un potentiel scalaire  $U$  :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}U\quad (1.8)$$

$U$  étant le potentiel électrique (le signe moins permet d'avoir le champ électrique orienté vers les potentiels décroissants).

Des équations 1.5, 1.7 et 1.8, on déduit :

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma \vec{\nabla}U) = \begin{cases} 0 & \text{dans le milieu} \\ -I & \text{au point source} \end{cases}\quad (1.9)$$

qui n'est autre que l'équation de Poisson.

## 1.3 Développements de l'équation de Poisson

### 1.3.1 Coordonnées cartésiennes et solution analytique 2D et 2,5D

#### Equation de Poisson en coordonnées cartésiennes 2,5D

En coordonnées cartésiennes, dans un milieu isotrope hétérogène 3D, l'équation 1.9 se ré-écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot \left( \frac{1}{\rho(x, y, z)} \cdot (\vec{\nabla}U(x, y, z)) \right) = -I_s(x, y, z)\quad (1.10)$$

où  $\rho = \frac{1}{\sigma}$  est la résistivité (en  $\Omega \cdot m$ ),  $U(x, y, z)$  le potentiel électrique en 3D,  $I_s$  le terme source de courant.

Cette équation permet de décrire le champ de potentiel dans le sous-sol et donc les phénomènes physiques liés à l'injection de courant.

Si on suppose une structure invariante selon une direction,  $y$  par exemple, et si on considère des sources de courant 3D ponctuelles situées dans le plan  $(x, y = 0, z)$ , on se place alors dans une problématique 2,5D qui se traduit par une distribution de résistivités ne dépendant que des directions  $x$  et  $z$ . Dans ce cas particulier, l'équation de Poisson se réécrit sous la forme :

$$\vec{\nabla} \cdot \left( \frac{1}{\rho(x, z)} \cdot \left( \vec{\nabla} U(x, y, z) \right) \right) = -I_s(x, z) \cdot \delta(y) \quad (1.11)$$

Pour évaluer le potentiel en tout point  $M(x, y, z)$ , on va intégrer le potentiel selon l'axe  $y$ . Pour cela, on calcule la transformée de Fourier directe selon  $y$  de l'équation 1.11 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\rho(x, z)} \cdot \left( \frac{\partial \tilde{U}(x, u_y, z)}{\partial x} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho(x, z)} \cdot \left( \frac{\partial \tilde{U}(x, u_y, z)}{\partial z} \right) \right) \\ - \frac{4\pi^2 u_y^2}{\rho(x, z)} \tilde{U}(x, u_y, z) = -I_s(x, z) \end{aligned} \quad (1.12)$$

où  $\tilde{U}(x, u_y, z)$  est le potentiel électrique dans l'espace de Fourier,  $u_y$  la fréquence spatiale duale de  $y$  et  $I_s$  le terme source de courant.

L'équation 1.12 ne peut se résoudre que numériquement pour un milieu hétérogène complexe et permet de déduire  $\tilde{U}$ . Par transformée de Fourier inverse de  $\tilde{U}$ , on obtient le potentiel solution  $U$  suivant  $u_y$  défini par :

$$U(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(x, u_y, z) \cdot e^{2i\pi u_y y} du_y \quad (1.13)$$

Dans le cadre de notre hypothèse 2,5D, les électrodes de mesure et d'injection étant toutes coplanaires, seul le potentiel en  $y = 0$  est nécessaire. L'équation 1.13 se résume alors à :

$$U(x, y = 0, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(x, u_y, z) du_y = 2 \cdot \int_0^{+\infty} \tilde{U}(x, u_y, z) du_y \quad (1.14)$$

car le potentiel est une fonction paire.

Il suffit alors de calculer le potentiel dans l'espace de Fourier  $\tilde{U}(x, u_y, z)$  et d'intégrer suivant  $U_y$  pour obtenir le potentiel 2,5D dans le plan  $(x, z)$ .

### Solutions analytiques cartésiennes 2D et 2,5D en milieu homogène isotrope

Considérons une électrode d'injection A, placée en surface d'un demi espace, émettant un courant d'intensité I. Plaçons nous sur la demi sphère centrée sur A. Tout le courant injecté en

A traverse cette surface, et, dans le cas d'un milieu homogène isotrope, la densité de courant est uniforme le long de cette surface.

Il en découle que :

$$j = \frac{I}{2\pi \cdot r^2} \text{ avec } r = \sqrt{x^2 + z^2}$$

En utilisant l'équation 1.5, on déduit :

$$E = \rho j = \frac{I \cdot \rho}{2\pi \cdot r^2}$$

Sachant 1.8,

$$U = \frac{I \cdot \rho}{2\pi \cdot r} \text{ en } 2,5D \quad (1.15)$$

et

$$U = -\frac{I \cdot \rho}{\pi} \log(r) \text{ en } 2D \quad (1.16)$$

### 1.3.2 Coordonnées cylindriques et solution analytique 2D en milieu homogène

Dans le domaine étudié, seules les électrodes sources injectent du courant et la conductivité est constante et isotrope. Le problème se pose donc sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta U = 0 \quad \text{dans tout le domaine sauf aux points sources} \\ \frac{\partial U}{\partial n} \Big|_{r=r_0} = -\frac{I}{\sigma} \delta(\theta) \quad \text{où } \vec{n} \text{ est la normale extérieure au domaine} \end{array} \right. \quad (1.17)$$

$r$  et  $\theta$  correspondant aux coordonnées cylindriques.

Le problème équivaut donc à résoudre l'équation de Laplace en coordonnées cylindriques dans le domaine avec une condition de Neumann pour la source située en  $(r_1, \theta_1=0)$ .

En coordonnées cylindriques, l'équation de Laplace s'écrit :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} = 0 \quad (1.18)$$

On procède alors par séparation des variables en posant :

$$U(r, \theta) = R(r) \cdot \Theta(\theta)$$

En remplaçant dans l'équation (1.18) :

$$R'' \cdot \Theta + \frac{1}{r} \cdot R' \cdot \Theta + \frac{1}{r^2} \cdot R \cdot \Theta'' = 0$$

$$\Leftrightarrow r^2 \cdot \frac{R''}{R} + r \cdot \frac{R'}{R} = -\frac{\Theta''}{\Theta} \quad (1.19)$$

On pose alors que chaque terme est égal à  $\lambda^2$  dans l'équation 1.19 et on obtient le système :

$$\begin{cases} \Theta'' + \lambda^2 \cdot \Theta = 0 & (a) \\ r^2 \cdot R'' + r \cdot R' - \lambda^2 \cdot R = 0 & (b) \end{cases}$$

(a) admet comme solution générale :

$$\Theta(\theta) = A_0 \cdot \theta + B_0 \quad \text{si } \lambda = 0$$

$$\Theta(\theta) = A_\lambda \cdot \cos(\lambda \cdot \theta) + B_\lambda \cdot \sin(\lambda \cdot \theta) \quad \text{si } \lambda \neq 0$$

(b) admet comme solution générale

$$R(r) = C_0 \cdot \ln r + D_0 \quad \text{si } \lambda = 0$$

$$R(r) = C_\lambda \cdot r^\lambda + D_\lambda \cdot r^{-\lambda} \quad \text{si } \lambda \neq 0$$

Par ailleurs, on sait qu'on a une  $2\pi$  périodicité de  $\Theta$  donc  $\lambda \in \mathbb{N}$  et que  $R_{r \rightarrow +\infty}$  tend vers 0 donc  $C_\lambda = 0$ .

La solution acceptable de l'équation 1.18 dans le domaine est donc de la forme :

$$U(r, \theta) = \sum_1^\infty \left[ r^{-m} [\alpha_m \cdot \cos(m \cdot \theta) + \beta_m \cdot \sin(m \cdot \theta)] \right] \quad (1.20)$$

Au point d'injection du courant de coordonnées  $(r_1, \theta_1)$ , l'équation 1.20 doit aussi vérifier  $\frac{\partial U}{\partial n} \Big|_{r=r_1} = -\frac{I}{\sigma} \delta(\theta - \theta_1)$ . Cette condition nous permet de déterminer les paramètres  $\alpha_m$  et  $\beta_m$  avec  $\alpha_m = -\frac{r^{(m+1)}}{\pi \cdot \sigma \cdot m}$  et  $\beta_m = 0$ . On obtient ainsi la solution de l'équation de Poisson 2D en coordonnées cylindriques :

$$U(r, \theta) = \sum_1^\infty \left[ -r_1 \cdot \left( \frac{r_1}{r} \right)^m \cdot \frac{I}{\pi \cdot \sigma \cdot m} \cdot \cos(m \cdot \theta) \right] \text{ en } \theta_1 = 0 \quad (1.21)$$



## Chapitre 2

# Principe et méthode de la modélisation numérique

### 2.1 Différences finies multigrilles

La méthode choisie pour développer le programme de modélisation est celle des différences finies multigrilles. Il s'agit d'une méthode de relaxation - interpolation développée dans les années 70 [A. Brandt, 1977] reposant sur la propriété qu'ont les méthodes de relaxations classiques de converger rapidement lorsque la solution ne comporte que des composantes de longueurs d'ondes inférieures à la distance entre deux noeuds de la grille. Partant du constat que les composantes basses fréquences ralentissent fortement la convergence, on cherche alors une solution (exacte ou rapidement approchée) sur une grille plus grossière puis on raffine la grille de façon à reconstruire toutes les fréquences de la solution (figure 2.1).

La partie résolution en différences finies multigrille de l'équation est effectuée dans le module *mud2sa* de MUDPACK, bibliothèque de programmes écrits en Fortran 77 et développée par l'UCAR, University Corporation for Atmospheric Research,<sup>1</sup> permettant de résoudre différentes équations aux dérivées partielles par différences finies multigrilles. On pourra trouver sur le site de l'UCAR de nombreuses références bibliographiques sur la méthode du multigrille (e.g. [Hackbusch and Trottenberg, 1982], [Briggs, 1987]). Le module utilisé est celui de *mud2sa* ([Adams, 1989], [Adams, 1991]), qui résout l'équation d' Helmholtz en 2D, formulée ainsi :

$$\frac{d(\sigma_x(x, y) \cdot \frac{dU}{dx})}{dx} + \frac{d(\sigma_y(x, y) \cdot \frac{dU}{dy})}{dy} - x\lambda(x, y) \cdot U(x, y) = r(x, y)$$

où  $U(x, y)$  est la solution recherchée,  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  la conductivité dans les deux directions de l'espace et  $x\lambda(x, y)$  une fonction réelle, positive ou nulle . Dans le cas 2D, le terme  $x\lambda(x, y)$  est nul et on retrouve l'équation de Poisson.

Les conditions d'utilisation de *mud2sa* imposent de travailler sur une grille cartésienne, rectangulaire, à mailles régulières. Afin de valider la modélisation, une partie des tests de base ont été appliqués sur une résolution pour un modèle purement cartésien, en introduisant des marges

---

<sup>1</sup>(<http://www.scd.ucar.edu/css/software/mudpack>)

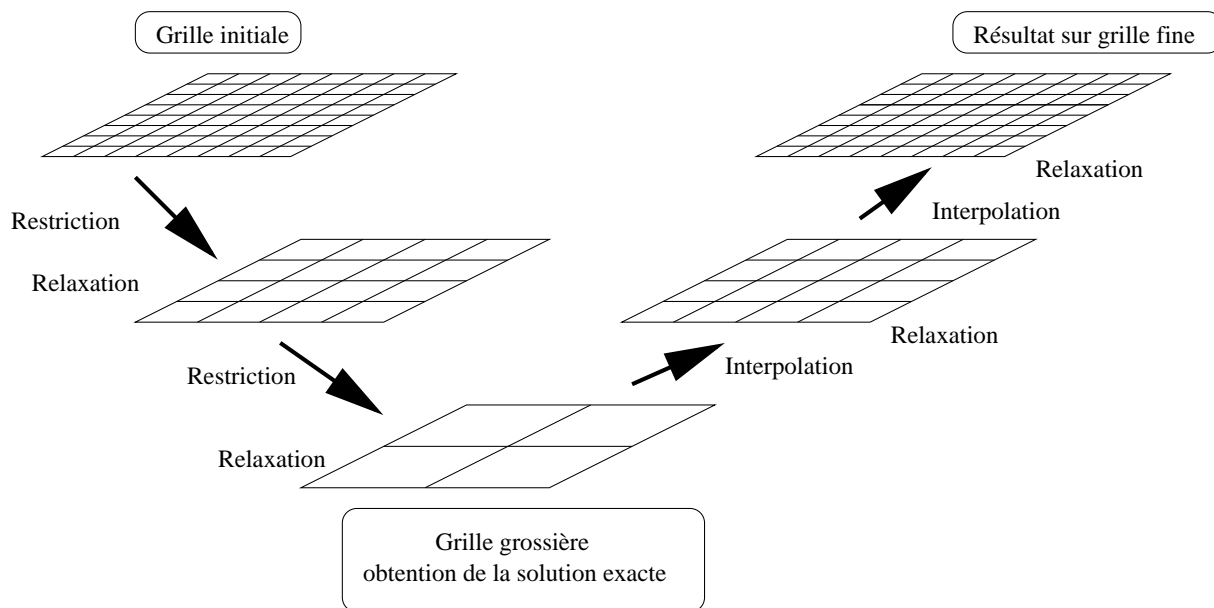


FIG. 2.1 – Principe de la méthode multigrille

permettant de repousser les effets de bords. La configuration du site à étudier étant celle d'une galerie, à Bure comme au Mont Terri, la grille de travail a été adaptée de manière à correspondre à une configuration cylindrique. Différents tests de validation de la modélisation ont été effectués dans cette configuration.

## 2.2 Les conditions aux limites

Les électrodes servant à l'injection du courant sont disposées en surface. Cette limite supérieure du milieu correspond à l'interface sol-air et répond donc à une condition de Neumann de surface isolante. Les conditions imposées aux bords libres (deux bords latéraux et bord inférieur de la grille pour le cas cartésien, uniquement bord inférieur correspondant à la limite la plus extérieure pour le cas cylindrique) répondent à une condition de Dirichlet de potentiel nul à la frontière. En toute rigueur, cette condition de potentiel nul s'applique à une distance infinie des sources de courant ce qui est bien sûr impossible à appliquer dans un domaine fini. Les deux bords latéraux du cas cylindrique sont contraints par des conditions de cyclicité c'est à dire que le potentiel en tout point  $(x + (x_{max} - x_{min}), z)$  est égal au potentiel au point  $(x, z)$  pour un  $z$  donné. La répartition de ces conditions limites est schématisée sur la figure 2.2.

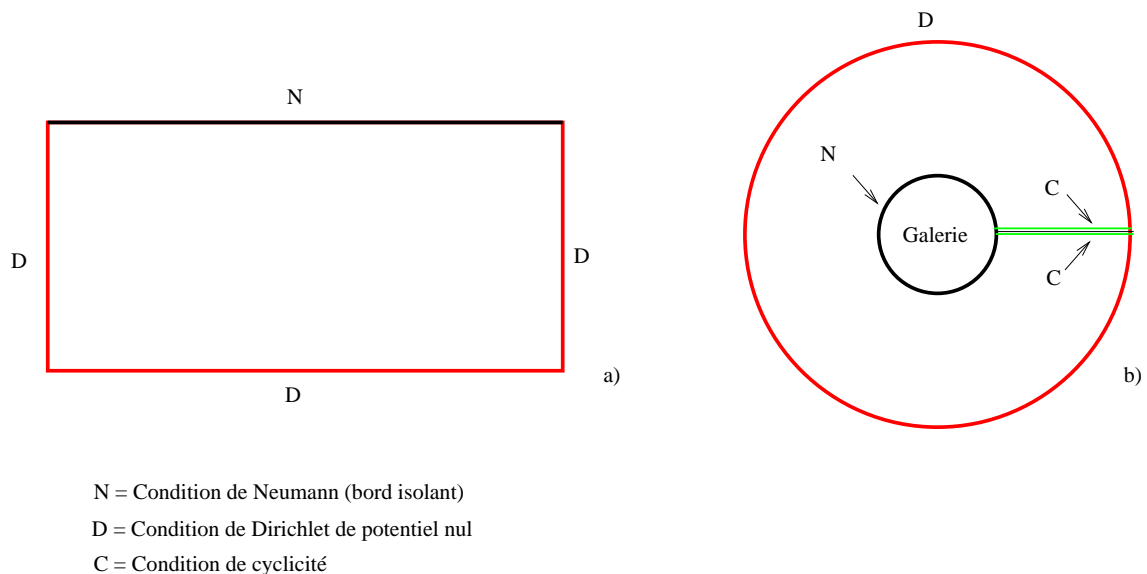


FIG. 2.2 – Représentation schématique des conditions aux limites pour le cas cartésien (a) et pour le cas cylindrique (b).

## 2.3 Deux aspects importants de la modélisation

La résolution de tout problème inverse sans solution analytique passe inévitablement par la résolution d'un problème direct, réitérée autant de fois que nécessaire. Il est donc crucial de posséder un programme de résolution du problème direct le plus précis possible.

Afin d'évaluer l'imprécision numérique, il est possible, dans le cas d'un milieu homogène, de calculer analytiquement le potentiel. C'est ce calcul qui sert de comparatif entre le résultat analytique et le résultat numérique tout au long du développement.

Au préalable, deux aspects essentiels sont à considérer lors du calcul du potentiel numérique : les effets de bords et la qualité de l'approximation de l'intégrale dans l'équation

$$U(x, y = 0, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(x, u_y, z) du_y = 2 \cdot \int_0^{+\infty} \tilde{U}(x, u_y, z) du_y \quad (2.1)$$

pour le cas 2,5D.

### 2.3.1 Les effets de bords : exemple du cas cartésien

La résolution numérique par différences finies multigrille implique un découpage régulier de la zone d'étude. Ce maillage est contrôlé par les paramètres directement liés au problème physique (paramètres d'acquisitions, dimensions des objectifs...) mais aussi par la capacité du calculateur. La grille aura typiquement une dimension de 257x129 noeuds voire 513x257 noeuds pour une zone rectangulaire (2D ou 2,5D). Si la grille de calcul correspond exactement à la zone

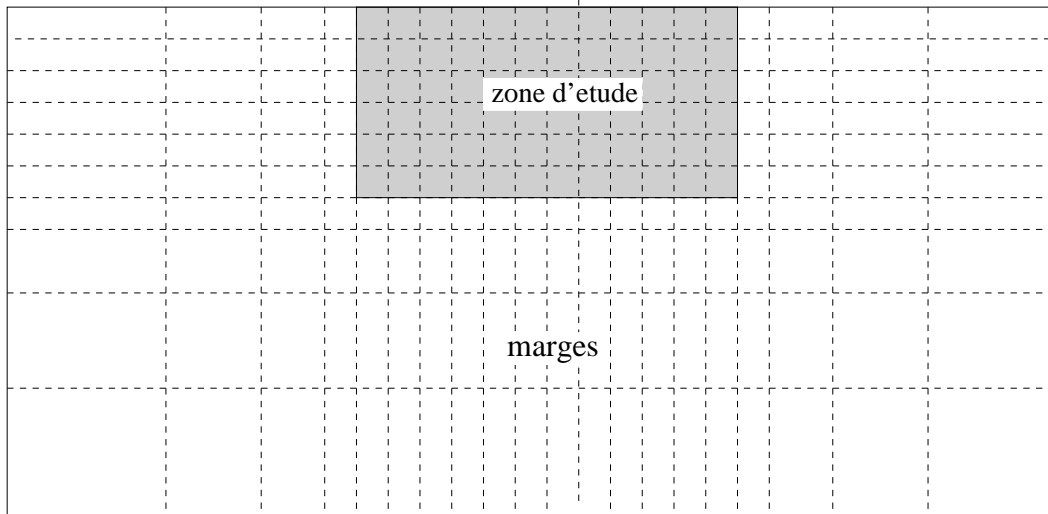


FIG. 2.3 – Grille physique : les marges possèdent des mailles dont la taille augmente en s'éloignant de la zone d'étude.

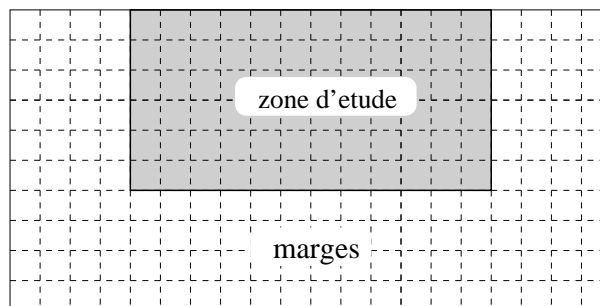


FIG. 2.4 – Grille numérique équivalente à la grille physique présentée sur la figure 2.3. Les mailles possèdent toutes la même taille.

étudiée, la condition de Dirichlet de potentiel nul à l'infini va se traduire, en réalité, par un potentiel nul sur la frontière, la distance séparant celle-ci des sources de courant étant loin d'être infinie, ce qui implique d'importants effets de bords. En effet, la zone d'étude étant forcément limitée, la condition de Dirichlet impose une baisse brutale du potentiel sur les bords pour atteindre 0, déformant fortement les équipotentielles.

Afin de limiter les effets de bords, il est indispensable d'agrandir la zone de calcul au-delà de la zone d'intérêt en incluant des marges. Une partie de la grille est donc dédiée à la zone d'intérêt et les mailles restantes sont utilisées pour les marges. Sans annuler complètement les effets de bords, ceci a pour effet de les repousser. Il est possible d'améliorer encore les résultats obtenus en éloignant artificiellement les frontières. Pour cela, on applique aux mailles se trouvant dans les marges un étirement selon  $x$  et selon  $z$  (figures 2.3 et 2.4). Il faudra alors "tromper" le programme qui ne considère que des mailles régulières en renormalisant la conductivité. Ceci revient à introduire une anisotropie du milieu, la conductivité n'est alors plus un vecteur mais un

tenseur. Cette opération qui transforme la conductivité scalaire en une conductivité tensorielle pourra également être utile dans le cas d'un milieu anisotrope. La taille physique des marges n'affectant aucunement le temps de calcul (le nombre de mailles reste le même), celle-ci sera choisie de manière à minimiser les effets de bords pour le cas considéré.

Dans le programme de modélisation développé, l'accroissement des mailles répond à une loi de croissance du type  $\alpha^d$ ,  $d$  étant la position du noeud de grille par rapport au bord de la zone d'étude selon  $x$  ou selon  $z$  dans la grille numérique,  $\alpha$  étant un réel supérieur ou égal à un. La taille de la grille est ajustée automatiquement en fonction de la largeur physique imposée pour les marges. Dans les deux exemples qui suivent, la taille initiale de la grille est fixée à 257x129 noeuds, la zone d'étude à 101x51 noeuds (100x50 mailles). Il reste donc en théorie 156 noeuds à répartir sur les deux marges latérales et 28 noeuds pour la marge inférieure.

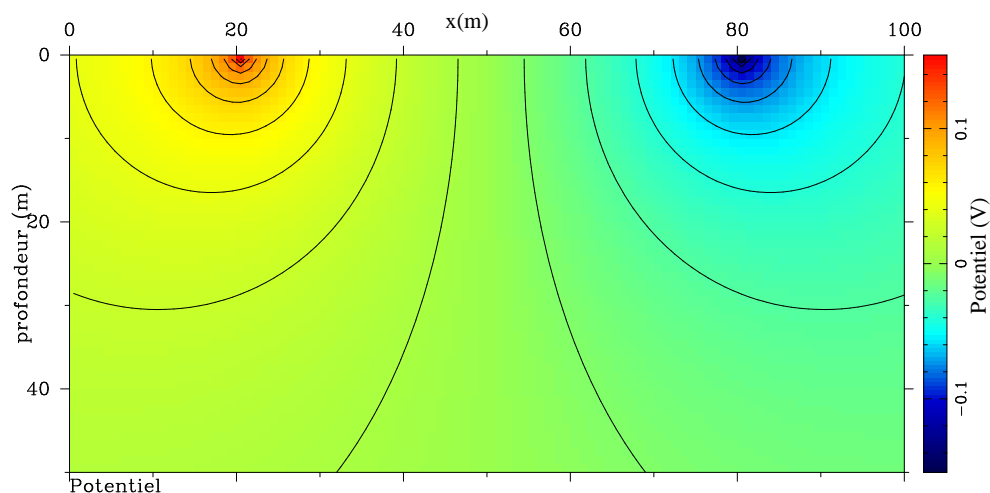
Dans le premier cas, la dimension physique d'une marge correspond à celle de la zone d'étude. Le programme réduit alors automatiquement la grille à 129x65 noeuds. Avec un pas en  $x$  de 1m et un pas en  $z$  de 1m, les marges mesurent 14 mètres dans la grille numérique, repoussées à 129,33 mètres de chaque côté pour les marges latérales et 64,84 mètres pour la marge inférieure dans la grille physique. Les figures 2.5 et 2.6 présentent la carte de potentiel numérique 2D obtenu dans cette configuration, le potentiel analytique 2D (pour la validation), le pourcentage de différence des deux potentiels défini par  $100 \cdot \frac{\text{potentiel numérique} - \text{potentiel analytique}}{\text{potentiel analytique}}$  et la conductivité renormalisée suivant  $x$  puis suivant  $z$ .

On peut constater sur la figure 2.5 c) que les effets de bords sont encore sensibles, particulièrement dans les coins inférieurs du domaine, et ceci malgré l'introduction des marges.

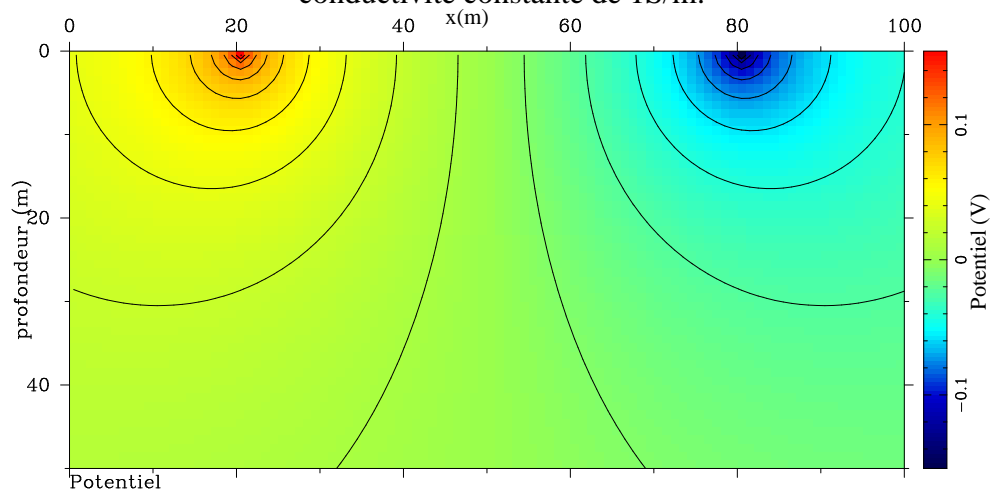
Un deuxième exemple, avec cette fois une dimension de marges au moins égale à 5 fois la zone d'étude (figures 2.7 et 2.8, potentiel numérique, potentiel analytique, pourcentage de différence et renormalisation des conductivités) montre que, dans ce cas, on s'est affranchi des effets de bords. Pour éviter un accroissement trop brutal des tailles de la marge qui entraînerait de fortes variations de conductivité lors de la renormalisation (très néfastes pour les calculs numériques), la grille conserve ses dimensions initiales en  $x$  et en  $z$ , soit 257x129 noeuds. La figure 2.7c montre que les effets de bords ont nettement diminué par rapport au cas précédent.

Plus les marges sont larges, moins les effets de bords ont d'influence sur le potentiel dans la zone d'étude. Il semble qu'une dimension de marges égale à cinq fois la dimension de la grille permette de s'affranchir des effets de bords sans augmenter outre mesure les dimensions de la grille (ce qui augmenterait considérablement le temps de calcul du potentiel numérique).

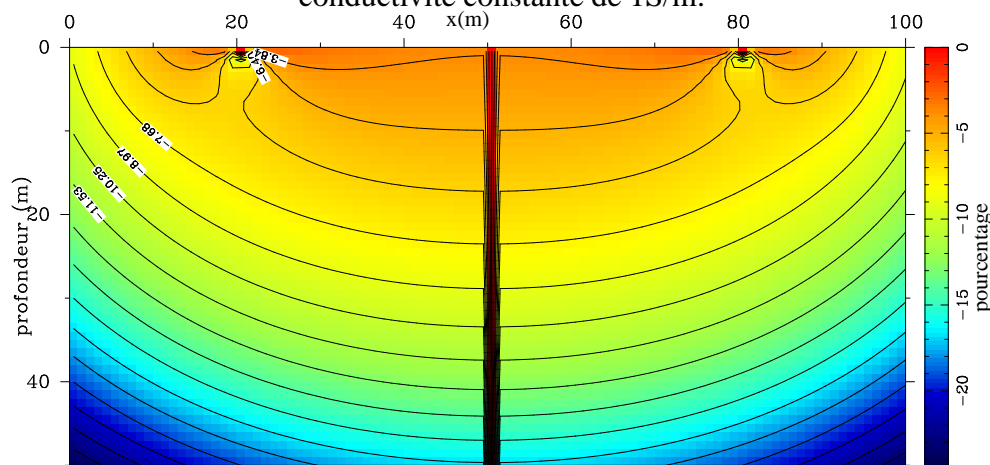
NB : la modélisation utilisée est une modélisation 2D afin que des effets liés au calcul 2,5D ne viennent s'ajouter aux effets de bord.



a) Potentiel numérique 2D dans la zone d'étude (100x50 mailles), injection de  $\pm 100$  mA, conductivité constante de 1S/m.

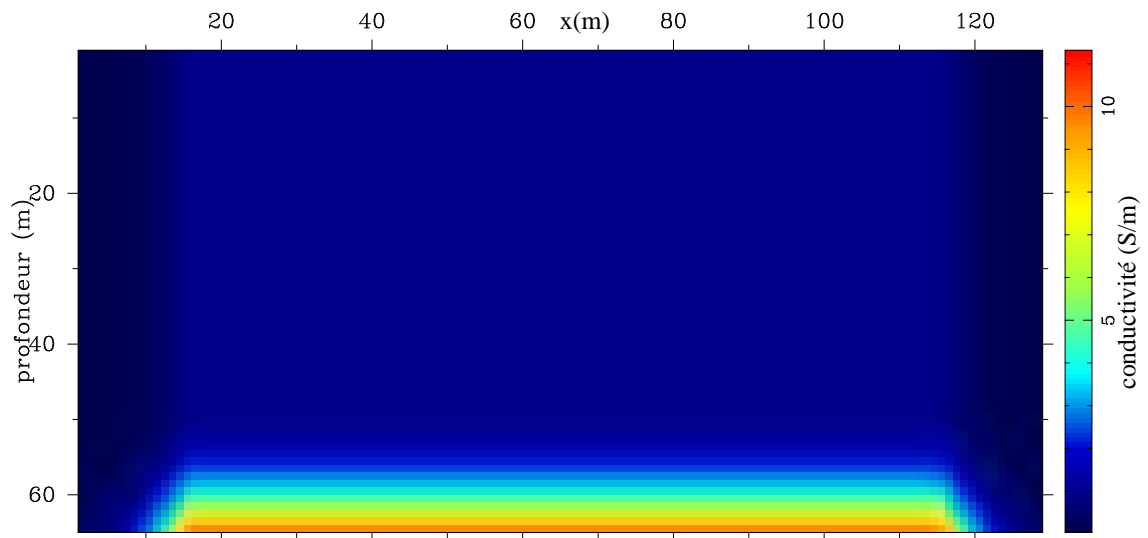


b) Potentiel analytique 2D dans la zone d'étude (100x50 mailles), injection de  $\pm 100$  mA, conductivité constante de 1S/m.

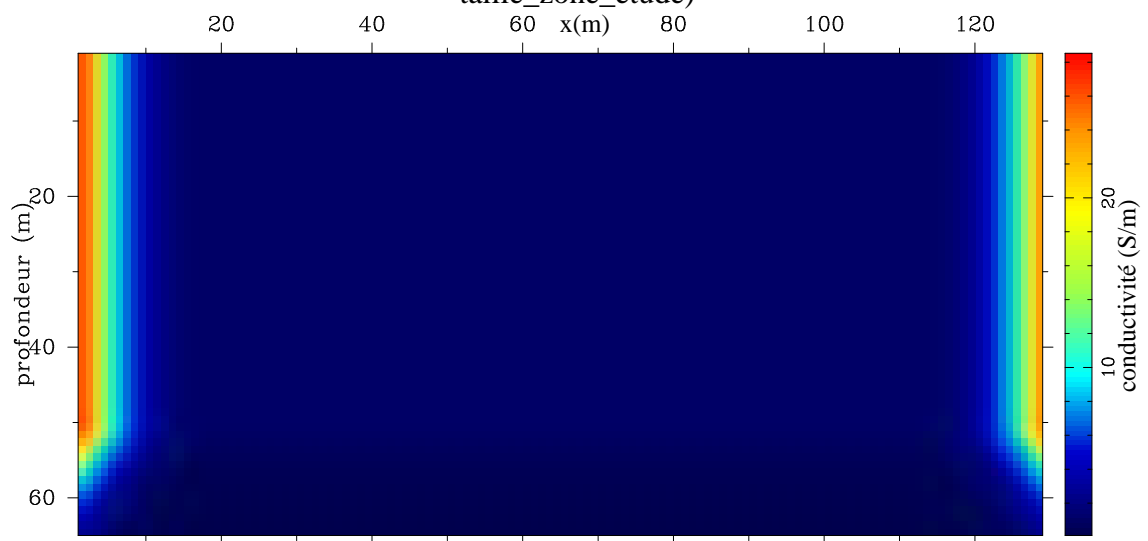


c) pourcentage de différence entre potentiel numérique et potentiel analytique

FIG. 2.5 – Potentiels 2D numérique et analytique et pourcentage de différence pour des marges dont la dimension est égale à la dimension de la zone d'étude. Les effets de bords sont particulièrement visibles dans les coins inférieurs du domaine.

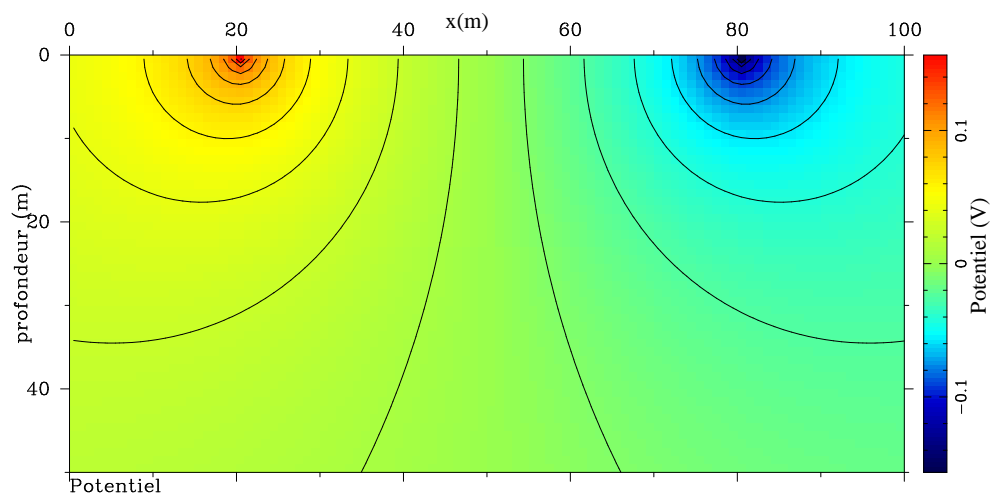


a) Conductivité renormalisée selon  $x$  pour tromper le programme (comme si les mailles subissaient un accroissement de taille selon  $x$  pour répondre à la contrainte de  $\text{taille\_marge} = 1 \times \text{taille\_zone\_étude}$ )

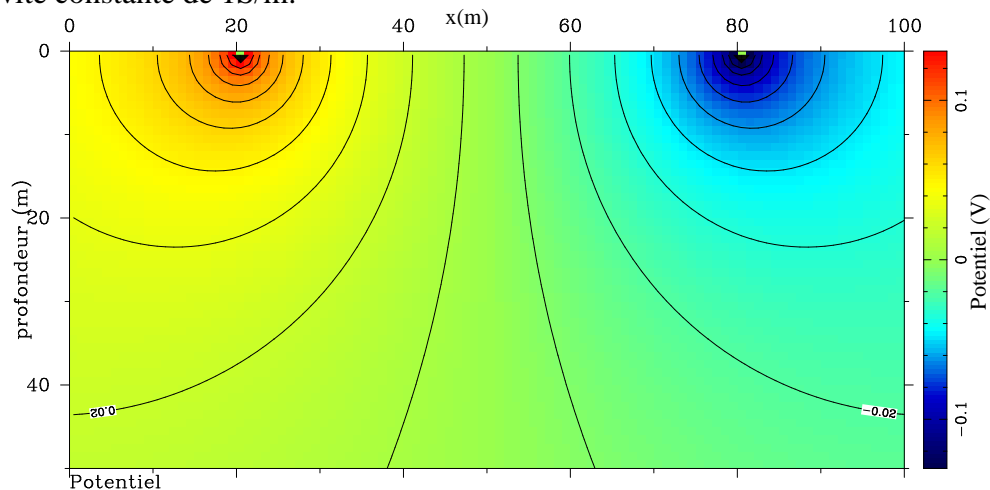


b) Conductivité renormalisée selon  $z$  pour tromper le programme (comme si les mailles subissaient un accroissement de taille selon  $z$  pour répondre à la contrainte de  $\text{taille\_marge} = 1 \times \text{taille\_zone\_étude}$ )

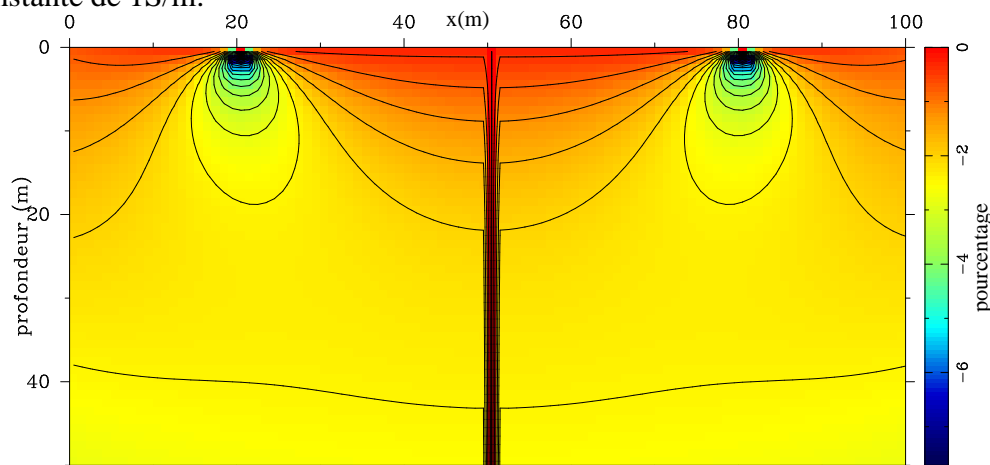
FIG. 2.6 – Conductivités renormalisées pour compenser l'extension des mailles dans les marges.



a) Potentiel numérique 2D dans la zone d'étude (100x50 mailles), injection de  $\pm 100$  mA, conductivité constante de 1S/m.



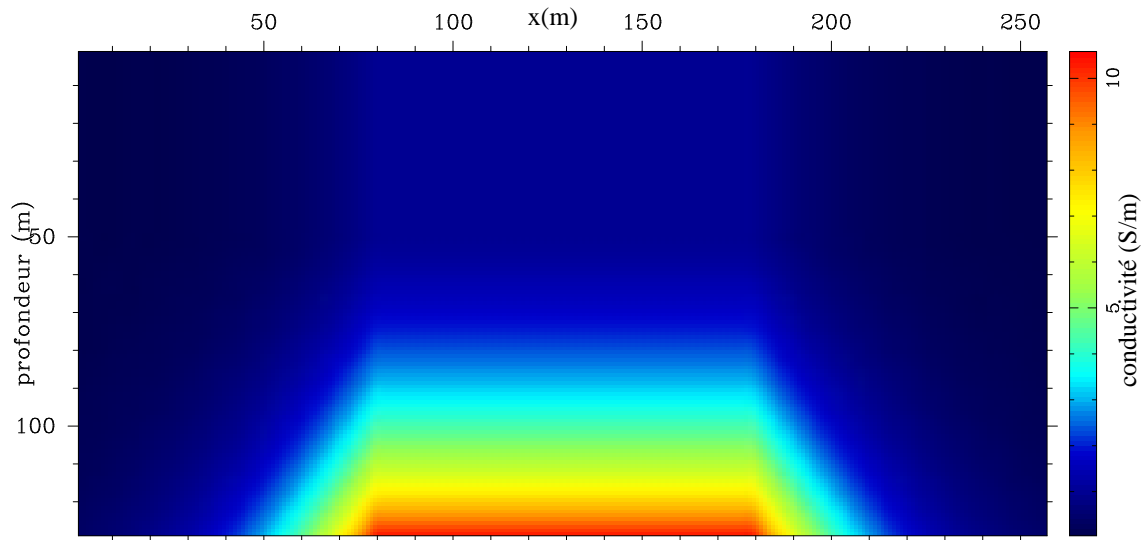
b) Potentiel analytique 2D dans la zone d'étude (100x50 mailles), injection de  $\pm 100$  mA, conductivité constante de 1S/m.



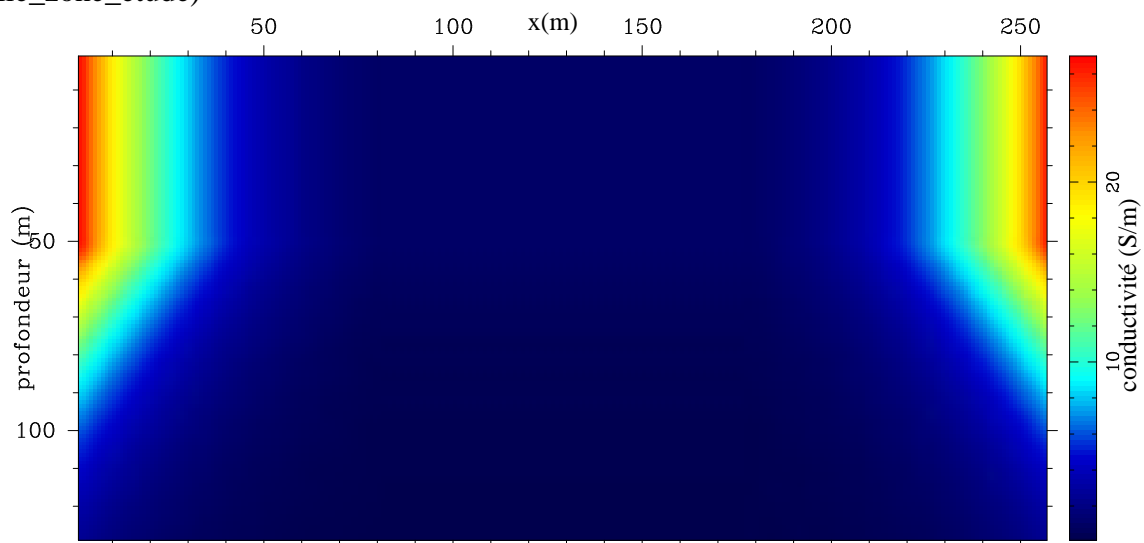
c) pourcentage de différence entre potentiel numérique et potentiel analytique

FIG. 2.7 – Potentiels 2D numérique et analytique et pourcentage de différence pour des marges dont la dimension est égale à au moins 5 fois la dimension de la zone d'étude.





a) Conductivités renormalisées selon  $x$  pour tromper le programme (comme si les mailles subissaient un accroissement de taille selon  $x$  pour répondre à la contrainte de  $\text{taille\_marge} = 5x \text{ taille\_zone\_étude}$ )



b) Conductivités renormalisées selon  $z$  pour tromper le programme (comme si les mailles subissaient un accroissement de taille selon  $z$  pour répondre à la contrainte de  $\text{taille\_marge} = 5x \text{ taille\_zone\_étude}$ )

FIG. 2.8 – Conductivités renormalisées pour compenser l'extension des mailles dans les marges.

### 2.3.2 L'intégration du potentiel dans l'espace de Fourier

Une fois la conductivité définie sur la totalité de la grille, le programme résout l'équation de Poisson dans l'espace de Fourier pour différentes fréquences spatiales. Dans le cas considéré, les électrodes de courant sont situées en (20,0) et en (80,0) pour un modèle physique de 100m de large (les coordonnées sont données en mètres). La figure 2.9 montre l'allure du potentiel selon  $u_y$  dans le plan perpendiculaire au plan formé par le domaine étudié passant par le point d'injection situé  $x = 20$  et  $z = 0$ . On remarque qu'au point  $u_y = 0$ , le potentiel est théoriquement infini, ce qui n'est pas le cas du potentiel numérique.

L'intégration dans l'espace des fréquences spatiales est effectuée par sommation de valeurs discrètes selon des plans parallèles au plan formé par le domaine étudié ( $x, y = 0, z$ ). D'après la forme du potentiel (figure 2.9- a), il paraît évident de prendre en compte un maximum de plans à proximité de la fréquence nulle, le potentiel atteignant sa valeur maximum en  $u_y = 0$ . La deuxième fréquence de calcul (après la fréquence nulle) est calculée en fonction de la taille de la zone d'étude en  $x$ , soit  $x_2 - x_1$ , avec  $frequency_2 = \frac{1}{\lambda \cdot (x_2 - x_1)}$ ,  $\lambda$  prenant dans l'exemple la valeur 30 (cette valeur est issue de tests). Le pas d'échantillonnage répond à une loi de la forme  $frequency_{n+1} = \gamma \cdot frequency_n$ ,  $1 < \gamma \leq 2$ . Compte tenu de la rapide décroissance, on voit qu'il n'est pas utile de dépasser la quinzaine de fréquences. Le nombre de fréquences retenues est de 14 bien que la fréquence suivante semble correspondre à un potentiel non négligeable. Après plusieurs tests, le rejet de cette quinzième fréquence n'a de conséquences que très minimales en comparaison du temps de calcul économisé pour cette itération supplémentaire. L'exemple présenté (figure 2.9) correspond aux valeurs extrêmes du potentiel puisque le plan contient la position de l'électrode d'injection. Tout autre plan ne passant pas par une électrode d'injection présentera des potentiels beaucoup plus faibles. Le choix de la deuxième fréquence d'intégration ainsi que l'espace qui sépare deux fréquences spatiales prises en compte dans la sommation conditionnent la qualité de l'approximation de l'intégrale dans l'équation 2.1 mais aussi le temps de calcul. On gardera toujours à l'esprit que quelques secondes gagnées sur la résolution d'un problème direct, ce sont des minutes voire des heures de gagnées sur la résolution du problème inverse. Nous sommes donc limités en terme d'échantillonnage en fréquence car plus l'échantillonnage est serré, plus il faudra effectuer de boucles de calcul du potentiel pour obtenir une représentation correcte de ce dernier. Une deuxième fréquence située à  $\frac{1}{30 \cdot (x_2 - x_1)}$  et une loi  $frequency_{n+1} = 1.8 \cdot frequency_n$  sont les paramètres choisis à l'issue des tests.

Pour une meilleure intégration, le potentiel est ensuite interpolé entre chaque fréquence avant d'être sommé. Après quelques tests concernant les méthodes d'intégration, la méthode de Simpson ([Simpson, 1737]) (approximation par un polynôme de degré deux, troisième courbe, figure 2.9) semble donner les meilleurs résultats en terme de qualité/temps de calcul. Quelques résultats en terme de pourcentage d'erreur sont présentés sur la figure 2.10. L'erreur obtenue est inférieure à 4% sauf au voisinage des sources de courant en raison de la décroissance très brutale du potentiel.

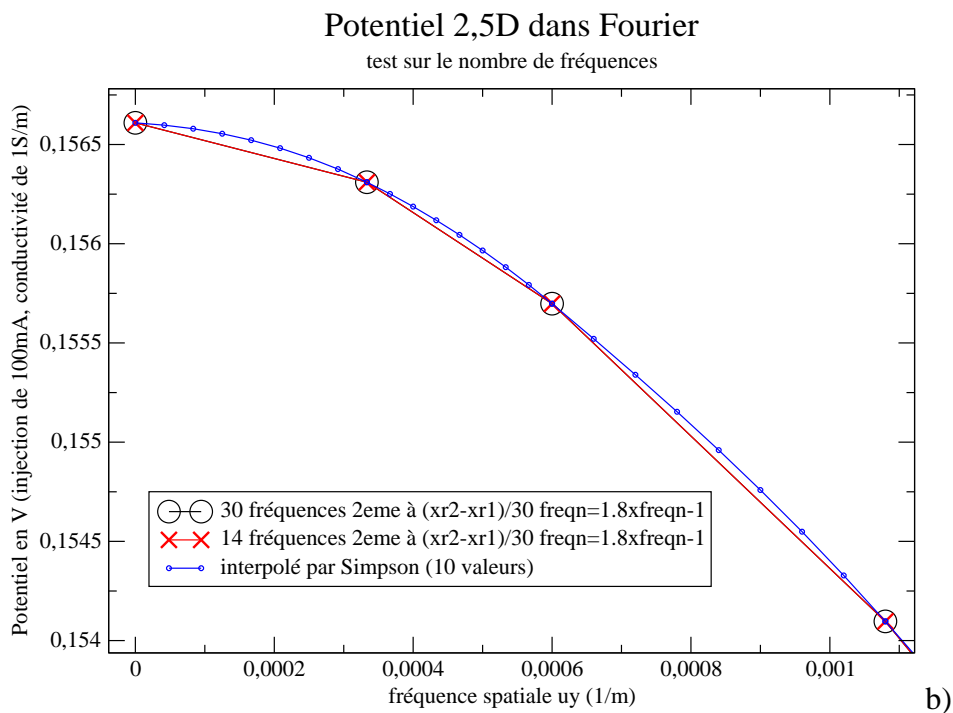
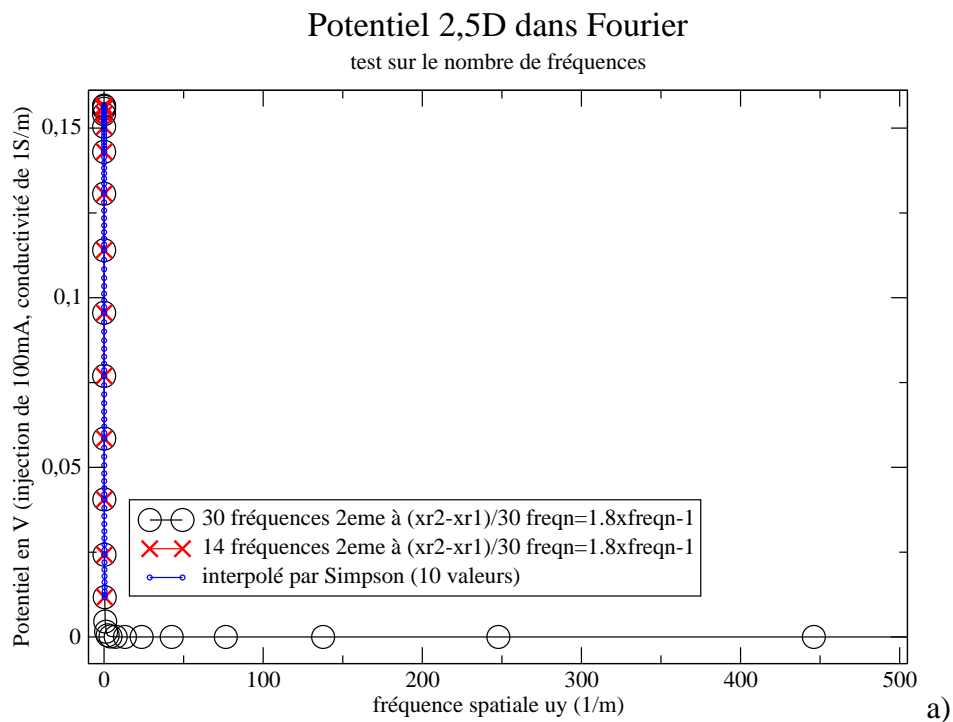


FIG. 2.9 – (a) Potentiel dans l'espace de Fourier, seules les fréquences spatiales positives sont représentées (le potentiel est symétrique). (b) zoom sur les basses fréquences, la chute brutale du potentiel nécessite un échantillonnage fin dans la zone proche de la fréquence nulle. La deuxième fréquence est choisie égale à  $\frac{1}{30 \cdot (x_2 - x_1)}$  et les fréquences suivantes sont calculées suivant  $freq_n = 1.8 \cdot freq_{n-1}$

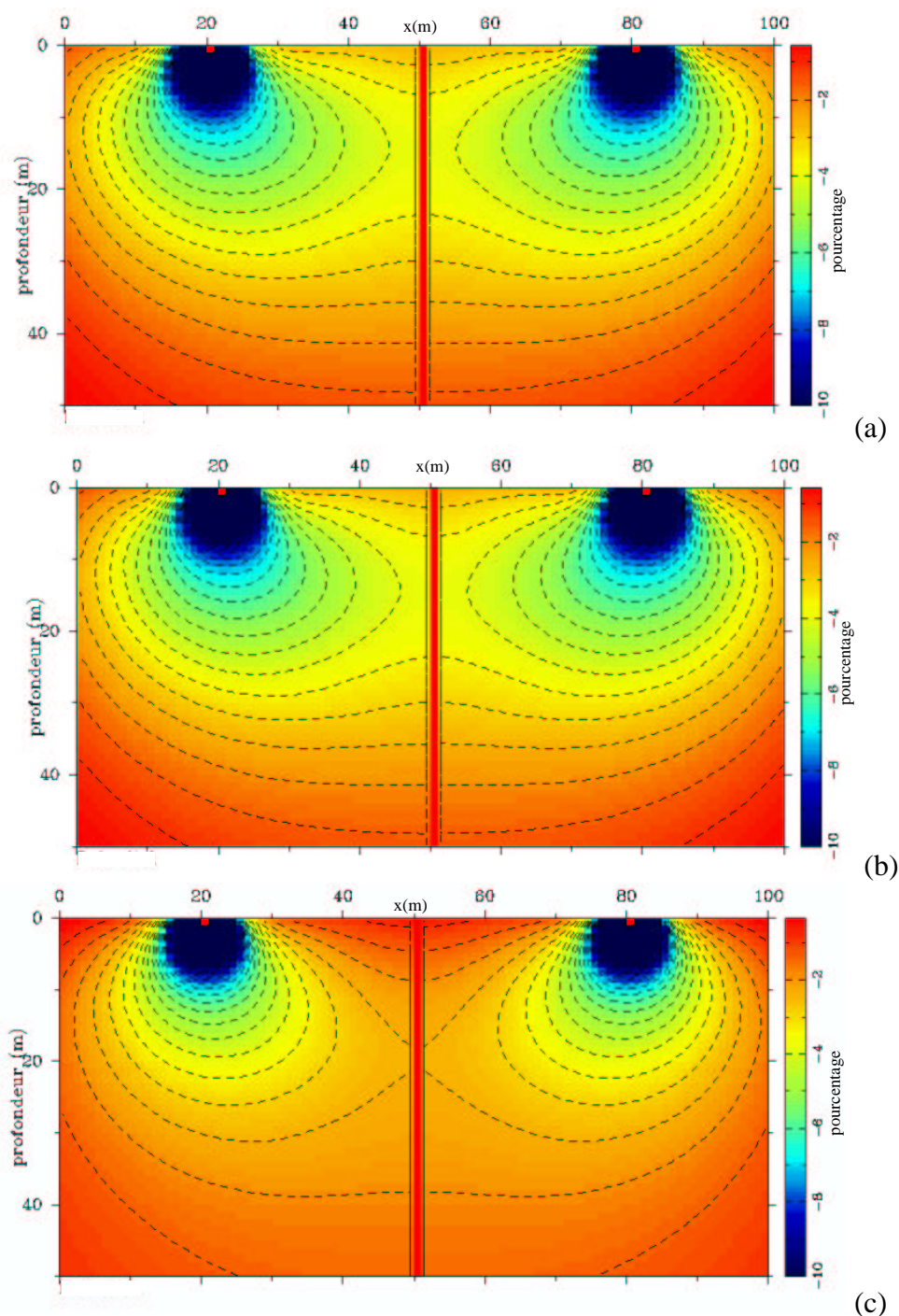


FIG. 2.10 – Pourcentage d’erreur entre potentiel numérique et potentiel analytique pour différents paramètres d’intégration dans le domaine de Fourier. a) deuxième fréquence de calcul égale à  $\frac{1}{20 \cdot (x_2 - x_1)}$ ,  $x_2 - x_1$  étant la taille en  $x$  de la zone d’étude, fréquence spatiale multipliée par 2 à chaque itération, b) deuxième fréquence de calcul égale à  $\frac{1}{30 \cdot (x_2 - x_1)}$ , fréquence spatiale multipliée par 2 à chaque itération, c) deuxième fréquence de calcul égale à  $\frac{1}{30 \cdot (x_2 - x_1)}$ , fréquence spatiale multipliée par 1,8 à chaque itération.

## 2.4 Cas cylindrique dans Mudpack

Après l'étude de quelques problèmes généraux liés à la modélisation numérique tels que les effets de bords et l'intégration dans le domaine de Fourier, la géométrie cylindrique des sites d'acquisitions envisagés, puisqu'il s'agit de galeries, a guidé la suite des développements du programme de modélisation.

### 2.4.1 Equation de Poisson en coordonnées cylindriques et renormalisation

La subroutine multigrille mud2sa de MUDPACK<sup>1</sup> est directement utilisable en coordonnées cartésiennes. Pour une utilisation en coordonnées cylindriques, il est nécessaire d'effectuer un changement de coordonnées qui se traduit principalement par une renormalisation de la conductivité qui ne peut être définie que sur une grille rectangulaire régulière (figure 2.11). La configuration circulaire est "déroulée" en coupant à  $\theta = 0^\circ$  ou  $\theta = 360^\circ$ . Les tailles de mailles sont modifiées et la conductivité, isotrope dans le modèle cylindrique, devient anisotrope dans le modèle quasi-cartésien par renormalisation, d'une part pour le passage d'une maille irrégulière à une maille rectangulaire, de dimension fixée pour toute la grille, et d'autre part pour compenser l'accroissement des mailles dans la marge. On va donc "tromper" le programme en lui injectant un modèle de conductivité renormalisée en fonction de l'emplacement du noeud dans la grille pour rendre la grille numérique rectangulaire régulière équivalente à la grille physique circulaire.

L'équation de Poisson utilisée pour résoudre notre problème en 2,5D est équivalente à l'équation d'Helmholtz (2.2) :

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma \vec{\nabla} U) - \lambda \cdot U = f \quad (2.2)$$

La première étape consiste à exprimer l'équation de Poisson 2,5D (2.2) sous une forme compatible avec MUDPACK, donc sous la forme (2.3) :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \sigma_x(x, z) \cdot \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma_z(x, z) \cdot \frac{\partial U}{\partial z} \right) - \lambda \cdot U(x, z) = r(x, z) \quad (2.3)$$

Quelque soit le système de coordonnées curvilignes, l'équation (2.2) donne :

$$\frac{1}{h_a \cdot h_b} \left[ \frac{\partial}{\partial a} \left( \frac{h_b}{h_a} \cdot \sigma_a(a, b) \cdot \frac{\partial U}{\partial a} \right) \right] + \frac{1}{h_a h_b} \left[ \frac{\partial}{\partial b} \left( \frac{h_a}{h_b} \cdot \sigma_b(a, b) \cdot \frac{\partial U}{\partial b} \right) \right] - \lambda \cdot U = f \quad (2.4)$$

avec  $h_a$  et  $h_b$  les facteurs de proportionnalités dépendants du système choisi ([Spiegel, 1973]).

Dans le cas de coordonnées cylindriques,

$$h_a = h_\theta = r$$

<sup>1</sup> [www.scd.ucar.edu/css/software/mudpack/](http://www.scd.ucar.edu/css/software/mudpack/)

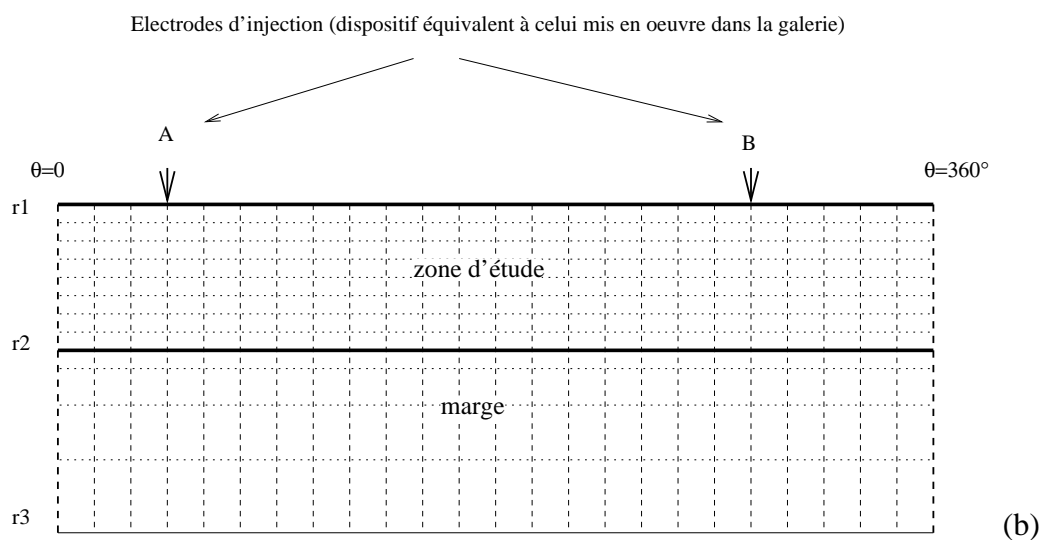
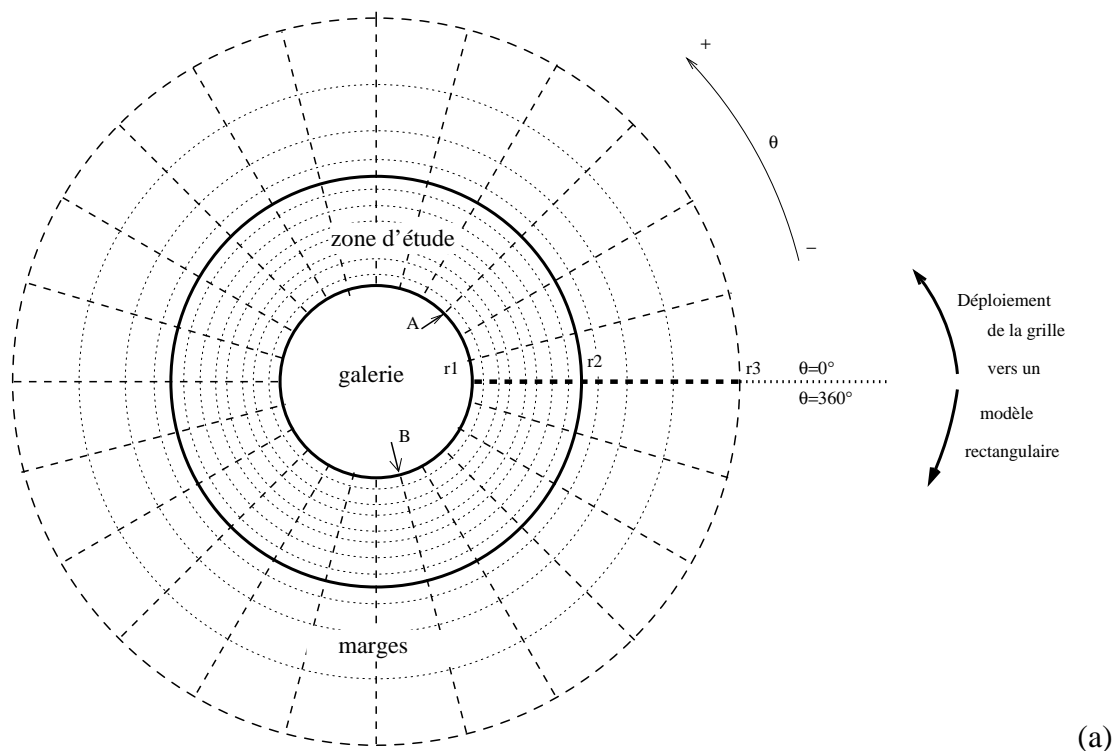


FIG. 2.11 – Représentation schématique de la transformation appliquée pour passer d’une configuration cylindrique (a) à une configuration quasi-cartésienne (b) plus proche de la grille de calcul de MUDPACK. La configuration circulaire est “déroulée” en coupant à  $\theta = 0^\circ$  ou  $\theta = 360^\circ$ .  $r_1$  correspond au rayon de la galerie,  $r_2$  au rayon de la zone d’étude et  $r_3$  au rayon de la zone totale utilisée pour la modélisation.

$$h_b = h_r = 1$$

et en injectant dans (2.4), on déduit :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\sigma}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \sigma \frac{\partial U}{\partial r} \right) - \lambda \cdot U = f \quad (2.5)$$

On multiplie alors l'équation (2.5) par  $r$  :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\sigma}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \sigma \frac{\partial U}{\partial r} \right) - r \cdot \lambda \cdot U = r \cdot f \quad (2.6)$$

et on retrouve une équation de la forme voulue.

La conductivité  $\sigma$  scalaire dans le modèle de départ, devient un tenseur  $\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_\theta & 0 \\ 0 & \sigma_r \end{pmatrix}$  avec  $\sigma_\theta = \frac{\sigma}{r}$  et  $\sigma_r = r \cdot \sigma$ . C'est cette relation que l'on applique au modèle de conductivité de la grille physique cylindrique pour passer à sa forme équivalente dans la grille numérique cartésienne.

## 2.5 Conclusions

La méthode des différences finies "multigrille" présente l'inconvénient majeur d'être rigide quant à la géométrie du domaine étudié (cartésien, à mailles rectangulaires et régulières). Par des renormalisations de la conductivité électrique, nous avons contourné ce désagrément en éloignant artificiellement les limites du domaine pour repousser le plus loin possible les effets de bord et en rendant équivalente une grille physique en configuration cylindrique avec une grille numérique cartésienne. Ceci nous permet de bénéficier pleinement de l'atout de ce type de modélisation : la rapidité d'exécution.





# Chapitre 3

## Validation

### 3.1 Introduction

Une fois le problème direct correctement formulé, les effets de bords minimisés et l'intégration du potentiel dans le domaine de Fourier optimisé, une étape majeure reste à franchir : celle de la validation du code pour quelques configurations possédant une solution analytique nous permettant de comparer directement les résultats numériques avec les résultats analytiques tant en terme de valeurs qu'en terme de distribution géométrique dans le milieu. Dans le système cartésien, le cas d'un milieu homogène a été largement étudié et les solutions analytiques sont connues, en 2D comme en 2,5D. Cette première configuration constitue la première étape de la validation. Vient ensuite le cas particulier d'un demi espace constitué de deux blocs de conductivités différentes. La méthode des images présentée par Zhdanov et Keller (1994) donne une solution analytique du potentiel pour ce type de milieu. Reste enfin à tester la solution numérique pour le cas cylindrique 2D, grâce à la solution analytique définie par l'équation 3.3.

### 3.2 Cas homogène cartésien 2D et 2,5D

Dans le cas homogène, 2D ou 2,5D, il est aisé de valider notre modélisation en comparant simplement la solution numérique avec la solution analytique du cas envisagé.

#### 3.2.1 Cas homogène 2D

Dans un milieu homogène et isotrope, le potentiel 2D en coordonnées cartésiennes vérifie l'équation 1.16, rappelée ici :

$$U(x, z) = -\frac{I \cdot \rho}{\pi} \log(r) \quad \text{avec } r = \sqrt{x^2 + z^2}$$

La figure 3.1 présente la carte de potentiel numérique (a), la carte de potentiel analytique (b) et le pourcentage de différence entre le potentiel numérique  $pot_{num}$  et le potentiel analytique  $pot_{ana}$  défini par  $\frac{100 \cdot (pot_{num} - pot_{ana})}{pot_{ana}}$  (c), avec une injection de  $100mA$  et une conductivité de  $1 S.m^{-1}$ . Les

potentiels numériques et analytiques présentent la même forme et le pourcentage de différence ne dépasse pas les 8% (en valeur absolue) : les valeurs les plus élevées se situent près des électrodes et diminuent très rapidement pour atteindre des valeurs de l'ordre de -2% à -3% dans le domaine et moins de -2% à proximité de la surface dès qu'on s'éloigne des électrodes. En théorie le potentiel est infini à l'électrode ce qui est bien sûr impossible à restituer numériquement. Le potentiel en numérique est donc sous estimé d'où les valeurs négatives du pourcentage.

Il est possible d'améliorer encore ces résultats en diminuant la taille des mailles autour des électrodes mais cela suppose qu'on augmente le nombre total de mailles et donc le temps de calcul.

Les pourcentages restant toutefois très faibles, ceci valide la modélisation du potentiel numérique 2D cartésien pour un milieu homogène.

### 3.2.2 Cas homogène 2,5D

De même que pour le cas 2D cartésien en milieu homogène, nous allons vérifier que le potentiel numérique approxime correctement le potentiel réel en le comparant avec la solution analytique 2,5D répondant à l'équation 1.15, rappelée ici :

$$U(x, z) = \frac{I \cdot \rho}{2\pi \cdot r} \text{ avec } r = \sqrt{x^2 + z^2}$$

La figure 3.2 présente la carte de potentiel numérique (a), la carte de potentiel analytique (b) et le pourcentage de différence  $\frac{100 \cdot (pot_{num} - pot_{ana})}{pot_{ana}}$ , avec une injection de  $100mA$  et une conductivité de  $1 S.m^{-1}$ . Comme pour le cas 2D, les potentiels ont la même forme, les isovaleurs sont bien symétriques. La carte de pourcentage de différence présente des valeurs plus élevées allant localement près des électrodes jusqu'à -25%. Ces valeurs étant isolées et très circonscrites aux électrodes (courbes d'isovaleurs très rapprochées), l'échelle de couleur a été réduite à l'intervalle [-10;0] de manière à mettre en évidence les petites variations. On peut alors constater que les pourcentages de différence sont globalement très faibles, autour de -1% à -2% dans le domaine.

Les pourcentages restant dans une gamme raisonnable par rapport à nos objectifs d'inversion, ceci valide la modélisation du potentiel numérique 2,5D cartésien pour un milieu homogène.

## 3.3 cas non-homogène cartésien en 2,5D

Nous avons pu vérifier que notre modélisation numérique en coordonnées cartésiennes 2D et 2,5D pour un milieu homogène donnaient des résultats très proches de ceux obtenus par la formule analytique. Cependant, la conductivité, constante dans le cas d'un milieu homogène, ne permet pas de tester l'attitude de la modélisation face à des changements de conductivités au sein même du milieu. Il semble donc intéressant d'étudier le cas d'un milieu non homogène. Il n'existe pas de solution analytique pour un tel cas hormis le cas étudié par Zhdanov et Keller (1994) résolu par la méthode des images.

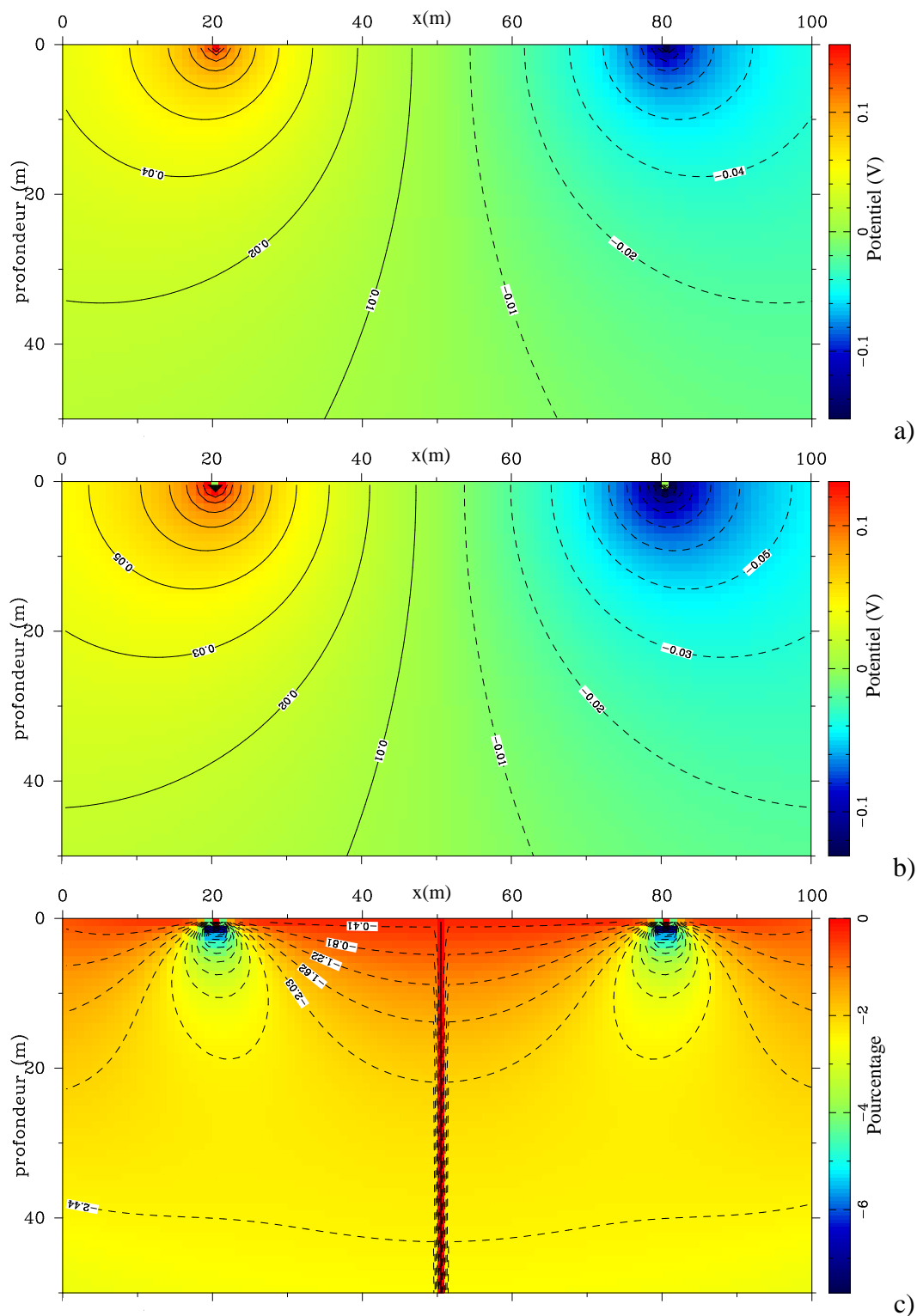


FIG. 3.1 – a) Carte du potentiel numérique 2D pour un milieu homogène à  $1 S.m^{-1}$  et une injection de courant de  $100mA$ . b) Carte du potentiel analytique 2D dans les mêmes conditions. c) Pourcentage de différence entre potentiel numérique et potentiel analytique.

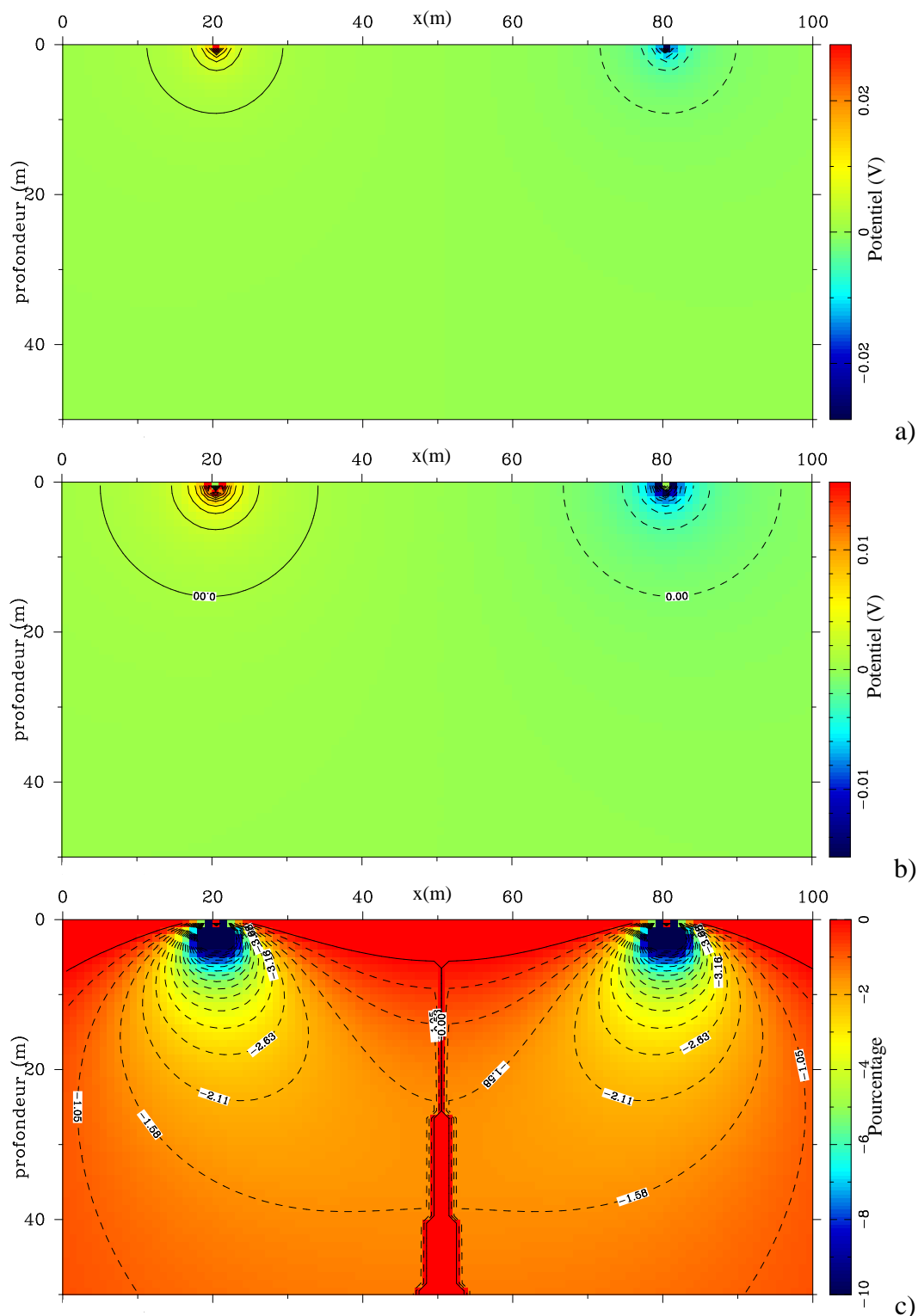


FIG. 3.2 – a) Carte du potentiel numérique 2,5D pour un milieu homogène à  $1 \text{ S.m}^{-1}$  et une injection de courant de  $100 \text{ mA}$ . b) Carte du potentiel analytique 2,5D dans les mêmes conditions. c) Pourcentage de différence entre potentiel numérique et potentiel analytique. Seules les valeurs proches des électrodes atteignent des pourcentages de l'ordre de 25%. L'échelle de couleur est contrainte à l'intervalle  $[-10; 0]$ .

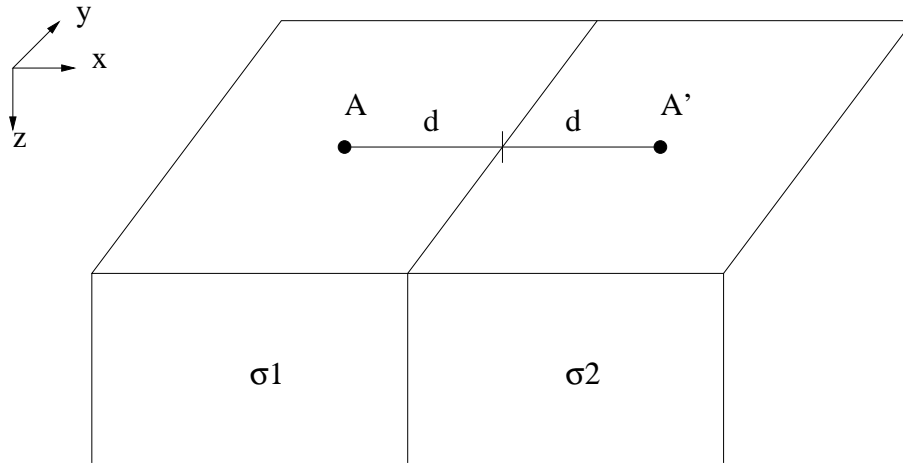


FIG. 3.3 – Modèle utilisé pour calculer la solution analytique du potentiel électrique dans un cas non homogène (d’après Zhdanov et Keller, 1994).

### 3.3.1 Principe

Considérons un modèle de terrain dont la conductivité varie latéralement comme indiqué sur la figure 3.3. La source de courant  $A$ , origine des abscisses, est située en surface (donc  $z = 0$ ) et à la distance  $d$  du plan vertical séparant les milieux de conductivité différente  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ . La méthode dite des “images” ([Zhdanov et Keller, 1994]) permet alors d’obtenir une solution analytique simple. Cette méthode directement inspirée de l’optique géométrique, est fondée sur le fait que la densité de courant décroît comme l’inverse du carré de la distance à la source.

Supposons qu’il existe une source virtuelle  $A'$  d’intensité  $I'$ , l’image de  $A$ , symétrique par rapport au plan vertical qui sépare les deux compartiments. Dans le compartiment de gauche, le potentiel électrique créé par une source ponctuelle dans le demi espace est de la forme :

$$U^{(1)} = \frac{I}{2\pi \cdot \sigma_1} \left( \frac{1}{r} \right) + \frac{I'}{2\pi \cdot \sigma_1} \left( \frac{1}{r'} \right) \quad (3.1)$$

avec  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  et  $r' = \sqrt{(2d - x)^2 + y^2 + z^2}$ .

Le calcul du potentiel dans le compartiment de droite est un peu différent. La source  $A$  va être vue de façon atténuée par le plan séparateur et le potentiel est alors de la forme :

$$U^{(2)} = \frac{I''}{2\pi \cdot \sigma_2} \left( \frac{1}{r} \right) \quad (3.2)$$

Les deux équations 3.1 et 3.2 satisfont l’équation de Laplace dans tout l’espace et se comportent correctement à l’infini (potentiel nul). Pour obtenir la solution exacte, reste à définir la valeur de  $I'$  et de  $I''$ . Pour cela, nous devons résoudre le système imposé par les conditions de continuité à travers le plan séparateur :

$$\begin{cases} U^{(1)} = U^{(2)} \Big|_{x=d} \\ \sigma_1 \frac{\partial U}{\partial x} = \sigma_2 \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{x=d} \end{cases}$$

En remplaçant dans les équations 3.1 et 3.2, on obtient le nouveau système :

$$\begin{cases} (I + I') \cdot \sigma_2 = I'' \cdot \sigma_1 \\ I - I' = I'' \end{cases}$$

On exprime alors  $I'$  et  $I''$  en fonction de  $I$  et en posant :

$$K_{12} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}$$

$$\begin{cases} I' = K_{12}I \\ I'' = (1 - K_{12})I \end{cases}$$

où  $K_{12}$  est le coefficient de réflexion de Kelvin et  $1 - K_{12}$  le coefficient de transmission de Kelvin.

Les équations 3.1 et 3.2 s'écrivent alors :

$$U^{(1)} = \frac{I}{2\pi \cdot \sigma_1} \left( \frac{1}{r} + \frac{K_{12}}{r'} \right)$$

$$U^{(2)} = \frac{I}{2\pi \cdot \sigma_2} \left( \frac{1 - K_{12}}{r} \right) = \frac{I}{2\pi \cdot \sigma_1} \left( \frac{1 + K_{12}}{r} \right)$$

En ajoutant une source dans le compartiment de droite à l'emplacement de l'image de A, en appliquant la même méthode et considérant la propriété additive du potentiel, on obtient la formulation suivante pour un dipôle implanté symétriquement de chaque côté du plan vertical séparateur :

$$U^{(1)} = \frac{I}{2\pi \cdot \sigma_1} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right)$$

$$U^{(2)} = \frac{I}{2\pi \cdot \sigma_2} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right)$$

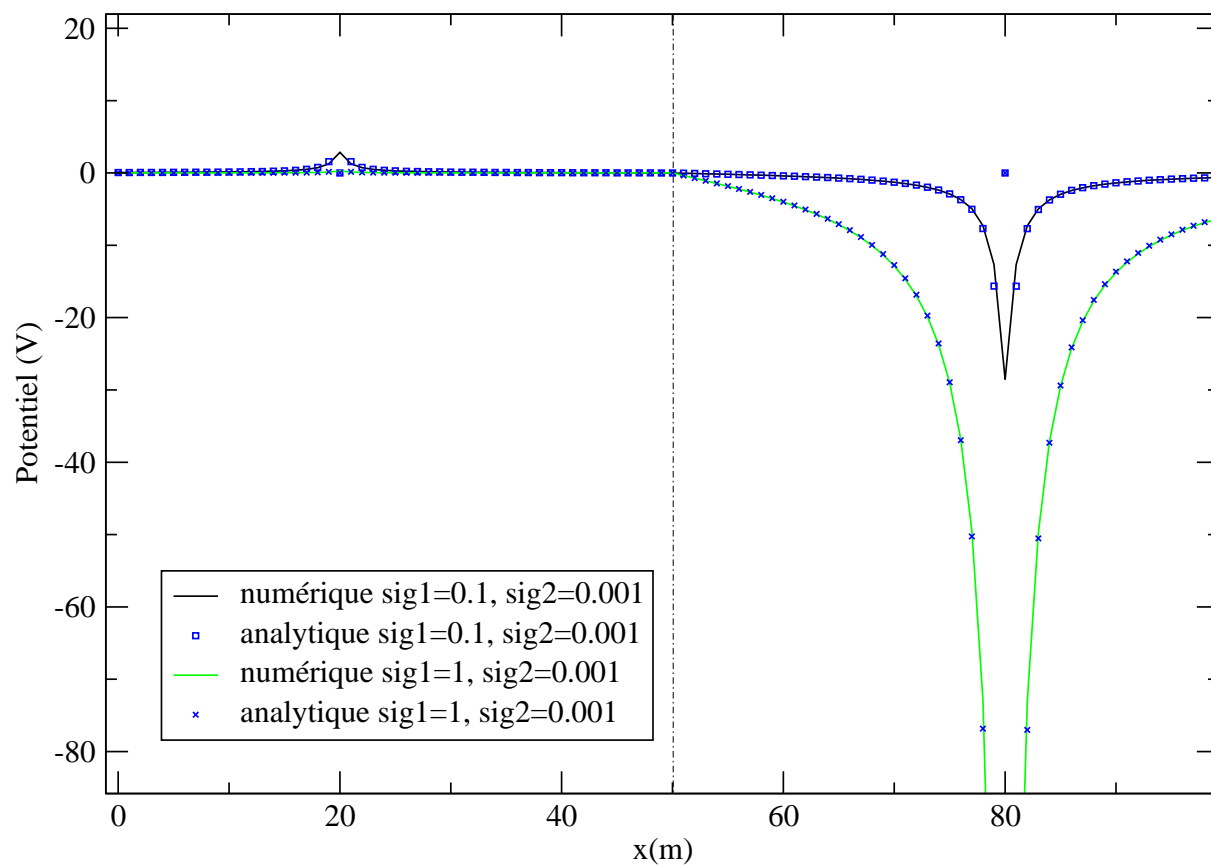


FIG. 3.4 – Allure des potentiels analytiques et numériques pour un milieu décrit par la figure 3.3. Les conductivités sont précisées dans la légende (conductivité=sig). Les électrodes d'injection sont situées en  $x = 20$  et  $x = 80$ , la limite verticale entre les deux blocs à  $x = 50$ .

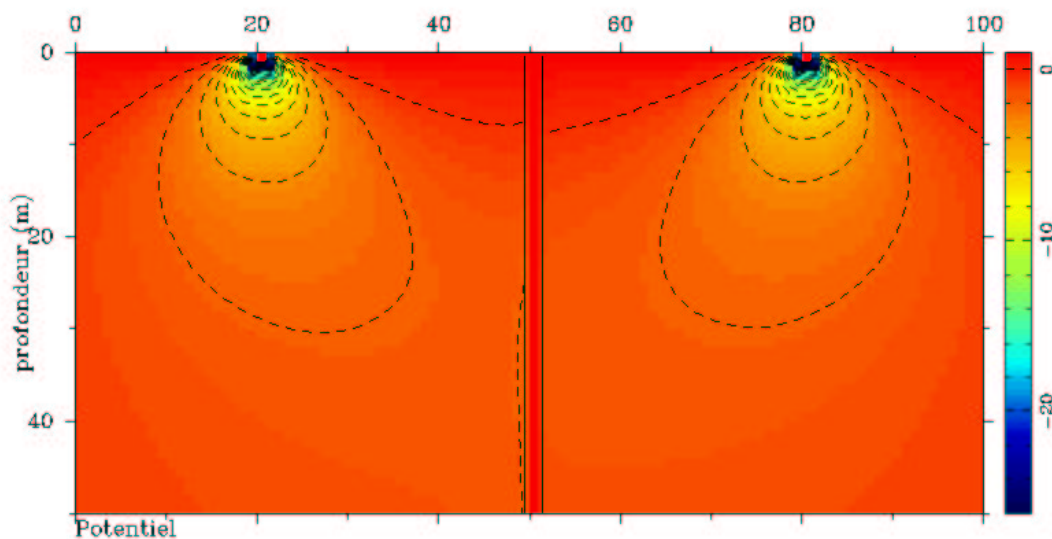


FIG. 3.5 – Carte d’erreur entre potentiel analytique et potentiel numérique pour un modèle de terrain tel que décrit dans la figure 3.3 avec une conductivité de  $1 S/m$  à gauche et une conductivité de  $0.001 S/m$  à droite. Comme pour le cas 2,5D homogène, les pourcentages de différences sont de l’ordre de  $-2\%$  à  $-3\%$  dans la majeure partie du domaine.

### 3.3.2 Résultats

Plusieurs cas ont été testés. La figure 3.4 montre l’allure du potentiel en surface pour deux modèles, l’un présentant une conductivité de  $0.1 S.m^{-1}$  dans le compartiment de gauche et de  $0.001 S.m^{-1}$  dans le compartiment de droite et l’autre présentant une conductivité de  $1 S.m^{-1}$  dans le compartiment de gauche et de  $0.001 S.m^{-1}$  dans le compartiment de droite. Les courbes des potentiels analytiques et des potentiels numériques se superposent parfaitement.

La figure 3.5 montre la carte d’erreur entre le potentiel analytique et le potentiel numérique sur l’ensemble de la zone d’étude pour le cas où  $\sigma_1 = 1 S.m^{-1}$  et  $\sigma_2 = 0.001 S.m^{-1}$ . L’erreur constatée est effectivement assez faible et du même ordre de grandeur que pour le cas 2,5D homogène, soit de l’ordre de  $-2\%$  à  $-3\%$  sauf au voisinage des électrodes.

Cette exemple montre que le programme de modélisation ne semble pas perturbé par des changements de conductivités au sein du domaine étudié, au moins pour les contrastes de conductivités présentés dans cette partie et dans cette configuration simple à deux blocs.

Les trois tests qui précèdent, les cas 2D et 2,5D en conductivité homogène et le cas hétérogène 2,5D, nous permettent de conclure que le programme de modélisation en coordonnées cartésiennes est fiable et donne des pourcentages de différences avec les potentiels analytiques de l’ordre de  $-2\%$  à  $-3\%$  dans la majeure partie de la zone étudiée.



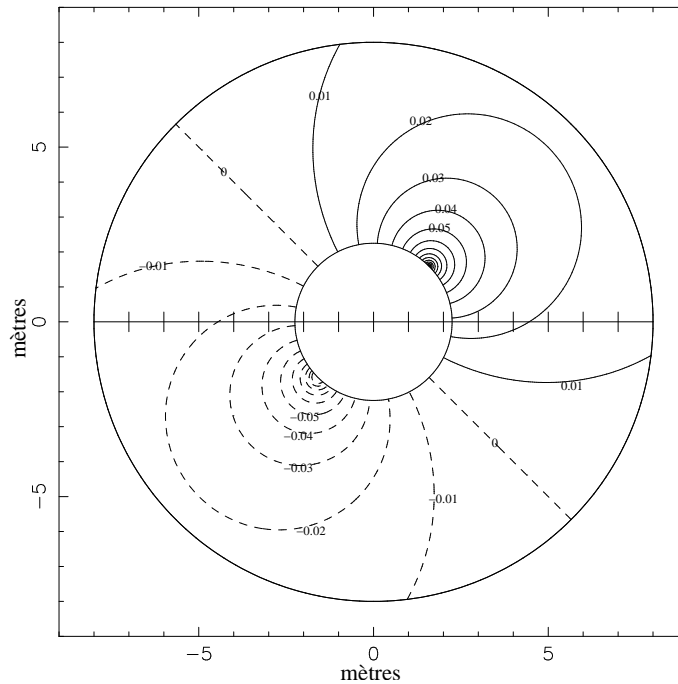


FIG. 3.6 – Potentiel numérique cylindrique 2D pour un couple d'injection en  $r_1 = r_2 = 2,25m$ ,  $\theta_1 = \frac{\pi}{4}$  et  $\theta_2 = \frac{5\pi}{4}$ , une conductivité de  $1S.m^{-1}$  et un courant de  $\pm 100$  mA. Le petit cercle représente la galerie ( $r = 2,25m$ ), le grand cercle la limite de la zone d'étude ( $r = 8m$ ). La gamme des potentiels varie entre  $-0,164V$  et  $0,164V$ .

### 3.4 Validation du problème direct 2D cylindrique.

Après la validation du problème direct en coordonnées cartésiennes, nous souhaitons maintenant tester la validité de la modélisation en coordonnées cylindriques puisque c'est la géométrie la plus proche de la galerie dont nous allons imager l'endommagement des parois.

Nous connaissons pour le cas 2D homogène la solution analytique (équation 3.3) que nous évaluons par une sommation sur 500 termes.

$$U(r, \theta) = \sum_1^{500} \left[ -r_1 \cdot \left( \frac{r_1}{r} \right)^m \cdot \frac{I}{\pi \cdot \sigma \cdot m} \cdot \cos(m \cdot \theta) \right] \quad (3.3)$$

( se reporter à la figure 2.11 pour la correspondance des termes en  $r$  et en  $\theta$  de l'équation)

En suivant la même démarche que précédemment, nous allons comparer le potentiel numérique 2D cylindrique ( figure 3.6), le potentiel analytique 2D cylindrique ( figure 3.7) et la carte de pourcentage de différence entre potentiel numérique et potentiel analytique (figure 3.8).

Les potentiels numériques et analytiques présentent des répartitions spatiales très proches (même répartition des équipotentiels).

Le pourcentage de différence présenté en figure 3.8a est faible, de l'ordre de -3% à -4%, voir inférieur à 2% en valeur absolue près de la surface sauf dans le voisinage immédiat des électrodes. La figure 3.8b montre la cohérence entre le potentiel numérique et le potentiel analytique. Ces

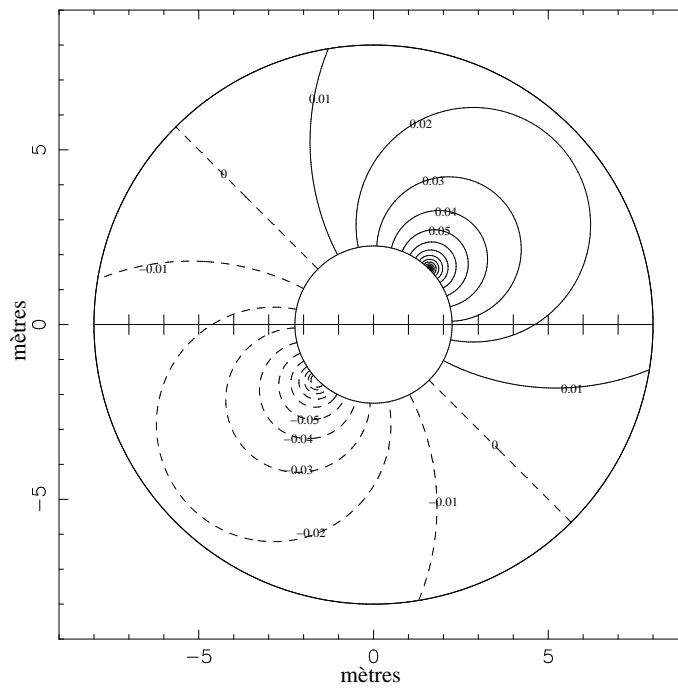


FIG. 3.7 – Potentiel analytique cylindrique 2D pour un couple d'injection en  $r_1 = r_2 = 2,25m$ ,  $\theta_1 = \frac{\pi}{4}$  et  $\theta_2 = \frac{5\pi}{4}$ , une conductivité de  $1S.m^{-1}$  et un courant de  $\pm 100$  mA. Le petit cercle représente la galerie ( $r = 2.25m$ ), le grand cercle la limite de la zone d'étude ( $r = 8m$ ). La gamme des potentiels varie entre  $-0.238V$  et  $0.238V$ .

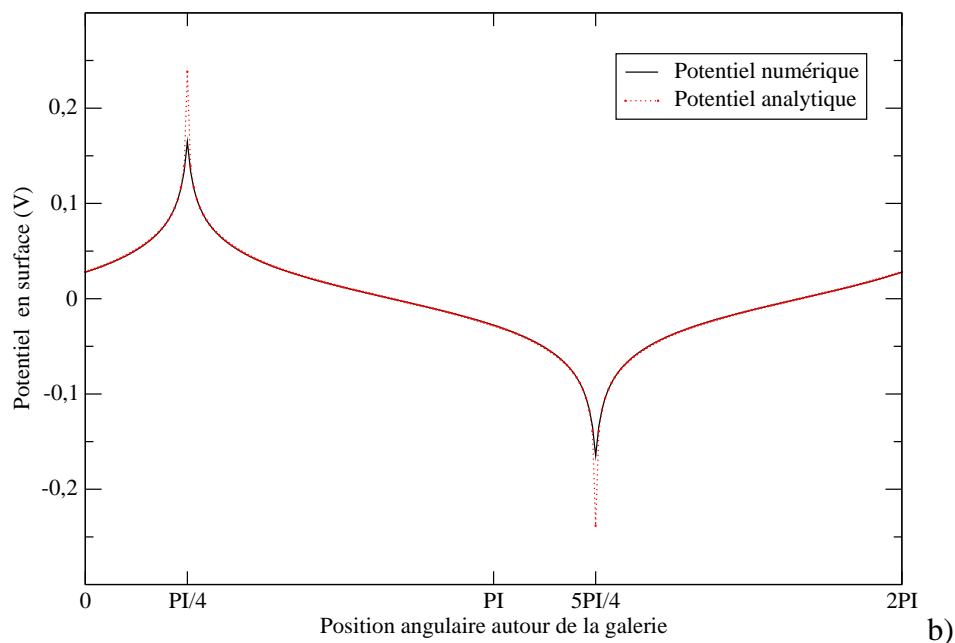
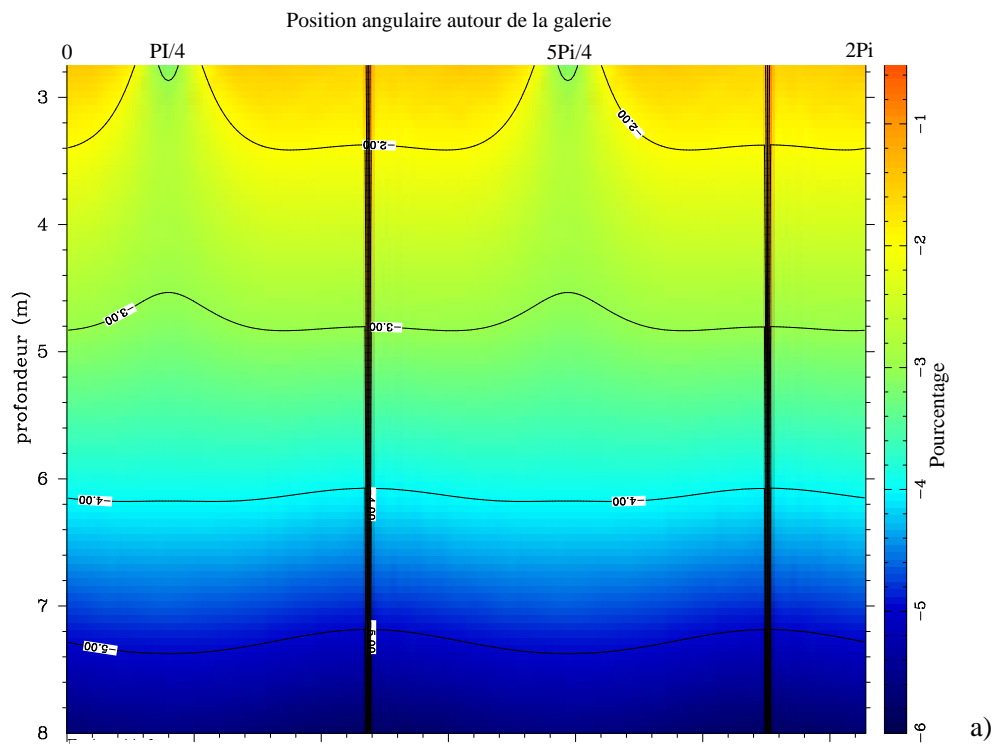


FIG. 3.8 – a) Pourcentage de différence entre le potentiel numérique de la figure 3.6 et le potentiel analytique de la figure 3.7 (grille cylindrique déroulée selon le principe présenté en figure 2.11). Le pourcentage de différence moyen est de l'ordre de -3% à -4% dans le domaine et inférieur à 2% près de la surface (sauf aux électrodes d'injection). b) Potentiels numériques et analytiques en surface. La superposition est quasi parfaite en dehors des points d'injection de courant.

différents tests nous permettent de conclure que la modélisation fonctionne bien en cylindrique. Cette validation concerne essentiellement la vérification de la renormalisation de la conductivité suite au passage de la grille physique circulaire à la grille numérique rectangulaire, point essentiel différenciant le cas 2D cartésien du cas 2D cylindrique.

La modélisation en 2,5D cylindrique n'a pu être directement vérifiée en raison de la complexité de la solution analytique associée. Cependant, le programme cylindrique ne diffère du programme cartésien que par ses renormalisations qui permettent de passer d'une grille cylindrique avec marge dont les mailles croissent en  $\alpha^d$  à une grille cartésienne régulière avec marge régulière. La validation du potentiel cylindrique 2D numérique par la solution analytique valide en fait la renormalisation de la conductivité qui rend la grille rectangulaire équivalente à la grille cylindrique. Entre le cas 2D et le cas 2,5D, cylindrique ou cartésien, la différence vient uniquement de la sommation dans les fréquences spatiales. Or ce point a déjà été validé lors de l'étude du cas cartésien. Il paraît donc raisonnable de considérer la modélisation numérique 2,5D cylindrique comme validée.

### 3.5 Conclusion

Cette partie de validation du problème direct nous a permis non seulement de vérifier que le potentiel numérique calculé était cohérent avec le potentiel analytique en coordonnées cartésiennes 2D et 2,5D et en coordonnées cylindriques 2D (directement) et 2,5D (indirectement), mais aussi d'évaluer le pourcentage de différence entre le potentiel numérique et le potentiel analytique dans chaque cas et en fonction de la position dans la zone d'étude (de l'ordre de -2% à -4% dans la majeure partie du domaine pour les différents cas). La modélisation pourrait donner de meilleurs résultats notamment en diminuant la taille des mailles, en augmentant le nombre de fréquences et en diminuant le pas d'échantillonnage pour la sommation en fréquence spatiale des cas 2,5D mais toujours au détriment du temps de calcul. Au moment de l'inversion, il sera toujours possible de modifier les paramètres, soit en détériorant la solution numérique au profit de la rapidité d'exécution, soit en améliorant la solution numérique en affinant les paramètres (tailles de mailles et paramètres concernant la sommation en fréquence essentiellement).

## Chapitre 4

# Quelques modèles simulant la zone endommagée (EDZ).

Suite à l'étape de validation, nous disposons d'un programme de résolution du problème direct que nous allons utiliser pour calculer le potentiel (amplitude, décroissance, allure) pour des configurations non homogènes proches de celles que nous pourrions rencontrer dans une galerie dont l'excavation aurait provoqué un endommagement des parois. Les premières interrogations ont porté sur la capacité des mesures électriques à traduire l'hétérogénéité du milieu étudié. Les méthodes électriques ne nécessitent pas de forts contrastes entre les différents milieux étudiés. La résistivité apparente est une moyenne de la résistivité des terrains traversés et les variations de conductivités n'ont pas besoin d'être brutales. Les études vont donc se porter sur différents modèles de conductivités simples dont on va faire varier les contrastes et l'épaisseur des couches ce qui permettra d'obtenir une idée de la profondeur d'investigation maximum du dispositif d'acquisition électrique en galerie.

### 4.1 Modèle à deux couches

Le rayon de la galerie utilisée dans les différentes simulation est de  $r_1 = 2,25m$  et l'épaisseur de la zone d'étude est de  $5,75m$  (entre  $r_1 = 2,25m$  et  $r_2 = 8m$ ). Les modèles de conductivité sont générés en fonction de  $nz$  qui correspond à l'épaisseur de la zone étudiée, soit  $5,75m$ . L'épaisseur des couches est définie par  $\frac{nz}{3} \approx 1.90m$  ou  $\frac{nz}{2} \approx 2.85m$  ce qui correspond respectivement à un rayon  $r_3 \simeq 4.15m$  et à un rayon  $r_4 \simeq 5.10m$  (figure 4.1).

Dans le premier modèle, une couche d'environ  $1.90m$  d'épaisseur représente la zone endommagée. Lors de l'excavation, la pénétration d'air dans le réseau de fractures connecté avec la galerie induirait une baisse de la conductivité. Des mesures effectuées préalablement dans la galerie 98 du Mont Terri (Suisse) par l'équipe allemande de BGR ([Yaramanci et Kiewer, 2000]) permettent d'estimer l'ordre de grandeur de la conductivité qui sera fixée à  $0.1S.m^{-1}$  dans l'EDZ et à  $1S.m^{-1}$  dans la zone saine, soit un contraste de 10. Différents couples d'injection seront utilisés :  $\pm\frac{\pi}{6}, \pm\frac{\pi}{4}, \pm\frac{\pi}{3}, \pm\frac{\pi}{2}$  symétriquement par rapport à  $\pi$  comme l'indiquent les points sur la paroi de la galerie (figure 4.1). Le couple  $\pm\frac{\pi}{2}$  représente l'écartement maximum et correspond donc à

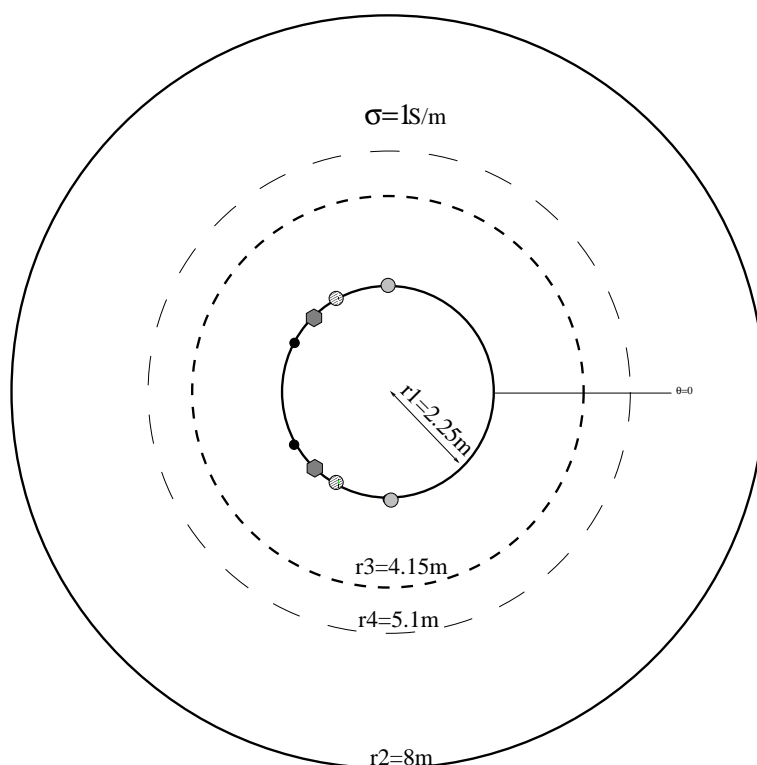
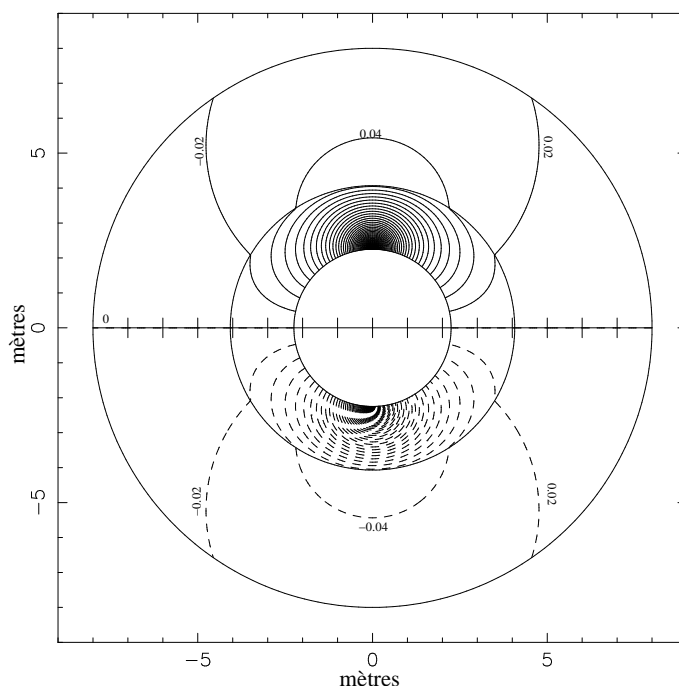


FIG. 4.1 – Schéma des différentes profondeurs de couches utilisées pour les modèles de conductivité : EDZ de  $1.90m$  (entre  $r_1 = 2.25m$  et  $r_3 = 4.15m$ ) à  $2.85m$  d'épaisseur (entre  $r_1 = 2.25m$  et  $r_4 = 5.10m$ ). Les points représentent les couples d'électrodes d'injections à  $\pm \frac{\pi}{6}, \pm \frac{\pi}{4}, \pm \frac{\pi}{3}, \pm \frac{\pi}{2}$  par rapport à  $\pi$ .

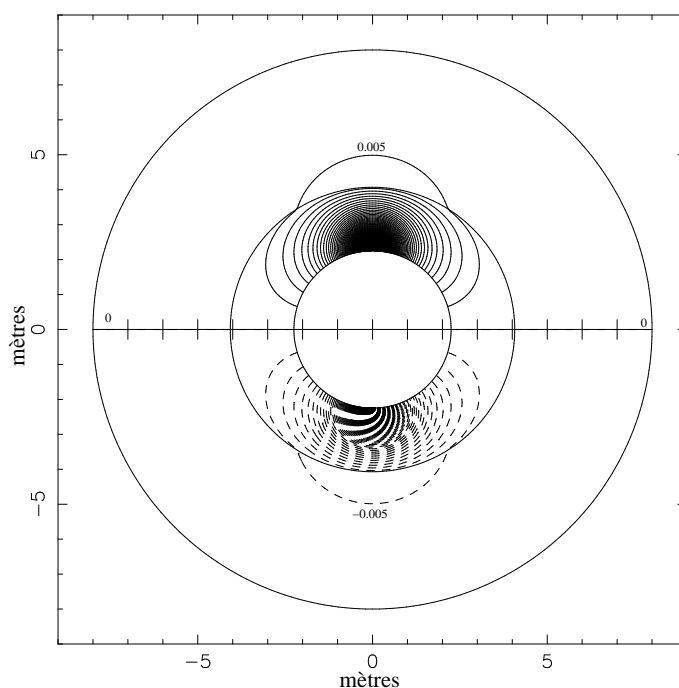
la profondeur maximum d'investigation (plus l'écartement des électrodes est important, plus les lignes de courant pénètrent).

La figure 4.2 montre l'allure du potentiel obtenu en 2D et 2,5D pour un modèle dont la limite de la couche endommagée est située à  $4.15m$  avec une conductivité de  $0.1S/m$  suivie d'une zone saine à  $1S/m$ . Si on se réfère aux coefficients de réflexion et de réfraction de Kelvin évoqués dans le paragraphe 3.3,  $K_{12} = 0.818$  et  $1 - K_{12} = 0.182$ . Le potentiel dans la zone endommagée est dû d'une part à la source de courant et d'autre part à son image dans la zone saine, cette dernière contribution étant diminuée par la réflexion sur l'interface. Le potentiel dans la zone saine correspond uniquement à la contribution de la source dans l'EDZ diminuée de l'effet de transmission à travers l'interface. Ces phénomènes de réflexion/transmission expliquent la déformation des équipotentiels au passage de l'EDZ à la zone saine.

Le potentiel 2,5D calculé pour différents couples d'injection (figure 4.1) est ensuite prélevé le long de la paroi de la galerie et comparé au potentiel obtenu pour la même configuration d'électrodes mais pour un milieu homogène à  $0,1 S.m^{-1}$ , comme si toute la paroi était endommagée (figure 4.3). Le pourcentage de différence entre le potentiel du modèle à deux couches et le potentiel du milieu homogène atteint des valeurs de 60%, ce qui signifie qu'on peut, sans



a) Potentiel électrique 2D en Volt, espacement des équipotentiellles : 0.02V



b) Potentiel électrique 2,5D en Volt, espacement des équipotentiellles : 0.005V

FIG. 4.2 – Potentiels numériques 2D (a) et 2,5D (b) obtenus pour un couple d'injection en  $\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{3\pi}{2}$ , soit  $\pm\frac{\pi}{2}$  par rapport à  $\pi$ . Le courant injecté est de  $\pm 100$  mA. Le cercle intérieur correspond au contour de la galerie ( $r_1 = 2.25m$ ), le deuxième cercle ( $r_3 = \frac{(r_2-r_1)}{3}m$ ) indique la limite entre l'EDZ ( $0.1S.m^{-1}$ ) et la zone saine ( $1S.m^{-1}$ ), le grand cercle délimite la zone d'étude ( $r_2 = 8m$ ). Les potentiels varient entre  $-1.38V$  et  $1.38V$  dans le cas 2D et entre  $-1.48V$  et  $1.48V$  dans le cas 2,5D. On note la réfraction des équipotentiellles au passage de l'EDZ ( $0,1 S.m^{-1}$ ) à la zone saine ( $1 S.m^{-1}$ ).

problème, distinguer les deux configurations (modèle bi-couche/ modèle homogène) à partir des mesures de potentiel en surface. Plus l'écartement des électrodes est grand, plus la contribution des milieux situés en profondeur est grande et donc plus la différence avec un milieu homogène de même conductivité que la surface augmente.

Deux modèles moins favorables ont ensuite été envisagés. Dans un premier temps, c'est le contraste entre les deux couches qui est réduit à 5 au lieu de 10. Les résultats présentés figure 4.4 montrent que, comme on pouvait s'y attendre, la différence diminue mais elle reste cependant bien suffisante pour distinguer le modèle bi-couches du modèle homogène, particulièrement pour les grands écartements.

Dans un second temps, c'est l'épaisseur de l'EDZ qui a été augmentée d'1m (épaisseur de l'EDZ = 2.85m) de manière à vérifier que la pénétration des lignes de courant était suffisante compte tenu de l'écartement des électrodes. Les résultats présentés figure 4.5 montrent que les différences diminuent nettement mais qu'elles permettent la distinction des deux modèles. Reste toutefois à prendre en compte la dynamique de l'appareillage qui sera utilisé lors de l'acquisition.

## 4.2 Modèles de conductivité plus évolués

Différentes simulations peuvent être faites pour des modèles de conductivités plus proches de la réalité. Le premier modèle est une structure à trois couches prenant en compte une évolution de la zone endommagée par palier : conductivité de  $0.1 S.m^{-1}$  entre  $r_1 = 2.25m$  et  $r_5 = r_1 + \frac{nz}{6} \simeq 3.20m$ , puis conductivité de  $0.3 S.m^{-1}$  entre  $r_5$  et  $r_3 = r_1 + \frac{nz}{3} \simeq 4.15m$ , conductivité de  $1 S.m^{-1}$  au delà. La différence entre le potentiel 2,5D pour cette configuration et le potentiel 2,5D pour un modèle à deux couches ( $0,1 S.m^{-1}$  entre  $r_1 = 2.25m$  et  $r_3 = 4.15m$  et  $1 S.m^{-1}$  au delà) est présentée figure 4.6.

Cette fois encore, les pourcentages de différences montrent qu'il est possible de différencier les deux modèles, particulièrement grâce aux électrodes les plus écartées.

Le second modèle tient compte du champ de contraintes auquel est soumis la galerie. Le réseau de fissures pourrait être plus conséquent sur les côtés de la galerie ([Bossart et Adler, 1999], [Bossart et al., 2003]). Il est alors possible de définir la conductivité de la zone endommagée comme deux gaussiennes (figure 4.7). Les gaussiennes sont définies de telle sorte que la conductivité soit comprise entre 0,1 et  $1 S.m^{-1}$ . Les potentiels obtenus avec ce modèle de conductivité pour un couple d'injection diamétralement opposé (ici  $(\frac{\pi}{6}, \frac{7\pi}{6})$ ), déplacé régulièrement le long de la paroi (d'un angle  $\frac{\pi}{6}$ ) sont comparés aux potentiels obtenus pour les mêmes couples d'injection et un milieu homogène à  $0,1 S.m^{-1}$ , comme si tout le milieu était endommagé (figure 4.8). Les différences sont maximales en  $\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{3\pi}{2}$ , là où les deux modèles diffèrent le plus l'un de l'autre (les gaussiennes ne se touchent pas et la conductivité tend vers 1).



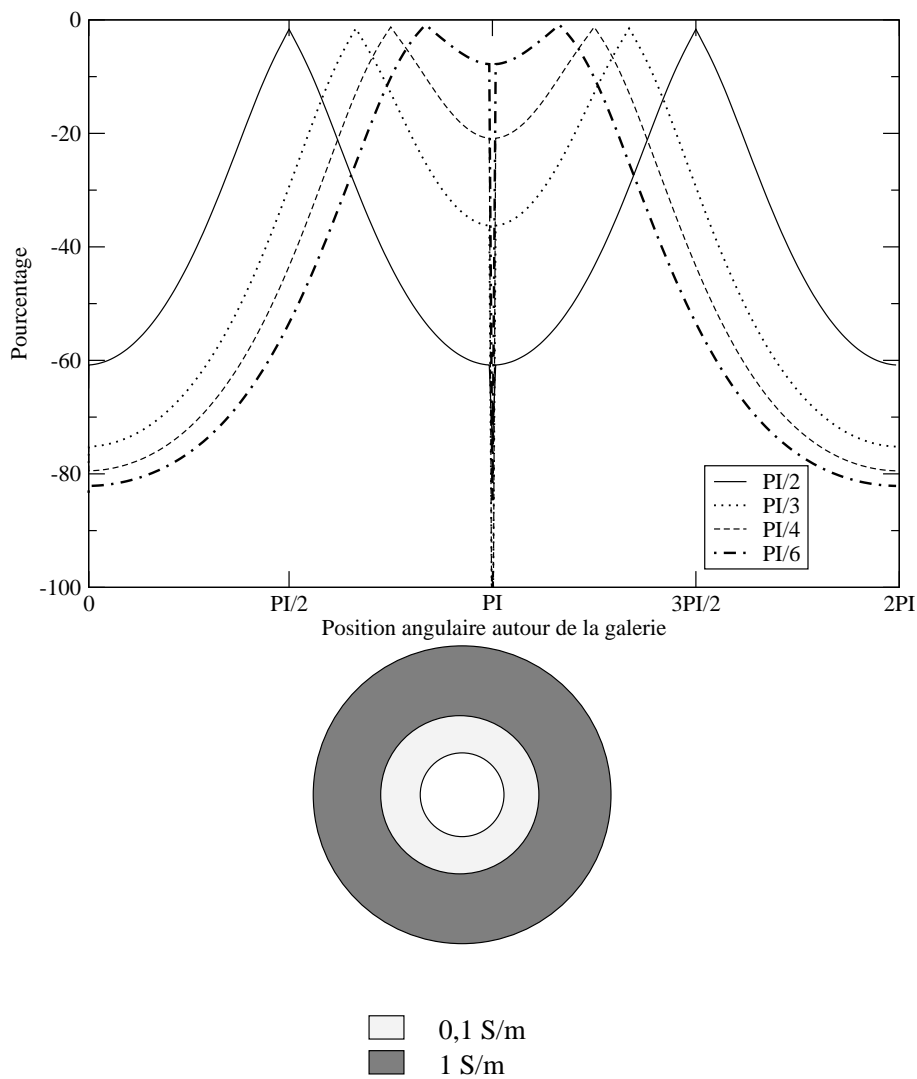


FIG. 4.3 – Pourcentage de différence entre un potentiel 2,5D pour un modèle à deux couches ( $0,1 \text{ S.m}^{-1}$  jusqu'à  $\frac{nz}{3} \approx 1.90m$  de profondeur puis  $1 \text{ S.m}^{-1}$ ) et un potentiel 2,5D pour un milieu homogène ( $0,1 \text{ S.m}^{-1}$ ). Chaque courbe représente le pourcentage de différence pour le couple d'injection situé à  $\pm\alpha$  symétriquement par rapport à  $\pi$ ,  $\alpha$  étant précisé dans la légende (voir aussi figure 4.1).

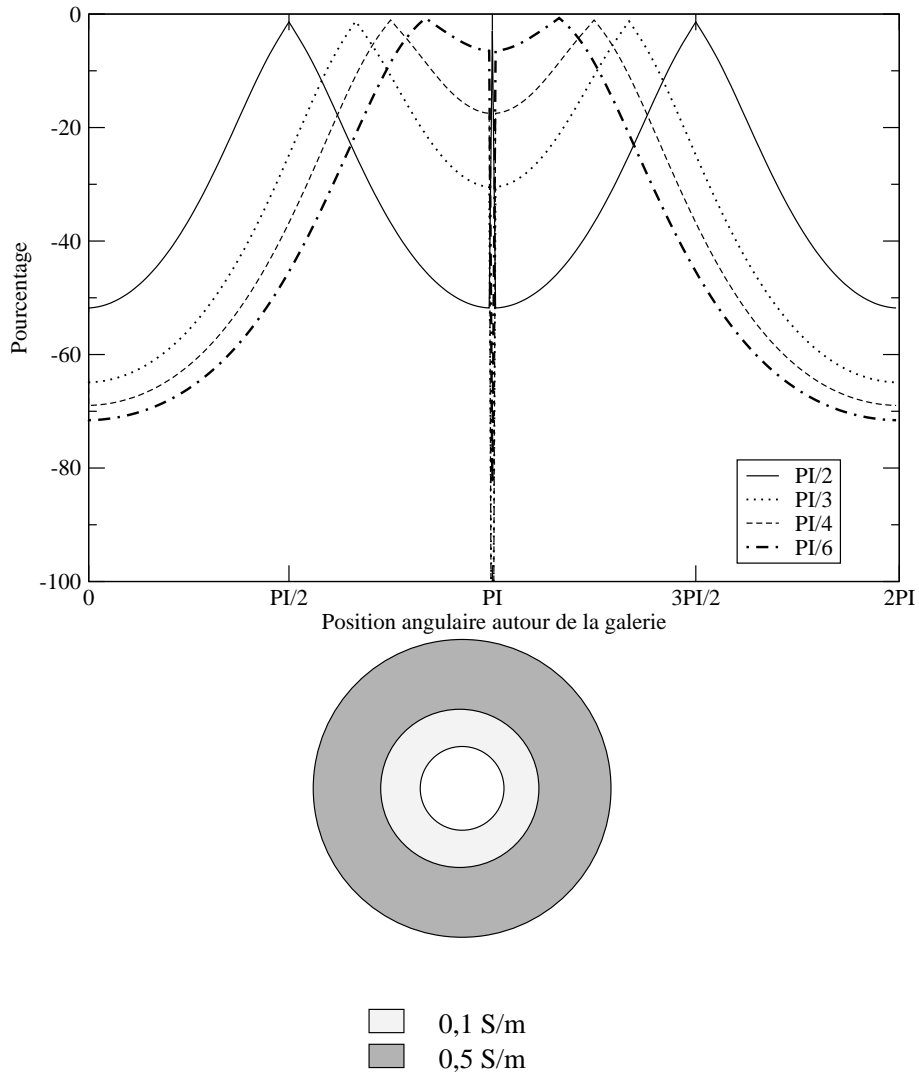


FIG. 4.4 – Pourcentage de différence entre un potentiel 2,5D pour un modèle à deux couches (  $0,1 \text{ S.m}^{-1}$  jusqu'à  $\frac{nz}{3} \approx 1.90\text{m}$  de profondeur puis  $0,5 \text{ S.m}^{-1}$  ) et un potentiel 2,5D pour un milieu homogène ( $0,1 \text{ S.m}^{-1}$ ).

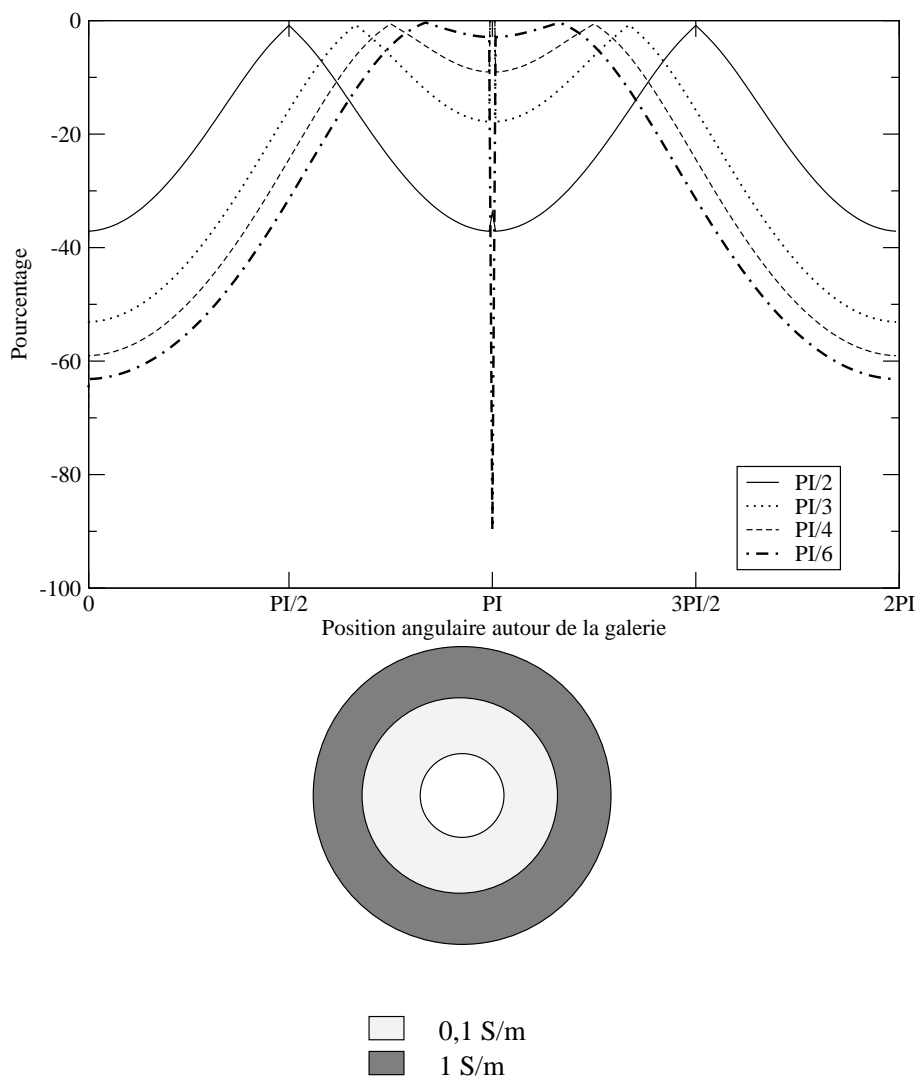
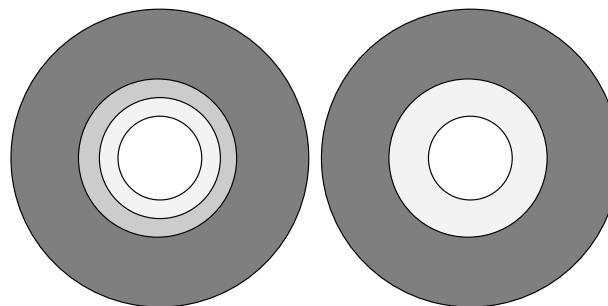
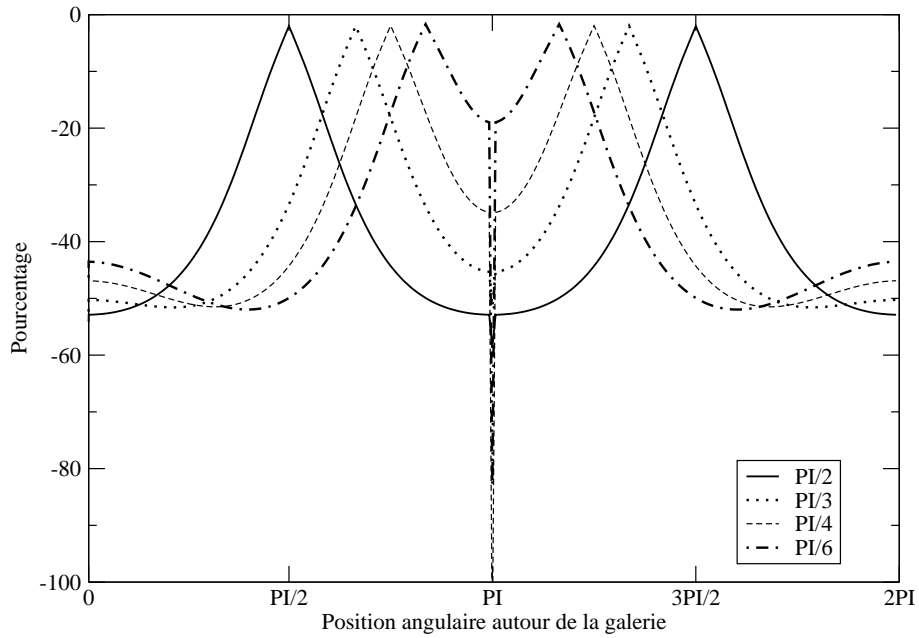


FIG. 4.5 – Pourcentage de différence entre un potentiel 2,5D pour un modèle à deux couches ( $0,1 \text{ S.m}^{-1}$  jusqu'à  $\frac{nz}{2} \approx 2.85 \text{ m}$  de profondeur puis  $1 \text{ S.m}^{-1}$ ) et un potentiel 2,5D pour un milieu homogène ( $0,1 \text{ S.m}^{-1}$ ).



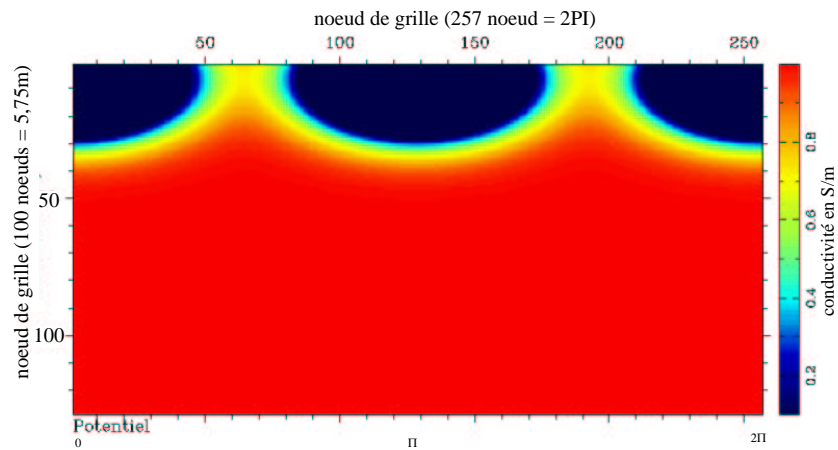
0,1 S/m  
 0,3 S/m  
 1 S/m

0,1 S/m  
 1 S/m

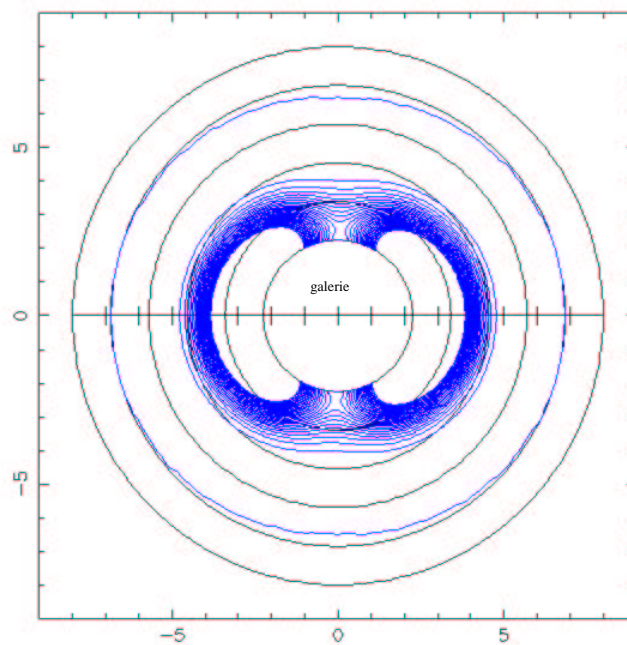
(a) modèle à trois couches

(b) modèle à deux couches

FIG. 4.6 – Pourcentage de différence entre le potentiel 2,5D obtenu pour un modèle à trois couches (a) et le potentiel 2,5D obtenu pour un modèle à deux couches (b)



(a) répartition de la conductivité sur la grille déroulée



(b) répartition de la conductivité dans la grille cylindrique

FIG. 4.7 – Répartition de la conductivité pour un modèle gaussien, modèle simulant une fissuration plus importante sur les côtés de la galerie.

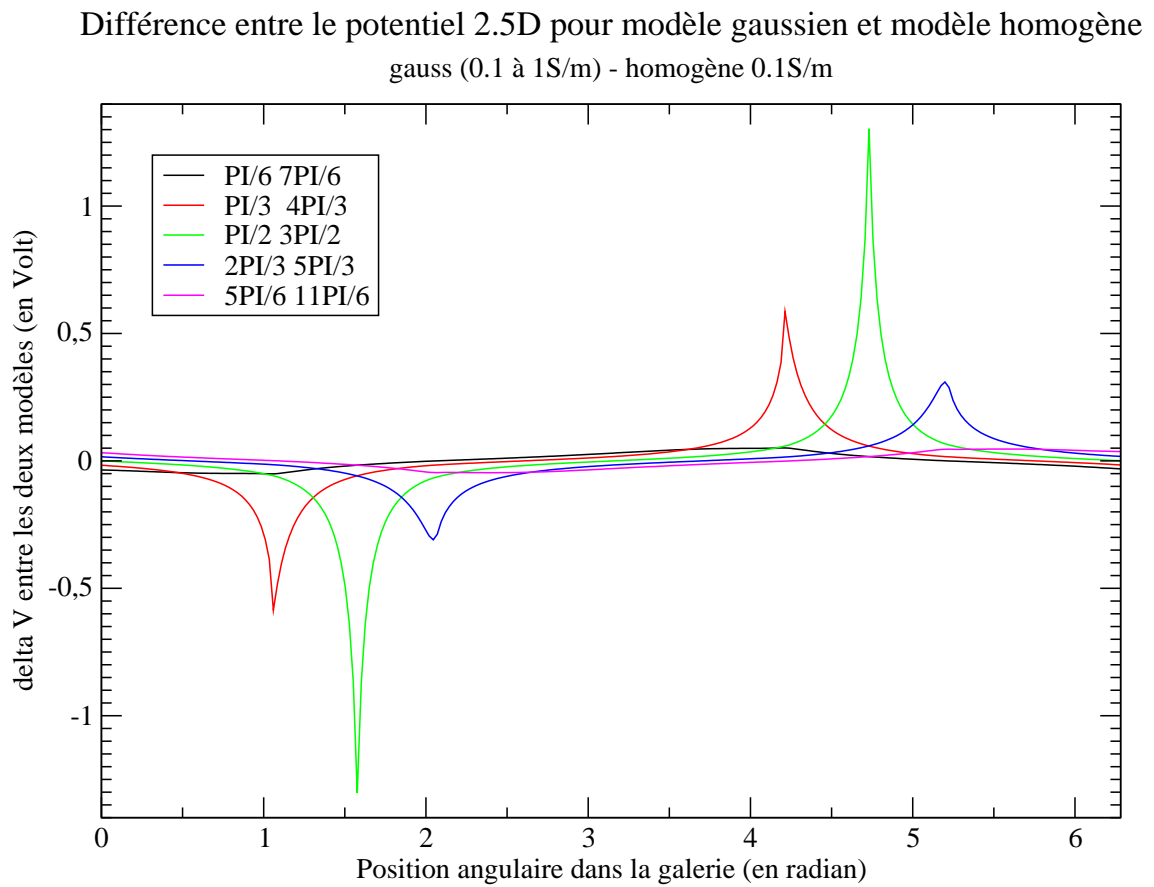


FIG. 4.8 – Potentiel secondaire 2,5D (différence entre potentiel pour un modèle gaussien et potentiel pour un modèle homogène). En légende, les positions angulaire d’injection.

## 4.3 Conclusions

Dans l' exemple du modèle de conductivité gaussien, on voit l'intérêt d'un dispositif où les électrodes d'injections restent équidistantes tout en se déplaçant le long de la paroi tandis que les exemples précédents (modèles à couches) mettaient l'accent sur la nécessité d'explorer différentes profondeurs *via* les différents écartements possibles. Les profils prévus dans les galeries d'essais devront tenir compte de ces deux paramètres.

Par ailleurs, les courbes de pourcentages d'erreurs entre les potentiels du modèle gaussien et les potentiels d'un milieu homogène sont plus difficiles à interpréter. Lorsque la répartition des conductivités devient plus complexe, la compréhension des potentiels mesurés nécessite de passer par l'inversion.





## **Deuxième partie**

### **Suivi spatio-temporel de l'endommagement de parois : acquisitions dans le laboratoire souterrain du Mont Terri**



# Chapitre 5

## Le laboratoire expérimental du Mont Terri

### 5.1 Localisation

Situé dans le canton du Jura Suisse (figure 5.1), le laboratoire souterrain du Mont Terri se trouve à proximité du tunnel autoroutier de la Transjurane, reliant Delémont à Porrentruy, au sud de Belfort. Ce tunnel traverse l'anticlinal le plus septentrional des montagnes du Jura (figure 5.2). Le laboratoire souterrain (figure 5.3) est constitué d'une galerie de Reconnaissance (devenue galerie de sécurité depuis la mise en service du tunnel) excavée entre 1987 et 1989, de la galerie 98 excavée entre Novembre 1997 et Avril 1998 ([Thury et Bossart, 1999]) et de la galerie 04 dont le creusement a débuté en Mars 2004 ([Thury et Bossart, 2004]) et dont nous avons suivi l'excavation.

De nombreux renseignements, tant sur le laboratoire lui-même que sur les expérimentations, peuvent être trouvés sur le site [www.mont-terri.ch](http://www.mont-terri.ch).

La galerie 04, longue de 76m, est constituée d'une galerie principale et de quatre niches à but expérimental. Une coupe transversale de la galerie est présentée en figure 5.4. Dans sa partie supérieure, la galerie décrit un demi-cercle et notre approche cylindrique est tout à fait adaptée. En revanche, l'approximation cylindrique est moins appropriée en pied de galerie.

### 5.2 Contexte géologique

L'ensemble du laboratoire souterrain est situé dans les Argiles à Opalinus (Aalénien inférieur, environ 180 millions d'années), constituées d'argilites provenant d'environnements sédimentaires marins peu profonds. Le recouvrement actuel est de 250 mètres à 320 mètres (au moins 1000 mètres estimés dans le passé) et le pendage des strates est de l'ordre de 45° vers le sud-est. La galerie 98 a fait l'objet d'une cartographie détaillée de sa géologie ([Moeri et al., 1998]).

La formation argileuse présente de nombreuses failles liées à la tectonique auxquelles s'ajoutent des failles "artificielles" dues à l'excavation, que l'on peut classer selon trois catégories :

- extensives, liées à la redistribution des contraintes pendant et après l'excavation
- réactivation cassante des plans de stratification



FIG. 5.1 – Canton du Jura suisse. Le laboratoire expérimental du Mont Terri est situé dans le canton du Jura suisse, à proximité du tunnel autoroutier qui relie Delémont à Porrentruy



FIG. 5.2 – Vue aérienne 1 : Laboratoire souterrain du Mont Terri, situé 300 m sous la montagne 2 : Entrée sud du tunnel autoroutier du mont Terri (photo [www.mont-terri.ch](http://www.mont-terri.ch))

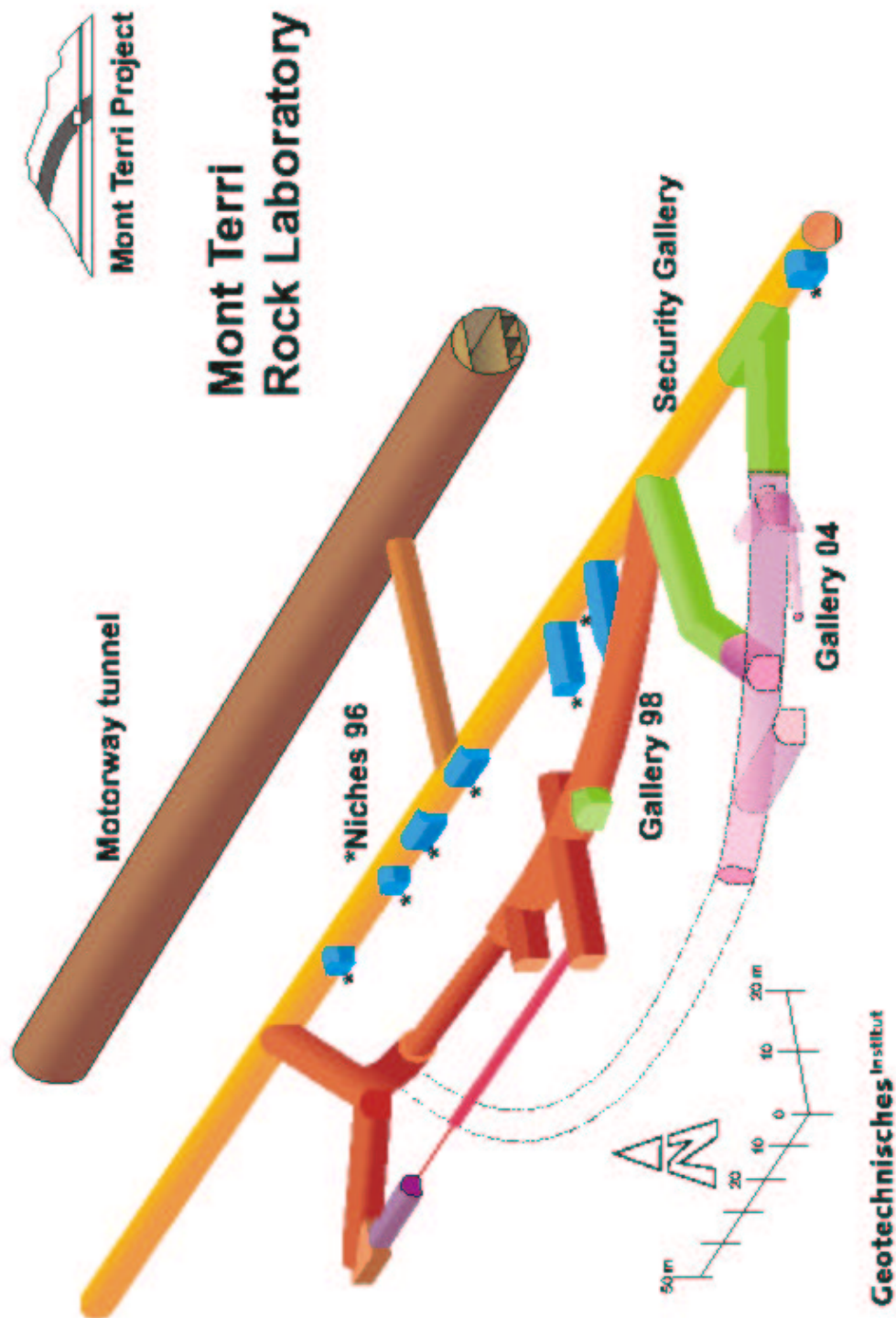


FIG. 5.3 – Plan du laboratoire Mont Terri (figure Geotechnical Institute, Switzerland).

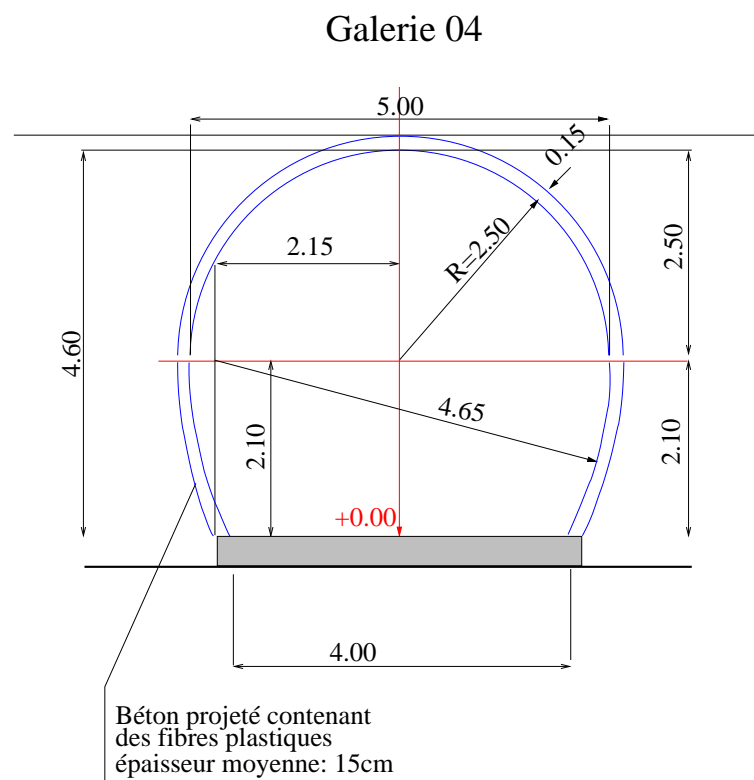


FIG. 5.4 – Profil de la galerie 04 (simplifié) redessiné d’après “Programme Overview and Work Programme of Phase 10 (July 04- June 05)” Federal office of Water and Geology, Geotechnical Institute, Switzerland.

- effondrements dus aux contraintes et à la gravité.

La zone endommagée ou EDZ (Excavation Damaged Zone) est définie par une épaisseur de 1 à 2 mètres autour de la galerie dans lesquels des perturbations plastiques apparaissent, le premier mètre étant le siège d'un réseau de fissures connectées avec la galerie et donc remplies d'air, le second contenant plutôt des fissures saturées et isolées ([Bossart et Adler, 1999], [Moeri et Bossart, 1999]).

D'un point de vue hydrogéologique, les Argiles à Opalinus peuvent être considérées comme un aquiclude, c'est-à-dire que bien que l'espace poreux soit saturé en eau, les circulations d'eau sont pratiquement absentes du fait de la très faible perméabilité.

### 5.3 Objectifs du laboratoire souterrain

De nombreux pays, dont la France, envisagent le stockage de déchets radioactifs dans des formations argileuses à très faible perméabilité. Le projet du laboratoire souterrain de Mont Terri réunit un consortium de 12 organismes : ANDRA (France), BGR (Allemagne), CRIEPI (Japon), GRS (Allemagne), HSK (Suisse), ENRESA (Espagne), IRSN (France), JNC (Japon), NAGRA(Suisse), FOWG (Suisse), OBAYASHI (Japon) et SCK.CEN (Belgique). La direction du projet est assurée par le Federal Office for Water and Geology (Suisse).

Les objectifs principaux du laboratoire sont, d'une part, de tester la validité d'un projet de stockage en milieu argileux et, d'autre part, de tester et d'améliorer des techniques pour l'investigation hydrogéologique, géochimique et géotechnique en formation argileuse afin de caractériser les Argiles à Opalinus et de déterminer les interactions avec d'autres matériaux. De nombreuses expériences ont été planifiées, certaines sont terminées, d'autres sont en cours (particulièrement tout ce qui concerne du monitoring à long terme (températures, pressions de pore ...)) ou à venir ([Thury and Bossart., 1999], [Thury and Bossart, 2004]).

### 5.4 L'expérience EZ-G

L'expérience EZ-G correspond à la caractérisation géophysique de l' EDZ. L'objectif est d'obtenir des informations sur l' EDZ *via* quatre méthodes géophysiques :

1) la tomographie électrique (distribution des résistivités, effets capacitifs) (Responsable : D. Gibert, Géosciences Rennes).

2) mesures d'endoscopie (géométrie des hétérogénéités de l'EDZ, évaluation de la fissuration) (Responsable : F. Nicollin, Géosciences Rennes).

3) mesures et inversion des courbes de dispersion des ondes de surface. Test de l'existence d'effets sismo-électriques dans les formations argileuses (Responsables : M. Zamora, IPG de Paris et M. Dietrich, LGIT Grenoble)

4) sismique réflexion standard adaptée à la galerie.

Le volet "tomographie électrique" fait l'objet de cette partie.

La galerie 04 dont nous avons suivi l'évolution spatio-temporelle a été excavée sur environ 5m de diamètre sur une longueur d'environ 20m en Mars 2004 à l'aide d'une machine à attaque



FIG. 5.5 – Machine à attaque ponctuelle utilisée pour l’excavation de la galerie 04.

ponctuelle (figure 5.5). Il est important de noter que l’excavation est réalisée sans eau afin d’interférer le moins possible avec les argiles. Cette partie de la galerie est aussi dénommée “niche d’amorce”. La photo en figure 5.6 présente la galerie telle qu’elle était en Juin 2004. Lors de la projection de béton tout autour de la galerie, des espaces sans béton ont été réservés dans le radier (partie inférieure de la galerie) permettant un accès direct à la formation argileuse, l’épaisseur du béton dans cette zone atteignant normalement 50 à 60cm. Dès Juillet 2004, différentes mesures physiques ont été effectuées : mesures de résistivité électrique et de convergence ainsi que des mesures radar et des tests sismiques et électro-sismiques réalisés par l’équipe IPG de Paris (M. Zamora, D. Leparoux, K. Mahiouz) et le LGIT de Grenoble (M. Dietrich). Ces mesures ont pour but de définir l’état d’endommagement de la paroi suite à l’excavation et après 3 mois d’évolution potentielle. Nous avons ainsi pu définir, selon des critères géophysiques, l’état zéro de l’expérience. L’excavation a repris fin Août 2004 pour atteindre les 76 mètres fin Novembre 2004. D’autres mesures de tomographie électrique, effectuées avec les mêmes dispositifs et suivant les mêmes protocoles ont été enregistrées en Septembre (juste après la reprise du creusement), en Octobre (après 1 mois et demi de creusement), Décembre 2004 (quelques jours avant le creusement des niches HG-A et EZ-B) et Mars 2005 (mesures répétitives) de manière à déterminer s’il y a eu ou non remobilisation de la paroi lors des différentes étapes du creusement.



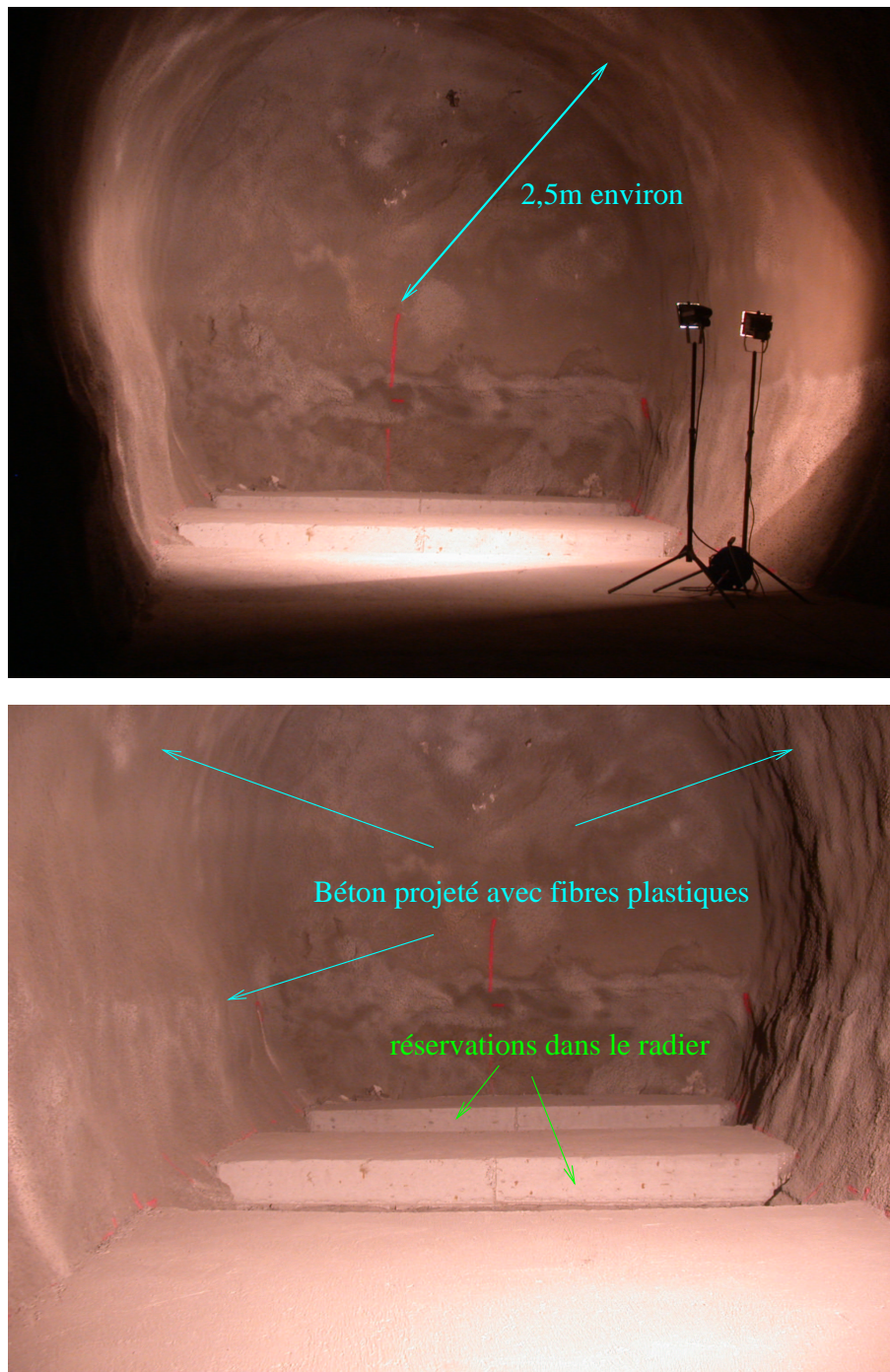


FIG. 5.6 – Photos de la galerie EZ-G avant notre intervention (Juin 2004, photos de N. Badertscher, Geotechnical Institute). Deux réservations dans le radier permettent une implantation des profils périphériques à la fois plus facile (pas de béton à forer) et plus proche du modèle circulaire.

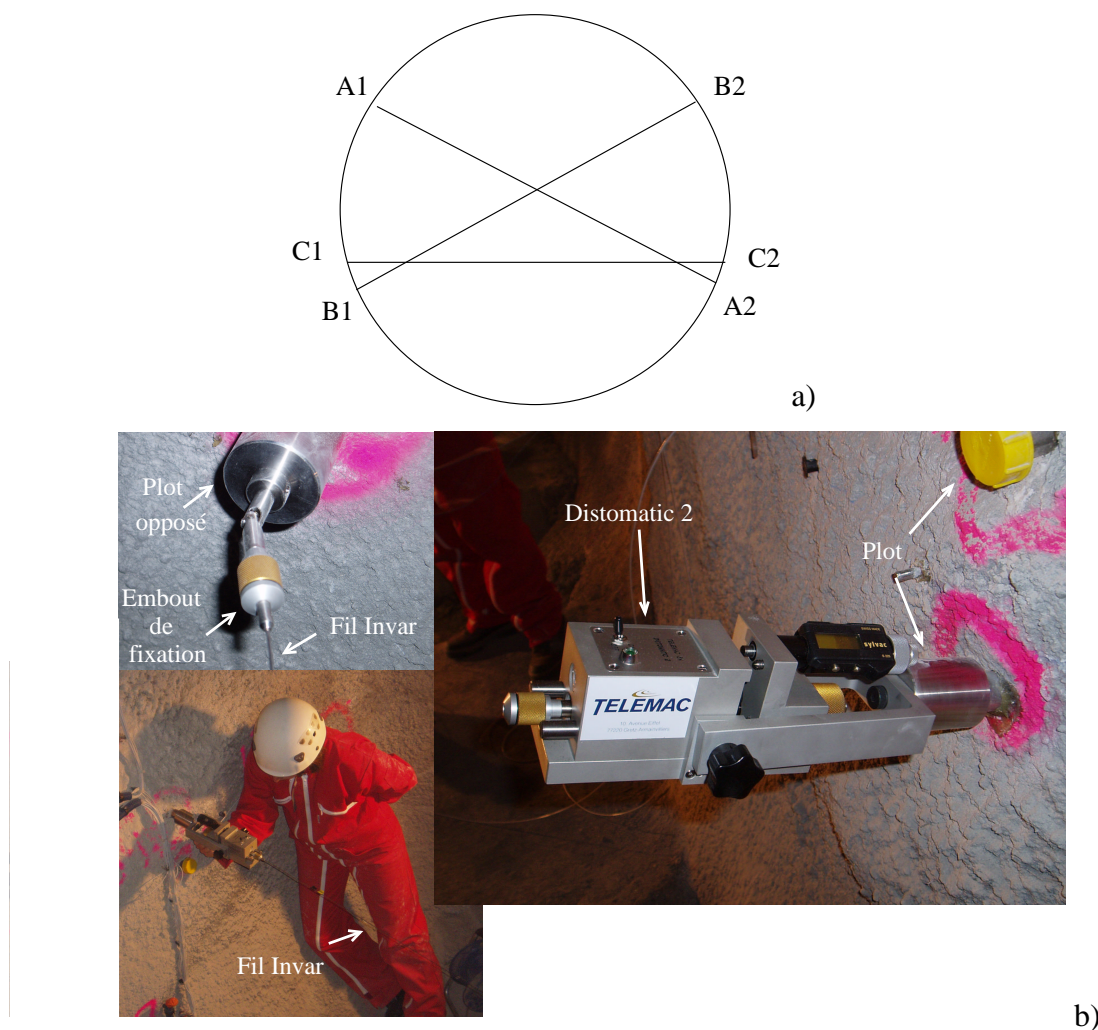


FIG. 5.7 – a) Les mesures de distance sont effectuée selon deux diagonales et une horizontale b) Distomatic 2 (instrument de mesure, fil invar, plots).

## 5.5 Mesures de convergence

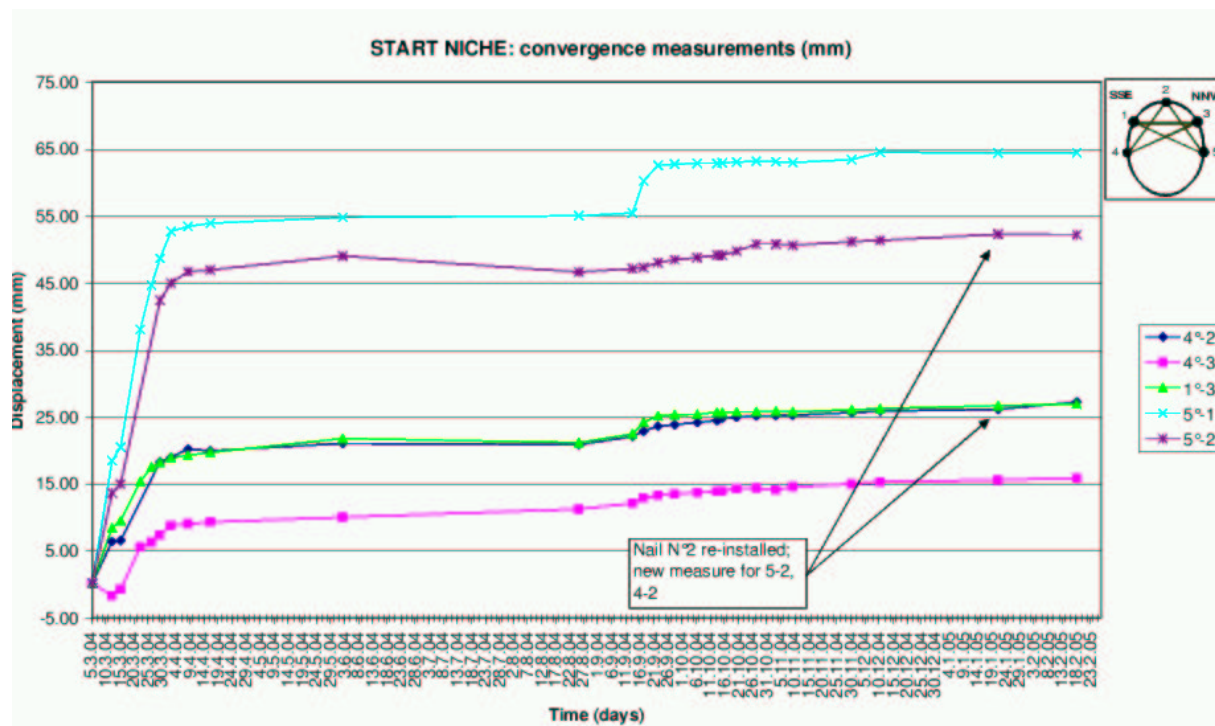
Parallèlement aux mesures de tomographie électrique, nous avons envisagé d'effectuer des mesures de convergences des parois à proximité de notre dispositif, à chaque campagne d'acquisition, dans l'optique d'une modélisation géomécanique. Le principe des mesures de convergence est d'évaluer très précisément (à 0.01 mm près) la distance entre deux plots scellés dans la paroi.

A cet effet, deux profils de convergences, constitués d'une mesure horizontale et de deux mesures diagonales chacun, ont été implantés en Juillet 2004 (figure 5.7a). Le matériel utilisé est un convergence-mètre de type Distomatic 2 (figure 5.7b). Le Distomatic 2 est composé de trois éléments : le fil invar géodésique de 1,65 mm de diamètre (coefficient de dilatation moyen entre 0°C et 50°C de  $11.10^{-7} m.m^{-1}.^{\circ}C^{-1}$ ) avec ses embouts de fixation, les points fixes (plots de mesure) et l'instrument de mesure lui-même. En pratique, les plots ont été implantés directe-

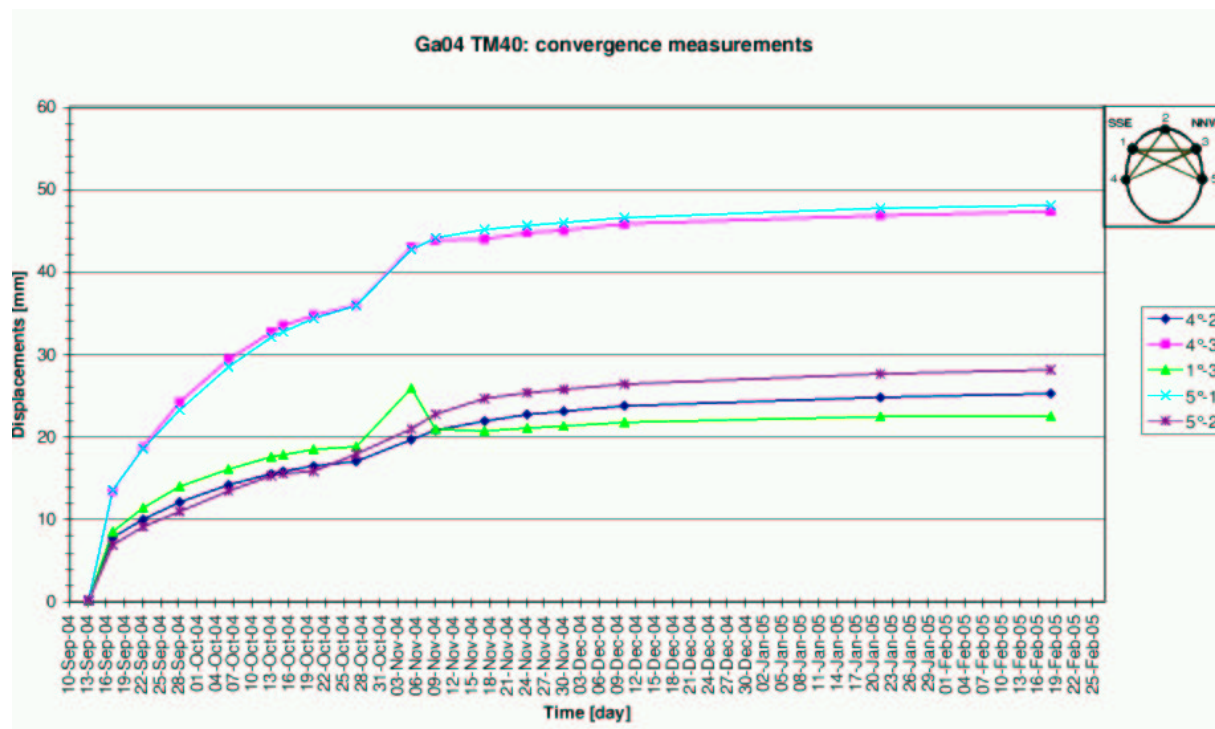
ment dans le béton (déjà en place en Juillet 2004) et fixés à l'aide de scellement chimique. Pour chaque profil, le convergence-mètre est installé sur l'un des plots tandis qu'un embout de fixation amovible est installé à l'opposé. Une extrémité du fil invar est filetée, vissée dans une olive et emboîtée dans l'embout de fixation. Le fil d'invar est alors tendu jusqu'à la distance-mètre puis coupé. Les étapes de filetage et de fixation d'une olive sont répétées à cette nouvelle extrémité. Une mesure est tentée pour vérifier que le fil n'est pas trop long et que la tension nécessaire à la mesure de convergence est bien atteinte. Une fois la longueur de fil invar ajustée, l'olive est définitivement fixée à l'aide d'une colle type "Loctite" pour éviter tout mouvement du pas de vis autour du fil d'invar. Après un temps de séchage, les premières mesures peuvent être effectuées. Des mesures différentielles sur plusieurs mois permettent d'évaluer les mouvements relatifs de la paroi de la galerie.

Malheureusement, suite à la reprise du creusement, le béton dans lequel étaient scellés les plots de convergence s'est désolidarisé des argilites. Les mesures étaient alors complètement faussées (les déplacements du béton étaient indépendants des déplacements de l'argilite) voire infaisables (plot arraché).

En revanche, des mesures de convergences ont été effectuées très régulièrement par le Geotechnical Institute à l'entrée de la niche d'amorce, puis aux environs des 40 mètres à partir de la reprise du creusement, nos anneaux de mesures électriques se situant entre les deux. Les mesures fournies par le Geotechnical Institute sont représentées sur la figure 5.8. A l'entrée, la convergence quasi maximum (environ 5 cm) est atteinte après 4 semaines de creusement. Lors de la reprise de l'excavation fin Août 2004, une remobilisation de la paroi se traduit par un nouveau mouvement de convergence enregistré autour du 11 Septembre 2004. A 40 mètres de l'entrée, le dispositif mis en place suite à la reprise du creusement semble enregistrer des valeurs de convergence du même ordre que celle obtenues à l'entrée, la stabilisation étant atteinte après deux mois.



a) Profils de convergence implantés à l'entrée de la niche d'amorce de la galerie 04



b) profils de convergence implantés à 40 mètres de l'entrée de la Galerie 04

FIG. 5.8 – Mesures de convergence (Geotechnical Institute) effectuées à l'entrée de la niche d'amorce et à 40 mètres de l'entrée de la galerie 04. Les graphiques mettent en évidence une convergence maximale juste après la première phase de creusement puis une stabilisation au bout de quatre semaines avant une remobilisation de la paroi vers le 11 septembre 2004, consécutivement à la reprise du creusement .

# Chapitre 6

## Tomographie électrique : acquisition

### 6.1 Introduction

Le creusement d'une nouvelle galerie dans le laboratoire souterrain du Mont Terri pendant l'année 2004, nous a donné l'opportunité exceptionnelle de suivre quasiment en temps réel l'évolution de l'endommagement de la paroi spatialement et temporellement, avec les différentes phases de creusement. Ces expériences ont demandé une préparation rigoureuse tant en terme de réflexion scientifique qu'en terme de logistique, les acquisitions ne pouvant être répétées ultérieurement en cas de problème, le creusement suivant son cours.

### 6.2 Choix des dispositifs et implantation

#### 6.2.1 Choix des dispositifs

Suite aux études de caractérisation structurale et hydrogéologique par injection de résine dans des échantillons prélevés dans la parois de galeries nouvellement excavées au Mont Terri, un premier schéma présenté en figure 6.1 montrait la répartition probable du réseau de failles et de fissures. Deux types d'anisotropie sont visibles sur ce schéma : une anisotropie radiale et une anisotropie longitudinale, parallèle à l'axe de la galerie. L'anisotropie radiale se caractérise par un endommagement maximal selon l'axe horizontal, diminuant avec le rayon, tandis que l'anisotropie longitudinale réside dans la discontinuité des réseaux de fractures et de fissures. Il paraît alors judicieux d'effectuer, dans la galerie 04, des acquisitions de potentiel électrique selon deux axes perpendiculaires (figure 6.2). Une série de trois profils a donc été implantée perpendiculairement à l'axe de la galerie (anneaux périphériques 1 à 3) tandis qu'un profil, implanté parallèlement à l'axe de la galerie, aurait dû permettre non seulement de définir la répartition de l'endommagement selon cette direction mais également de corrélérer spatialement les observations des profils périphériques, grâce notamment aux électrodes communes. Malheureusement, ce profil longitudinal de 17 électrodes a été totalement détruit consécutivement à la reprise du creusement (le béton s'est détaché de la paroi, emportant ou déconnectant 90% des électrodes de la ligne horizontale (figure 6.3a)). Quelques électrodes appartenant aux anneaux avaient éga-

lement subi quelques dommages. Lors de la remise en état du réseau, on a pu constater que le béton avait progressé autour des électrodes, laissant celles-ci dans les argilites. Il semblerait que les argiles se soient refermées sur les électrodes assurant ainsi un parfait contact (figure 6.3 b).

Afin d'enregistrer au mieux les effets attendus de la reprise du creusement, les anneaux ont été implantés au plus proche du front de taille. L'anneau 1 est quasiment en contact avec le fond dans sa partie supérieure. L'anneau 2 situé 50 cm plus loin en direction de l'entrée doit à la fois servir de comparatif et de validation. Craignant une destruction d'une partie du dispositif des anneaux 1 et 2, un troisième anneau a été implanté à 4 mètres du fond. Il servira également d'élément de comparaison avec les deux autres, les effets du fond de galerie n'étant plus vraiment sensibles.

## 6.2.2 Etudes de sensibilité et choix des protocoles d'acquisition

Préalablement aux mesures effectuées sur le terrain, différentes modélisations ont été réalisées en géométrie circulaire afin d'évaluer l'amplitude des anomalies de potentiel créées par des corps plus résistants simulant des zones endommagées. Les modélisations simulant l'EDZ présentées dans le chapitre 4 sont ici complétées par une étude plus fine dont l'objectif est de déterminer l'effet de structures résistantes réduites (et non plus de couches), d'évaluer l'impact de leur localisation en profondeur et de choisir l'emplacement des quadripôles d'électrodes pour optimiser les mesures. Le contraste entre zone saine et zone endommagée ou zone endommagée et zone très endommagée est fixé à 10. Une zone peu ou pas endommagée est assez conductrice : sa conductivité est estimée à  $1S.m^{-1}$ . Une zone endommagée présente des fractures ou fissures remplies d'air et est donc plus résistante : sa conductivité est estimée à  $0.1S.m^{-1}$ .

Un mini-sondage (figure 6.4a) de dix électrodes espacées de dix centimètres opéré dans les argilites du radier lors de la première mission d'acquisition a permis d'évaluer la conductivité directement dans la formation. Les valeurs de résistivité apparente (figure 6.4b) présentent un ordre de grandeur et demi entre les valeurs les moins résistantes (résistivité apparente de l'ordre de  $1\Omega.m$ ) et les valeurs les plus résistantes (résistivité apparente de l'ordre de  $50\Omega.m$ ).

Cette zone a subi plusieurs événements extrêmes concernant l'altération des argiles. Au cours de l'excavation, cette partie de la formation a été soumise à la circulation de la hacheuse et de l'engin de déblaiement. Ensuite, lors de la mise en place du béton coulé dans le radier, les argilites ont pu se charger en eau par arrivée latérale. Parallèlement, les réservations dans le radier où le dispositif a été mis en place ont laissées les argiles à l'air libre pendant plusieurs mois, favorisant leur dessèchement ainsi que leur décompactage, au moins en surface. Les ordres de grandeur des valeurs de résistivité apparentes doivent donc être pris avec précaution. Cependant, il est intéressant de constater que les valeurs de résistivités apparentes les plus proches de la surface sont cohérentes avec l'aspect des argilites : les fissures situées entre les électrodes 6 et 7 ainsi qu'entre les électrodes 8 et 9 correspondent aux valeurs fortes de résistivité (premier et troisième points de la pseudo section figure 6.4b en partant de la gauche). Une fissure moins visible située entre les électrodes 4 et 5 coïncide avec une valeur élevée de la résistivité apparente (troisième point en partant de la droite).

Les valeurs de résistivité apparente semblent en accord avec les résistivités choisies pour les études de sensibilité réalisées quelques semaines auparavant.

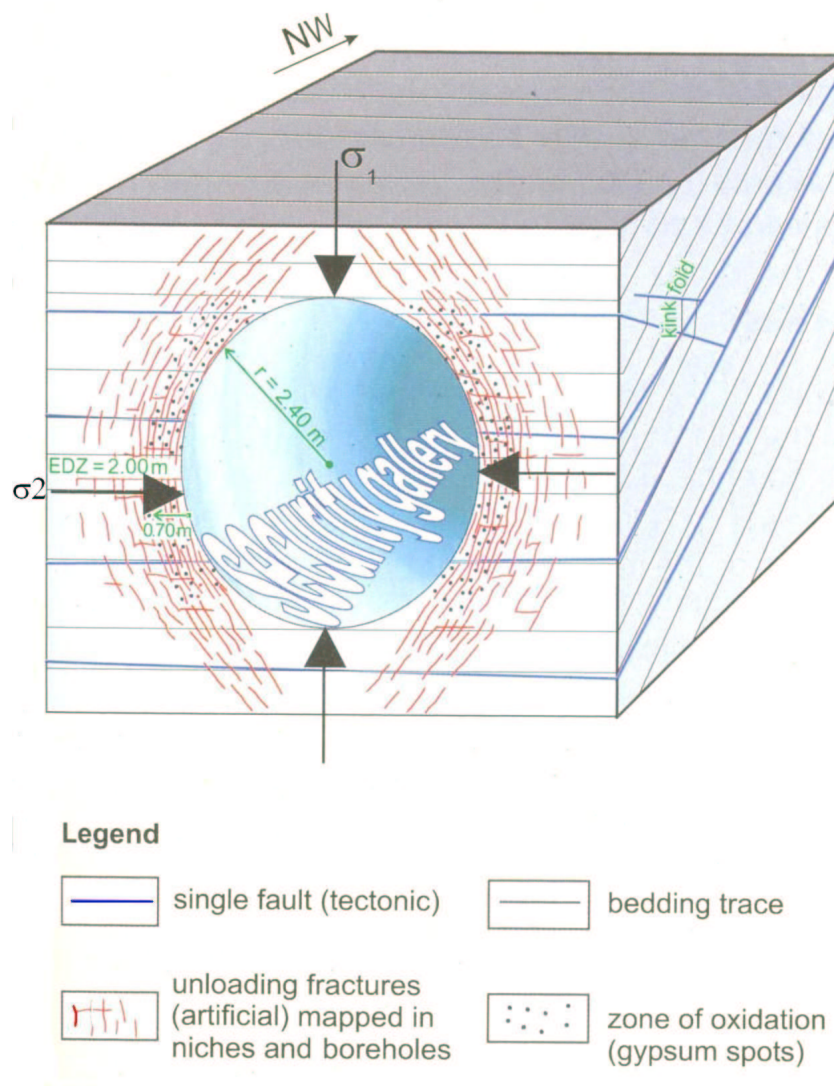
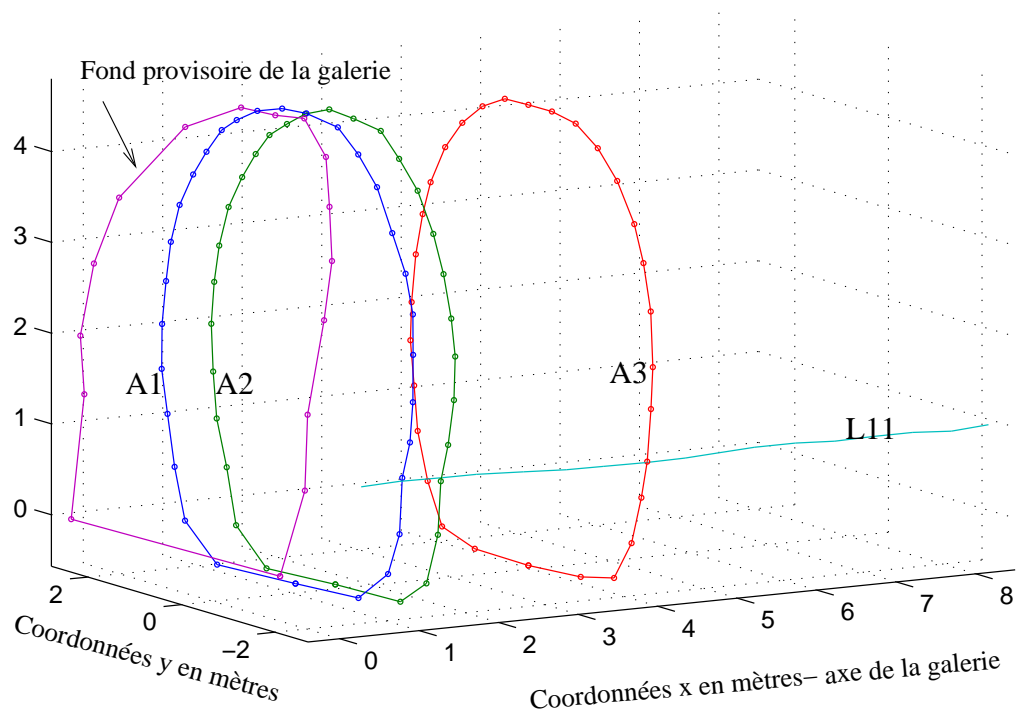


FIG. 6.1 – Schéma de la répartition de la fracturation issu des premières études réalisées au Mont Terri. D'après Bossart et Adler, 1999. L'endommagement est ici maximal suivant l'axe horizontal.

## Dispositif électrique – profils à l'interface béton/galerie



## Dispositif électrique – interface béton/galerie – interface béton/argil

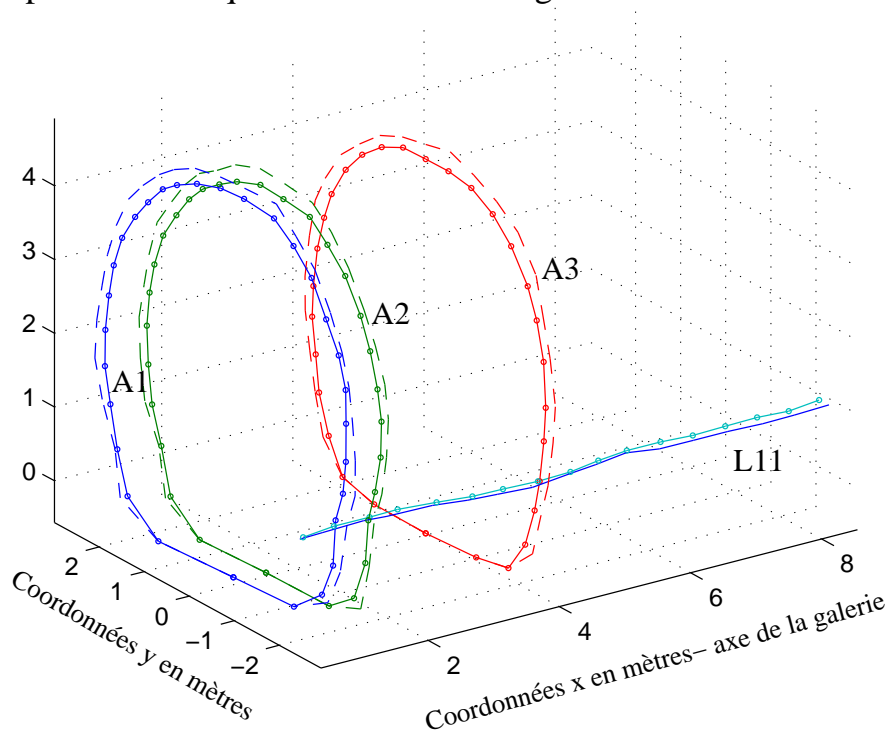


FIG. 6.2 – Levé topographique du dispositif implanté en fond de la galerie EZ-G en Juillet 2004. L'anneau 1 est quasiment adossé au fond provisoire de la galerie lors de son implantation. Les traits pleins représentent le levé topographique à l'interface galerie/béton, les pointillés correspondent à l'interface béton/argil (à partir des mesures effectuées lors de l'implantation des électrodes).



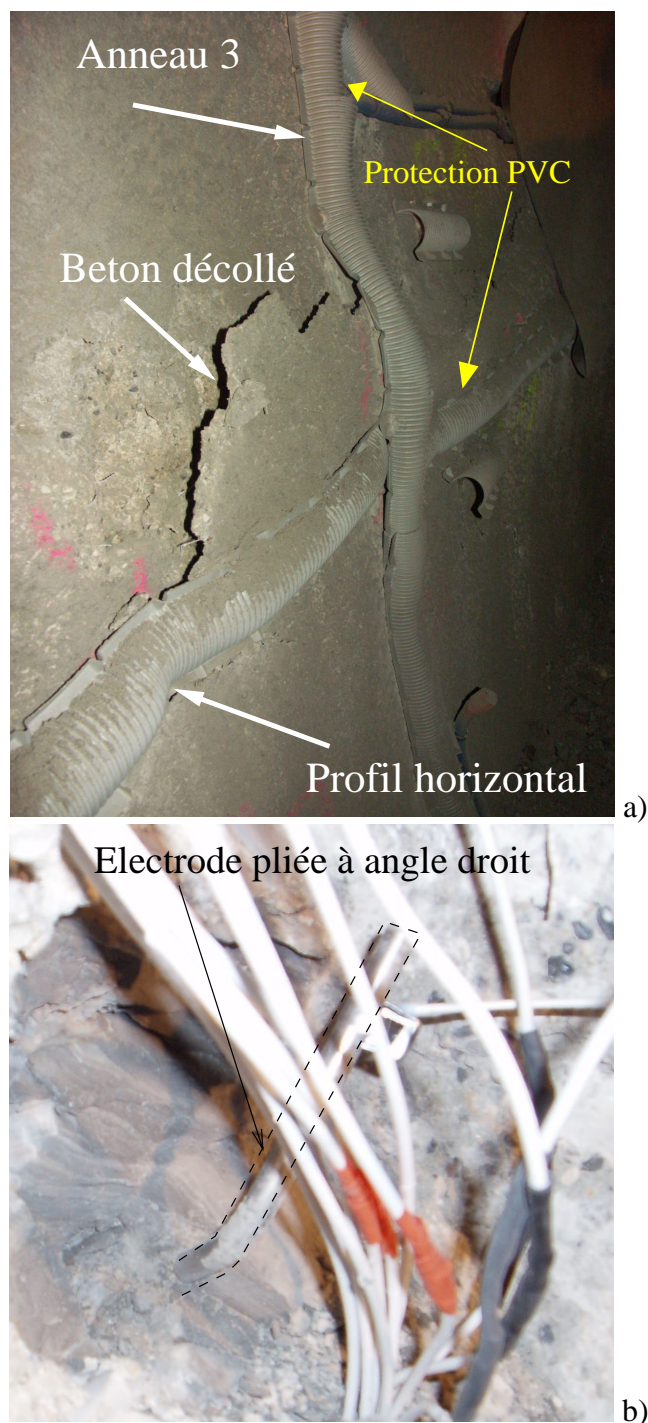
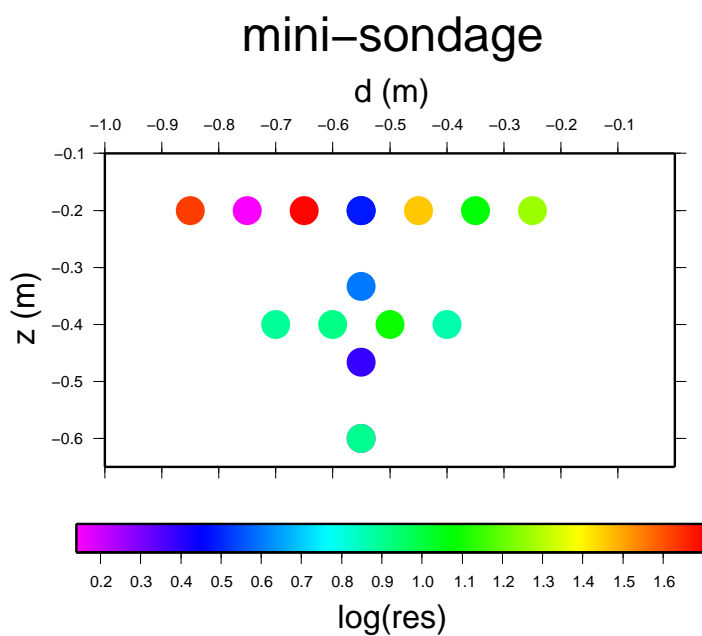
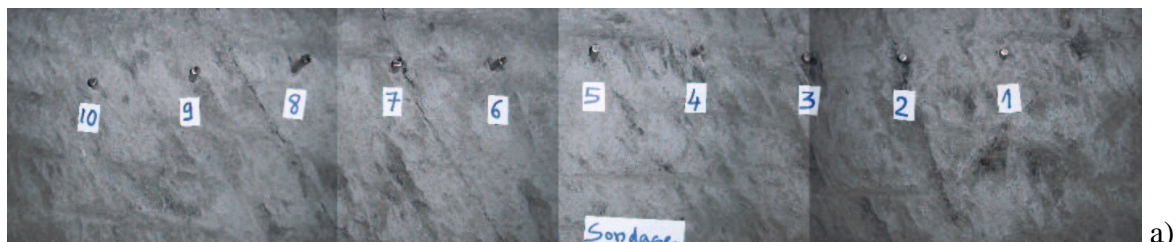


FIG. 6.3 – a) Suite à la reprise du creusement, le béton projeté s'est désolidarisé de la formation argileuse, emportant avec lui une partie des connexions. b) Lors du déplacement du béton, l'électrode s'est pliée à angle droit, conservant ainsi un parfait contact entre l'électrode et la formation argileuse.



b)

FIG. 6.4 – a) Photo-montage du réseau d'électrodes mis en place pour un mini-sondage électrique dans les argilites du radier. b) pseudo section issue de mesures de résistivités selon un dispositif Wenner et Schlumberger. Les résistivités apparentes sont exprimées en  $\Omega \cdot m$ .

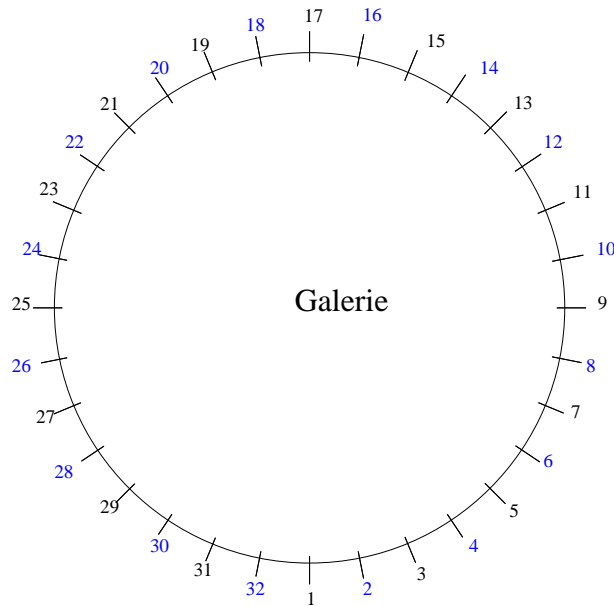


FIG. 6.5 – Implantation des électrodes autour de la galerie (tests numériques). L’espace entre électrodes est  $\frac{\pi}{16}$  en position angulaire ou 50 cm en longueur d’arc.

D’autre part, des mesures de résistivités apparentes dans le béton ont donné des valeurs proches de  $110\Omega.m$ . Dans cette phase d’étude de sensibilité, la couche de béton ne sera donc pas prise en compte en raison de sa forte résistivité électrique.

Pour l’étude de sensibilité numérique, nous avons disposés 32 électrodes espacées de  $\frac{\pi}{16}$  ou positionnées tous les 50 cm (rayon de  $2,5m \times 2\pi / 32$ ) (figure 6.5). Les représentations graphiques sont toutes “déroulées” sur le principe des grilles de modélisation. Il y a donc équivalence entre l’angle  $\pi$ , l’électrode 17 et la position 8 mètres (longueur d’arc).

Nous avons ici une estimation de l’ordre de grandeur absolu des potentiels en surface (figure 6.6). Afin de définir au mieux l’emplacement des électrodes d’injection et de mesure, il reste à évaluer l’ordre de grandeur des anomalies de potentiel dues à des hétérogénéités plus résistantes (milieu plus endommagé). Différents modèles ont servi de base à cette série de test, en tentant de se placer dans des cas assez défavorables : contrastes de conductivité faibles, taille de (ou des) hétérogénéité(s) réduite, position croissante de (ou des) hétérogénéité(s) en profondeur.

Le premier graphique (figure 6.7) correspond au potentiel secondaire engendré par une anomalie de conductivité  $0.1S/m$ , de 25cm de diamètre située à environ 55cm de profondeur dans un milieu homogène de conductivité  $1S/m$ . La différence de potentiel maximum que l’on peut mesurer est inférieure à 1,5mV. En pratique, elle est même encore moindre car les électrodes de potentiel ne sont pas confondues avec les électrodes d’injections. En effet, le potentiel maximum correspond ici à l’injection située à l’aplomb de l’anomalie.

Des tests similaires avec deux anomalies de même diamètre et de conductivité  $0.1S/m$  situées respectivement à  $(x = \pi, z = 30cm)$  et à  $(x = \frac{9\pi}{8}, z = 55cm)$  montrent que le potentiel secondaire n’est dans le meilleur des cas que de 0.8mV.

De ces différents tests, on peut conclure que les potentiels que l’on cherche à mesurer pour

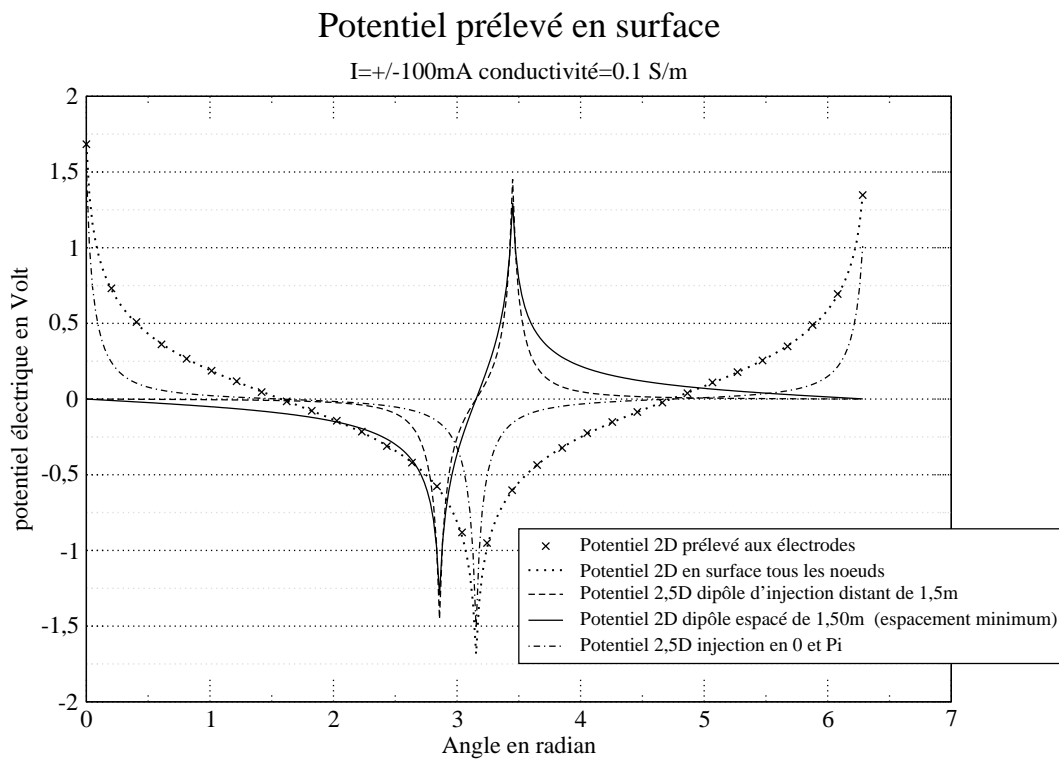


FIG. 6.6 – Potentiels 2D et 2,5D prélevé à la surface de la galerie pour un milieu homogène de conductivité 0.1 S/m. Les différences de potentiel maximum attendues ne dépassent pas 3Volts.

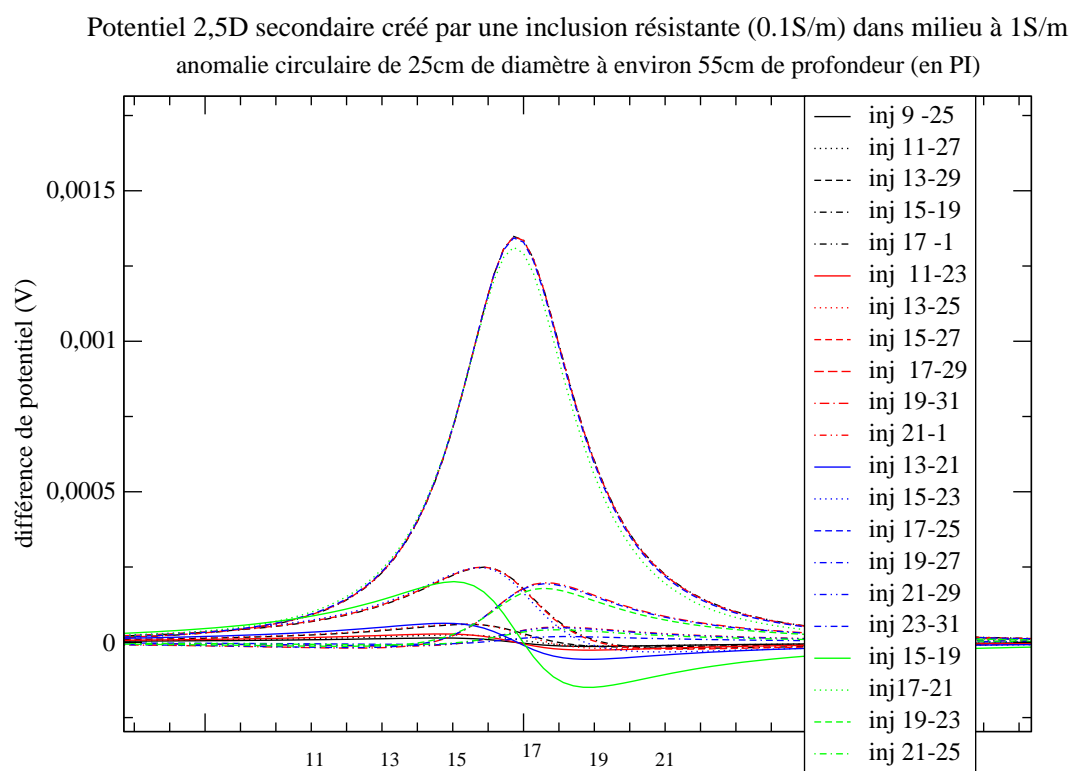


FIG. 6.7 – Potentiel 2,5D secondaire engendré par une anomalie de 25cm de diamètre à environ 55cm de profondeur, de conductivité 0.1S/m dans un milieu homogène de conductivité 1S/m. En légende, les couples d'injection en numéro d'électrode.

caractériser l'endommagement de la paroi risquent d'être très faibles. Il est donc nécessaire d'obtenir des mesures les plus précises possibles, contenant le maximum d'informations. Il paraît clair que toutes les positions d'injection devront être balayées. Les couples d'injections (A,B) ont été choisis de la manière suivante : injection en (1, 5), (1, 9), (1, 13), (1, 17), (1, 21), (1, 25), (1, 29). Puis chaque couple est translaté de 1 : (2,6), (2,10) ... (2,30) (se référer à la figure 6.5 pour la localisation respective des électrodes autour de la galerie). Toutes les électrodes serviront donc à l'injection. Un autre point reste sensible : celui de la mesure de potentiel. La précision théorique du résistivimètre employé (SAS 4000) est de l'ordre du  $\mu V$ . En pratique, cette précision a peu de chance d'être obtenue en raison des perturbations entraînées par la chaîne d'acquisition. D'autre part, bien qu'on puisse, en théorie, reconstruire les potentiels sachant que  $U_{AB} = U_{AC} + U_{CB}$ , il est possible que la sensibilité du matériel ne puisse pas restituer la précision attendue. En effet, si le potentiel AB est très faible, et qu'*a contrario* les potentiels réellement mesurés AC et BC sont forts, alors il se peut que la reconstruction algébrique du potentiel ne donne pas la valeur vraie de AB en raison de la précision de l'appareillage. C'est dans cette optique que nous avons choisi comme position de l'électrode M, le point diamétralement opposé au milieu de AB, là où le potentiel tend vers 0. L'électrode N prend successivement toutes les autres positions. Un peu coûteux en terme de temps, ce protocole a été allégé en supprimant les positions de N lorsque MN est inférieur à 16/AB. Ce protocole "maison" représente malgré tout 2800 mesures ou, à raison de 3 à 4 mesures par minutes, environ 13 heures d'acquisition. Un protocole test avec l'électrode de potentiel M juste à côté de l'électrode d'injection A a été lancé de manière à comparer les résultats obtenus (on a cette fois un potentiel maximum en M et donc une différence de potentiel MN élevée) (voir courbes figure 6.6).

Les acquisitions envisagées au Mont-Terri selon le protocole "maison" ne correspondent pas à des acquisitions conventionnelles et il n'existe pas à ce jour de représentation classique de ce type de données en cylindrique. Il était pourtant nécessaire d'acquérir ces données, la possibilité de suivre d'aussi près le creusement d'une galerie et ses effets sur la paroi étant assez rare.

Simultanément, nous avons donc lancé plusieurs protocoles Wenner sur les trois anneaux et sur le profil longitudinal de manière à pouvoir représenter les données sous forme de pseudo sections circulaires. Le principe de l'acquisition selon un dispositif Wenner est détaillé dans le paragraphe 6.3.

### 6.2.3 Implantation des électrodes

Pour des raisons de sécurité, la paroi de la galerie est recouverte de béton projeté (consolidé par des fibres plastiques et non métalliques dans la zone étudiée de manière à minimiser les perturbations électriques dans la couche de béton dans l'expérience). L'épaisseur annoncée de ce béton est de 18cm en moyenne mais les mesures effectuées *in situ* ont montré d'importantes variations : l'épaisseur de béton peut varier de 10cm à 30cm par endroit avec une moyenne située autour de 15 cm. Les électrodes ont donc été coupées une à une de manière à pénétrer la formation argileuse de 5cm. La partie de l'électrode passant dans le béton est isolée électriquement de ce matériau conducteur par un film plastique adhésif (figure 6.8a) et fixée à l'aide de scellement chimique. Ainsi, seule l'extrémité enfoncée dans la roche injecte du courant et mesure des tensions.



FIG. 6.8 – a) Photo d'une électrode implantée dans la galerie EZ-G (Juillet 2004).  
b) Mode de connexion des électrodes. c) Prise de connexion au résistivimètre.

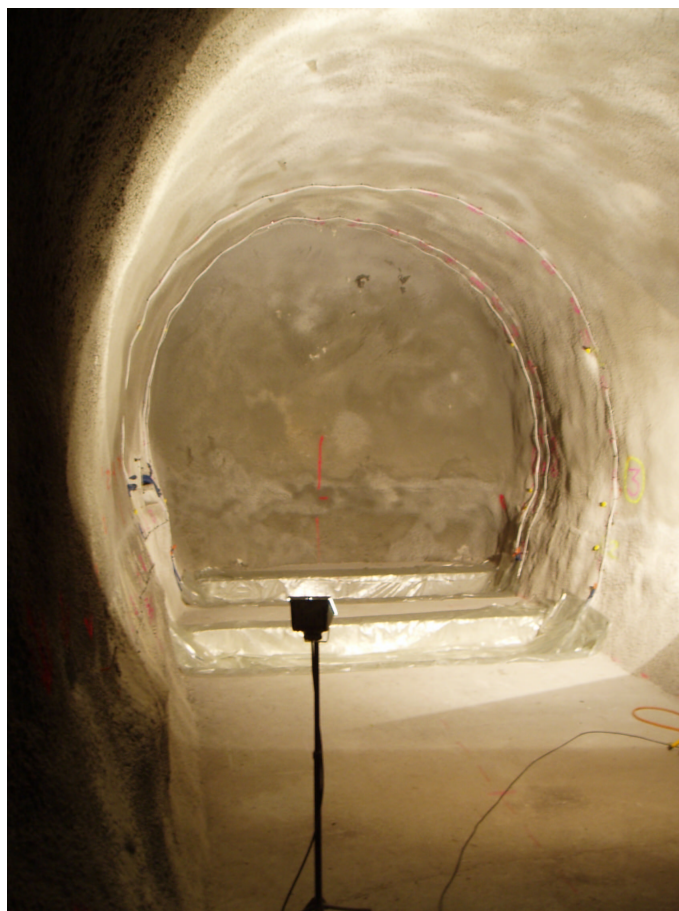


FIG. 6.9 – Photo de la galerie 04 prise le 12 Juillet 2004 après l’implantation de trois anneaux de 32 électrodes chacun et d’une ligne horizontale de 17 électrodes. Un film plastique isolant recouvre les deux réservations du radier de manière garder la même configuration d’acquisition lorsque les réservations seront comblées.

Les électrodes ont été implantées tous les  $\frac{\pi}{16}$  sur les anneaux et tous les 50 cm sur le profil longitudinal et leur position a été relevée au théodolite (figure 6.11). Chaque électrode est connectée au résistivimètre ( SAS4000 couplé à l’ ES464) par un fil électrique blindé pour éviter la diaphonie et les effets inductifs (figure 6.8b) , chaque fil est soudé sur une prise souriau (figure 6.8c).

La figure 6.9 montre l’état de la galerie 04 en fin d’implantation du dispositif (Juillet 2004).

Lors de la reprise du creusement, les réservations dans le radier visibles sur les photos de la figure 5.6 ont été comblées par du béton. Dès Juillet, une feuille de plastique isolant disposée en fond de radier a permis d’isoler électriquement la nouvelle couche de béton du reste de la formation et rend les données comparables sur ce point, quelque soit la période d’acquisition.

Les données acquises à partir de Septembre correspondent à une galerie à différents stades de l’excavation. La figure 6.10 donne une idée de l’aspect de la galerie après reprise du creusement (Septembre 2004).





FIG. 6.10 – Etat de la galerie 04 après reprise du creusement (Septembre 2004).

## 6.3 Les pseudo sections “Wenner”

### 6.3.1 Le calcul de la résistivité apparente et la représentation des données

Il existe en géométrie plane une représentation classique des données acquises selon un protocole Wenner. La résistivité apparente est calculée simplement selon l'équation :

$$\rho_a = G \cdot R$$

où  $R$  est la résistance issue de la mesure du potentiel divisée par le courant injecté et  $G$  le facteur géométrique qui dépend du dispositif.

Pour un dispositif Wenner sur une surface plane, il est défini par :

$$G = \frac{2 \cdot \pi}{\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN}}$$

où AM, AN, BM et BN correspondent aux distances entre les électrodes d'injection A et B et les électrodes de potentiel M et N (figure 6.11).

Cette formule est directement issue de la formule analytique du potentiel en coordonnées cartésiennes 2,5D qui est de la forme  $U = \frac{I\rho}{2\pi} \cdot \frac{1}{r}$ . Le facteur géométrique correspond aussi à la valeur qui relie la résistance mesurée à la résistivité réelle dans le cas d'un milieu homogène.

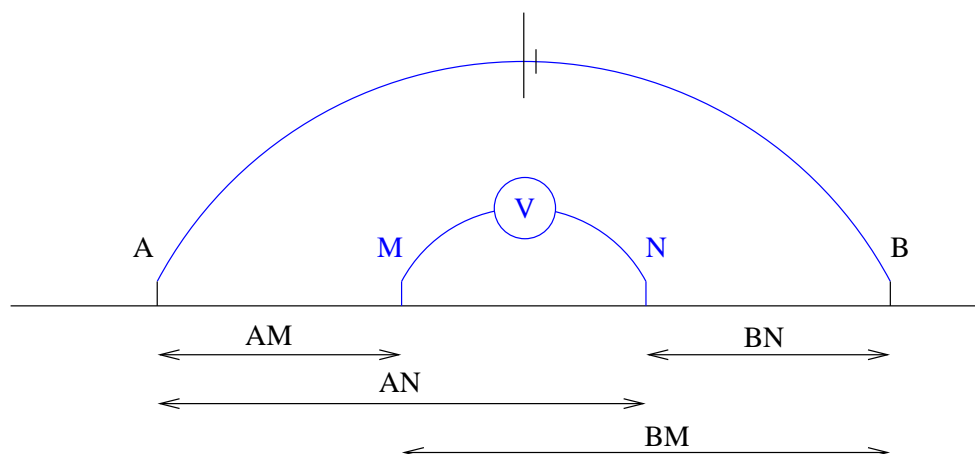


FIG. 6.11 – Position des électrodes pour un dispositif Wenner. Le facteur géométrique s'exprime en fonction des distances AM, AN, BM et BN.

Dans une pseudo section en géométrie plane, la valeur de la résistivité apparente sera reportée au point M, situé au milieu de [MN] en  $x$  et à la profondeur  $a$  ( $a = AM = MN = BN$ ).

En géométrie cylindrique, le calcul de la résistivité apparente est plus compliqué, la solution analytique du potentiel en 2,5D dont découle la relation entre la résistivité apparente et la résistance n'étant pas triviale. Cependant, le facteur géométrique peut être estimé via une modélisation numérique en considérant un milieu homogène de résistivité  $1\Omega \cdot m$ . La résistivité apparente issue de cette modélisation fournit directement la valeur  $\frac{1}{G}$  pour chaque quadripôle. On peut ensuite calculer la résistivité apparente pour n'importe quelle acquisition du même type que celle utilisée pour le calcul de  $G$  et sa valeur est alors reportée à la profondeur  $a$ , à l'aplomb du milieu de [MN]. La distance  $a$  est évaluée en longueur d'arc.

### 6.3.2 Répétitivité des mesures

Les acquisitions en protocoles Wenner ont été répétées deux à trois fois par anneau à chaque période. Ceci nous a permis de tester la répétitivité des mesures. La figure 6.12 présente les pseudo sections obtenues pour trois acquisitions successives ( sur la durée de la mission) pour l'anneau 1 en Juillet 2004.

Les valeurs de résistivité apparentes sont très similaires et leur répartition spatiale cohérente sur l'ensemble des pseudo sections. Si des variations sont visibles entre les différentes périodes d'acquisition, elles sont liées à l'évolution du milieu étudié et non à l'appareillage, d'autant que le résistivimètre utilisé est resté le même.

### 6.3.3 Les pseudo sections

La gamme de résistivités apparentes obtenues varie entre  $3\Omega \cdot m$  à  $20\Omega \cdot m$  (figures 6.13, 6.14 et 6.15). Quelques valeurs isolées sortent de cet intervalle. Les résistivités variant sur plusieurs ordres de grandeur, une échelle logarithmique a été utilisée pour construire les pseudo sections.

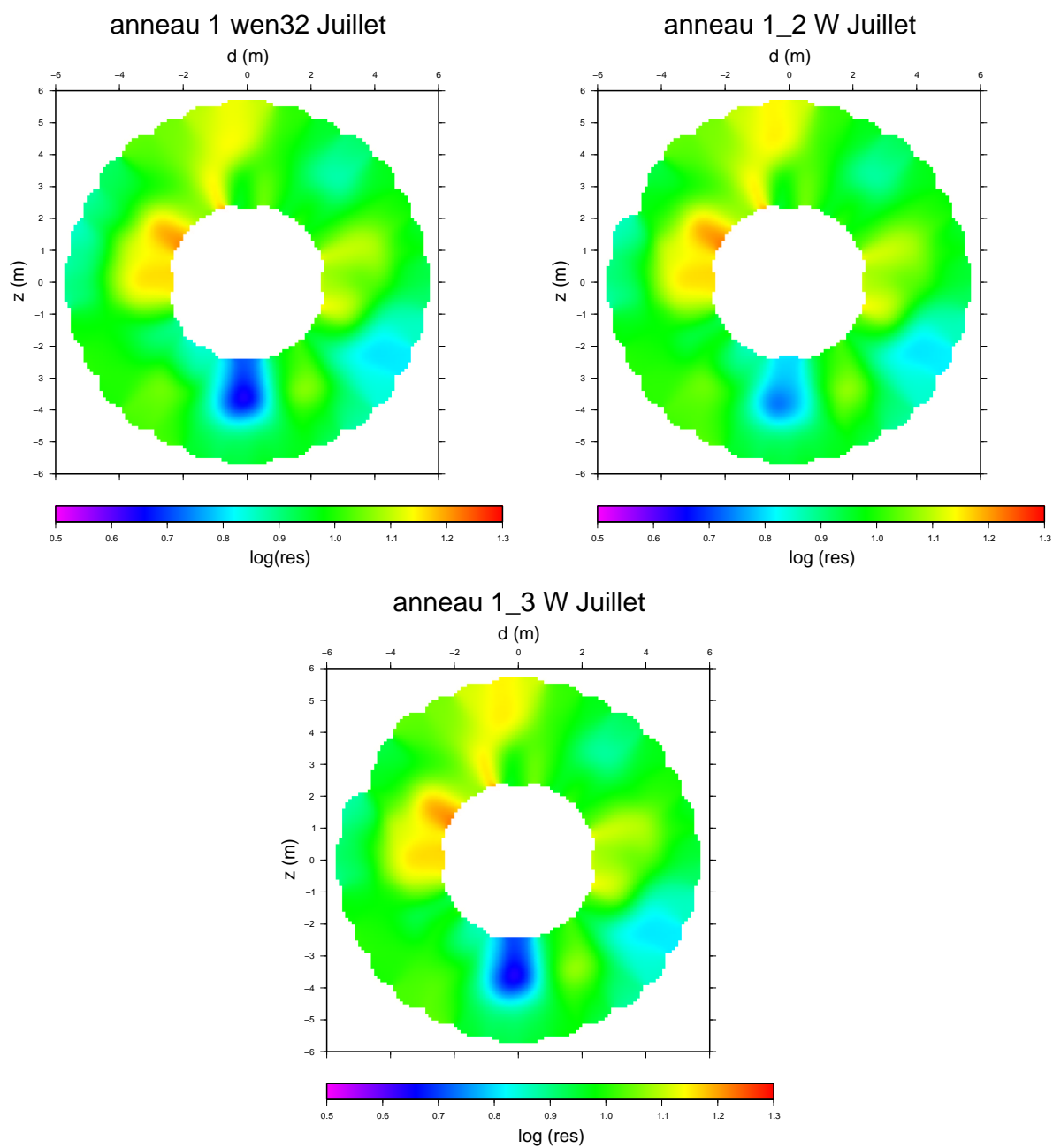


FIG. 6.12 – Pseudo sections de l’anneau 1 pour trois acquisitions successives suivant le protocole Wenner. Les résistivités apparentes sont exprimées en  $\Omega \cdot m$ . On constate la très bonne répétitivité des mesures.

Il est important de rappeler qu'il s'agit de résistivités apparentes et donc de valeurs moyennées le long des lignes de courant. Plus les électrodes sont écartées, plus la profondeur de pénétration est grande et donc plus le nombre de milieu à résistivités différentes est possible et plus la valeur de résistivité apparente obtenue s'éloigne de la valeur vraie. Il est donc fort probable que les valeurs de résistivité vraie soient bien inférieures ou bien supérieures à celles des résistivités apparentes. Aux plus grandes profondeurs, la formation est supposée saine, non endommagée, et la résistivité moindre, l'écart entre résistivité apparente et résistivité vraie devrait donc se creuser dans les faibles valeurs de résistivité.

D'autre part, les zones jaunes à rouges présentent une résistivité apparente élevée et sont assimilées à des zones plus endommagées que le reste de la formation tandis que les zones bleu foncé à fuchsia sont les plus conductrices (présentes sur les anneaux 1 et 2, à la base de la galerie). Deux explications peuvent être avancées quant à la conductivité plus élevée dans le radier. L'augmentation de la conductivité est en générale liée à la présence d'eau. Dans notre cas, l'eau peut provenir du béton relativement liquide coulé dans le radier sur 50 cm d'épaisseur. Mais on ne peut également exclure un apport d'eau par l'atmosphère particulièrement humide de la galerie alors que les réservations dans le radier (figure 5.6) permettaient un contact direct avec la formation argileuse.

Les pseudo sections présentées en figure 6.13 montrent une évolution spatiale de la résistivité sur un anneau mais également d'un anneau à l'autre. Sur un anneau donné, les zones les plus résistantes correspondent au quart supérieur gauche de la galerie (flanc SSE) pour l'anneau 1 et l'anneau 2 et sont diamétralement opposées pour l'anneau 3 (quart supérieur gauche et inférieur droit).

Par ailleurs, on peut observer sur la figure 6.13 une nette évolution spatiale de l'endommagement lorsqu'on s'éloigne du fond provisoire de la galerie (anneau 1 vers anneau 3) ce qui semble montrer que les parois proches du fond n'ont pas atteint le maximum d'endommagement, probablement en raison du "support" apporté par le fond de la galerie. Cette tendance s'estompe sur les pseudo sections de Septembre (figure 6.14) et Décembre (figure 6.15), l'excavation ayant repris et la paroi verticale en fond de galerie ayant bien sûr disparue.

L'autre type d'évolution à observer est la variabilité temporelle. Les pseudo sections de l'anneau 1 présentent un net accroissement de la zone résistante entre Juillet et Septembre, l'évènement majeur entre ces deux dates étant la reprise du creusement. L'évolution de l'anneau 1 entre Septembre et Décembre est moins marquée mais suit la même tendance. Les zones résistantes de l'anneau 2 évoluent de manière similaire tandis que l'anneau 3 semble relativement stable au cours du temps. Cette variabilité temporelle est particulièrement visible sur les pseudo sections construites par différence entre les pseudo sections de Septembre et celles de Juillet (figure 6.16). En ce qui concerne l'évolution temporelle de l'anneau 3, on peut préciser qu'en Juillet l'endommagement était déjà bien avancé, cet anneau ne bénéficiant pas du support du fond de la galerie et le creusement étant interrompu depuis déjà trois mois. De plus, en raison d'un fort endommagement du béton en partie inférieure de la galerie, des renforts ont été mis en place justement à proximité et sur cette anneau, contribuant ainsi à la limitation de son endommagement ultérieur. Les différences négatives observables au sommet de la galerie de l'anneau 3 sur la figure 6.16 peuvent s'expliquer par un ré-aménagement des contraintes autour de la galerie qui pourrait contribuer à l'augmentation de la conductivité par fermeture des fissures ou fractures (

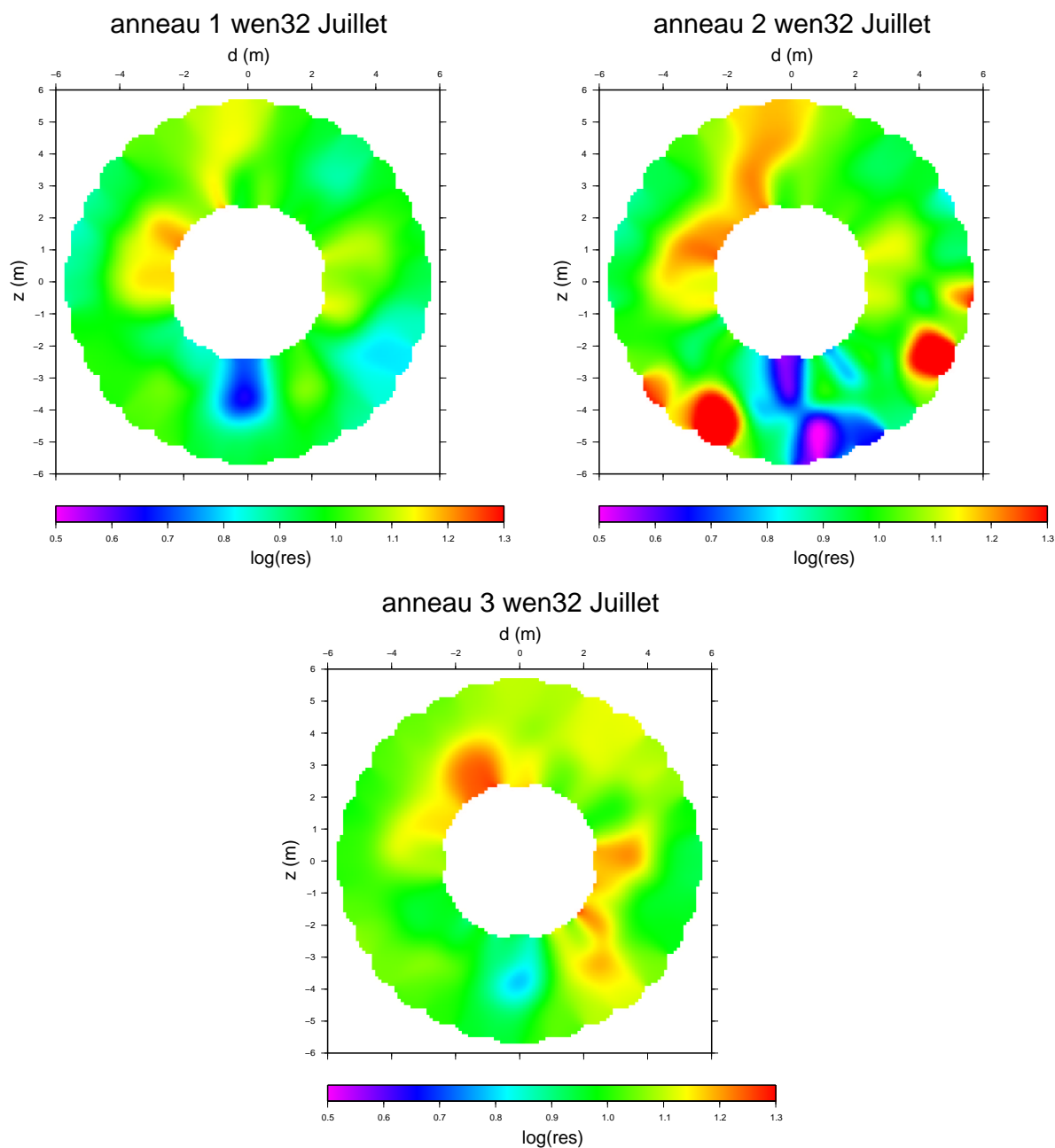


FIG. 6.13 – Pseudo sections issues des acquisitions de Juillet 2004. Les résistivités apparentes sont exprimées en  $\Omega \cdot m$ . On observe une nette évolution des zones résistantes assimilées à l’endommagement lorsque l’on s’éloigne du fond provisoire de la galerie. L’anneau 1 pourrait bénéficier du support de mur du fond qui limiterait son endommagement. Contrairement aux deux autres anneaux, l’anneau 3 semble subir un endommagement symétrique (quart supérieur gauche et inférieur droit).

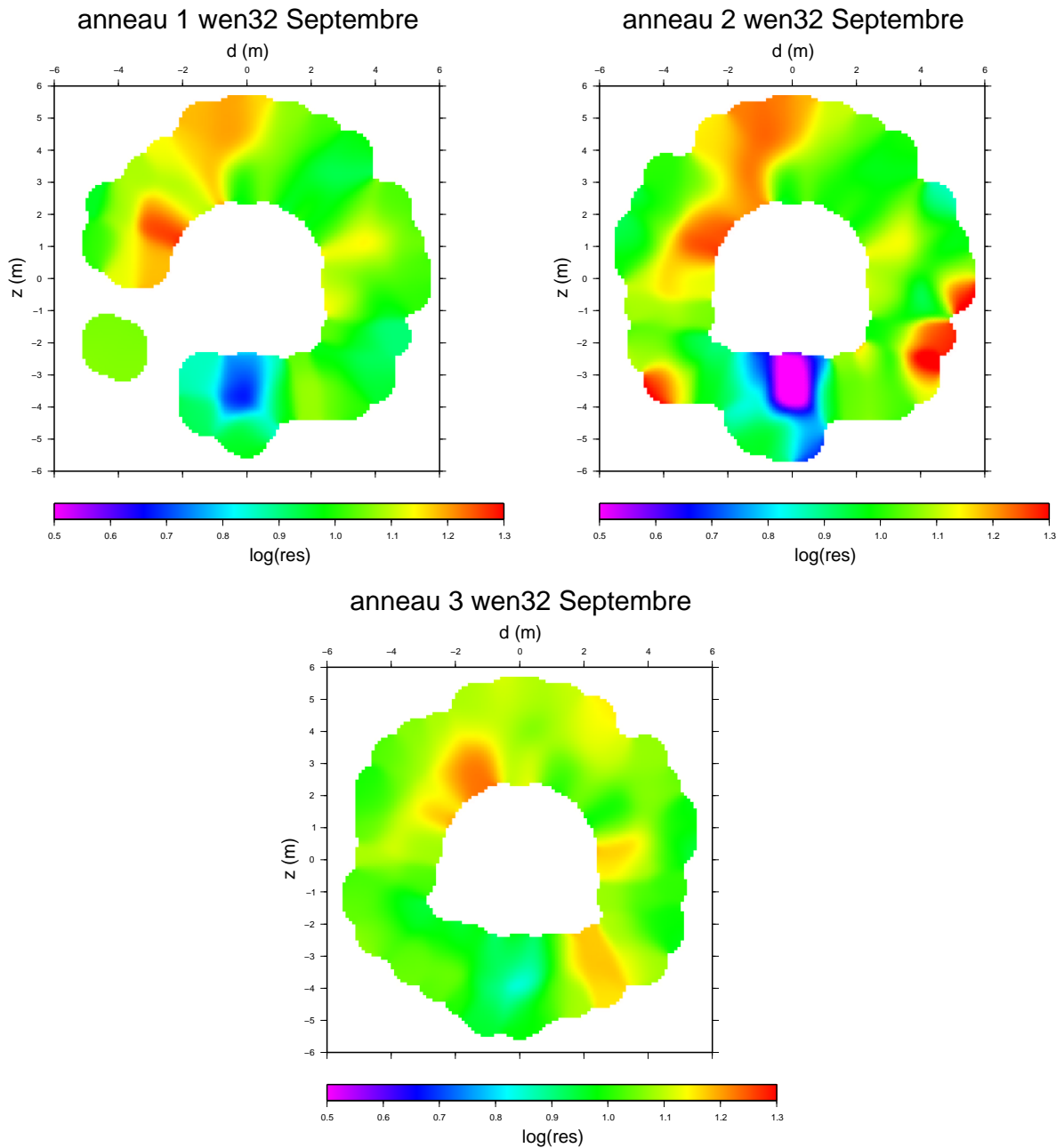


FIG. 6.14 – Pseudo sections issues des acquisitions de Septembre 2004. Les résistivités apparentes sont exprimées en  $\Omega \cdot m$ . Avec la reprise du creusement fin Août, l’anneau 1 voit ses zones résistantes s’étendre, traduisant l’accroissement de l’endommagement alors que le mur “soutien” a disparu. L’anneau 2 marque lui aussi une évolution vers un endommagement important mais moindre que l’anneau 1. L’anneau 3 semble très stable, il aurait même tendance à voir sa partie sommitale devenir plus conductrice. Les pseudo sections sont incomplètes (particulièrement l’anneau 1, quart inférieur gauche) en raison de la déconnection de quelques électrodes lors du décollement du béton consécutif à la reprise du creusement.

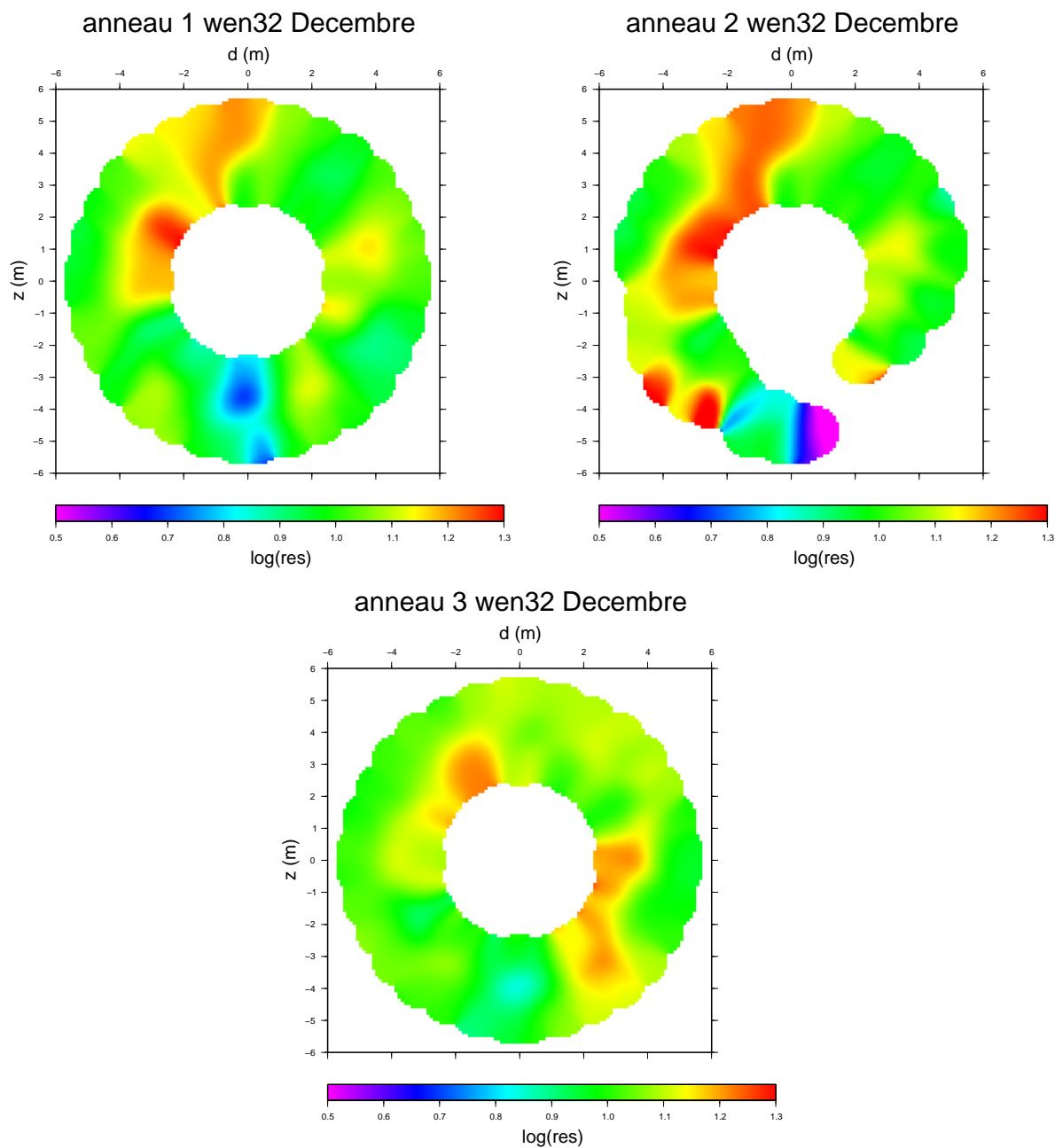


FIG. 6.15 – Pseudo sections issues des acquisitions de Décembre 2004. Les résistivités apparentes sont exprimées en  $\Omega \cdot m$ . Comme on pouvait s’y attendre, la différence d’endommagement avec Septembre est moindre, la paroi se stabilise peu à peu. La pseudo sections sont de l’anneau 2 (quart inférieur droit) est incomplète en raison de la déconnection de quelques électrodes lors des mouvement de la paroi consécutif à la reprise du creusement.

Blümling et al., 2001]).

Les différences entre les acquisitions de Septembre et celles de Décembre (figure 6.17) confirment ce que l'on observait déjà sur les pseudo sections, à savoir un net ralentissement dans la cinétique d'endommagement. La paroi semble se stabiliser conformément aux mesures de convergence enregistrées à l'entrée de la galerie.



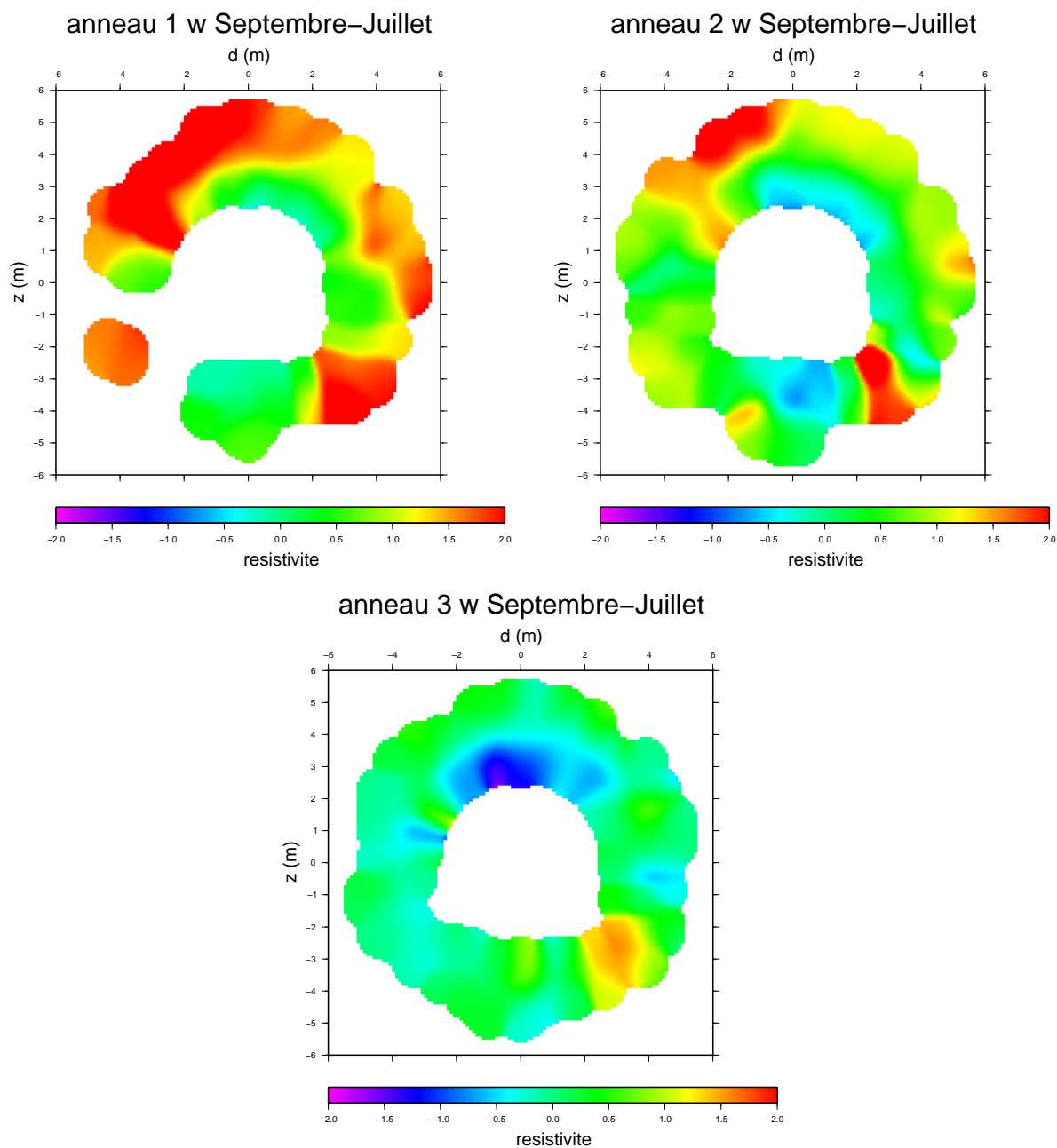


FIG. 6.16 – Différence entre les pseudo sections ( $\Omega \cdot m$ ) de Septembre et celles de Juillet. On notera l'accroissement de la résistivité du quart supérieur gauche de l'anneau 1, dans une moindre mesure, l'accroissement de la résistivité du quart supérieur gauche de l'anneau 2 et la diminution de résistivité au sommet de la galerie de l'anneau 3.

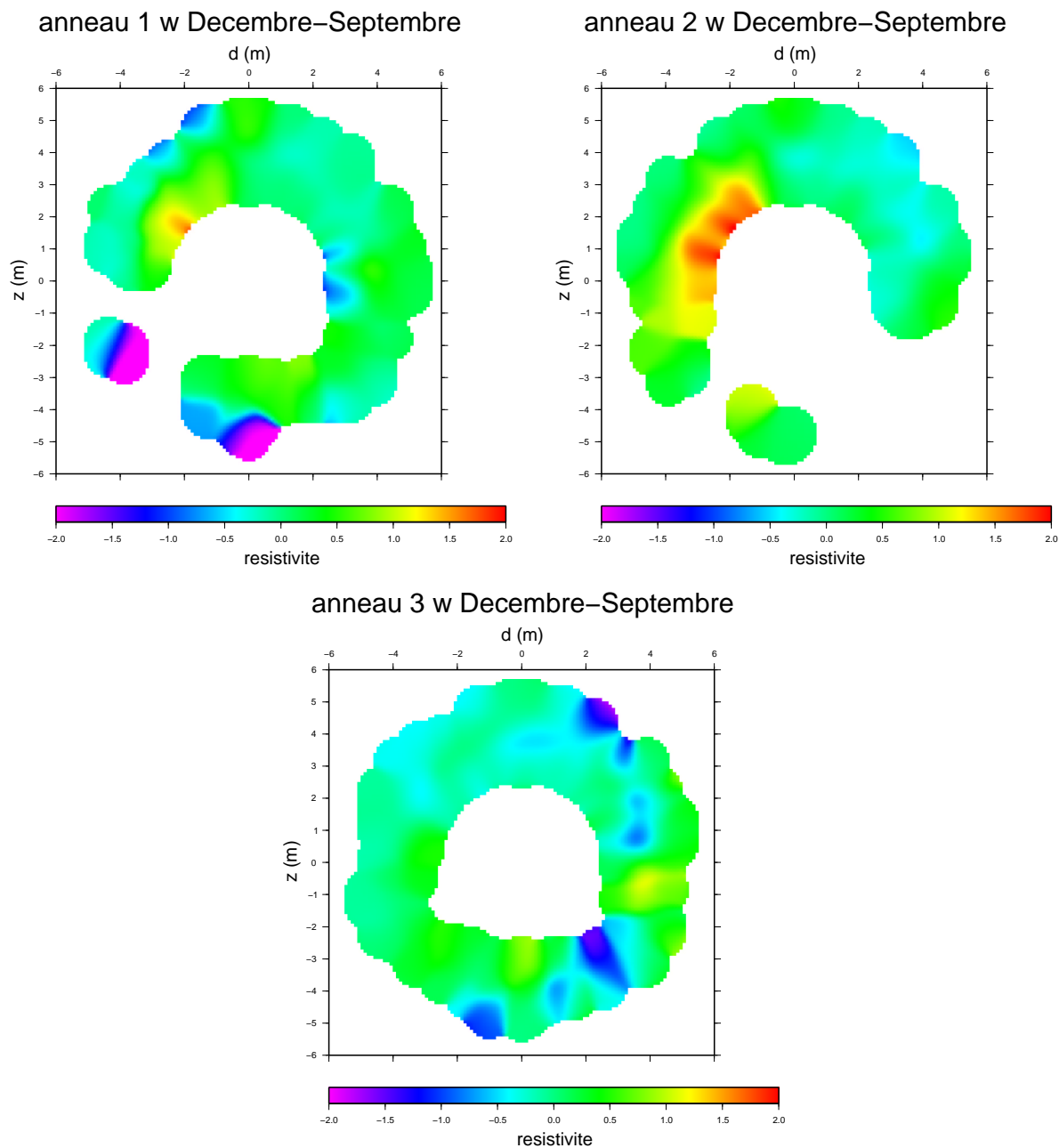


FIG. 6.17 – Différence entre les pseudo sections ( $\Omega \cdot m$ ) de Décembre et celles de Septembre. La paroi semble se stabiliser. L'évolution est moindre que celle traduite par la figure 6.16.

## 6.4 Conclusions

Les différentes acquisitions menées tout au long de l'excavation de la galerie 04 ont permis d'obtenir des "images" de la paroi en terme de résistivités apparentes, constituant ainsi une base de donnée spatio-temporelle du suivi de l'endommagement. La bonne répétitivité des mesures nous laissent penser que les variations de résistivités apparentes visibles sur les pseudo sections peuvent être directement reliées à l'évolution de la formation argileuse sous les variations de contraintes.



# Chapitre 7

## Corrélations

### 7.1 Corrélations avec la géologie structurale

Les géologues du Geotechnical Institute effectuent des relevés géologiques réguliers lors de l'excavation. Le creusement est opéré à l'aide d'une machine à attaque ponctuelle (road header), sorte de cône à dents disposées en spirale (figure 5.5) qui, en attaquant la paroi, laisse des traces circulaires, brouillant ainsi l'image structurale de la formation argileuse. Les failles reportées sur les coupes résultent d'observations et ne représentent que les failles majeures.

Elles se répartissent en deux grandes familles : N250 et N150, cette dernière étant subparallèle à la stratigraphie.

Les résultats entre ces observations et la corrélation avec les pseudo sections de résistivité apparente sont synthétisés dans la partie qui suit.

#### 7.1.1 Implantation des coupes géologiques

Nous nous intéresserons à trois coupes réalisées à proximité du dispositif électrique : les coupes situées à la référence TM 17, TM 19 et TM21 respectivement à 17 mètres, 19 mètres et 21 mètres de l'entrée de la galerie 04 (figure 7.1). La coupe TM17 se situe à quelques centimètres de l'anneau 3, la coupe TM19 se situe environ 50 centimètres avant l'anneau 2 et la coupe TM21 environ 1 mètre après l'anneau 1 (fond de la galerie d'amorce).

#### 7.1.2 Anneau 1 et cartographie structurale TM21

La coupe TM21 a été levée lors de la première phase d'excavation, c'est à dire en Mars 2004, la paroi étant ensuite recouverte par du béton projeté. L'acquisition de tomographie électrique la plus proche temporellement est donc celle de Juillet, avec laquelle nous ferons la corrélation.

La figure 7.2 présente la pseudo section de résistivité apparente de l'anneau 1 enregistrée en Juillet 2004 et la coupe TM21 à laquelle s'est ajoutée la trace imaginaire de la faille 210/20 sur une coupe que l'on aurait faite à TM20 en supposant le plan de faille parfaitement plan. Le pendage de 20 ° vers le Nord implique une remontée de la trace de cette faille. Si on compare

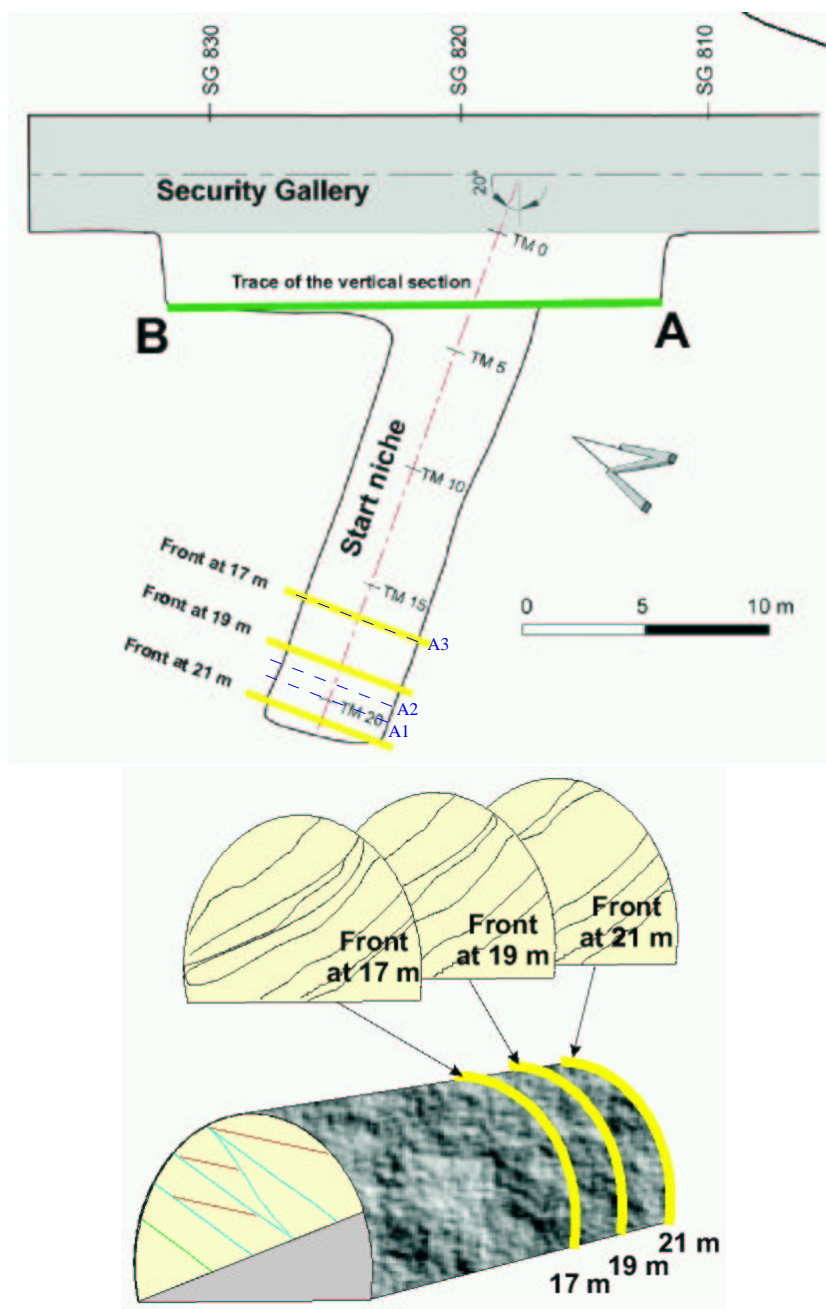


FIG. 7.1 – Localisation des coupes géologiques relevées par les géologues structuralistes du Geotechnical Institute. a) Vue schématique de la niche d'amorce. En trait jaune : les coupes géologiques. En tiretés bleus : les anneaux d'électrodes. b) vue schématique 3D de la localisation des coupes géologiques dans la niche d'amorce de la galerie 04.

maintenant sa position avec la zone plus résistante située entre 9 et 10 heures de la pseudo section, on constate une bonne corrélation. De même, la zone résistante visible à 12 heures correspond à peu près à la faille située également à 12 heures, la direction et le pendage n'étant pas fourni, il n'a pas été possible de représenter la trace à TM21. Cependant, on peut supposer que cette faille appartient à la même famille que celle considérée précédemment, et que sa trace devrait suivre la même tendance, à savoir un décalage vers le haut d'environ 40 cm. La famille de faille autour de N148 joue certainement un rôle dans l'augmentation de la résistivité.

La zone plus conductrice localisée à 6 heures pourrait traduire la présence d'eau provenant du béton plus liquide coulé dans le radier.

### 7.1.3 Anneau 2 et cartographie structurale TM19

Pour les mêmes raisons que celles évoquées précédemment, nous utiliserons la pseudo section de Juillet pour la corrélation avec la carte structurale TM19. Cette fois, la coupe se situe environ 50 cm avant l'anneau 2 et les failles représentées pourront être projetées de quelques 20 cm vers le bas.

La figure 7.3 présente la pseudo section de l'anneau 2 issue des acquisitions de Juillet avec la coupe structurale la plus proche, à savoir la coupe TM19. La zone traversée par les familles de failles N212 et N150 est parfaitement cohérente avec la zone à résistivité apparente plus élevée.

La zone plus conductrice à 6 heures sur la pseudo section correspond toujours à une possible présence d'eau liée au béton du radier.

### 7.1.4 Anneau 3 et cartographie structurale TM17

La coupe structurale TM17 se situe quasiment sur l'anneau 3.

La pseudo section de résistivité apparente de l'anneau 3 issue des acquisitions de Juillet et la carte structurale TM17 ( figure 7.4 ) sont cohérentes sur la dimension diagonale de l'endommagement qui se traduit par une résistivité apparente plus élevée sur la pseudo section et une fracturation N150 de part et d'autre de la galerie, flanc SSE partie supérieure et flanc NNW partie inférieure. La zone la plus résistante à 11 heures semble bien se superposer à la zone la plus dense en failles.

## 7.2 Corrélations avec le champ de contraintes

Dans le rapport "The Stress Field in the Mont Terri Region", Bossart et al. (2003) décrivent le champ de contraintes théorique autour d'un forage (figure 7.5). Le cas anisotrope est celui qui nous intéresse particulièrement. En effet, les coupes géologiques présentées précédemment mettent en évidence une stratification, une fracturation le long des plans de stratification et des failles liées à la tectonique globalement orientées comme sur la figure. On voit déjà apparaître une concordance entre les zones de fissurations du modèle de contraintes et les zones résistantes des pseudo sections malgré des effets d'échelle possibles.

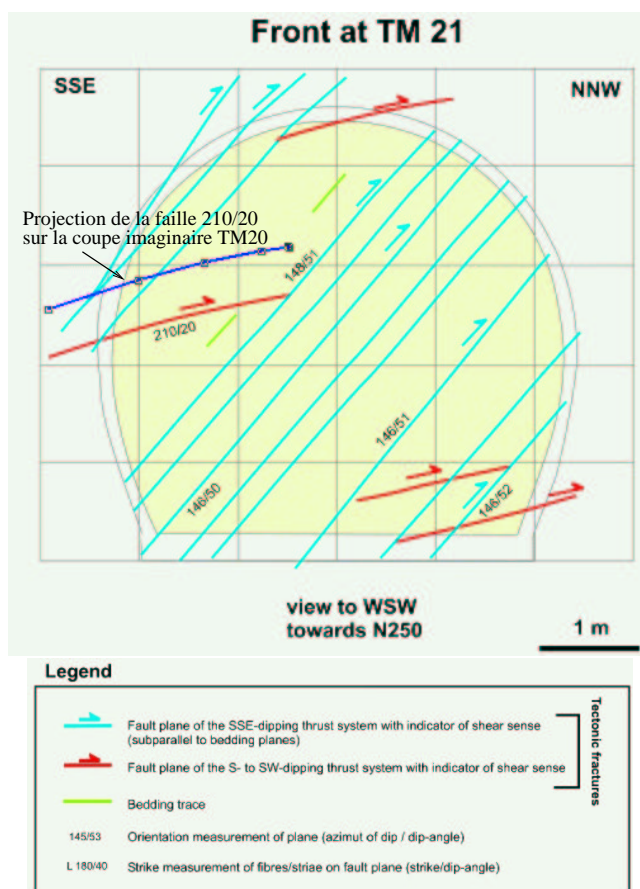
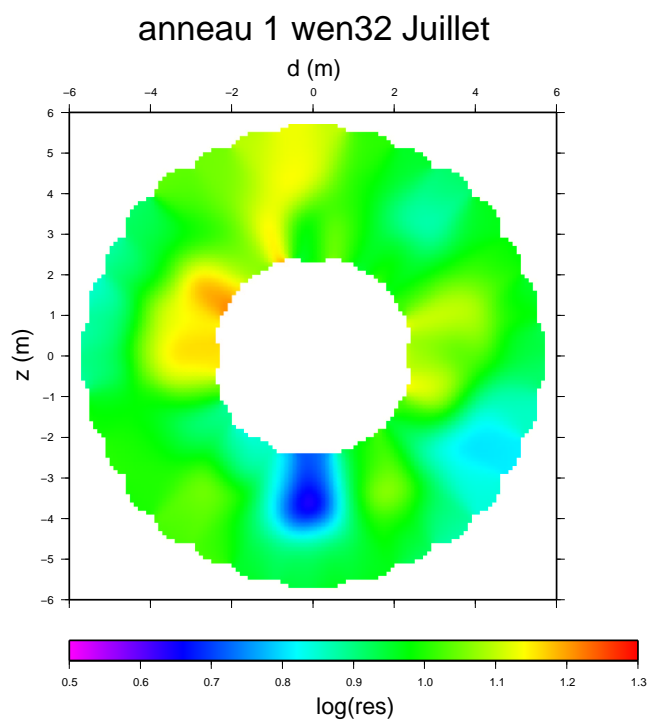


FIG. 7.2 – a) Pseudo section de résistivité apparente issue des acquisitions de Juillet pour l’anneau 1. b) Coupe structurale TM21, la plus proche de l’anneau 1. On observe une bonne corrélation entre les zones résistantes et les failles N250.



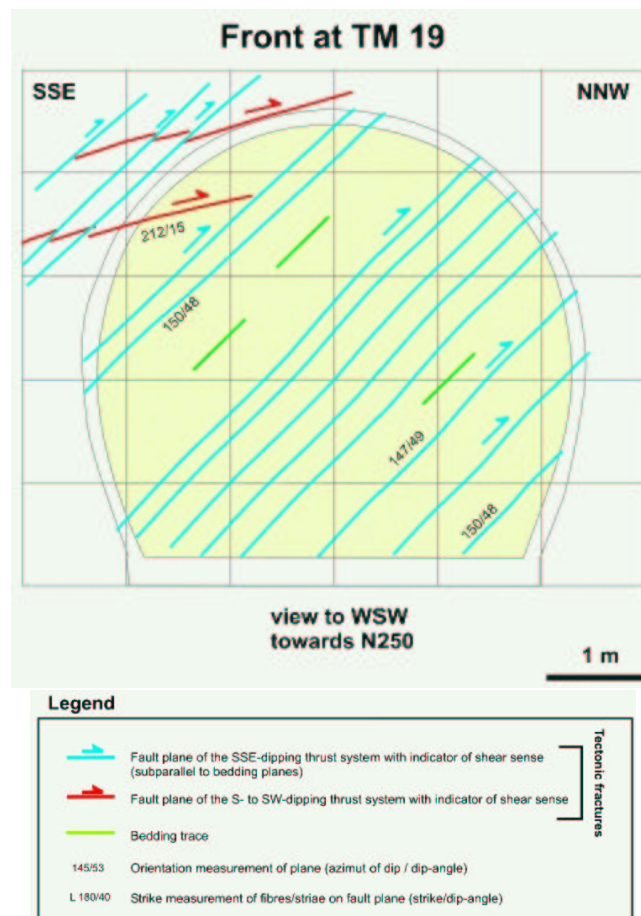
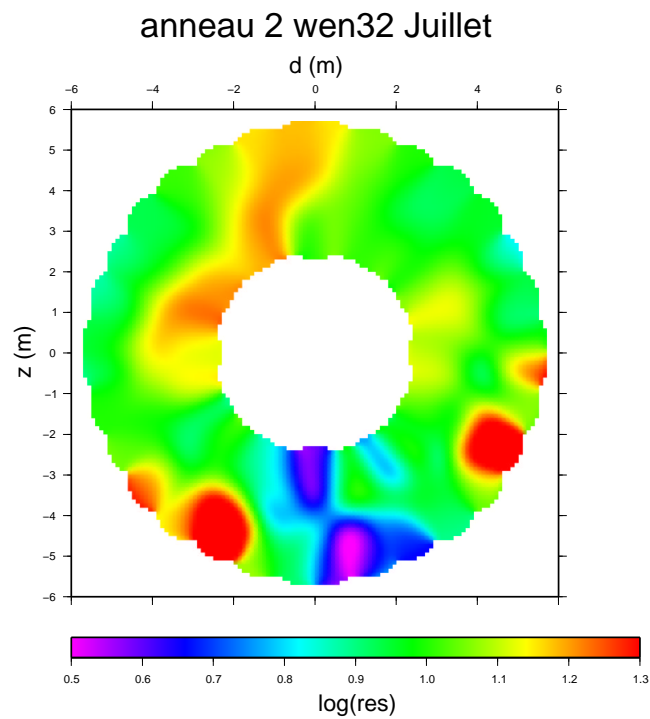


FIG. 7.3 – a) Pseudo section de résistivité apparente issue des acquisitions de Juillet pour l’anneau 2. b) Coupe structurale TM19, la plus proche de l’anneau 2. On observe une bonne corrélation entre les zones résistantes et les failles N210 et N150. Les résistances maximum semblent plutôt liées aux failles N210.

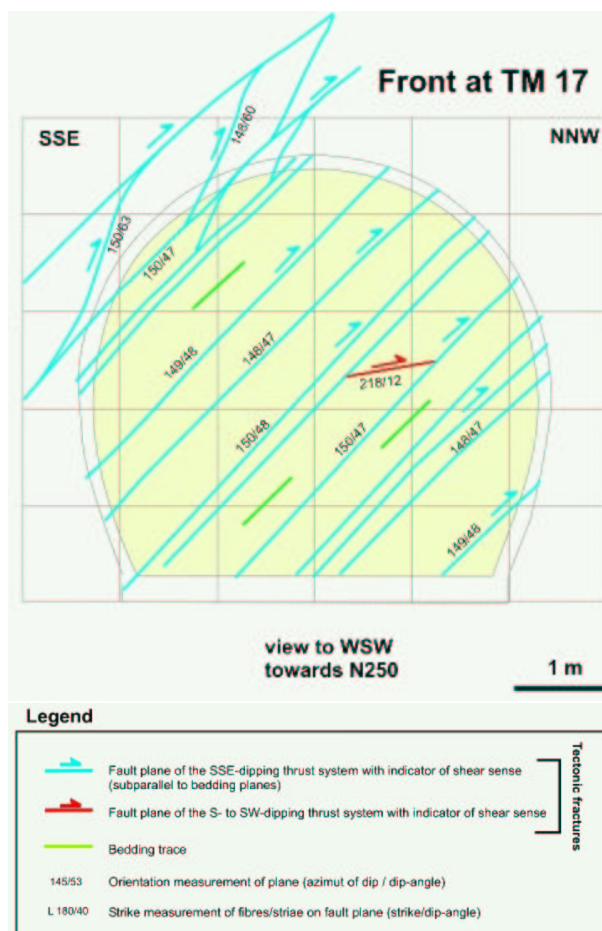
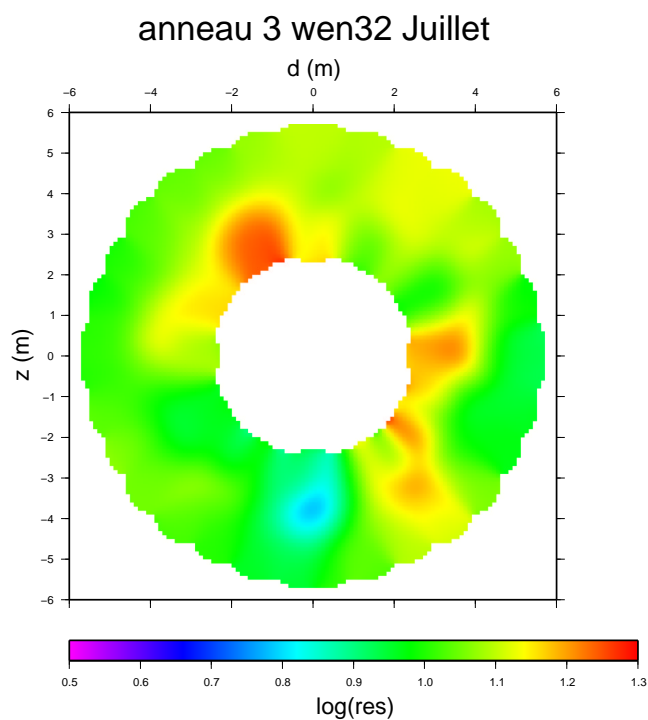


FIG. 7.4 – a) Pseudo section de résistivité apparente issue des acquisitions de Juillet pour l’anneau 3. b) Coupe structurale TM17, située approximativement sur l’anneau 3. Les zones les plus résistantes semblent ici fortement liées aux failles subparallèles à la stratigraphie.

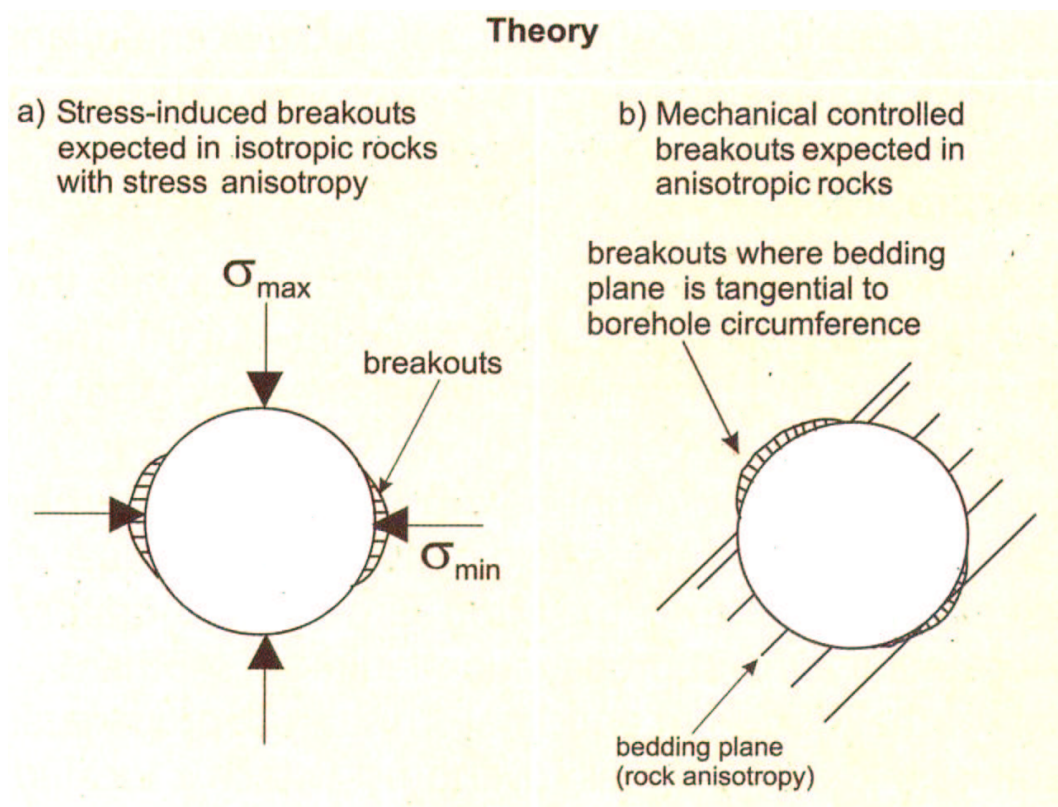


FIG. 7.5 – Endommagement théorique dans un forage lié à une redistribution des contraintes autour du forage a) dans une roche isotrope et b) dans une roche anisotrope de par sa stratification par exemple. D'après Bossart et al. (2003)

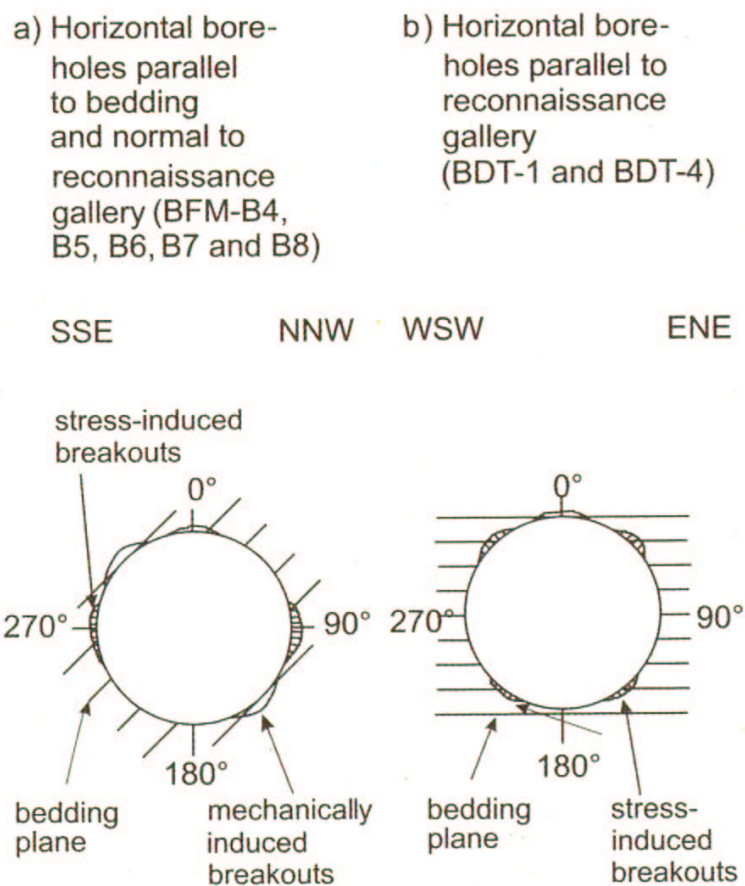


FIG. 7.6 – Endommagement observé dans des forages horizontaux en fonction de leur orientation par rapport à la stratification. D'après Bossart et al. (2003).

Dans cette étude, Bossart et al. (2003) ont réalisé plusieurs forages à partir de la galerie de sécurité et dans différentes directions permettant différentes configurations par rapport à l'anisotropie des argiles (notamment par rapport à la stratification). Les résultats de l'endommagement observé en fonction de l'orientation du forage sont présentés en figure 7.6. Le cas du forage SSE-NNW correspond à l'orientation de la galerie 04 et reflète parfaitement l'endommagement déduit des pseudo sections de résistivité apparente, à savoir un quart supérieur gauche et un quart inférieur droit particulièrement touchés. La part "mécanique" semble majoritaire dans notre cas tandis que la part liée au réaménagement des contraintes autour de la galerie s'est particulièrement fait ressentir dans le décollement du béton (c'est à ce niveau que la majeure partie des connexions avec les électrodes a subi des dommages).

### 7.3 Conclusions

L'EDZ de la galerie 04 du Mont Terri, dans sa répartition spatiale notamment, semble particulièrement contrôlée par la tectonique et la stratification locale par remobilisation des plans de failles ou des plans de stratification et, dans une moindre mesure, par le réaménagement des contraintes autour de la galerie.

Dans les études menées par Bossart et al. (1999) dans la galerie de sécurité (figure 6.1), la plupart des fractures mises en évidence correspondait également à des réactivations de plan de stratification et de plan de failles induites par la tectonique. L'endommagement dans sa répartition spatiale présente cependant une différence : il n'est pas maximum selon l'axe horizontal mais plutôt selon la diagonale (particulièrement visible sur l'anneau 3). L'orientation de la galerie 04 diffère de celle de la galerie de sécurité alors que le pendage et la direction des failles et des plans de stratifications restent quasi similaires. Dans leurs conclusions, Bossart et al. (2004) mettaient en évidence le lien entre la répartition spatiale de l'endommagement et l'orientation de la galerie par rapport aux failles préexistantes. Nous confirmons donc ici leurs conclusions par la tomographie électrique.



# **Part III**

## **Inversion**





# Chapter 8

## Théorie

### 8.1 Introduction

L'inversion est la phase de traitement des données qui permet, en théorie, de passer des mesures de terrain (espace des données) à une ou plusieurs propriétés physiques du sous-sol (espace des modèles). Dans le cas de l'inversion de données électriques, il s'agit de passer de la mesure de potentiel à la conductivité électrique (ou son inverse, la résistivité) du sous-sol. Plusieurs difficultés sont à prendre en compte :

1- Les mesures sont réalisées uniquement en surface alors qu'on cherche la distribution de la conductivité jusqu'à une certaine profondeur. La définition de cette profondeur n'est d'ailleurs pas aisée (elle dépend directement de la conductivité des milieux traversés, les pseudo sections ne donnant qu'une estimation de la profondeur réellement imagée).

2- La non-unicité de la solution dans le cas de mesures finies. En électrique, le potentiel mesuré dépend de la distribution des conductivités dans les milieux traversés par le courant. On peut ainsi mesurer un potentiel en surface identique pour un terrain de conductivité constante  $\sigma_1$  et pour des terrains dont la moyenne des conductivités sur le trajet des lignes de courant est égale à  $\sigma_1$ . Toutes les combinaisons sont mathématiquement valables si on n'a pas d'autres *a priori*.

### 8.2 La méthode choisie : le recuit simulé

#### 8.2.1 Approche physique

Le recuit simulé est une méthode d'optimisation stochastique inspirée de la thermodynamique et proposée par Kirkpatrick et al. en 1983. Le recuit est un processus physique qui consiste à augmenter au maximum la température d'un métal pour atteindre le point de fusion : les particules se déplacent alors de manière aléatoire dans le liquide. En refroidissant graduellement le métal, on va atteindre un état d'énergie minimale correspondant à une structure cristallisée stable. Cette méthode est assez simple à implémenter et elle accepte les modifications sans qu'il soit besoin de réécrire tout l'algorithme.

Partant d'un modèle quelconque, on calcule le coût, c'est-à-dire l'écart entre les données et le

résultat obtenu pour ce modèle (par moindres carrés par exemple). On perturbe ensuite le modèle initial et on calcule le coût du modèle ainsi obtenu. Dans une méthode de minimisation classique (amélioration itérative), on garde le second modèle si son coût est inférieur au modèle précédent sinon il est rejeté. Une telle méthode incite fortement à appliquer une simple perturbation pour rester dans le voisinage du modèle précédemment accepté. Si la loi de probabilité de l'espace des solutions présente un ou des maxima locaux, il y a de fortes chances pour qu'une telle méthode donne comme solution le modèle situé sur le premier maximum local rencontré.

Si on associe un moyen de sortir des minima locaux (en terme de coût) à une méthode itérative classique, on retombe sur l'algorithme de Metropolis ([Metropolis et al., 1953], [Bhanot G., 1988]). A la fin du 19<sup>è</sup> siècle, le physicien Ludwig Boltzmann émet l'idée qu'à l'équilibre thermique à la température  $T$ , le temps que passerait un système dans une configuration microscopique d'énergie  $E$  est proportionnelle à  $\exp(\frac{-E}{T})$  ou, autrement dit, que les configurations de basse énergie seraient favorisées par la nature. L'énergie dans cette réflexion correspond au coût pour notre exemple. Dans l'algorithme de Metropolis, on tire au hasard une suite de modèles en respectant les proportions imposées par le critère de Boltzmann. Si le coût d'un modèle est inférieur au modèle précédent, il est toujours accepté mais s'il est supérieur alors on tire un nombre aléatoire entre 0 et 1 et si ce nombre est inférieur à  $\exp(\frac{(\text{coût}_1 - \text{coût}_2)}{T})$  alors on accepte aussi le modèle. Contrairement aux méthodes classiques d'amélioration itérative, la méthode de Metropolis permet parfois des transitions vers des configurations de coût supérieur. La température  $T$  est un élément important du critère de Boltzmann. En effet, si  $T=0$ , la probabilité que le modèle soit accepté est de 1 si le coût est inférieur au coût du modèle précédent et de 0 sinon. On retombe alors sur une loi d'amélioration itérative classique. Plus la température  $T$  est grande, plus le critère d'acceptabilité est souple (on accepte beaucoup de modèles) d'où l'idée d'associer une décroissance progressive de la température avec un algorithme de Metropolis afin d'abandonner progressivement les solutions moins probables sans tomber dans des minima locaux : c'est le principe du recuit simulé.

Cette approche du recuit simulé est une vision physique classique de la méthode. Une approche bayésienne est envisagée pour la suite.

## 8.2.2 Approche bayésienne

La solution d'un problème inverse selon l'approche bayésienne ([Bayes, 1958], [Tarantola et Valette, 1982]) est la densité de probabilité *a posteriori*  $\rho(\text{param}|\text{data})$  :

$$\rho(\text{param}|\text{data}) = \frac{\rho(\text{param}) \cdot P(\text{data}|\text{param})}{\int_I \rho(\text{param}) \cdot P(\text{data}|\text{param}) dy}$$

où  $I$  est l'espace des solutions,  $\text{param}$  et  $\text{data}$  les vecteurs paramètres et données,  $\rho(\text{param})$  la densité de probabilité *a priori*,  $P(\text{data}|\text{param})$  la densité de probabilité conditionnelle ou vraisemblance. *A priori* signifie antérieur à l'enregistrement des données et donc indépendant de celles-ci.

En raison des dimensions souvent bien supérieures à 3 des vecteurs paramètres et données, il est très difficile de visualiser la densité de probabilité *a posteriori*. On visualise alors plutôt la densité de probabilité marginale définie par :

$$\rho(param_i|x) = \int \rho(param|data) dparam_{\neq i}$$

où  $param_i$  est le paramètre dont on calcule la probabilité marginale et  $dparam_{\neq i}$  le vecteur de dimension  $D$ , avec  $D = dim(param) - 1$

En pratique, l'intégration de la densité de probabilité *a posteriori*  $\rho(param|data)$  est impossible puisqu'on ne peut l'évaluer uniformément dans tout l'espace des solutions. On peut tenter d'estimer cette probabilité par une sommation *via* un balayage de l'espace des modèles. Un échantillonnage aléatoire de l'espace *a priori* par la méthode de Monte Carlo pose le problème du mauvais échantillonnage des zones localisées, à forte probabilité, qu'on a peu de chance d'échantillonner correctement, mettant en péril le calcul de la probabilité marginale. Si on applique l'algorithme de Metropolis qui n'est autre qu'une chaîne de Markov qui consiste à remplacer un modèle par un autre par un mode opératoire mi aléatoire mi contraint pour obliger l'ensemble des modèles générés à satisfaire la densité de probabilité imposée, on améliore un peu l'estimation de la probabilité marginale. Cependant, si la densité de probabilité présente des lobes localisés dans l'espace des modèles ou si la densité de probabilité est de forme multimodale, beaucoup de modèles tombent dans des zones de minima de probabilité et ont donc peu de chance d'être acceptés.

L'idée du recuit simulé est de guider les modèles vers les lobes de densité de probabilité maximum grâce à l'instauration d'une "mémoire" entre le modèle généré et le modèle précédemment accepté ou entre deux générations de familles de modèles et par une déformation progressive de la densité de probabilité d'une loi quasi uniforme vers une loi présentant des lobes de probabilité maximum qui n'est autre que la loi de probabilité *a posteriori*  $\rho(param|data)$ . On obtient ainsi un confinement progressif des modèles dans la ou les zones de probabilité maximum entraînant un meilleur échantillonnage de ces zones.

En pratique, ce n'est pas la probabilité de chaque modèle qu'on estime directement mais plutôt son coût ou misfit par rapport aux données. Plus le coût sera faible, plus la probabilité que le modèle soit bon est grande.

## 8.3 Les paramètres du recuit simulé.

Le recuit simulé est régulé par une série de paramètres ayant chacun un rôle important : la température initiale, la température finale, la loi de décroissance de cette température, le calcul du coût et la loi de perturbation des modèles.

### 8.3.1 La température : température initiale, température finale et loi de décroissance.

Partant de la formulation évidente :

$$\rho(param|data) = \exp(\ln(\rho(param|data)))$$

et en introduisant un paramètre  $T$ , la température, on peut écrire :

$$\rho_T(\text{param}|\text{data}) = K_T \exp \left[ \frac{\ln(\rho(\text{param}|\text{data}))}{T} \right], T \geq 0$$

avec  $K_T$ , constante de normalisation.

On notera que :

si  $T = 1$ ,

$$\rho_1(\text{param}|\text{data}) = \rho(\text{param}|\text{data})$$

si  $T \rightarrow \infty$

$$\rho_\infty(\text{param}|\text{data}) = K_\infty$$

c'est-à-dire qu'à température infinie,  $\rho(\text{param}|\text{data})$  tend vers une densité de probabilité uniforme.

On a donc une déformation de la densité de probabilité  $\rho_T(\text{param}|\text{data})$  avec la décroissance de la température d'une loi quasi uniforme vers une loi mettant en évidence un ou des lobes de probabilité maximum.

Il est important que la température initiale soit élevée car elle permet un balayage très large du domaine des modèles (la loi de probabilité étant quasi uniforme, les modèles possèdent tous une forte probabilité). Plus la température baisse, plus les modèles sont confinés. Si on démarre le recuit à température basse, la loi n'est plus uniforme et la déformation a toutes les chances de ne pas évoluer vers la loi de probabilité optimum. Pour des raisons de temps de calcul, on ne peut cependant pas choisir une température de départ trop élevé. Un bon critère de choix consiste à dire que la température initiale est correcte lorsque 50% des modèles sont acceptés.

La loi de décroissance de la température classiquement utilisée est une décroissance géométrique, c'est-à-dire  $\alpha \cdot t$  avec  $0 < \alpha < 1$ . Plus  $\alpha$  est proche de 1, plus la décroissance de la température est lente et plus l'espace des modèles sera largement exploré (même inutilement et au risque de se perdre) et plus le temps de calcul sera long. A l'inverse, plus  $\alpha$  sera proche de 0, plus le temps de calcul sera réduit mais plus on aura de risque de mal évaluer la densité de probabilité.

### 8.3.2 Le coût

Dans la première phase de test, le coût est évalué par calcul de la norme L2, cette norme étant communément utilisée dans la résolution du problème inverse. Ainsi pour chaque modèle de conductivité, on calcule le potentiel pour chaque injection, on prélève le potentiel en surface aux mêmes électrodes que dans le protocole utilisé pour l'acquisition sur le terrain, et on compare le potentiel modélisé au potentiel mesuré en calculant le coût :

$$\text{coût} = \sum [ddpmod(i) - ddpmes(i)]^2$$

où  $ddpmod(i)$  est la différence de potentiel modélisée pour le quadripôle  $i$  et  $ddpmes(i)$  la différence de potentiel mesurée pour ce même quadripôle  $i$ .

---

RQ : On entend par “mesures” l’ensemble des données, qu’elles soient issues d’une vraie acquisition de terrain ou d’une simulation par modélisation pour des données synthétiques.

---

Le fait que le coût soit calculé sur la différence de potentiel et non sur la conductivité (puisque c’est l’inconnue !) complique l’inversion. En effet, le modèle de conductivité pour lequel le coût calculé à partir des différences de potentiel est moindre, n’est pas forcément le meilleur modèle en terme de conductivité. On pourra également avoir plusieurs modèles de conductivité expliquant les données sans correspondre au modèle vrai.

### 8.3.3 La loi de perturbation des modèles

Le paramètre considéré dans l’inversion de données électriques est la conductivité  $\sigma$ . Pour que le recuit simulé soit efficace, il faut à la fois qu’on explore largement l’espace des solutions et que la méthode converge vers le ou les lobes de probabilité maximum ou de coût moindre. On doit donc créer une sorte de mémoire entre les modèles acceptés et les modèles générés pour continuer à se diriger vers ces lobes de densité de probabilité tout en laissant une bonne marge de manoeuvre pour ne pas rester confiné. Dans un premier temps, on pourra appliquer une perturbation du type :

$$\sigma_2 = \sigma_1 + (random - 0.5) \cdot \sigma_1 \quad (8.1)$$

où *random* renvoie un nombre entre 0 et 1 si on perturbe la conductivité  
ou

$$\log \sigma_2 = \log \sigma_1 + (random - 0.5) \cdot \log \sigma_1 \quad (8.2)$$

si on perturbe le log de la conductivité.

$\sigma_1$  est le modèle de conductivité précédemment accepté et  $\sigma_2$ , le modèle généré à partir de  $\sigma_1$ . C’est à ce niveau aussi qu’on incorporera toutes les informations *a priori* via des modèles de conductivité plus ou moins compliqués.

Les paramètres du recuit définis dans cette section pourront être modifiés en fonction de la phase de développement de l’inversion.



# Chapitre 9

## Inversion de données synthétiques non bruitées

### 9.1 Introduction

La première phase d'inversion par recuit simulé est appliquée à des données synthétiques 2D, générées à l'aide du programme de modélisation présenté dans la première partie. Ces données n'étant pas bruitées, on devrait retrouver le modèle de conductivité exacte (coût nul), à condition toutefois que ce modèle soit généré lors du processus aléatoire de perturbation des modèles de conductivité. Les tests vont nous permettre de régler les différents paramètres de l'algorithme de recuit (décroissance de la température, nombre de modèles générés à chaque palier, choix du critère de coût...) en écartant les incohérences des données réelles qui sont bruitées (est considéré comme bruit toute partie de la mesure qui n'est pas liée à la conductivité réelle du milieu : erreur d'instrumentation, bruits parasites...).

### 9.2 Génération des données synthétiques

La grille sur laquelle le programme informatique de modélisation a été développé et validé comportait  $257 \times 129$  noeuds. Ce qui porte à 33153 le nombre potentiel de paramètres. Afin de limiter le temps de calcul de l'inversion, une grille de  $65 \times 33$  noeuds sera utilisée : 64 noeuds en  $x$  (le 65ème servant à la condition de cyclicité) et 10 noeuds en  $z$ , les 23 noeuds restants étant utilisés pour les marges servant à repousser les effets de bords. De plus, un premier modèle synthétique de conductivité concentrique a permis de limiter le nombre de paramètres différents à évaluer. La conductivité pour ces données synthétiques répond à une loi simple, variant uniquement avec le rayon (figure 9.1). Le nombre de paramètres est alors réduit à dix (nombre de noeuds selon le rayon). A partir de ce modèle de conductivité et en utilisant le programme de modélisation présenté dans la première partie, on a pu générer des données synthétiques correspondant à une acquisition selon le protocole Wenner. On dispose donc de 160 données réparties autour de la galerie et associées à cinq profondeurs différentes. La pseudo section construite à partir de ces données est présentée en figure 9.2. Le jeu complet de 160 mesures pourra être

réduit à 5 mesures représentatives (correspondant aux 5 profondeurs renseignées).

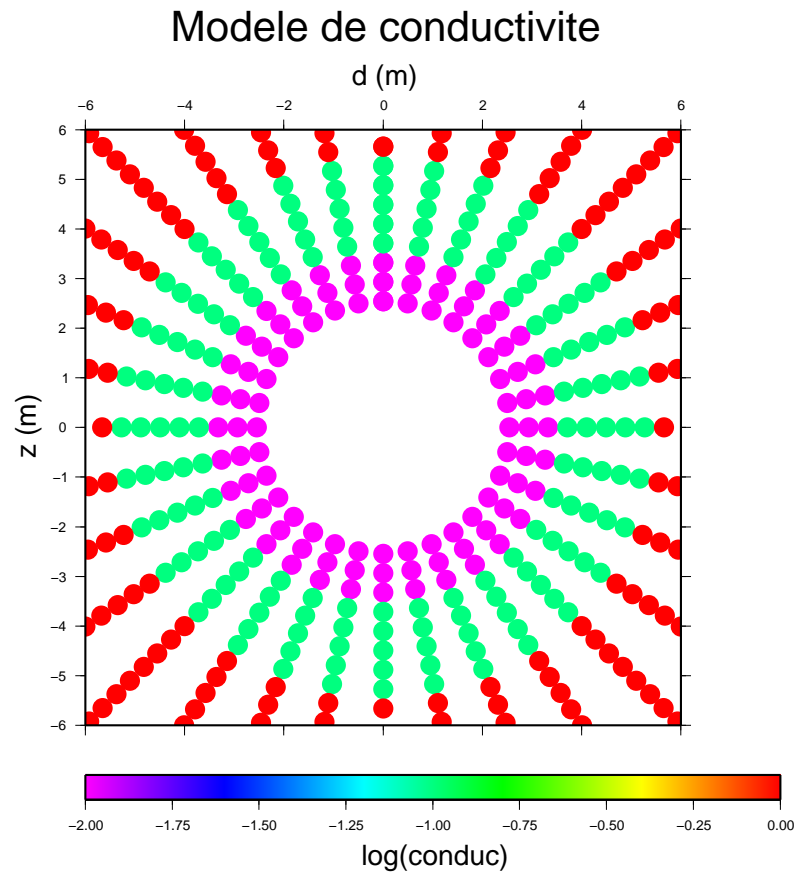


FIG. 9.1 – Modèle de conductivité utilisé pour l'inversion (présenté en log). La conductivité varie entre  $0.01 S \cdot m^{-1}$  et  $1 S \cdot m^{-1}$ . Les marges permettant de repousser les effets de bord sont en partie représentées (au delà des 6 mètres de rayon) et possèdent une conductivité de  $1 S \cdot m^{-1}$ .

### 9.3 Inversion par recuit simulé simple

Compte tenu du modèle de conductivité choisi, seules les dix valeurs radiales de la grille de conductivité seront recherchées (la valeur de la conductivité dans la marge étant égale à celle du 10<sup>ème</sup> noeud). Pour un rayon donné (dimension  $z$ ), la conductivité en fonction de l'angle (dimension  $x$ ) ne change pas, le modèle de conductivité est donc 1D mais le programme d'inversion utilise un calcul du potentiel en 2D. Après quelques tests préliminaires, les premières inversions ont pu être réalisées afin de comparer l'effet des principaux paramètres du recuit simulé sur le résultat de l'inversion. Nous allons principalement tester ici l'influence du mode de perturbation des modèles de conductivité à chaque palier de température, le choix du modèle de conductivité initial, et une pondération éventuelle des différences de potentiel appelée blanchiment. Cette



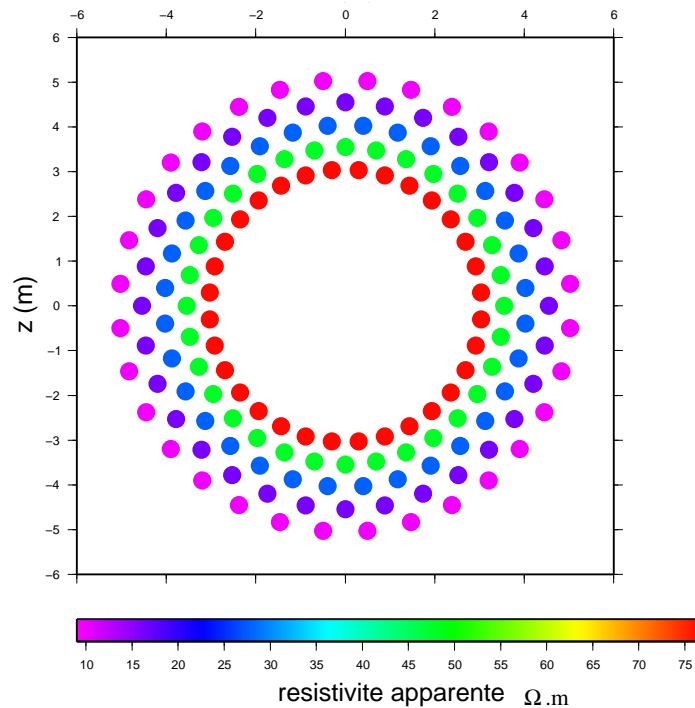


FIG. 9.2 – Pseudo section construite à partir des données synthétiques. A partir du modèle de conductivité théorique (figure 9.1), les différences de potentiel ont été calculées en surface pour les 160 quadripôles du dispositif Wenner (cf deuxième partie, acquisition au Mont Terri) avant d’être corrigées du facteur géométrique.

phase de blanchiment (figure 9.3) correspond à une division des différences de potentiel par le facteur géométrique de manière à ne pas accorder plus de poids aux forts potentiels liés à des électrodes rapprochées par rapport aux faibles potentiels liés aux électrodes éloignées dans le calcul du coût ([Nicollin et al., 2005]).

Pour toutes les applications, l’espace des solutions est compris entre une conductivité minimum de  $0.001 S \cdot m^{-1}$  et une conductivité maximum de  $1.5 S \cdot m^{-1}$ . La conductivité est perturbée selon la même loi tout au long du recuit, seul le nombre de modèles acceptés diminue avec la température, le critère de Boltzmann devenant plus contraignant.

Les figures 9.4 et 9.5 présentent les modèles de conductivité obtenus à la fin de quatre types d’inversion et leur coût respectif par rapport aux données. Les inversions 1, 2 et 3 possèdent les mêmes paramètres de température (température initiale de 1, température finale de 0.1, coefficient de refroidissement de 0.8) et le même modèle de conductivité initial, uniforme, de  $0.5 S \cdot m^{-1}$ . Le modèle n°1 correspond à l’inversion la plus basique : la perturbation des modèles s’applique sur la conductivité (formule 8.1) et les différences de potentiels sont utilisées telles quelles dans le calcul du coût. A titre indicatif, 440 modèles ont été acceptés sur les 2100 générés.

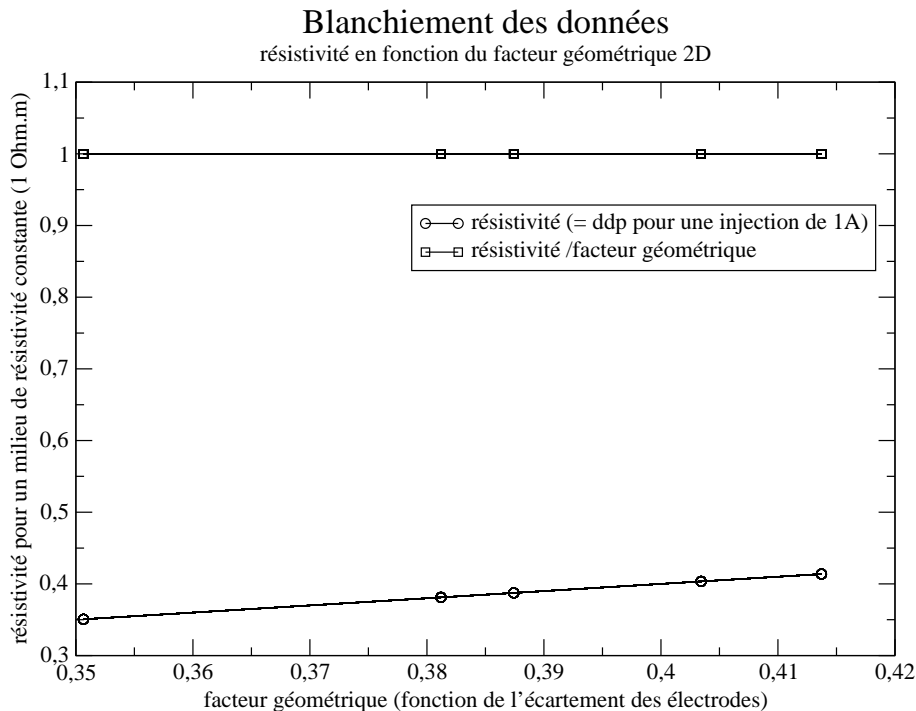


FIG. 9.3 – La différence de potentiel est calculée dans un milieu homogène de résistivité  $1 \Omega \cdot m$  pour chaque quadripôle du dispositif Wenner utilisé dans la galerie (cinq quadripôles types). Pour une injection de 1A, elle correspond directement à la résistance (jeu de données n° 1). Si on divise cette résistance par le facteur géométrique, ce qui revient à s'affranchir des distances inter électrodes, on retombe bien sur la résistivité réelle, sans distorsion.

Pour le modèle n°2, la perturbation s'applique également sur la conductivité (formule 8.1) mais avec un blanchiment des données (mesures compensées de la géométrie du dispositif d'acquisition). 440 modèles ont été acceptés sur les 2100 générés. Le modèle n°3 correspond à une loi de perturbation de la conductivité appliquée sur le log de la conductivité (formule 8.2) qui est la grandeur physique fondamentale dont dépend le potentiel secondaire contenant l'information utilisée dans l'inversion ([Pessel et Gibert, 2003]). Ceci permet de mieux balayer l'espace des modèles, les conductivités variant sur plusieurs ordres de grandeur. De plus, la pondération des différences de potentiels par le facteur géométrique ou blanchiment est appliquée. 210 modèles ont été acceptés sur les 2200 générés sur la totalité du recuit.

On peut déjà observer une amélioration de l'inversion lorsqu'on applique une perturbation aléatoire au log de la conductivité avec un blanchiment préalable des données.

Pour l'inversion n°4, les paramètres favorables à une bonne inversion sont accentués : température initiale plus élevée ( $T_{ini}=10$ ), refroidissement plus lent (coefficient de refroidissement de 0.98), nombre de modèles générés à chaque palier de température augmenté à 200. La perturbation de la conductivité s'applique sur le log de la conductivité et le blanchiment des données est appliqué (comme pour l'inversion n°3). 3420 modèles sur les 68600 générés ont été acceptés.

### Inversion par perturbation aléatoire simple

Paramètres communs (sauf précisions):  $T_{ini}=1$ ,  $T_{fin}=0.01$ ,  $nb_{tirag}=100$ ,  $CR=0.8$ ,  $conduc. ini.=0.5S/m$

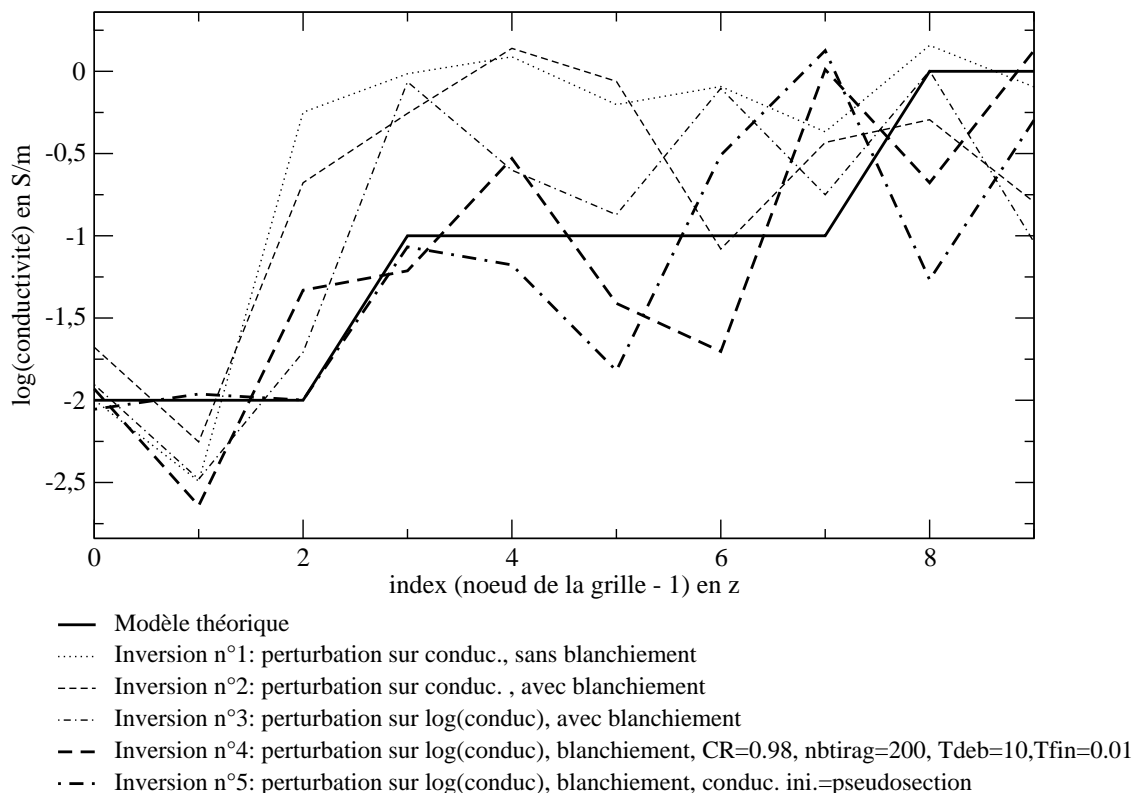


FIG. 9.4 – Premières inversions. Résultats en terme de conductivité. Le modèle de conductivité issu de l'inversion n°4 est le plus proche du modèle synthétique (modèle initial) mais au prix d'un temps calcul de 14 heures. L'inversion n°5 avec la pseudo section comme modèle initial donne un résultat satisfaisant pour un temps de calcul moindre.

La solution est nettement améliorée (figure 9.5) mais le temps de calcul augmente considérablement : environ 14 heures contre seulement 29 minutes pour les cas précédents.

Il y a cependant un compromis à trouver entre l'inversion n°1 et l'inversion n°4, compte tenu du temps calcul de cette dernière, prohibitif en période de test d'un programme. L'idée d'améliorer la situation de départ en initialisant la conductivité d'après la pseudo section issue du modèle théorique a mené à l'inversion n°5 dont les autres paramètres sont les mêmes que pour l'inversion n°3. L'adéquation de la solution obtenue en terme de conductivité est très bonne pour les faibles profondeurs (cinq valeurs sur les dix à déterminer) bien que le coût ne reflète pas cette amélioration "visuelle" de la solution.

En théorie, les données étant synthétiques et aucun bruit n'ayant été introduit dans les données, on doit retomber sur le modèle exact. Ceci suppose néanmoins que le modèle exact ait été généré et que par ailleurs, les conductivités des grandes profondeurs soient bien résolues par les

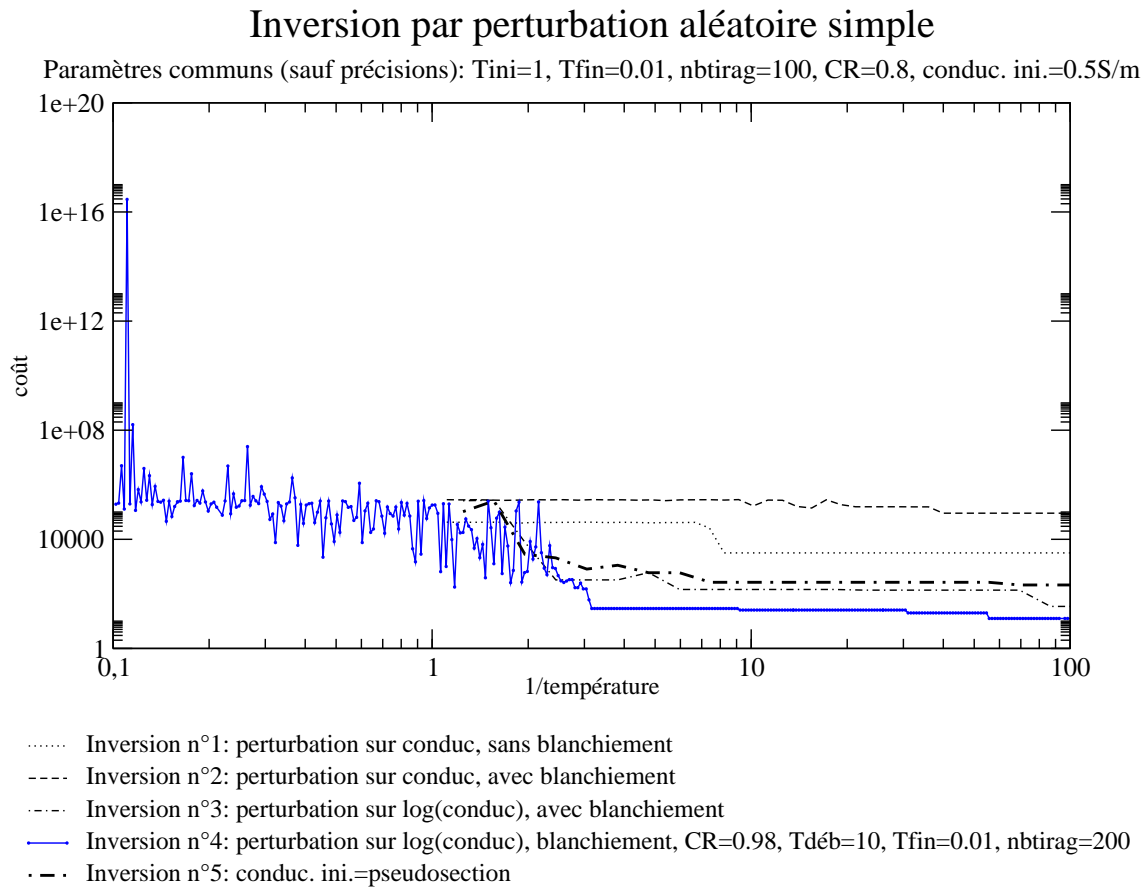


FIG. 9.5 – Premières inversions. Résultats de chaque type d'inversion en terme de coût. L'inversion n°4, très chère en temps calcul, présente une courbe d'évolution du coût représentative d'un domaine des solutions bien exploré (plusieurs modèles de coûts supérieurs ont été acceptés dans la première phase, permettant d'éviter de tomber dans un minimum local). Le coût de l'inversion n°5 reste élevé par rapport aux inversions n°3 et n°4 bien que la solution en terme de conductivité semble très bonne au moins pour les cinq premières valeurs.

données. En effet, les pseudo profondeurs estimées dans les pseudo sections ne sont pas toujours réalistes et il se peut que notre dispositif ne permette pas "d'éclairer" les profondeurs situées autour de 5 à 6 mètres de l'axe de la galerie. L'estimation de la profondeur d'investigation a suscité et suscite toujours de nombreuses discussions ([Barker, 1989]).

Jusqu'à présent, le modèle de conductivité est modifié aléatoirement sur ses 10 valeurs à la fois ce qui rend quasi impossible le fait de générer le modèle exact. Une approche statistique des modèles acceptés pourrait améliorer la génération des nouveaux modèles à tester.

## 9.4 Inversion par recuit simulé en introduisant des statistiques

On a pu observer dans le mode d'inversion précédent que la mémoire entre deux paliers de température ne suffisait pas toujours à faire converger correctement la solution vers le modèle réel. L'idée est donc d'augmenter la contrainte sur la génération des modèles, tout en ne restreignant pas trop l'espace de manière à explorer le maximum de modèles solutions. Vanderbilt et Louie (1984) proposent de perturber les modèles en introduisant la valeur moyenne et la variance des modèles précédents. En suivant la même idée mais en s'appuyant sur le meilleur modèle de chaque palier de température et sur la déviation standard de tous les modèles acceptés par palier ([Conil et al., 2003]), nous allons perturber proportionnellement les conductivités du palier de température suivant. Pour cela, nous allons générer une première famille de modèles, au palier de température le plus élevé (beaucoup de modèles, refusés pour leur coût élevé, sont encore acceptés lors du tirage aléatoire). A la fin de cette première étape, on va retenir le meilleur modèle de la série qui servira de modèle moyen pour la deuxième étape et on calcule la déviation standard de la famille de modèles acceptés. A l'issue de ces statistiques, on réduit l'espace des conductivités possibles pour la génération de la famille de modèles du deuxième palier de température à la valeur moyenne  $\pm$  déviation standard, et ainsi de suite jusqu'au refroidissement optimal.

Prenons un exemple, avec les mêmes données synthétiques générées à partir du modèle de conductivité de la figure 9.1. On génère une première série de modèles issus de la perturbation aléatoire de la pseudo section selon la formule :

$$\log\sigma_2 = 2 \cdot (\text{random} - 0.5) \cdot 1.5 \cdot \text{devstd} + \text{moyenne} \quad (9.1)$$

où *devstd* est la déviation standard (fixée au premier palier de température puis calculée à partir des modèles retenus ensuite) et *moyenne* correspond au modèle de conductivité issu de la pseudo section pour le premier palier de température puis au meilleur modèle du palier de température précédent ensuite. Le coefficient 1.5 permet d'explorer plus largement l'espace des modèles dont les conductivités restent cependant comprises entre  $0.008 \text{ S.m}^{-1}$  et  $1.2 \text{ S.m}^{-1}$ .

La figure 9.6 montre les résultats obtenus pour 20 tirages avec 16 modèles retenus (représentés par des +) au premier palier de température. Le modèle de conductivité initiale est issu de la pseudo section et la déviation standard fixée à 0.25. Le calcul de la déviation standard sur ces 16 modèles retenus est appliquée au meilleur modèle de cette série (courbe en tiret) pour donner l'intervalle de génération des modèles de conductivité pour le palier de température suivant. On voit que les 20 tirages ne sont pas représentatifs et ne permettent pas de définir un intervalle correct pour la recherche ultérieure du modèle optimal (l'intervalle pour la génération des modèles de conductivité du deuxième palier de température ne contient déjà plus le modèle de conductivité à retrouver).

Deux explications sont possibles : soit l'espace des modèles n'est pas bien exploré (valeur initiale de la déviation standard trop faible) soit le nombre de modèles retenus n'est pas représentatif de l'espace des solutions.

Un second exemple présenté en figure 9.7 montre l'effet de l'augmentation de la déviation standard initiale, triplée par rapport au premier exemple, soit fixée à 0.75. L'intervalle des

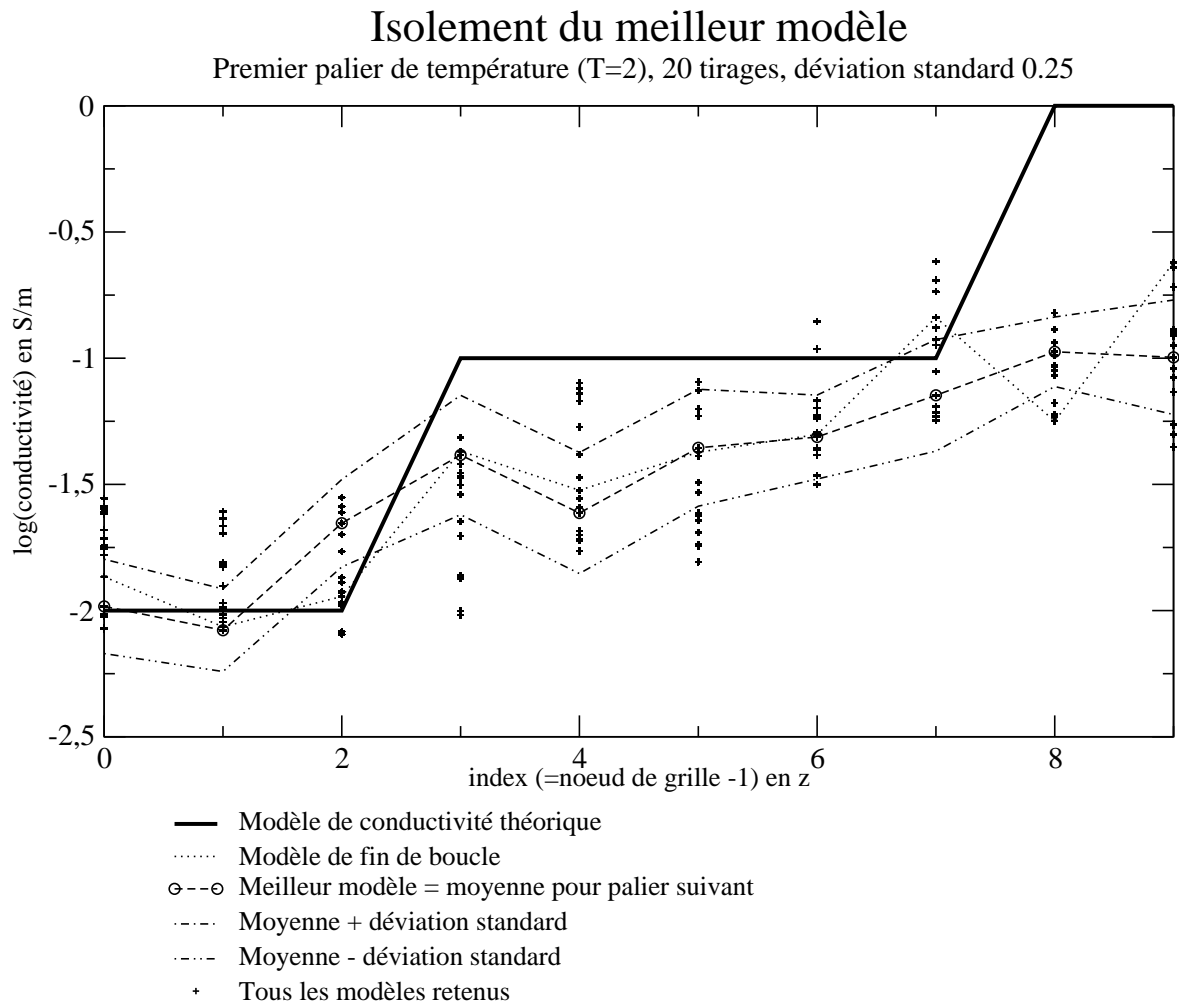


FIG. 9.6 – Evaluation du meilleur modèle qui servira de modèle moyen pour la génération de la famille de modèle au palier de température suivant. Le modèle de conductivité à retrouver est représenté en trait continu épais. La déviation standard est de 0.25. L'intervalle [moyenne-déviation standard ; moyenne+déviation standard] donne la gamme de conductivités autorisées pour la générations des modèles de l'étape suivante. Seize modèles retenus sur les vingt générés servent à calculer la déviation standard.

conductivités fixé par la moyenne plus ou moins la nouvelle déviation standard calculée sur les modèles retenus ( toujours multipliée par 1.5, cf formule 9.1) est mieux centré sur le modèle

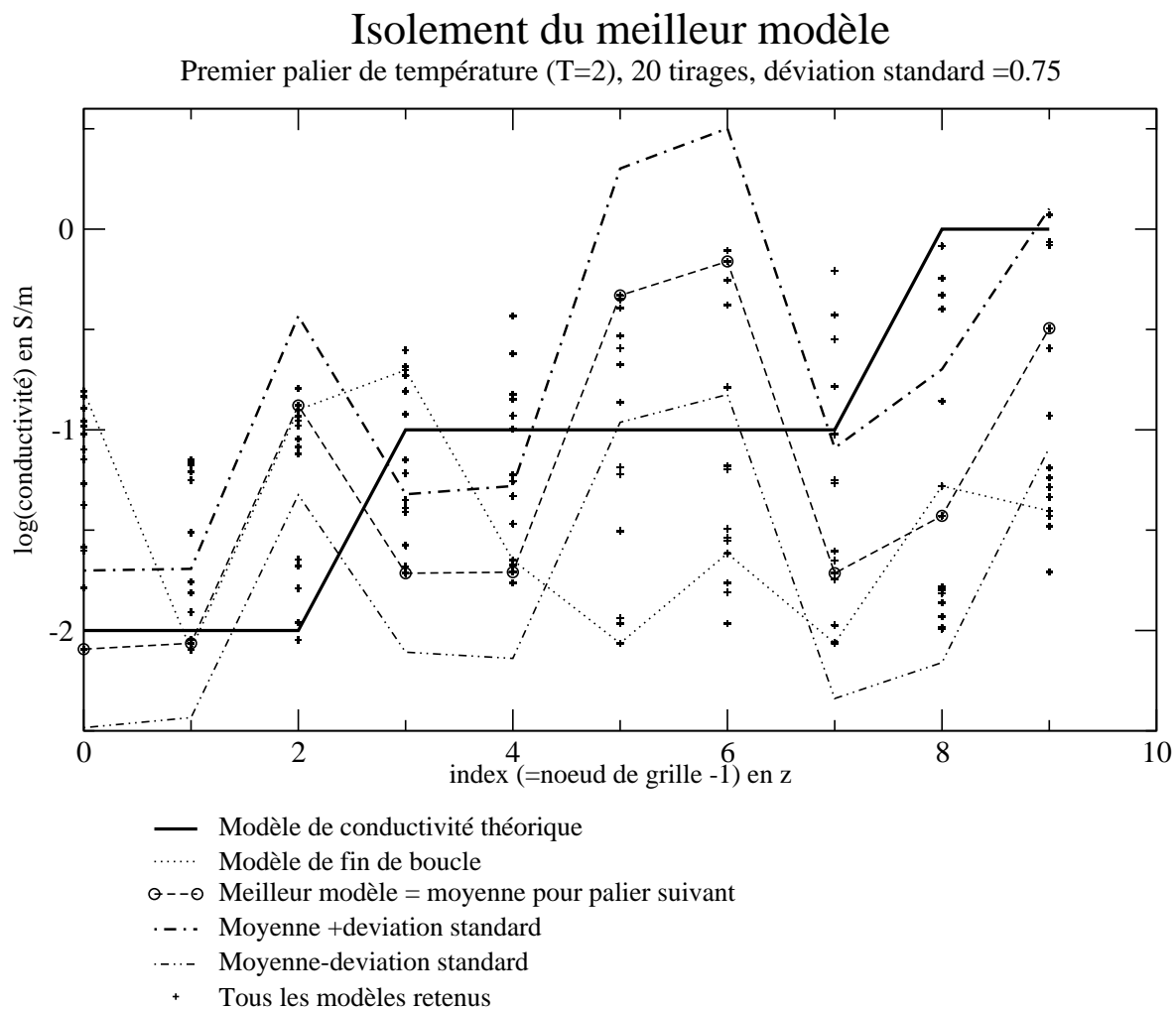


FIG. 9.7 – Augmentation de la déviation standard initiale pour une meilleure exploration de l'espace des modèles. L'intervalle de conductivité défini par la moyenne plus ou moins la déviation standard calculée à partir des modèles retenus est mieux centré sur le modèle théorique mais ne semble pas encore optimal.

théorique à retrouver mais ne semble pas encore suffisamment représentatif pour faire évoluer correctement le recuit. Un autre test, cette fois avec la génération de 100 modèles au premier palier, dont 66 sont acceptés, donne de meilleurs résultats (figure 9.8) : l'intervalle de conductivités possibles pour le deuxième palier de température est parfaitement centré sur le modèle théorique. Un bon échantillonnage à cette étape est donc primordial si l'on veut explorer correctement l'espace des modèles.



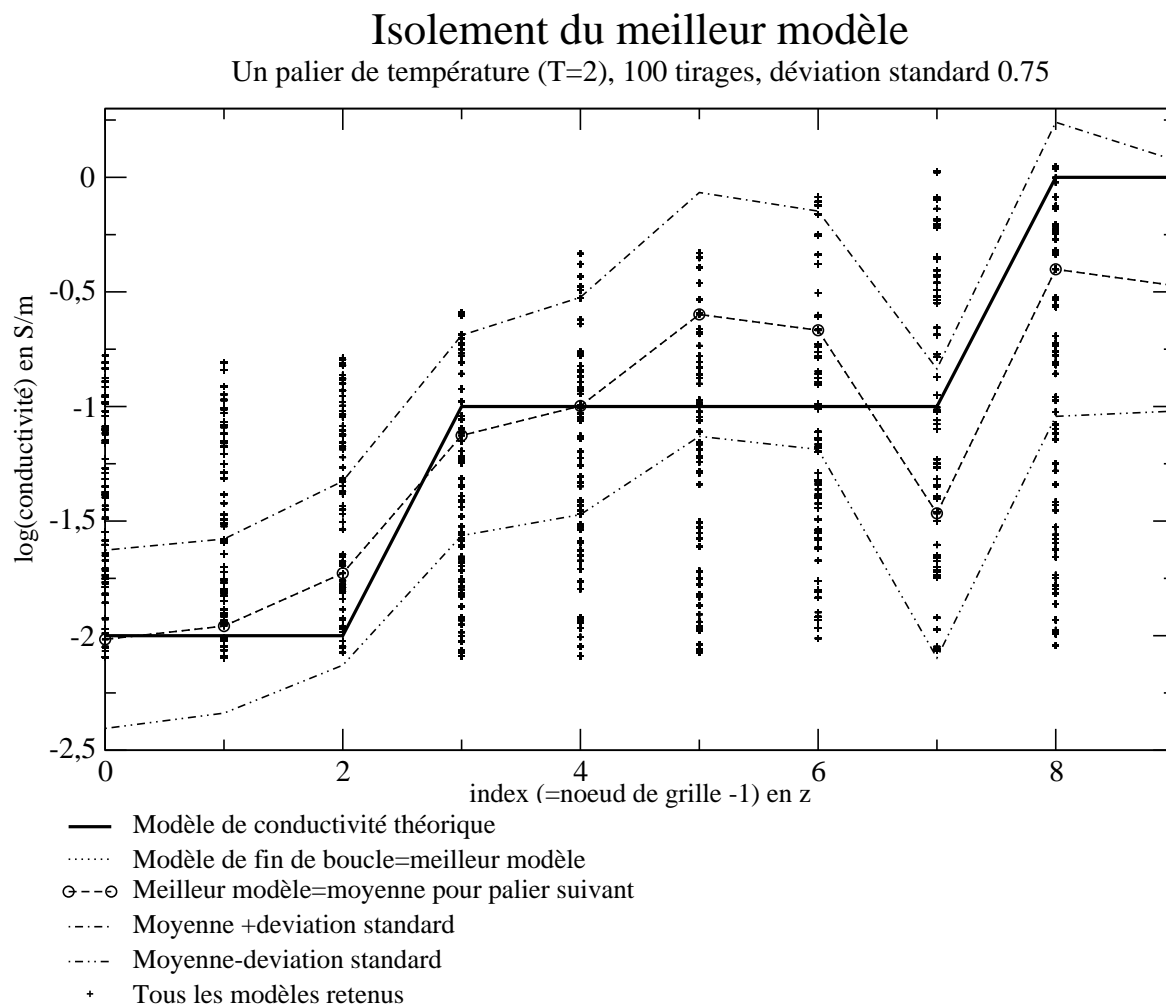


FIG. 9.8 – Augmentation du nombre de tirages de modèles de conductivité au premier palier de température. L'intervalle de conductivité défini par la moyenne plus ou moins la déviation standard calculée à partir des modèles retenus est centré sur le modèle théorique et semble parfaitement adéquat.

Cette première étape accomplie, voyons les résultats de différentes inversions.

Les trois inversions présentées ci après possèdent en commun :

- une conductivité minimum de  $0.008S.m^{-1}$  et une conductivité maximum de  $1.2S.m^{-1}$  autorisées lors de la génération des modèles
- un modèle de conductivité initial issu de la pseudo section
- une loi de perturbation de la conductivité pour la génération des modèles répondant à l'équation 9.1.
- une déviation standard initiale de 0.75 (appliquée sur le log de la conductivité)
- un modèle moyen de départ équivalent à la pseudo section.

Les paramètres différenciant les trois inversions sont le nombre de modèles de conductivité générés par palier de température (nbtirag) et le coefficient de refroidissement (CR).

La figure 9.9 donne les résultats obtenus en terme de conductivité. A première vue c'est la solution obtenue avec un coefficient de refroidissement de 0.85 et un nombre de tirages par palier de température de 300 qui donne le résultat le plus proche du modèle théorique. La figure 9.10 montre l'évolution du coût des meilleurs modèles en fonction de l'inverse de la température (trait plein) et l'évolution du coût à chaque fin de palier de température en fonction de l'inverse de la température (traits pointillés). Le coût le plus bas confirme la première impression : l'inversion au coefficient de refroidissement de 0.85 avec 300 modèles générés par palier donne le meilleur résultat. Ceci prouve bien la nécessité de bien échantillonner l'espace des modèles à chaque palier de manière à bien centrer les statistiques sur la solution idéale. Classiquement, les inversions par recuit simulé demandent un coefficient de refroidissement élevé, c'est-à-dire une décroissance de la température très lente de manière à bien explorer le domaine des modèles sans tomber dans des maxima locaux de probabilité. On voit qu'en procédant par "mémoire statistique" la décroissance de la température peut être accélérée sans mettre en péril le résultat. Cette constatation est particulièrement intéressante en terme de temps de calcul. En effet, une inversion avec une décroissance de la température de 0.98 avec une génération de 100 modèles par palier, une température initiale de 2 et une température finale de 0.01 nécessite 264 paliers de températures, soit 26400 modèles pour un temps de calcul d'environ deux heures et demi tandis qu'une inversion avec une décroissance de 0.85 avec une génération de 300 modèles par palier, les mêmes températures de début et de fin, nécessite seulement 34 paliers de températures, soit 10200 modèles pour un résultat meilleur et un temps de calcul de seulement vingt minutes.

---

NB : les temps de calcul ont été divisés environ par cinq par rapport au mode d'inversion par perturbation aléatoire simple en utilisant les six positions d'injections correspondant aux cinq dipôles représentatifs au lieu des trente deux électrodes (les autres dipôles d'injection ne sont que des translations des premiers autour de la galerie). Ceci est rendu possible par le fait que la conductivité ne varie que radialement.

---

En règle générale, les inversions par recuit simulé sont indépendantes du modèle de départ car les modèles sont générés aléatoirement par perturbation du modèle précédent, ce qui a pour conséquence de détruire très rapidement l'effet du modèle initial. Dans le cas d'une perturbation fonction des statistiques sur les modèles précédemment acceptés, l'introduction de la pseudo section comme valeur initiale de la conductivité nous permet de gagner beaucoup de temps en

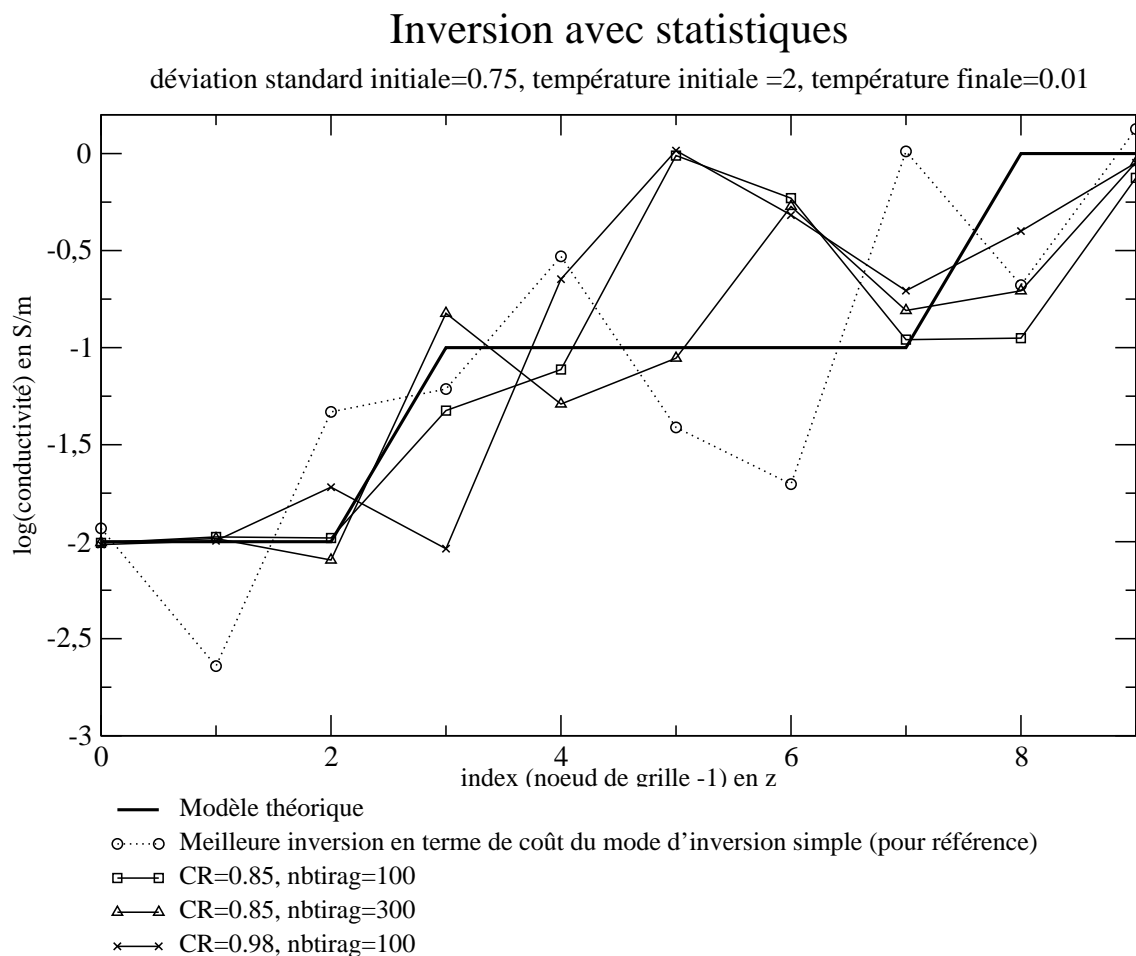


FIG. 9.9 – Résultats de trois inversions dont la loi de perturbation des modèles répond à l'équation 9.1. Les paramètres différenciant ces trois inversions sont le coefficient de refroidissement (CR) égal à 0.85 (décroissance rapide de la température) ou à 0.98 (décroissance lente de la température) et le nombre de modèles générés à chaque palier de température (100 ou 300). La courbes en pointillées, pour référence, correspond à la meilleure inversion par perturbation simple de la conductivité (cf figure 9.4).

centrant mieux les statistiques. Cependant, un essai avec une conductivité initiale constante de  $0.5 S.m^{-1}$  avec un coefficient de refroidissement de 0.85 et un nombre de modèles générés par palier de 300 puis de 500 donne des résultats convenables, bien que moins bon que le cas possédant les mêmes paramètres mais avec une conductivité de départ issue de la pseudo section (figure 9.11). Pour une meilleure appréciation du résultat, les courbes de coût (figure 9.12) montrent une fois de plus l'importance primordiale de l'échantillonnage à chaque palier. Le choix de la conductivité initiale a des conséquences sur la rapidité de la décroissance du coût ainsi que sur le coût final. L'évolution du coût sensible jusqu'aux plus basses températures pour l'inversion à 500 modèles générés par palier de température, avec un coefficient de refroidissement de 0.85 et un

## Inversion avec statistiques

déviati on standard initiale=0.75, température initiale =2, température finale=0.01

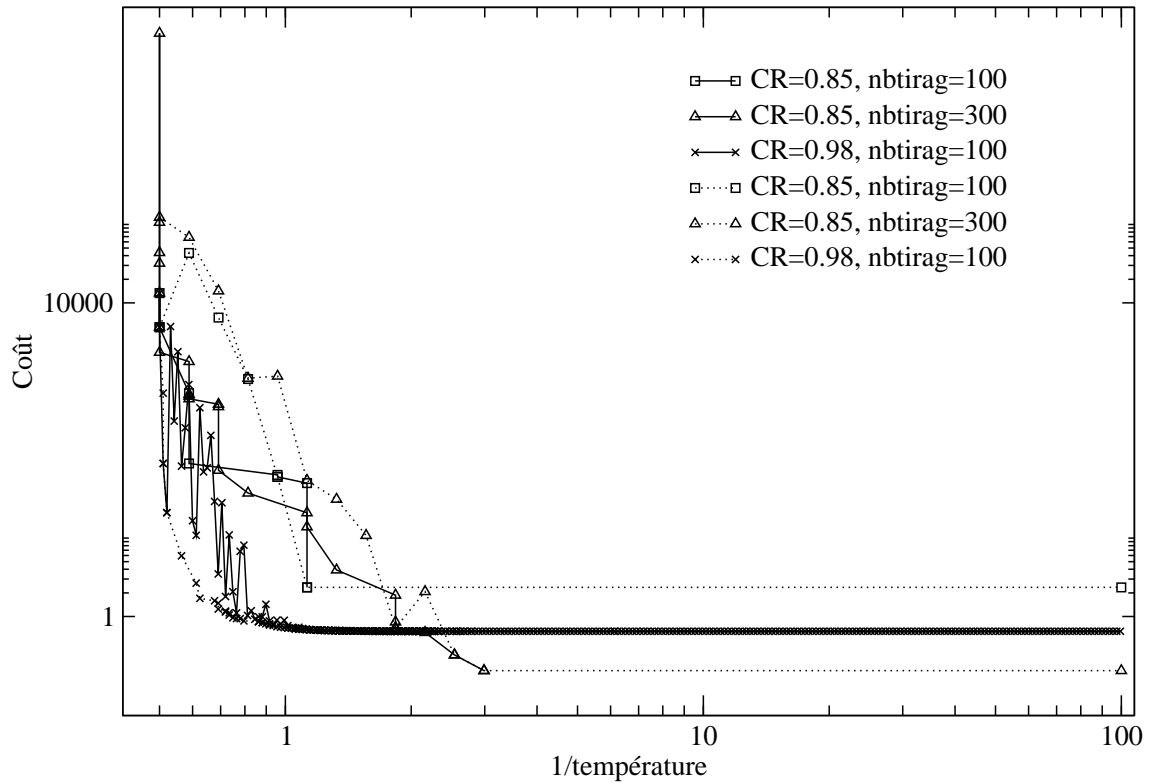


FIG. 9.10 – Evolution du coût en fonction de l’inverse de la température. Le coût des meilleurs modèles retenus est représenté en trait plein, le coût à chaque fin de palier est représenté en traits pointillés.

modèle de conductivité initial à  $0.5 S.m^{-1}$ , nous incite à tester à nouveau les mêmes paramètres de recuit mais avec, cette fois, une conductivité initiale issue de la pseudo section (dernier jeu de données, figures 9.11 et 9.12). Le coût obtenu pour cette dernière inversion est le plus bas obtenu jusqu’à présent. Cette inversion servira de référence pour la suite sous le terme de “meilleur modèle issu de l’inversion”.

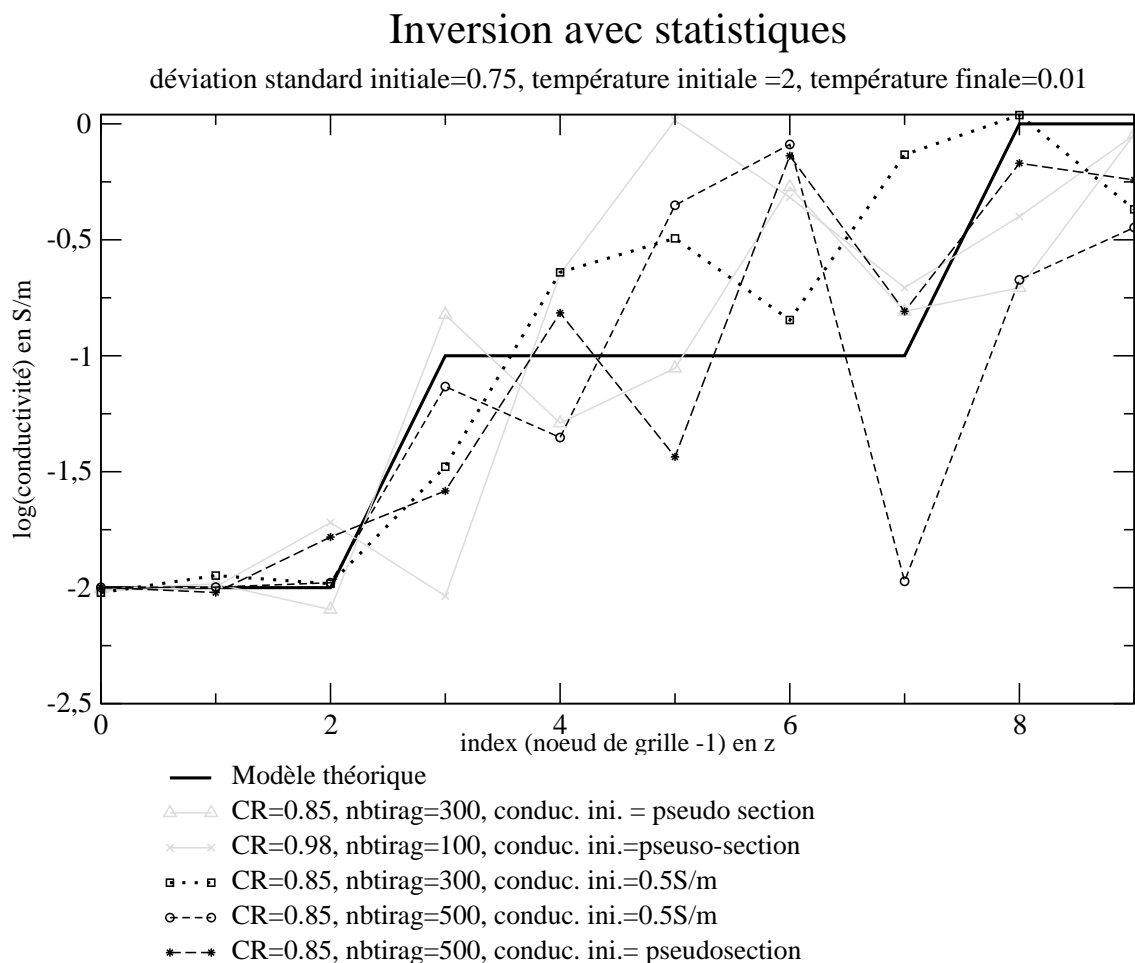


FIG. 9.11 – Modèles de conductivité résultants de différentes inversions. Les paramètres différenciant ces inversions sont le nombre de modèles générés par palier (nbtirag) de 300 à 500 et le modèle de conductivité initial (conduc. ini.) soit issu de la pseudo section soit constant et égal à 0.5 S/m. Les deux meilleures inversions de l'exemple précédent apparaissent en gris, pour référence.

RQ : Ce choix du “meilleur modèle” basé sur un coût minimum n'est pas si évident lorsqu'on regarde uniquement les solutions en terme de conductivité. En effet, les conductivités obtenues pour l'inversion à 300 modèles générés par palier de température avec un modèle de conductivité initial issu de la pseudo section ( figure 9.11) semblent plus proche du modèle réel pour certaines valeurs (les quatre premières et la dernière notamment) que les conductivités obtenues pour l'inversions à 500 tirages avec le même modèle de conductivité initial. Nous nous retrouvons devant une des problématiques majeures du problème inverse dans lequel une quantité de solutions répond très correctement à la condition de coût minimum sans pour autant correspondre aussi parfaitement à la réalité du milieu étudié.

Une comparaison entre la pseudo section théorique et celle obtenue à partir du meilleur mo-

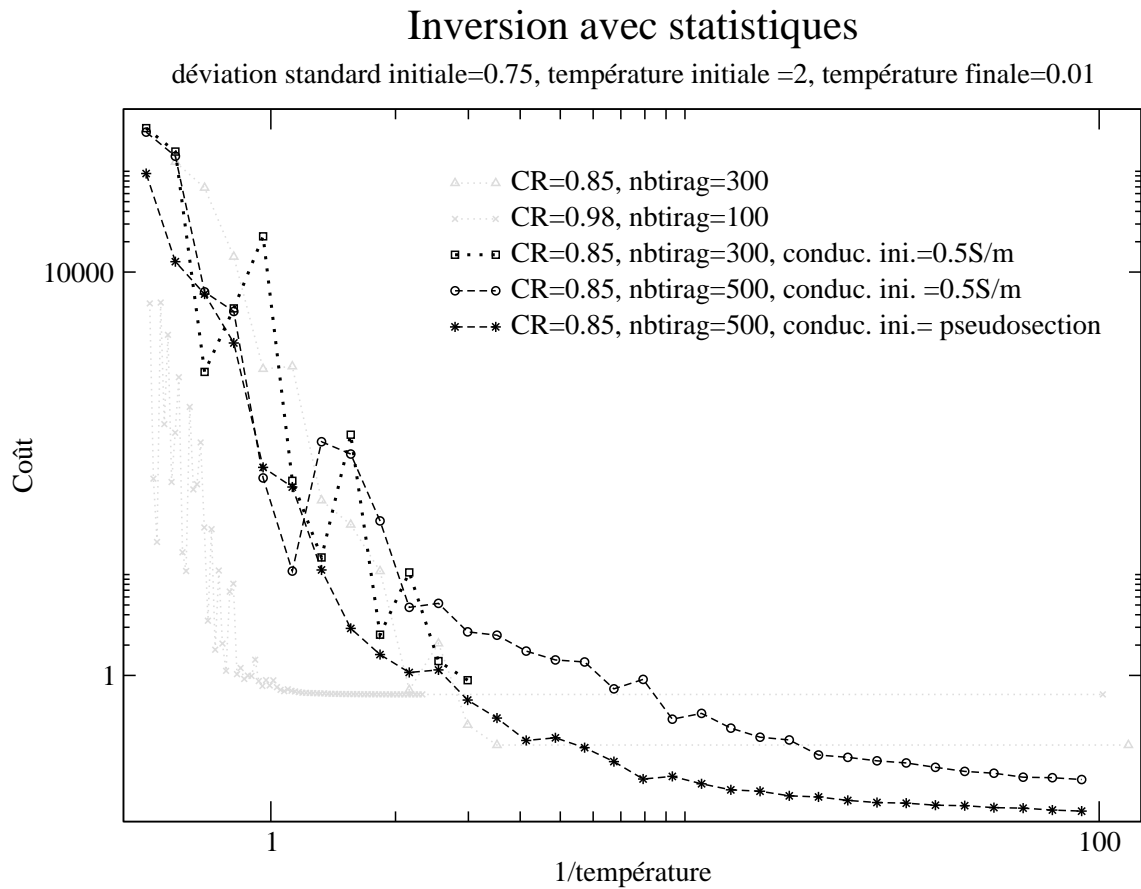
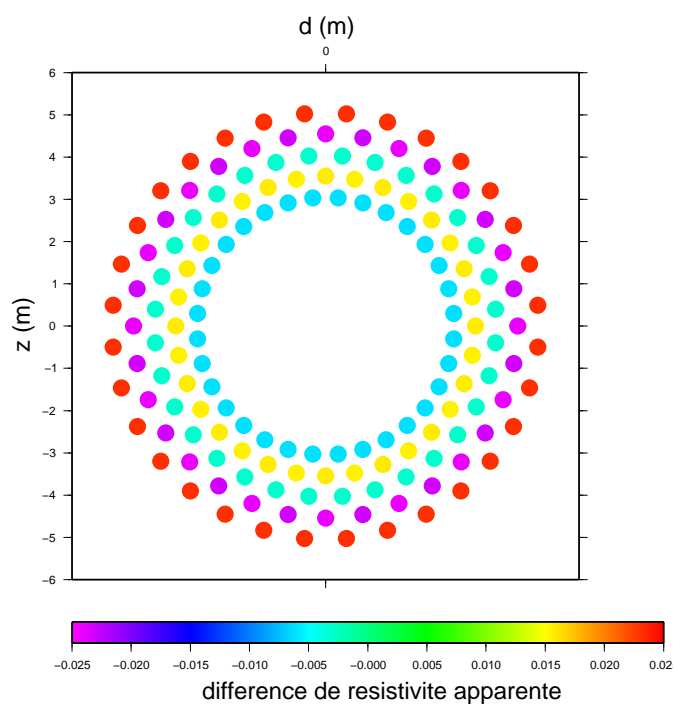


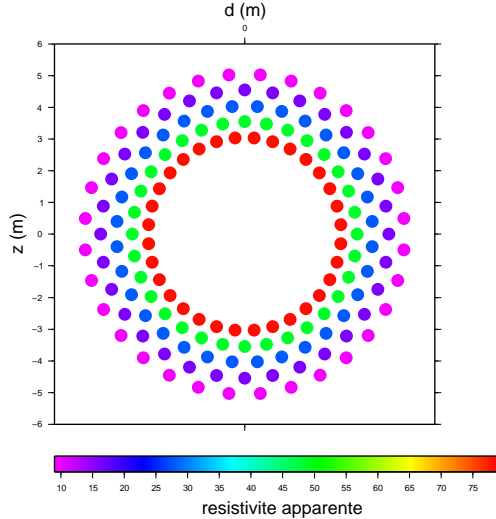
FIG. 9.12 – Evolution du coût en fonction de l'inverse de la température pour différentes inversions. Les courbes de coût des deux meilleurs modèles du cas précédent apparaissent en gris, pour référence.

dèle de conductivité résultant de l'inversion ( figure 9.13) fournit une gamme de différences des résistivités apparentes situées entre  $-2.41 \cdot 10^{-2} \Omega.m$  et  $2.31 \cdot 10^2 \Omega.m$ . On peut alors constater le caractère délicat de l'inversion. En effet, malgré des différences notables entre le modèle théorique et le meilleur modèle obtenu par inversion (figure 9.14), les pseudo sections sont quasi identiques (figure 9.13).

## Différence théorie – meilleur modèle



Pseudo section du meilleur modèle



Pseudo section du modèle théorique

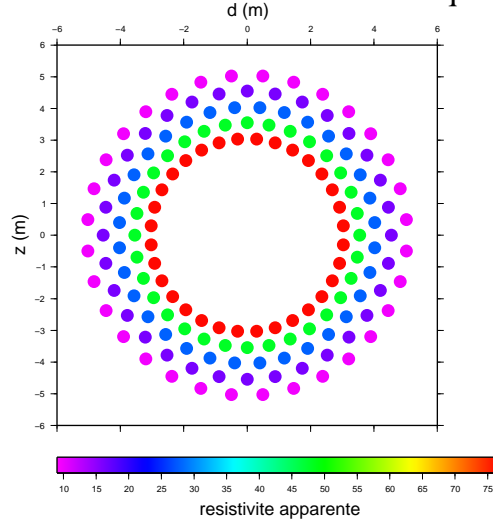


FIG. 9.13 – Différence entre les pseudo sections obtenues par modélisation avec le modèle de conductivité issu de la meilleure inversion et le modèle théorique. Les différences extrêmes sont de l'ordre de  $\pm 0.025 \Omega \cdot m$ . Les pseudo sections obtenues pour chaque modèle présentent des résistivités apparentes comprises entre 9 et  $78 \Omega \cdot m$ .

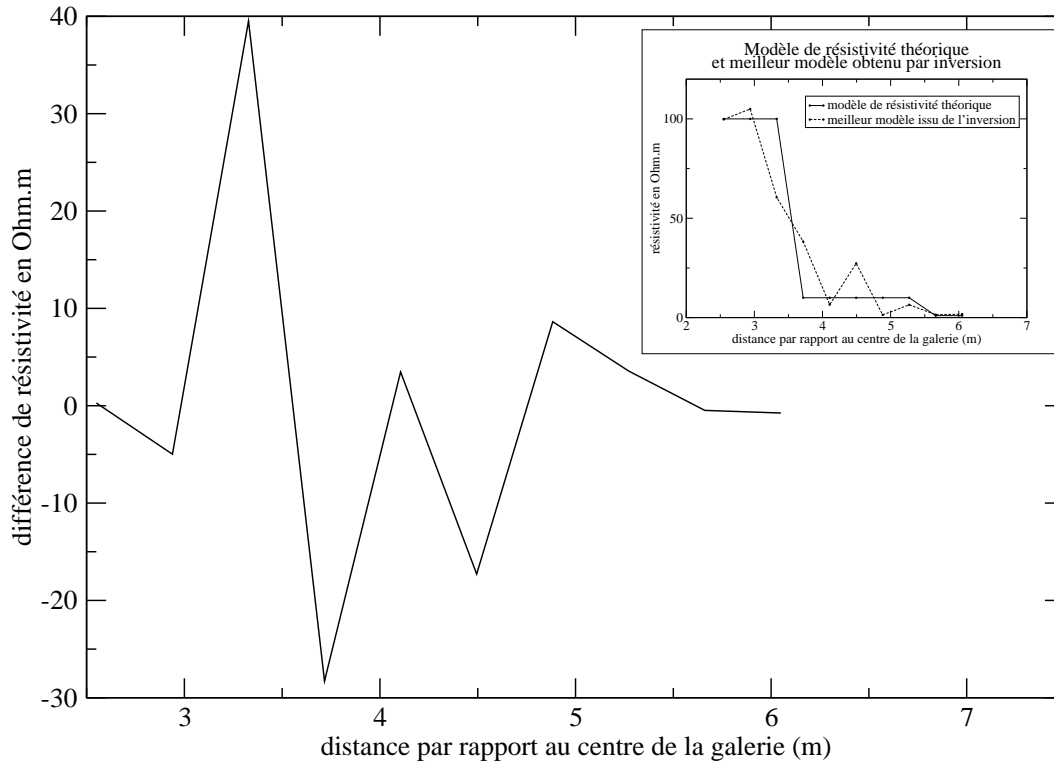


FIG. 9.14 – Différence entre le modèle de résistivité théorique et le meilleur modèle obtenu par inversion.

## 9.5 Inversion sur-contrainte

Jusqu'à présent nous disposons de cinq mesures pour dix inconnues (dix conductivités). Le problème à résoudre est donc sous-contraint. En introduisant des contraintes supplémentaires sur les modèles de conductivité (informations *a priori*), nous allons pouvoir observer comment réagit le recuit simulé.

Supposons que notre modèle de conductivité corresponde à un modèle à trois couches homogènes dont les épaisseurs sont connues. Nous allons alors imposer que chaque modèle de conductivité généré possède la même valeur sur ses trois premières conductivités, puis une autre valeur identique pour les cinq conductivités suivantes, et deux dernières valeurs identiques. Une inversion a pu être réalisée selon ce mode de construction de la conductivité. Les paramètres utilisés sont du même type que les inversions avec statistiques : déviation standard initiale de 0.75, température initiale égale à 2, température finale égale à 0.01, conductivités initiales issues de la pseudo section. Les figures 9.15 et 9.16 présentent les résultats obtenus en terme de conductivité et en terme de coût pour trois inversions dont on a fait varier le coefficient de refroidissement et le nombre de modèles générés par palier.



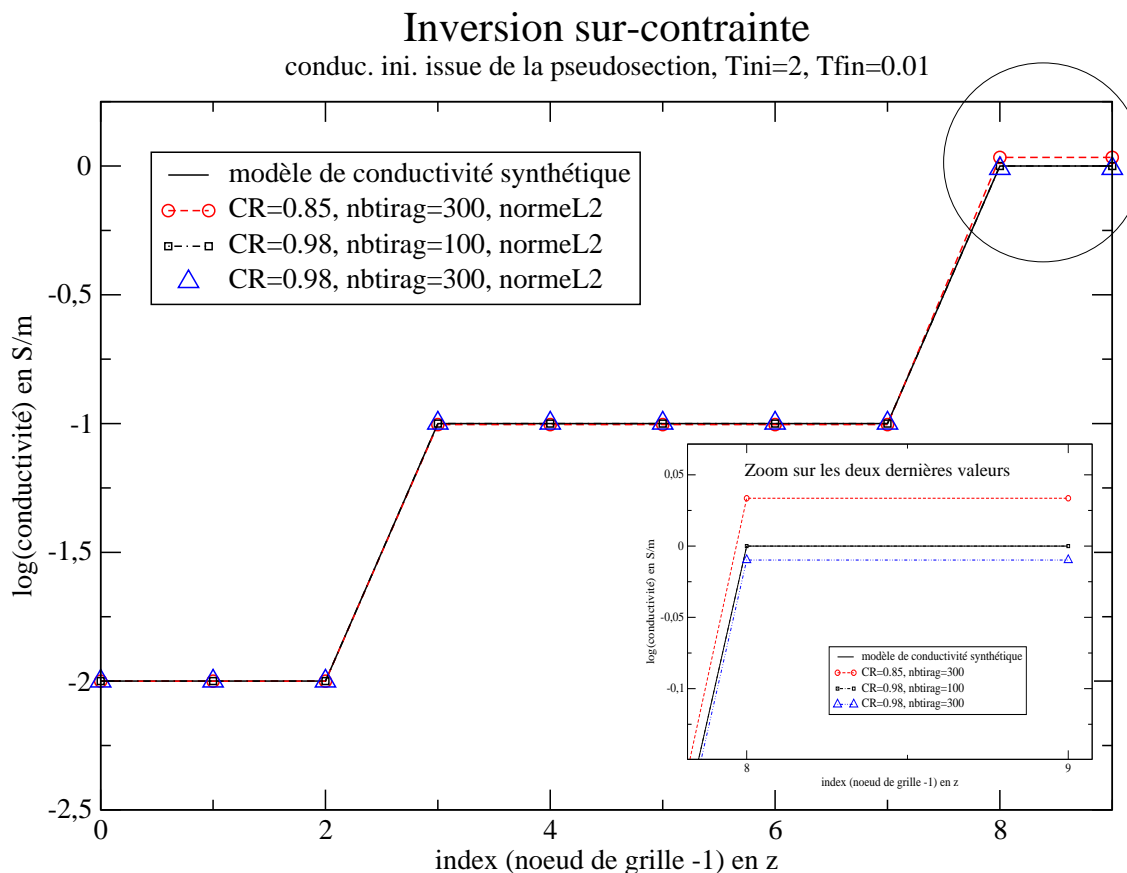


FIG. 9.15 – modèles de conductivité issus d’inversions sur-contraintes. On retrouve quasiment le modèle théorique. La norme L2 est utilisée comme critère de coût dans l’inversion.

La première inversion avec un refroidissement rapide ( $CR=0.85$ ) et 300 modèles générés à chaque palier de température donne de très bons résultats. La deuxième inversion à refroidissement plus lent ( $CR=0.98$ ), plus coûteuse en temps de calcul, permet d’obtenir quasiment le modèle synthétique. En fait, les huit premières valeurs de conductivité sont résolues très rapidement (deux valeurs distinctes). Seules les deux dernières valeurs continuent de varier sans être jamais complètement résolues. Une troisième inversion, avec un coefficient de refroidissement lent ( $CR=0.98$ ) et un nombre de modèles générés à chaque palier augmenté à 300, semble un peu décevante bien que restant excellente. En effet, le modèles de conductivité obtenu avec cette dernière inversion qui, en toute logique, devrait permettre d’approcher encore mieux le modèle théorique, fournit une solution du genre  $-2.000088$ ,  $-0.9984366$ ,  $-9.781685E-03$  (conductivités en log) alors que l’inversion précédente fournissait une solution  $-2$ ,  $-1$ ,  $1.609805E-06$  (conductivités en log) où les deux premiers paliers de conductivités étaient parfaitement résolus (voir partie zoomée figure 9.16). Toutes ces inversions utilisent la norme L2 (ou moindres carrés) comme critère de coût. Si on effectue les mêmes inversions mais avec cette fois la norme L1

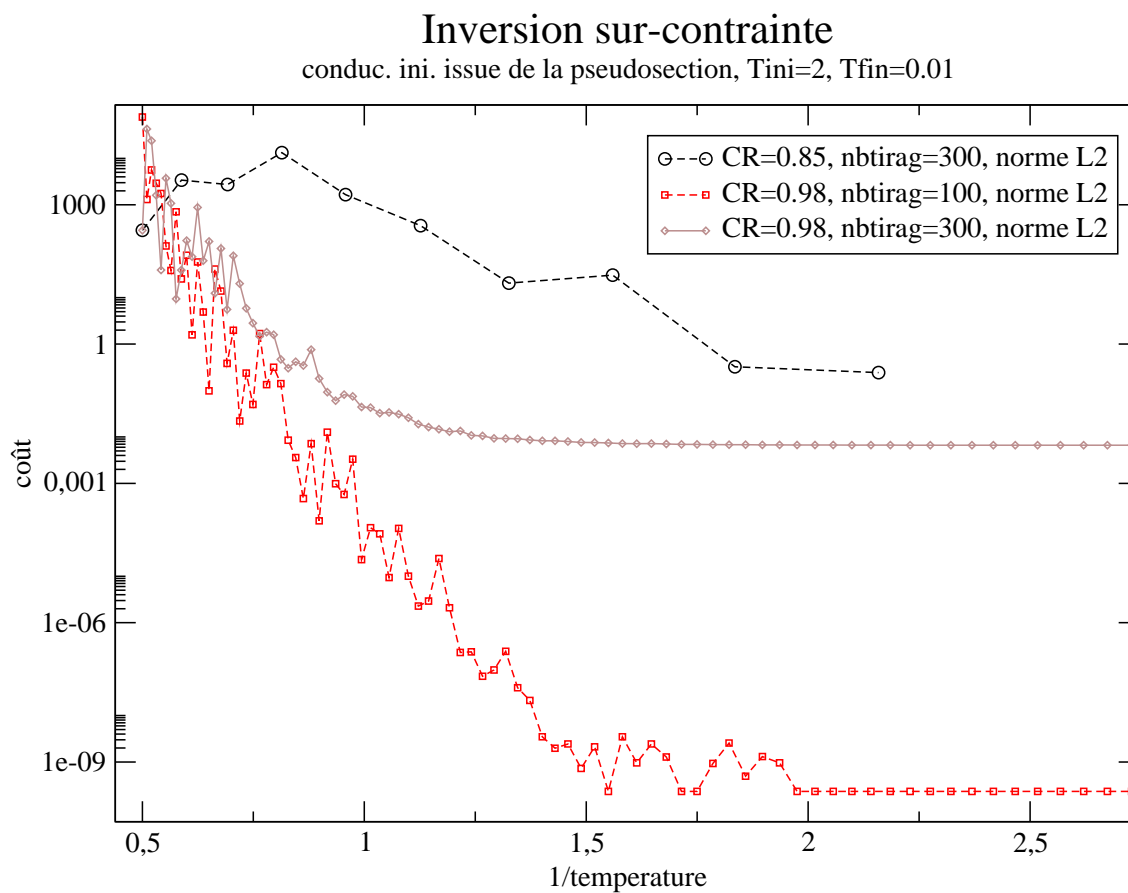


FIG. 9.16 – Evolution du coût des trois inversions sur-contraintes de la figure 9.15.

comme critère de coût (figures 9.17 et 9.18), c'est l'inversion à refroidissement lent ( $CR=0.98$ ) et à 100 modèles générés par palier qui donne le moins bon résultat (en terme de coût et en terme de conductivité).

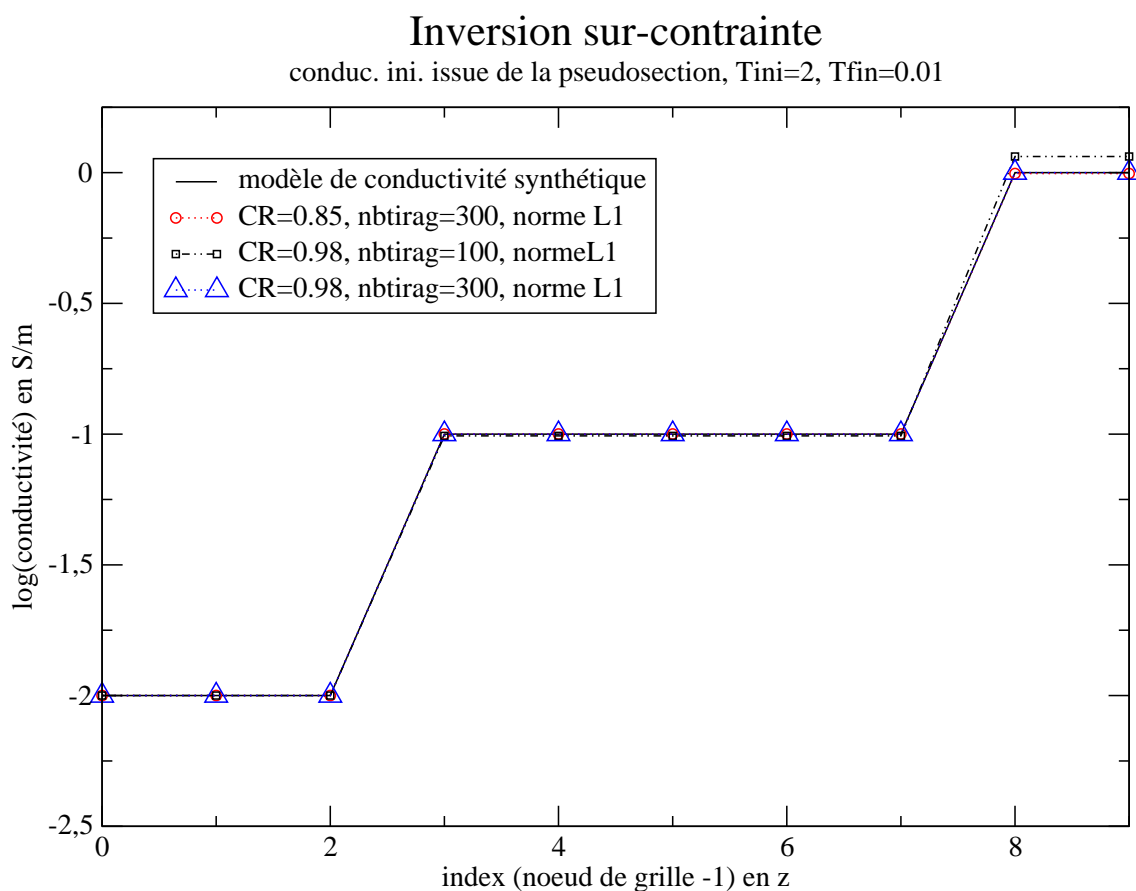


FIG. 9.17 – modèles de conductivité issus d'inversions sur-contraintes. On retrouve quasiment le modèle théorique. Cette fois, c'est la norme L1 qui est utilisée comme critère de coût dans l'inversion.

Ces résultats sur une inversion sur-contrainte montrent que le programme d'inversion fonctionne plutôt bien et qu'une solution quasi exacte peut être obtenue en très peu de temps (environ vingt minutes) avec des paramètres de recuit ne donnant que des résultats très moyens dans une inversion par perturbation purement aléatoire des modèles (décroissance de la température rapide, nombre de modèles de conductivité générés à chaque palier malgré tout assez faible).

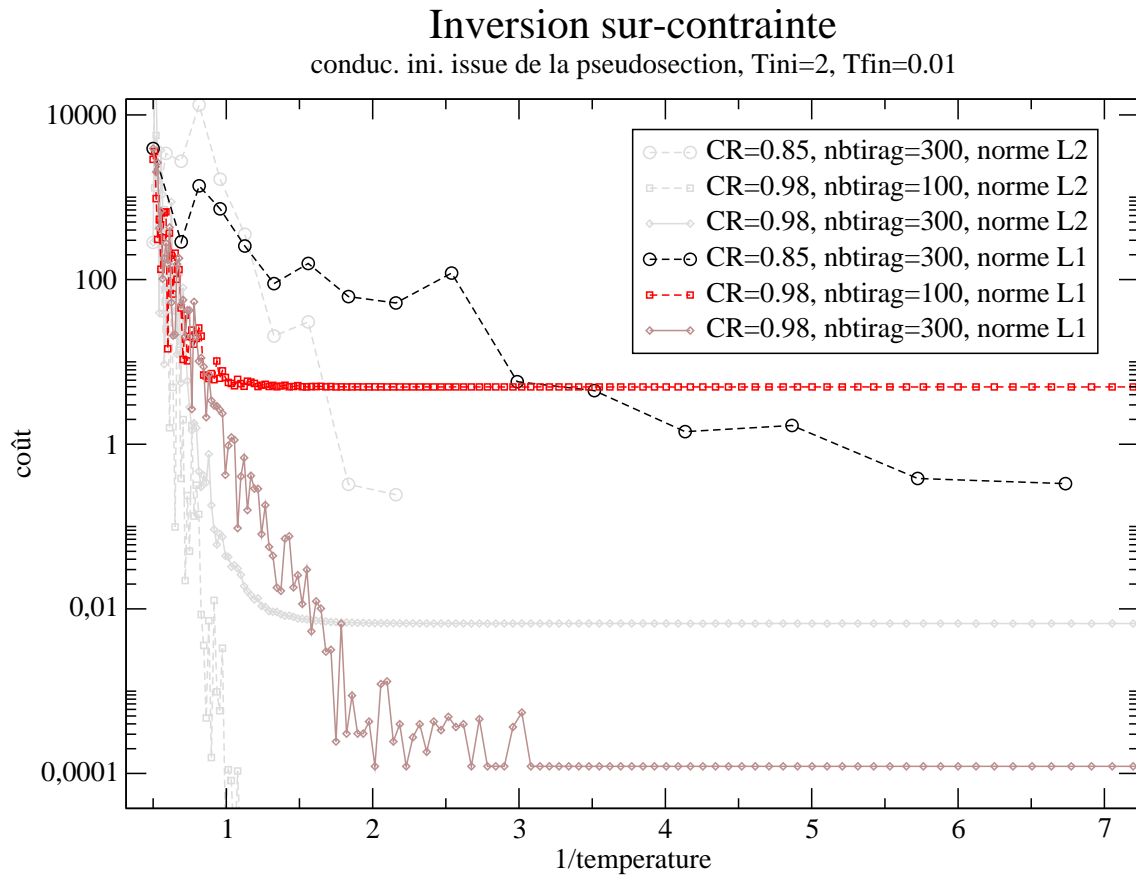


FIG. 9.18 – Evolution du coût des trois inversions sur-contraintes de la figure 9.17. Les coûts obtenus avec la norme L2 apparaissent en grisé. Les coûts calculés selon deux normes différentes ne sont pas directement comparables, la norme L1 donnant généralement des coûts plus élevés.

Après ce cas simple, envisageons maintenant une erreur sur l'épaisseur des deux premières couches. Les modèles de conductivité générés auront la même conductivité sur les quatre premières valeurs, puis une autre conductivité sur les quatre suivantes et encore une autre conductivité sur les deux dernières valeurs du modèle. L'inversion est réalisée avec les paramètres suivants : coefficient de refroidissement de 0.85, 300 modèles générés par palier de température, une conductivité initiale issue de la pseudo section. Les résultats sont assez surprenants (figure 9.19). Le modèle de conductivité résultant de l'inversion ne contient plus que deux valeurs différentes comme si le milieu était constitué de deux couches uniquement. Dans le cas de nos données synthétiques, une simple comparaison des résistivités apparentes recalculées pour ce modèle à deux couches avec les résistivités apparentes théoriques permet d'éliminer cette solution.

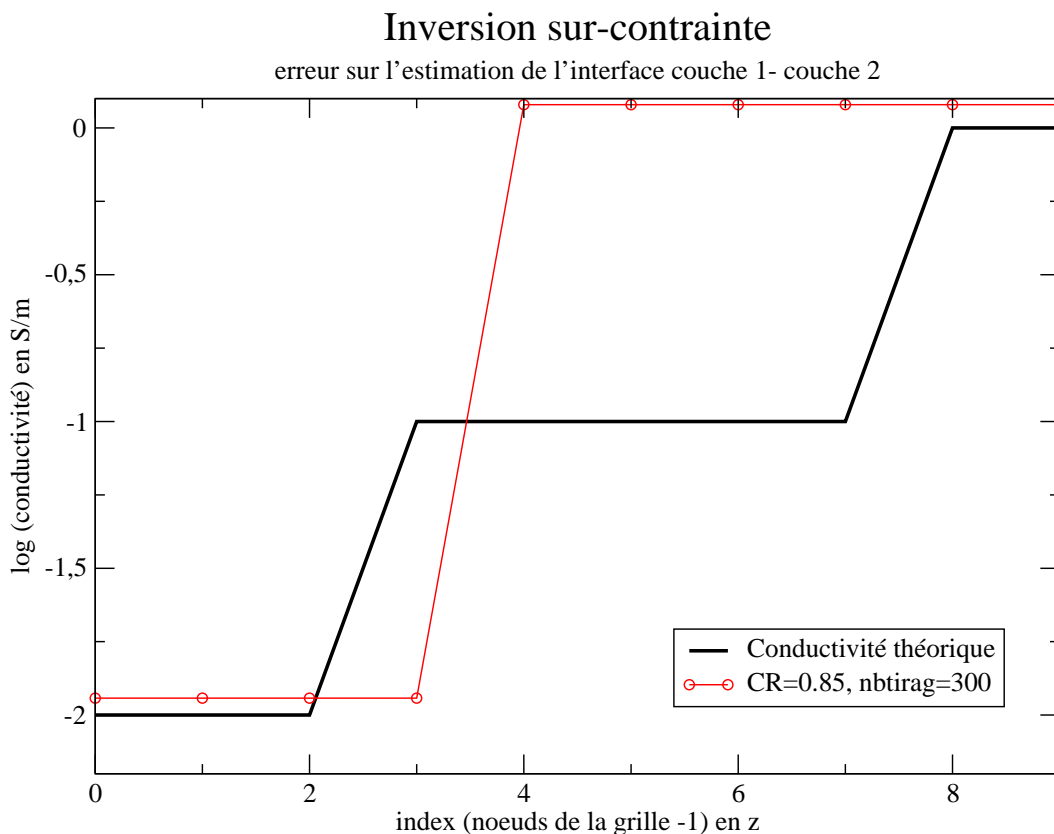


FIG. 9.19 – Résultat d’une inversion sur-contrainte dans laquelle les hypothèses de départ sur l’épaisseur des couches sont fausses.

## 9.6 Conclusions

Les différents types d’inversion sur données synthétiques que nous avons passés en revue permettent une approche simple du problème inverse. La méthode comportant l’introduction de statistiques dans la génération des modèles à chaque palier de température donne de meilleurs résultats que la méthode classique de recuit (génération de modèles par simple perturbation aléatoire du modèle précédent) et ceci tant en terme de temps de calcul qu’en terme de qualité de résultat. Au sein de la méthode d’inversion “statistique”, un échantillonnage à chaque palier suffisant (à partir de 300 modèles par palier) autorise une décroissance plus rapide de la température et donc un gain de temps de calcul non négligeable. Par ailleurs, le choix d’un modèle de conductivité de départ contenant déjà un minimum d’information tel que la pseudo section permet une meilleure convergence du recuit.



# Chapitre 10

## Inversion de données synthétiques bruitées

### 10.1 Introduction

Nous avons pu constater que l'inversion de données synthétiques non bruitées donnait un résultat très correct en terme de coût mais aussi, et surtout, en terme de modèle de conductivité comparé au modèle synthétique. Les pseudo sections du meilleur modèle et du modèle synthétique sont d'ailleurs très proches. En introduisant du bruit sur une ou plusieurs données, nous allons pouvoir évaluer l'influence de l'erreur de mesure sur l'inversion.

### 10.2 Evaluation de l'erreur de mesure

Lors d'une acquisition au Mont Terri en mars 2005, plusieurs acquisitions successives ont été opérées sur chaque anneau (dispositif et positionnement des anneaux détaillés dans le chapitre 6), fournissant ainsi de 16 à 24 mesures pour chaque quadripôle. De ces acquisitions multiples sur les 160 quadripôles du protocole Wenner, on peut tirer quelques statistiques : moyenne des mesures en fonction du quadripôle impliqué, déviation standard, déviation moyenne, variance. La figure 10.1 présente les résistances mesurées pour chaque anneau et la déviation standard de la résistance calculée en fonction du numéro de quadripôle impliqué.

Les courbes de déviation standard montrent que les mesures les plus perturbées concernent, pour les anneaux 1 et 3, les quadripôles les plus serrés. Sept mesures sur neuf possédant une déviation standard supérieure ou égale à  $0.15\Omega$ , correspondent à un quadripôle constitué de quatre électrodes successives, donc relatives à une mesure des résistivités les plus superficielles. D'autres part, toutes les électrodes des neuf quadripôles impliqués se situent autour de la galerie entre 3 et 4 heures pour l'anneau 1, et 7 et 9 heures pour l'anneau 3, zones du dispositif les plus atteintes par les détériorations de la paroi après les différentes phases de creusement. L'anneau 2 n'est pas concerné par de fortes variations des résistances mesurées mais 140 mesures seulement sur les 160 théoriques sont disponibles, compte tenu de la détérioration de plusieurs électrodes. Il semble donc que les fortes variations dans les mesures soient corrélées avec un dispositif mis à mal par les déplacements de la couche de béton projeté.

Bien que l'inversion ne porte que sur des données synthétiques à ce stade, l'ordre de grandeur

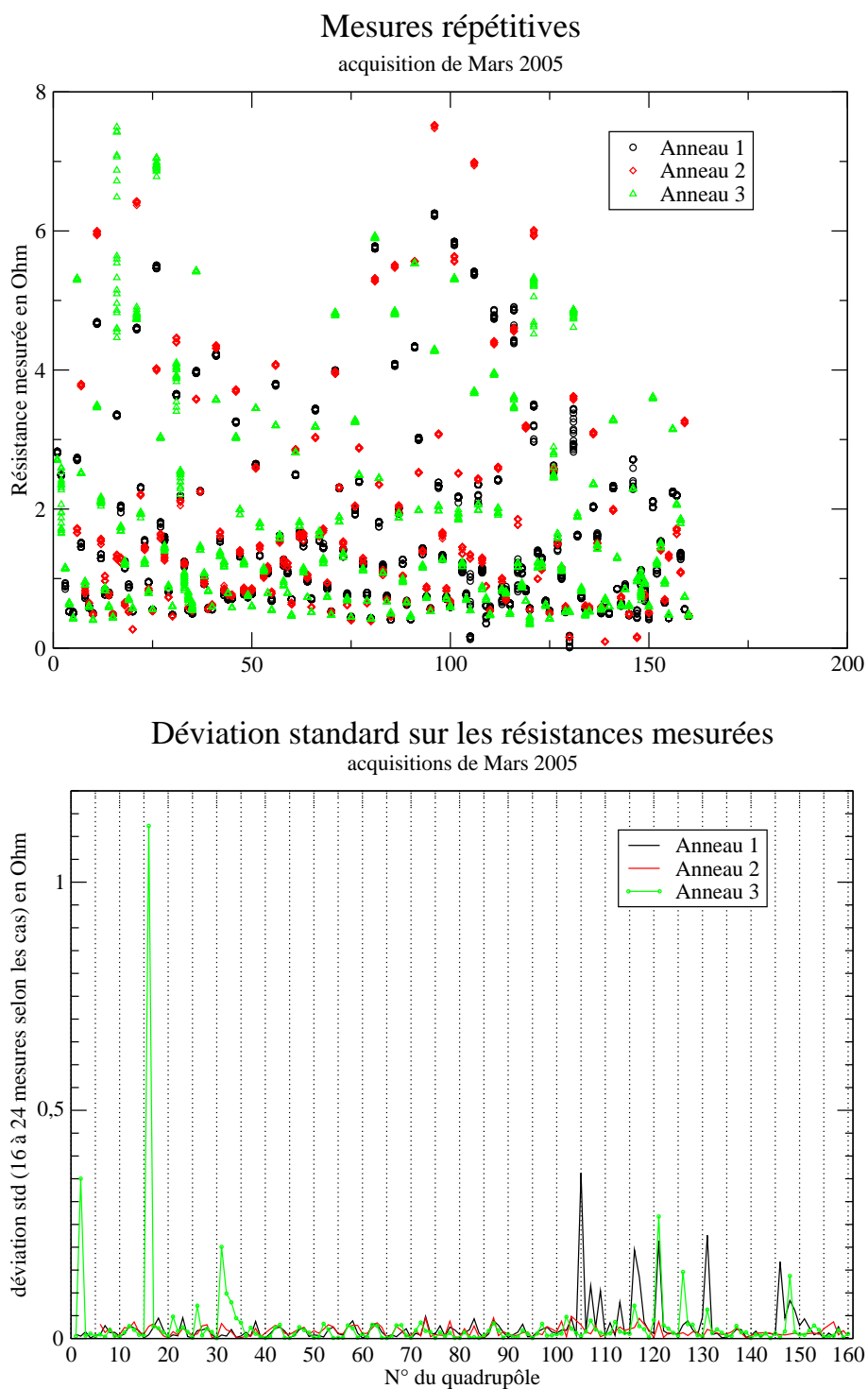


FIG. 10.1 – a) Résistance mesurée pour chaque quadrupôle, par anneau. b) Déviati on standard calculée pour chaque quadrupôle, par anneau.



de la déviation standard donne une base pour perturber les données et juger de l'influence du bruit lors de la recherche du modèle de conductivité. L'injection de courant dans l'inversion étant de  $1A$ , une déviation standard de  $0.2\Omega$  impliquera une modification de la mesure de potentiel de  $0.2V$ .

### 10.3 Introduction de bruits sur une donnée

Indépendamment des quadripôles concernés par les pics de bruit visibles sur la figure 10.1, nous allons ajouter  $0.18V$  individuellement et successivement aux cinq données utilisées pour l'inversion (cinq quadripôles représentatifs du protocole Wenner) de manière à évaluer l'effet d'une erreur appliquée sur les données à différentes profondeurs (le quadripôle le plus rapproché correspond à de faibles profondeurs investiguées tandis que le quadripôle à l'écartement maximum correspond aux profondeurs maximum investiguées). La meilleure solution en terme de coût obtenue par inversion sur données non bruitées avec un coefficient de refroidissement de  $0.85$ ,  $500$  modèles générés à chaque palier de température, un modèle de conductivité initial issu de la pseudo section, des valeurs de conductivité autorisées entre  $0.008S.m^{-1}$  et  $1.2S.m^{-1}$ , sert de référence dans la présentation des résultats.

Lorsqu'on se penche sur les solutions obtenues après inversion sur des données bruitées (figure 10.2), on peut déjà observer que l'ajout de  $0.18V$  sur une des mesures entraîne bien une modification de la solution mais que cette modification ne concerne pas forcément la zone théoriquement investiguée par le quadripôle impliqué. En effet, l'ajout de  $0.18V$  sur la première mesure n'implique pas une modification du modèle solution sur ses premières valeurs (figure 10.3). Il en est de même pour les autres mesures. Ceci montre bien que le calcul du coût (ici par moindres carrés) n'est qu'un indicateur pour l'évolution du recuit simulé mais qu'il ne conserve pas toute l'information contenue dans la mesure et notamment l'information de localisation en profondeur.

D'autre part, si on étudie le coût de ces inversions de données synthétiques bruitées (figure 10.4), on se rend compte que le coût augmente avec la profondeur à laquelle on ajoute le bruit hormis pour la dernière mesure. L'étape de blanchiment des données qui vise à donner le même poids à toutes les mesures indépendamment de l'écartement des électrodes impliquées va, dans l'application d'un bruit constant quelque soit la profondeur, donner plus d'impact à ce bruit lorsqu'il concernera une mesure profonde (écartement plus important, donc facteur géométrique plus élevé).

Ceci explique probablement la dégradation du coût de l'inversion avec la profondeur. Cet inconvénient pourrait être corrigé ici connaissant la valeur du bruit mais ne pourrait l'être dans le cas de données réelles, la proportion de bruit dans la mesure étant inconnue.

La norme L2, ou moindres carrés, est souvent utilisée dans la résolution du problème inverse malgré son manque de robustesse face à un petit nombre de mesures erronées dans le jeu de données ([Tarantola, chapitre 3, 2004]). Nous avons pu constater ici l'effet de l'introduction de bruit sur une donnée qui entraîne une dégradation certaine de la solution. Il semble que la norme

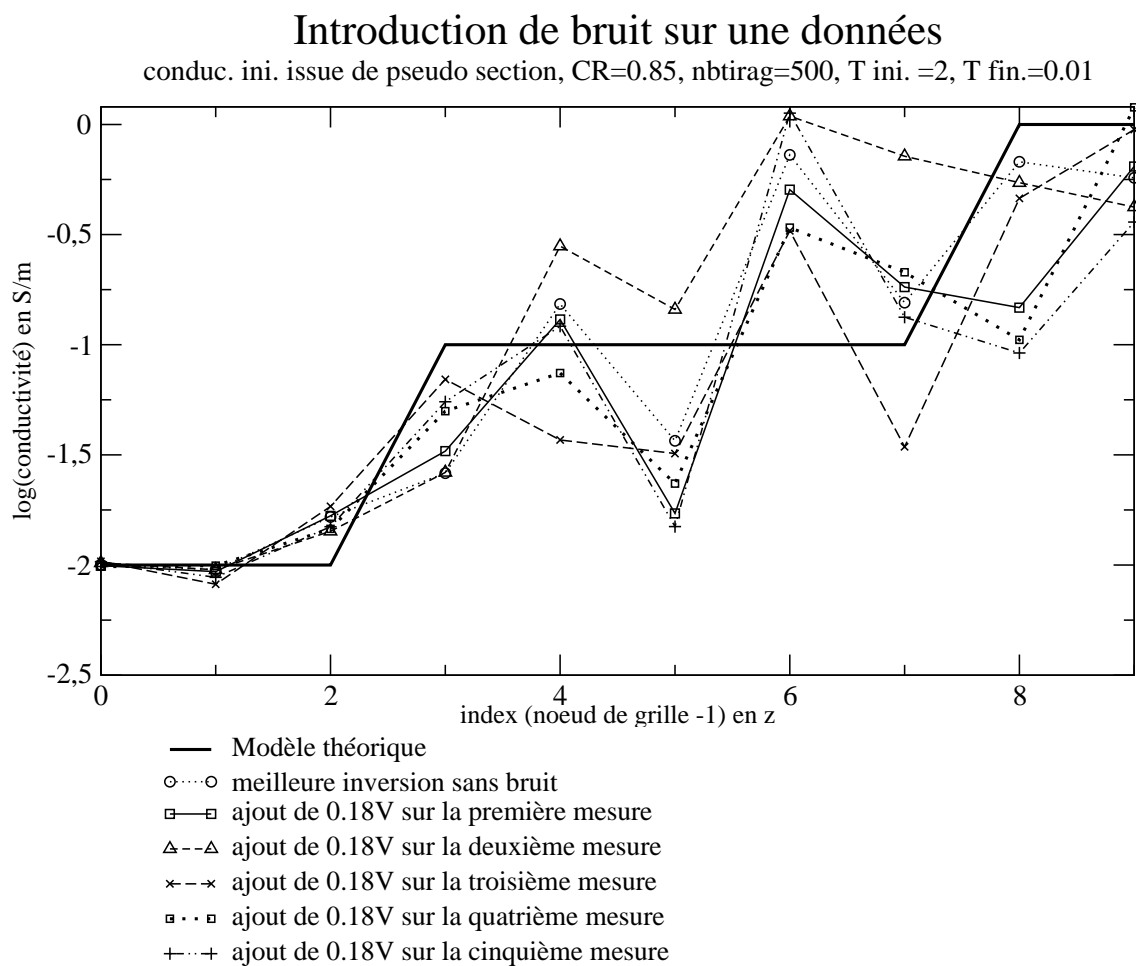


FIG. 10.2 – Modèles de conductivité issus des différentes inversions sur des données bruitées individuellement.

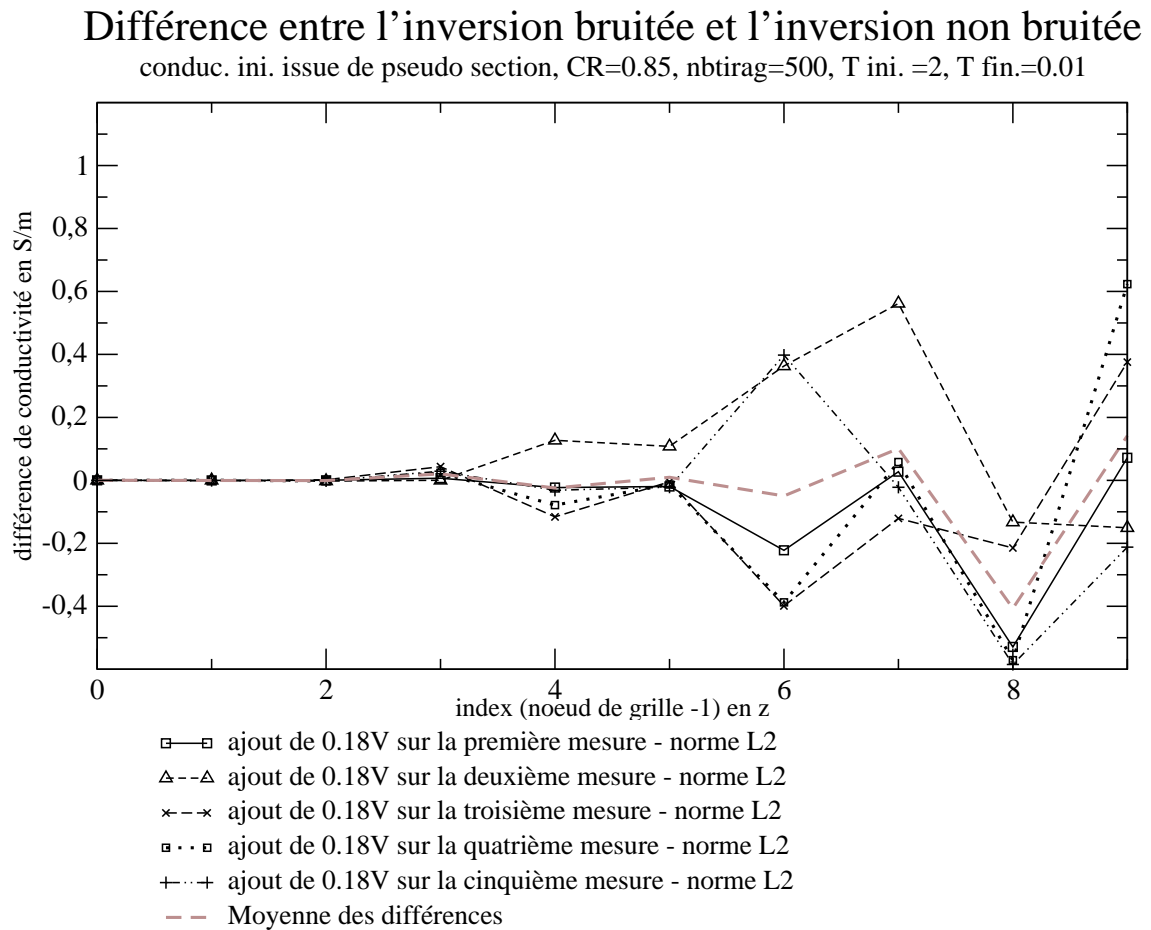


FIG. 10.3 – Différence entre le modèle de conductivité issu de l'inversion de données bruitées (la mesure concernée par le bruit est indiquée en légende) et le modèle de conductivité issu de l'inversion de données synthétiques non bruitées.

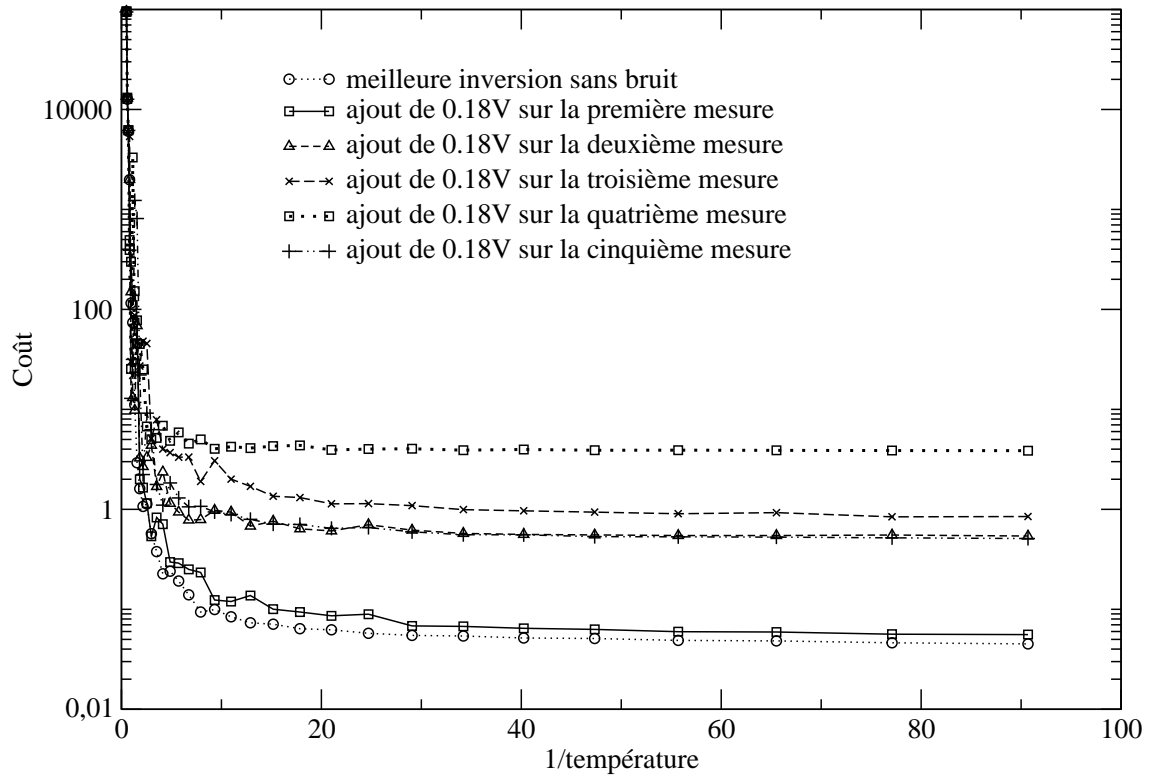


FIG. 10.4 – Evolution du coût d'inversion sur données bruitées individuellement, en fonction de l'inverse de la température.

L1 soit recommandée dans la littérature pour ce genre de cas en raison de sa relative insensibilité aux données fortement bruitées ([Tarantola, chapitre 4, 2004]).

Les mêmes inversions ont donc été effectuées mais en utilisant cette fois la norme L1 dans le calcul du coût.

Contrairement à ce qu'on aurait pu imaginer, les différences entre le résultat sans bruit et les résultats avec bruit avec la norme L1 (figure 10.5) sont plus conséquentes que celles obtenues avec la norme L2. En fait, la norme L1 est plus sensible aux détails. Si une faible conductivité est modifiée, la norme L1 change en proportion tandis que la norme L2 variera beaucoup moins. La norme L2 donnera en revanche beaucoup plus d'importance aux variations sur les fortes valeurs de conductivité.

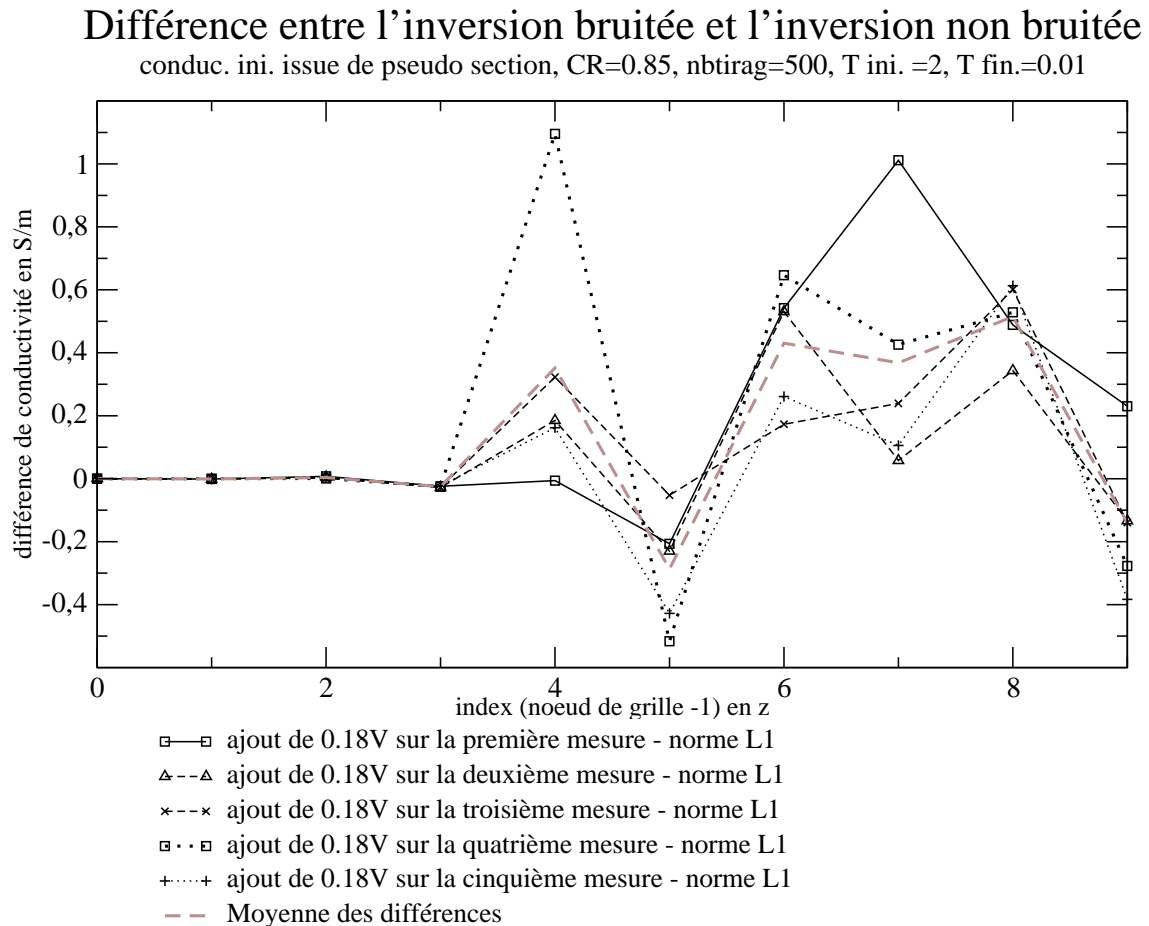


FIG. 10.5 – Différence entre le modèle de conductivité issu de l'inversion de données bruitées (la mesure concernée par le bruit est indiquée en légende) et le modèle de conductivité issu de l'inversion de données synthétiques non bruitées. Le coût est évalué par norme L1.

Le calcul de la moyenne des différences entre les modèles de conductivité obtenus pour des données bruitées individuellement et celui obtenu pour des données non bruitées (figure 10.3) donne, lorsque le coût est évalué par norme L2, une courbe très proche de zéro. A partir de cette constatation, on pourrait imaginer des inversions effectuées sur plusieurs jeux de données, sous-ensembles du jeu complet, que l'on pourrait ensuite moyenner dans l'optique d'obtenir une solution proche de la solution théorique (ou au moins de la solution sur données non bruitées) et qui atténuerait l'effet des mesures bruitées. Les différents modèles de conductivité fourniraient par ailleurs une estimation de la variance du modèle obtenu par inversion sur l'ensemble des données. C'est le principe du Jackknife et du Bootstrap (e.g. [Efron, 1982], [Wu, 1986], [Tiche-

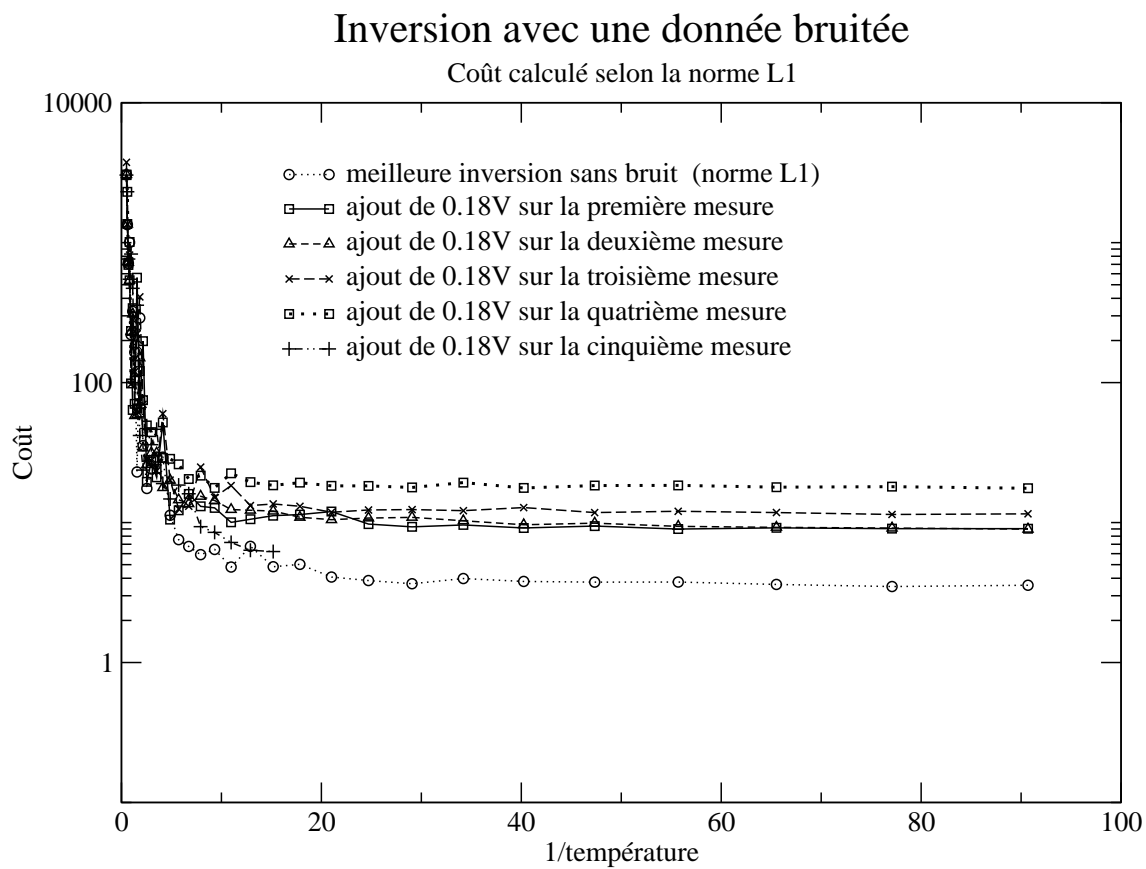


FIG. 10.6 – Evolution du coût d'inversion sur données bruitées individuellement, en fonction de l'inverse de la température. Le coût est évalué par norme L1.

laar and Ruff, 1989]) qui, bien que longtemps controversé, semblent donner de bons résultats dans l'inversion de données bruitées.

## 10.4 Introduction d'une perturbation de 1V sur une mesure de surface.

A partir de l'expérience du paragraphe précédent, nous allons maintenant tester l'effet d'une forte perturbation ( $+1V$ ) sur une mesure de surface (quadripôle constitué de quatre électrodes successives). Dans le premier cas, nous effectuons l'inversion à partir des cinq mesures correspondant aux cinq dipôles du dispositif Wenner. Par symétrie, lorsqu'on va inverser les données, le programme va évoluer comme si toutes les mesures de surface étaient biaisées. Dans le second cas, l'inversion est effectuée sur les 160 mesures du dispositif Wenner et une seule mesure subit une perturbation de  $+1V$ , toujours sur une mesure de surface (mesure n°6 sur 160). On peut alors espérer que les autres mesures de surface vont venir compenser cette unique mesure biaisée, le modèle de conductivité recherché étant le même quelque soit la position angulaire autour de la galerie. De la même manière que pour les données faiblement bruitées (paragraphe précédent), les normes L2 et L1 vont être successivement utilisées pour calculer le coût de chaque inversion. Les résultats en terme de modèles de conductivité sont présentés figure 10.7.

Dans un premier temps, intéressons nous aux résultats des inversions dont le coût est calculé par norme L2. En dehors de la cinquième valeur de conductivité, il semble que le modèle issu de l'inversion sur les 160 mesures (une mesure bruitée seulement), donne effectivement une solution plus proche du modèle théorique que le modèle obtenu à partir d'une inversion sur cinq mesures dont la première était bruitée. Les autres données de surface semblent donc bien avoir jouer un rôle de compensation.

Si on se penche maintenant sur les résultats des inversions avec la norme L1 comme critère de coût, les remarques précédentes ne sont plus valables. Ceci confirme bien la conclusion tirée sur les normes lors de l'étude de l'effet de bruit ajouté successivement aux cinq mesures de potentiel. La norme L2 a un effet de lissage et paraît donc moins sensible lorsqu'une seule donnée est bruitée.

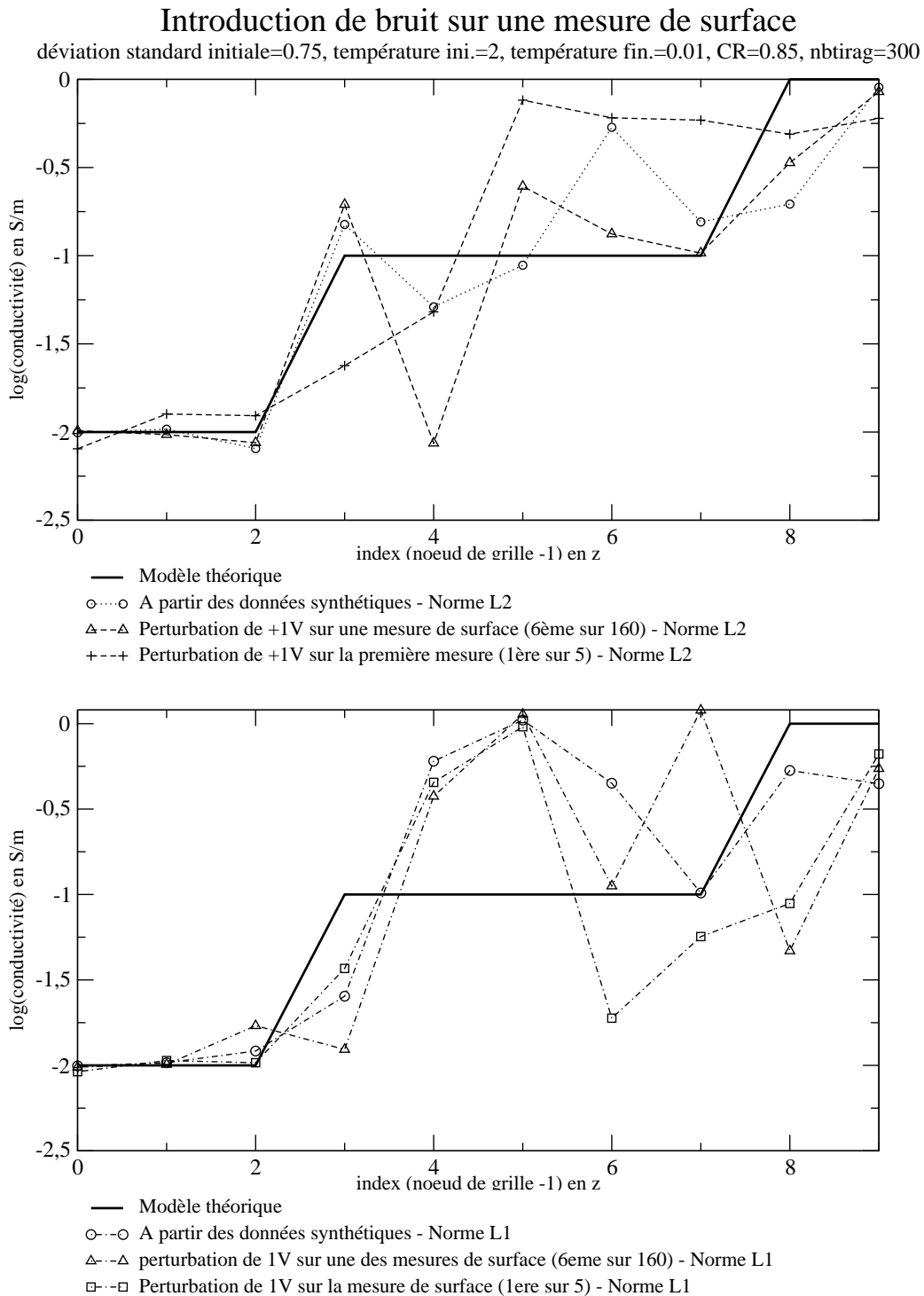


FIG. 10.7 – Modèles de conductivité obtenus par inversion sur des données dont une mesure de surface a été volontairement bruitée (+1V). Les normes L2 et L1 ont été successivement utilisées comme critère de coût afin d'évaluer leur influence sur le résultat de l'inversion dans le cas où une donnée est fortement bruitée.



## 10.5 Conclusions

L'introduction de bruit dans les données a clairement mis en évidence la "pauvreté" du critère de coût en terme de mémoire mesure-relation avec la profondeur investiguée. Il semble donc particulièrement important de disposer d'informations supplémentaires *a priori* comme dans le problème sur-contraint.

D'autre part, le choix de la norme utilisée dans le calcul du coût ne répond pas à des critères extrêmement bien définis, il est donc conseillé de tester les différentes normes en fonction du cas traité.



# Chapitre 11

## Conclusions et discussion

L'approche du problème inverse n'est pas simple. Nous avons vu à travers quelques exemples que certains paramètres très performants dans certaines situations pouvaient l'être moins dans d'autres. L'un de ces paramètres de réglage du recuit est la décroissance de la température. Avec une inversion utilisant des statistiques dans le mode de génération des modèles de conductivité, une décroissance rapide ne semble pas poser de problème sur la qualité du résultat dès lors que le nombre de modèles générés est suffisant pour que les statistiques restent centrées sur le modèle théorique (cette observation est particulièrement intéressante en terme de temps calcul). En revanche, lors d'une décroissance rapide de la température, le nombre de modèles acceptés par palier peut décroître très rapidement entraînant alors un arrêt de l'inversion (plus de modèle accepté, les statistiques sont impossibles). La solution obtenue n'est alors pas forcément la meilleure. Lors d'une décroissance très lente de la température, les statistiques sont ajustées progressivement et un grand nombre de modèles est encore accepté jusqu'aux derniers paliers de température. Quelques exemples ont pourtant montré que la solution finale n'est pas forcément améliorée en procédant ainsi et qu'*a contrario* on est sûr d'augmenter le temps de calcul.

La qualité de l'inversion passe par l'estimation du critère le plus délicat à mon sens, celui du coût. Selon Tarantola (2004), la norme L1 est conseillée pour l'inversion de données bruitées en raison de sa relative insensibilité aux points singuliers. Or, les cas testés dans la dernière partie montrent au contraire que la norme L2 semble moins sensible aux données bruitées. Ceci étant, en raison du très petit nombre de cas envisagé, je me garderai bien d'en déduire une règle. Je souhaite simplement attirer l'attention sur la complexité de ce critère et insister sur la nécessité de tenter de plus amples inversions avant de choisir l'une ou l'autre de ces deux normes. Il en existe d'ailleurs beaucoup d'autres qui ne peuvent être écartées.



# **Conclusion générale**

L'objectif de ces travaux était de caractériser par tomographie électrique l'endommagement d'une paroi de galerie et de suivre son évolution avec les différentes phases de creusement, les résultats contribuant à l'étude de faisabilité d'un stockage de déchets radioactifs à vie longue en formation géologique profonde. Cela a nécessité des développements méthodologiques innovants tels que la modélisation du potentiel électrique 2,5D en coordonnées cylindriques, géométrie adaptée à la structure étudiée, la Galerie 04 du laboratoire souterrain du Mont-Terri. La validation de cette modélisation par la solution analytique pour différents cas, donne des résultats très satisfaisants avec des pourcentages d'erreurs de l'ordre de 2 à 4%. Cette modélisation a servi de base pour l'étude préalable du potentiel électrique de quelques simulations simples d'une zone endommagée autour d'une galerie et pour le choix du dispositif mis en oeuvre lors des acquisitions au Mont Terri. Elle constitue également le point central de l'inversion.

En ce qui concerne les acquisitions de tomographie électrique réalisées dans la galerie 04 du Mont Terri, nous disposons d'une base de données conséquente dont seules les données Wenner ont été exploitées, les données du dispositif plus complet présenté dans ce manuscrit exigeant des développements importants au niveau de la représentation des résultats en cylindrique. Les corrélations tant avec les observations géologiques qu'avec les connaissances sur le champ de contraintes sont cohérentes. Les pseudo sections de résistivité apparente viennent à la fois confirmer et préciser la position des zones endommagées.

La partie inversion avait pour objectif, en s'appuyant sur les résultats de Pessel et Gibert (2003), de développer un programme d'inversion par recuit simulé appliqué aux données électriques tout en tentant d'optimiser au maximum la qualité du résultat par rapport au temps de calcul. Les premiers tests effectués sur des données synthétiques ont permis d'appréhender au mieux les différents paramètres du recuit simulé. Nous avons pu constater que l'introduction de statistiques dans la génération des modèles de conductivité à chaque palier permettait une convergence plus rapide pour un temps de calcul moindre. On doit cependant garder à l'esprit que toutes les inversions présentées peuvent encore être améliorées en affinant les paramètres (coefficient de refroidissement plus élevé et nombre de modèles générés par palier plus important essentiellement) tout en essayant de préserver des temps de calcul raisonnables. L'étape d'introduction de bruit dans les données a montré la faiblesse du critère coût, particulièrement en ce qui concerne la relation mesure - zone investiguée. Il paraît donc très important de disposer de quelques informations supplémentaires *a priori* permettant de mieux contraindre l'inversion, ce qui est toujours délicat dans le cadre d'études non destructives.

# Perspectives

Les perspectives liées à ce travail de thèse sont nombreuses. La première orientation des recherches concerne les données acquises au Mont Terri non encore exploitées. L'aspect méthodologique intrinsèque à la représentation de ces mesures électriques obtenues suivant un dispositif hors du commun pourrait mener à un élargissement des modes opératoires d'acquisition sur le terrain si la représentation de ces données, très nombreuses, apportait une réelle amélioration dans l'estimation de la conductivité, valeur et distribution, avant toute inversion.

La deuxième orientation, et non des moindres, concerne la résolution du problème inverse. Les exemples d'inversions présentés dans la dernière partie de ce manuscrit correspondent à des données synthétiques, ce qui minimise généralement les problèmes de convergence, mais représentent néanmoins l'étape nécessaire au développement de l'inversion. Il s'agit maintenant de compliquer le modèle de conductivité à retrouver en introduisant une variation angulaire de la conductivité en plus d'une variation radiale puis en passant à un calcul 2.5D (déjà intégré au programme informatique). Une fois la gamme de test permettant d'ajuster les paramètres du recuit effectuée, on pourra alors envisager l'inversion des données réelles du Mont Terri. Il faudra alors augmenter la taille de la grille de manière à ce que le potentiel modélisé soit le plus fiable possible, y compris dans le voisinage des électrodes, ce qui impliquera inévitablement une augmentation considérable du temps de calcul. On voit alors nettement l'intérêt de l'obtention d'une solution correcte par décroissance relativement rapide de la température grâce à l'introduction de statistiques.

Une autre orientation viserait à élargir les acquisitions aux mesures d'impédances complexes à basse fréquence (polarisation induite, Annexe 1), impliquant également le développement d'une méthode d'inversion couplée. Pour la partie expérimentale, les travaux de Kruschwitz et Yaramanci (2004) menés au Mont Terri dans une autre galerie du laboratoire souterrain pourraient fournir quelques points de comparaison.



## **Annexe : Expériences de polarisation induite multifréquentielle**

# Approche bibliographique de la tomographie multifréquentielle

## Principe

La tomographie électrique multifréquentielle permet d'évaluer la propriété que possèdent certains matériaux, métallique ou non, à se polariser sous l'effet d'un champ électrique (redistribution des ions le long des interfaces). La polarisation induite (IP) correspond à l'effet capacitif des éléments présents dans le milieu. Lorsque la tension appliquée est interrompue, les ions reprennent leur position d'équilibre, le courant résiduel résultant constitue la source de polarisation induite. La décroissance du courant en fonction du temps caractérise alors la chargeabilité du milieu. La réponse IP dépend de la microgéométrie, notamment de la surface disponible pour la polarisation ([Börner et Schön, 1991]) et de la densité de charges surfaciques, de la minéralogie ainsi que de la chimie des fluides et de la saturation. Ainsi, les argiles disséminées induisent un fort effet IP, tandis que les argiles compactées présentent une réponse IP faible, la conductivité ohmique l'emportant ([Slater et al., 2000]). On peut donc espérer mettre en évidence des zones fracturées ou fissurées par une polarisation importante des surfaces (comparativement à la faible polarisation des argiles compactées, non fracturées).

Pour la compréhension des phénomènes de polarisation, on pourra se reporter aux articles de Pelton et al. (1978) et de Olhoeft (1985).

## Les expériences de Kemna et al.

Des expériences menées en laboratoire par Kemna et al. (2000) ont attiré notre attention. L'objectif était de mesurer les signatures IP de cibles (mélange de sable et de plomb, cuivre ...) difficilement discernables par tomographie électrique en courant continu. En effet, la figure 11.1 montre l'amplitude et la phase à différentes fréquences pour deux cibles, l'une en PVC (isolant) et l'autre composée d'un mélange de sable et de plomb. Si l'amplitude diffère peu en fonction de la fréquence, la phase en revanche possède une signature fréquentielle spécifique à l'élément capacitif (ici le plomb).

Notre objectif est de reproduire ce genre d'expériences en les adaptant à notre problématique.

## La cuve et le dispositif d'électrodes

Afin de répondre aux contraintes 2D, une cuve plate a été fabriquée (figure 11.2).

Composée d'un fond en PVC de 1m x1m et de 10mm d'épaisseur et de bords en altuglass de 60mm de hauteur et de 5mm d'épaisseur, cette cuve est destinée à contenir de l'eau ou tout autre matière (liquide ou solide) sur une épaisseur d'environ 3 à 4 cm. Un joint en silicone isolant, appliqué à l'extérieur, garantit l'étanchéité.

Les électrodes sont issues d'une tige d'inox de 3mm de diamètre recoupée en tronçons de 60mm (figure 11.3a). Dans les expériences présentées, une série de 24 électrodes a été collée verticalement sur un côté de la cuve (figure 11.3b), tandis qu'une autre série de 24 électrodes a été collée verticalement sur une règlette mobile en altuglass de 1m de long par 5cm de haut, positionnée en parallèle. Les électrodes sont équidistantes de 4 cm.

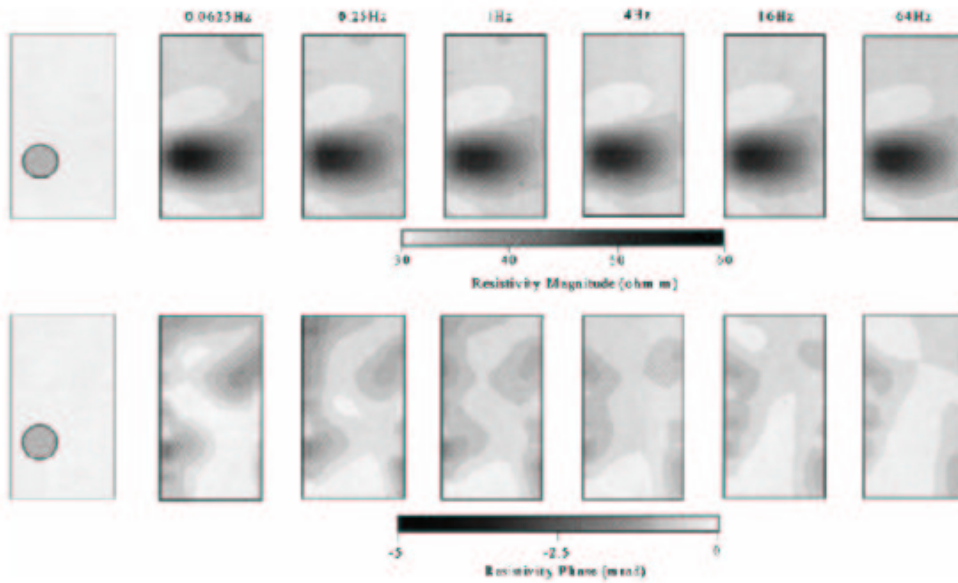


Fig. 4. Example results of the complex resistivity inversion using the 'PVC target'.

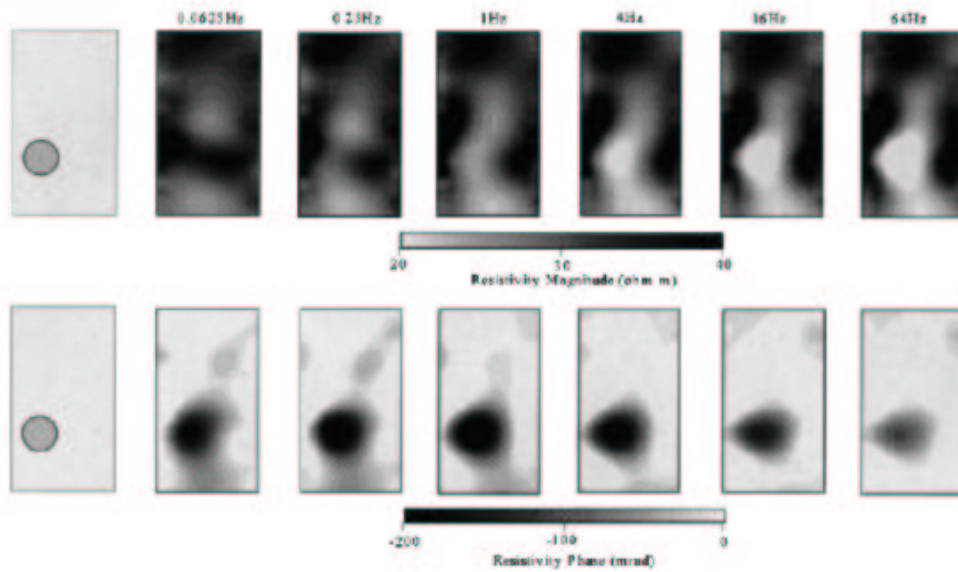


Fig. 5. Example results of the complex resistivity inversion using the 'copper target'.

FIG. 11.1 – Inversion complexe de résistivité multifréquentielle. La cible PVC ne présente pas de signature particulière (aucune variation en fonction de la fréquence). En revanche, la cible sable+plomb possède un spectre de phase très différent en fonction de la fréquence (Kemna et al., 2000).

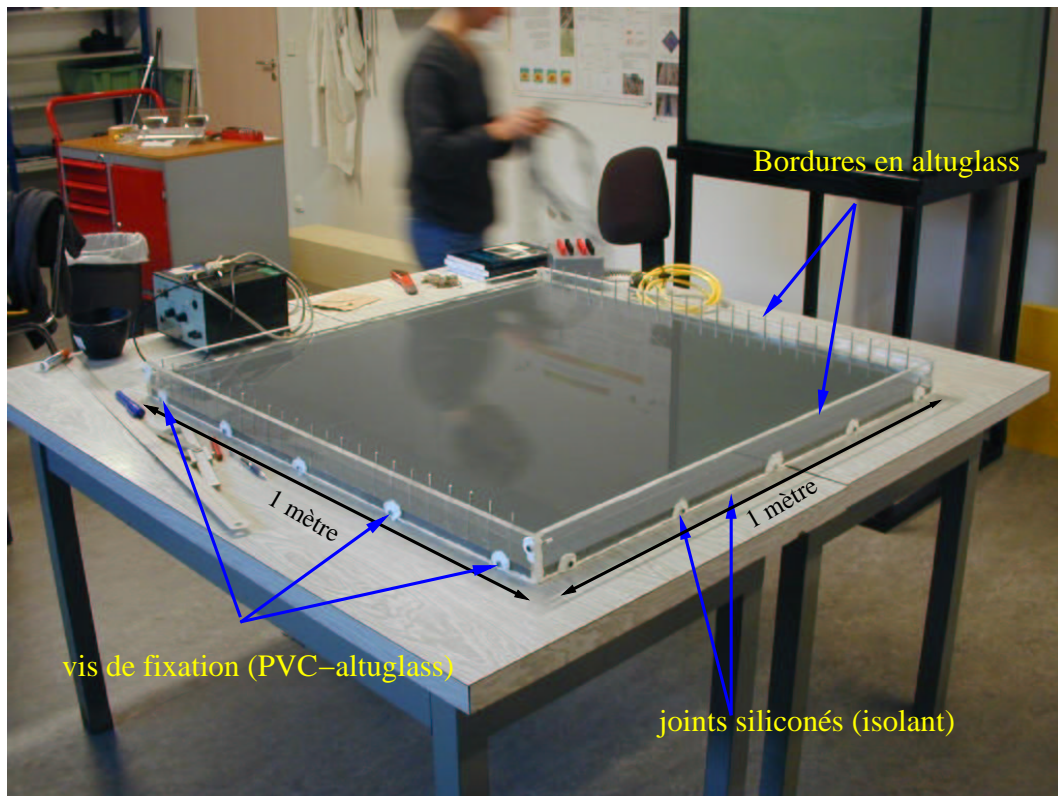


FIG. 11.2 – Cuve en altuglass (dimension 1 mètre x 1 mètre, hauteur extérieure 60mm). En matériau isolant, cette cuve servira à différentes expériences de mesure d'impédance complexe multifréquentielle.

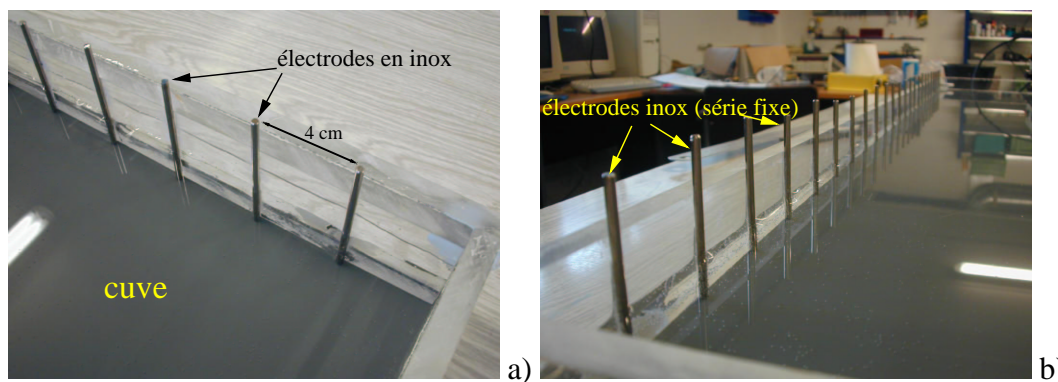


FIG. 11.3 – a) Electrodes en inox (3mm de diamètre, 60mm de longueur). b) Série de 24 électrodes collées à la paroi de la cuve (série fixe). Ces électrodes serviront d'injection pour les premières expériences.

Ce dispositif permet d'avoir deux séries d'électrodes parallèles dont on peut faire varier l'éloignement.

Une fois les électrodes collées, chacune est reliée à un boîtier par un fil électrique. Le contact est assuré par une cosse soudée au fil et sertie au diamètre de l'électrode du côté cuve et par une fiche banane côté boîtier (figure 11.4a)). Le boîtier réunissant les électrodes d'injection est muni de commutateurs permettant de sélectionner le couple d'injection actif (figure 11.4b)).

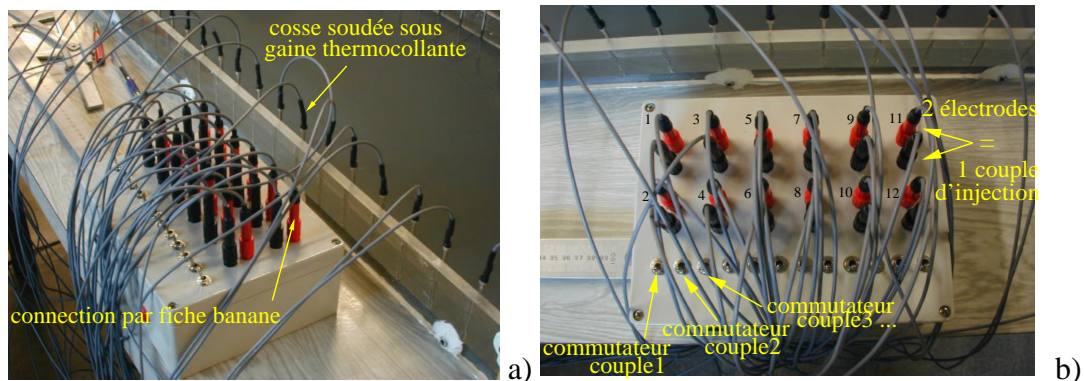


FIG. 11.4 – a) Le dispositif d'électrodes est relié au boîtier permettant de sélectionner le dipôle source. Une cosse assure le contact côté cuve, une fiche banane permet la connection côté boîtier. Une gaine thermocollante assure la solidité des contacts. b) Boîtier des dipôles d'injection. Ce boîtier permet de choisir le couple d'électrode d'injection *via* un commutateur associé à chaque dipôle (position basse : inactif- position haute : actif). Ici, aucun dipôle n'est sélectionné.

## La chaîne d'acquisition

La chaîne d'acquisition (figure 11.5 et figure 11.6) est composée d'un générateur suivi d'un amplificateur fournissant un courant aux électrodes d'injection A et B, sélectionnées *via* le boîtier "émission". La différence de potentiel ainsi engendrée est mesurée entre deux électrodes M et N (12 couples MN actifs à chaque injection) repérées sur le boîtier "réception". Le signal est enregistré temporellement par un enregistreur sismique 24 bit DAQ LINK comportant 24 voies d'acquisition. Le pas d'échantillonnage est adapté en fonction de la fréquence du signal émis.

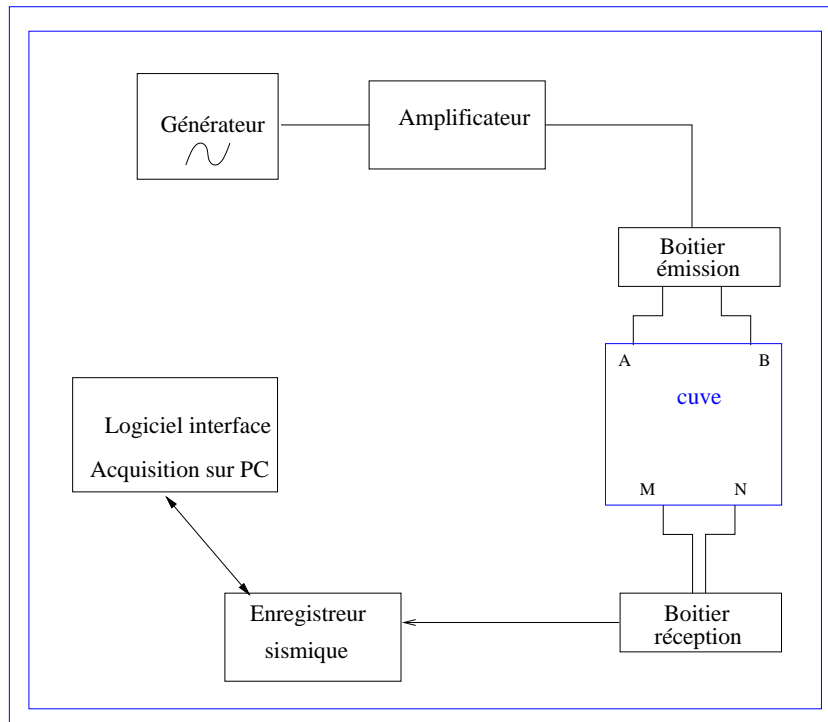


FIG. 11.5 – Un courant sinusoïdal est généré, amplifié et injecté au niveau d'un dipôle. La différence de potentiel résultante est mesurée entre douze dipôles et enregistrée temporellement par le DAQ LINK.



FIG. 11.6 – A gauche, générateur et amplificateur utilisés pour les expériences. A droite, l'enregistreur sismique DAQ LINK 24 voies.

## Données de type Wenner

### Signal émis

Le signal émis est un courant sinusoïdal de fréquence donnée  $A \cdot \cos(\omega \cdot t + \varphi)$  où  $A$  est l'amplitude et  $\varphi$  la phase. Les fréquences utilisées se situent entre  $10^{-1}$  et  $10^2$  Hz. Ce courant est enregistré temporellement sur la voie 1 de l'enregistreur sismique, constituant ainsi une référence. On peut calculer la tension correspondante connaissant la résistance associée à l'amplificateur.

### Acquisitions des données

Un jeu complet de données a été acquis selon le dispositif Wenner. Pour cela, nous avons utilisé les 24 électrodes situées sur la paroi extérieure de la cuve. La paroi mobile située à 30 cm ne servira que de bord de cuve (pas d'injection, ni de mesure). La combinatoire pour les 24 électrodes donne 84 possibilités, toutes utilisées, pour quatre fréquences : 0.5Hz, 1Hz, 4Hz et 16Hz. Un cylindre plein en aluminium de 10 cm de diamètre et de 4,5cm d'épaisseur a été placé en face de l'électrode 12 à 12 cm du bord comme schématisé sur la figure 11.7.

L'intérêt majeur de l'acquisition de ce type de données est le mode de représentation très classique qui va permettre de mieux appréhender la répartition spatiale des amplitudes et des déphasages.

En écartant les électrodes tout en conservant l'équidistance, on augmente la profondeur d'investigation. On peut aussi déplacer les électrodes latéralement, toujours en conservant l'équidistance pour couvrir toute la zone à étudier. L'ensemble des valeurs de résistivités apparentes issues de ce protocole d'acquisition constitue une pseudo section de résistivité apparente.

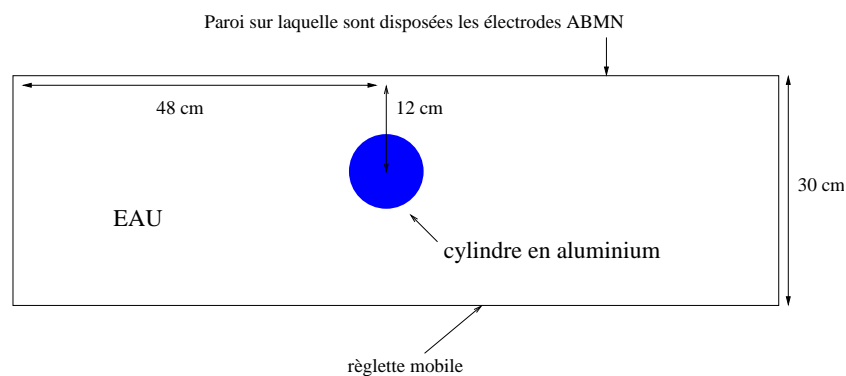


FIG. 11.7 – Cuve expérimentale de 1m de long par 30 cm de large. Une cible en aluminium est positionnée en (48,12).

## Traitement des données

Lors de ces expériences, on ne mesure plus une résistivité réelle mais une impédance complexe. Avant d'envisager une inversion couplée de cette impédance, il nous a paru intéressant de visualiser l'amplitude ou plutôt le rapport d'amplitude et le déphasage des signaux enregistrés et ce à différentes fréquences.

Chaque enregistrement présente en trace 1 la référence ou signal émis. Plus le dipôle de réception est proche du barycentre du dipôle d'injection, plus l'amplitude du signal enregistré est grande (figure 11.8). On va alors étudier le rapport d'amplitude par rapport à la référence.

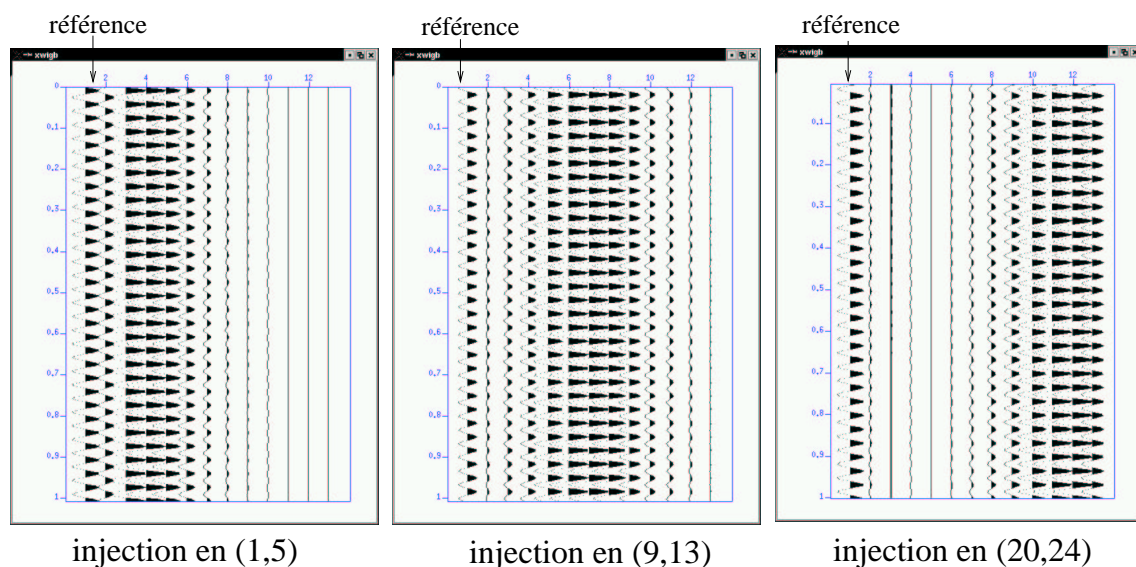


FIG. 11.8 – Déplacement des amplitudes maximales en fonction de la position du couple d'injection. Enregistrement avec un signal source de fréquence 30 Hz.

Parallèlement à l'étude en amplitude, un calcul de phase est réalisé. Plus encore que l'amplitude, le déphasage des signaux devrait nous renseigner sur un effet de polarisation induite. Ce déphasage est, selon la bibliographie, sensible à la fréquence employée. C'est ce que nous voulons vérifier par différentes expériences, notamment celle avec une cible.

Cette quantification des signaux en amplitude et phase est rendue possible grâce au développement en Fortran 95 d'un programme d'inversion par la méthode du simplexe ([Nelder et Mead, 1965]) en approchant les signaux numériques par un signal théorique de la forme  $A \cdot \cos(\omega \cdot t + \varphi)$  avec  $A$  l'amplitude et  $\varphi$  la phase. Cette méthode permet de trouver par minimisation du coût les  $n$  paramètres les plus proches du modèle. Dans notre cas, nous devons déterminer  $(A, \varphi)$  donc  $n=2$  pour chaque trace. Il faut alors définir  $n+1$  modèles (ici 3) qui vont servir de point de départ. Progressivement, en se déplaçant dans l'espace  $(\varphi, A)$ , les modèles vont converger vers la solution qui minimise le coût (sommées du carré ou de la valeur absolue des différences par exemple). La solution finale acceptée sera une moyenne des trois modèles issus de l'inversion par descente du simplexe (figures 11.9 et 11.10).



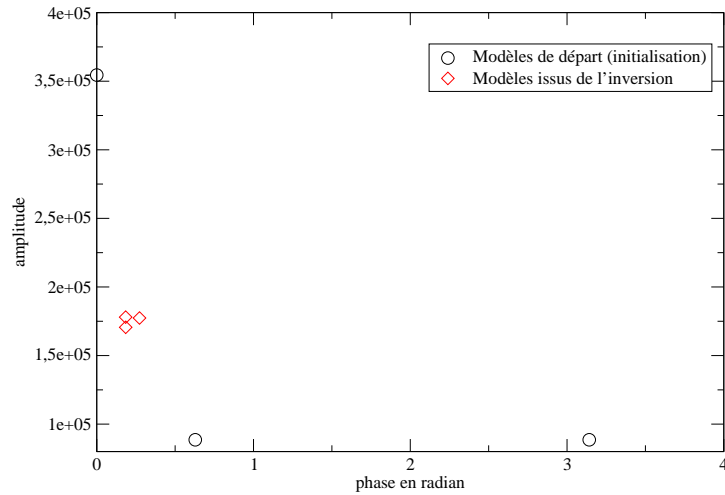


FIG. 11.9 – Trois couples  $(A, \varphi)$  sont choisis pour initialiser la résolution de l'inversion par descente du simplexe. Les modèles choisis ici sont alors  $(2.A1,0)$ ,  $(A1/2,0)$  et  $(A1/2,\pi)$  où  $A1$  est la moyenne entre l'amplitude maximale et l'amplitude minimale de la trace enregistrée. Le coût est exprimé en terme de moindres carrés. Le résultat obtenu ici est celui de la trace référence du dipôle d'injection 2 à la fréquence 10Hz.

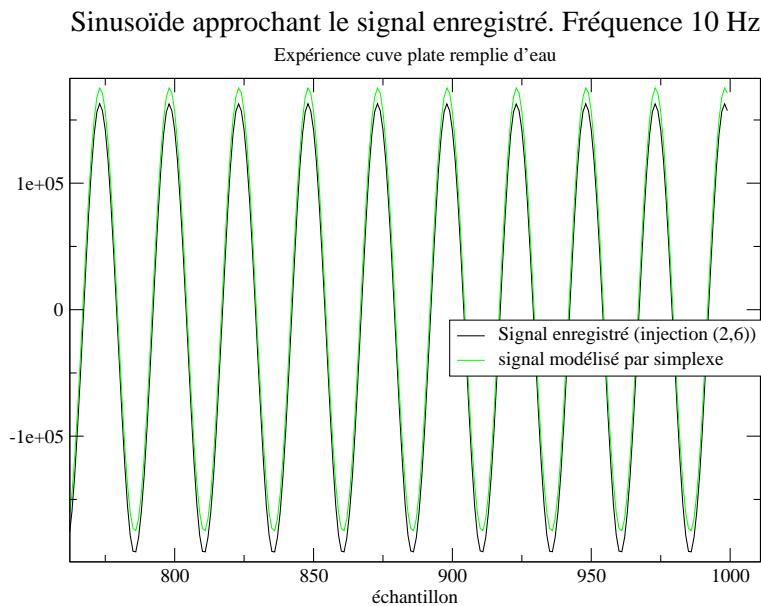


FIG. 11.10 – Comparaison du signal enregistré (ici, trace référence du dipôle 2 à la fréquence 10 Hz) avec le signal calculé avec les paramètres issus de la descente du simplexe.

Une fois la phase et l'amplitude déterminées pour chaque trace (références + 12 dipôles de mesures), on calcule le rapport d'amplitude et le déphasage par rapport à la référence (courant injecté). Ceci est répété pour chaque dipôle d'injection et pour chaque fréquence.

Une amélioration a été apportée en corrigeant les signaux enregistrés de la dérive, comme l'illustre l'exemple synthétique de la figure 11.11.

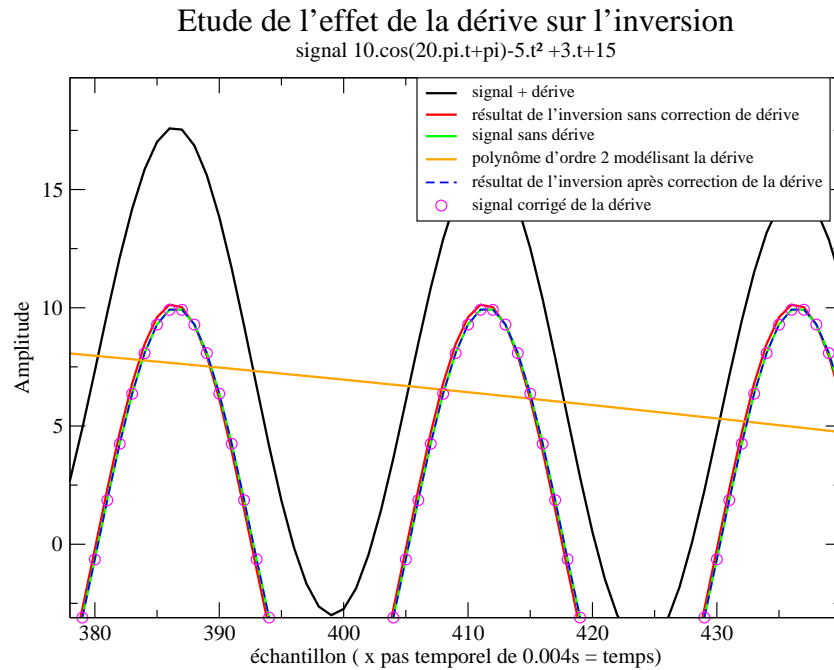


FIG. 11.11 – Lors de l'acquisition, les données peuvent présenter une dérive dont les causes sont diverses (dérive instrumentale, courants vagabonds...). L'étude de ce phénomène sur un signal synthétique montre que la dérive influe sur les résultats de l'inversion et notamment sur la phase. Les déphasages attendus étant de faible amplitude, il est nécessaire de s'affranchir de cette dérive. Pour cela, la dérive est modélisée par un polynôme d'ordre 3 puis on soustrait ce polynôme au signal enregistré.

## Résultats

Les résistivités apparentes (résistances corrigées du facteur géométrique) ainsi que les déphasages ont permis de construire des pseudo sections en fonction de la fréquence (figure 11.12). Les résultats en résistivité apparente ne permettent pas de localiser la cible d'aluminium (pas de sensibilité en fonction de la fréquence). En revanche, les pseudo sections de déphasage mettent en évidence les effets de polarisation induite autour de 4Hz. Dans les deux cas, la pseudo profondeur surestime la profondeur réelle.

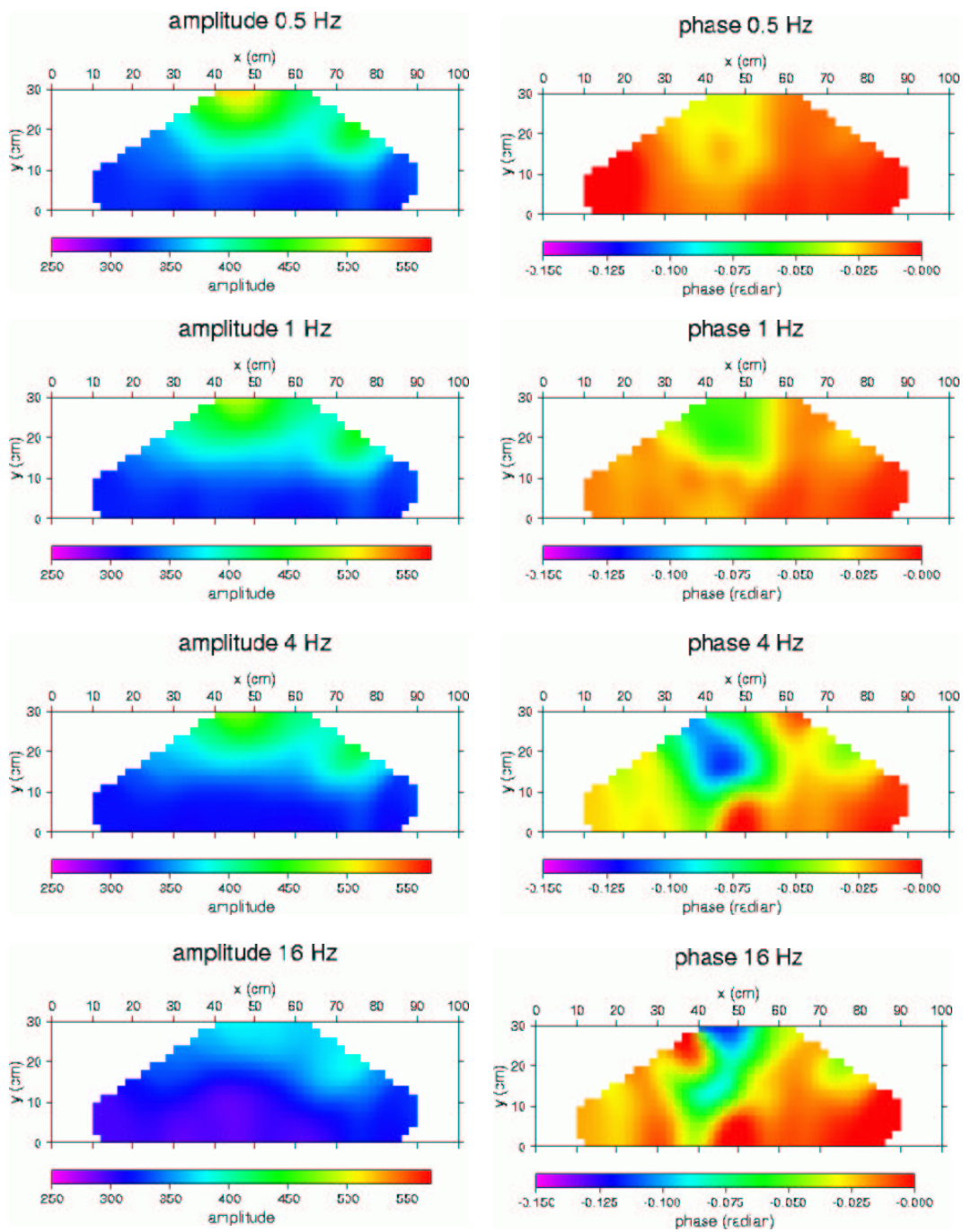


FIG. 11.12 – Pseudo section de résistivité apparente et de phase. Les pseudo sections de résistivité ne varient que peu avec la fréquence alors que les pseudo sections en phase donne une localisation assez nette du cylindre d'aluminium pour des fréquences proches de 4Hz.

## **Données “face à face”**

### **Acquisition des données**

Dans les expériences dites “face à face”, les électrodes d’injection sont distantes de 16 cm c’est-à-dire que le premier couple d’injection est constitué de l’électrode 1 et de l’électrode 5, le deuxième des électrodes 2 et 6, le troisième des électrodes 3 et 7, le quatrième des électrodes 4 et 8, le cinquième des électrodes 9 et 13 et ainsi de suite jusqu’au dernier couple, électrodes 20 et 24. Lorsque le couple d’injection est constitué de deux électrodes proches, les lignes de courant dont l’énergie est suffisante pour être détectable par l’appareillage sont limitées dans l’espace proche de l’axe des électrodes d’injection. Il est donc nécessaire de pouvoir rapprocher les électrodes de mesure. La reglette mobile permet d’adapter la taille de “l’espace de jeux” au dispositif d’injection choisi. Ainsi, la réglette sur laquelle sont fixées les électrodes de mesure est positionnée parallèlement à 35cm des dipôles sources. A chaque injection, la différence de potentiel est mesurée entre deux électrodes consécutives (1 et 2, 3 et 4 etc...) et enregistrée sur les voies 2 à 13 de l’enregistreur sismique. Pour une fréquence, on aura donc 13 traces x12 dipôles d’injection. L’expérience est schématisée sur la figure 11.13.

On totalise vingt dipôles d’injection pour cette expérience. Les fréquences balayées sont : 0.5Hz, 1Hz, 2Hz, 3Hz, 4Hz, 8Hz, 16Hz, 32Hz, 64Hz, 128Hz et 256Hz. L’expérience a été menée en eau puis en eau avec un cylindre d’aluminium de 120mm de diamètre et de 45mm de haut, positionné en face de la douzième électrode à 15 cm du bord.

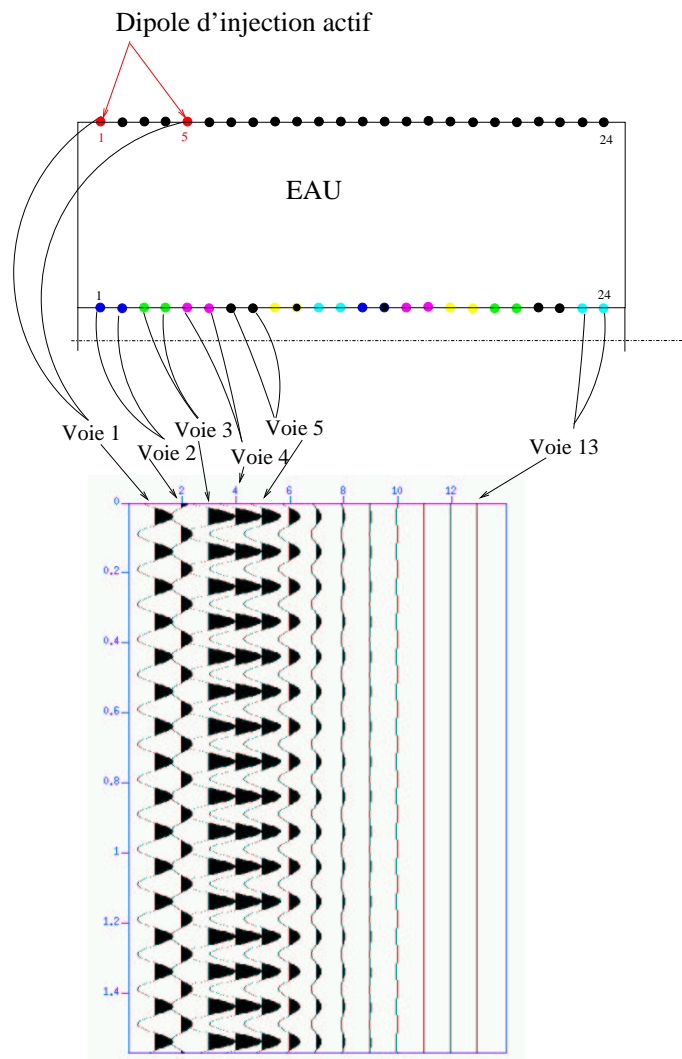


FIG. 11.13 – Schématisation de l'acquisition et visualisation de l'enregistrement pour le premier dipôle d'injection.

## Résultats

Après inversion, on peut représenter la résistance du milieu traversé (rapport d'amplitude x 2 Ohms) et le déphasage. Il n'existe pas vraiment de mode de représentation de ces données, la représentation sous forme de pseudo sections classiques n'étant pas applicable ici.

Le mode de représentation choisi consiste à reporter les résultats en fonction du milieu du dipôle d'injection et du milieu du dipôle réception. Par exemple, pour le dipôle d'injection composé de l'électrode 1 et de l'électrode 5, le milieu se situe à  $3 \times 4 = 12$  cm du bord de la cuve. Pour le dipôle réception composé de l'électrode 1 et de l'électrode 2, le milieu se situe à 6 cm du bord. On représentera donc la résistance ou le déphasage en (12,6).

Les figures 11.14 et 11.15 représentent la résistance en fonction des différentes fréquences

balayées. Comme nous l'avons déjà observé, l'amplitude maximum est enregistrée sur le dipôle réception situé en face du dipôle d'injection. Les résultats avec ou sans le cylindre d'aluminium sont quasi similaires. Rien ne semble indiquer la présence de l'aluminium.

En revanche, lorsqu'on regarde les figures 11.16 et 11.17, quelques observations importantes peuvent être faites. D'une part, le déphasage dans le milieu sans aluminium est homogène pour une fréquence donnée et ce quelque soit la fréquence, et d'autre part le déphasage augmente uniformément à partir de 32Hz. Lorsqu'on reproduit les mêmes mesures mais, cette fois, avec le cylindre d'aluminium, on observe à basse fréquence un déphasage négatif localisé au niveau de cette anomalie de conductivité. Ce déphasage est très net entre 3 Hz et 4 Hz puis s'atténue vers les plus hautes fréquences, probablement relayé par l'augmentation uniforme du déphasage observé dans l'expérience sans cylindre. Cette augmentation du déphasage avec la fréquence au delà de 32Hz voir 64 Hz semble correspondre à des effets électromagnétiques comme évoqués dans les articles de A. Kemna (2001). Ceci nous incite à limiter notre investigation dans les hautes fréquences (pas au delà de 64 Hz).

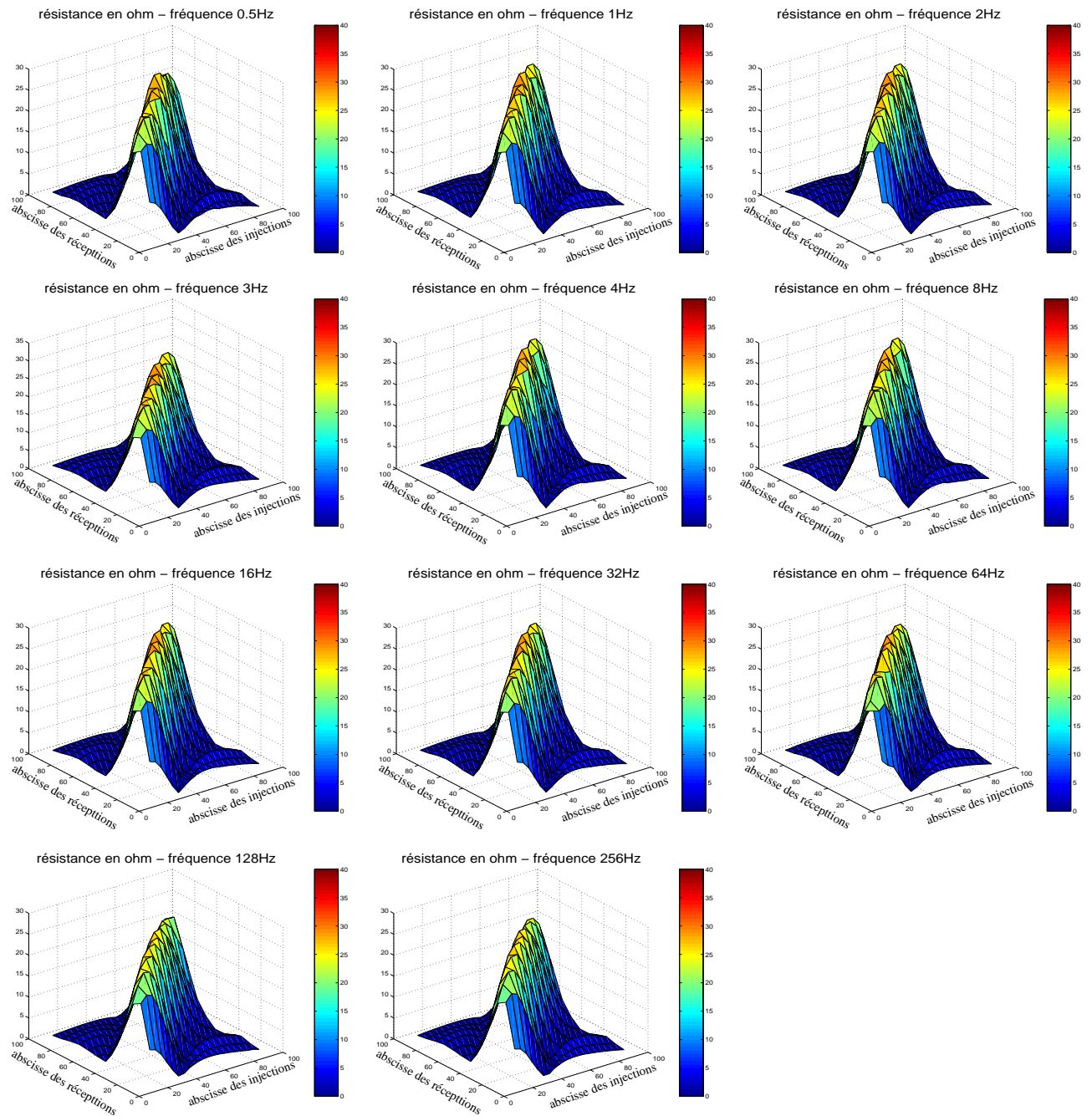


FIG. 11.14 – Résistance du milieu étudié (eau) en fonction de l'abscisse du milieu du dipôle injection et l'abscisse du dipôle réception. La résistance ne semble pas dépendre de la fréquence.

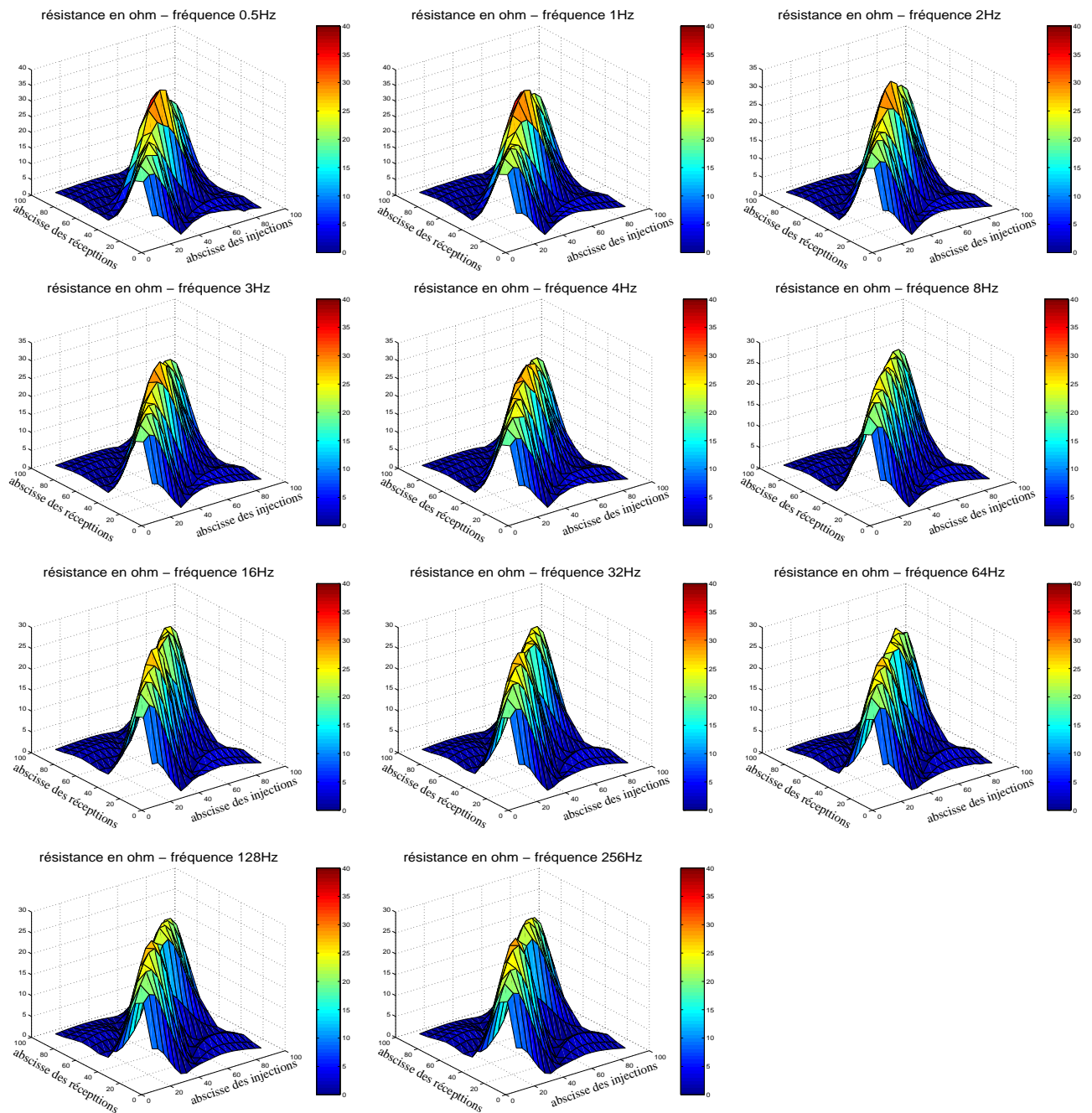


FIG. 11.15 – Résistance du milieu étudié (eau+cylindre d'aluminium) en fonction de l'abscisse du milieu du dipôle injection et l'abscisse du dipôle réception. La résistance ne semble pas dépendre de la fréquence et surtout ne présente pas de changement en présence du cylindre d'aluminium.



## Evaluation de la reproductibilité des mesures - Polarisation des électrodes à basse fréquence

Afin d'évaluer d'une part la reproductibilité des mesures et d'autres part l'éventuelle polarisation des électrodes à basse fréquence, j'ai choisi quatre dipôles d'injection, le 1 et le 20, deux dipôles situés aux extrémités de la ligne d'injection et le 6 et le 12. Pour chaque dipôle d'injection, les différences de potentiel sont enregistrées sur les 12 dipôles récepteurs situés en face (même configuration que pour le protocole face à face décrit précédemment) et ceci de deux manières. Les mesures dites 'alternées' correspondent à une injection sur chacun des dipôles, répétée cinq fois. Les mesures successives correspondent à une injection sur un dipôle, répétée cinq fois avant de passer au dipôle suivant. Pour des raisons de clarté des graphiques et pour en limiter le nombre, seuls quelques résultats seront présentés ici mais je tiens les autres à disposition.

La figure 11.18 montre les résultats obtenus en résistance pour le dipôle d'injection 6 à basse fréquence. Quel que soit le modus operandi choisi, les mesures semblent très bien répétées. S'il y a polarisation des électrodes à basse fréquence, rien ne permet de la déceler ici.

La visualisation de la covariance pour une série de données acquises avec une injection au dipôle 6 en mode alternée (figure 11.19) montre de faibles valeurs sauf à 64Hz. Après vérification, il s'agit d'une mesure sur les cinq qui diffère de 2 Ohms par rapport aux autres.

Si on se penche sur le cas de la phase (figure 11.20), on observe également une très bonne reproductibilité des mesures (l'inversion détermine la phase à  $\pi$  près).

## Conclusions

Les premiers résultats obtenus semblaient mettre en évidence un déphasage à basse fréquence lié à la présence du cylindre d'aluminium. Il est cependant difficile d'affirmer que ce déphasage est directement lié à un effet capacitif. Une discussion entamée à l'EGU 2004 avec le Professeur Hoerdts de l'Université de Bonn (Allemagne), élargissait les causes possibles du déphasage à des effets inductifs. L'utilisation de cibles non métalliques dans la suite des expériences aurait peut être pu lever ce doute. Malheureusement, les expériences en polarisation induite ont été mises de côté, l'implantation du dispositif et les acquisitions du Mont Terri prenant la suite.

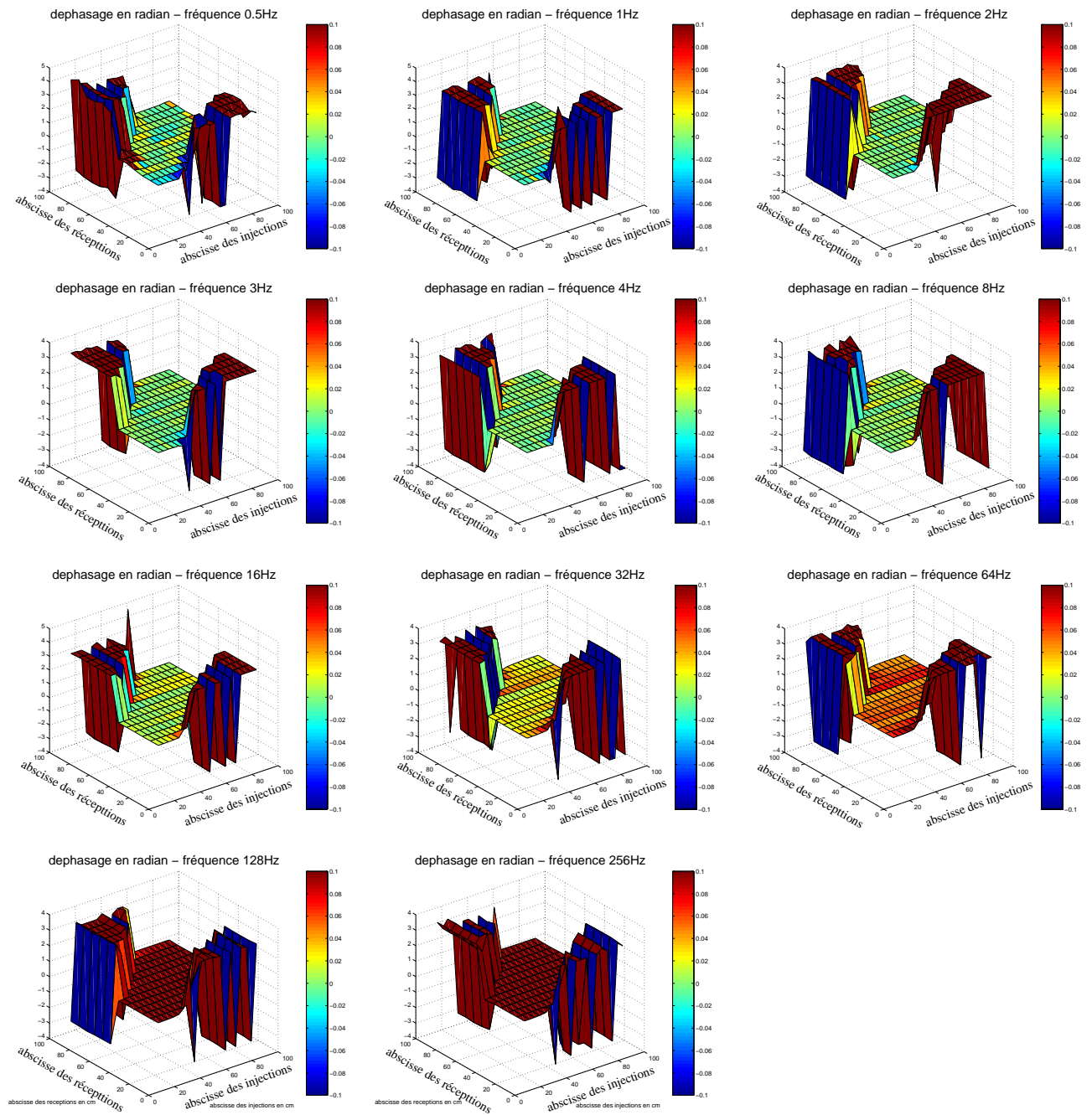


FIG. 11.16 – Déphasage du milieu étudié (eau) en fonction de l’abscisse du milieu du dipôle injection et l’abscisse du dipôle réception. L’échelle de couleur a été limitée entre -0.1 et 0.1 radian. Le déphasage est quasi constant spatialement pour une fréquence donnée. Les amplitudes saturées en haut à gauche et en bas à droite correspondent à des traces de faibles amplitudes qui sont en opposition de phase (déphasage de  $\pm\pi$ ).

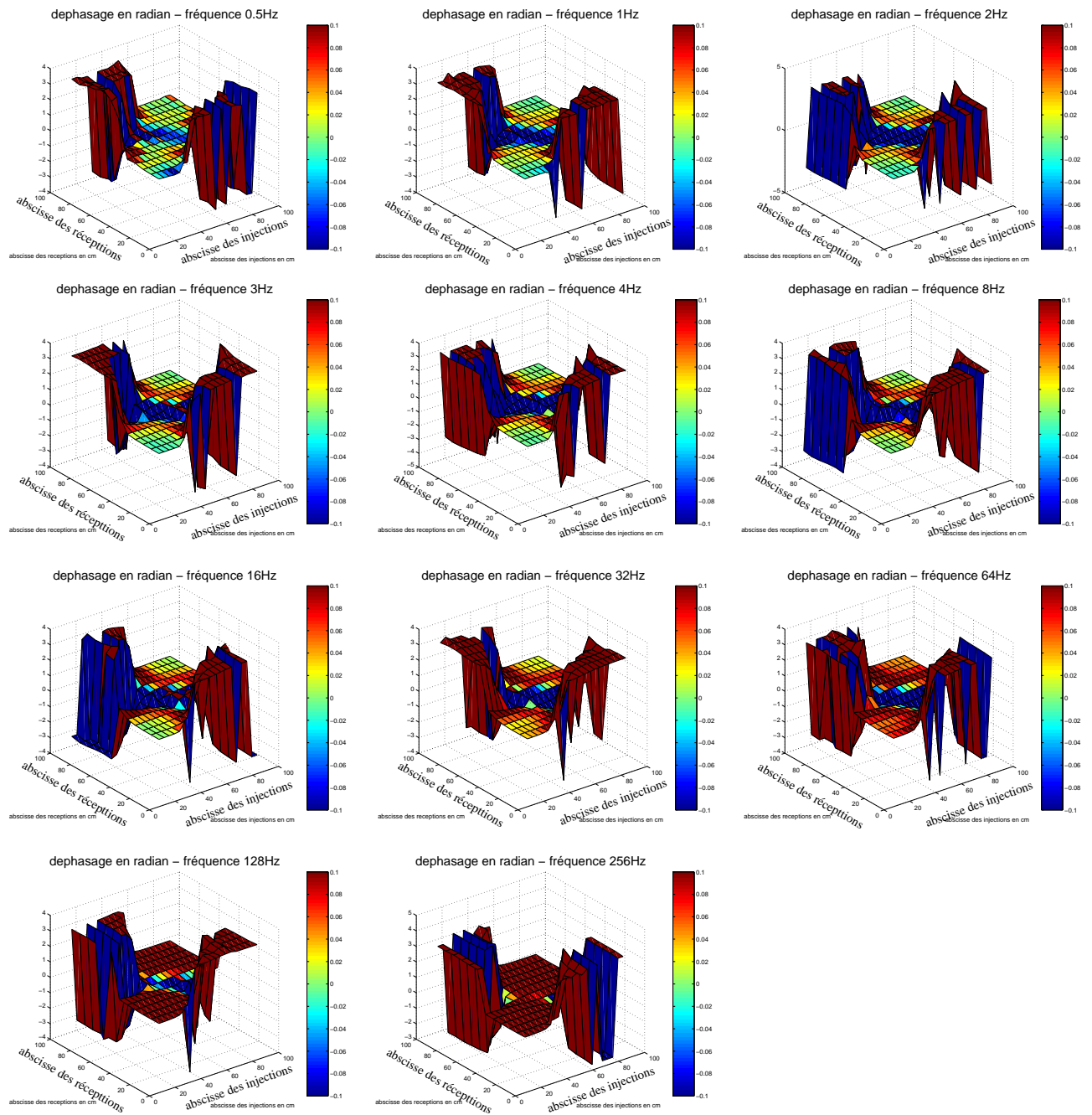


FIG. 11.17 – Déphasage du milieu étudié (eau+ aluminium) en fonction de l’abscisse du milieu du dipôle injection et l’abscisse du dipôle réception. L’échelle de couleur a été limitée entre -0.1 et 0.1 radian. A basse fréquence, le déphasage devient faiblement négatif au centre. Ceci correspond à la présence du cylindre d’aluminium . Comme pour l’expérience en eau, les amplitudes saturées en haut à gauche et en bas à droite correspondent à des traces de faibles amplitudes qui sont en opposition de phase (déphasage de  $\pm\pi$  ).

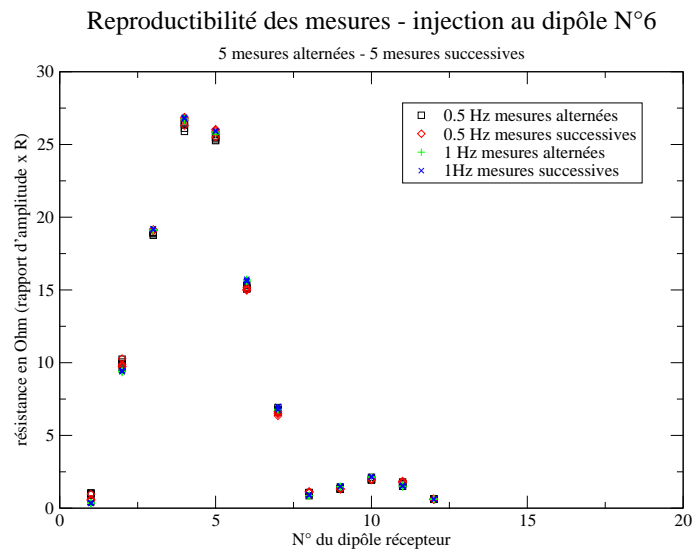


FIG. 11.18 – Résistance en fonction du dipôle réception. Les mesures sont bien reproduites quelque soit le mode opératoire choisi (Il faut considérer chaque fréquence indépendamment pour la valeur de la résistance).

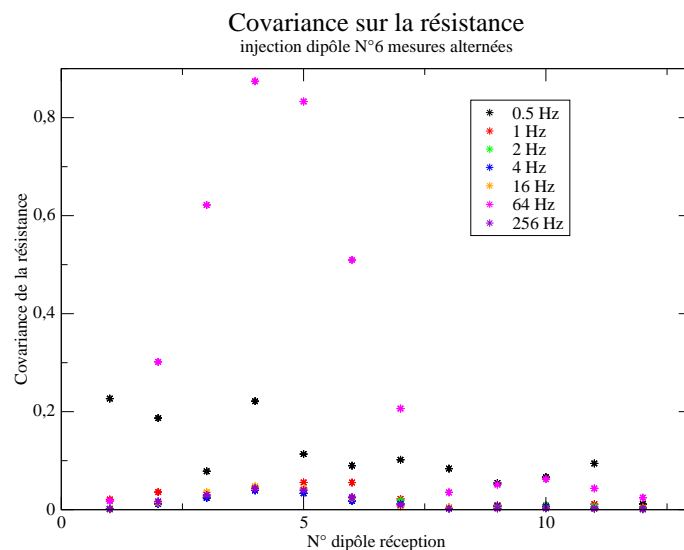


FIG. 11.19 – Covariance de la résistance pour une injection au dipôle 6, calculée pour cinq mesures acquises en mode alternée. L'anomalie à 64 Hz est lié à une mesure qui diffère de 2 Ohms par rapport aux quatre autres.

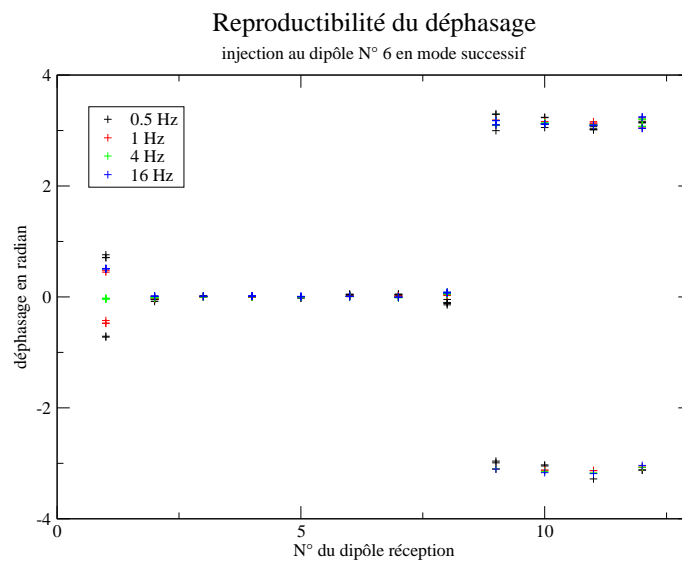


FIG. 11.20 – La phase est très stable d’une mesure à l’autre sauf peut être pour le premier dipôle récepteur. Ceci pourrait être lié à sa position proche de la paroi.

# Bibliographie

- [1] Adams J., *Mudpack : Multigrid Fortran Software for the Efficient Solution of Linear Elliptic Partial Differential Equations*, Applied Math. and Comput., vol 34, p 113-146, 1989.
- [2] Adams J., *Multigrid Software for Elliptic Partial Differential Equations : MUDPACK*, NCAR Technical Note-357+STR, Feb. 1991, 51 pages.
- [3] Adams J. and Gremperle R., *ED-A : results of hydraulic tests performed with the modular mini-packer system (MMPS)*, Mont Terri Project, TN 97-32, 1997.
- [4] Barker R. D., *Depth of investigation of collinear symmetrical four-electrode arrays*, Geophysics, Vol. 54, n°58, 1031-1037, 1989.
- [5] Bayes T., *An essay toward solving a problem in the doctrine of chances* (1793), reproduit dans Biometrika, 45, 293, 1958.
- [6] Bhanot G., *The Metropolis Algorithm*, Rep. Prog. Phys., 51, 429-457, 1988.
- [7] Binley A., Winship P., West L. J., Pokar M., Middleton R., *Seasonal variation of moisture content in saturated sandstone inferred from borehole radar and resistivity profiles*, Journal of Hydrology, 267, 160-172, 2002.
- [8] Blümling P., Hoteit N., Meier P., *Self-healing : Experiments at the Mont-Terri Underground Laboratory*, NEA/RWM/CLAYCLUB, 5, 2001.
- [9] Börner F. D. and Schön J. H., *A relation between the quadrature component of electrical conductivity and the specific surface area of sedimentary rocks*, The Log Analyst, 32, 612-613, 1991.
- [10] Bossart P. and Adler M., *Tectonic and Artificial Fractures. In Thury M. and Bossart P. : Mont Terri Rock Laboratory- Results of the hydrogeological, geochemical and geotechnical experiments performed in 1996 and 1997*, Geol. Rep. 23, Federal Office for Water and Geology, 19-26, 1999.
- [11] Bossart P. Meier P. Moeri A., Trick T., Mayor J.C., *Geological and hydraulic characterization of the Excavation Disturbed Zone in the Opalinus Clay of the Mont Terri Rock Laboratory*, Engineering Geology 66, 19-38, 2002.
- [12] Bossart P., Trick Th., Meier P., Mayor J.-C., *Structural and hydrogeological characterisation of the Excavation Disturbed Zone in the Opalinus Clay (Mont Terri Project, Switzerland)*, Applied Clay Science, 26, 429-448, 2004.

- [13] Bossart P., Wermeille S., *The Stress Field in the Mont Terri Region : Data compilation, in Mont Terri Project- Geology, Paleohydrology and Stress Field of the Mont Terri Region*, Rapports du Federal Office of Water and Geology, 4, p65-92, 2003.
- [14] Brandt A., *Multi-level adaptative solutions to boundary value problems*, Math. Comp., 31, 333-390, 1977.
- [15] Briggs W., *A Multigrid Tutorial*, SIAM, Philadelphia, 1987.
- [16] Conil F., Gibert D., Nicollin F., *Nonlinear Synthesis of input signals in ultrasonic experimental setups*, J. Acoust. Soc. Am., 115, 246-252, 2003.
- [17] Davies C. and Bernier F., *Impact of the excavation disturbed or damaged zone (EDZ) on the performance of radioactive waste geological repositories*, proceedings of a European Commission Cluster and Workshop, Luxembourg, 3 to 5 November 2003.
- [18] Efron B., *The Jackknife, the Bootstrap and Other Resampling Plans*, SIAM, Philadelphia, 1982.
- [19] Hackbush W. and Trottenberg U., *Multigrid Methods*, Springer-Verlag, Berlin, 1982.
- [20] Homand F., *Excavation Disturbed Zone ED-A. Permeability measurements with SEPPI probe*, Mont Terri Project, TN96-23, 1996.
- [21] Kemna A., Binley A., Ramirez A., Daily W., *Complex resistivity tomography for environmental applications*, Chemical Engineering Journal, 77, 11-18, 2000.
- [22] Kemna A., Vanderborght J., Kulesa B., Vereecken H., *Imaging and characterisation of subsurface solute transport using electrical resistivity tomography (ERT) and equivalent transport models*, Journal of Hydrology, 267, 125-146, 2002.
- [23] Kruschwitz S. and Yaramanci U., *Detection and characterisation of the disturbed rock zone in claystone with the complex resistivity method*, J. of Applied Geophysics, Vol. 57, 63-79, 2004.
- [24] Kirkpatrick S., Gelatt C. and Vecchi M., *Optimization by simulated annealing*, Sciences, 220, pp. 671-680, 1983.
- [25] Martin C. D., Lanyon G., Bossart P., Blümling P., *Excavation disturbed zone (EDZ) in clay Shale*, Mont Terri Project, TR 2001-01, 2001.
- [26] Metropolis N., Rosenbluth A., Rosenbluth M., Teller A. and Teller E., *Equation of State Calculation by Fast Computing Machines*, Journal of Chemical Physics, vol. 21, pp. 1087-1902, 1953.
- [27] Moeri A., Allimann M., Bagnoud A., Becker D., Schuerch R., Steiger and Bossart P., *Geological mapping of the New Gallery, Mont Terri Rock Laboratory*, Mont Terri Technical Note TN 98-66, 1998.
- [28] Moeri A. and Bossart P., *FP ( fracturation propagation) experiment : method, results and interpretation*, Mont Terri Project, TN 99-72, 1999.
- [29] Moeri A. and Bossart P., *Visualisation of Flow Paths (FM-B experiment), in Thury M. and Bossart P. (Eds.) : Mont Terri Rock Laboratory- Results of the hydrogeological, geochemical and geotechnical experiments performed in 1996 and 1997*, 19-26, Geol. Rep. 23, Federal Office for Water and Geology, 160-170, 1999.



- [30] Nelder J. A. et Mead R., *A simplex method for function minimization*, Computer Journal, Vol7, 308-313, 1965.
- [31] Nicollin F., Gibert D., Beauducel F., Boudon G., Komorowski J.-C., *Electrical Tomography of La Soufrière of Guadeloupe Volcano : Field Experiments, 1D Inversion and Qualitative Interpretation*, EPSL, Submitted, 2005
- [32] Oelhoeft G. R., *Low frequency electrical properties*, Geophysics, vol 50, n°12, 2492-2503, 1985.
- [33] Pelton W. H., Ward S. H., Hallof P. G., Sill W. R., Nelson P. H., *Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multifrequency IP*, Geophysics, 43, 588-609, 1978.
- [34] Pessel M., *Tomographie électrique : développements méthodologiques et applications*, thèse de l'université de Rennes I, 2000
- [35] Pessel M. and Gibert D., *Multiscale electrical impedance tomography*, J. Geophys. Res., vol. 108, n° B1, 2054, doi :10.1029/2001JB000233, 2003.
- [36] Simpson T., *Treatise of Fluxions*, 1737.
- [37] Slater L., Binley A., Kemna A., *Case studies of engineering and environmental applications of induced polarization imaging*, Proceedings of The First International Conference on the Application of Geophysical Methodologies & NDT to Transportation Facilities and Infrastructure (GEOPHYSICS 2000), December 11-15th 2000, St Louis, Missouri, Paper 4-31.
- [38] Spiegel M. R., *Analyse vectorielle*, Mac Graw Hill, série Schaum, Montréal, Canada, 1973.
- [39] Stefanescu S., Schlumberger C. and Schlumberger M., *Sur la distribution électrique potentielle autour d'une prise de terre ponctuelle dans un terrain à couches horizontales homogènes et isotropes*, Journal de Phys. et du Radium, VII, 132-140, 1930.
- [40] Tarantola A., *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*, Chapter 3 and 4, ISBN 0-89871-572-5, SIAM, 2004.
- [41] Tarantola A. and Valette B., *Inverse Problems = Quest for information*, J. Geophys., 50, 159-170, 1982.
- [42] Telford W. M., Geldart L. P., Sheriff R. E., Keys D. A., *Prospection Géophysique*, Tome 3, Applied Geophysics, Cambridge University Press, 1976.
- [43] Tichelaar B. W. and Ruff L. J., *How Good Are Our Best Model ? Jackknifing, Bootstrapping and Earthquakes Depth*, EOS, p593 and 605-606, 1989.
- [44] Tikhonov A. N., *On the determination of electrical characteristics of deep layers of the Earth's crust (in Russian)*, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 73, 295-297, 1950.
- [45] Thury M. and Bossart P., *The Mont Terri Rock Laboratory, a new international research project in a Mesozoic shale formation, in Switzerland*, Engineering Geology 52, 347-359, 1999.
- [46] Thury M. and Bossart P., *Programme Overview and Work Programme of phase 10 (July 2004-June 2005)*, 1-114, Octobre 2004.

- [47] Vanderbilt D. and Louie S. G., *A Monte Carlo Simulated Annealing Approach to Optimization over Continuous Variables*, J. Comput. Phys., 56, 259-271, 1984.
- [48] Wu C. F. J., *Jackknife, Bootstrap, and other resampling methods in regression analysis*, Ann. Stat., 14, 1261, 1986.
- [49] Yaramanci U. and Kiewer M., *ED-C Experiment : Geoelectrical Characterization of the Opalinus Clay Formation in the Underground Rock Laboratory "Mont Terri"*, Technical Note 99-27, July 2000.
- [50] Zhdanov M. S. and Keller G. V., *The Geoelectrical Methods in Geophysical Exploration*, volume 31 of *Methods in Geochemistry and Geophysics*. Elsevier Science B. V., Amsterdam, 1994.
- [51] Zhou Q. Y., Shimada J. and Sato A., *Three-dimensional spatial and temporal monitoring of soil water content using electrical tomography*, Water Resources Research, vol. 37, n° 2, 273-285, 2001.