
Géophysique appliquée II
7.449

Méthodes électromagnétiques

Notes de cours

Michel Chouteau
Bernard Giroux

Table des matières

1 La prospection électromagnétique	1
1.1 Introduction	1
1.2 L'induction électromagnétique	2
1.2.1 Généralités	2
1.2.2 Les principes de l'induction électromagnétique	3
1.2.3 Classement des conducteurs	6
1.2.4 Le champ magnétique résultant (polarisation elliptique)	8
1.3 Les équations de Maxwell	10
1.3.1 L'effet de peau	10
1.3.2 Les lois de similitude et les modèles réduits	12
1.4 Le champ primaire	13
1.4.1 Introduction	13
1.4.2 La loi de Biot-Savart	14
1.4.3 Les émetteurs	14
1.5 Les méthodes de prospection électromagnétique	18
1.5.1 Classification	18
1.5.2 Les méthodes de la catégorie U	20
1.5.3 Les méthodes de la catégorie D	22
Bibliographie	28

1 La prospection électromagnétique

1.1 Introduction

La prospection par champs électromagnétiques (EM) artificiels ou naturels, générés par des courants variables dans le temps, porte le nom de prospection électromagnétique. Comme on va voir, les techniques électromagnétiques peuvent être variées quasiment à l'infini, de sorte qu'il ne peut être question ici que d'en faire ressortir les principes généraux, les avantages, les inconvénients, les limitations.

La complexité des phénomènes, et par conséquent les difficultés mathématiques d'interprétation y sont bien plus grandes encore que lorsqu'on se sert de courants continus (DC). C'est pourquoi, si les techniques électromagnétiques sont parfois intéressantes, très intéressantes même quand il s'agit d'une reconnaissance rapide, d'une « détection » sommaire ou de la simple découverte de zones d'anomalies, l'interprétation quantitative en 1D, 2D et 3D peut devenir très compliquée et est loin d'être « intuitive ». Elles ont d'autre part un vice rédhibitoire : leur profondeur d'investigation est limitée, d'autant plus limitée que la fréquence du champ EM est plus élevée.

Tous les appareils de prospection électromagnétique répondent à une grande variété de conducteurs tant naturels qu'artificiels, qui peuvent se classer comme suit :

1. Conducteurs superficiels
 - mort-terrain (terrain marécageux, argileux)
 - fonds de lacs et lits de cours d'eau
 - formations conductrices (argiles)
 - topographie (relief).
2. Conducteurs dans la roche en place
 - Graphite
 - Sulfures massifs
 - Magnétite massive
 - Zones de cisaillement et failles
 - Péridotite serpentinisée
3. Conducteurs artificiels (culturels)
 - Réservoirs métalliques
 - Conduites et déchets métalliques
 - Pipe-lines
 - Voies ferrées
 - Lignes à haute tension

Les gisements de sulfures économiquement rentables sont très rares. Dans la plupart des cas, il est impossible de distinguer la réponse de ces masses de celles des sulfures stériles ou du graphite en ne faisant appel qu'aux estimés de la conductivité du dépôt. La discrimination entre les différents types de conducteurs se fait à l'aide d'une méthode géophysique complémentaire comme par exemple la gravimétrie, ou par forage.

On trouve dans [Telford *et al.* \(1990\)](#), dans [Keary et Brooks \(1991\)](#) et dans [Reynolds \(1997\)](#) des

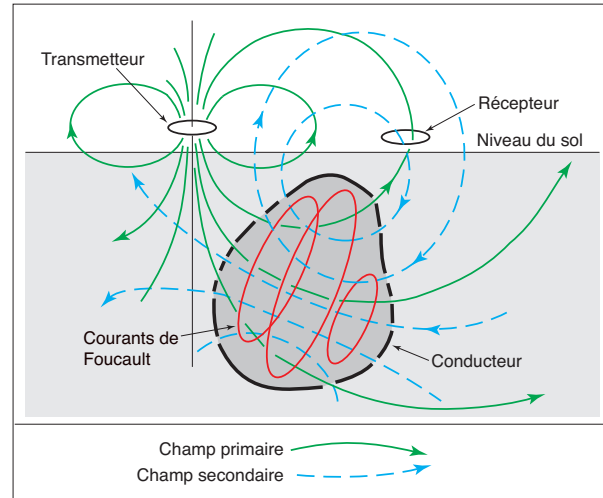


Figure 1.1: Représentation schématique de la prospection électromagnétique.

chapitres sur les méthodes électromagnétiques.

1.2 L'induction électromagnétique

1.2.1 Généralités

En régime variable, champ électrique et champ magnétique sont étroitement liés, et même littéralement indissociables. C'est de là d'ailleurs que vient le nom d'électromagnétisme. Un champ magnétique *variable* engendre un champ électrique : en cela consiste *l'induction électromagnétique* de Faraday. Dans un conducteur, un champ électrique crée un courant, lequel crée un champ magnétique, c'est la loi d'Ampère.

La méthode de prospection EM fait intervenir simultanément ces trois processus physiques distincts (figure 1.1) :

1. le premier consiste en la production d'un champ magnétique primaire qui varie avec le temps ;
2. le second est la naissance de courants induits (courants de Foucault) dans tous les conducteurs sur lesquels agit ce champ primaire ;
3. le dernier est la détection de ces conducteurs par la mesure des champs magnétiques secondaires créés par les courants de Foucault.

L'amplitude des courants induits dans un corps conducteur dépend de plusieurs facteurs, à peu près équivalents, qui sont :

- les propriétés électriques du conducteur ;
- les dimensions et la forme du conducteur ;
- la fréquence du champ primaire ;
- l'emplacement du conducteur par rapport aux instruments géophysiques.

Cette discussion est résumée à la figure 1.2 où les éléments clés y sont présentés de façon schématique. En vertu de la loi de Lenz (règle de la main droite), les courants de Foucault circulent dans le conducteur de telle sorte que le champ magnétique ainsi créé (champ secondaire) s'oppose, sur les surfaces du conducteur, au champ inducteur (champ primaire).

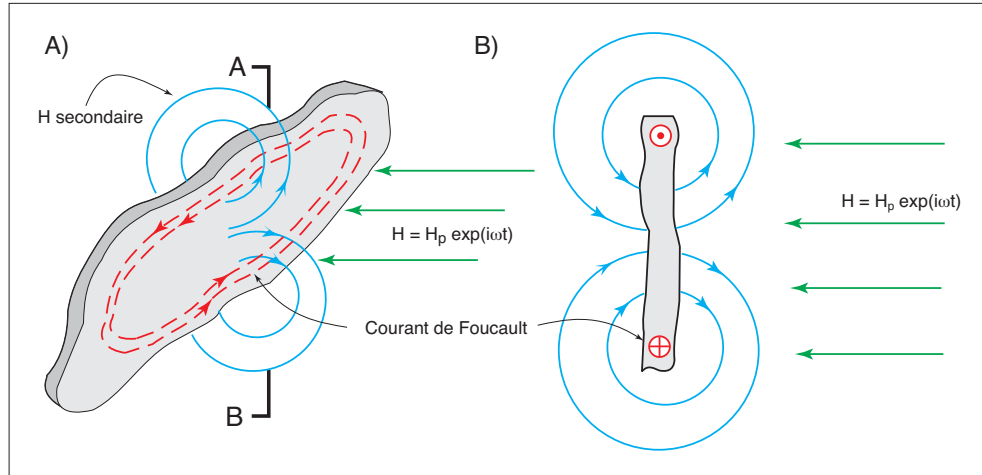


Figure 1.2: Induction électromagnétique. A) Vue en perspective. B) Vue suivant la coupe A-B.

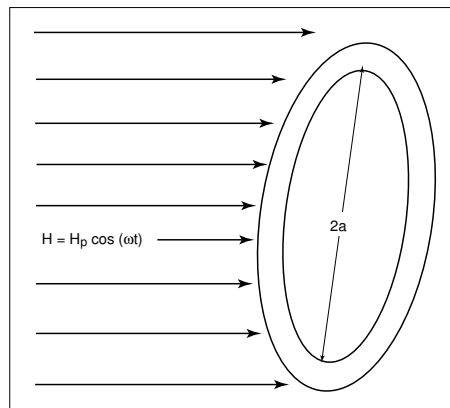


Figure 1.3: Modèle simple de la boucle conductrice.

1.2.2 Les principes de l'induction électromagnétique

Le phénomène de l'induction d'un champ magnétique variable avec un conducteur peut être le mieux visualisé à l'aide d'un modèle simple, comme une boucle conductrice fermée (figure 1.3). Même si de tels gisements n'existent pas dans la nature, nous savons que les réponses générales de notre « gisement » ultra simple et du conducteur réel seront quantitativement semblables.

Si nous prenons cette boucle conductrice de rayon a et l'exposons à un champ magnétique primaire (variable et uniforme, et dirigé le long de son axe) donné par

$$H = H_p \cos(\omega t) \quad (1.1)$$

où $\omega = 2\pi f$, f est la fréquence et t est la variable temps.

Les lois de l'électromagnétisme impliquent que

$$V = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (1.2)$$

$$\Phi = \int_s \vec{B} \cdot \vec{ds}, \quad (1.3)$$

$$V = \oint \vec{E} \cdot \vec{dl}, \quad (1.4)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (1.5)$$

où Φ est le flux magnétique, \vec{B} est l'induction magnétique, \vec{E} est le champ électrique, \vec{H} est le champ magnétique et μ est la perméabilité magnétique (dans le vide, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$).

La force électromotrice (ϵ) introduite dans le conducteur peut être calculée par la loi de Faraday, soit

$$\begin{aligned} \epsilon &= \oint \vec{E} \cdot \vec{dl} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_s \vec{B} \cdot \vec{ds} \\ &= -\frac{d}{dt} \vec{B} S \quad S = \text{surface de la boucle } (\pi a^2) \\ &= -\mu S H_p \frac{d}{dt} \cos \omega t \\ &= \mu \omega S H_p \sin \omega t \\ &= \epsilon_0 \sin \omega t \quad (\epsilon_0 = \mu \omega S H_p). \end{aligned} \quad (1.6)$$

L'association d'une résistance R et d'une inductance L à notre conducteur permet maintenant, à l'aide de la loi de Kirchhoff, le calcul du courant qui parcourt notre boucle

$$\epsilon = RI + L \frac{dI}{dt}. \quad (1.7)$$

La solution d'une telle équation différentielle est

$$I = \frac{\epsilon_0}{R} \left[\frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \sin \omega t - \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \cos \omega t \right] \quad (1.8)$$

avec $\tau = L/R$.

Au centre du conducteur, on peut calculer le champ magnétique secondaire créé par ce courant à l'aide de la loi de Biot-Savart

$$H_s|_0 = \frac{I}{2a}. \quad (1.9)$$

Donc

$$H_s|_0 = \frac{\epsilon_0}{2aR} \left[\frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \sin \omega t - \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \cos \omega t \right]. \quad (1.10)$$

Avec $\epsilon_0 = \mu \omega S H_p$, on obtient que

$$\frac{H_s}{H_p} \Big|_0 = \frac{\mu \omega S}{2aR} \left[\frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \sin \omega t - \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \cos \omega t \right]. \quad (1.11)$$

En multipliant et divisant par L , et en réarrangeant les termes, on obtient

$$\frac{H_s}{H_p} \Big|_0 = \left[\frac{\mu S}{2aL} \right] \left[\frac{\omega L}{R} \right] \left[\frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \sin \omega t - \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \cos \omega t \right]. \quad (1.12)$$

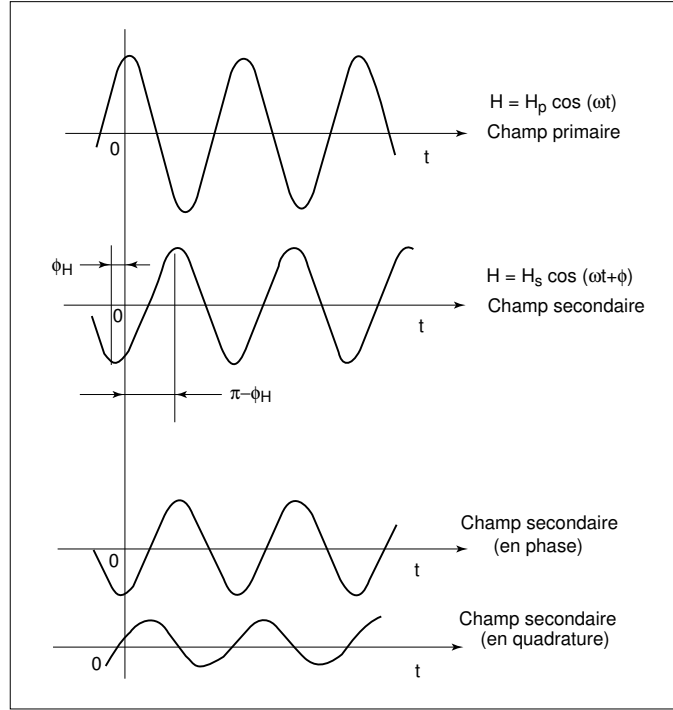


Figure 1.4: Relation de phase.

Or $\tau = L/R$ et en sortant $1/(1 + \omega^2\tau^2)^{1/2}$ de la grande parenthèse, on obtient

$$\frac{H_s}{H_p} \Big|_0 = - \left[\frac{\mu S}{2aL} \right] \left[\frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \right] \left[\frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \cos \omega t - \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \sin \omega t \right]. \quad (1.13)$$

Posons $\sin \phi = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}}$, $\cos \phi = \frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}}$ et $\phi = \tan^{-1} \left(\frac{1}{\omega\tau} \right)$, alors

$$\frac{H_s}{H_p} \Big|_0 = - \left[\frac{\mu S}{2aL} \right] \left[\frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \right] \left[\underbrace{\cos \phi \cos \omega t}_{\text{Partie en phase}} - \underbrace{\sin \phi \sin \omega t}_{\text{Partie en quadrature}} \right] \quad (1.14)$$

Or, pour tout angle A et tout angle B on a que

$$\cos(A + B) = \cos A \cos B - \sin A \sin B$$

D'où

$$\frac{H_s}{H_p} \Big|_0 = - \left[\frac{\mu S}{2aL} \right] \left[\frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \right] \cos(\omega t + \phi) \quad (1.15)$$

Posons maintenant $G = \frac{\mu S}{2aL}$ et $F(\omega\tau) = \frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}}$. Alors

$$\frac{H_s}{H_p} \Big|_0 = -G F(\omega\tau) \cos(\omega t + \phi) \quad (1.16)$$

Les divers aspects de l'exposition mathématique présentée ci-haut sont résumés sous forme graphique à la figure 1.4.

Remarques :

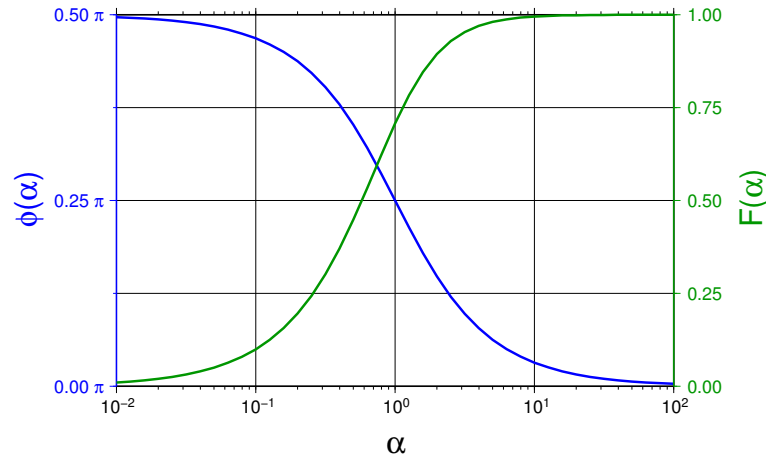


Figure 1.5: Relation du déphasage et de l'amplitude du champ secondaire en fonction du paramètre d'induction α .

1. Au centre du conducteur, la direction du champ secondaire est opposée à celle du champ primaire (signe négatif) ;
2. L'amplitude du champ secondaire est proportionnelle à l'amplitude du champ primaire qui recoupe le conducteur ;
3. L'amplitude du champ secondaire est fonction de :
 - (a) la géométrie du conducteur $G = -\mu S/2aL$,
 - (b) du paramètre d'induction du conducteur $\alpha = \omega\tau = \omega L/R$. Il est à noter que ce dernier est intimement lié à la fois aux paramètres électriques du conducteur (L/R) et à la fréquence d'excitation (ω)
4. Le champ magnétique secondaire, dans le cas général, n'est pas en phase avec le champ primaire (déphasage de ϕ).

Avant de continuer la discussion des caractéristiques du champ magnétique secondaire, il est utile de mettre en graphique les relations mathématiques entre celui-ci et les propriétés électriques du conducteur.

Ainsi, la figure 1.5 illustre la relation du déphasage et de l'amplitude du champ secondaire en fonction du paramètre d'induction $\alpha = \omega\tau$. Par contre, la figure 1.6 présente la variation de l'amplitude des deux composantes phasorielles (composante en phase P et composante en quadrature Q) du champ magnétique secondaire en fonction, toujours, du paramètre d'induction.

Finalement, la figure 1.7, combine tous les éléments des deux illustrations précédentes. Un tel diagramme est habituellement appelé diagramme d'Argand et est très utile dans l'interprétation quantitative de données provenant de la technique électromagnétique à cadres horizontaux (EMH, section 1.5.3).

1.2.3 Classement des conducteurs

Puisque les propriétés du champ magnétique secondaire (amplitude et phase) dépendent de la valeur du paramètre d'induction, il est utile de tenter de classer les conducteurs selon les propriétés du champ secondaire qu'ils engendrent.

1. Ainsi pour un mauvais conducteur ($\alpha < 0.1$) :
 - Le champ magnétique secondaire est surtout en quadrature avec le champ primaire ;
 - Son amplitude est faible ;

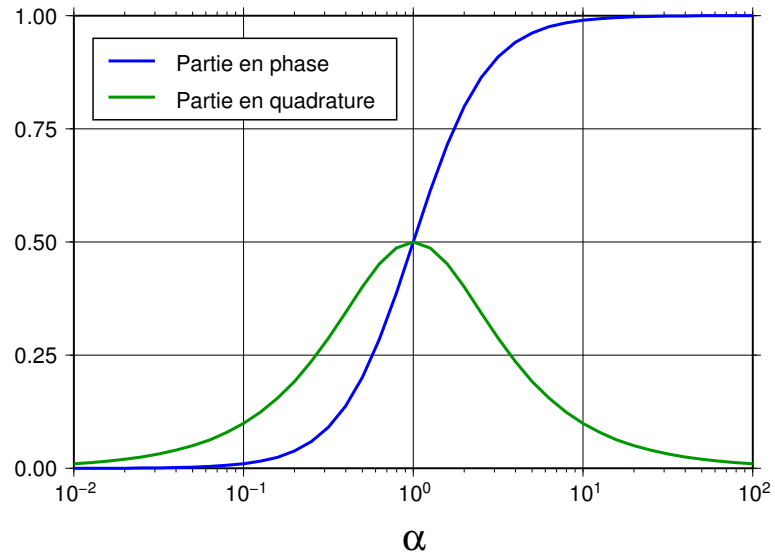


Figure 1.6: Variation de l'amplitude des deux composantes phasorielles P et Q du champ magnétique secondaire en fonction du paramètre d'induction α .

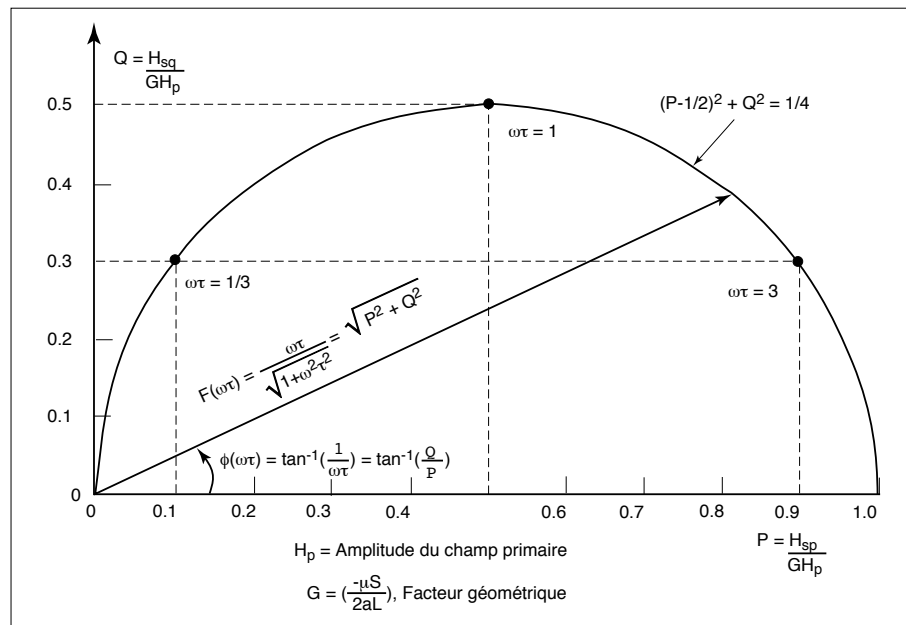


Figure 1.7: Diagramme d'Argand pour un conducteur idéal.

- L'amplitude et la phase sont directement proportionnelles au paramètre d'induction, soient

$$\frac{H_S}{H_P} \approx -G\alpha,$$

$$\phi \approx \frac{\pi}{2} - \alpha.$$

2. Pour un bon conducteur ($\alpha > 10$)

- Le champ magnétique secondaire est surtout en phase avec le champ primaire ;
- Son amplitude est élevée ;
- L'amplitude et la phase ne dépendent plus du paramètre d'induction, soit

$$H_S/H_P \approx -G$$

$$\phi \approx 0$$

On dit alors qu'il y a saturation et que pour déterminer les propriétés électriques du conducteur, il faut baisser la fréquence d'émission.

3. Finalement, les conducteurs moyens ($0.1 < \alpha < 10$) vont évidemment démontrer des effets intermédiaires entre ces deux cas extrêmes.

1.2.4 Le champ magnétique résultant (polarisation elliptique)

D'une façon générale, nous avons au point d'observation un champ primaire et un champ secondaire dont la fréquence est la même que celle du champ primaire, mais dont l'orientation spatiale et la phase peuvent être très différentes. Il s'en suit que la composante verticale Y du champ résultant n'est pas forcément de la même phase que sa composante horizontale X . Il est donc impossible de parler d'une résultante vectorielle *fixe*. En fait, le champ résultant (primaire + secondaire) est elliptiquement polarisé (figures de Lissajous ; figures 1.8 et 1.9).

L'équation d'une ellipse est donnée par

$$ax^2 + bxy + cy^2 = 1 \quad \text{ou} \quad \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (1.17)$$

avec a demi grand axe, b demi petit axe ($b = \sqrt{a^2 - c^2}$), c distance au foyer et excentricité ($= c/a$).

Si l'axe de l'ellipse est incliné par rapport à l'axe des x (rotation de θ), on a alors

$$\begin{aligned} X &= x \cos \theta + y \sin \theta \\ Y &= -x \sin \theta + y \cos \theta \end{aligned} \quad (1.18)$$

Si on prend un cas général où les composantes du champ suivant l'ellipse s'écrivent

$$\begin{aligned} x &= X \cos(\omega t + \phi_x) \\ y &= Y \cos(\omega t + \phi_y) \end{aligned} \quad (1.19)$$

En posant $\delta = \phi_y - \phi_x$ comme le déphasage entre les deux composantes, on trouve alors à l'aide d'un peu d'algèbre

$$\frac{y^2}{Y^2} - \frac{2xy \cos(\delta)}{XY} + \frac{x^2}{X^2} = \sin^2(\delta) \quad (1.20)$$

L'équation 1.20 indique que le lieu des valeurs *instantanées* du champ résultant parcourt une ellipse dont l'axe majeur s'incline d'un angle θ par rapport à l'horizontale. Les références de géométrie analytique nous indiquent que la valeur de θ est donnée par

$$\tan 2\theta = 2 \frac{Y}{X} \frac{\cos \delta}{1 - Y^2/X^2} \quad (1.21)$$

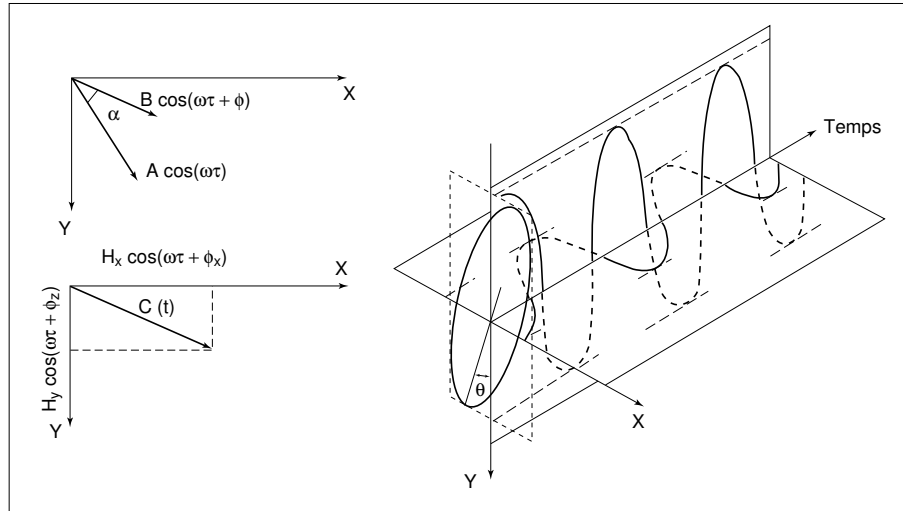


Figure 1.8: Représentation du phénomène de polarisation d'un champ quelconque et de l'ellipse de polarisation qui en découle.

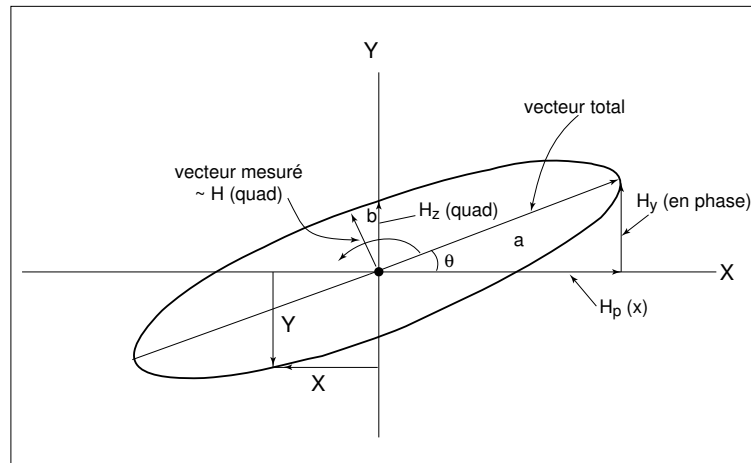


Figure 1.9: Ellipse de polarisation.

Exemple 1.1 – Calcul de la rotation θ

Soit le cas où $x = 100 \cos \omega t$ et $y = 25 \cos(\omega t + \pi/6)$.

Alors $\delta = \pi/6$ (ou 30°) et $Y/X = 1/4$.

On a donc que $\tan 2\theta = 2\frac{1}{4} \cos 30^\circ (1 - (1/4)^2)^{-1} = 0.46188$, d'où $\theta = 12.4^\circ$.

Remarques

1. Si $\delta = 0$ (bon conducteur), alors

$$\begin{aligned} \tan 2\theta &= 2Y/X \cos \delta / (1 - Y^2/X^2) \\ &\approx 2(Y/X) / (1 - Y^2/X^2). \end{aligned}$$

Or, on sait que $\tan 2\theta = 2 \tan \theta / (1 - \tan^2 \theta)$, d'où $\tan \theta = Y/X$ (addition vectorielle simple, aucun déphasage). Pour un bon conducteur, le rapport des champs primaire et secondaire est égal à la pente du grand axe.

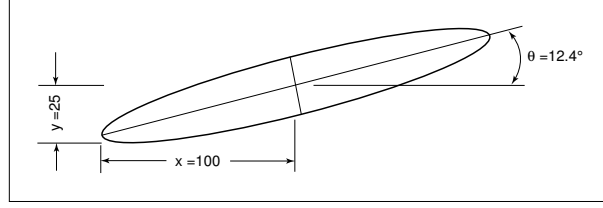


Figure 1.10: Ellipse de polarisation pour l'exemple 1.1.

2. Si $\delta = \pi/2$ (mauvais conducteur), alors $\tan 2\theta = 0$, d'où $\theta = 0$ (pas d'inclinaison de l'ellipse de polarisation).
3. Si $R \ll 1$ ($Y/X \ll 1$), alors $\tan 2\theta \approx 2\theta = 2R \cos \delta / (1 - R^2)$, d'où $\theta \approx R \cos \delta$.

1.3 Les équations de Maxwell

En unités SI, et dans des milieux conducteurs, les équations de Maxwell s'écrivent

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (1.22)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E}. \quad (1.23)$$

Ces deux équations, en impliquent deux autres car on sait que pour un vecteur quelconque \vec{A}

$$\nabla \cdot \nabla \times \vec{A} = 0. \quad (1.24)$$

De là, nous déduisons que par exemple

$$\nabla \cdot \nabla \times \vec{E} = \nabla \cdot \left(-\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \vec{H}) = 0$$

et ainsi nous retrouvons, tant pour la champ magnétique que pour le champ électrique

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0, \quad (1.25)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0. \quad (1.26)$$

La solution des équations simultanées de Maxwell s'obtient à l'aide de ces deux équations auxiliaires pour la divergence, et à l'aide de l'identité vectorielle suivante

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}. \quad (1.27)$$

Ainsi, chaque composante vectorielle du champ électromagnétique dans un milieu conducteur obéit à l'équation de Helmholtz, soit

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu \sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0. \quad (1.28)$$

1.3.1 L'effet de peau

Dans un milieu homogène semi infini dont la surface est plane, un champ magnétique alternatif peut se distribuer uniformément. L'équation de Helmholtz nous indique que le champ magnétique

doit varier le long d'au moins une direction spatiale, car $\partial H/\partial t$ est différent de zéro. Si nous admettons l'uniformité le long des axes x et y (sol stratiforme), nous aurons alors

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} - \mu\sigma \frac{\partial H}{\partial t} = 0. \quad (1.29)$$

Si on pose qu'en surface le champ magnétique est donné par

$$H = H_x(z, t) = H_o e^{i\omega t + mz}, \quad (1.30)$$

le laplacien de l'équation de Helmholtz devient

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} = m^2 H_x,$$

et la dérivée selon t est

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = i\omega H_x.$$

Ainsi, nous avons

$$m^2 = i\omega\mu\sigma \quad \text{ou} \quad m = \pm(1+i)\sqrt{\omega\mu\sigma/2}.$$

Puisque le champ ne peut croître à l'infini, le signe positif de la racine est éliminé, et la solution est alors

$$H_x = H_o e^{-z/P} e^{i(\omega t - z/P)}, \quad (1.31)$$

où P est donné par

$$P = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}}. \quad (1.32)$$

Le champ diminue donc selon une exponentielle décroissante en fonction de la profondeur. En unités pratiques et dans un milieu non-magnétique ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$), on utilise la relation

$$P \approx 500 \sqrt{\frac{\rho}{f}}, \quad (1.33)$$

où ρ est la résistivité électrique en Ωm et f est la fréquence en Hz et P est en mètres.

Le facteur P présente les dimensions physiques d'une longueur. On peut l'appeler profondeur de pénétration. Sa signification est la suivante : quand la profondeur s'accroît de P , l'amplitude du champ électrique, du champ magnétique et de la densité de courant se trouvent divisées par le nombre e , c'est-à-dire devient 2.718 fois plus petite. Si nous prenons pour unité l'amplitude du champ à la surface du sol, cette amplitude devient

- $1/e = 0.368$ à la profondeur $z = P$
- $1/e^2 = 0.135$ à la profondeur $z = 2P$
- $1/e^3 = 0.0498$ à la profondeur $z = 3P$
- $1/e^4 = 0.0183$ à la profondeur $z = 4P$
- $1/e^{10} = 5 \times 10^{-5}$ à la profondeur $z = 10P$

Le courant se concentre donc pratiquement près de la surface, dans une couche dont l'épaisseur est de l'ordre de grandeur d'un très petit nombre de fois la profondeur de peau (P). D'ou le nom « effet de peau » ou encore de *skin-effect* donné au phénomène.

À cause de la décroissance de H , la profondeur d'investigation de toute méthode électromagnétique est toujours inférieure à $P/2$ mètres. Par exemple si $f = 500$ Hz, pour que la profondeur d'investigation $P/2$ atteigne 100 mètres, la résistivité du sol doit être supérieure à 80 Ωm .

Sur un sol argileux, comme il y a souvent dans la vallée du Saint-Laurent, la résistivité observée est parfois de l'ordre de 10 Ωm . La basse fréquence industrielle ($f = 60$ Hz) n'assure qu'une profondeur d'investigation de 102 mètres.

De temps à autre, quelques inventeurs, ignorant les équations de Maxwell, préconisent l'emploi de radio-fréquences en prospection. Si la longueur d'onde est de 100 mètres et la fréquence de 3.106 MHz, alors la profondeur d'investigation tombe à 46 cm dans un sol de résistivité de 10 Ωm .

Ce phénomène explique aussi pourquoi le radio-altimètre d'un avion survolant le Groenland enregistre parfois l'écho provenant d'une réflexion du signal à la base des glaces, après avoir traversé toute la masse du glacier à l'aller et au retour (car la glace est un isolant quasi-parfait). Les sables très secs des régions arides peuvent aussi donner lieu au même phénomène et provoquer des catastrophes aériennes.

1.3.2 Les lois de similitude et les modèles réduits

En comparaison avec le magnétisme ou la gravimétrie, le calcul mathématique des anomalies EM est très complexe (sauf dans quelques cas peu utiles). Par contre, on peut à l'aide de lois de similitude construire en laboratoire des modèles réduits des conducteurs typiques qu'on rencontre lors des mesures de terrain. Il est facile ensuite, à partir de ces modèles, de créer des abaques qu'on utilisera pour l'interprétation des données (comme les abaques EMH). Les lois de similitude garantissent que le comportement des champs électromagnétiques sera exactement (à une constante près) semblable.

La justesse des lois de similitude est intimement liée aux équations de Maxwell. Ainsi, soient deux milieux conducteurs 1 et 2, non-magnétiques, géométriquement semblables, correspondant point par point. Admettons que les longueurs dans les deux milieux soient reliées par un facteur constant k_l donné par

$$l_1 = k_l l_2, \quad (1.34)$$

et que les conductivités soient reliées par le facteur k_σ donné par

$$\sigma_1 = k_\sigma \sigma_2 \quad (1.35)$$

et finalement, que les fréquences d'excitation utilisées dans les deux milieux soient reliées par le facteur k_f donné par

$$f_1 = k_f f_2 \quad (1.36)$$

On peut démontrer, à partir des équations de Maxwell, que les champs électromagnétiques en tout point du milieu 2 seront exactement proportionnels aux champs électromagnétiques en tout point correspondant du milieu 1, et ceci avec une constante de proportionnalité indépendante du point d'observation *si et seulement si* les trois facteurs choisis obéissent à la relation

$$k_f k_\sigma k_l^2 = 1 \quad (1.37)$$

ou $1/k_l^2 = k_\sigma k_f$. Cela se traduit par

$$\frac{l_1^2}{l_2^2} = \frac{\sigma_2 f_2}{\sigma_1 f_1}, \quad (1.38)$$

ou encore

$$\frac{l_1^2}{P_1^2} = \frac{l_2^2}{P_2^2} \quad (1.39)$$

avec la profondeur de peau $P = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu\omega}}$.

Prenons un exemple banal en supposant qu'on désire chiffrer la décroissance, en profondeur, du champ électromagnétique d'un poste émetteur montréalais qui opère à la fréquence de 1 MHz. Dans la région, on estime la résistivité du terrain calcaire à 400 Ωm . Substituons pour le terrain, une piscine de dimensions latérales convenables (disons 20 \times 30 m²) afin de travailler à une échelle de 1:100 (10 m = 1 km). En remplissant la cuve d'une solution fortement saline on atteint une

conductivité de 25 siemens/m. On pourrait alors exciter le modèle à la même fréquence. En effet, si on assigne l'indice 2 au terrain, et l'indice 1 au modèle, nous avons

$$k_l = 10^{-2} \quad k_\sigma = 10^4 \quad k_f = 1$$

et la relation $k_l^2 k_\sigma k_f = 1$ est respectée.

Supposons qu'on veuille connaître l'affaiblissement du champ magnétique à une profondeur de 30 mètres sur le terrain. Alors sur le modèle, la distance correspondante sera de

$$30 \text{ m} \times k_l = 30 \text{ cm}$$

À cette profondeur, on y mesurerait un affaiblissement du champ magnétique d'un facteur 20 par rapport à sa valeur en surface, car

$$P = 500(1/25 \times 1000000) = 0.10 \text{ cm}$$

À 30 cm nous nous situons à trois fois la profondeur de peau, soit un facteur de 0.0498 ($e^{-z/P} = e^{-3} = 0.0498$).

Un travail plus utile serait l'étude du comportement électromagnétique d'un gisement tabulaire de sulfures massifs dont les paramètres réels sont les suivants :

- longueur : 400 m
- extension en profondeur : 200 m
- épaisseur : 3 m
- conductivité : 10 Siemens/m
- pendage : 45°

Au laboratoire, si on utilise une échelle linéaire de 1:1000 (soit 1 mm = 1 m), et une plaque d'acier inoxydable (non-magnétique) dont la conductivité se chiffre à 107 siemens/m, dans ces conditions, la fréquence d'excitation en laboratoire (indice 1) serait la même que celle utilisée sur le terrain (indice 2), car

$$k_l = \frac{l_1}{l_2} = 10^{-3}$$

$$k_\sigma = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{10^7}{10^1} = 10^6$$

d'où, $k_f = (k_l^2 k_\sigma)^{-1} = ((10^{-3})^2 10^6)^{-1} = 1$.

Si par contre on désire travailler à une échelle de 1:10 000, toujours avec la même plaque d'acier, il faudrait élever la fréquence employée sur le modèle d'un facteur de 100 par rapport à celle utilisée sur le terrain.

1.4 Le champ primaire

1.4.1 Introduction

Le champ magnétique inducteur, soit le champ primaire, nécessaire à toute prospection électromagnétique est le plus souvent créé par un courant alternatif circulant dans une boucle. La dimension de la boucle varie selon les besoins de la méthode de prospection utilisée. Néanmoins, parfois on profite d'autres sources conventionnelles, comme la méthode T.B.F. (V.L.F. en anglais) qui utilise des émetteurs radio dont la fréquence d'émission se situe dans la gamme de 10 à 20 kHz. Une autre méthode, la méthode AFMAG est basée sur les champs magnétiques de fréquences audio engendrés par des éclairs produits lors des orages électriques. Finalement, certaines méthodes, comme le TURAM, peuvent utiliser le champ primaire engendré par le courant alternatif qu'on fait circuler dans un câble dont les deux extrémités sont reliées au sol.

1.4.2 La loi de Biot-Savart

Afin de pouvoir calculer le champ magnétique produit par un courant circulant dans un fil, il est impératif de revoir une loi physique très à propos : la loi de Biot-Savart. En effet, quand la source prend la forme d'un fil simple dont la longueur dl est bien inférieure à la distance r du point d'observation, son champ magnétique suit cette loi (modifiée pour les effets de propagation). La figure 1.11 illustre les quantités impliquées.

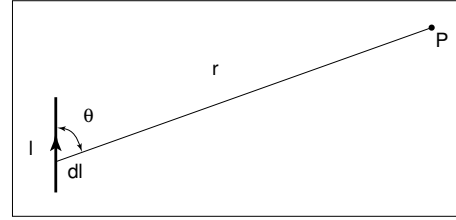


Figure 1.11: Calcul du champ magnétique à un point P , produit par une source filiforme de longueur dl parcouru par un courant I .

Le champ magnétique au point P est alors donné par

$$d\vec{H} = \frac{I}{4\pi r^3} (\vec{dl} \times \vec{r}) \left(1 + 4\pi^2 \frac{r^2}{\lambda^2}\right)^{1/2} \quad (1.40)$$

où λ (en mètres) est égal à c/f avec c la vitesse de la lumière (3×10^8 m/s).

Dans le cas où la distance entre le point d'observation et la source est faible par rapport à la longueur d'onde électromagnétique (λ) dans l'air, on peut négliger les effets de la propagation et utiliser la forme simple, soit

$$d\vec{H} = \frac{I}{4\pi r^3} (\vec{dl} \times \vec{r}) \quad (1.41)$$

$$|dH| = \frac{I dl \sin \theta}{4\pi r^2} \quad (1.42)$$

où $d\vec{H}$ est perpendiculaire à \vec{dl} et \vec{r} . La direction du champ est déterminée directement de l'équation vectorielle ou encore par « la règle de la main droite » appliquée à la forme scalaire. Dans l'illustration, le vecteur du champ magnétique entre dans le plan du dessin.

En unités SI, le champ magnétique se chiffre en Ampère/mètre (A/m) avec l'équivalence suivante en unité utilisée en prospection magnétique

$$1 \text{ A/m} = 400\pi \text{ nT} \approx 1200 \text{ nT} \quad (1.43)$$

où nT est le symbole de nanoTesla.

1.4.3 Les émetteurs

Les émetteurs T.B.F. (et Afmag)

En première approximation, on trouve le champ d'un émetteur T.B.F. directement à partir de la loi de Biot-Savart. Dans ce cas l'antenne est considérée comme un élément vertical court (par rapport aux points de mesure), et la terre comme une surface horizontale ($\theta = \pi/2$). Si on néglige les effets de conduction dans le sol, et si on admet que $r \gg \lambda$, on aboutit au résultat

$$H_x = \frac{I_z l (2\pi/\lambda)}{4\pi r} = \frac{I_z l}{2r} \quad (1.44)$$

où l est la longueur de l'antenne. Cette équation implique que le champ ainsi produit est raisonnablement uniforme (décroissance en $1/r$), mais le plus important est que l'on trouve le champ primaire partout horizontal et dirigé dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation.

Il est à noter que les champs magnétiques naturels, utilisés dans la méthode AFMAG, démontrent le même comportement.

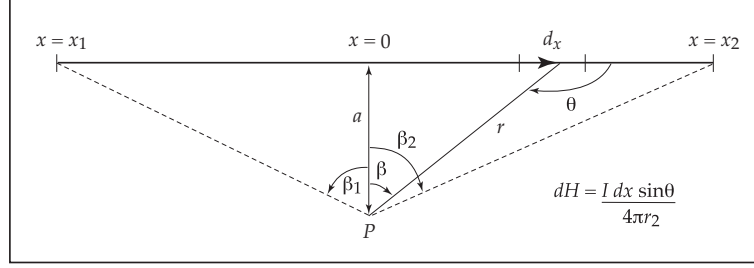


Figure 1.12: Émetteur en forme de fil.

L'émetteur en forme de fil

Le champ magnétique d'un fil droit de longueur arbitraire s'obtient par intégration à partir de loi de Biot-Savard. Ainsi, pour le fil dessiné à la figure 1.12

$$dH = \frac{I dx \sin \theta}{4\pi r^2}, \quad (1.45)$$

mais $\sin \theta = -\cos \beta$, avec $\theta = \pi - (\pi - \pi/2 - \beta) = \pi/2 + \beta$, et $x = a \tan \beta$.

Soit $dx = a \sec^2 \beta d\beta$ avec $\sec^2 \beta = 1 + \tan^2 \beta$, et $r^2 = a^2(1 + \tan^2 \beta)$. Ainsi,

$$dH = -\frac{I}{4\pi} \frac{a \cos \beta \sec^2 \beta d\beta}{a^2(1 + \tan^2 \beta)} \quad (1.46)$$

$$= -\frac{I}{4\pi a} \cos \beta \frac{\sec^2 \beta}{\sec^2 \beta} d\beta, \quad (1.47)$$

soit

$$H = -\frac{I}{4\pi a} \int_{-\beta_1}^{\beta_2} \cos \beta d\beta \quad (1.48)$$

$$= -\frac{I}{4\pi a} |\sin \beta|_{-\beta_1}^{\beta_2}, \quad (1.49)$$

$$H = -\frac{I}{4\pi a} [\sin \beta_2 - \sin(-\beta_1)] = -\frac{I}{4\pi a} [\sin \beta_2 + \sin \beta_1], \quad (1.50)$$

soit

$$H = -\frac{I}{4\pi a} \left[\frac{x_2}{\sqrt{a^2 + x_2^2}} + \frac{x_1}{\sqrt{a^2 + x_1^2}} \right]. \quad (1.51)$$

Le signe négatif indique la direction de H comme entrant dans le papier.

Il est à noter que si le fil est long, soit $(x_1, x_2) \gg a$, la formule se simplifie à $H = -I/2\pi a$, démontrant ainsi la décroissance uniforme comme $1/r$. Par contre, si le fil est court, soit $(x_1, x_2) \ll a$, on retrouve la loi de Biot-Savart, c'est-à-dire

$$H = \frac{I(x_1 + x_2)}{4\pi a^2}. \quad (1.52)$$

On remarque aussi le fait que le champ magnétique est toujours perpendiculaire au plan qui contient le fil et le point d'observation. La variation spatiale du champ magnétique d'un fil long peut être mieux appréciée à l'aide d'un diagramme qui présente le fil en section (figure 1.13).

On note que sur le plan $z = h$, le champ magnétique sera donné par

$$H = \frac{I}{2\pi a} = \frac{I}{2\pi (y^2 + h^2)^{3/2}}, \quad (1.53)$$

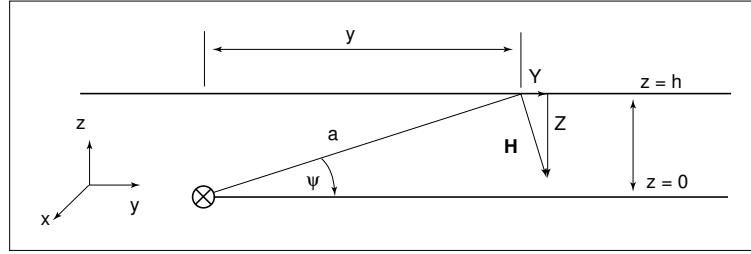
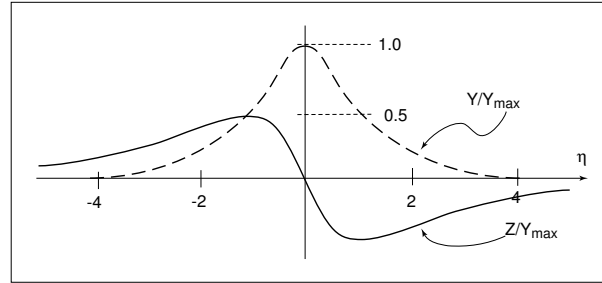


Figure 1.13: Fil en section.

Figure 1.14: Variation des composante Z et Y selon $z = h$, $x = 0$.

avec sa composante verticale égale à

$$Z = -H \cos \psi \quad (1.54)$$

$$= -\frac{I}{2\pi} \frac{y}{y^2 + h^2} = -\frac{I}{2\pi h} \frac{\eta}{1 + \eta^2} \quad (1.55)$$

et sa composante horizontale égale à

$$Y = H \sin \psi \quad (1.56)$$

$$= -\frac{I}{2\pi} \frac{h}{h^2 + y^2} = -\frac{I}{2\pi h} \frac{1}{1 + \eta^2} \quad (1.57)$$

où $\psi = \cot(y/h)$.

La figure 1.14 illustre la variation des deux composantes sur la ligne $z = h$, $x = 0$.

Émetteur rectangulaire

Un type d'émetteur utilisé en conjonction avec plusieurs méthodes de prospection qui demandent l'utilisation d'un champ de forte intensité consiste en un grand cadre rectangulaire. Ce cadre, dont les dimensions peuvent être de l'ordre de 100 m × 100 m à 2000 m × 2000 m, est construit en posant une spire de fil directement au sol. Il est alimenté par un groupe électrogène assez puissant pour y faire circuler un courant de quelques ampères. Puisque les dimensions du dispositif sont de même grandeur que la distance au point de mesure, on calcule le champ primaire d'un tel cadre en appliquant la formule déjà élaborée pour un fil de longueur arbitraire à chacun des quatre côtés. La figure 1.15 présente les éléments géométriques de la situation.

Après un calcul ardu, on arrive quand même à un résultat très simple soit

$$H = -\frac{I}{4\pi} \left\{ \left[\frac{r_4}{A_4} - \frac{r_3}{A_3} \right] + \left[\frac{r_1}{A_1} - \frac{r_2}{A_2} \right] \right\}, \quad (1.58)$$

avec

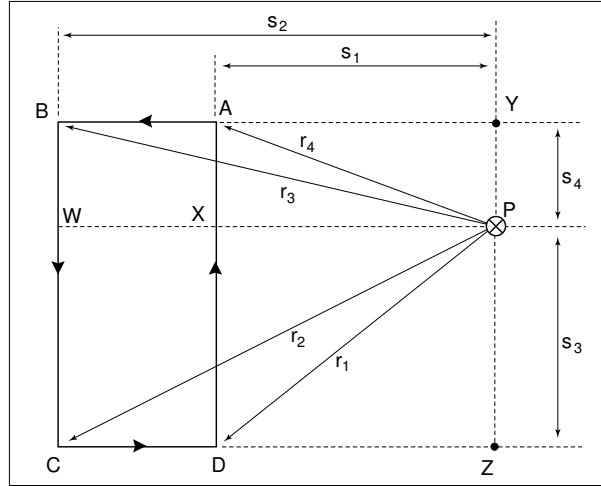


Figure 1.15: Éléments géométriques illustrant un émetteur rectangulaire.

- $A_1 = S_1 S_3 =$ aire de la zone PXDZ ;
- $A_2 = S_2 S_3 =$ aire de la zone PWCZ ;
- $A_3 = S_2 S_4 =$ aire de la zone PWBZ ;
- $A_4 = S_1 S_4 =$ aire de la zone PXAZ.

Il est à noter que dans le plan du cadre (i.e. en surface) le champ magnétique est toujours vertical. Sa variation latérale suit à la première approximation, une décroissance comme $1/r$. En profondeur la variation de la direction de ce champ ressemble grossièrement à celle du champ produit par un fil long.

L'émetteur dipolaire

Un type d'émetteur dont l'utilisation est très courante à cause de ses dimensions réduites et par conséquent, sa portabilité, prend la forme d'une petite boucle de plusieurs spires dont la dimension principale varie de un à deux mètres. Dans le cas où sa forme est un carré (figure 1.16) nous saurons calculer son champ magnétique en appliquant la loi de Bio-Savart directement à chacun des quatre côtés.

Comme dans le cas précédent le calcul algébrique est assez complexe. Néanmoins le résultat reste toujours simple. De fait, si on prend l'origine au centre du cadre, les composantes du champ magnétique se chiffrent comme suit

- La composante verticale Z

$$Z = \frac{Ia^2}{4\pi s^3} \left[\frac{3(x^2 + y^2)}{s^2} - 2 \right] \quad (1.59)$$

- Les composantes horizontales X, Y

$$X = \frac{Ia^2}{4\pi s^3} \left[\frac{3zx}{s^2} \right] \quad (1.60)$$

$$Y = \frac{Ia^2}{4\pi s^3} \left[\frac{3zy}{s^2} \right] \quad (1.61)$$

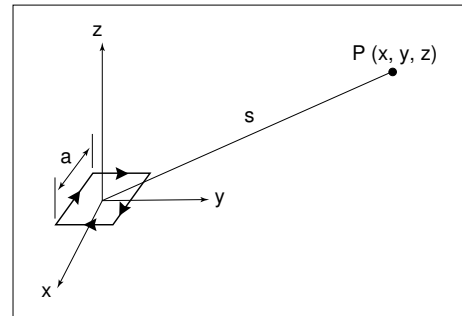


Figure 1.16: Émetteur dipolaire.

Nous noterons que dans le plan de la boucle ($z = 0$, $s = (x^2 + y^2)^{1/2}$), le champ magnétique a partout la même direction que l'axe du cadre (les autres composantes sont égales à zéro) et décroît comme $1/r^3$. La même chose est vraie sur l'axe du cadre sauf que cette fois-ci, le champ magnétique est orienté dans le sens inverse et est deux fois plus fort qu'en un point également distant du centre, mais situé dans le plan du cadre.

De plus, on remarque la dépendance de l'amplitude du champ par rapport à l'aire du cadre (a^2 , voir figure 1.16). De fait, le champ magnétique d'un petit cadre ne dépend pas de sa forme géométrique exacte mais, en général, il n'est lié qu'à l'aire du cadre. De tels émetteurs portent l'appellation *dipolaire* parce que la distribution de leur champ magnétique ressemble fortement à celle d'un petit aimant dont l'orientation est la même que celle de l'axe du cadre.

1.5 Les méthodes de prospection électromagnétique

1.5.1 Classification

Comme on pouvait s'en douter, les méthodes EM sont extrêmement variées, suivant qu'on choisit tel ou tel type de source, suivant que les sources sont fixes ou mobiles, suivant qu'on mesure l'orientation du champ résultant ou seulement les parties en phase et quadrature d'une de ses composantes et enfin suivant la fréquence adoptée. On a dénombré quelques dizaines de variantes de méthodes électromagnétiques. On est donc assez embarrassé pour faire une classification distincte de ces méthodes.

Il est néanmoins utile, avant de procéder à des sous-classifications de séparer les méthodes courantes en deux catégories principales. Les deux catégories seront liées à la nature du champ primaire qui peut être considéré soit comme uniforme soit comme dipolaire.

1. Dans la catégorie U (champ uniforme) nous mettrons
 - toutes les méthodes T.B.F.,
 - la magnétotellurique (MT),
 - le AFMAG,
 - et le TURAM.
2. Dans la catégorie D (champ dipolaire) nous mettrons
 - toutes les méthodes à émetteur mobile comme
 - EM Vertical
 - EM Horizontal
 - toutes les méthodes aéroportées.

La base physique de notre choix de ces deux catégories principales est directement liée à la distribution des courants de Foucault dans la cible usuelle de la prospection EM. Celle-ci prend la forme d'un conducteur tabulaire dont les dimensions latérales excèdent sa dimension transversale (épaisseur) de quelques ordres de grandeur.

Dans le cas où on utilise un dispositif d'excitation à champ magnétique uniforme, les courants induits suivent, à peu près, le périmètre du conducteur (figure 1.17). La phase du courant est plus ou moins constante tout le long de son parcours. Dans ce cas, la phase du champ secondaire ne varie que peu sur le plan d'observation. Le paramètre d'induction du conducteur n'est donc lié qu'à ses dimensions physiques et se chiffre par

$$\alpha_u = \mu_o \sigma \omega e l = \frac{2el}{p^2} \quad (1.62)$$

où $p = \sqrt{\frac{2}{\mu_o \omega \sigma}}$ et e est l'épaisseur du conducteur.

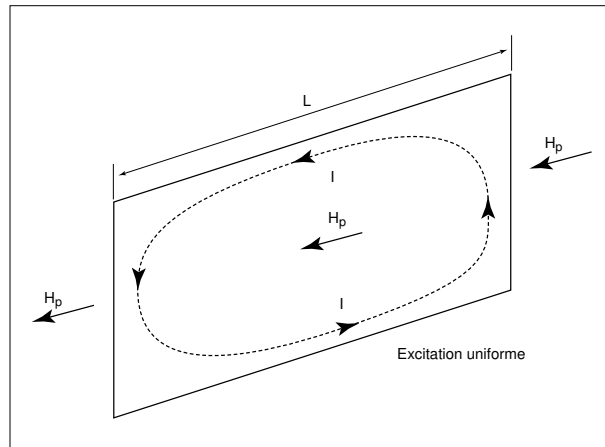


Figure 1.17: Excitation uniforme.

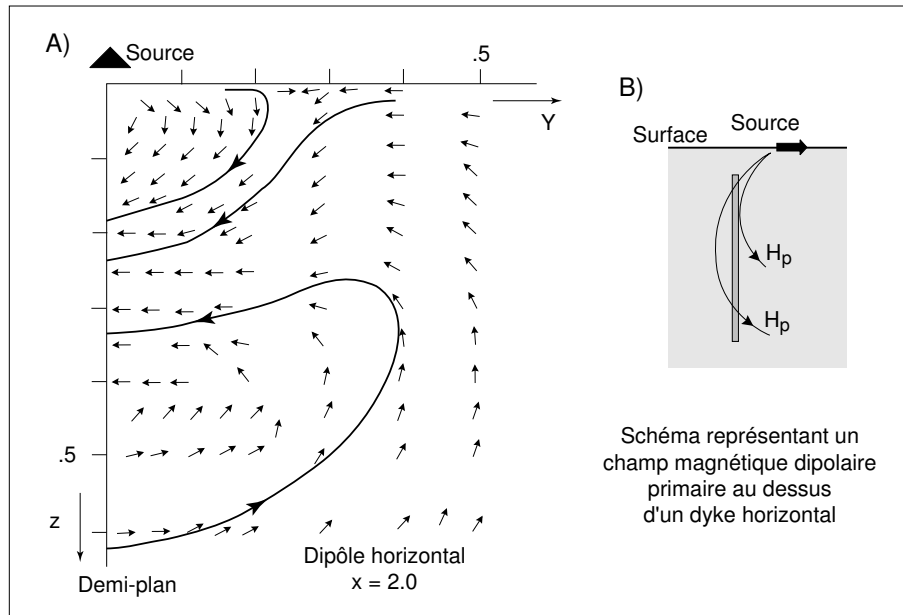


Figure 1.18: Excitation par un champ dipolaire. A) Distribution du courant induit. B) Position du champ primaire par rapport à un dyke horizontal.

Par contre, dans le cas où l'excitation se fait par un champ dipolaire, la distribution des courants induits est très complexe (voir figure 1.18). On note surtout que son amplitude et sa phase varient d'un point à l'autre. Il s'en suit que les paramètres du champ secondaire, et par conséquent, le paramètre d'induction applicable à ce type de situation, seront fonction de l'écart émetteur-récepteur. De fait, l'expérience démontre que dans les cas où l'étendue latérale du conducteur est plus grande que la distance récepteur-émetteur, le paramètre d'induction se chiffre par

$$\alpha_p = \mu_o \sigma \omega e l = \frac{2el}{p^2} \quad (1.63)$$

avec l la séparation émetteur-récepteur.

1.5.2 Les méthodes de la catégorie U

La méthode T.B.F.

Comme nous l'avons déjà indiqué, cette méthode utilise un émetteur lointain qui fournit un champ primaire horizontal et uniforme. À cause de sa fréquence élevée (10 – 20 kHz), le champ secondaire produit par des conducteurs intéressants est d'habitude en phase avec le champ primaire. Le champ résultant démontre par conséquent une polarisation linéaire. La détection d'un conducteur se fait à l'aide des mesures d'angle d'inclinaison du champ résultant. Puisque le champ primaire est horizontal, toute inclinaison du champ résultant indique la présence d'un corps anomal. Le dessin C ci-après, résume les éléments de la situation.

La partie supérieure du dessin D, démontre les résultats théoriques pour un conducteur vertical. Ces derniers sont dérivés à la base de l'hypothèse que le courant de Foucault, se concentre autour d'un axe situé légèrement à l'intérieur du conducteur. À l'aide de cette hypothèse on dérive la formule indiquée sur le dessin. Il est à noter que cette formule donne la profondeur de l'axe du courant et *non pas* la profondeur du sommet du conducteur. La partie inférieure du dessin démontre les résultats d'une prospection effectuée en Suède. Le dessin E, montre les résultats qu'on obtiendrait dans des cas plus complexes que le conducteur simple discuté ci-dessus. Le dessin F, montre quelques résultats de prospection faites au Canada. Notons la sensibilité de la méthode aux accidents géologiques (failles) ainsi que la présence de la polarisation elliptique provoquée, cette fois, par un mort terrain légèrement conducteur.

Modèle de la feuille mince

Soit le modèle illustré à la figure 1.19. Les composantes du champs secondaire produit sont donnés par

$$H_{xs} = \frac{I}{2\pi} \frac{h}{h^2 + x^2} \quad (1.64)$$

$$H_{zs} = -\frac{I}{2\pi} \frac{x}{h^2 + x^2}, \quad (1.65)$$

et illustrés à la figure 1.20. En fonction du champ primaire, on a

$$H_{xs}|_{x=0} = H_p = 2 \left[\frac{I}{2\pi} \frac{1}{h+d} \right] \quad (z = h + d)$$

$$I = \pi(h+d)H_p \approx \pi d H_p$$

$$H_{xs} = \frac{H_p}{2} \frac{dh}{h^2 + x^2}$$

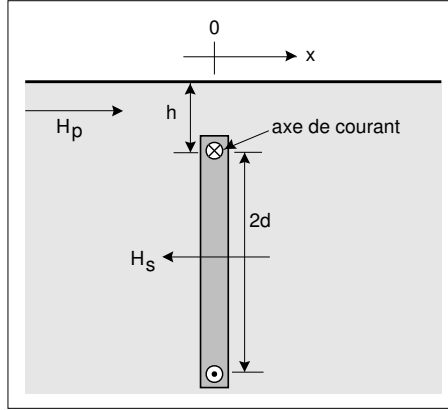


Figure 1.19: Représentation schématique du modèle de la feuille mince.

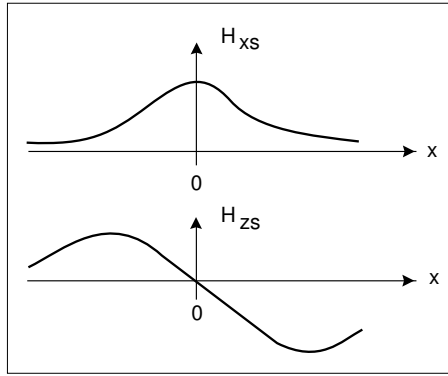


Figure 1.20: Champs secondaires selon x et z .

$$H_{xs} = \frac{H_p d}{2 h} \frac{1}{\frac{x^2}{h^2} + 1} = \frac{k}{1 + \xi^2} H_p$$

où $k = \frac{d}{2h}$ et $\xi = \frac{x}{h}$.

$$\frac{H_{xs}}{H_p} = \frac{k}{1 + \xi^2} \quad (1.66)$$

De même,

$$\frac{H_{zs}}{H_p} = \frac{-k\xi}{1 + \xi^2} \quad (1.67)$$

Définissons le paramètre R comme

$$R = \frac{H_{zs}}{H_{xs} + H_p} = \frac{H_z}{H_{x_{total}}},$$

$$R = \frac{H_{zs}/H_p}{1 + H_{xs}/H_p} = \frac{-k\xi/1 + \xi^2}{1 + k/1 + \xi^2}.$$

Le maximum de $R(\xi)$ est obtenu pour pour

$$\frac{\partial R}{\partial \xi} = 0 = - \left[\frac{k}{(1 + k + \xi^2)^2} - \frac{2k\xi^2}{(1 + k + \xi^2)^2} \right]$$

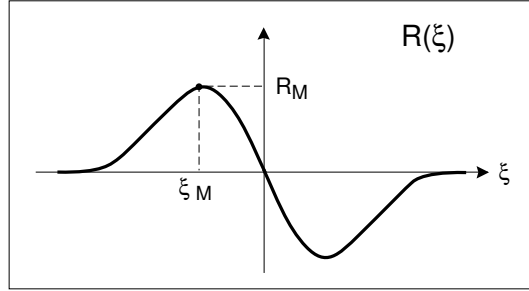


Figure 1.21: ???.

Au point $\xi = \xi_M$, $\frac{\partial R}{\partial \xi} = 0$ (figure 1.21).

$$k = \frac{2k(\xi_M)^2}{1 + k + \xi_M^2}$$

d'où $\xi_M = \sqrt{1+k}$

$$R_M = \frac{k\xi_M}{1 + k + \xi_M^2} = \frac{k}{2\sqrt{1+k}}$$

$$R_M = \frac{\xi_M^2 - 1}{2\xi_M}$$

avec $\xi_M = \frac{x_M}{h}$

$$R_M = \frac{x_M^2 - h^2}{2x_M h}$$

$$h = x_M \left(-R_M + \sqrt{R_M^2 + 1} \right) \quad (1.68)$$

Si on a un bon conducteur, $\tan \theta \approx R$ et

$$h = x_M \left(\sqrt{\tan^2 \theta + 1} - \tan \theta \right) \quad (1.69)$$

Rappel : h = profondeur jusqu'à l'axe de courant et non au sommet du conducteur.

Note : Si on n'a que R_M et la pente au point d'inflexion,

$$h = \frac{2R_M \left(\sqrt{1 + R_M^2} - R_M \right)}{\frac{dR}{dx}} \quad (1.70)$$

on montre que $\frac{dR}{dx} = 2\frac{R_M}{x_M}$.

1.5.3 Les méthodes de la catégorie D

La méthode EM horizontal

Comme on le démontre au dessin 1.22, cette méthode se pratique avec des cadres horizontaux et coplanaire. L'un sert comme émetteur et l'autre comme récepteur.

On fait des mesures (relatives par rapport à la composante verticale du champ primaire au point d'observation) de l'amplitude et de la phase de la composante verticale du champ secondaire en traversant le terrain sur des lignes orientées perpendiculairement à la direction de la structure

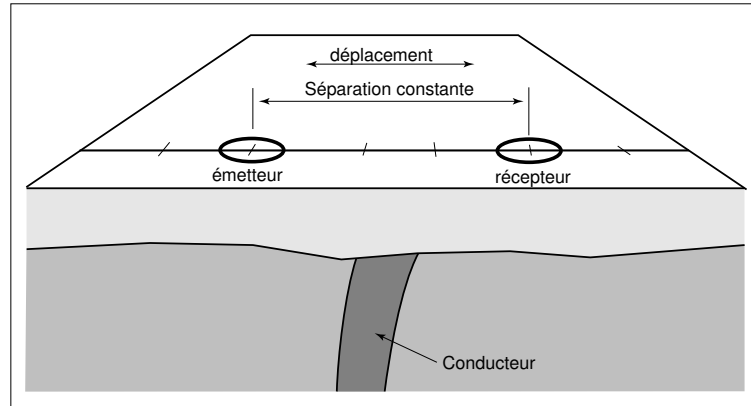


Figure 1.22: Dispositif pour la méthode EMH.

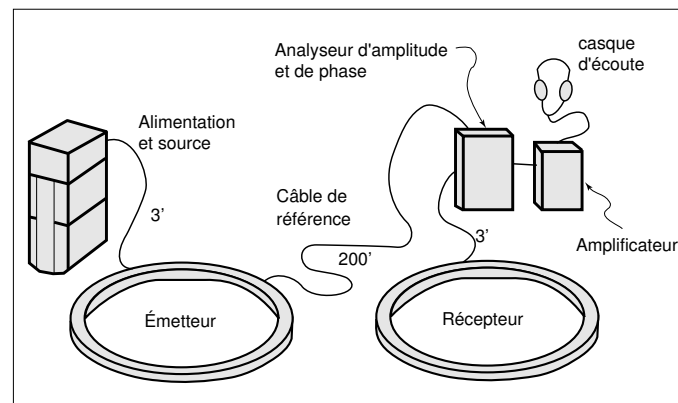


Figure 1.23: Équipement pour la méthode EMH.

géologique. Les mesures se font d'une façon directe à l'aide d'un dispositif électronique spécialement destiné à cette fin. Celui-ci, en même temps, compense la présence du champ primaire au point d'observation.

La tension de référence et de compensation est dérivée du courant qui circule dans le transmetteur et est amené par un câble vers l'équipement de mesure. Puisque celle-ci n'est de valeur correcte que pour une séparation des cadres donnée, il faut s'assurer de la constance de cette quantité tout le long du levé. Ceci se fait en maintenant le câble de référence toujours bien tendu. La négligence de cette procédure résulte en une compensation du champ primaire imparfaite, et par conséquent, des lectures erratiques surtout quant il s'agit de la composante en phase.

En pratique, on utilise des fréquences d'excitation autour de 1 kHz avec des séparations des éléments entre 25 à 200 m. L'équipement dont les éléments sont illustrés à la figure 1.23 est léger, et alimenté par batterie.

Le dessin 1.24 ci-après met en évidence le principe du fonctionnement du EMH soit l'interaction (du point de vue des champs magnétiques) entre le système et le conducteur. Les lectures sont rapportées à un point situé exactement à mi-chemin entre le transmetteur et le récepteur. À noter, que le champ secondaire est exactement zéro lorsqu'un des éléments de l'appareillage se trouve directement au-dessus du conducteur. La partie inférieure du dessin indique une anomalie typique pour un conducteur vertical.

Le dessin B (???), met en évidence les résultats obtenus lors d'une prospection au sol dans le canton de Hébecourt. Le conducteur repéré s'est depuis avéré être un gisement économique à

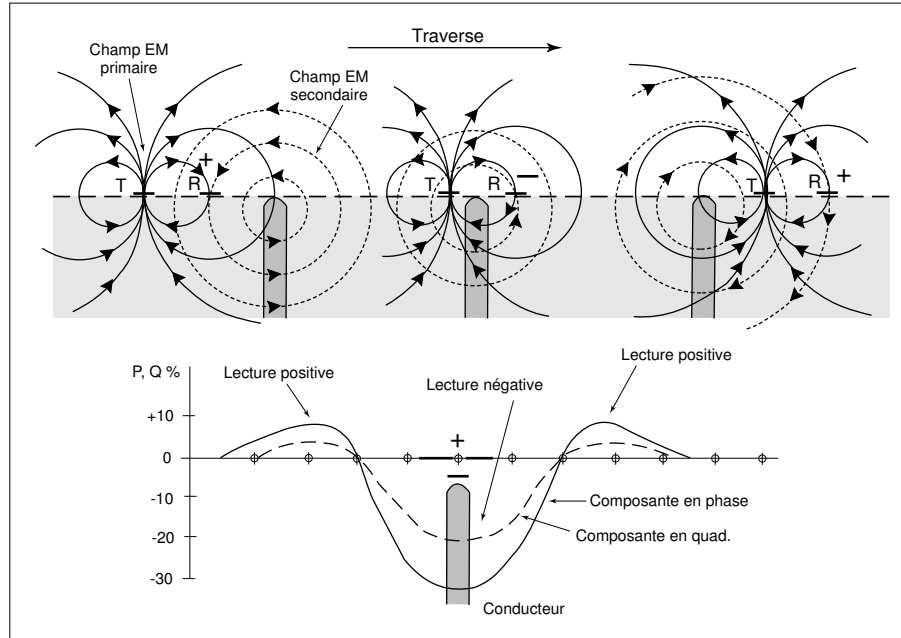


Figure 1.24: Principe de fonctionnement du EMH.

3.7×10^6 tonnes de minerai.

Les résultats pouvant être obtenus avec cette méthode dépendent évidemment de la disposition du conducteur. Le dessin 1.27 ci-après, donne un aperçu de la variation de l'anomalie avec le pendage.

L'interprétation des résultats obtenus avec cette méthode, se fait en utilisant des abaques qui sont construites à l'aide des mesures au laboratoire sur des modèles réduits de conducteurs rencontrés sur le terrain. On obtient directement la profondeur du sommet du conducteur ainsi que sa conductance ($\sigma t =$ produit conductivité épaisseur) en fonction des lectures maximales obtenues sur le terrain.

Le graphique 1.28 ci-après, démontre une telle abaque faite pour des conducteurs verticaux et sans essayer de tenir compte des effets du mort-terrain. L'expérience a démontré que les approximations obtenues sont satisfaisantes, si le conducteur a un pendage de plus de 45° (anomalies presque symétriques). Le graphique exprime, en ordonnée, le pourcentage (anomalie) en quadrature (composante imaginaire Q ou I) et en abscisse, le pourcentage (anomalie) en phase P ou R (com-

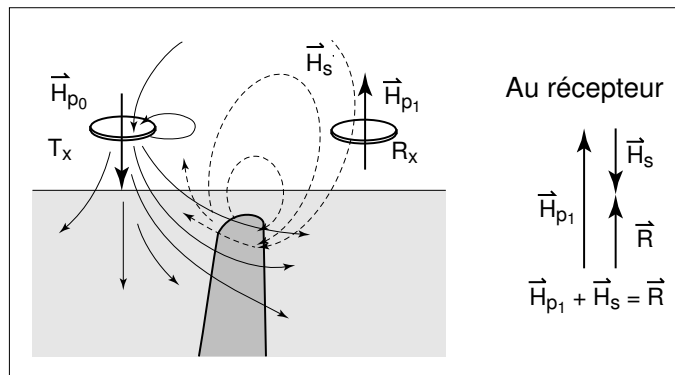


Figure 1.25: Calibration du récepteur. Le système est calibré de façon à annuler H_{p1} , et à ce que la réponse soit H_s .

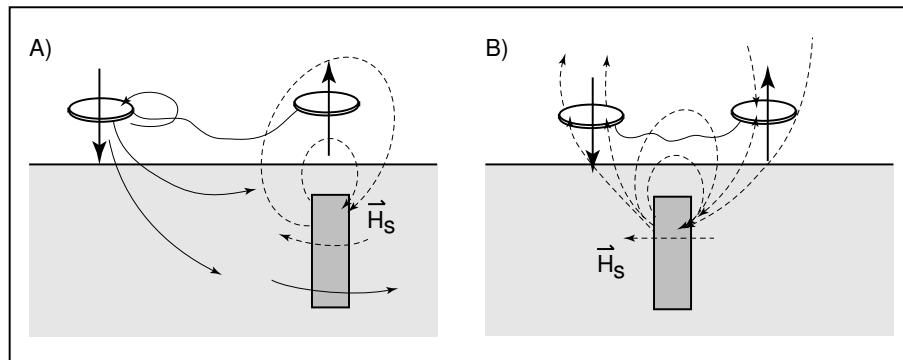


Figure 1.26: Illustration de l'effet de la position du dispositif de mesure par rapport au conducteur. a) Aucun couplage entre le conducteur et le R_x (ou T_x !) la réponse est nulle. b) Couplage maximum

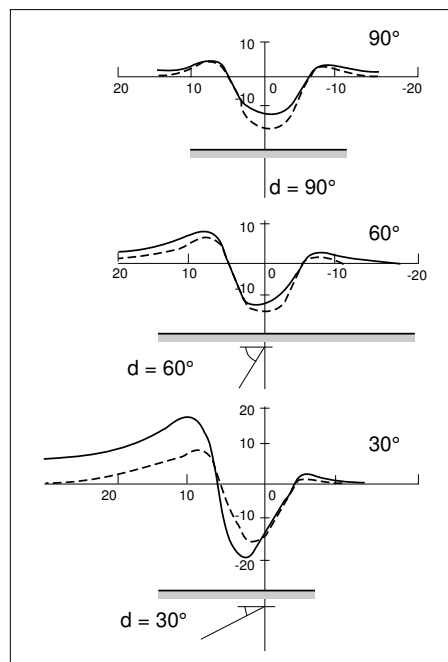


Figure 1.27: Effet du pendage sur la réponse EMH.

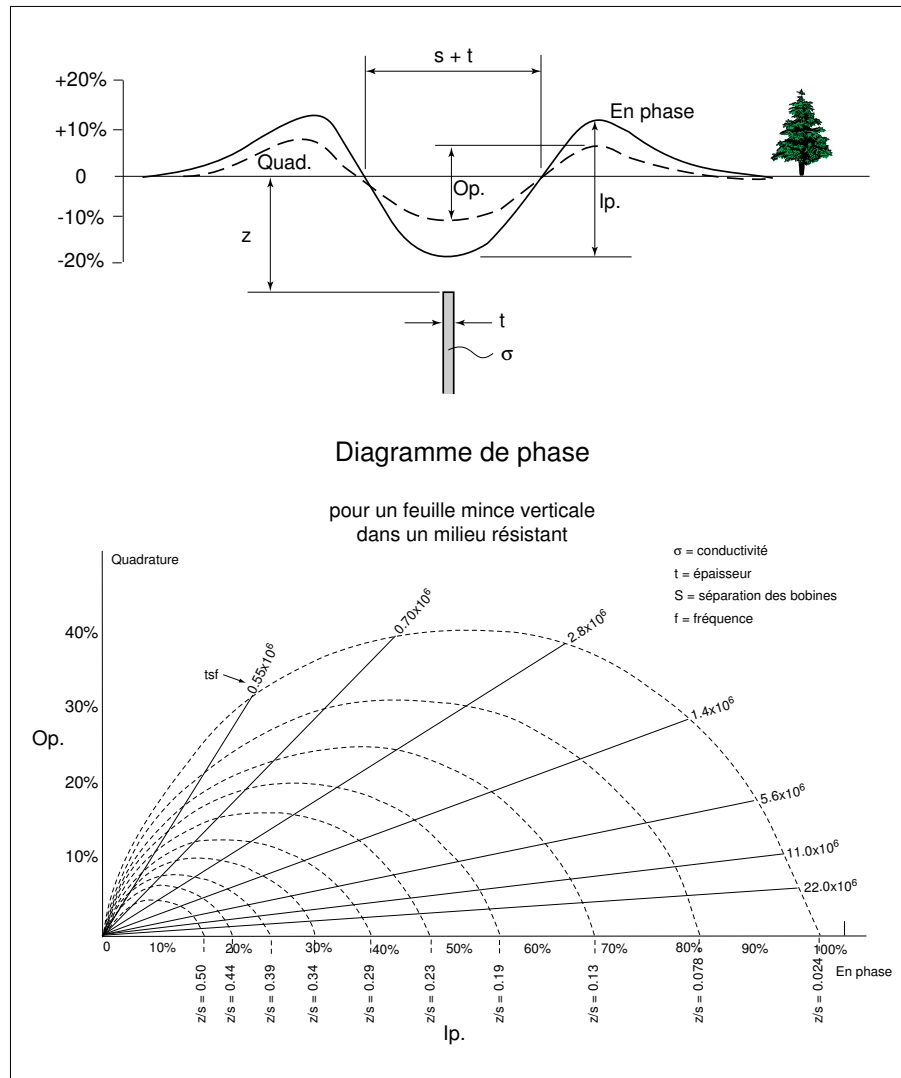


Figure 1.28: Abaque d'interprétation EMH.

posante réelle). Chaque point marqué sur ce graphique représente les valeurs maxima (négatives) de l'anomalie en pourcentage de phase et de quadrature, mesurés au laboratoire au-dessus d'une plaque conductrice (gisement) à une profondeur donnée. Les lignes pleines sur le graphique relient les points correspondants aux maxima de l'anomalie pour quatre plaques, à la même profondeur, mais de différentes conductance σt . Les lignes tiretées sur le graphique relient les points (correspondant aux maxima de l'anomalie) d'une même plaque placée à différentes profondeurs.

Il suffit d'avoir les résultats d'un relevé électromagnétique d'un conducteur présumé vertical. On note les maxima négatifs de phase et de quadrature (P et Q) de l'anomalie obtenue sur le conducteur, et on situe le point sur le graphique.

En interpolant entre les lignes pleines, on obtient directement la profondeur. En interpolant entre les lignes tiretées, on obtient un estimé de la conductance σt du conducteur.

Le graphique donne directement la conductance d'un conducteur mesuré sur le terrain avec un câble de 200 pieds, à une fréquence de 600 Hz. Une correction s'impose si la fréquence ou la longueur du câble sont différentes.

Dans le cas d'une anomalie complexe comme celle mise en évidence ci-dessous, l'interprétation finale se fait au laboratoire à l'aide des modèles réduits spécialement conçus à cette fin. Le même dessin met aussi en évidence le manque de résolution des conducteurs voisins.

Références

Keary, P. et M. Brooks (1991). *An Introduction to Geophysical Exploration*. Blackwell Scientific Publications, 2^e édn.

Reynolds, J. M. (1997). *An Introduction to Applied and Environmental Geophysics*. Wiley, Chichester, UK.

Telford, W. M., L. P. Geldart et R. E. Sheriff (1990). *Applied Geophysics*. Cambridge University Press, 2^e édn.