

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI-CONSTANTINE

Faculté des sciences de l'ingénieur

Département d'électrotechnique

N° d'ordre :.....

Série :.....

THESE

Présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES

EN ELECTROTECHNIQUE

**ELABORATION DE MODELES DE CALCUL DE DISPOSITIFS A INDUCTION
ELECTROMAGNETIQUE : APPLICATION A UN SYSTEME DE SEPARATION
MAGNETIQUE DANS LES MILIEUX PARTICULAIRES**

Option

Electrotechnique

Par

MEHASNI Rabia

Soutenue le : 19 /02 / 2007

Devant le jury composé de :

Président	A. BOUZID	Prof	Univ de Constantine
Rapporteur	M.E.H LATRECHE	Prof	Univ de Constantine
Co-Rapporteur	M.FELIACHI	Prof	Univ de Nantes
Examineurs	S. M. MIMOUNE	Prof	Univ de Biskra
	H.MOHELLEBI	MC	Univ de Tizi Ouzzou

Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués dans le cadre d'une collaboration entre le Laboratoire d'Electrotechnique de Constantine (L.E.C) et l'équipe interaction Onde-Matière du laboratoire de Recherche IREENA de l'université de Nantes. Cette collaboration a concerné des accords programmes Franco-algériens CMEP 00 MDU 497 et PAI *Tassili*.

Je tiens, tout d'abord à remercier

M. Mohamed Elhadi LATRECHE, Professeur et vice recteur chargé de la pédagogie à l'Université de Constantine d'avoir accepté la direction scientifique de ces travaux de recherche. Je lui exprime toute ma gratitude pour son expérience, son art de la multi compétence, son soutien inconditionnel et ses qualités humaines.

M. Mouloud FELIACHI, Professeur à l'Université de Nantes et responsable du groupe GMOSI, laboratoire IREENA pour avoir accepté la lourde tâche de co-diriger ma thèse, de m'avoir accueilli au centre de recherche IREENA, de m'avoir guidé dans les méandres des phénomènes de l'induction magnétique et pour ses idées ingénieuses.

Je remercie tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux :

M. Aissa BOUZID, Professeur à l'Université de Constantine et chef du Département d'Electrotechnique à l'université de Constantine, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance de la thèse.

M. M. S. MIMOUNE, Professeur à l'université de Biskra pour avoir accepté d'être examinateur de ce mémoire et pour sa participation au jury.

M. Hacem MOHELLEBI, Maître de Conférence à l'université de Tizi Ouzzou pour avoir accepté d'être examinateur de ce mémoire et pour sa participation au jury.

Merci à toutes les personnes que je n'ai pas cités et qui ont de près ou de loin participé à la réalisation de ce travail. Merci pour leur sympathie et simplement pour le plaisir que j'ai eu à les côtoyer quotidiennement, particulièrement Z. Boulbair.

Merci à mes parents à qui je dédie aujourd'hui ce travail ainsi qu'à tous mes frères et sœurs.

Une pensée toute particulière à mon épouse Fatma Zohra qui m'a apporté une aide inestimable pour finaliser ce travail de thèse.

Table des matières

Remerciements

Table des figures

Liste des tableaux

INTRODUCTION GENERALE.....	13
1 HISTORIQUE ET ETAT DE L'ART DE LA SEPARATION MAGNETIQUE.....	16
1.1 EVOLUTION DES TECHNIQUES DE LA SEPARATION MAGNETIQUE	16
1.2 DONNEES ECONOMIQUES SUR LA SEPARATION MAGNETIQUE.....	17
1.3 PARAMETRES INFLUANT SUR LA CAPTURE DANS UN SEPARATEUR MAGNETIQUE	18
1.4 ACTIONS APPLIQUEES SUR UNE PARTICULE DANS UN SEPARATEUR MAGNETIQUE EN VOIE HUMIDE....	19
1.5 OBJECTIF DU TRAVAIL ET TECHNIQUE DE SEPARATION MAGNETIQUE UTILISEE	19
2 MODELISATION DE LA SEPARATION MAGNETIQUE PAR CHAMP A GRADIENT OUVERT EN VOIE HUMIDE	22
2.1 MAGNETISME ET MODELES MATHEMATiques.....	22
2.1.1 <i>Champ appliqué et équation du modèle</i>	22
2.1.2 <i>Perméabilité magnétique d'un mélange biphasique</i>	25
2.1.3 <i>Aimantation d'une particule sphérique</i>	25
2.1.4 <i>Interactions de type magnétique</i>	27
2.1.4.1 Interaction magnétique entre le champ appliqué et la particule aimantée	27
2.1.4.2 Interaction magnétique dipolaire (DD) entre particules	28
2.2 LIQUIDE TRAITE ET COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE.....	28
2.2.1 <i>Densité de masse d'un mélange biphasique</i>	29
2.2.2 <i>Viscosité dynamique d'un mélange liquide biphasique</i>	29
2.2.3 <i>Ecoulement et paramètres caractéristiques</i>	30
2.2.4 <i>Conduite utilisée et répartition de la vitesse dans l'écoulement</i>	31
2.2.5 <i>Actions hydrodynamiques appliquées par le liquide sur une particule solide</i>	34
2.2.5.1 Cadre général - Hypothèses	34
2.2.5.2 Force d'Archimède	34
2.2.5.3 Force de traînée.....	34
2.2.5.4 Force de portance.....	35
2.2.5.5 Effet des parois et de confinement de la particule.....	36
2.3 MOUVEMENT DE LA PARTICULE ET EQUATION DU MODELE DYNAMIQUE	36
2.3.1 <i>Equation du mouvement de la particule</i>	36
2.3.2 <i>Couplage entre la phase liquide et la phase solide des particules</i>	37
2.4 MODELE MATHEMATIQUE DU PROBLEME MAGNETOHYDRODYNAMIQUE	37
3 SIMULATION DE LA CAPTURE DANS LA SEPARATION OGMS EN VOIE HUMIDE ..	40
3.1 VALIDATION DES MODELES MATHEMATiques DEVELOPPES	40
3.1.1 <i>Validation du modèle mathématique de la force magnétique</i>	40
3.1.1.1 Vérification de l'exactitude du modèle de la force	40
3.1.1.2 Vérification de la capacité du modèle de la force à prendre en charge l'interaction magnétique dipolaire DD 43	
3.1.2 <i>Validation du modèle magnétodynamique et méthode de résolution</i>	45
3.1.2.1 Trajectoires des particules et effets des actions appliquées.....	45
3.2 SIMULATION DE LA CAPTURE ET CALCUL DES PERFORMANCES DE LA SEPARATION OGMS UTILISEE ..	50
3.2.1 <i>Approche bidimensionnelle développée</i>	51
3.2.1.1 Hypothèses.....	51
3.2.1.2 Déplacement des particules et perméabilité magnétique locale	52
3.2.1.3 Prise en charge des différentes actions dans l'approche développée.....	54
3.2.2 <i>Mise en œuvre de l'approche et méthode de résolution</i>	55
3.2.2.1 Traitement d'un liquide stable	57
3.2.2.2 Traitement d'un liquide en mouvement	61
4 OPTIMISATION DU CAPTEUR (INDUCTEUR).....	68

4.1	OBJECTIF ET PARAMETRES OPTIMISES.....	68
4.2	PROBLEME INVERSE ET FONCTION OBJECTIF	70
4.3	METHODE UTILISEE	73
4.4	MISE EN ŒUVRE DE LA METHODE ET RESULTAS OBTENUS.....	76
5	VALIDATION EXPERIMENTALE.....	78
5.1	MATERIAU UTILISE ET CARACTERISATION	78
5.2	VALIDATION DE L'APPROCHE DE L'OPTIMISATION.....	79
5.2.1	<i>Dispositif réalisé et protocole de l'expérimentation</i>	81
5.2.2	<i>Résultats obtenus et discussion</i>	81
5.3	VALIDATION DE L'APPROCHE UTILISEE POUR LA SIMULATION DE LA CAPTURE.....	83
5.3.1	<i>Interaction magnétique DD et agglomérations transitoires des particules</i>	83
5.3.2	<i>Zone efficace de capture et évolution du phénomène magnétique</i>	84
5.4	VERIFICATION DES PERFORMANCES DE LA SEPARATION OGMS EN VOIE HUMIDE.....	85
5.4.1	<i>Liquide traité et dispositif expérimental</i>	86
5.4.2	<i>Écoulement réalisé et paramètres hydrauliques</i>	86
5.4.3	<i>Efficacité de la capture et validation des résultats de l'optimisation</i>	87
5.4.4	<i>Effet de l'interaction magnétique dipolaire DD</i>	87
	CONCLUSION GENERALE	92
	ANNEXE A : REVUE SUR LA SEPARATION MAGNETIQUE	96
1	APPLICATIONS ET DEBOUCHES POTENTIELS DE LA SEPARATION MAGNETIQUE	96
1.1	TRAITEMENT MINERALURGIQUE	96
1.2	TRAITEMENT DE DEPOLLUTION INDUSTRIEL ET ENVIRONNEMENTAL	96
1.3	TRAITEMENT CHIMIQUE ET BIOLOGIQUE	97
1.3.1	<i>Recherches médicales</i>	97
1.3.2	<i>Applications biochimiques</i>	97
2	CLASSIFICATION DES SEPARATEURS MAGNETIQUES SELON LE CHAMP	98
2.1	SEPARATEUR MAGNETIQUE A BASSE INTENSITE (SMBI).....	98
2.2	SEPARATION MAGNETIQUE A HAUTE INTENSITE (SMHI)	99
2.3	SEPARATION MAGNETIQUE A HAUT GRADIENT DE CHAMP (SMHG) ET /OU A HAUT CHAMP.....	100
3	DETECTION DE METAUX FERREUX OU NON FERREUX	103
4	DONNEES ECONOMIQUES SUR LA SEPARATION MAGNETIQUE	104
4.1	COUT D'INVESTISSEMENT	104
4.2	COUT DE FONCTIONNEMENT	105
	ANNEXE B : LES MILIEUX MAGNETIQUES	106
1	LES MILIEUX MAGNETIQUES.....	106
1.1	LES MILIEUX DIAMAGNETIQUES.....	106
1.2	LES MILIEUX PARAMAGNETIQUES	107
1.3	LES MILIEUX FERROMAGNETIQUES	107
	ANNEXE C : PERMEABILITE DES MELANGES CONTENANT DES INCLUSIONS MAGNETIQUES ..	109
1	MELANGE AVEC DES INCLUSIONS SPHERIQUES.....	109
2	MELANGE AVEC DES INCLUSIONS ELLIPSOÏDALES	110
3	AUTRES FORMULES DE MIXAGE.....	113
4	MELANGE MULTIPHASIQUE.....	114
5	CAS D'INCLUSION DE TRES FORTE PERMEABILITE MAGNETIQUE	115
	ANNEXE D : METHODES DE CALCUL NUMERIQUE DE LA FORCE MAGNETIQUE	116

1	METHODE DE TENSEUR DE MAXWELL.....	116
2	METHODE DES CHARGES MAGNETIQUES EQUIVALENTES.....	116
	BIBLIOGRAPHIE.....	119

Table des figures

Figure 1.1 : Schéma de principe de la technique de séparation magnétique proposée.....	20
Figure 1.2 : Forme géométrique du capteur.....	20
Figure 2.1 : Système de deux particules sphériques aimantées voisines.....	28
Figure 2.2 : Schéma de principe du séparateur utilisé et écoulement réalisé.....	29
Figure 2.3 : Répartition schématique de la vitesse dans un écoulement influencé par les bords....	31
Figure 2.4 : Couche limite sur une plaque plan (l'épaisseur vertical est exagéré).....	32
Figure 3.1 : Géométrie du système de lévitation magnétique traité et cartographie du champ.....	40
Figure 3.2 : Distribution de la force magnétique sur la surface d'une pièce [Bastos 03].....	41
Figure 3.3 : Distribution de la force magnétique sur la surface d'une pièce rectangulaire [code développé].....	41
Figure 3.4 : Distribution de la force magnétique sur la surface d'une pièce circulaire [code développé].....	42
Figure 3.5 : Variation de la force magnétique en fonction de la distance entre la pièce et la source du champ.....	43
Figure 3.6 : Force magnétique appliquée sur deux particules voisines aimantée selon $\theta_1 = \theta_2 = 90^\circ$	44
Figure 3.7 : Force magnétique appliquée sur deux particules voisines orientées selon $\theta_1 = \theta_2 = 0^\circ$	44
Figure 3.8 : Force magnétique appliquée sur trois particules aimantées voisines.....	45
Figure 3.9 : Trajectoires des particules obtenues pour une vitesse maximale $U= 0.2$ m/s.....	46
Figure 3.10 : Trajectoires obtenues pour une vitesse maximale $U= 4$ m/s.....	47
Figure 3.11 : Trajectoires obtenues pour une vitesse maximale $U= 10$ m/s.....	47
Figure 3.12 : Trajectoires obtenues pour une vitesse maximale $U= 18$ m/s.....	47
Figure 3.13 : Trajectoires obtenues pour une vitesse maximale $U=100$ m/s.....	48
Figure 3.14 : Effet de l'interaction magnétique dipolaire DD sur les trajectoires des particules....	49
Figure 3.15 : Evolution de la vitesse de déplacement des particules.....	50
Figure 3.16 : Remplissage d'un élément fini et approche de la forme géométrique de l'agglomérat.....	54
Figure 3.17 : Processus de résolution numérique du problème couplée.....	56
Figure 3.18 : Domaine d'étude en statique et conditions aux limites associées.....	57
Figure 3.19 : Distribution initiale de la concentration et particules pilotes.....	57
Figure 3.20 : Champ de la densité de force magnétique à $t=0$ s.....	58
Figure 3.21 : Evolution du dépôt des particules dans le cas d'une concentration faible.....	58
Figure 3.22 : Distribution initiale de la concentration et particules pilotes.....	59
Figure 3.23 : Champ de la densité de force magnétique à $t=0$ s.....	59
Figure 3.24 : Evolution de la distribution de la concentration et dépôt final des particules.....	60
Figure 3.25 : Variation du temps de capture totale en fonction de la concentration des particules	61
Figure 3.26 : Domaine d'étude et conditions aux limites pour le cas d'un liquide en mouvement.	62
Figure 3.27 : Evolution de la concentration et du nombre de particules pilotes pour une seule injection.....	63
Figure 3.28 : Evolution du dépôt des particules pour le cas d'un liquide en écoulement.....	63
Figure 3.29 : Dépôts des particules évalués à $t = 0,3$ s.....	64
Figure 3.30 : Fuite des particules sous l'effet de la vitesse importante.....	64
Figure 3.31 : Blocage du liquide par le dépôt des particules.....	65
Figure 4.1 : Forme géométrique du capteur (inducteur).....	69
Figure 4.2 : Position critique de déviation des particules.....	71
Figure 4.3 : Variation de l'induction magnétique le long de la base du canal $h_c = 0.1$ m.....	71

Figure 4.4 : Variation de la densité de force magnétique le long de la base du canal $h_c = 0.1\text{ m}$ et $I = 5\text{ A}$	72
Figure 4.5 : Algorithme générale de la méthode de Tabou simple.....	74
Figure 4.6 : Processus de l'optimisation	75
Figure 5.1: Circuit expérimental utilisé pour la caractérisation du matériau.....	78
Figure 5.2 : Caractéristiques magnétiques expérimentales du matériau utilisé.....	79
Figure 5.3 : Vue générale sur le capteur réalisé.....	80
Figure 5.4 : Dispositif expérimental réalisé.....	81
Figure 5.5 : taux de capture en fonction de la hauteur entre le tapis et le capteur ($v_f = 0.5\text{ m/s}$)....	82
Figure 5.6 : Premières précipitations des particules lors de la mise sous tension du capteur.....	82
Figure 5.7 : Agglomérations transitoires des particules lors de leurs mouvement	83
Figure 5.8 : zone de capture et forme du dépôt des particules.....	84
Figure 5.9 : Dépôt final des particules dans le plan $\{x, z\}$	84
Figure 5.10 : Evolution du dépôt des particules	85
Figure 5.11 : Dispositif expérimental utilisé pour le traitement en voie humide	86
Figure 5.12 : dépôt des particules pour le cas de la poudre de fer.....	87
Figure 5.13 : Taux de capture après injection des particules de taille importante $\{y, z\}$	88
Figure 5.14 : Taux de capture après injection des particules de taille importante $\{x, y\}$	88
Figure A. 1 : Tube magnétique à aimant permanent (ferrites, terres rares) <i>Eriez magnetics</i>	98
Figure A. 2 : Séparateur à tambours magnétiques [<i>Eriez magnetics</i>].....	98
Figure A. 3 : Principe de la séparation magnétique SMHI des particules diamagnétiques des particules paramagnétiques.....	99
Figure A. 4 : Principe de séparation SMHI en voie humide en utilisant des billes ferromagnétiques	100
Figure A. 5 : Séparateur à électroaimants suspendus sur convoyeur à bande <i>Eriez magnetics</i>	102
Figure A. 6 : Séparateur magnétique à haut gradient cyclique (SALA) à bobinage	102

Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Comparaison économique des différentes techniques de séparation magnétique [Bureau 93]	18
Tableau 2.1 : Détermination du coefficient de traînée suivant Morsi.....	35
Tableau 3.1 : Données de calcul des trajectoires des particules	46
Tableau 4.1 : Propriétés physiques du liquide et paramètres de l'écoulement	76
Tableau 4.2 : Résultats de l'optimisation obtenus pour les conditions de calcul précédentes.....	76
Tableau 5.1 : Dimensions et paramètres de fonctionnement du capteur à réaliser.....	80
Tableau 5.2 : Variation du taux de capture en fonction de la vitesse du mélange.....	83
Tableau 5.3 : Propriétés physiques du liquide traité	86
Tableau 5.4 : paramètres hydrauliques de l'écoulement réalisé	87

Introduction Générale

Au début des années 2000, l'apparition de l'épidémie de la vache folle a frappé l'économie des pays industrialisés comme la France et le Royaume Uni. Cela a déclenché des investigations et des recherches scientifiques élargies afin de connaître la source exacte de cette maladie, les voies de contamination ainsi que trouver le traitement efficace. L'anneau important dans la chaîne concernée par ce problème est l'industriel producteur des aliments pour animaux qui doit assurer une pureté normalisée des produits usinés.

C'est dans ce cadre que le projet objet de cette thèse a été proposé par le Groupement Electrotechnologie Pays de Loire-GEIPDEL dont l'objectif est la conception d'un prototype d'extraction de limaille de fer contenue dans un mélange de poudre en phase aqueuse, à l'aide d'un champ magnétique. C'est dans le but de garantir aux éleveurs la qualité du mélange et de doser la quantité de limaille de fer par masse de poudre. Ce projet dans sa particularité scientifique et technique traite un problème de la séparation magnétique.

La séparation magnétique (SM) est une technologie séparative dont le principe d'application est basé sur la réalisation d'une distribution de champ magnétique qui agit de façon sélective sur les particules présentant une aimantation différentielle par rapport au milieu d'existence.

Le choix d'une technique de séparation dépend essentiellement de la granulométrie des particules traitées et de leur nature magnétique.

La conception d'un séparateur magnétique de haute performance repose sur la connaissance de l'ensemble des phénomènes physiques en présence et de la maîtrise de leur évolution lors de la mise en application de la physique de séparation.

Dans les procédés de séparation magnétique en voie humide objet de notre travail, les phénomènes physiques intervenant sont le phénomène magnétique lié au champ appliqué et au comportement magnétique des particules à séparer, le phénomène hydraulique lié à l'état et au comportement dynamique du matériau traité et le phénomène dynamique lié au mouvement des particules concernées par la séparation.

Un séparateur magnétique est constitué principalement d'une source de champ, des éléments capteurs et des accessoires de refroidissement. Pour le traitement des particules de granulométrie fines et/ou de faible susceptibilité magnétique, des champs magnétiques très intenses sont exigés. Du fait que ces champs ne peuvent pas être produits par des aimants permanents ou des bobinage conventionnels (cuivre), on fait appel à la technologie de la supraconductivité. Dans ce cas, le dispositif de séparation nécessite un système de refroidissement basé sur des matériaux cryogéniques (Hylium,...).

Le rendement d'une technique de séparation est fonction des coûts d'investissement et de sa mise en marche (puissance installée, nettoyage, refroidissement, ...). Dans les applications limitées

(domaine médical et traitement de dosage au laboratoires), des techniques de séparation magnétique basées sur des champs magnétiques de faible intensité peuvent être réalisées avec un coût très réduit ; Et cela, par le choix optimal des conditions sous lesquelles la technique sera mise en œuvre. C'est dans ce cadre que l'objectif de notre travail est intégré. Il s'agit de la conception et de la réalisation d'un prototype de séparation magnétique capable de séparer des particules de fer de taille fine d'un milieu liquide avec un rendement meilleur. Du fait que les particules à séparer sont de nature ferromagnétique, un champ magnétique statique est jugé efficace.

Dans les limites d'exploitation du prototype, nous avons proposé une technique de séparation dans laquelle aucun élément capteur ou matrice d'extraction n'est utilisé. La capture est assurée par l'inducteur qui joue le rôle de capteur de particules. Dans ce cas, la séparation magnétique appliquée est qualifiée de séparation magnétique par champ à gradient ouvert OGMS à basse intensité de champ. L'utilisation d'un inducteur au lieu d'un aimant permanent est pour but de faciliter la récupération des particules capturées pour besoin de dosage et assurer un nettoyage automatique du capteur.

Dans le but de réunir les conditions qui favorisent la capture dans la forme proposée et permettent d'obtenir une séparation efficace, une étude théorique approfondie des phénomènes en présence a été réalisée. Pour cela, des modèles mathématiques et approches numériques ont été développés. Cette étude a permis de déterminer les paramètres desquels dépend l'efficacité de capture et d'aboutir à un dimensionnement et paramètres de fonctionnement qui permettent une séparation efficace pour la gamme de particules considérées. Sur la base de ce dimensionnement et paramètres de fonctionnement, un prototype expérimental a été réalisé.

En se servant de ce prototype, deux séries d'expérimentations ont été réalisées. La première série a permis de valider les modèles mathématiques développés et de vérifier les effets des phénomènes pris en considération. La deuxième série a été consacrée à la vérification des performances de la forme de séparation proposée et d'estimer les limites de son usage.

Le mémoire de thèse s'organise autour de cinq chapitres. Le premier chapitre de cette thèse est consacré à la présentation du principe de la physique de séparation magnétique, l'évolution de ces techniques et les différents débouchés et utilisations. Du fait que notre application traite un problème de séparation en voie humide, et dans le but de se familiariser rapidement avec le problème traité, on a jugé utile de parler des fluides et régimes d'écoulement et des différentes actions hydrodynamiques appliquées sur une particule dans un séparateur magnétique. A la fin de ce chapitre, nous présentons la forme de séparation choisie et la configuration du prototype proposé.

Le second chapitre fait l'objet d'une présentation des approches développées pour décrire le comportement hydrodynamique et magnétique du matériau traité en fonction de sa composition particulière. On y présente les modèles mathématiques et les différentes formulations qui ont porté sur l'étude du comportement des particules lors de l'application d'un champ magnétique et

l'estimation de l'efficacité de la technique de séparation proposée dans les applications en voie humide. Ces modèles et formulations nous serviront de référence tout au long de notre étude.

Le troisième chapitre fait l'objet d'une présentation en trois parties essentielles. Dans la première partie, nous présentons en détail les résultats de calcul qui ont permis de valider les modèles mathématiques et les approches développées. Dans cette validation, nous avons vérifié l'exactitude du modèle de la force et sa capacité de prendre en charge l'interaction magnétique dipolaire. L'influence de ce dernier sur le comportement des particules a été estimée à partir du calcul et de la comparaison de la vitesse du mouvement et du temps de capture d'une particule isolée et de deux particules magnétiquement adhérees.

A la fin de cette partie, le modèle approchant la répartition de la vitesse d'écoulement est validé à partir du calcul des trajectoires des particules et leur comparaison avec celles obtenues dans le cas d'un écoulement à vitesse constante. La deuxième partie de ce chapitre fait l'objet d'une présentation de l'approche bidimensionnelle développée et utilisée pour simuler la capture des particules et l'estimation des performances de la séparation proposée. On y présente la procédure de couplage et le processus de résolution. Dans la dernière partie de ce chapitre, on expose en détail les résultats obtenus lors de la mise en oeuvre de l'approche développée pour les cas de liquide stable et en mouvement.

Le quatrième chapitre est consacré à l'optimisation du capteur utilisé dans le prototype proposé. On y présente les paramètres optimisés, la fonction objectif minimisée et les contraintes d'optimisation prises en compte ainsi que la méthode d'optimisation utilisée. A la fin de ce chapitre, on trouve les résultats obtenus lors de cette optimisation.

Le cinquième et dernier chapitre de cette thèse est consacré à l'étude expérimentale de la forme de séparation proposée. Cette étude présente plusieurs intérêts. Le premier intérêt réside dans le fait que ces expérimentations ont permis la vérification expérimentale de l'efficacité de capture du capteur réalisé et donc la validation de l'approche de l'optimisation effectuée. Le deuxième intérêt est la vérification expérimentale des résultats de calcul obtenus dans le chapitre 3 et le troisième intérêt réside dans l'évaluation de l'efficacité de capture dans la forme de séparation proposée et l'estimation des limites de son utilisation.

Le code source du programme écrit sous environnement Matlab ainsi que les routines de calcul ayant servi à l'exploitation des résultats fait partie intégrale de ce travail. Néanmoins pour des raisons pratiques, il n'est pas inclus dans ce manuscrit. Il peut être obtenu sur simple demande par courriel à mehasni@yahoo.fr.

1 Historique et état de l'art de la séparation magnétique

La séparation magnétique est une application industrielle de l'induction magnétique. Elle est utilisée pour épurer et filtrer des milieux contenant des impuretés métalliques particulières. Son principe est basé sur l'interaction entre le champ magnétique appliqué et celui produit par les particules à séparer.

Pratiquement, la séparation magnétique peut être réalisée de deux manières :

- En agissant directement sur la substance à séparer en utilisant l'effet *Meissner*, les forces de *Lorentz* et les champs magnétiques à gradient élevé.
- Par addition d'agents magnétiques ou traitement chimique communiquant des propriétés magnétiques au matériau à séparer (grillage, réduction, oxydation).

Le succès réalisé dans le domaine du minerai (épuration ou concentration) a permis la généralisation de l'utilisation des techniques de la séparation magnétique dans des domaines de la vie (industrie, agriculture, médecine, environnement) [Bureau 93, Fletcher 93, Fletcher 94, Gerber 94, Taniguchi 97, Raichenko 97, Sassa 97].

1.1 Evolution des techniques de la séparation magnétique

Malgré le fait que les premières tentations d'utilisation des techniques de la séparation magnétique datent de 1792, les premiers séparateurs électromagnétiques n'apparaissent qu'en 1882.

Au début du 20^e siècle, les premiers séparateurs haute intensité (Krupp) sont mis en exploitation industrielle pour la valorisation des sables de plage, de la wolframite et de minerais de fer faiblement magnétiques. Alors que la séparation magnétique en voie sèche progresse rapidement, il faut attendre les années 60 pour qu'il y ait véritablement une application industrielle des séparateurs haute intensité en voie humide.

En 1970, la commercialisation par *Humboldt*, du séparateur haute intensité en voie humide Jones à carrousel [Gillet 88] va permettre à la séparation magnétique de s'imposer dans le domaine de la valorisation industrielle des minerais et d'entrer en concurrence avec la valorisation par *Froth Flotation*, pour les minerais à faible susceptibilité magnétique.

En dix ans, la séparation magnétique haute intensité va évoluer rapidement mais des limites techniques interviennent pour les minerais de faible granulométrie (inférieure à 10 microns) et/ou de faible susceptibilité magnétique (inférieure à 0.5×10^{-6} SI).

L'apparition dans les années 80 de séparateurs haut champ-haut gradient supraconducteur a permis de repousser ces limites et d'exploiter des gisements que l'on n'aurait pas jugé économiquement valorisables dix ans plus tôt [Gillet 88]. La capacité de ces séparateurs supraconducteurs à traiter des solides très faiblement magnétiques et de granulométrie très faible leur a fourni un débouché d'application en valorisation des minerais et plus spécifiquement en épuration (blanchiment) de minéraux industriels.

Actuellement, plusieurs firmes conçoivent, développent et commercialisent les séparateurs magnétiques pour utilisation en voie sèche ou humide (ex. *Raoul lenoir, Eriez, metso minerals*) Les séparateurs magnétiques sont classés en fonction de la qualité de champ magnétique fourni comme ce suit [Nava 96, Gillet 04, Gerber 91, Bureau 93]:

- Séparateur magnétique à basse intensité (SMBI)
- Séparation magnétique à haute intensité (SMHI)
- Séparation magnétique à haut gradient de champ (SMHG) et /ou à haut champ (séparation à champ à gradient ouvert et à matrices d'extraction)

1.2 Données économiques sur la séparation magnétique

Pour mettre en exploitation une telle technique de séparation magnétique, deux facteurs essentiels doivent être mis en évidence, les coûts d'investissement et de fonctionnement.

Le coût d'un séparateur dépend de son système magnétique et de sa dimension. Cette dernière est déterminée par le constructeur, au vu des résultats d'essais "batches" ou d'essais pilotes, destinés à définir le type d'appareil et les conditions de séparation les plus adaptés aux objectifs à atteindre (débit d'alimentation, eau, champ de coupure ...).

Les prix des séparateurs haute intensité et haut gradient sont fonction de la conception magnétique du circuit, du poids d'acier à bas taux de carbone utilisé pour la fermeture du champ et du système de refroidissement associé.

En règle générale, le coût d'un bobinage dépend des paramètres suivants :

- Diamètre et hauteur (poids du conducteur) ;
- Masse d'acier pour la fermeture de champ ;
- Champ développé ;
- La puissance installée ;
- Type et forme du conducteur ;
- Système de refroidissement associé.

Les frais de fonctionnement des séparateurs sont dus essentiellement aux dépenses énergétiques des bobines (SMHI et SMHG), des moteurs et organes annexes (pompes, ventilateurs, distributeurs...), des systèmes de refroidissement (consommation et maintenance) et des pièces d'usures (matrices). De point de vue fonctionnement, il faut tenir compte de deux critères :

- Energie consommée : elle est pour ainsi dire nulle vis à vis d'un bobinage cuivre.
- Coût de réfrigération : lorsqu'on utilise un fluide cryogénique, le coût qui intéresse l'utilisateur est le prix du litre de cryogène rendu dans son usine.

Le tableau 1.1 résume les principales données économiques (investissement et fonctionnement) des divers appareils de séparation magnétique.

	Aimant permanent	Electroaimant à bobine résistive	Bobine supraconductrice
Energie consommable	faible	élevé	faible
Induction magnétique	de 0.2 à 1.5 T	limité à 2 T	>5 T
Poids appareil	léger	lourd	léger
Source du champ ou conducteur	aimant permanent céramique	conducteur creux en cuivre résistif	supraconducteur Nb-Ti
Refroidissement	néant	air ou eau déionisée	hélium liquide
Culasse de fermeture du champ (blindage acier doux)	néant	importante	néant
Fiabilité de fonctionnement	excellente	élevée	suivant le système de mise en froid : élevé à moyen
Investissement	faible	élevé	élevé
Générateur champs	moyen	élevé	élevé
Puissance installée	très faible	élevé	faible
Coût de fonctionnement	faible	élevé	faible à moyen
Séparateur cyclique	bien établi	établi
Séparateur continu	bien établi	bien établi	non établi

Tableau 1.1 : Comparaison économique des différentes techniques de séparation magnétique [Bureau 93]

1.3 Paramètres influant sur la capture dans un séparateur magnétique

Les performances de la séparation magnétique dépendent fortement des propriétés physiques des particules à séparer, de la qualité de champ magnétique appliqué et de l'état du matériau traité.

En ce qui concerne les propriétés physiques des particules, il s'agit de leur taille et nature magnétique. Pour la qualité de champ, il s'agit de sa capacité à aimanter et séparer les particules qui peuvent exister relativement loin de l'élément capteur.

Dans la séparation magnétique en voie humide, l'influence de l'état du liquide traité sur la capture réside dans les contraintes hydrodynamiques appliquées sur les particules.

Dans des cas de liquides en écoulement, ces contraintes limitent la capture et peuvent même empêcher complètement la capture. Ces constatations conduisent au fait que le choix d'une technique de séparation magnétique repose essentiellement sur la connaissance du comportement magnétique des particules et du comportement hydraulique du liquide traité.

1.4 Actions appliquées sur une particule dans un séparateur magnétique en voie humide

Dans un séparateur magnétique en voie humide, toute particule est soumise à un ensemble d'actions et contraintes. Ces dernières sont de type magnétique, hydrodynamique et de contact.

En ce qui concerne les actions magnétiques appliquées sur une particule ferromagnétique, il s'agit principalement de :

- La force magnétique principale responsable de la capture due à l'interaction entre la particule aimantée et le champ appliqué.
- La force d'interaction magnétique dipolaire DD entre les particules voisines qui peut être attractive ou répulsive.
- La force d'interaction de type Van der Waals qui est attractive pour des particules de même espèce (effet négligeable devant l'effet DD pour des particules ferromagnétiques).
- La force d'interaction de type double couche d'Helmholtz (DL) qui est de nature répulsive (négligeable dans le cas de particules ferromagnétiques).

Pour les actions hydrodynamiques dont l'origine réside dans les champs de pression et de contraintes agissant à la surface de la particule. Il s'agit principalement :

- La force de traînée
- La force de portance
- La force d'Archimède
- Des contributions supplémentaires dues au confinement de la particule dans l'écoulement.

Pour les actions de contact, deux actions peuvent être distingués,

- les chocs : contact bref entre deux particules
- le frottement : contact de plus longue durée

1.5 Objectif du travail et technique de séparation magnétique utilisée

L'objectif de notre travail est la mise en place d'une technique de séparation magnétique capable de traiter des milieux liquides non magnétiques faiblement concentrés en particules ferromagnétiques de taille fine. La nature magnétique des particules permet d'utiliser un champ magnétique statique.

Pour permettre la récupération des particules séparées et faciliter le nettoyage automatique du séparateur, nous utilisons une technique de séparation dans laquelle l'élément capteur est lui-même l'inducteur produisant le champ appliqué. Dans ces conditions, la technique de séparation utilisée est qualifiée de séparation magnétique par champ magnétique à gradient ouvert (OGMS).

Pour permettre un traitement continu de grands volumes de liquides, ces derniers sont mis en écoulement sous le capteur.

Pour éviter tout blocage de l'écoulement qui parviennent lors de la saturation du capteur (dépôt statique des particules très important), nous proposons l'utilisation d'une série de capteurs qui peuvent fonctionner d'une manière périodique.

Le principe de la technique de séparation proposée est illustré dans la figure 1.1.

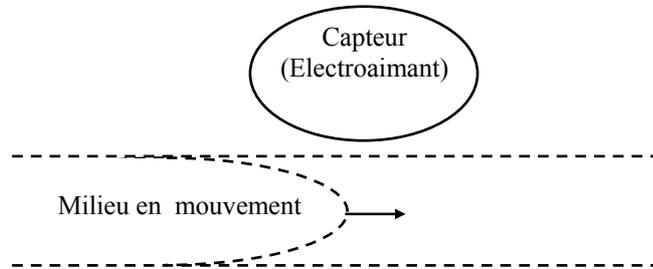


Figure 1.1 : Schéma de principe de la technique de séparation magnétique proposée

Tenant compte des facteurs coût d'investissement et limites de notre application, un champ magnétique de basse intensité sera utilisé. Pour produire ce champ, un bobinage conventionnel (cuivre) muni d'un noyau de fer peut être utilisé. La basse intensité de champ magnétique appliqué et le fonctionnement périodique du capteur permettent d'exclure tout accessoire de refroidissement artificiel. Ainsi le refroidissement est assuré par échange par convection avec l'air libre.

Pour des raisons pratiques (traitement continu des volumes importants de liquide), un capteur (inducteur) de forme géométrique rectangulaire est utilisé (Fig.1.2).

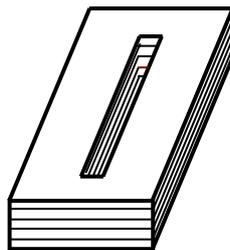


Figure 1.2 : Forme géométrique du capteur

Conclusion

Pour plus de détail en ce qui concerne les applications et débouchés potentiels de la séparation magnétique, le lecteur peut consulter l'annexe A. Les différentes actions citées en bref dans ce chapitre feront l'objet d'une étude détaillée dans le chapitre suivant avec prise en compte des limites de notre travail.

Chapitre 2

*Modélisation de la séparation magnétique par
champ à gradient ouvert en voie humide*

2 Modélisation de la séparation magnétique par champ à gradient ouvert en voie humide

Dans la physique de séparation magnétique, la réalisation d'une technique séparative de haute performance repose sur la maîtrise des phénomènes en présence. La manière permettant cette maîtrise est l'approximation de ces phénomènes réellement physiques par des modèles mathématiques capables de prendre en charge leur évolution.

Dans les applications de la séparation magnétique en voie humide, il s'agit des phénomènes magnétiques liés au champ magnétique appliqué, hydraulique lié au liquide traité et dynamique lié au mouvement des particules qui est en réalité le résultat des phénomènes précédents.

2.1 Magnétisme et modèles mathématiques

2.1.1 Champ magnétique appliqué et équation du modèle

Dans notre problème, les particules à séparer sont ferromagnétiques. Alors, un champ magnétique statique est jugé utile à utiliser. Pour produire ce champ, on alimente l'électroaimant capteur par une source de tension continue. Afin de simplifier la formulation des équations, on suppose que l'inducteur est alimenté en courant continu de densité constante.

Tout phénomène électromagnétique est régi localement par le système d'équations de Maxwell (2.1) [Durand 68] :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \end{cases} \quad (2.1)$$

où \vec{H} est le champ magnétique, \vec{B} est l'induction magnétique, \vec{J} est la densité de courant total, \vec{D} est l'induction électrique et ρ est la densité volumique de charge électrique.

La grandeur physique qui relie le champ et l'induction magnétiques est la perméabilité magnétique μ du matériau. Aux équations du système (2.1), on ajoute les équations de milieu suivantes :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.2)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + \vec{B}_r \quad (2.3)$$

$$\vec{J} = \vec{J}_s + \vec{J}_{ind} \quad (2.4)$$

$$\vec{J}_{ind} = \sigma \vec{E} + \sigma (\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (2.5)$$

Le terme $\sigma \vec{E}$ exprime le courant résultant du champ électrique \vec{E} et le terme $\sigma(\vec{v} \wedge \vec{B})$ exprime le courant résultant du mouvement.

Sur une limite de séparation de deux milieux différents notés 1 et 2, on peut trouver des conditions de continuité du type :

$$(\vec{B}_1 - \vec{B}_2) \cdot \vec{n} = 0 \quad (2.6)$$

$$(\vec{E}_1 - \vec{E}_2) \wedge \vec{n} = \vec{0} \quad (2.7)$$

$$(\vec{J}_1 - \vec{J}_2) \cdot \vec{n} = 0 \quad (2.8)$$

$$(\vec{B}_1 - \vec{B}_2) \wedge \vec{n} = \mu_0 \vec{k} \quad (2.9)$$

$$(\vec{D}_1 - \vec{D}_2) \cdot \vec{n} = \rho_s \quad (2.10)$$

Ici \vec{n} est le vecteur normal à l'interface dirigé du milieu 1 vers le milieu 2, \vec{k} est la densité surfacique de courant libre à l'interface et ρ_s est la densité surfacique de charge libre à l'interface.

Le système (2.1) figure beaucoup d'inconnues et se prête donc mal à une résolution numérique. L'utilisation du potentiel vecteur magnétique \vec{A} et du potentiel scalaire Φ permet de condenser et de réduire le nombre d'inconnus. Ces formulations sont bien connues et largement utilisées dans le domaine du calcul du champ électromagnétique.

En admettant les hypothèses suivantes :

- L'électroaimant est alimenté par une source parfaite de courant ;
- L'induction rémanente B_r dans le système étudié est négligeable ;
- Les courants induits dus au mouvement des particules sont négligés ;

Le système (2.1) devient :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}_s \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{B} = \mu \vec{H} \end{cases} \quad (2.11)$$

De l'équation $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, on définit une fonction potentiel vecteur magnétique \vec{A} tel que ;

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (2.12)$$

La prise en compte de (2.12) dans la combinaison des équations du système (2.11) conduit au modèle magnétostatique du champ exprimé par :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \right) = \vec{J}_s \quad (2.13)$$

L'inconnue dans cette équation est le potentiel vecteur magnétique \vec{A} qui possède trois composantes A_x , A_y et A_z .

Si le système étudié ne présente aucune variance par translation, l'étude peut être effectuée en bidimensionnel (2D).

Dans une configuration cartésienne où $\vec{J}_s = J_s \vec{u}_z$, le potentiel vecteur est $\vec{A} = A(x, y) \vec{u}_z$. L'équation (2.13) prend la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} \right) = -\mu J_{s_z} \quad (2.14)$$

Dans un système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) , et si le système ne présente aucune variance par rotation et $\vec{J}_\theta = J_\theta \vec{u}_\theta$, l'équation (2.14) prend la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \frac{\partial A_\theta}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v}{r} \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \right) = -J_{s_\theta} \quad (2.15)$$

Pour résoudre ces équations, on associe des conditions aux limites qui sont dans la majorité de cas de type Dirichlet ou Newman.

- Dirichlet homogène : $A = 0$;
- Dirichlet non homogène : $A = \text{Cte}$;
- Newman homogène : $\frac{\partial A}{\partial n} = 0$;
- Newman homogène : $\frac{\partial A}{\partial n} = \text{Cte}$.

Dans un champ magnétique, le comportement du milieu traité dépend de sa nature magnétique traduite par sa perméabilité magnétique.

Pour un milieu pur, la perméabilité magnétique équivalente est celle du matériau constituant. Par contre, pour un milieu composite homogène (constitué de plusieurs matériaux différents), la perméabilité magnétique équivalente dépend fortement de la perméabilité et de la concentration de chaque matériau constituant.

C'est cette dernière catégorie qui nous intéresse parce que le milieu à traiter par séparation magnétique est un mélange liquide biphasique constitué d'une phase solide (particule solide) et d'autre liquide (eau).

2.1.2 Perméabilité magnétique d'un mélange biphasique

On qualifie de mélange biphasique, tout milieu constitué de deux matériaux différents soit de même état physique (liquide-liquide) ou d'états différents (liquide-solide).

Dans la limite de ce travail, on considère un mélange biphasique constitué d'un matériau liquide et d'une dispersion solide (particules). Pour évaluer la perméabilité magnétique équivalente d'un mélange, on utilise la notion de perméabilité magnétique effective. Elle est définie comme le rapport des valeurs moyennes de l'induction et du champ magnétiques.

Du fait que l'induction magnétique dans un mélange dépend de la géométrie (qui pas toujours régulière) des inclusions magnétiques contenues et de leur concentration volumique dans le milieu, l'évaluation de la perméabilité équivalente du milieu semble très difficile. Pour cela, et vu la taille fine des particules (inclusions) à séparer dans notre cas, on suppose que les particules sont de forme sphérique homogène. Pour un tel mélange, la perméabilité magnétique efficace du mélange peut être évaluée en se servant de la formule de Maxwell-Garnett exprimée par [Sihvola 92]:

$$\mu_{eff} = \mu_0 + 3\mu_0 \frac{c \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + 2\mu_0}}{1 - c \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + 2\mu_0}} \quad (2.16)$$

Ici c est la concentration volumique des particules, μ_1 est la perméabilité magnétique du matériau de la particule et μ_0 la perméabilité magnétique du liquide.

Pour un mélange multiphasique, la formule de mixage de Maxwell-Garnett est donnée par :

$$\mu_{eff} = \mu_0 + 3\mu_0 \frac{\sum_{i=1}^N c_i \frac{\mu_i - \mu_0}{\mu_i + 2\mu_0}}{1 - \sum_{i=1}^N c_i \frac{\mu_i - \mu_0}{\mu_i + 2\mu_0}} \quad (2.17)$$

où N est le nombre de phases solides, μ_i et c_i ($i = 1 \dots N$) sont respectivement la perméabilité et la concentration volumique de chaque phase.

2.1.3 Aimantation d'une particule sphérique

Lorsqu'un matériau magnétique est introduit dans un champ magnétique \vec{H}_0 , il acquiert une aimantation magnétique volumique \vec{M}

$$\vec{M} = \chi \vec{H}_0 \quad (2.18)$$

où χ ($\chi = \mu_r - 1$) est la susceptibilité magnétique.

Pour un matériau dia ou paramagnétiques parfait, χ est constante et \vec{M} est proportionnelle au champ appliqué \vec{H}_0 . Par contre, pour un matériau ferromagnétique, la susceptibilité dépend fortement du champ et de sa géométrie. Si une particule sphérique constituée d'un matériau homogène et isotrope est placée dans un champ magnétique extérieur uniforme d'induction magnétique \vec{B}_0 , elle acquiert une aimantation supposée uniforme dans la direction de \vec{B}_0 .

Cette aimantation crée à son tour une induction magnétique \vec{B}_m exprimée par [Feynman 99] :

$$\vec{B}_m = \frac{2}{3} \mu_0 \vec{M} \quad (2.19)$$

Le champ magnétique total de la particule devient :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m \quad (2.20)$$

Ce champ est lui aussi uniforme et de même direction que \vec{M} , et la relation constitutive $\vec{M} = f(\vec{B})$ peut alors être satisfaite en tout point.

Il suffit, pour obtenir \vec{M} en fonction de \vec{B}_0 , de résoudre par méthode graphique par exemple, les équations suivantes (les vecteurs étant tous de même direction) :

$$\begin{cases} M = f(B) \\ B = B_0 + \frac{2}{3} \mu_0 M \end{cases} \quad (2.21)$$

ou en remplaçant M par $\frac{B}{\mu_0} - H$:

$$\begin{cases} B = f(H) \\ B = 3B_0 - 2\mu_0 H \end{cases} \quad (2.22)$$

Dans le cas où la relation constitutive est linéaire et décrite par la perméabilité magnétique μ_r , $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$, on obtient sans difficulté les relations suivantes.

$$\vec{B} = \frac{3\mu_r}{\mu_r + 2} \vec{B}_0 \quad (2.23)$$

$$\vec{M} = \frac{3(\mu_r - 1)}{\mu_r + 2} \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \quad (2.24)$$

Pour les matériaux à forte perméabilité magnétique, l'équation (2.24) devient,

$$\vec{M} = 3\vec{H}_0 \quad (2.25)$$

Le champ \vec{B}_m à l'extérieur de la sphère est calculable une fois \vec{M} déterminé. Il est identique à celui d'un dipôle magnétique ponctuel placé au centre de la sphère, et s'ajoute à \vec{B}_0 . L'effet de la sphère est de concentrer partiellement les lignes de champ.

Pour les problèmes pratiques, il est intéressant d'utiliser l'équation (2.24) pour des valeurs $H \leq H_{sat}$ et de poser $\vec{M} = \vec{M}_{sat}$ pour des valeurs $H > H_{sat}$.

2.1.4 Interactions de type magnétique

2.1.4.1 Interaction magnétique entre le champ appliqué et la particule aimantée

C'est l'interaction magnétique principale responsable de la capture. Elle est traduite par une force d'attraction magnétique qui force la particule ferromagnétique de dévier vers la zone où le champ magnétique est plus intense.

Pour une particule solide de volume V_p , la force magnétique appliquée par le champ extérieur est donnée par [Durand 68]:

$$\vec{f}_m = \mu_0 \int_{V_p} (\vec{M} \cdot \vec{\nabla}) \vec{H} dV \quad (2.26)$$

où \vec{H} est le champ magnétique appliqué à la particule et \vec{M} son aimantation volumique.

Le développement de (2.26) dans un système de coordonnées cartésiennes conduit aux composantes de la force magnétique données par [Gillet 88]:

$$\begin{cases} f_{mx} = \mu_0 V_p \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + M_y \frac{\partial H_y}{\partial x} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ f_{my} = \mu_0 V_p \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial y} + M_y \frac{\partial H_y}{\partial y} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ f_{mz} = \mu_0 V_p \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} + M_y \frac{\partial H_y}{\partial z} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) \end{cases} \quad (2.27)$$

Pour un champ $H \geq H_{sat}$

$$f_{mx} = \mu_0 V_p M_{sat} \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial x} + \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (2.28)$$

Et de la même manière on écrit les composantes f_{my} et f_{mz} .

2.1.4.2 Interaction magnétique dipolaire (DD) entre particules

Les particules aimantées se comportent comme des dipôles magnétiques ponctuels. Chaque dipôle crée un champ magnétique perturbateur qui peut fortement perturber le champ appliqué. Cette perturbation se traduit par une force d'interaction magnétique avec les dipôles voisins. La nature de cette force généralement considérée attractive dépend de l'orientation relative de la ligne des centres des particules et de la direction du champ magnétique local.

Pour deux particules aimantées séparées par une distance d (voir Fig.2.1), la force d'interaction magnétique est donnée par [Durand 68] :

$$f_{DD} = \frac{3\mu_0}{4\pi} (\cos \alpha - 3 \cos \theta_1 \cos \theta_2) \frac{M_1 M_2}{d^4} \quad (2.29)$$

α est l'angle entre les deux vecteurs d'aimantation des particules \vec{M}_1 et \vec{M}_2 .

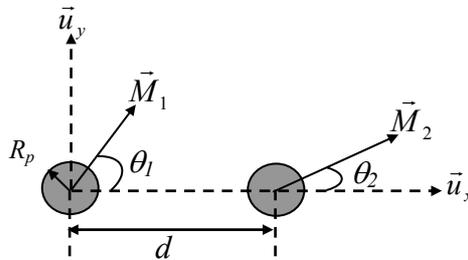


Figure 2.1 : Système de deux particules sphériques aimantées voisines

Si (2.29) permet l'évaluation et la connaissance de la nature de la force d'interaction magnétique entre deux particules, elle n'est plus applicable dans le cas d'une dispersion aléatoire de plusieurs particules.

L'autre type de l'interaction magnétique entre particules est l'interaction de London-van der Walls qui est attractive pour des particules de même espèce. Pour des particules ferromagnétiques, l'effet de cette interaction est négligeable devant l'effet de l'interaction dipolaire DD [Ewijk 01].

2.2 Liquide traité et comportement hydrodynamique

Le liquide traité est un mélange faiblement concentré en particules solides de fer. Il est constitué d'une poudre ultra fine (farine) dissoute dans l'eau. Ce liquide en mouvement est soumis à l'effet de la gravité dans un canal rectangulaire ouvert incliné d'un angle φ par rapport à l'horizontal (voir Fig 2.2). Son passage sous le capteur permet l'attraction et la capture des particules.

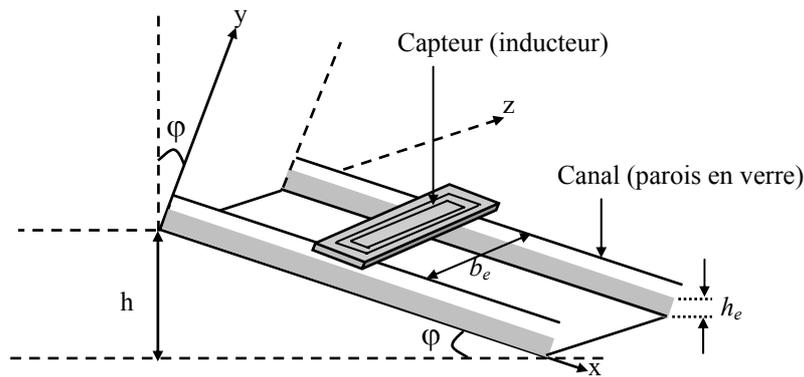


Figure 2.2 : Schéma de principe du séparateur utilisé et écoulement réalisé

Pendant leur mouvement, les particules sont soumises à des actions hydrodynamiques appliquées par le liquide. L'estimation de l'effet de ces actions sur la capture repose sur la connaissance exacte des propriétés physiques du liquide et des paramètres de son écoulement.

En Hydraulique, les propriétés physiques desquelles dépend le régime d'un écoulement liquide sont la densité de masse et la viscosité du matériau. Pour un liquide en mélange, ces propriétés peuvent être évaluées en se basant sur le principe de dualité entre les phénomènes magnétique et hydraulique [Sihvola 92].

2.2.1 Densité de masse d'un mélange biphasique

Le mélange liquide traité est multiphasique car il est constitué d'une phase liquide (eau) et de deux phases solides (particules de la poudre et particules de fer). Mais, du fait que la concentration des particules de fer est négligeable devant celle des particules de la poudre (farine), le mélange est supposé biphasique.

La densité de masse d'un mélange biphasique peut être évaluée en appliquant la formule suivante [Lam 03]:

$$\rho_m = \rho_{m2} \varphi + \rho_{m1} (1 - \varphi) \tag{2.30}$$

où ρ_{m1} est la densité de la phase liquide (eau), ρ_{m2} est la densité de la phase solide (poudre) et φ est la concentration volumique de la phase solide.

2.2.2 Viscosité dynamique d'un mélange liquide biphasique

La viscosité est une propriété physique qui caractérise le comportement des liquides lors de leurs mouvements [Gondret 96]. En supposant que les particules de la poudre (farine) sont rigides et de forme sphérique (particules de taille ultrafine), le mélange est considéré comme suspension colloïdal stable [Tharwat 92]. Ainsi, la viscosité dynamique du mélange liquide η peut être évaluée en appliquant la formule suivante [Berli 05, Silbert 99, Gondret 97, Ovarlez 05] :

$$\eta = \eta_s \left(1 - \frac{\varphi}{\varphi_m} \right)^{-\beta} \quad (2.31)$$

η_s est la viscosité de la phase liquide (eau), φ_m est la concentration volumique maximale de la phase solide (poudre) au delà de laquelle le mélange perd sa qualité de liquide. β est un coefficient caractérisant la divergence du liquide quand φ s'approche de φ_m ($\varphi_m = 0.64$, $\beta = 1$).

2.2.3 Ecoulement et paramètres caractéristiques

En hydraulique, le régime d'un écoulement est défini à partir du nombre de Reynolds Re . Celui d'un écoulement liquide dans un canal rectangulaire de dimensionnement défini est [Comolet 94]

$$Re = \frac{\rho_m v_l D_H}{\eta} \quad (2.32)$$

où v_l est la vitesse moyenne du liquide et D_H est le diamètre hydraulique.

Le diamètre hydraulique dans ce cas est donnée par :

$$D_H = \frac{b_e h_e}{b_e + 2h_e} \quad (2.33)$$

où b_e et h_e sont respectivement la largeur et la hauteur de l'écoulement.

Le nombre de Reynolds, représentant le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, caractérise la turbulence de l'écoulement. Si $Re < 2000$, le régime d'écoulement est laminaire. Si $Re > 3000$, le régime est qualifié de turbulent. Entre ces deux limites, il existe le régime de transition ($2000 < Re < 3000$).

Partant du fait que les actions hydrodynamiques sont fortement liées à la vitesse relative des particules, on s'intéresse à l'étude et à l'évaluation de la distribution de la vitesse dans l'écoulement.

La connaissance du champ de vitesse d'écoulement repose sur la résolution d'un système couplé d'une équation de conservation de masse et une équation elliptique de quantité de mouvement [Comolet 90, Comolet 94]:

L'équation de conservation de masse est exprimée par :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \text{div}(\rho_m \vec{v}_l) = 0 \quad (2.34)$$

Pour un liquide visqueux incompressible, l'équation de quantité de mouvement (connue par l'équation de Navier Stokes) est exprimée par l'équation (2.35) [Comolet 94].

$$\rho_m \frac{d\vec{v}_l}{dt} = -\rho_m \vec{\nabla} \mathfrak{S} - \vec{\nabla} P - \eta \vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{v}_l) \quad (2.35)$$

La quantité $-\rho_m \vec{\nabla} \mathfrak{S}$ représente les forces de volume et $-\vec{\nabla} P$ représente les forces de pression.

A ces équations, on associe les conditions aux limites qui varient selon le type d'écoulement (interne ou externe) et de la nature et de l'état des parois (fixes ou mobiles) [Comolet 90].

La résolution de ces équations est souvent très difficile et par fois impossible à cause de la complexité des phénomènes hydrauliques. Pour cela, on introduit des hypothèses simplificatrices qui permettent de substituer aux équations elliptiques complexes par d'autres équations dont la résolution est maîtrisée (approche de Prandtl) [Kreith 99].

2.2.4 Conduite utilisée et répartition de la vitesse dans l'écoulement

Dans notre cas, le liquide en mouvement est soumis à l'effet de la pesanteur dans un canal de forme rectangulaire. Il s'agit donc d'un écoulement incompressible à surface libre. L'effet de la rugosité des parois sur l'écoulement est négligeable parce que les parois sont en verre (considérées parfaitement lisses).

Dans un tel écoulement, la répartition réelle de la vitesse est montrée sur la figure suivante.

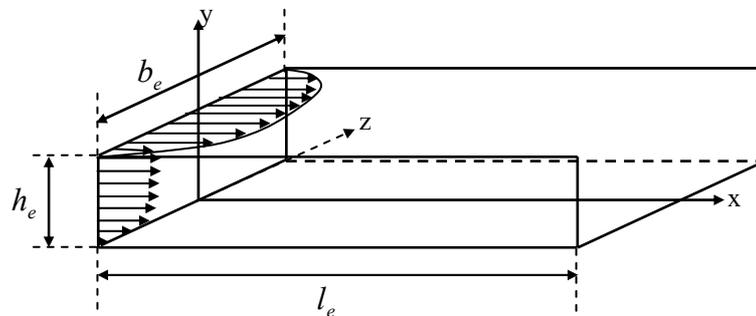


Figure 2.3 : Répartition schématique de la vitesse dans un écoulement influencé par les bords

Dans la limite de ce travail, on choisit un canal dont la hauteur est plus petite par rapport à la largeur ($b_e > 3h_e$), ce qui permet d'obtenir un écoulement uniforme plus proche de celui externe à couche limite [Bigillon 01]. Par conséquent, l'évaluation du champ de vitesse dans l'écoulement peut être basée sur l'analyse effectuée par Mc Donald sur un écoulement externe à couche limite [Kreith 99].

Par définition, la couche limite est la région mince voisine de la surface de la paroi dans laquelle les effets visqueux sont très importants. Dans un écoulement à couche limite, la pression de la surface libre est appliquée sur la couche entière et les variations de la pression dans la couche limite sont négligeables.

Les caractéristiques de base de la couche limite pour un écoulement développé le long d'une plaque plane semi infinie sont montrées dans la figure 2.4.

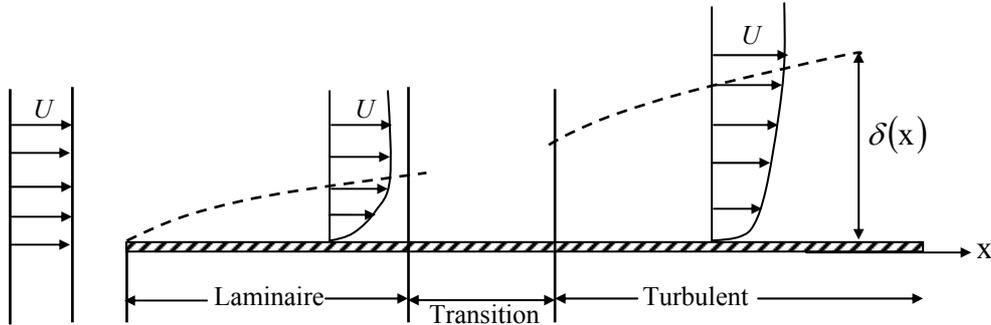


Figure 2.4 : Couche limite sur une plaque plan (l'épaisseur vertical est exagéré)

La transition de la couche limite laminaire à la couche limite turbulente apparaît quand le nombre de Reynolds fonction de \$x\$ dépasse une valeur critique $Re_{cr} = 5 \times 10^5$ [Kreith 99].

Le nombre de Reynolds dans ce cas est défini par :

$$Re_x = \frac{\rho_m U}{\eta} x \tag{2.36}$$

Ici \$U\$ est la vitesse maximale à la surface libre.

Du fait que les effets visqueux sont concentrés au voisinage de la surface de la paroi, Prandtl a montré que les équations d'Euler pour l'écoulement non visqueux ne soient résolues que dans la région en dehors de la couche limite.

Dans la couche limite, les équations elliptiques de Navier-Stokes sont simplifiées aux équations de couche limite de forme parabolique faciles à résoudre [Kreith 99].

Pour une couche limite, on définit les paramètres caractéristiques suivants :

a) Epaisseur de la couche limite

L'épaisseur de la couche limite \$\delta\$ est définie comme la distance \$y\$ entre la surface de la couche et le point dans la couche limite où la vitesse \$v_y\$ est 1% de la vitesse maximale à la surface de la couche \$U\$.

b) Epaisseur de déplacement de la couche limite

L'épaisseur de déplacement de la couche limite \$\delta^*\$ est physiquement la distance de déplacement vers la surface libre dans l'écoulement non visqueux que la surface solide devrait avoir pour maintenir le même débit massique. Il est défini par l'équation (2.37).

$$\frac{\delta^*}{\delta} = \int_0^\infty \left(1 - \frac{v_l}{U}\right) d\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (2.37)$$

c) Epaisseur de quantité de mouvement

Cette conception est toute semblable à celle de l'épaisseur de déplacement : elle montre la quantité de mouvement déficitaire et c'est une mesure du frottement total sur la plaque.

Elle est définie par ξ :

$$\frac{\xi}{\delta} = \int_0^\infty \left(1 - \frac{v_l}{U}\right) d\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (2.38)$$

Les calculs effectués par Blasius [Kreith 99] ont conduit aux résultats suivants :

Pour une couche limite laminaire, l'épaisseur de la couche est exprimé en fonction du nombre de Reynolds par:

$$\frac{\delta}{x} = \frac{5}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (2.39)$$

Le coefficient de frottement est donné par :

$$C_f = \frac{0.664}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (2.40)$$

Blasius a supposé que les profils de vitesse dans la couche limite sont les mêmes et que ces profils ne dépendent pas de x . Il a trouvé différents profils analytiques qui convergent bien vers la solution exacte [Kreith 99] :

Parmi, ces profils, on utilise le profil de vitesse polynomial exprimé par :

$$\frac{v_l}{U} = 2\left(\frac{y}{\delta}\right) - \left(\frac{y}{\delta}\right)^2 \quad (2.41)$$

Pour une couche limite turbulente, l'épaisseur de la couche limite est exprimé par :

$$\frac{\delta}{x} = \frac{0.382}{\text{Re}_x^{1/5}} \quad (2.42)$$

Le coefficient de frottement devient :

$$C_f = \frac{0.0594}{\text{Re}_x^{1/5}} \quad (2.43)$$

Le profil de vitesse est ainsi défini par :

$$\frac{v_l}{U} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/n} \quad (2.44)$$

où n est un entier compris entre 6 et 10 (fréquemment $n = 7$).

2.2.5 Actions hydrodynamiques appliquées par le liquide sur une particule solide

2.2.5.1 Cadre général - Hypothèses

Le mouvement d'une particule dans un écoulement liquide est régi en partie par les actions hydrodynamiques dont l'origine réside dans les champs de pression et des contraintes agissant à la surface de la particule. Si on considère que ces actions sont appliquées au centre de gravité de la particule, elles ne contribuent donc pas à la rotation de la particule.

La force \vec{f}_H résultant de l'action de l'écoulement du liquide sur une particule est la somme de nombreuses contributions hydrodynamiques [Bigillon 01].

Ici, nous considérons uniquement les forces dues à l'action de l'écoulement moyen et à la répartition des vitesses autour de la particule. Les forces dues à l'accélération du liquide et à l'accélération de la particule ne sont pas comprises.

Compte tenu de ces simplifications, la force \vec{f}_H peut s'écrire de la façon suivante :

$$\vec{f}_H = \vec{f}_A + \vec{f}_T + \vec{f}_P \quad (2.45)$$

où \vec{f}_A , \vec{f}_T , \vec{f}_P désignent respectivement la force d'Archimède, la force de traînée et la force de portance.

2.2.5.2 Force d'Archimède

La force d'Archimède appliquée sur une particule est exprimée par:

$$f_A = -\rho_m V_p g \quad (2.46)$$

2.2.5.3 Force de traînée

La force de traînée \vec{f}_T est proportionnelle à la surface de la particule en regard de l'écoulement S_p , au carré de la vitesse relative $(\vec{v}_l - \vec{v}_p)$ de la particule, à la masse volumique du liquide et au coefficient de traînée C_T qui est une fonction du nombre de Reynolds de la particule Re_p . Pour une particule sphérique en mouvement dans un liquide, le nombre de Reynolds est donnée par :

$$Re_p = 2 R_p \frac{|\vec{v}_l - \vec{v}_p|}{\eta} \quad (2.47)$$

La force de traînée est ainsi définie par :

$$\vec{f}_T = -\frac{1}{2} \rho_m S_p C_T (Re_p) |\vec{v}_p - \vec{v}_l| (\vec{v}_p - \vec{v}_l) \quad (2.48)$$

Le coefficient C_T est usuellement calculé en appliquant la formule de Morsi (Tableau 2.1) qui a été déterminée dans le cas d'une sphère immobile plongée dans un écoulement uniforme, non cisailé et infini [Bigillon 01].

Re_p	C_T	Re_p	C_T
$Re_p < 0.1$	$C_T = \frac{24}{Re_p}$	$10^2 < Re_p < 10^3$	$C_T = \frac{98.33}{Re_p} - \frac{2778}{Re_p^2} + 0.364$
$0.1 < Re_p < 1$	$C_T = \frac{22.27}{Re_p} + \frac{0.0903}{Re_p^2} + 3.69$	$10^3 < Re_p < 5.10^3$	$C_T = \frac{148.62}{Re_p} + \frac{4.75 \times 10^4}{Re_p^2} + 0.357$
$1 < Re_p < 10$	$C_T = \frac{29.166}{Re_p} - \frac{3.8889}{Re_p^2} + 1.222$	$5.10^3 < Re_p < 10^4$	$C_T = \frac{490.546}{Re_p} + \frac{57.87 \times 10^4}{Re_p^2} + 0.46$
$10 < Re_p < 100$	$C_T = \frac{46.5}{Re_p} - \frac{116.67}{Re_p^2} + 0.6167$	$10^4 < Re_p < 5.10^4$	$C_T = \frac{1662.5}{Re_p} + \frac{5.4167 \times 10^4}{Re_p^2} + 0.5191$

Tableau 2.1 : Détermination du coefficient de traînée suivant Morsi

Pour des valeurs $Re_p < 0.1$, la force de traînée appliquée à une particule de Rayon R_p prend la forme suivante [Bigillon 01]:

$$\vec{f}_T = -6 \pi R_p \eta (\vec{v}_p - \vec{v}_l) \quad (2.49)$$

Cette équation est mieux connue sous le nom de la formule de Stokes.

2.2.5.4 Force de portance

La force de portance trouve son origine dans le cisaillement de l'écoulement (effet Saffman) et dans la rotation de la particule (effet Magnus) [Bigillon 01]. Chacun de ces effets induit un gradient de pression qui produit une force dirigée des hautes pressions vers les basses pressions et de direction orthogonale à celle du mouvement de la particule. Pour un nombre de Reynolds Re_p important, la force de portance est exprimée sous une forme analogue à la force de traînée.

Dans le cas où la particule avance dans le plan $\{x, y\}$, cette force s'écrit :

$$\vec{f}_P = -\frac{1}{2} \rho_m S_p C_p |\vec{v}_p - \vec{v}_l| (\vec{v}_p - \vec{v}_l) \wedge \vec{u}_z \quad (2.50)$$

où C_p est le coefficient de portance.

Morsi préconise de prendre comme valeur de C_p 85 % la valeur obtenue pour C_T [Bigillon 01].

2.2.5.5 Effet des parois et de confinement de la particule

Des contributions supplémentaires dues à l'effet des parois et du confinement des particules doivent être prises en compte. La présence d'une paroi à proximité d'une particule modifie l'écoulement autour d'elle et, par conséquent engendre des forces supplémentaires : une force dirigée dans le sens de l'écoulement et une force normale à la paroi qui a tendance à repousser la particule.

Généralement, ces actions supplémentaires sont prises en compte dans les coefficients de forces de traînée et de portance. Patnaik [Bigillon 01] a trouvé expérimentalement que pour une sphère située au voisinage de la paroi, le coefficient de traînée C_T peut augmenter jusqu'à 20 % en comparaison avec la valeur obtenue si la sphère est loin de la paroi. De même, le coefficient de portance C_p augmente lorsque l'interstice situé entre la sphère et la paroi diminue.

Pour $Re \approx 5000$, C_p varie entre 0.4 au niveau de la paroi et 0.1 pour un interstice valant le tiers de la hauteur de la couche. Concernant l'effet de confinement, le problème a été traité par Chhabra et Di Felice dans un écoulement dans un tube [Bigillon 01].

Pour un écoulement à surface libre, l'action de l'écoulement sur le mouvement de la particule est certainement modifiée à cause de la surface libre. Nous n'avons pas trouvé de travaux concernant cet effet.

2.3 Mouvement de la particule et équation du modèle dynamique

2.3.1 Equation du mouvement de la particule

Le mouvement de la particule est le résultat des actions magnétiques et hydrodynamiques. Ce mouvement est régi par l'équation dynamique suivante :

$$\sum \vec{f} = m_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} \quad (2.51)$$

En fonction des force citées précédemment, (2.51) se réécrit comme se suit :

$$m_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = \vec{P}_m + \vec{f}_H + \vec{f}_m + \vec{f}_{DD} \quad (2.52)$$

où \vec{P}_m est la force de pesanteur.

2.3.2 Couplage entre la phase liquide et la phase solide des particules

A partir du moment où les particules sont en mouvement au sein du liquide, l'écoulement devient biphasique. Le mouvement relatif d'une particule par rapport à celui du courant du liquide, animé d'une vitesse v_l , est déterminé par l'équilibre entre l'inertie de la particule, les actions hydrodynamiques exercées à la surface des particules, la résultante des forces magnétiques et de l'action de la force de gravité.

Pour apprécier les interactions entre la phase liquide et la phase solide, on introduit le nombre de Stokes S_t [Bigillon 01] qui est le rapport entre le temps caractéristique du courant du liquide au voisinage de la particule $t_l = R_p/v_l$, et le temps caractéristique relié à l'évolution de la particule en réponse aux actions hydrodynamiques, $t_p = m v_l / K v_l$, où K est le coefficient de la force de traînée qui s'écrit $K = 6\pi R_p \eta$ si l'écoulement est laminaire autour de la particule :

$$S_t = \frac{t_p}{t_l} \quad (2.53)$$

Lorsque $S_t \ll 1$, les termes inertiels peuvent être négligés devant les forces visqueuses et l'influence de la phase liquide sur la particule est forte. Inversement, lorsque $S_t \gg 1$, les termes inertiels de la particule prédominent ; la phase liquide a peu d'influence et la phase solide impose son comportement. En explicitant les termes caractéristiques dans l'équation (2.53), en considérant une sphère de rayon R_p et de masse volumique ρ_p en mouvement dans un liquide au repos, on obtient le nombre de Stokes suivant :

$$S_t = \frac{2 \rho_p v_p}{9 \eta} \quad (2.54)$$

2.4 Modèle mathématique du problème magnétohydrodynamique

Dans la physique de séparation magnétique, les phénomènes en présence sont fortement couplés. L'évolution de chacun influe fortement sur les autres. Pour cela, et afin de prendre en charge toutes les contraintes appliquées aux particules ainsi que l'évolution de la composition du matériau traité causé par le déplacement aléatoire des particules, on résout le système d'équation suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \right) = \vec{J}_s \\ \frac{v_l}{U} = 2 \left(\frac{y}{\delta} \right) - \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \\ m_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = \vec{P}_m + \vec{f}_H + \vec{f}_m + \vec{f}_{DD} \end{array} \right. \quad (2.55)$$

Le couplage des équations du système est assuré lors de l'introduction des différentes forces et la réévaluation de la perméabilité magnétique qui change instantanément à cause du déplacement des particules.

Conclusion

Les hypothèses prises en compte lors du développement des modèles magnétiques régissant les phénomènes en présence sont justifiées par le fait que les particules à traiter sont de taille fine ce qui permet de les rapprocher des sphères de géométrie régulière.

En ce qui concerne les modèles gouvernant le phénomène hydrodynamique, les hypothèses introduites ainsi que les simplifications effectuées sont justifiées par les limites de notre travail et son caractère électromagnétique.

Chapitre 3

Simulation de la capture dans la séparation OGMS

en voie humide

3 Simulation de la capture dans la séparation OGMS en voie humide

Le chapitre présent a deux objectifs principaux. Le premier est la validation des modèles mathématiques développés dans le chapitre précédent et le deuxième concerne le calcul des performances et des limites de l'utilisation de la technique de séparation magnétique proposée.

3.1 Validation des modèles mathématiques développés

Du fait que les équations approchant les variations des propriétés physiques du matériau traité et le modèle mathématique gouvernant les variations du champ de vitesse dans l'écoulement ne nécessitent pas de validation, on ne s'intéresse qu'à la validation du modèle (2.26) utilisé pour calculer la force magnétique appliquée aux particules.

3.1.1 Validation du modèle mathématique de la force magnétique

Pour la validation du modèle de la force magnétique, il s'agit de vérifier son exactitude et sa capacité de prendre en charge l'effet de l'interaction magnétique dipolaire DD entre les particules.

3.1.1.1 Vérification de l'exactitude du modèle de la force

Du fait que dans notre application, la séparation des particules est basée sur leur déviation vers la zone de capture (inducteur), nous nous intéressons donc à la vérification de l'intensité et de la direction de la force calculée.

Pour réaliser cette vérification, nous procédons au calcul de la force magnétique appliquée à un matériau magnétique dans un système de lévitation magnétique.

Le système de lévitation considéré est constitué d'une source de champ et une pièce ferromagnétique de forme rectangulaire. (voir Fig.3.1).

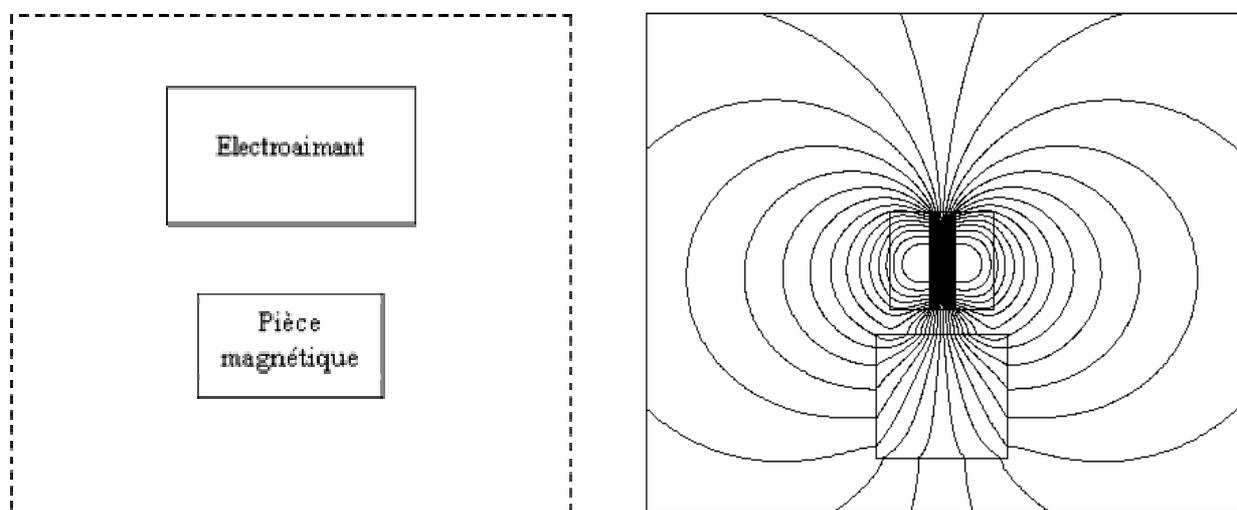


Figure 3.1 : Géométrie du système de lévitation magnétique traité et cartographie du champ

Le choix de ce système a deux intérêts majeurs. Le premier intérêt réside dans la possibilité de vérification par confrontation de nos résultats avec ceux obtenu par *Bastos et al* pour le même système [Bastos 03], quant au deuxième intérêt c'est la validation de la méthode de calcul de la force appliquée en comparant entre les résultats obtenus par cette méthode et ceux obtenus par d'autres méthodes, que nous avons programmé par ailleurs (Tenseur de maxwell et charges magnétiques équivalentes, (voir annexe B)). C'est dans le cas où les particules s'agglomèrent par exemple sous forme d'un regroupement de forme rectangulaire ou circulaire.

La comparaison entre les résultats obtenus par notre calcul (code numérique développés) et ceux obtenus et publiés par *Bastos et al* est représentée dans les figures 3.2 et 3.3.

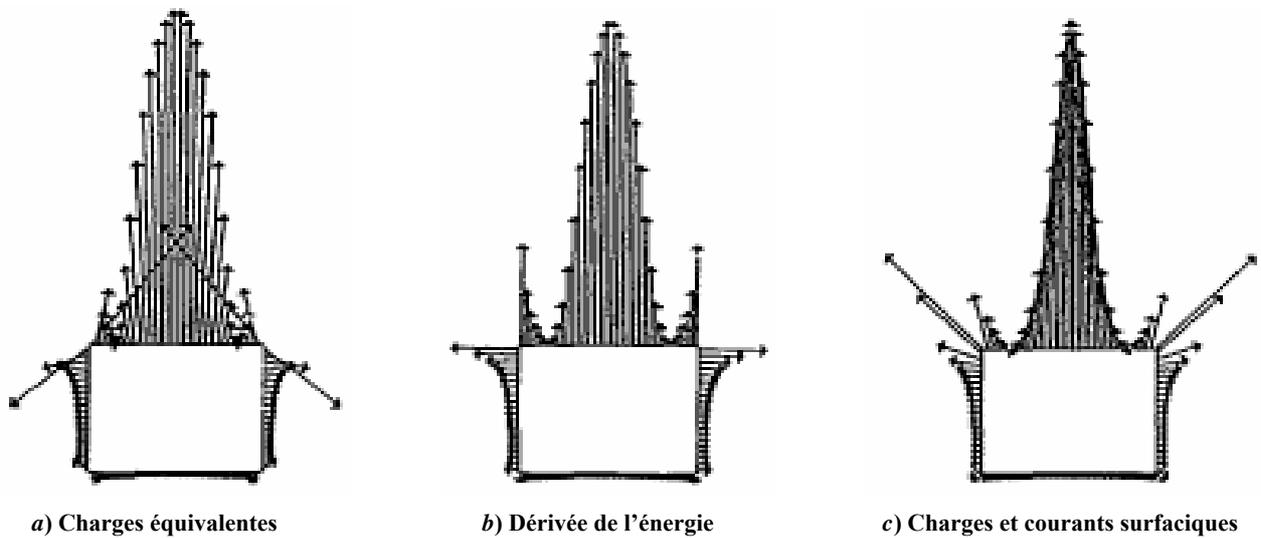


Figure 3.2 : Distribution de la force magnétique sur la surface d'une pièce [Bastos 03]

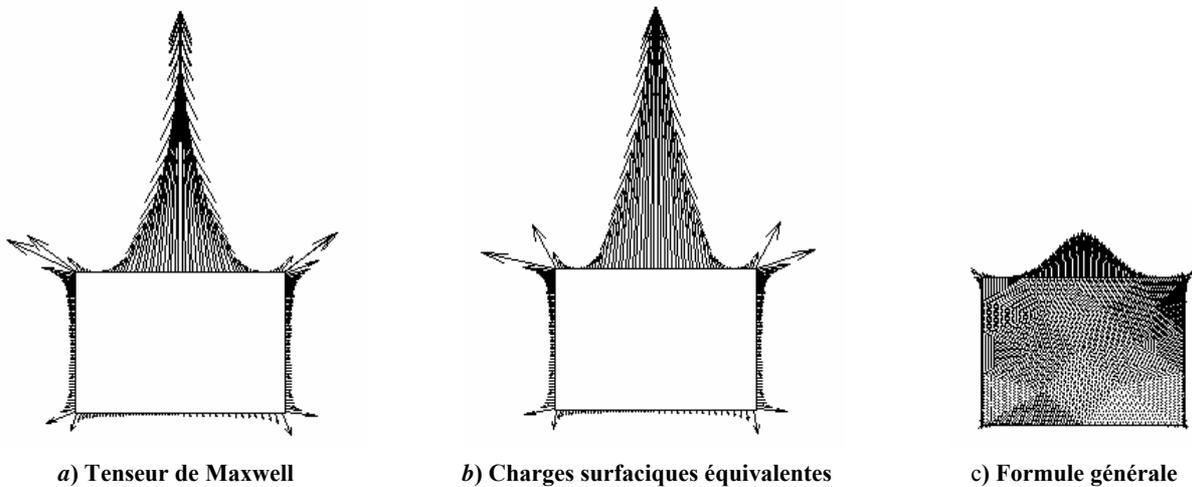


Figure 3.3 : Distribution de la force magnétique sur la surface d'une pièce rectangulaire [code développé]

Les figures ci-dessus montrent que toutes les méthodes de calcul donne la même distribution de la force (orientation des vecteurs de la force) sur la pièce magnétique avec une bonne concordance avec les résultats de Bastos. La seule exception se constate au niveau de l'amplitude des vecteurs de la force de la figure 3.3.c obtenu par le modèle et la méthode utilisés dans notre cas.

Cette exception est justifiée par le fait que dans la méthode utilisée, la force est calculée aux centres des éléments du maillage de la pièce considérée et non à la surface de la pièce comme est le cas des autres méthodes. En parallèle, on voit qu'il y a une sorte de compensation des forces entre les régions d'attraction et de répulsion. C'est-à-dire, si dans la zone d'attraction dans la figure 3.3.c, les amplitudes des vecteurs sont inférieures comparativement à celles des figures 3.3.a et 3.3.b, on voit aussi que les amplitudes dans les zones de répulsion sont inférieurs. Cela conduit au résultat immédiat que les intensités des résultantes des forces dans tous les cas seront les mêmes.

Afin de consolider nos conclusions et partant du fait que dans notre travail, on s'intéresse aux particules de forme sphérique (circulaire en 2D), nous avons traité le cas d'une pièce de forme circulaire.

Les résultats obtenus ainsi que la comparaison effectuée sont montrés dans les figures suivantes :

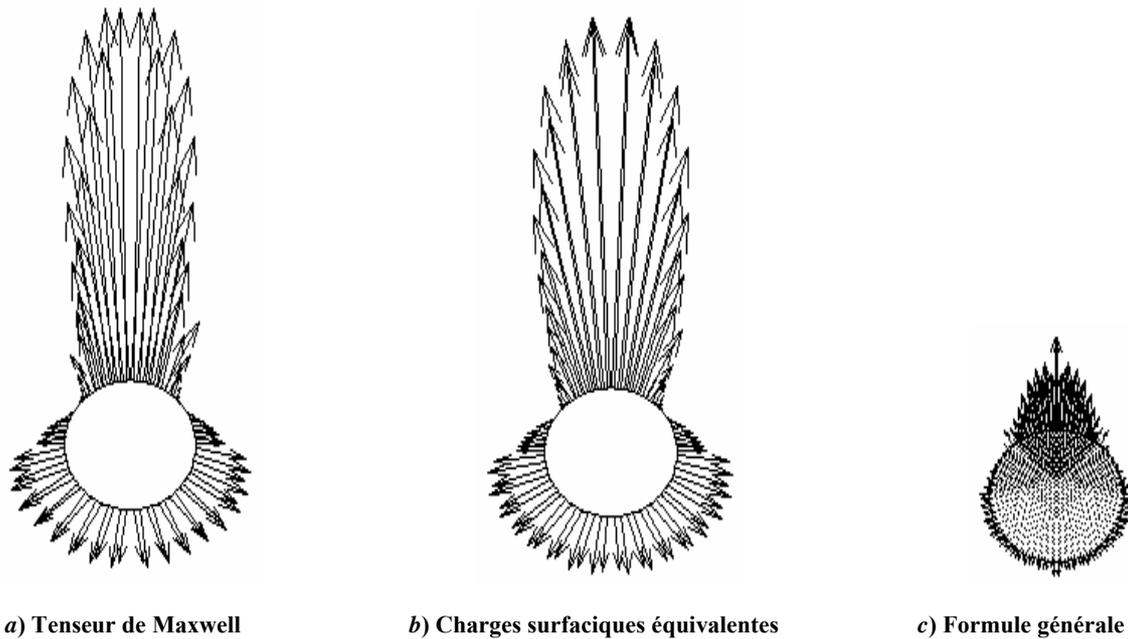


Figure 3.4 : Distribution de la force magnétique sur la surface d'une pièce circulaire [code développé]

D'après les résultats ci-dessus, on constate le même phénomène rencontré dans le cas de la pièce rectangulaire (voir Fig.3.4.c).

Pour vérifier le phénomène de compensation des forces prononcé précédemment, on a procédé au calcul et à la comparaison des valeurs de la résultante de la force magnétique appliquée à la pièce.

Pour réaliser une bonne comparaison, on a calculé la force pour des distances différentes entre la pièce et la source du champ.

La comparaison des résultats obtenus par les trois méthodes est présentée dans la figure suivante :

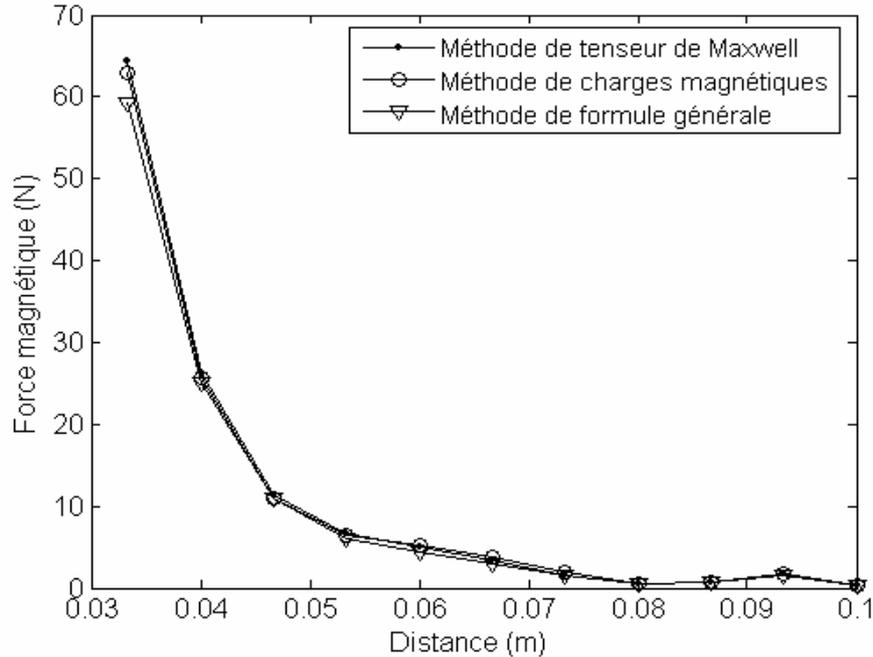


Figure 3.5 : Variation de la force magnétique en fonction de la distance entre la pièce et la source du champ

La figure 3.5 montre que l'intensité de la force obtenue par la méthode de calcul utilisé est la même que celle obtenue par les méthodes de Tenseur de Maxwell et charges magnétiques équivalentes quelque soit la position de la pièce (particule). Cela prouve clairement l'exactitude du modèle et la méthode utilisés pour le calcul de la force magnétique.

L'avantage majeur de la méthode de calcul adoptée réside dans la possibilité de calculer la force magnétique appliquée sur un dipôle ponctuel et même l'évaluation du champ de la force magnétique appliqué dans toute la région de capture.

3.1.1.2 Vérification de la capacité du modèle de la force à prendre en charge l'interaction magnétique dipolaire DD

Pour vérifier la capacité du modèle de la force à prendre en charge la force de l'interaction entre les particules, on a procédé au calcul des forces appliquées sur deux et trois particules soumises à un champ magnétique statique. Afin de vérifier la nature de cette interaction, on a traité des cas différents de positions des particules l'une par rapport à l'autre.

La vérification de la nature de l'interaction pour chaque cas est effectué en utilisant le modèle (2.29) valable pour deux particules aimantées.

Afin de mettre en évidence l'effet local de l'interaction magnétique DD qui peut être négligeable devant l'interaction principale entre les particules et le champ extérieur appliqué, on a considéré des particules suffisamment éloignées du capteur.

Les résultats obtenus pour des particules identiques ($R_p = 5 \times 10^{-4}$ m et $\mu_r = 118$.) sont montrés dans les figures suivantes :

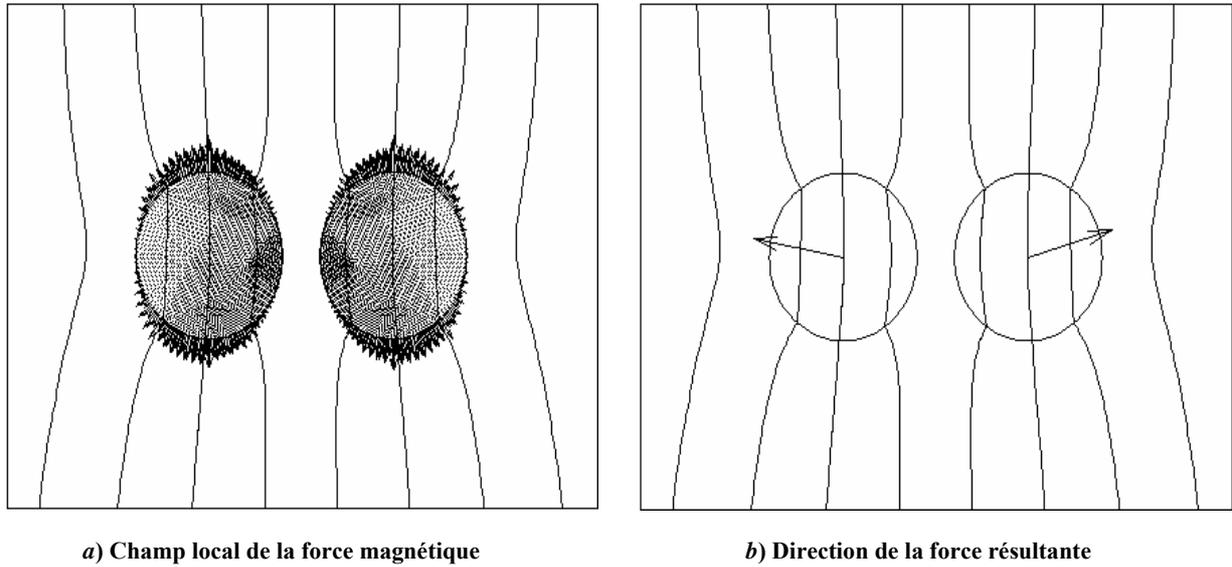


Figure 3.6 : Force magnétique appliquée sur deux particules voisines aimantée selon $\theta_1 = \theta_2 = 90^\circ$

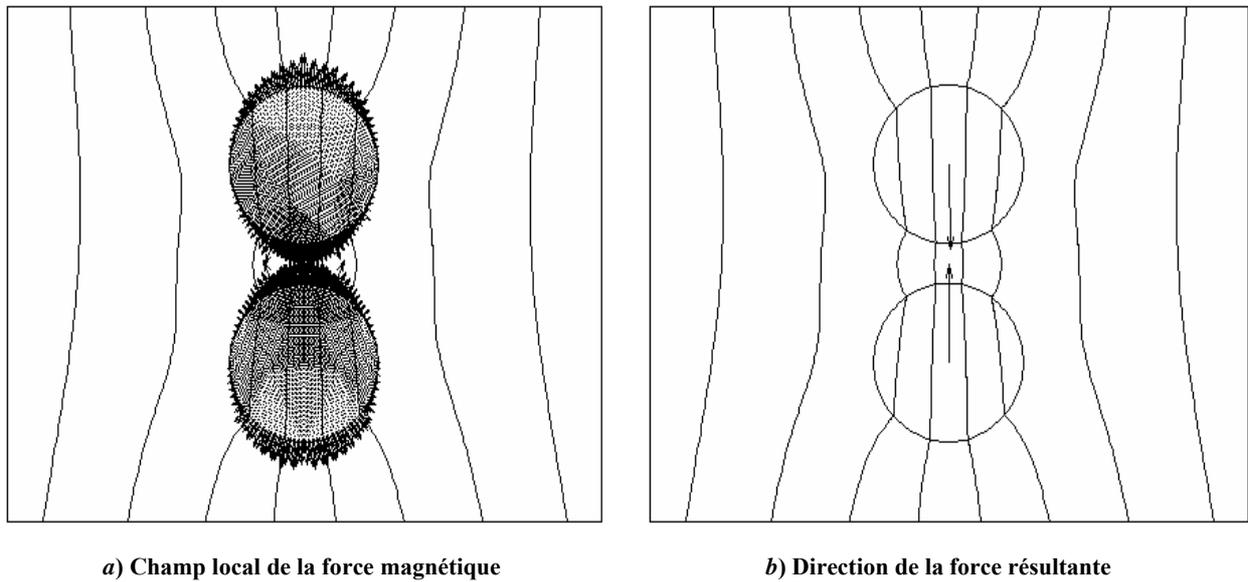


Figure 3.7 : Force magnétique appliquée sur deux particules voisines orientées selon $\theta_1 = \theta_2 = 0^\circ$

Les figures ci-dessus montrent qu'une répulsion existe entre particules alignées horizontalement et une attraction entre les particules alignées verticalement dans le sens du champ appliqué. Cela peut être facilement vérifié en se servant de (2.29).

A fin de nous approcher à la réalité où les particules sont dispersées aléatoirement, nous avons traité le cas de trois particules voisines dont les résultats sont les suivants :

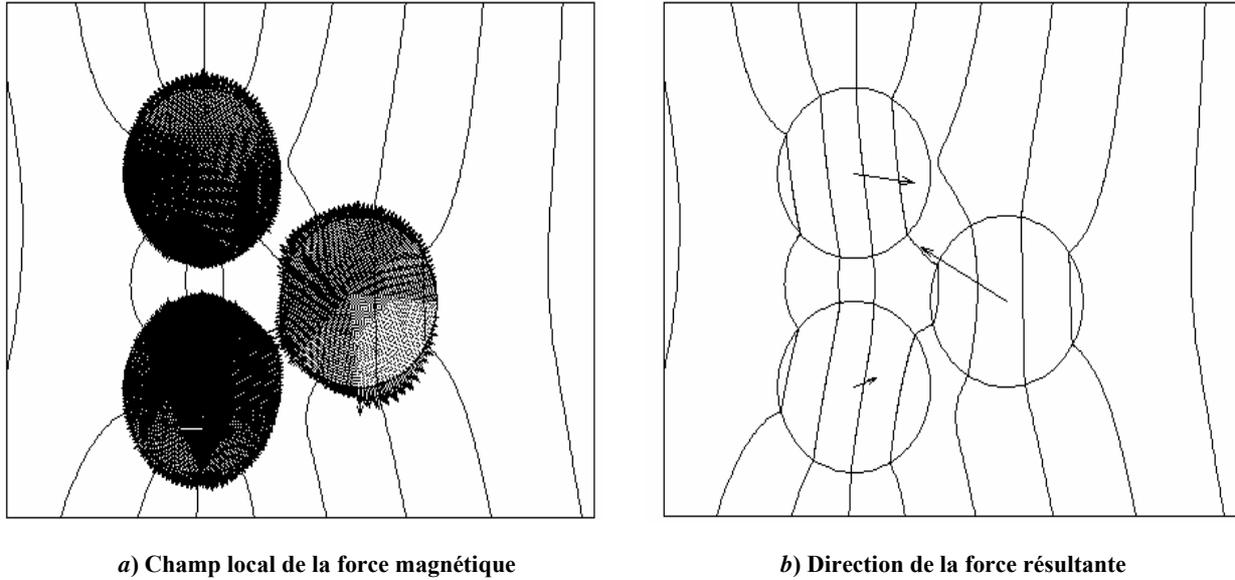


Figure 3.8 : Force magnétique appliquée sur trois particules aimantées voisines

Conclusion

La procédure de validation effectuée a montré l'exactitude et la capacité de prendre en charge de l'effet de l'interaction magnétique dipolaire du modèle utilisé et a permis de vérifier que la méthode de calcul appliquée.

Dans une dispersion aléatoire, et d'après les résultats de la figure 3.8, la répulsion entre particules est quasiment exclue parce que les particules effectuent des rotations pour s'aligner au champ appliqué. Alors, dans une dispersion aléatoire, l'interaction magnétique DD est attractive ce qui conduit à des agglomérations des particules avant leur arrivée au capteur (voir Fig.3.8).

En examinant la figure 3.8.b, on voit que les agglomérations des particules conduisent à des groupes de particules sous forme de chaînes qui se stabilisent au niveau du capteur.

3.1.2 Validation du modèle magnétodynamique et méthode de résolution

En ce qui concerne la validation du modèle magnétodynamique, il s'agit de vérifier la capacité et l'exactitude des modèles développés à traduire les actions et les contraintes appliquées sur les particules. Dans cette validation, on se base sur le calcul du comportement des particules lors de l'application du champ magnétique.

Pour représenter et comprendre le comportement d'une particule en mouvement, on calcule sa trajectoire, ce qui permet à la fois de prédire la zone probable de sa capture et le temps de sa séparation.

3.1.2.1 Trajectoires des particules et effets des actions appliquées

Pour le calcul des trajectoires des particules, on considère un liquide visqueux en écoulement dans un canal rectangulaire. Afin d'éviter toutes agglomérations des particules à l'entrée du canal, le capteur en est supposé suffisamment éloigné.

Dans ce calcul, et pour prendre en charge convenablement le modèle approchant la distribution de la vitesse dans l'écoulement ainsi que la prise en compte correcte des actions hydrodynamiques, on considère un nombre limité de particules situées initialement à l'entrée du canal.

a) Effet de l'écoulement et des actions hydrodynamiques

Du fait que les actions hydrodynamiques sont liées directement à la vitesse de l'écoulement, l'étude de leur effet sur le mouvement (trajectoire) de la particule sera prise en charge en effectuant une étude par changement de la vitesse moyenne du liquide. Dans cette étude, on se limite à un écoulement laminaire dans lequel le champ de la vitesse est évalué en utilisant (2.41). Pour effectuer ce calcul, nous considérons un écoulement visqueux de hauteur $h_e = 0.01\text{m}$ et de largeur $b_e = 0.11\text{m}$.

Les propriétés physiques du liquide considéré et les paramètres de calcul sont présentés dans le tableau suivant :

Le liquide traité (Eau 59.33%, Farine 39.56%, particules 1.11%)		Particules (sphère solide de fer)		Champ électromagnétique utilisé	
Viscosité η (kg/m.s)	9.9×10^{-3}	Rayon (m)	30×10^{-6}	Nature	Statique
Densité ρ (kg/m ³)	889	Densité ρ (kg/m ³)	7860		
Perméabilité μ_r	1.11	Perméabilité μ_r	118	B_{\max} (T)	0.178
Hauteur de l'écoulement (m)	0.01				

Tableau 3.1 : Données de calcul des trajectoires des particules

Pour préserver le régime laminaire de l'écoulement et ainsi l'utilisation du modèle (2.41), on se limite à des vitesses faibles à moyennes.

Pour vérifier l'exactitude du profil de vitesse utilisé et montrer l'importance des actions hydrodynamiques, nous effectuons une comparaison entre les résultats qu'on calcule avec profil de vitesse et avec vitesse homogène constante dans l'écoulement.

La confrontation des résultats obtenus dans le plan $\{x, y\}$ est présentée dans les figures suivantes :

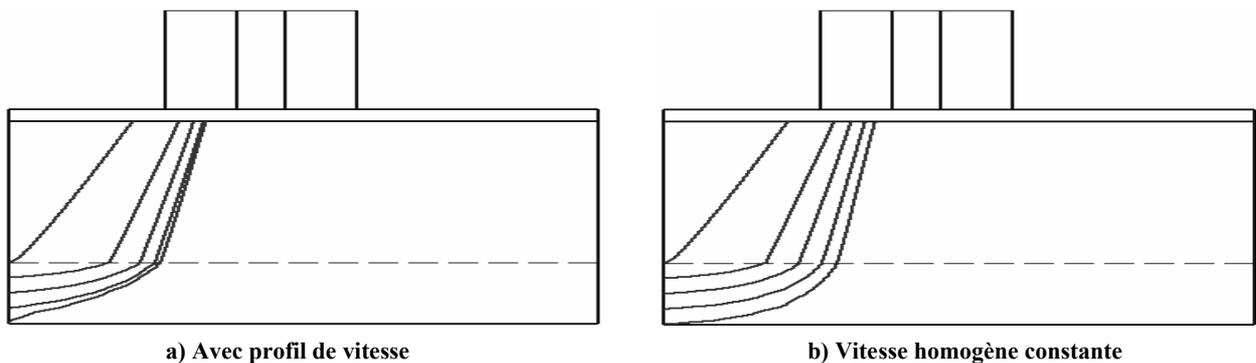


Figure 3.9 : Trajectoires des particules obtenues pour une vitesse maximale $U= 0.2 \text{ m/s}$

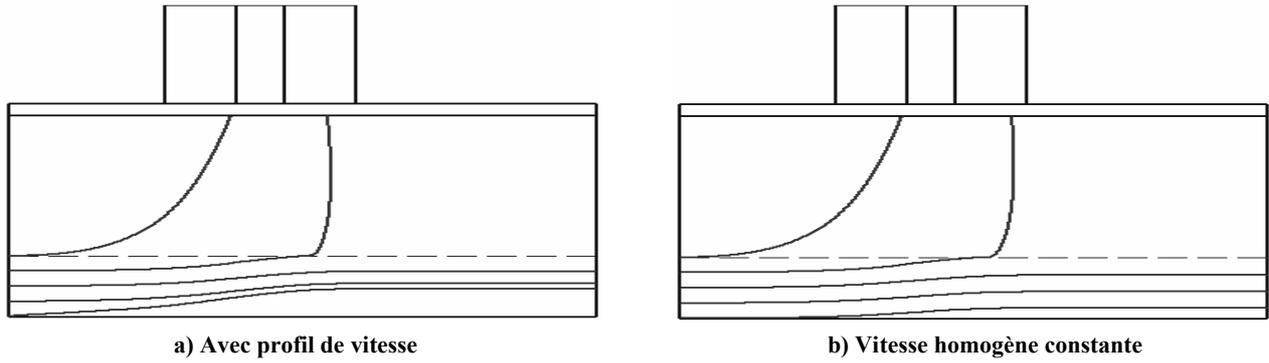


Figure 3.10 : Trajectoires obtenues pour une vitesse maximale $U= 4$ m/s

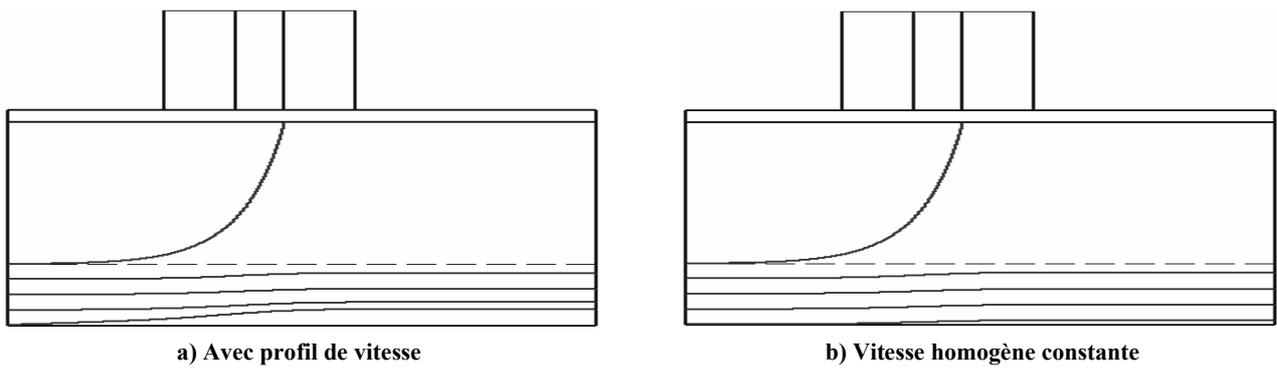


Figure 3.11 : Trajectoires obtenues pour une vitesse maximale $U= 10$ m/s

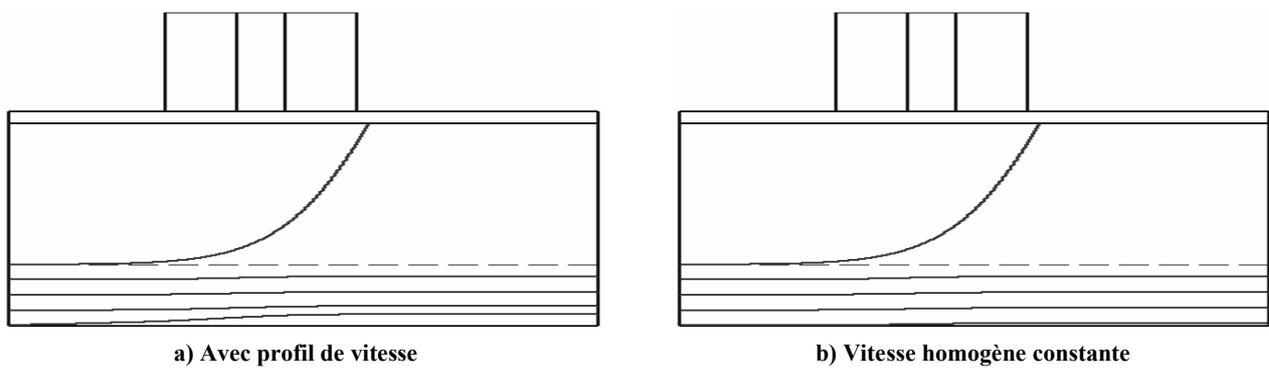


Figure 3.12 : Trajectoires obtenues pour une vitesse maximale $U= 18$ m/s

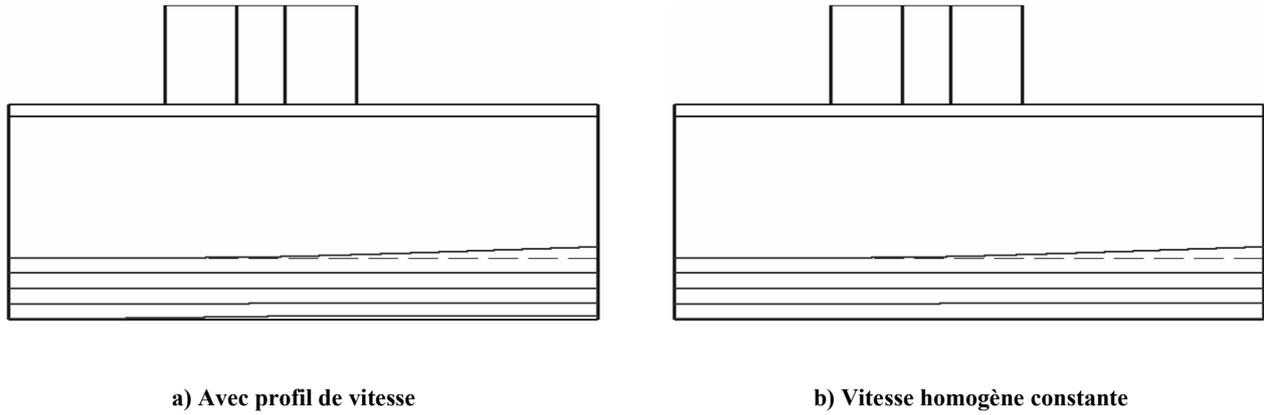


Figure 3.13 : Trajectoires obtenues pour une vitesse maximale $U=100$ m/s

Commentaire

Tout d'abord, nous signalons que la ligne en pointillé dans les figures ci-dessus indique le niveau de l'écoulement liquide.

Sur les figures ci-dessus, la validité du modèle utilisé pour approcher la distribution réelle de la vitesse dans l'écoulement apparaît au niveau des trajectoires des particules situées initialement au fond du canal. En ce qui concerne l'effet des actions hydrodynamiques sur le mouvement des particules ainsi que sur l'efficacité de capture, on voit que dès qu'une particule située initialement au fond du canal décolle vers le haut (déplacement d'une distance Δy), l'effet de l'écoulement s'amplifie en entraînant les particules avec le courant du liquide. Cette amplification est accompagnée par une croissance de la force d'attraction magnétique de la particule vers le capteur. Dans le cas d'une vitesse faible (Fig 3.9), l'action magnétique est dominante et une capture totale est obtenue. Par contre, pour des vitesses d'écoulement importantes (Fig 3.10 et 3.11), les actions hydrodynamiques commencent à dominer l'action magnétique en limitant la capture aux particules situées plus près de la surface libre de l'écoulement. Pour des vitesses plus importantes (Fig 3.12 et 3.13), les actions hydrodynamiques dominent complètement l'action magnétique et aucune capture n'est obtenue. De ces constatations, on conclut qu'à l'exception du cas de faible vitesse d'écoulement, les actions hydrodynamiques ont un effet nuisible sur la capture.

b) Effet de l'interaction magnétique dipolaire DD

Dans le calcul précédent, le champ perturbateur créé par les particules aimantées ainsi que l'interaction entre les particules a été totalement négligée. En réalité, et pour des particules ferromagnétiques, l'interaction magnétique dipolaire DD importante peut avoir une contribution positive en faveur de la capture. Cela est réduit principalement aux agglomérations transitoires des particules loin du capteur. Dans ce qui suit, on va estimer l'effet de l'interaction DD sur les trajectoires des particules ainsi que l'efficacité de capture. Pour cela, on va traiter le cas d'une particule isolée et de deux particules voisines

Pour bien distinguer et mieux estimer l'effet de l'interaction magnétique dipolaire qui peut être négligeable en présence de fortes actions hydrodynamiques, nous traitons le cas de particules

immergées dans un liquide stable. Pour une meilleure clarté des résultats, on suppose des particules de taille importante ($R_p = 5 \times 10^{-4}$ m).

Les résultats obtenus sont montrés dans les figures ci-dessous.

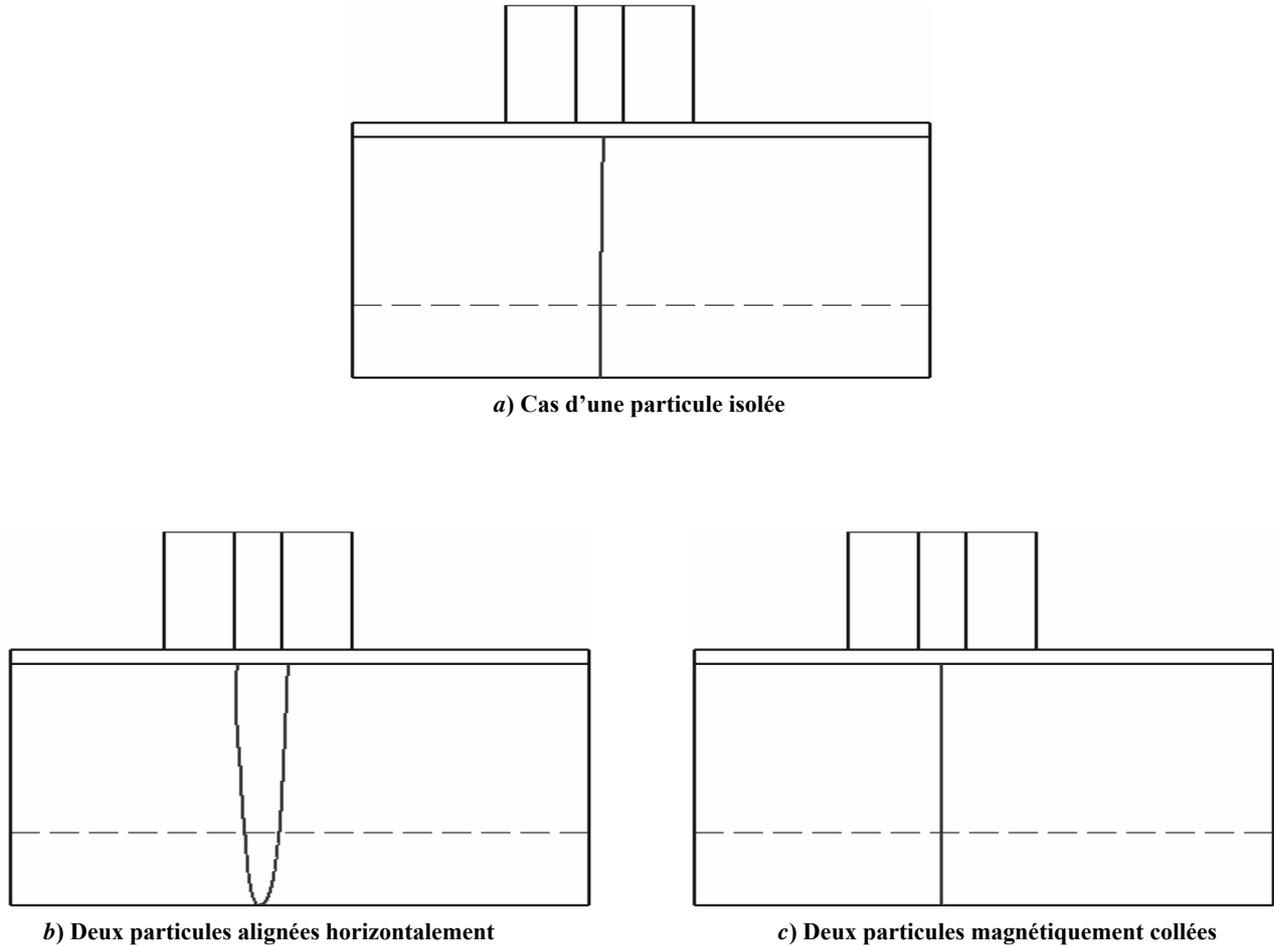


Figure 3.14 : Effet de l'interaction magnétique dipolaire DD sur les trajectoires des particules

Sur les figures ci-dessus, nous voyons que la trajectoire d'une particule est influencée par les particules voisines. Cette influence apparaît pour le moment sur le lieu de sa capture.

L'évaluation du temps à l'arrivée des particules au capteur a donné pour une particule isolée un temps de séparation $t = 4.85 \times 10^{-2}$ s.

Pour deux particules voisines alignées horizontalement (interaction DD répulsive) $t = 5.15 \times 10^{-2}$ s et pour deux particules magnétiquement collée (agglomérées) $t = 3.05 \times 10^{-2}$ s.

De ces résultats, on conclut que l'interaction magnétique dipolaire DD qui génère le phénomène de l'agglomération dans une dispersion aléatoire améliore la procédure de séparation en accélérant la capture. Pour vérifier cette accélération de la capture, nous avons calculé et comparé les variations de la vitesse de déplacement pour les cas d'une particule isolée et deux particules magnétiquement collées.

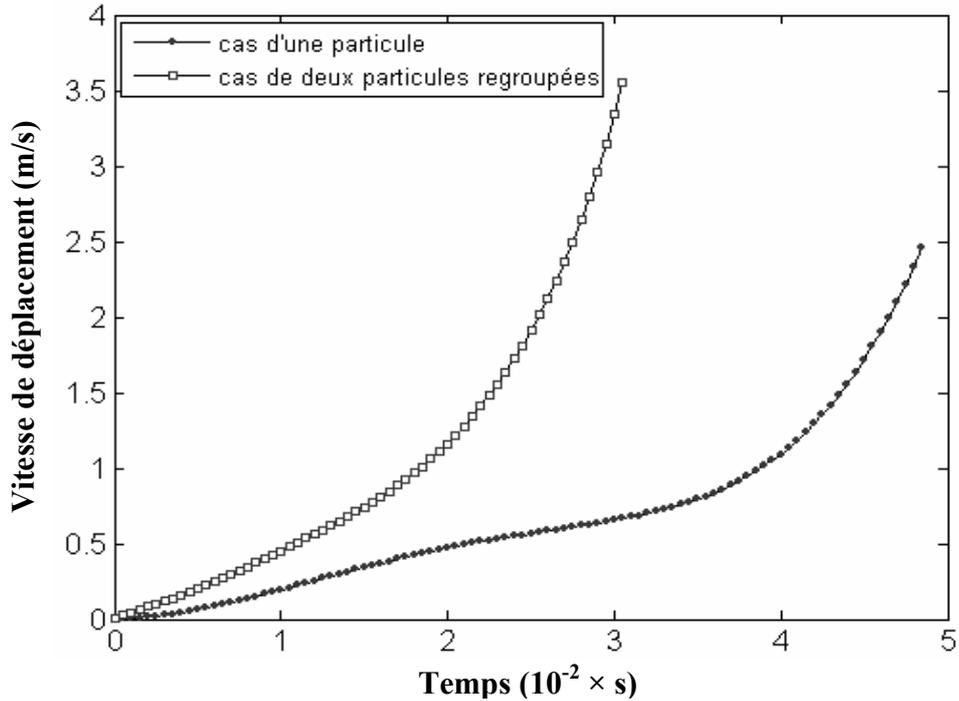


Figure 3.15 : Evolution de la vitesse de déplacement des particules.

Conclusion

L'étape de calcul effectuée a montré la capacité et l'exactitude du modèle développé à prendre en charge les contraintes magnétiques et hydrodynamiques présentes dans un système de séparation magnétique en voie humide.

Les résultats obtenus pour un nombre limité de particules ont montré préalablement que les performances de la séparation OGMS en voie humide dépendent fortement de toutes les contraintes en présence.

3.2 Simulation de la capture et calcul des performances de la séparation OGMS utilisée

Dans un séparateur magnétique, le déplacement des particules de nombre indéfini est fortement aléatoire. Cela conduit à une dispersion spatiale de particules qui n'est pas forcément homogène dans toutes les directions. A cela, il s'ajoute l'effet de l'interaction magnétique dipolaire DD lequel dans le cas de concentrations locales importantes, conduit à des agglomérations de particules avant leur capture.

Les agglomérations des particules de formes irrégulières infectent l'homogénéité du milieu traité, ce qui engendre des difficultés d'étude du problème de la séparation et de la mise en œuvre des modèles mathématiques développés. A ces difficultés, il se rajoute le problème de la dispersion aléatoire du nombre inconnu de particules. En conclusion, les difficultés de l'étude du problème réel de la séparation résident dans le fait que :

- la dispersion aléatoire d'un nombre inconnu des particules exclu complètement l'utilisation du modèle (2.29) utilisé qui sert à calculer la force de l'interaction DD et rend (2.26) difficile à mettre en œuvre
- les formes irrégulières des agglomérations des particules ne permettent pas l'exploitation des modèles approchant les actions magnétiques et hydrodynamiques développées essentiellement pour une particule de forme sphérique.
- Les agglomérations des particules situées loin du capteur peuvent fortement perturber l'écoulement (ou bloquer complètement l'écoulement), ce qui limite l'utilisation des modèles approchant la distribution de la vitesse dans un écoulement à surface libre à couche limite.

Pour une simulation de la capture qui peut conduire à l'estimation des performances et limites d'application de la technique de séparation proposée, nous avons développé une approche numérique bidimensionnelle capable de prendre en charge le déplacement aléatoire d'un nombre inconnu de particules, l'interaction magnétique DD et ses conséquences et les différentes actions hydrodynamiques.

Dans la littérature, on a trouvé l'approche développée par Fletcher [Fletcher 91] pour des particules paramagnétiques. Dans une telle approche, l'interaction magnétique dipolaire entre particules a été introduite en considérant un flux de particules régi par une équation de continuité développée en régime statique. A cette équation, on couple l'équation de mouvement d'une particule où l'effet de chaque contrainte est évalué isolément en résolvant cette équation en régime statique. L'évolution de la distribution des particules ainsi que les grandeurs liées sont calculées en multipliant la vitesse de la particule (obtenue par superposition des effets des contraintes calculées isolément) par la densité des particules.

Malgré son exactitude et sa simplicité de mise en œuvre, cette méthode a l'inconvénient majeur de ne pas s'adapter aux particules ferromagnétiques, dont l'aimantation peut perturber fortement le champ appliqué, et les agglomérations peuvent détruire complètement l'homogénéité du milieu traité.

3.2.1 Approche bidimensionnelle développée

3.2.1.1 Hypothèses

L'approche bidimensionnelle du problème de la séparation magnétique a été justifié par le fait que :

- Le dispositif ne possède aucune variance par translation suivant la direction \vec{u}_z (longueur importante de l'inducteur dans cette direction) ;
- L'écoulement est uniforme au voisinage du capteur où les phénomènes en présence interviennent ;

- L'interaction magnétique DD est négligeable dans la direction \vec{u}_z parce que l'induction ainsi que la force d'attraction principale est constante dans cette direction (effet de bords négligé) ;
- La faible concentration des particules dans les liquides à traiter ne conduit qu'à des agglomérations transitoires de taille faible qui ne perturbent pas l'écoulement ;
- Le capteur est suffisamment éloigné de l'écoulement, ce qui évite toutes perturbations ou blocage du liquide qui peut être causé par le dépôt statique des particules.

L'approche concernée est développée pour prendre en charge le déplacement aléatoire d'un nombre inconnu de particules ferromagnétiques, l'infection de l'homogénéité du milieu traité causée par l'agglomération transitoire des particules et les fortes perturbations locales du champ appliqué. Cette approche est basée sur la prise en compte des changements locaux de la perméabilité magnétique causés par le déplacement et l'agglomération des particules lors de la résolution du système couplé (2.55).

Cette approche est appliquée dans un maillage éléments finis (EF) bidimensionnel (2D) réduit à la zone de capture dans laquelle les phénomènes en présence prennent effet.

3.2.1.2 Déplacement des particules et perméabilité magnétique locale

Lors de l'application du champ magnétique, les particules se déplacent d'une manière aléatoire permettant la formation des agglomérations de particules qui affectent fortement l'homogénéité de la distribution et modifient leurs concentrations dans le milieu. Cela ne permet pas ensuite de considérer une perméabilité magnétique équivalente globale à cause de la non homogénéité des interactions magnétiques entre les inclusions (particules) magnétiques [Sihvola 92]. Ainsi, l'équation (2.16) modélisant la perméabilité magnétique du mélange devient non valide.

Afin de dépasser ce problème et permettre une modélisation de la perméabilité magnétique dans le milieu, le concept de perméabilité magnétique locale est introduit. Pour évaluer cette perméabilité locale, nous avons adopté le principe d'homogénéisation locale de la concentration des particules dans le milieu, ce qui permet d'exploiter le modèle (2.16).

Ainsi, dans un élément fini où la concentration de particules est supposée homogène, le modèle approchant la perméabilité magnétique du mélange se réécrit sous la forme suivante :

$$\mu_e = \mu_0 + 3\mu_0 \frac{c_e \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + 2\mu_0}}{1 - c_e \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + 2\mu_0}} \quad (3.1)$$

où c_e est la concentration élémentaire des particules.

La perméabilité μ_e est évaluée à chaque instant en fonction de l'évolution de la dispersion des particules qui se calcule par résolution du système (2.55). Une telle résolution nécessite la

connaissance préalable de la taille du système dynamique (2.52) qui gouverne le mouvement des particules. Partant du fait que dans la pratique le nombre de particules de taille fine dans une dispersion ne peut être connu et afin de définir la taille du système (2.52), nous avons développé une approche dynamique basée sur l'introduction d'un concept de particules pilotes qui permettent le contrôle du mouvement de toute la dispersion de particules. Ce contrôle se fait en supposant dans chaque élément fini contenant des particules, une particule pilote qui va gouverner la modification de la concentration élémentaire.

Initialement, le nombre de particules pilotes ainsi que le nombre d'équations du système dynamique (2.52) est égale au nombre d'éléments ayant une concentration particulaire non nulle dont la distribution est générée d'une manière aléatoire selon les conditions de l'application considérée.

Lors de la résolution du problème de la séparation (simulation), le nombre de particules pilotes et donc la taille du système (2.52) dépend directement de l'évolution de la concentration des particules (déplacement des particules pilotes).

Si après un temps Δt des particules pilotes arrivent au même endroit (élément fini), elles seront considérées comme agglomérées. Ainsi, le nombre total de particules pilote sera réduit (la taille de l'élément considéré et la nouvelle concentration élémentaire sont prise en compte). Si une particule pilote arrive au capteur, elle sera considérée comme séparée et elle sera immédiatement éliminée du processus de résolution et la taille du système dynamique sera ainsi réduite.

En plus des phénomènes de l'agglomération et de la capture, le nombre de particules pilotes dépend de la procédure de l'injection en cas de traitement de liquides en mouvement. Dans ce cas (objet de ce travail), on injecte à chaque instant un nombre constant de particules pilotes lié au nombre d'éléments du maillage de la zone d'injection qui dépend à son tour du débit du liquide traité et de la qualité de maillage (voir Fig 3.24). Le nombre d'injections dépend du volume du liquide à traiter et de son débit.

En conclusion, le nombre de particules pilotes ainsi que la taille du système dynamique dépendent de la concentration globale des particules dans le mélange, du phénomène de l'agglomération, de la qualité de capture et de la procédure de l'injection.

Le développement de notre approche a été basé sur les considérations suivantes :

- Les propriétés physiques dans un élément fini sont constantes ;
- L'induction magnétique dans un élément fini est constante, ce qui signifie que les particules de l'élément acquièrent la même aimantation et donc subissent la même force magnétique qui les déplace à la même position d'arrivée ;
- L'effet attractif important de l'interaction magnétique dipolaire dans l'élément force les particules de l'élément à se regrouper et se déplacer ensemble.

3.2.1.3 Prise en charge des différentes actions dans l'approche développée

Pratiquement, dans un séparateur magnétique, le phénomène d'agglomération des particules conduit à des groupes de particules de formes géométriques irrégulières (plus proches des chaînes de particules (voir Fig 3.8)) qui ne permettent pas l'exploitation des modèles approchant les actions magnétiques et hydrodynamiques obtenus précédemment pour des particules sphériques. Dans un liquide faiblement concentré en particules de taille fine, et du fait que l'étude de leur comportement se focalise sur la phase d'avant capture, on suppose que les groupes de particules sont de petites tailles qui peuvent être approchés à des sphères solides équivalentes.

Cette approche géométrique est appliquée à chaque groupe élémentaire de particules où la taille de la sphère équivalente (particule pilote) dépend de la concentration élémentaire c_e (voir Fig.3.16).

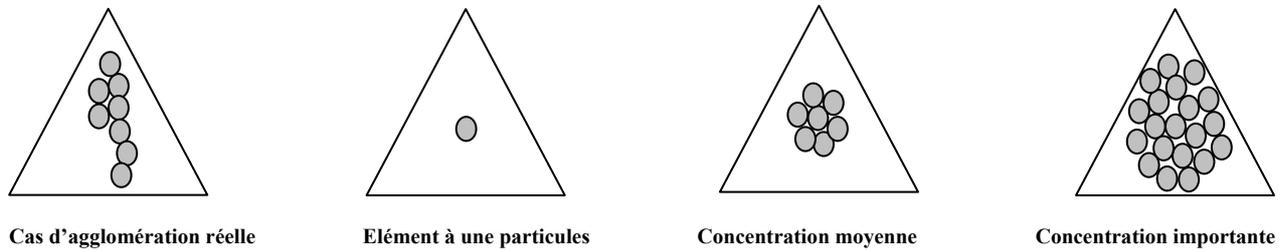


Figure 3.16 : Remplissage d'un élément fini et approche de la forme géométrique de l'agglomérat

a) *Propriétés physiques de la particule pilote*

Du fait que la particule pilote remplace le groupe élémentaire de particules réelles de propriétés physiques non changeables (conditions de linéarité respectées), il ne reste qu'à déterminer le volume de la particule pilote pour qu'on puisse projeter les modèles mathématiques précédents et évaluer les actions résultantes appliquées au groupe. Pour déterminer le volume de la particule, il suffit de connaître son rayon équivalent.

Pour calculer le rayon équivalent d'une particule pilote, nous nous sommes basés sur des considérations physiques réelles qui doivent être vérifiées dans notre approche. Ces considérations sont réduites à la vérification de l'identification de la force magnétique responsable de la capture. Cette identification s'explique par le fait que la force magnétique appliquée sur une particule dans le cas réel et celle appliquée sur une seule particule contenue dans un élément fini (cas de notre approche) soient égales.

Mathématiquement, et dans le cas bidimensionnel, nous écrivons pour le cas réel;

$$\vec{f}_{m1} = \mu_0 S_{p1} (\vec{M} \cdot \vec{\nabla}) \vec{H} \quad (3.2)$$

Et pour le cas de notre approche (particule incluse dans un élément),

$$\vec{f}_{m2} = \mu_0 S_{p2} (\vec{M} \cdot \vec{\nabla}) \vec{H} \quad (3.3)$$

Du fait qu'on est dans le cas d'une seule particule, l'aimantation \vec{M} et le champ \vec{H} sont les mêmes, nous pouvons écrire ;

$$\vec{f}_{m1} = \vec{f}_{m2} \quad (3.4)$$

En fonction de la concentration élémentaire c_e , et la surface de l'élément concerné S_e , la surface de la particule (ici on calcule avec la surface du cercle) utilisée dans (3.2) s'exprime par :

$$S_{p2} = c_e S_e \quad (3.5)$$

Alors (3.4) conduit au rayon équivalent de la particule pilote exprimé en fonction de la concentration élémentaire et la section de l'élément considéré par :

$$R_{eq} = \left(\frac{c_e S_e}{\pi} \right)^{1/2} \quad (3.5)$$

Les propriétés physiques et géométriques de la particule pilote sont totalement définies, il ne reste qu'à les évaluer en fonction de l'évolution de la concentration et appliquer les modèles des actions magnétiques et hydrodynamiques.

En fin, dans notre approche, le système d'équation à résoudre pour les particules pilotes en tenant compte de (3.1) est donnée par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \right) = \vec{J}_s \\ \frac{v_l}{U} = 2 \left(\frac{y}{\delta} \right) - \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \\ m_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = \vec{P}_m + \vec{f}_H + \vec{f}_m \end{array} \right. \quad (3.6)$$

3.2.2 Mise en œuvre de l'approche et méthode de résolution

L'approche développée sera appliquée pour calculer les performances de la séparation OGMS en voie humide et estimer les limites de son utilisation. Cela sera basé sur la simulation de la capture des particules en tenant compte des phénomènes intervenant.

Une telle simulation est basée sur la résolution du système (2.55) où le couplage de ces équations est assuré par l'introduction de (3.1). Pour une telle résolution, nous avons couplé les méthodes numériques des éléments finis (FE) et Runge Kutta d'ordre 4 (RK4).

Le processus de couplage et les étapes de la résolution sont illustrés dans le schéma synoptique de la figure 3.17.

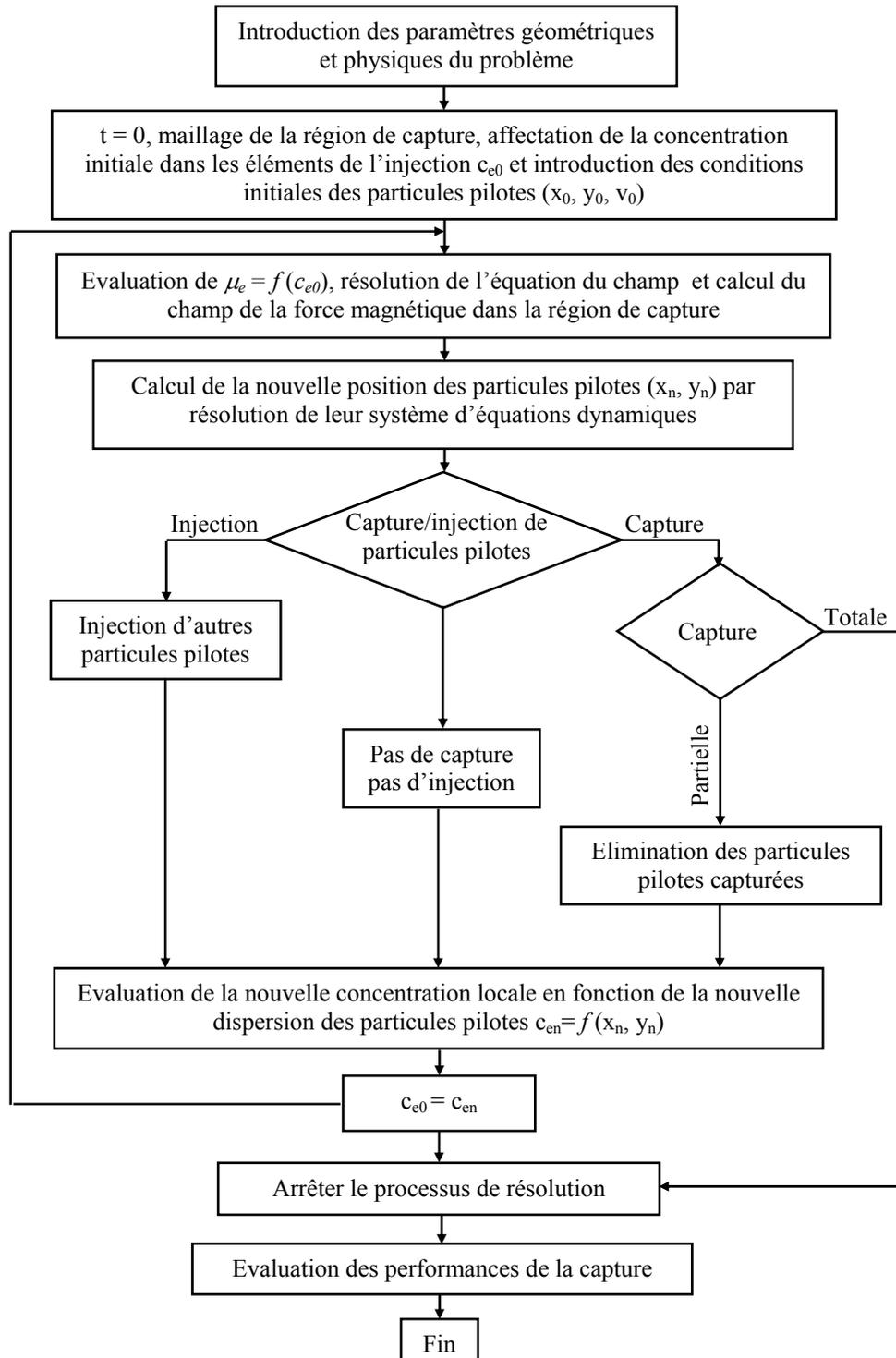


Figure 3.17 : Processus de résolution numérique du problème couplé

Pour valider l'approche développée, vérifier sa capacité de prendre en charge les actions appliquées et estimer l'effet de l'agglomération des particules sur les performances de la capture dans une dispersion aléatoire, nous traitons au départ le cas d'un liquide stable.

Dans ce cas, seule le paramètre vitesse de l'écoulement v_l apparaissant dans les modèles des actions hydrodynamique va être annulé.

3.2.2.1 Traitement d'un liquide stable

Pour effectuer une étude sur un liquide stable, nous considérons un liquide de densité de masse $\rho_m = 889 \text{ kg/m}^3$ et de viscosité dynamique $\eta = 0.01 \text{ (kg/m.s)}$ mis dans un récipient rectangulaire. Le domaine d'étude et les conditions aux limites pour le problème magnétique sont illustrés dans la figure 3. 18.

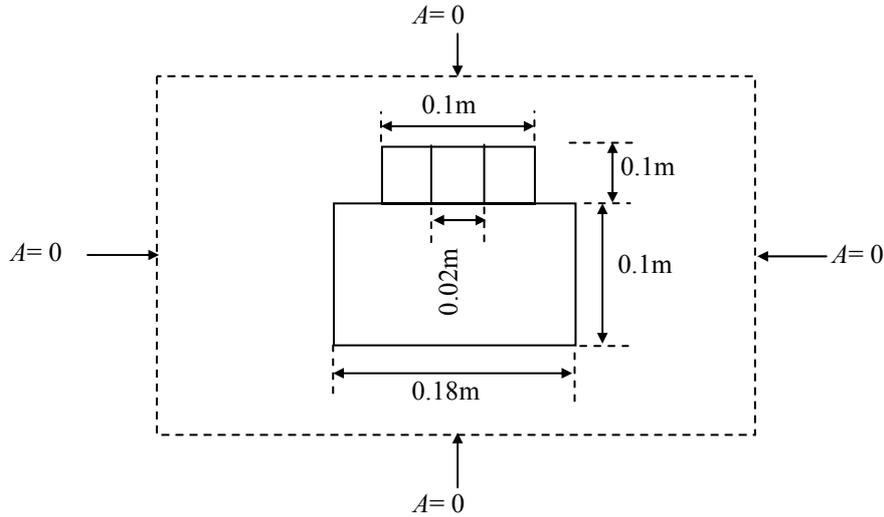


Figure 3.18 : Domaine d'étude en statique et conditions aux limites associées

Vue le dimensionnement du capteur et le noyau de fer utilisé ($\mu_r = 100$), et afin de se limiter dans le domaine de la linéarité, nous utilisons un courant d'excitation de 1A.

Pour une concentration globale faible des particules $c_g = 3.31\%$, on obtient un liquide de perméabilité magnétique équivalente initiale de $\mu_r = 1.1$ qui permet de considérer que le mélange est globalement non magnétique. Pour vérifier la séparation totale de toutes les particules nous supposons que le récipient est partiellement rempli.

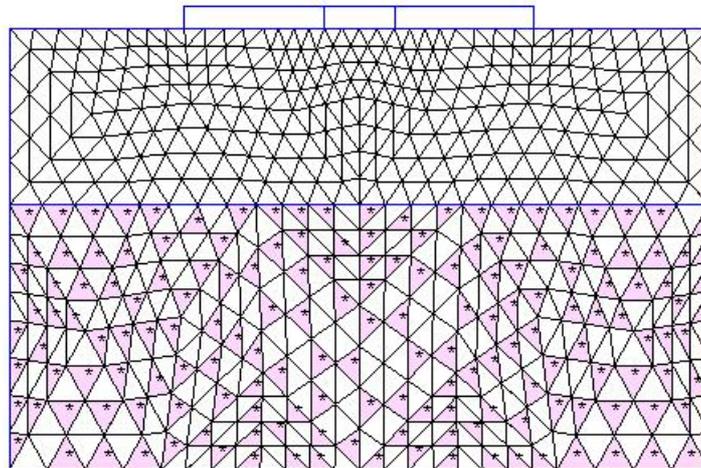


Figure 3.19 : Distribution initiale de la concentration et particules pilotes

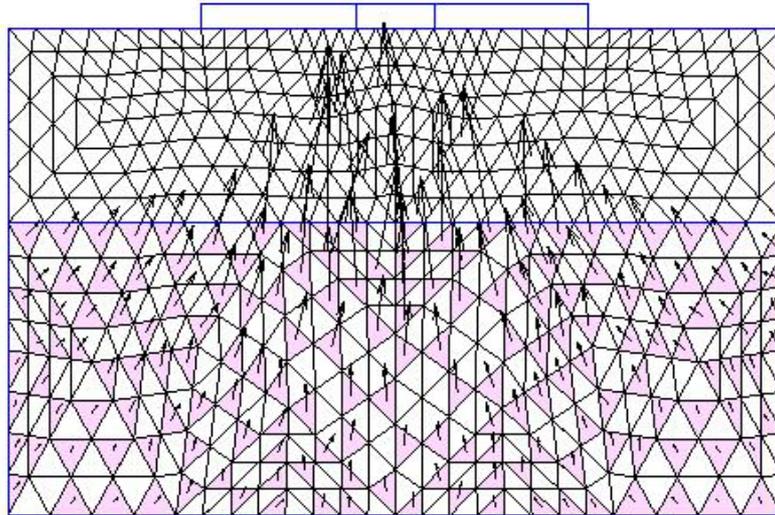
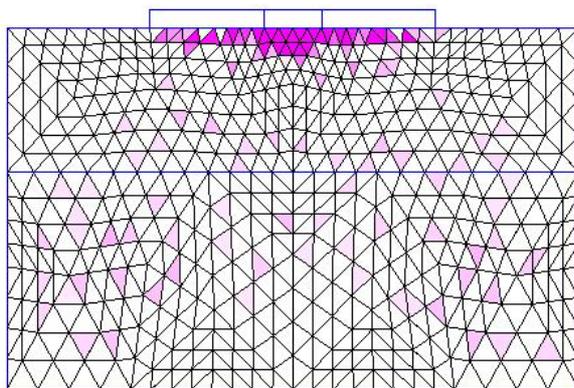
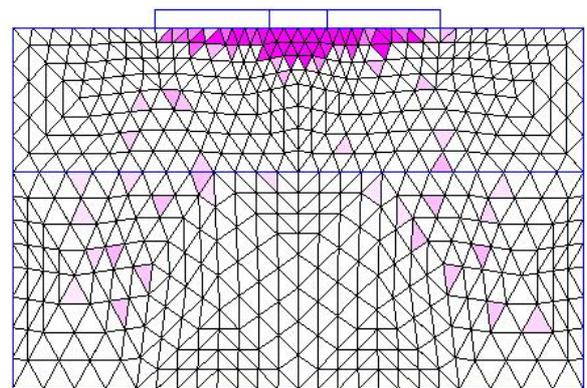


Figure 3.20 : Champ de la densité de force magnétique à $t=0$ s

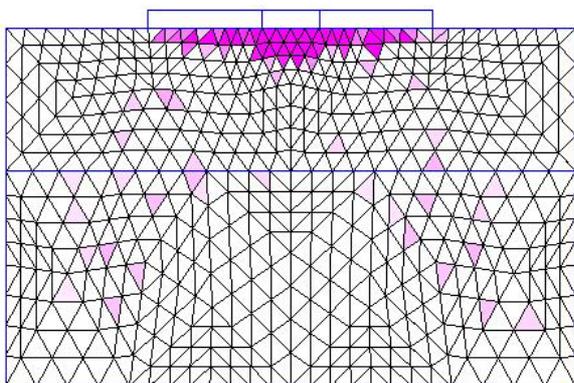
L'évolution de la concentration ainsi que le dépôt statique des particules est présenté dans la figure 3.21.



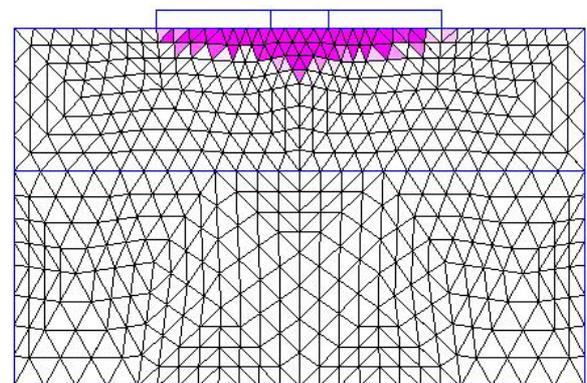
Concentration à $t = 0.03$ s



Concentration à $t = 0.04$ s



Concentration à $t = 0.055$ s



Concentration à $t = 0.066$ s (dépôt statique des particules)

Figure 3.21 : Evolution du dépôt des particules dans le cas d'une concentration faible

Dans les figures ci-dessus, l'intensité de la couleur est proportionnelle à l'importance de la concentration locale des particules. Dans ce cas ($c_g = 3.31\%$), les conditions de calcul mentionnées au départ ont donné un temps de séparation totale $t_s = 0.0676s$. Pour montrer l'effet de l'interaction magnétique DD sur la capture, nous avons traité le cas d'une concentration globale plus importante $c_g = 15.44\%$.

La distribution de la concentration des particules et le champ de la force magnétique à l'instant où le capteur est mis sous tension sont présentés dans les figures suivantes :

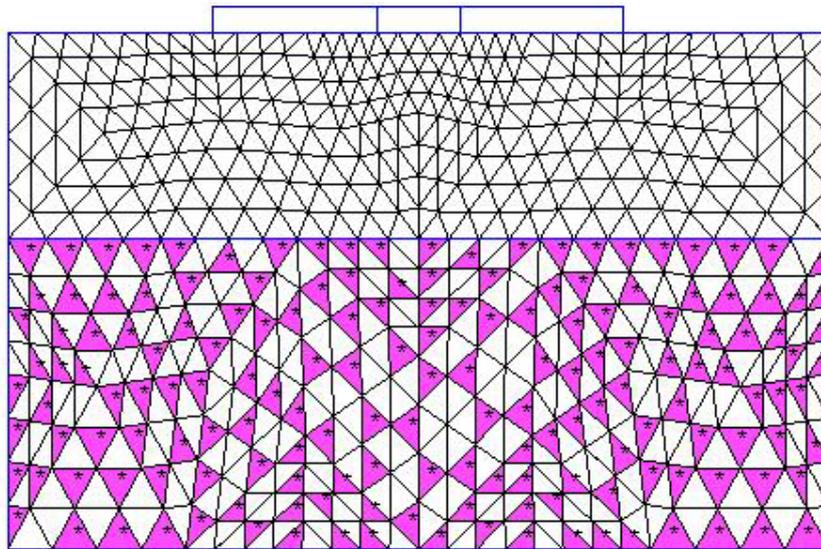


Figure 3.22 : Distribution initiale de la concentration et particules pilotes

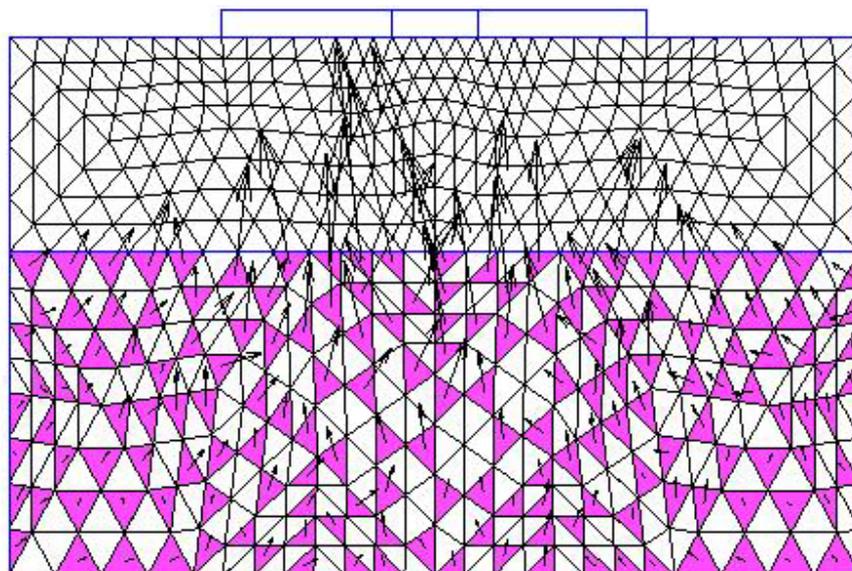
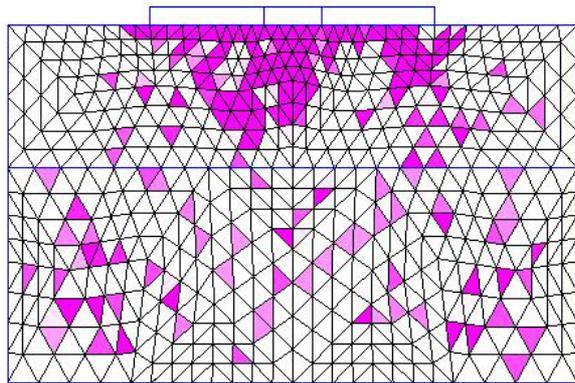


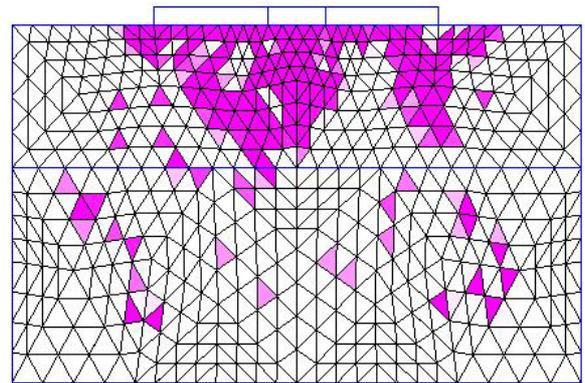
Figure 3.23 : Champ de la densité de force magnétique à $t = 0$ s

Comparativement au cas de faible concentration, on voit sur la figure 3.23 une perturbation du champ de la force magnétique. Cette perturbation est causée par les concentrations locales importantes des particules. Les directions des vecteurs des forces indiquent qu'il y a tendance d'agglomération des particules.

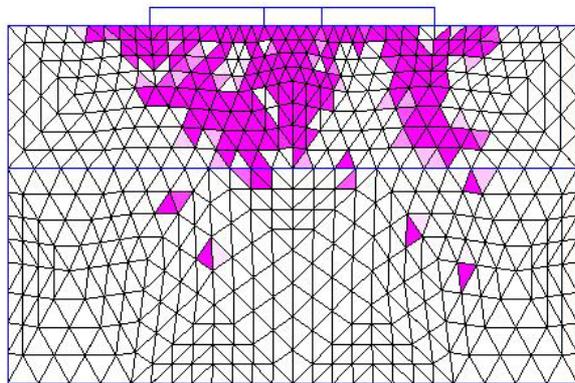
Les agglomérations des particules se voient clairement dans les figures suivantes présentant l'évolution de la concentration et dépôt statique des particules.



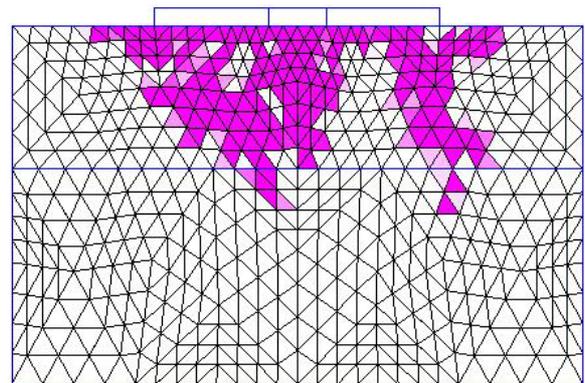
Concentration à t = 0.02 s



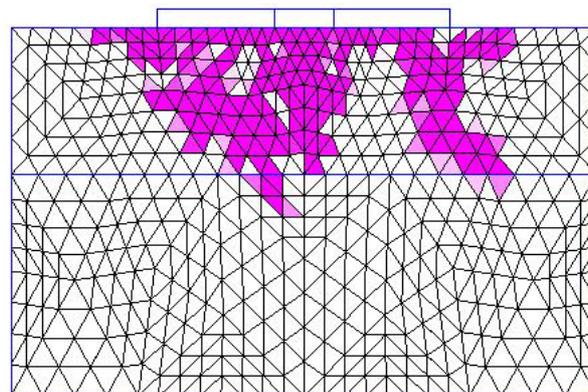
Concentration à t = 0.03 s



Concentration à t = 0.04 s



Concentration à t = 0.05 s



Concentration à t = 0.0548 s (dépôt statique des particules)

Figure 3.24 : Evolution de la distribution de la concentration et dépôt final des particules

Dans ce cas de concentration, le temps de la séparation totale est $t_s=0.0548s$.

Des deux cas de concentration traités, nous constatons que l'augmentation de la concentration améliore considérablement la séparation en accélérant la procédure de capture. Cela est réduit essentiellement à la force magnétique importante et le phénomène de l'agglomération local des particules. Pour vérifier ce fait, nous avons traité plusieurs cas de concentrations différentes. Les résultats montrant l'effet de l'accélération de la capture (réduction du temps de séparation totale sont montrés sur la figure suivante :

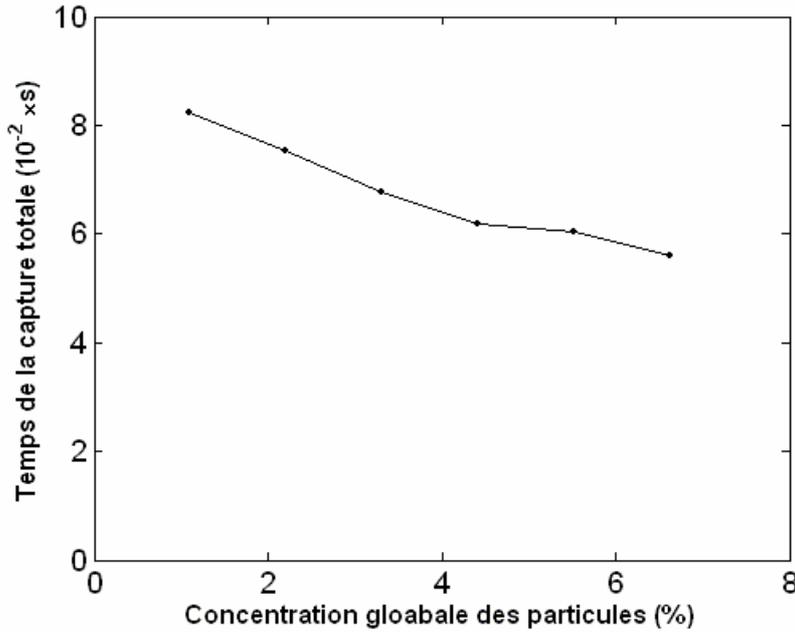


Figure 3.25 : Variation du temps de capture totale en fonction de la concentration des particules

Conclusion

L'étape d'étude effectuée sur le liquide statique a montré la capacité de l'approche développée à prendre en charge des actions en présence, notamment l'interaction DD. Les résultats obtenus ont montré que l'interaction magnétique DD a un effet encourageant la capture et que cet effet croit proportionnellement avec l'accroissance de la concentration. L'évolution des agglomérations transitoires des particules dans la figure 3.24 signifie que ces agglomérations jouent le rôle de capteurs locaux.

Dans le cas de concentration importante, le dépôt des particules conduit à la formation des chaînes de particules.

3.2.2.2 Traitement d'un liquide en mouvement

L'approche développée est ainsi validée, nous allons l'appliquer maintenant pour calculer les performances de l'OGMS en voie humide et l'estimation des limites de son application. Pour cela, on procèdera à l'étude d'un liquide en mouvement dans un canal rectangulaire ouvert. Le

dimensionnement du canal doit être choisi de manière à réaliser une séparation par champ magnétique à basse intensité qui préserve le caractère linéaire du problème magnétique.

En ce qui concerne les performances de la séparation, il s'agit de vérifier la capacité des champs à basse intensité d'extraire des particules de taille fines immergées dans un liquide visqueux en mouvement. Quant aux limites d'application, il s'agit de l'investigation des paramètres desquels la capture dépend et sur lesquels, nous pouvons agir pour avoir un meilleur rendement de l'application et cela dans la limite des champs qu'on peut fournir.

Pour réaliser cette étude, on suppose les mêmes conditions de calcul que précédemment sauf que le récipient va être remplacé par un canal dans le quel le liquide s'écoule de manière supposée uniforme (au niveau du capteur où la séparation prend effet).

Le domaine d'étude et les conditions aux limites du problème magnétique sont présentés dans la figure suivante :

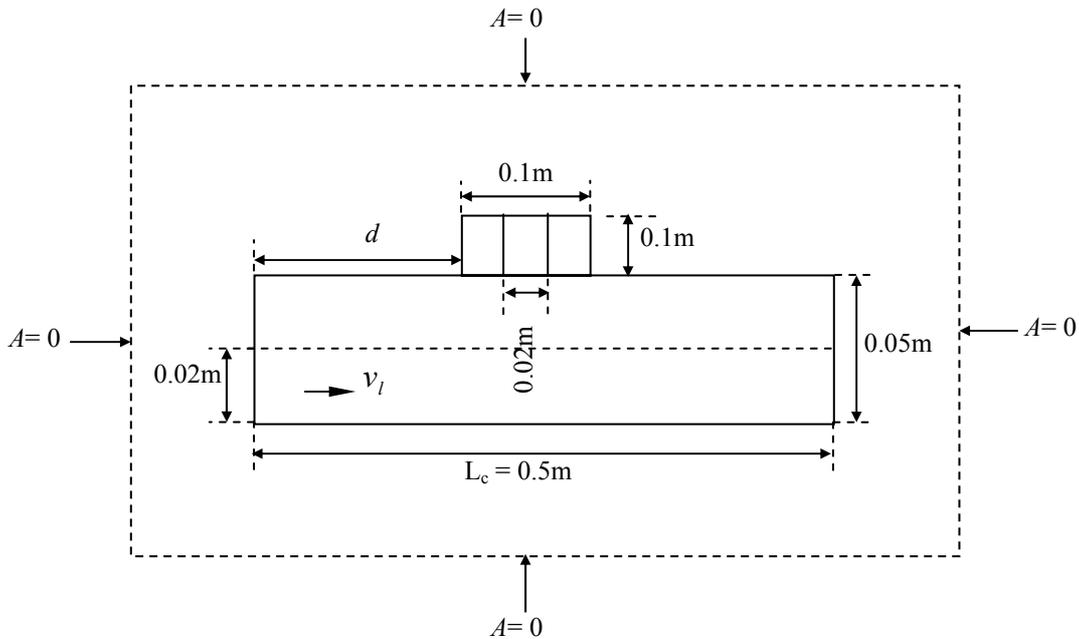


Figure 3.26 : Domaine d'étude et conditions aux limites pour le cas d'un liquide en mouvement

Pour empêcher toute agglomération des particules à l'entrée du canal et pour éviter le blocage du liquide qui peut être causé par le dépôt successif des particules, le capteur est supposé suffisamment éloigné de l'entrée du canal et de l'écoulement. Dans cette étude, on suppose un temps t_{tot} nécessaire pour que un volume du liquide passe complètement sous le capteur. Le temps pendant le quel nous injectons le liquide et donc les particules pilote est $t_{inj} < t_{tot}$. Le temps de la séparation totale des particules est $t_{sép} \leq t_{tot}$.

Ces paramètres temporels sont calculés en fonction du volume du liquide traité et de son débit. La manière de l'injection des particules et l'évolution de la distribution de la concentration sont clarifiées dans la figure suivante :

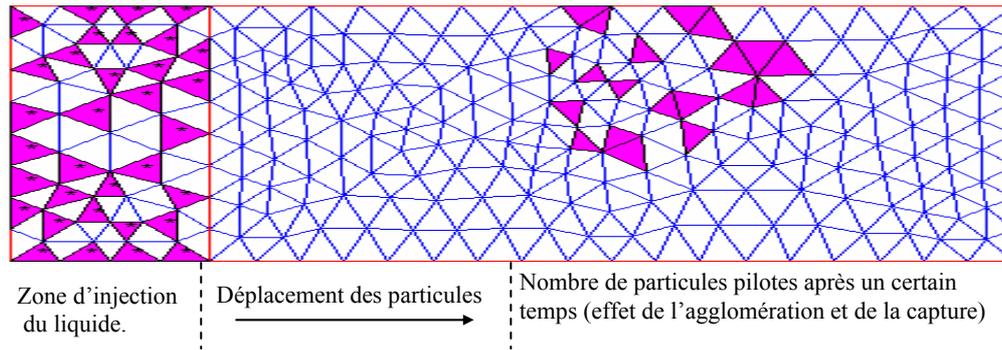


Figure 3.27 : Evolution de la concentration et du nombre de particules pilotes pour une seule injection

Pour le dimensionnement de la figure 3.26, la simulation d'une injection périodique d'un volume de liquide d'une concentration globale $c_g = 0.07\%$ (période d'injection $h_{inj} = 10^{-4}$ s) et d'une vitesse d'écoulement maximale $U = 2$ m/s a donné les résultats suivants :

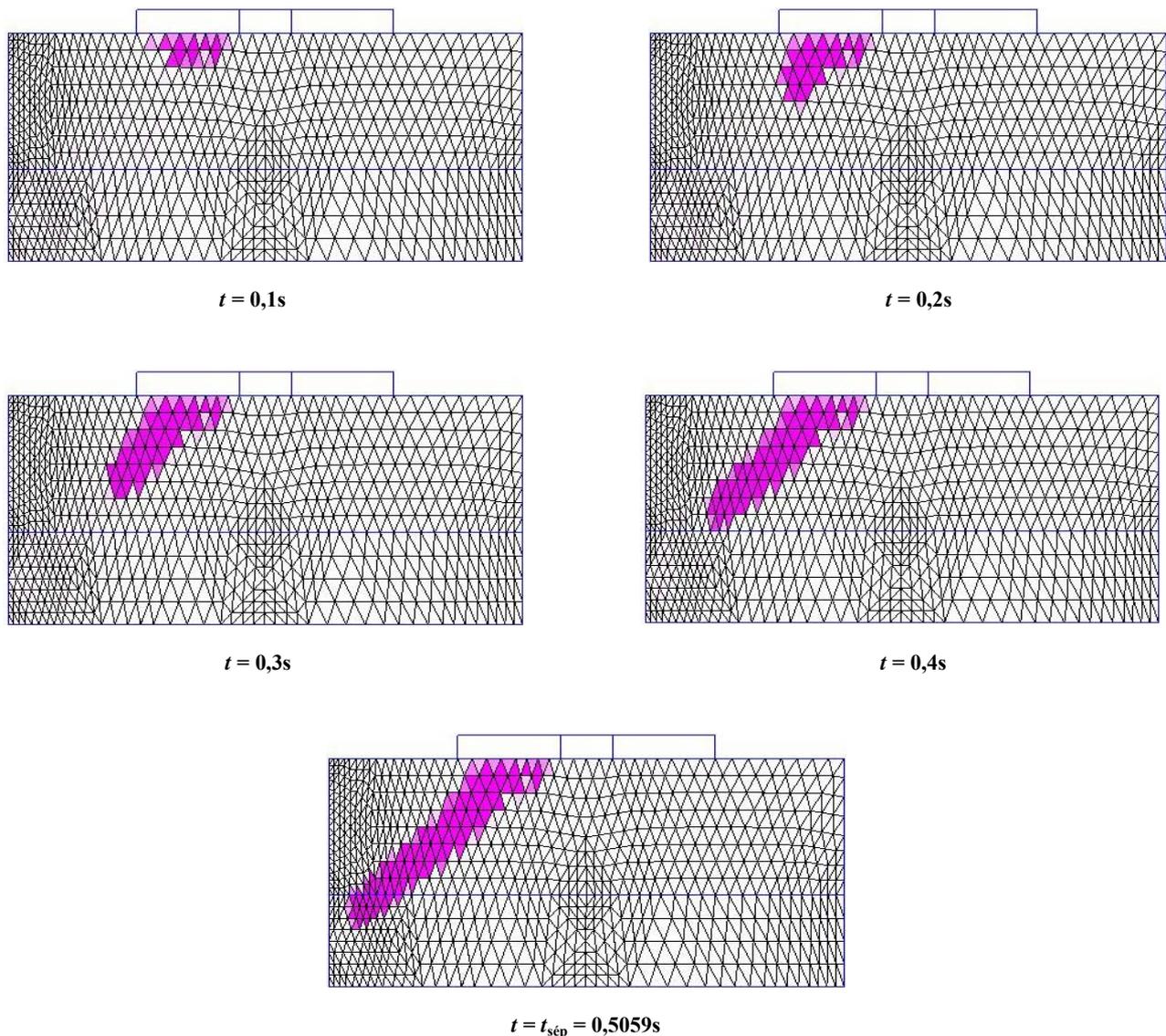


Figure 3.28 : Evolution du dépôt des particules pour le cas d'un liquide en écoulement

Dans cet exemple $t_{inj} = 0.5s$, le temps total nécessaire au passage du liquide sous le capteur est $t_{tot} = 0.6s$ et le temps de la séparation totale des particules injectées est $t_{sép} = 0.5059s$.

Les résultats obtenus conduisent à la conclusion que la séparation OGMS à basse intensité de champ est applicable pour des liquides très faiblement concentrés à condition que la vitesse d'écoulement soit faible.

Pour estimer l'influence de la vitesse de l'écoulement sur le dépôt des particules, nous avons traité le cas d'un écoulement continu à vitesse plus élevée. La comparaison entre les résultats obtenus pour deux vitesses différentes est présentée sur la figure suivante :

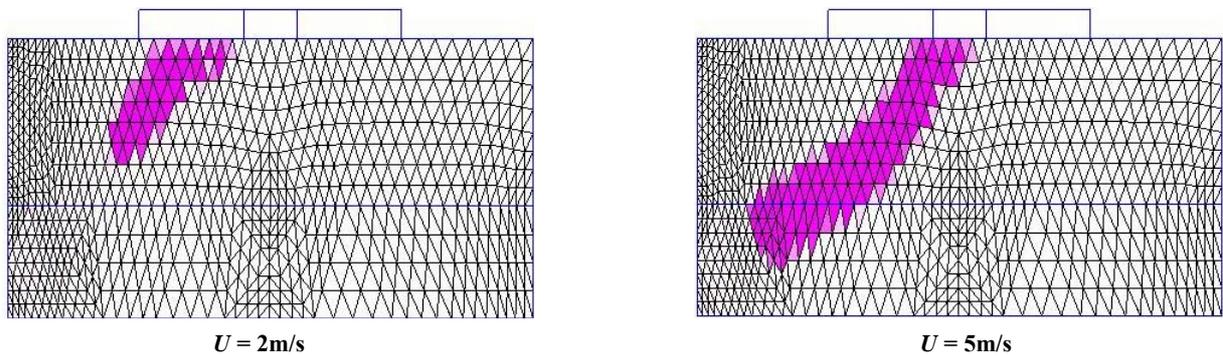


Figure 3.29 : Dépôts des particules évalués à $t = 0,3s$

La figure ci-dessus montre que l'augmentation de la vitesse accélère l'arrivée des particules au voisinage du capteur où la force magnétique est plus importante, ce qui permet de réduire le temps de traitement en cas de champ à basse intensité. L'augmentation de la vitesse n'est pas toujours favorable à la capture car les particules peuvent être portées par l'écoulement et aucune capture ne peut être obtenue (voir Fig.3.30).

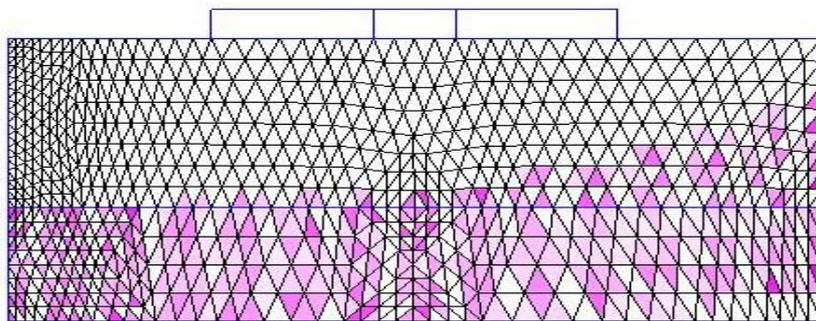


Figure 3.30 : Fuite des particules sous l'effet de la vitesse importante

Sur la figure ci-dessus, on voit que malgré les agglomérations transitoires importantes, l'effet de la vitesse est dominant, ce qui empêche totalement la capture.

Les résultats obtenus dans cette étape montrent que l'efficacité de la capture dans la séparation magnétique OGMS en voie humide peut être fortement affectée par la vitesse de l'écoulement.

Pour cela, et afin d'obtenir un meilleur rendement de la procédure, on doit réduire la vitesse ou augmenter le champ ce qui n'est pas toujours possible.

Autre que le problème de fuite des particules en cas de vitesse importante, il y a le problème de la saturation du capteur qui peut bloquer complètement l'écoulement du liquide. Pour montrer ce problème, nous avons traité le cas d'un liquide fortement concentré en particules et qui s'écoule avec une vitesse élevée.

Pour la même intensité de champ utilisée précédemment pour des concentrations moins importantes, les deux facteurs (vitesse et concentration élevées) accélèrent la formation du dépôt de particules qui évolue dans la direction de l'entrée du canal et qui conduit au blocage du liquide (voir Fig 3.31)

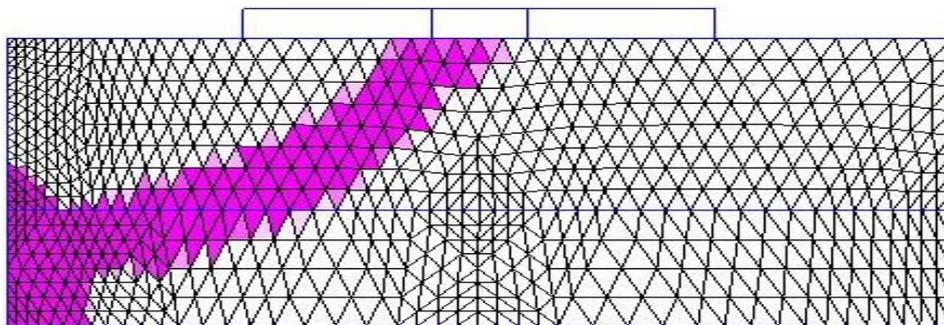


Figure 3.31 : Blocage du liquide par le dépôt des particules

Pour résoudre ce problème dans le cas d'un traitement continu, nous pouvons utiliser une cascade de capteurs qui peut fonctionner de manière périodique.

Conclusion

L'intérêt de la simulation effectuée sur un liquide stable est double. Le premier intérêt est la vérification de la capacité de l'approche développée à modéliser et prendre en charge des phénomènes présents dans un système de séparation magnétique OGMS en voie humide. Le deuxième réside dans la démonstration importante de l'effet positif de l'agglomération des particules qui peut être exploité artificiellement pour améliorer les performances de la séparation magnétique dans les applications industrielles importantes.

L'étude effectuée sur le liquide en mouvement, a montré que la séparation magnétique OGMS en voie humide peut donner des meilleurs rendements en choisissant convenablement les paramètres de fonctionnement du dispositif de séparation utilisé.

Pratiquement, et dans notre cas, ces paramètres sont l'ajustement de la vitesse de l'écoulement et l'application d'un champ magnétique suffisant, ce qui n'est pas toujours possible avec un bobinage conventionnel. La manière permettant de réunir toutes les conditions favorables à la capture est bien l'optimisation du dispositif de séparation magnétique utilisé

Chapitre 4

Optimisation du capteur (Inducteur)

4 Optimisation du capteur (Inducteur)

Le rendement d'une technique de séparation magnétique peut être défini comme le rapport entre les fonctions efficacité de capture et coût d'investissement.

En ce qui concerne l'efficacité de capture, il s'agit de la capacité de champ appliqué à aimanter et capturer des particules de granulométrie donnée soumises à des contraintes hydrodynamiques importantes. Quant au coût d'investissement, il s'agit de l'ensemble des dépenses de fabrication, des accessoires de refroidissement et de la puissance à installer.

Pour un séparateur magnétique à bobinage conventionnel, ces deux fonctions (efficacité de capture et coût d'investissement) sont pratiquement contradictoires. Cela est expliqué par le fait que la taille importante de l'inducteur et le courant élevé nécessaire pour produire un champ magnétique efficace ont en contre partie un poids très important dans la fonction coût d'investissement.

Pour aboutir à un rendement meilleur de la technique de séparation proposée, nous procédons à l'optimisation du dispositif utilisé. Dans la limite de ce travail, cette optimisation sera limitée au capteur (inducteur) où le dimensionnement du canal et le positionnement du capteur sont préalablement connus.

4.1 Objectif et paramètres optimisés

En ce qui concerne l'optimisation du capteur (inducteur), il s'agit de rechercher son dimensionnement optimal qui permet d'obtenir une qualité de force magnétique capable d'extraire des particules de taille fine d'un écoulement liquide avec des contraintes thermiques minimales.

Pour nous limiter à des basses intensités de courant (considérations de linéarité), et afin de favoriser la capture, nous utilisons un canal de hauteur réduite et un emplacement du capteur plus proche du liquide.

En magnétisme, la grandeur physique responsable de la création du champ magnétique dans un bobinage est la force magnétomotrice donnée par :

$$f_{mm} = \sum H.l = NI \quad (4.1)$$

où H est l'intensité du champ magnétique, l est la longueur du circuit magnétique, N est le nombre de spires du bobinage et I est l'intensité de courant d'excitation.

Si le nombre de spires influe directement sur l'intensité de champ (domaine de linéarité), la forme et la distribution des spires influent sur sa valeur et sa distribution spatiale.

D'une manière générale, on peut écrire:

$$H = f(N, I) \quad (4.2)$$

Pour des raisons théoriques et pratiques, un capteur de forme géométrique rectangulaire de longueur importante est utilisé.

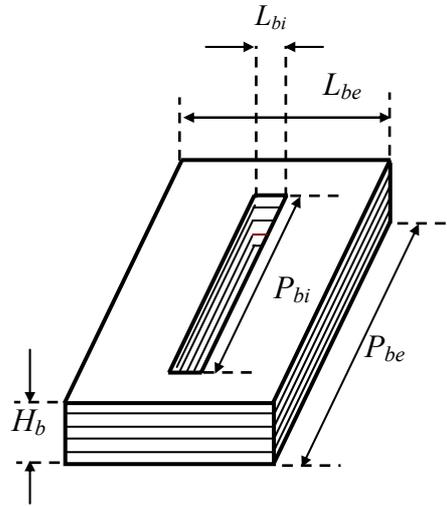


Figure 4.1 : Forme géométrique du capteur (inducteur)

Une telle géométrie est caractérisée par la hauteur H_b , la largeur externe L_{be} , la largeur interne L_{bi} et la profondeur P_{be} . La prise en compte du diamètre du fil formant le bobinage et qui peut être lui aussi un paramètre à optimiser, conduit à la fonction (4.3) qui remplace la fonction (4.2).

$$H = f(H_b, L_{be}, L_{bi}, P_b, D_c, I) \quad (4.3)$$

La substitution de l'équation (4.3) dans la formule générale de la force magnétique (2.26) permet d'écrire l'équation globale suivante :

$$\vec{f}_m = f(H_b, L_{be}, L_{bi}, P_b, D_c, I) \quad (4.4)$$

Pour l'équation (4.4), il y a proportionnalité totale entre la force magnétique et les paramètres indiqués. L'augmentation d'un ou de tous ces paramètres permet l'augmentation de la force magnétique (dans le domaine de la linéarité) et donc l'amélioration de la capture.

Pratiquement, une telle augmentation est limitée par la croissance des contraintes thermiques (effet Joule) qui peuvent détruire complètement le capteur et le facteur coût d'investissement qui se traduit par les dépenses d'achat du cuivre et de l'installation d'un système de refroidissement fiable. Les pertes Joule dans un bobinage sont données par :

$$P_J = \frac{\rho_c l_c}{S_c} I^2 \quad (4.5)$$

où ρ_c , l_c et S_c ($S_c = \pi D_c^2 / 4$) sont respectivement ; la résistivité du conducteur, sa longueur total et sa section.

De l'équation (4.5), on voit que les pertes Joule sont proportionnelles à la taille du capteur duquel dépend aussi le coût d'investissement. Alors, on conclut que la minimisation des pertes Joules est lié à la minimisation du coût d'investissement. De cela, et afin de réduire les contraintes de l'optimisation, seules les pertes Joule seront prises en compte.

En fonction des paramètres à optimiser, (4.5) peut être réécrite sous la forme générale suivante :

$$P_J = f(H_b, L_{be}, L_{bi}, P_b, D_c, I) \quad (4.6)$$

L'exception entre (4.4) et (4.6) réside dans la manière de dépendance de \vec{f}_m et P_J du diamètre D_c .

Dans les équations (4.4) et (4.6) figurent beaucoup de paramètres inconnus. Afin de réduire le coût de calcul d'optimisation, on découple les paramètres L_{bi} , P_{bi} (profondeur intérieur du bobinage) et D_c .

Le découplage de L_{bi} et P_{bi} est justifié par le fait que le choix d'une largeur interne minimale et une profondeur importante permet de réaliser une séparation importante suivant la profondeur et donc le traitement de volumes importants du liquide. Cela nous a offert l'avantage de réduire l'étude en bidimensionnel (géométrie invariante par translation du capteur). Par contre, le découplage de D_c est justifié par le fait que selon les normes, le choix de la section d'un conducteur est lié directement au courant admissible dans l'installation électrique.

A la fin, et tenant compte des considérations précédentes, les équations (4.4) et (4.6) deviennent :

$$\vec{f}_m = f(H_b, L_{be}, I) \quad (4.7)$$

$$P_J = f(H_b, L_{be}, I) \quad (4.8)$$

4.2 Problème inverse et fonction objectif

Dans notre optimisation, il s'agit de résoudre un problème inverse [Yan 98, Elshafiey 95]. On cherche les paramètres géométriques du bobinage et l'intensité de courant qui donnent une force magnétique maximale avec des pertes Joule minimales (maximisation de la force et minimisation des pertes).

Dans la forme de séparation magnétique utilisée, la qualité de la force magnétique recherchée est celle capable de forcer toute particule magnétique portée par le liquide de dévier vers le capteur lors de son passage.

En réalité, dans le champ magnétique à gradient ouvert appliqué, la capture commence dès que les particules arrivent à une position critique par rapport au capteur. Dans notre approche, et tenant compte des conditions de fonctionnement du séparateur, nous avons choisi comme position critique le point situé au fond du canal et sur l'axe du capteur (voir Fig.4.2).

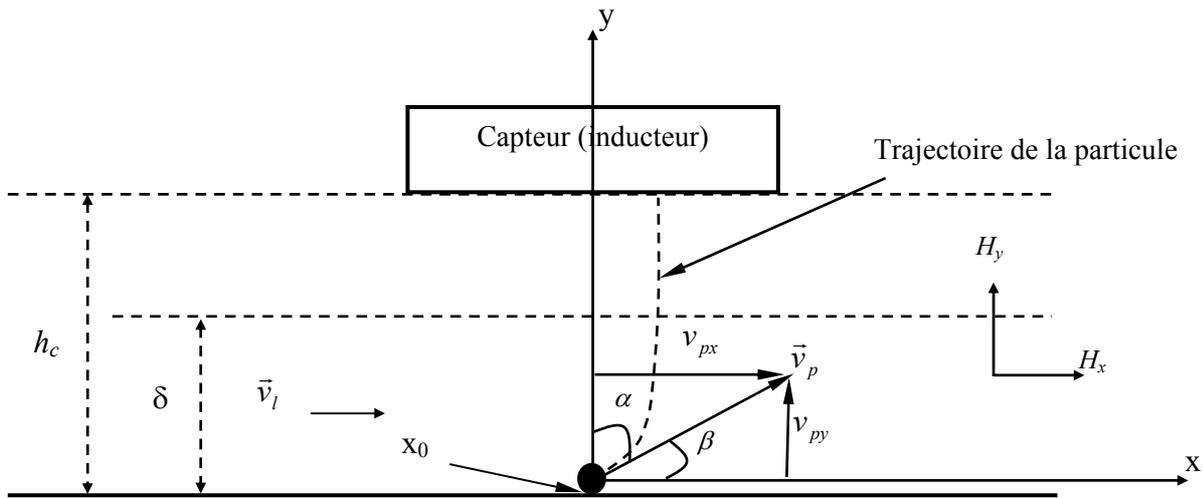


Figure 4.2 : Position critique de déviation des particules

Le choix de la position critique indiquée dans la figure ci-dessus est justifié par le fait que sur l'axe du capteur règnent le maximum du champ ainsi que de la force d'attraction magnétique (voir Fig.4.3 et 4.4).

De même, ce choix va nous permettre de prendre en charge les particules qui passent relativement loin du capteur.

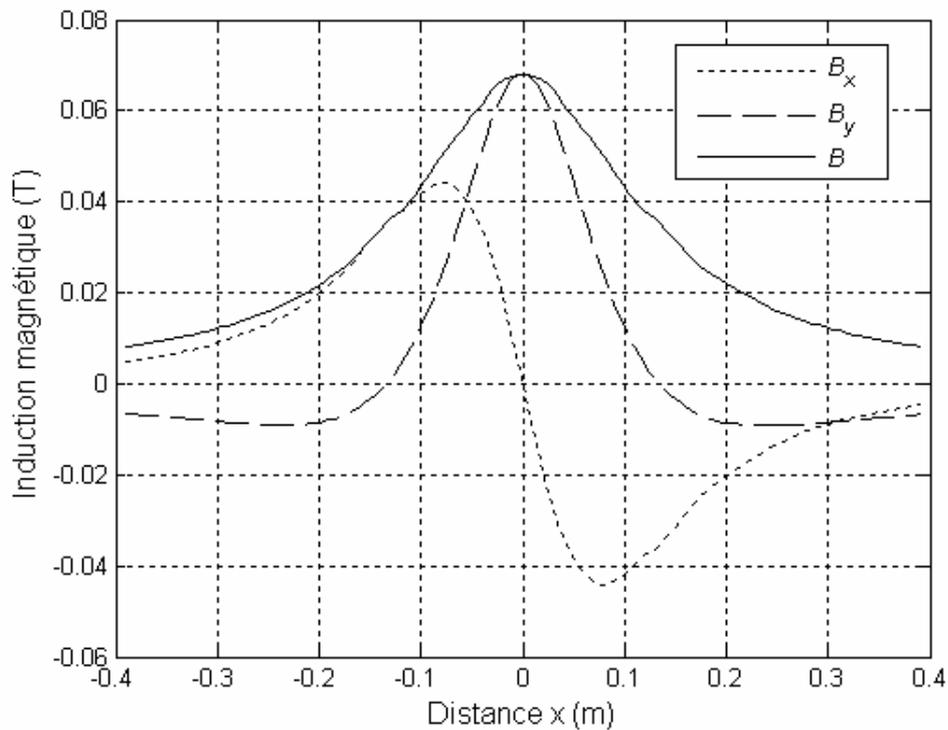


Figure 4.3 : Variation de l'induction magnétique le long de la base du canal $h_c = 0.1$ m

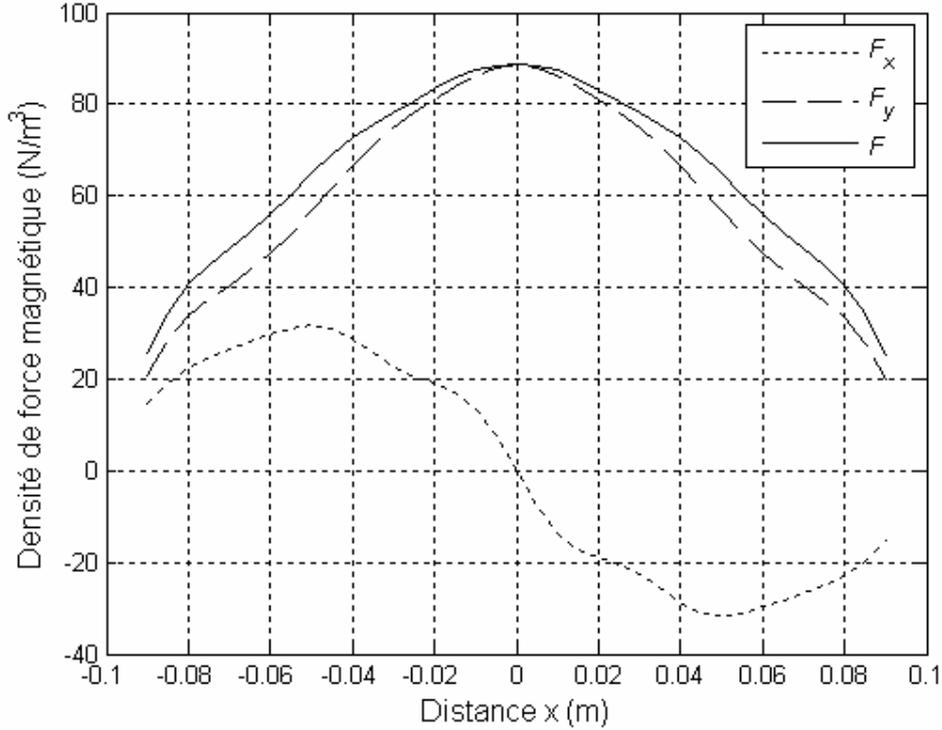


Figure 4.4 : Variation de la densité de force magnétique le long de la base du canal $h_c = 0.1$ m et $I = 5$ A

Physiquement, la déviation d'une particule commence dès que la composante de la résultante des forces portées suivant la direction \vec{u}_y domine celle portée suivant la direction \vec{u}_x (Fig. 4.2). Cette déviation est traduite par l'angle β entre l'horizontal et le vecteur vitesse \vec{v}_p .

En fonction des composantes de la vitesse de la particule, l'angle β est exprimé par :

$$\beta = \text{atan}\left(\frac{v_{py}}{v_{px}}\right) \quad (4.9)$$

où v_{px} et v_{py} sont respectivement les composantes de la vitesse de la particule.

Selon le principe appliqué, et pour avoir une capture sure, il faut que $\beta \rightarrow \pi/2$.

Pour obtenir l'expression de β en fonction des paramètres à optimiser, nous résolvons l'équation du mouvement de la particule (2.52) en régime statique au point x_0 .

Dans ce cas (2.52) s'écrit :

$$\vec{P}_m + \vec{f}_T + \vec{f}_P + \vec{f}_m + \vec{f}_A = 0 \quad (4.10)$$

Afin de simplifier l'expression de \vec{f}_T pour prendre la forme de l'équation de Stokes (2.49), on suppose que l'écoulement est laminaire autour de la particule lors de sa déviation.

De même, on, suppose que la particule n'effectue aucune rotation, ce qui permet de négliger la force de portance \vec{f}_p .

Compte tenu de ces hypothèses dans la résolution de (4.10) (dans le plan $\{x, y\}$), l'expression finale de l'angle β est :

$$\beta = \text{tg}^{-1} \left(\frac{f_{my}((H_b, L_{be}, I)) - V_p g(\rho_p - \rho_m)}{f_{mx}((H_b, L_{be}, I)) + \delta \pi \eta R_p v_l} \right) \quad (4.11)$$

Ainsi, l'angle de déviation α indiquée sur le schéma de la figure (4.2) prend la forme suivante :

$$\alpha = \frac{\pi}{2} - \text{tg}^{-1} \left(\frac{f_{my}((H_b, L_{be}, I)) - V_p g(\rho_p - \rho_m)}{f_{mx}((H_b, L_{be}, I)) + \delta \pi \eta R_p v_l} \right) \quad (4.12)$$

La procédure d'optimisation dans la quelle nous cherchons les paramètres H_b , L_{be} et I est réduite à la minimisation de l'angle α qui représente la fonction objectif. Dans telle minimisation, la fonction P_j est introduite comme fonction contrainte d'optimisation.

Pour définir la dissipation P_j admissible dans le bobinage refroidit naturellement par échange convectif avec l'air, nous avons utilisé la relation suivante [Feliachi 03]:

$$P_{dissipée} = h(T_s - T_a) S_{échange} \quad (4.13)$$

où T_a est la température ambiante, T_s la température de fonctionnement de l'appareil et $h(\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1})$ le coefficient d'échange par convection qui varie suivant la technologie de l'appareil ; sa valeur est sensiblement indépendante de la température si celle-ci est inférieure à 200 °C. Pour un échange libre avec l'air, le coefficient d'échange h est d'environ $10(\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1})$.

Dans le cas de fonctionnement cyclique de courte durée du capteur, la dissipation P_j n'a pas beaucoup d'importance est peut être négligée [Feliachi 03].

4.3 Méthode utilisée

Pour minimiser la fonction objectif α , nous avons utilisé la méthode de recherche de "Tabou" [Berthiau 94]. Son principe est le suivant : partant d'une solution quelconque, une série de n solutions voisines est générée en perturbant la solution initiale. Les n voisins ainsi obtenus sont examinés et on retient pour solution courante à l'itération suivante le meilleur de ces n voisins.

La particularité de la méthode réside dans le fait que l'on retient le meilleur voisin même si celui-ci est plus mauvais que la solution d'où l'on vient. Ce critère autorise des dégradations de la

fonction objectif et évite ainsi le blocage de l'algorithme dans un minimum local. Néanmoins, dès qu'une solution plus mauvaise que la solution courante est acceptée, un cycle de risque existe dans la procédure. Pour éviter ce phénomène, les modifications qui renvoient à une solution précédemment visitée sont, provisoirement, interdites.

Une réalisation simple de cet objectif consiste à tenir à jour une liste Tabou de solutions déjà visitées (ou de mouvement interdits, pour le cas direct). Après avoir généré un nouveau voisin de la solution courante, l'algorithme examine si celui-ci n'appartient pas à la liste Tabou. En cas d'appartenance à cette liste, le point est rejeté et un autre point est généré en remplacement. La procédure est arrêtée lorsqu'un nombre donné d'itérations a été effectué sans qu'il y'ait d'amélioration de la solution. Ce processus représente le Tabou simple.

L'algorithme est décrit par la figure suivante [Berthiau 94] :

- 1) Choisir, aléatoirement, une solution initiale x du système à optimiser et évaluer la valeur de la fonction objectif $f=f(x)$;
- 2) Faire n fois :
Perturber la solution x pour obtenir une nouvelle solution $x' = x + \Delta x$;
(Si $x' \in$ "liste-tabou", alors effectuer une autre perturbation de x)
Évaluer la valeur de f au point x' ;
Fin faire ;
- 3) Accepter le meilleur point x' parmi les n points voisins obtenus ; faire $x \leftarrow x'$;
- 4) Mettre x' dans la "liste-tabou" (à la place du plus ancien élément de cette liste) ;
- 5) Sauver le meilleur point rencontré ;
- 6) Si pas amélioration depuis m itérations,
Alors aller à l'étape 7) ;
Sinon aller en 2) ;
- 7) Solution =meilleur point trouvé ; arrêt du programme

Figure 4.5 : Algorithme général de la méthode de Tabou simple

Pour valider la méthode ainsi que le code de calcul développés, on compare les résultats obtenus avec ceux connus d'avance. Classiquement, les fonctions célèbres ; Goldstein-Prise GP_2 à deux variables et Hartmann $H_{3,4}$ et $H_{6,4}$ à 3 et 6 variables sont utilisées [Berthiau 94].

Le processus de l'optimisation et les étapes de calcul effectuées sont illustrés dans l'organigramme suivant :

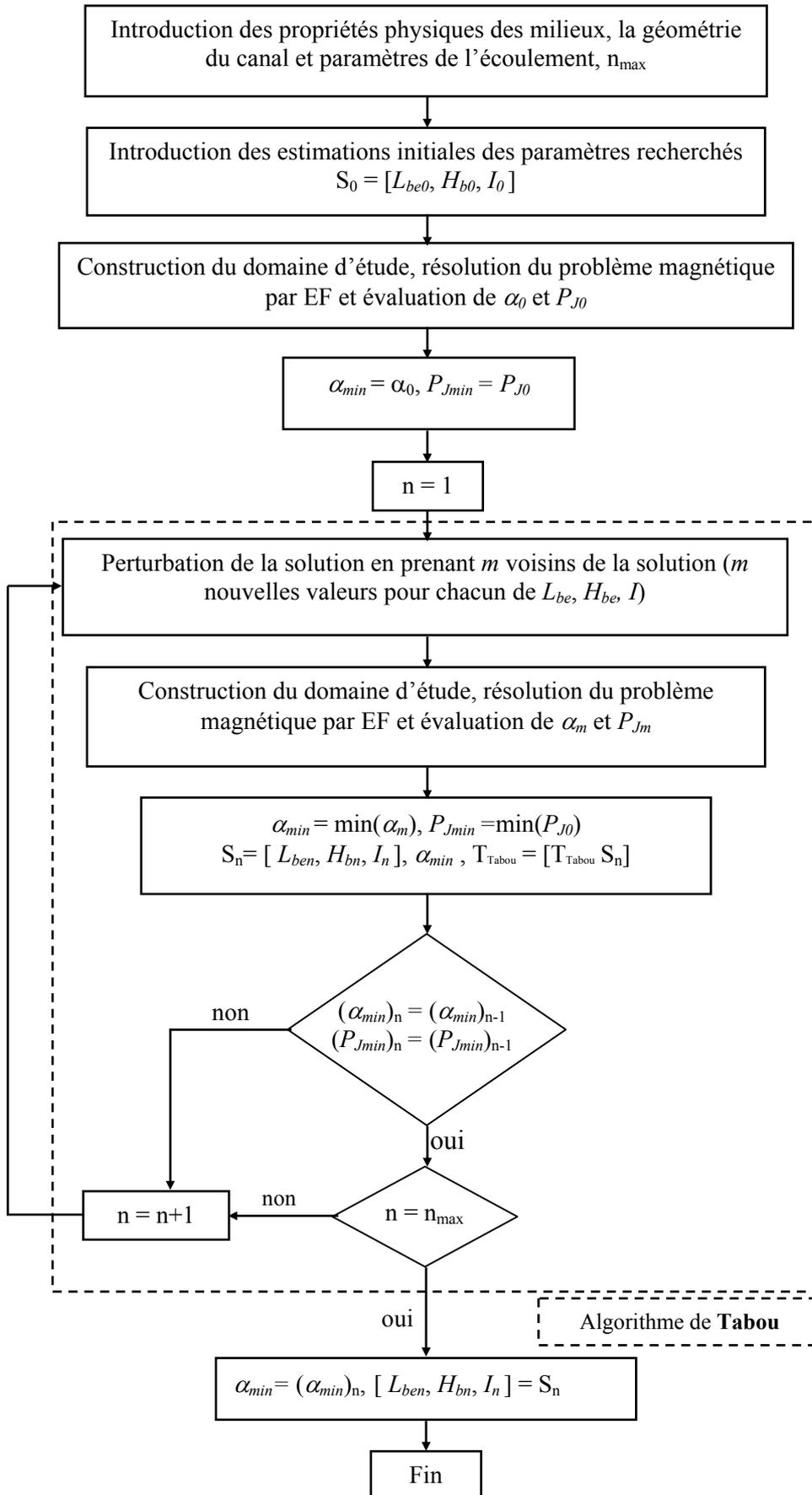


Figure 4.6 : Processus de l'optimisation

4.4 Mise en œuvre de la méthode et résultats obtenus

Pour mettre en œuvre la méthode d'optimisation, et afin de dimensionner un prototype de capteur qui sert à valider les résultats théoriques réalisés, et mettre en pratique la technique de séparation proposée, nous avons considéré un écoulement laminaire contenant des particules de fer. Ce liquide est canalisé dans un canal ouvert dont les parois sont en verre. Pour obtenir un régime laminaire à couche limite et afin de prendre en charge des cas critiques de fonctionnement du séparateur, nous supposons une épaisseur d'écoulement $h_e = 1 \times 10^{-2}$ m, des particules de $R_p = 30 \times 10^{-6}$ m, de masse volumique $\rho_p = 7860$ kg/m³ et de perméabilité magnétique $\mu_{rp} = 40$.

Les propriétés physiques et paramètre de l'écoulement sont montrés dans le tableau suivant :

Densité ρ_m (kg/m ³)	Viscosité η (kg/m.s)	Vitesse v_{moy} (m/s)	Nombre de Reynolds Re
1000	1.14×10^{-3}	0.2	10^5

Tableau 4. 1 : Propriétés physiques du liquide et paramètres de l'écoulement

Pour le capteur, nous supposons un bobinage conventionnel en cuivre de profondeur interne $P_{bi} = 11 \times 10^{-2}$ m et constitué d'un fil conducteur de résistivité $\rho = 1.72 \times 10^{-8}$ Ω .m isolé par le vernis. La largeur interne du bobinage est supposée $L_{bi} = 2 \times 10^{-2}$ m. Pour améliorer la qualité de champ, nous utilisons un noyau de fer de perméabilité magnétique $\mu_r = 100$.

Dans notre optimisation, on tient en compte le fait que l'inducteur fonctionne d'une manière cyclique où le temps d'opération par cycle est court. Alors, la contrainte effet Joule est allégée par le choix d'un minimum approximatif admissible. Les résultats de l'optimisation obtenus pour les conditions de calcul précédentes sont montrés dans le tableau suivant:

I (A)	D_c (mm)	L_{bi} (cm)	L_{be} (cm)	H_b (cm)	P_b (cm)	α_c (°)	α (°)	Masse (kg)	P_j (kW)
10	1.5	2	7	7.3	11	73.30	41.69	3.95	0.244
20	2.5	2	8	11	11	75.29	39.13	7.38	0.236
1	0.5	2	8	7.3	11	75.29	40.69	4.89	0.245
0.5	0.5	2	6	11	11	80.07	41.97	13.84	0.173

Tableau 4. 2 : Résultats de l'optimisation obtenus pour les conditions de calcul précédentes

Conclusion

Les données de calculs supposées dans cette optimisation sont choisies en fonction des contraintes pratiques qui ne permettent pas de réaliser un dispositif de séparation de grande taille. Pour la réalisation d'un prototype qui permettra la validation des résultats obtenus, on va choisir un cas possible à réaliser (coût d'achat du cuivre, puissance à installer et refroidissement).

CHAPITRE 5

Validation expérimentale

5 Validation expérimentale

Notre validation expérimentale comporte trois parties essentielles. Dans la première partie, nous avons caractérisé le matériau utilisé comme particules et noyau ferromagnétique du capteur.

Dans la deuxième partie nous présentons le dispositif de séparation réalisé et utilisé pour la validation de l'approche développée et utilisée pour optimiser le dimensionnement et les paramètres de fonctionnement du capteur (courant d'excitation I).

Dans la troisième partie nous avons procédé à la validation de l'approche bidimensionnelle utilisée pour simuler le comportement des particules en confrontant les résultats théoriques et expérimentaux. A la fin de cette partie, nous avons vérifié les performances et les limites d'utilisation de l'OGMS en voie humide.

5.1 Matériau utilisé et caractérisation

Dans la partie théorique de ce travail, les calculs ont été effectués pour des particules et noyau d'un matériau de perméabilité magnétique $\mu_r \leq 100$. Pour permettre la comparaison entre ces résultats et ceux expérimentaux nous avons procédé au départ à la caractérisation du matériau utilisé.

Pour des raisons économiques, nous avons utilisé un matériau en métal ferreux (ferraille) utilisé fréquemment dans le domaine de la soudure. Pour effectuer cette caractérisation nous avons réalisé et utilisé le circuit classique suivant :

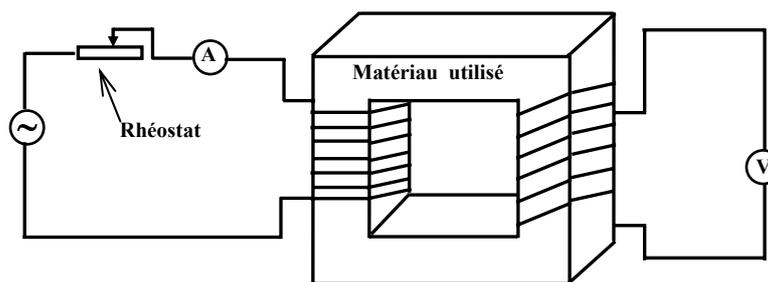


Figure 5.1: Circuit expérimental utilisé pour la caractérisation du matériau

Dans cette caractérisation, et à cause des limites pratiques, on s'est limité à des valeurs basses du courant d'excitation qui n'ont pas permis d'aboutir à l'état de saturation du matériau.

Les caractéristiques $B(H)$ et $\mu(H)$ qui permettent d'évaluer la perméabilité magnétique des particules en fonction du champ magnétique appliqué sont présentées dans la figure 5.2.

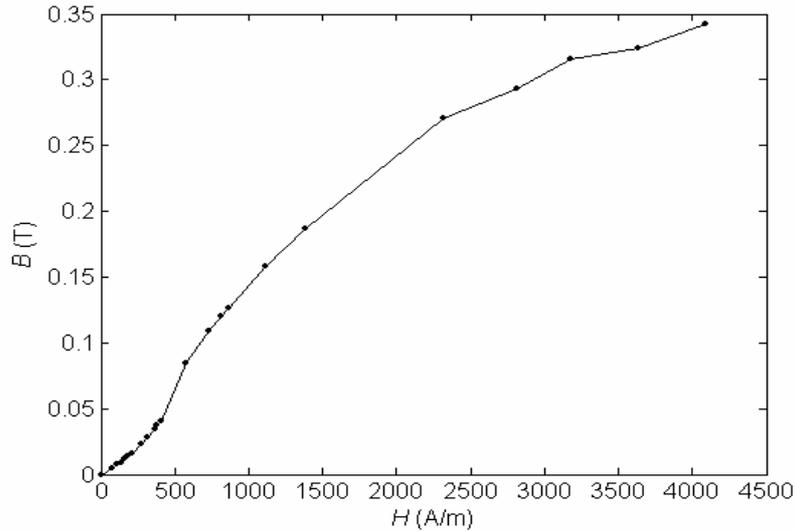
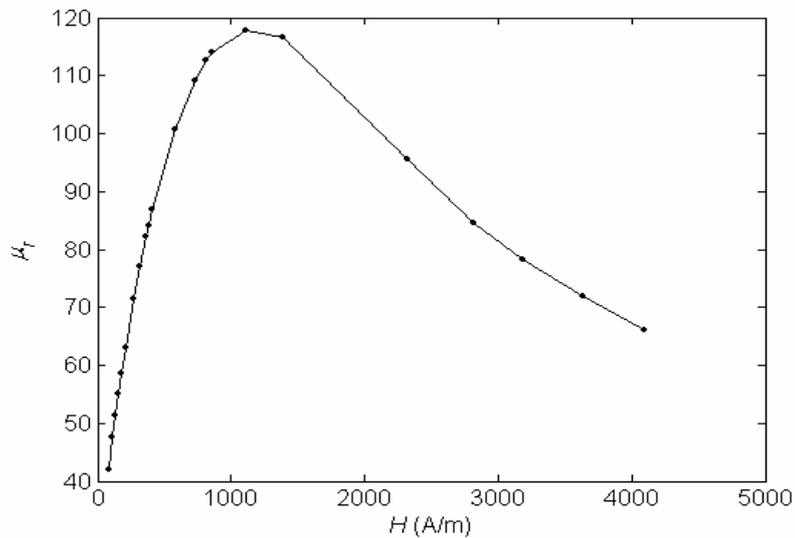
a) Caractéristique $B = f(H)$ b) Caractéristique $\mu = f(H)$

Figure 5.2 : Caractéristiques magnétiques expérimentales du matériau utilisé

A partir de ces caractéristiques, on a évalué la perméabilité magnétique du matériau qui correspond au champ magnétique appliqué.

5.2 Validation de l'approche de l'optimisation

La validation de l'approche utilisée pour optimiser le dimensionnement du capteur a été basée sur la vérification de la capacité du capteur réalisé à aimanter et attirer des particules fines contenues dans un milieu en mouvement (mêmes conditions de fonctionnement supposées dans les calculs). Pour cela, et dans la limite de ce travail, nous avons réalisé un capteur dont le dimensionnement et les paramètres de fonctionnement (courant d'excitation) sont montrés dans le tableau suivant :

I (A)	D_c (mm)	L_{bi} (cm)	L_{be} (cm)	H_b (cm)	P_b (cm)
1	0.5	2	8	7.3	11

Tableau 5.1 : Dimensions du capteur à réaliser

Le capteur réalisé est montré dans la figure suivante :

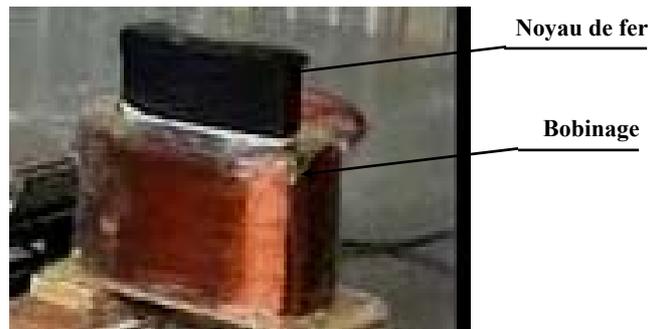


Figure 5.3 : Vue générale sur le capteur réalisé

Nous rappelons ici que le dimensionnement optimal du capteur réalisé est obtenu pour une perméabilité magnétique du noyau $\mu_{rN} = 100$ et celle de la particule $\mu_{rp} = 40$.

La mesure de l'induction magnétique dans la zone de capture à une distance 8mm sur l'axe du capteur a donné une induction magnétique $B = 104$ mT pour un courant d'excitation de 1A. Si on suppose que le matériau est soumis à cette induction qui ne change pas sous l'effet de l'aimantation du matériau (matériau saturée ou considéré amagnétique), la figure 5.2.a donne pour cette valeur d'induction un champ magnétique $H = 650$ A/m qui selon la figure 5.2.b donne une perméabilité magnétique du matériau $\mu_r \approx 118$.

Dans le régime linéaire du cas présent, la perméabilité magnétique est réellement plus élevée, ce qui conduit au fait que les calculs d'optimisation effectués pour des perméabilités inférieures sont valables pour le cas du matériau utilisé.

Pour valider les résultats de l'optimisation effectuée ; nous avons mesuré la capacité de capture du capteur réalisé. Pour cela, nous avons traité au premier lieu le cas d'une poudre ultrafine (farine compactée) contenant des particules de fer de taille fine du matériau caractérisé. Cette poudre a été soumise en mouvement dans un tapis roulant.

Le choix d'une application sur la poudre compactée est justifiée par le fait que :

- La farine appartient à la classe C des poudres qui semblent difficiles à fluidiser à cause de la forte adhésivité de ses grains. Alors les contraintes appliquées par la poudre sur les particules de fer en mouvement (choc et frottement) peuvent être plus importantes que les contraintes appliquées par un écoulement.

- La vitesse du mouvement de la poudre est relativement facile à ajuster par action sur le moteur d'entraînement du tapis.
- Ce type d'application (voie sèche) peut mieux servir à la vérification du phénomène de l'agglomération transitoire des particules.

5.2.1 Dispositif réalisé et protocole de l'expérimentation

Le dispositif expérimental servi pour effectuer les essais et mesures sur la poudre est présenté dans la figure suivante :

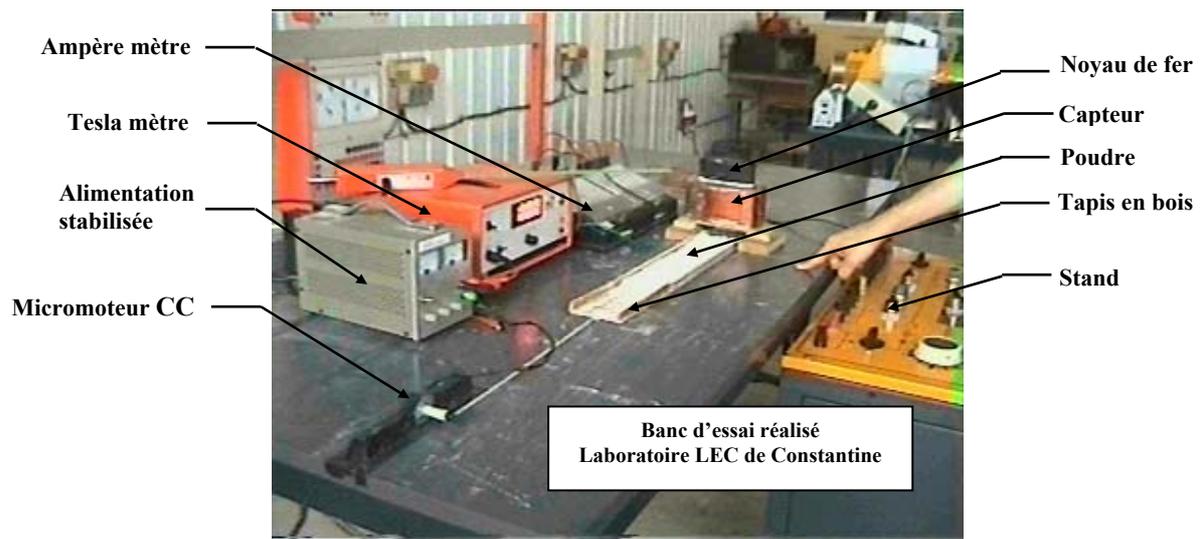


Figure 5.4 : Dispositif expérimental réalisé

La poudre utilisée est de la farine alimentaire de densité de masse $\rho_m = 722.17$ (kg/m³). Dans cette poudre, nous avons injecté des particules du matériau caractérisé avec une concentration volumique globale $c_g = 3.72\%$. En supposant que le mélange est homogène, sa perméabilité magnétique relative obtenue pour une perméabilité des particules $\mu_{rp} = 118$ est $\mu_r = 1.11$, qui permet de considérer que le mélange est non magnétique.

Ce mélange (farine + particules) est mis dans un tapis roulant en bois de longueur 0.5 m, de largeur 8×10^{-2} m et de hauteur de 10^{-2} m. Ce tapis est entraîné par un micromoteur dont la vitesse est ajustable (voir Fig.5.4). Le capteur excité par un courant continu d'intensité 1A fournit une induction magnétique maximale $B_{\max} = 0,104$ T (mesurée dans la zone de capture à 8×10^{-3} m sur l'axe du capteur par un Tesla mètre Leybold).

5.2.2 Résultats obtenus et discussion

Pour vérifier la capacité de capture du capteur réalisé, nous avons mesuré le taux de capture (volume capturé/volume injecté) en fonction de la hauteur h_c entre le capteur et le fond du tapis et cela pour un courant d'excitation de 1A. Pour une vitesse de mouvement de la poudre

$v_l = 0.5$ m/s, les variations du taux de capture en fonction de la hauteur h_c sont présentées sur la figure suivante :

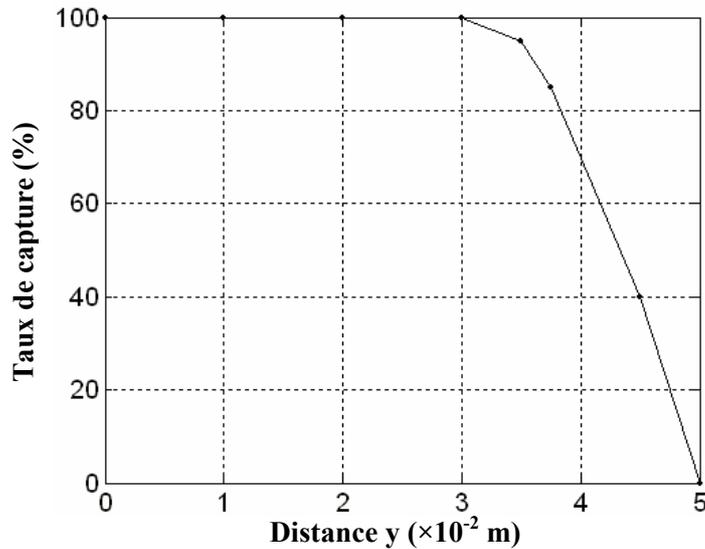


Figure 5.5 : taux de capture en fonction de la hauteur ($y = h_c$) entre le tapis et le capteur ($v_l = 0.5$ m/s)

Selon la figure ci-dessus, une séparation totale est obtenue pour une distance $h_c = 3 \times 10^{-2}$ m. Cette valeur est le double de celle supposée dans les calculs ($h_c = 1.5 \times 10^{-2}$ m) qui a conduit au dimensionnement du capteur.

Pour une hauteur $h_c = 2 \times 10^{-2}$ m, le capteur commence à attirer les particules à partir d'une distance $x = 3 \times 10^{-2}$ m mesurée à partir de son entrée. Les premières précipitations des particules pour cette position du capteur sont montrées dans la figure suivante :

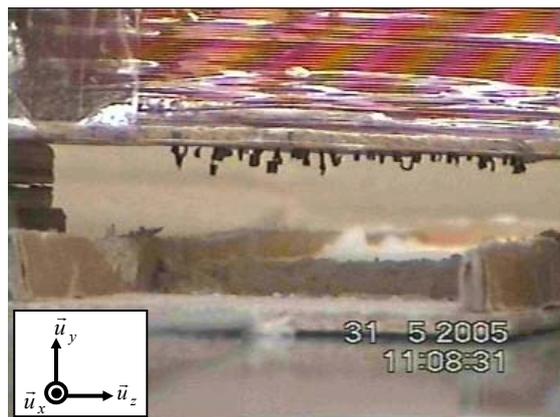


Figure 5.6 : Premières précipitations des particules lors de la mise sous tension du capteur

Pour évaluer l'influence de la vitesse du mouvement du mélange sur l'efficacité du capteur, nous avons mesuré le taux de capture en fonction de la vitesse du mélange et cela pour un courant d'excitation de 1A et une hauteur $h_c = 2.5 \times 10^{-2}$ m.

Les résultats de mesure sont présentés dans le tableau suivant :

Vitesse (m/s)	0.18	0.5	0.75	1.62	1.98
Taux de capture (%)	100	100	100	100	100

Tableau 5.2 : Variation du taux de capture en fonction de la vitesse du mélange

Ces mesures ont montré qu'une capture efficace est obtenue pour une vitesse du mélange d'environ 2 m/s.

Conclusion

Les expérimentations effectuées dans cette étape ont permis à la fois de valider les paramètres de calcul et l'approche développée pour optimiser le dimensionnement du capteur. Cette validation a été approuvée par l'efficacité de capture obtenue pour une hauteur h_{ct} et vitesse du mélange plus importantes.

5.3 Validation de l'approche utilisée pour la simulation de la capture

Pour valider l'approche bidimensionnelle utilisée pour simuler le comportement des particules, nous avons confronté les résultats de calcul et ceux expérimentaux. Dans cette confrontation, nous avons vérifié la capacité de l'approche développée à prendre en charge le phénomène de l'agglomération des particules, la zone efficace de capture, l'évolution et la forme finale du dépôt des particules.

5.3.1 Interaction magnétique DD et agglomérations transitoires des particules

Pour vérifier le phénomène de l'agglomération des particules, nous avons fait la comparaison suivante :

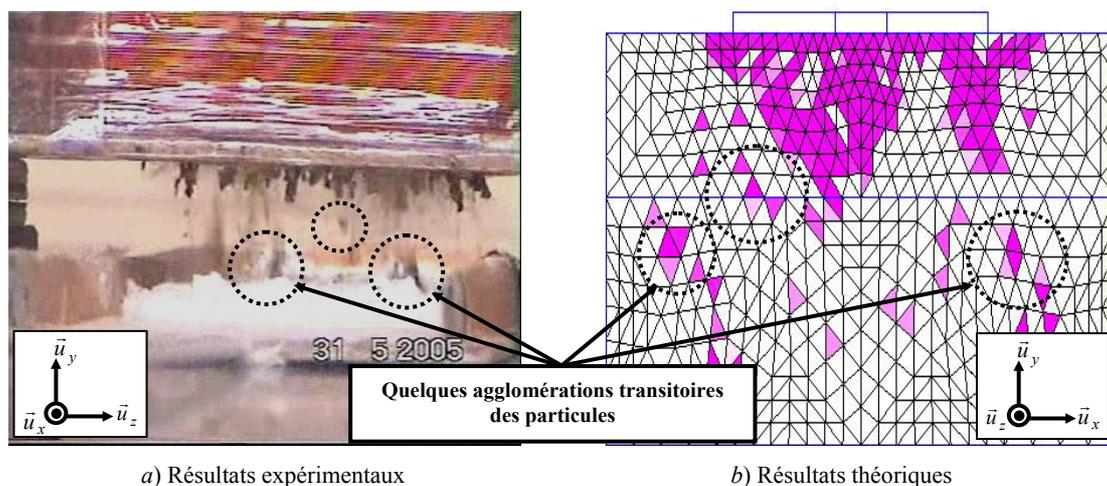


Figure 5.7 : Agglomérations transitoires des particules lors de leurs mouvement

Sur la figure ci-dessus, on voit clairement la formation des agglomérations transitoires des particules lors de leur migration vers le capteur. Dans la figure 5.7.b, l'importance de l'agglomération est proportionnelle à l'intensité de la couleur.

5.3.2 Zone efficace de capture et évolution du phénomène magnétique

Pour vérifier la zone de capture obtenue par les calculs, nous avons comparé entre les dépôts finaux des particules qui sont obtenus approximativement pour la même vitesse du mouvement du milieu traité. Cette comparaison est présentée dans la figure suivante :

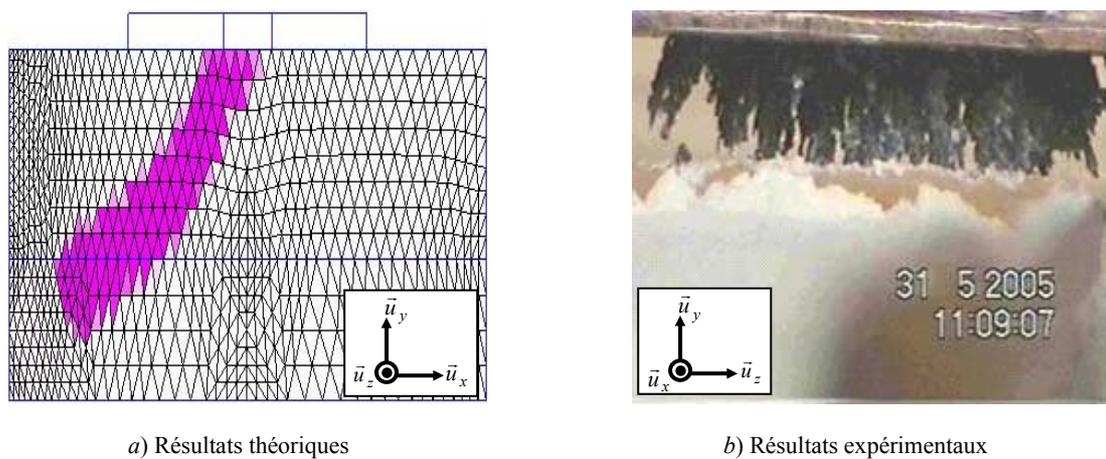


Figure 5.8 : Zone de capture et forme du dépôt des particules

Ces résultats montrent que la zone de capture se situe au centre du capteur et que les dépôts des particules forment des chaînes qui peuvent s'étendre jusqu'au fond du milieu traité en cas d'un traitement continu. Dans le plan $\{x, z\}$, la figure 5.7.b est de la forme suivante :

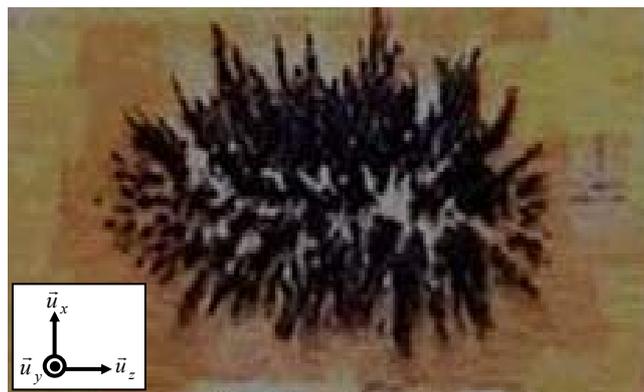


Figure 5.9 : Dépôt final des particules dans le plan $\{x, z\}$

Cette figure montre que le dépôt des particules occupe toute la profondeur du capteur (direction \vec{u}_z) et notamment la profondeur du noyau de fer. Cela signifie que la force

magnétique est constante sur toute la profondeur, ce qui conduit à une évolution symétrique du phénomène magnétique (la forme elliptique du dépôt de particules est réduite à la déformation du bobinage qui a conduit à un effet de bord non homogène aux extrémités du bobinage).

Pour montrer l'évolution symétrique du dépôt des particules sur la base duquel nous avons négligé l'interaction magnétique dipolaire dans la direction \vec{u}_z et qui a favorisé la réduction de l'étude en 2D, nous présentons les séquences de séparation suivantes :

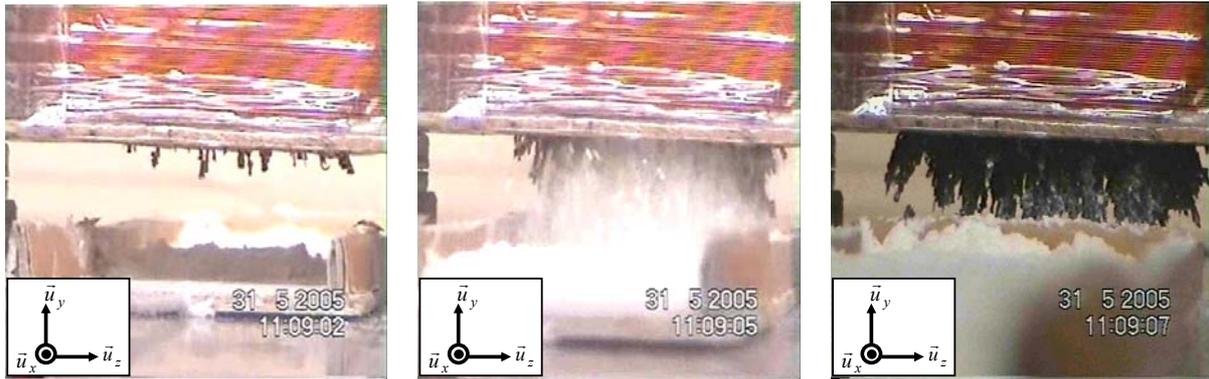


Figure 5.10 : Evolution du dépôt des particules

Conclusion

Les expérimentations effectuées sur la poudre ont permis de vérifier l'importance du phénomène de l'interaction magnétique dipolaire et la symétrie d'évolution du problème magnétique qui a permis de réduire l'étude en 2D.

Aussi, ces expérimentations ont permis de vérifier la capacité de l'approche développée et utilisés pour la simulation de la capture dans la séparation OGMS à prendre en charge la complexité du problème magnétique.

5.4 Vérification des performances de la séparation OGMS en voie humide.

Après avoir validé les différentes approches développées et utilisées, la dernière étape d'expérimentations à été consacrée à la vérification des performances de la séparation OGMS en voie humide et les limites de ses utilisations.

Ces expérimentations ont été effectuées sur un liquide visqueux contenant des particules ultrafines du matériau caractérisé précédemment. Ce liquide est soumis en mouvement dans un canal rectangulaire en verre.

5.4.1 Liquide traité et dispositif expérimental

Le liquide traité est un mélange constitué de l'eau, de la farine avec une concentration volumique de 24.82% et des particules de fer de taille ultrafine (poudre de fer) avec une concentration globale $c_g = 1.38\%$. La faible concentration des particules de fer par rapport à celle de la farine a permis de supposer que le liquide est biphasique.

La constitution du mélange a conduit à un milieu liquide visqueux dont les propriétés physiques sont montrées dans le tableau suivant :

ρ_m (kg/m ³)	η (kg/m.s)	μ_r
889	0.99×10^{-2}	1.04

Tableau 5.3 : Propriétés physiques du liquide traité

Ce liquide est soumis en mouvement dans un canal ouvert de forme rectangulaire de parois en verre. Ce canal a une longueur de 0.5 m, hauteur de 2.8×10^{-2} m et largeur de 8×10^{-2} m.

Le dispositif expérimental réalisé est montré sur la figure suivante :



Figure 5.11 : Dispositif expérimental utilisé pour le traitement en voie humide

Dans le dispositif ci-dessus, la variation de la vitesse est effectuée par changement de l'angle d'inclinaison du canal. Pour éviter toute agglomération des particules à l'entrée de l'écoulement, le capteur est placé au milieu du canal.

5.4.2 Ecoulement réalisé et paramètres hydrauliques.

Afin de négliger l'effet des parois, un écoulement de largeur $b_e = 8 \times 10^{-2}$ m et d'épaisseur d'environ $h_e = 5 \times 10^{-3}$ m ($b_e/h_e = 16$) a été réalisé. Dans ces conditions, l'écoulement est incompressible à surface libre dans lequel les approches hydrauliques développées précédemment sont valables.

Pour une vitesse d'écoulement d'environ 0.25 m/s, les paramètres de l'écoulement sont les suivants :

Re	δ (m)	x_{cr} (m)	c_f
1.1×10^4	2.37×10^{-2}	22.49	6.3×10^{-3}

Tableau 5.4 : Paramètres hydrauliques de l'écoulement réalisé

Ces paramètres montrent qu'un écoulement laminaire à couche limite est réalisé le long du canal.

5.4.3 Efficacité de la capture et validation des résultats de l'optimisation

Pour évaluer l'efficacité de capture en voie humide, nous avons excité le capteur par un courant continu de 1A. Pour une distance entre le capteur et le liquide $h_c = 2.5 \times 10^{-2}$ m et une vitesse moyenne $v_l = 1$ m/s, une séparation partielle est obtenue pour des particules de fer en poudre (particules ultrafines).

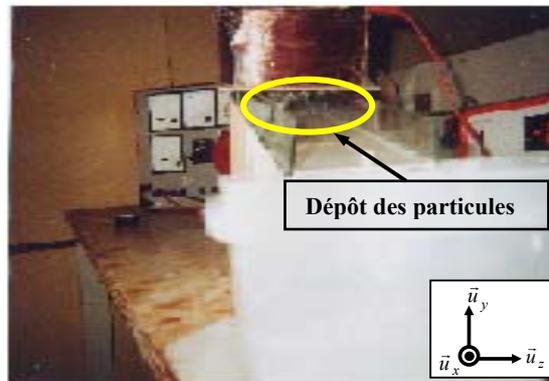


Figure 5.12 : Dépôt des particules pour le cas de la poudre de fer

Cette séparation partielle est réduite principalement à la taille ultrafine des particules, à la vitesse relativement importante du liquide et à l'insuffisance du champ appliqué.

L'insuffisance du champ est justifié par le fait que le dimensionnement du capteur ainsi que le courant d'excitation appliquée sont obtenus pour une particule de taille plus importante, une distance $h_c = 1.5 \times 10^{-2}$ m et une vitesse maximale du liquide $U = 0.2$ m/s.

Ces considérations conduisent au fait qu'une réduction de h_c et de U permettra d'obtenir une séparation totale, ce qui valide les résultats de l'optimisation effectuée pour la séparation en voie humide.

5.4.4 Effet de l'interaction magnétique dipolaire DD

Pour estimer l'effet de l'interaction magnétique dipolaire sur l'efficacité de capture dans la séparation OGMS en voie humide, nous avons injecté des particules de granulométrie importante du même matériau dans le mélange. Sous les conditions de fonctionnement précédentes, cette injection a considérablement amélioré le taux de capture.

Pour une concentration des particules injectées (volume des particules injectées/volume total des particules de fer) $c_{pi}=0.1$, une séparation totale (100%) a été obtenue.

Le dépôt des particules qui montre la zone efficace de capture est montré sur la figure suivante :



Figure 5.13 : Taux de capture après injection des particules de taille importante $\{y, z\}$

Sur la figure ci-dessus, on voit que le dépôt des particules forme des chaînes de particules qui s'étendent jusqu'au fond du canal. Cela vérifie avec exactitude les résultats de la figure 5.7.a.

Pour une meilleur clarté des résultats de la figure ci-dessus, nous avons pris une vue sur le dépôt des particules dans le plan $\{x, y\}$.

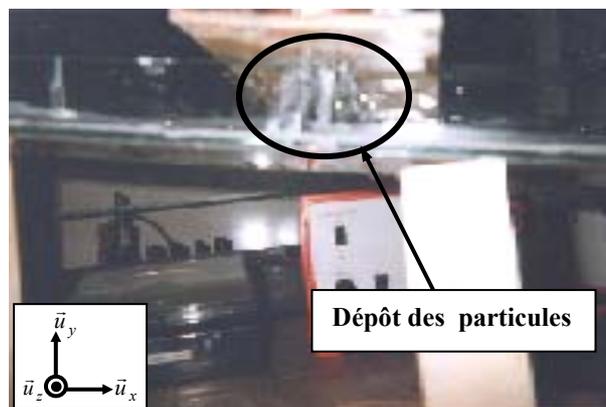


Figure 5.14 : Taux de capture après injection des particules de taille importante $\{x, y\}$

Conclusion

Les expérimentations effectuées avaient comme objectifs la validation des différentes approches développées et la vérification des performances et limites d'application de la technique de séparation OGMS proposée en voie humide.

Les limites économiques et difficultés techniques n'ont pas permis de réaliser un dispositif expérimental performant et d'utiliser des moyens d'investigation de haute gamme qui permettent avec haute exactitude d'observer les phénomènes en présence et d'évaluer avec précisions leurs manifestations et influences sur la qualité de capture.

Malgré la modestie des dispositifs réalisés et les expérimentations effectuées, nous avons pu dans la limite de ce travail de valider les approches développées et utilisées (simulation de la capture et optimisation du capteur).

De même, ces expérimentations ont permis de vérifier les paramètres identifiés dans les calculs et desquels les performances de la séparation dépendent.

Les expérimentations ont montré qu'une séparation magnétique OGMS en voie humide de haute efficacité peut être réalisée en optimisant le dispositif en fonction de la granulométrie et de la nature des particules à séparer.

Pour les particules ferromagnétiques de taille ultrafine, une séparation efficace peut être obtenue en améliorant le champ appliqué par utilisation de la technologie de supraconductivité ou par ensemencement de particules magnétique de taille plus importantes (agent magnétiques) qui jouent le rôle de capteurs locaux.

La séparation magnétique OGMS en voie humide devient inapplicable dans le cas de particules nanométriques contenues dans un écoulement fortement visqueux et qui s'écoule avec une vitesse très importantes à l'exception du cas où un champ à très haut gradient est appliqué.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes intéressés à un problème de la séparation magnétique dont l'objectif est la conception d'un séparateur magnétique capable de séparer des particules de fer de taille fine d'un liquide en phase aqueuse. Pour aboutir au dimensionnement optimal et paramètres de fonctionnement permettant la réalisation de ce séparateur, une étude théorique de la physique de séparation magnétique a été réalisée. Cette étude a été basée sur le calcul du comportement des particules lors de l'application du champ magnétique responsable de la capture.

Dans une application en voie humide de la séparation magnétique, le comportement des particules est régi par des interactions magnétiques et hydrodynamiques. Pour calculer le comportement des particules et estimer l'efficacité de la technique de séparation utilisée, nous avons développé et utilisé une approche bidimensionnelle basée sur le couplage des phénomènes en présence (magnétique, hydraulique et dynamique). Ce couplage est réalisé par la prise en compte des changements importants des propriétés physiques du milieu traité lors de l'évolution de la dispersion des particules sous l'influence du champ magnétique appliqué. Pour réaliser ce couplage nous avons approché les phénomènes en présence par des modèles mathématiques capables de prendre en charge leurs évolutions.

La prise en compte des limites de ce travail a permis d'introduire des hypothèses simplificatrices (sphéricité des particules et homogénéité de l'écoulement), ce qui a permis d'obtenir des modèles mathématiques faciles à mettre en œuvre.

Pour permettre le contrôle de l'évolution de la dispersion aléatoire des particules dans notre approche, nous avons développé une approche dynamique en introduisant un concept de particules pilotes. Ce concept a permis de définir la taille du système d'équation régissant le phénomène dynamique des particules. Le nombre de ces particules pilotes ainsi que la taille du système dynamique sont fonction de l'état du liquide et du taux de capture.

L'approche bidimensionnelle du problème multidisciplinaire qualifié de fortement couplé est justifiée par le fait que ces phénomènes se produisent de manière géométriquement périodique dans la direction de la profondeur du capteur (la direction \vec{u}_z). Alors, l'étude bidimensionnelle est effectuée dans une période géométrique où les dimensions de tout le dispositif dans cette direction sont ramenées à celle de la particule.

L'approche développée s'applique dans un maillage élément fini réduit à la région de capture où les phénomènes cités précédemment prennent effet. La mise en œuvre de l'approche développée a permis de valider les modèles mathématiques développés et d'estimer les effets des phénomènes en présence. Aussi, elle a permis de définir les paramètres desquels l'efficacité de capture dépend. En se basant sur ces paramètres, et afin d'aboutir au dimensionnement optimal du séparateur à réaliser, nous avons procédé à son optimisation. Vu le caractère multidisciplinaire du problème traité et le nombre important des paramètres influant sur la capture, l'optimisation effectuée a été limitée au capteur où les paramètres

hydrauliques de l'écoulement ont été préalablement choisis. Dans cette optimisation nous avons tenu compte des contraintes techniques et économiques. Pour les contraintes techniques, il s'agit de l'échauffement du capteur. Pour cela, et partant du fait que le capteur est refroidi naturellement dans l'air libre, nous nous sommes limités à des basses intensités de courant. En ce qui concerne les contraintes économiques, nous avons joué sur le facteur coût d'achat du cuivre et la puissance à installer. Dans la limite pratique, et tenant compte des objectifs de ce travail, nous avons réalisé un prototype de taille réduite qui fonctionne avec des courants de très basses intensités. Il s'agit d'un bobinage de forme rectangulaire en cuivre muni d'un noyau ferromagnétique.

Pour valider les résultats de l'optimisation et vérifier les effets magnétiques pris en considération, nous avons effectué une première série d'expérimentations sur un milieu en poudre mis en mouvement dans un tapis roulant. Le choix de la poudre est de garder les particules sèches, ce qui permet de montrer effectivement l'adhésion magnétique des particules (agglomération) qui ne peut pas être clairement distinguée dans le cas de particules mouillées. Dans une deuxième série d'expérimentations, nous avons validé l'approche développée sur le liquide et nous avons évalué les performances et l'efficacité du prototype réalisé. Ces essais ont montré que l'efficacité de capture peut être améliorée en fonction de la granulométrie des particules à séparer par ajustement de la hauteur entre le capteur et l'écoulement.

L'étude effectuée dans sa partie théorique est une contribution à la modélisation de dispositifs à induction magnétique. Sa richesse réside dans la multidisciplinarité du problème et la diversité des phénomènes modélisés (perméabilité magnétique, densité, viscosité, ...).

Du côté technique, les codes de calcul numérique développés présentent une base importante pour la simulation des phénomènes couplés qui prennent effet dans les milieux particuliers. L'extension de ces codes aux problèmes 3D peut conduire à un logiciel de calcul d'importance.

Dans sa partie expérimentale, le travail est considéré comme une contribution pratique au design des dispositifs de séparations magnétique. L'extension de l'étude en tridimensionnelle peut conduire à un dispositif d'usage industriel de haute performance.

Les perspectives pour le prolongement de ce travail sont nombreuses. D'un point de vue théorique, il faudrait étendre l'étude en 3D pour prendre en charge convenablement l'évolution réelle et exacte des phénomènes. Ainsi, il faudrait améliorer les modèles mathématiques développés pour une particule sphérique pour prendre en charge la forme géométrique réelle irrégulière des particules. Egalement pour la forme géométrique des agglomérations des particules que dans la plus part des cas sont des chaînes de particules.

D'un point de vue technique, il faudrait améliorer les codes de calcul pour permettre la résolution en parallèle de l'équation hydraulique de l'écoulement par laquelle l'effet important des parois de la conduite sur l'écoulement et sur le comportement des particules peut être pris en compte.

Du point de vue pratique, on procédera au développement d'une technique de dosage et la mise en place d'un dosimètre qui permet de quantifier les particules séparées quelque soit la concentration du matériau traité.

Annexes

Annexe A : Revue sur la séparation magnétique

1 Applications et débouchés potentiels de la séparation magnétique

Les principales applications de la séparation magnétique sont :

1.1 Traitement minéralurgique

Dans le domaine minier, la séparation magnétique est utilisée pour traiter les teneurs faibles et dispersées dans les gisements exploités, et cela, pour garantir la pureté et la richesse des concentrés exigées par les industriels utilisateurs.

La technique a été utilisée aux USA et en Chine pour purifier les kaolins. Ces derniers sont surtout utilisés pour la fabrication du papier et dans une moindre mesure pour les céramiques. Ils doivent respecter des normes strictes de blancheur et d'éclat, avec une granulométrie très fine (inférieure à 40 microns). Or ces kaolins sont souvent pollués par des impuretés de fer et de titane (Fe_2O_3 , TiO_2).

En Afrique du Sud, la séparation magnétique a été utilisée pour séparer des minéraux uranifères d'un minerai d'or.

Pour séparer les minéraux uranifères très fins et faiblement susceptibles, des intensités de champ de 3360 kA/m ont été appliquées.

Actuellement, la séparation magnétique est utilisée dans tous les processus industriels et en particulier dans la métallurgie, la céramique et la préparation des minéraux [Bureau 93].

1.2 Traitement de dépollution industriel et environnemental

La séparation magnétique est utilisée dans les procédés d'épurations suivantes [Bureau 93, Fletcher 93, Fletcher 94, Gerber 94, Taniguchi 97, Raichenko 97, Sassa 97]:

- La désulfuration des charbons utilisés comme combustible dans les fours d'alimentation des centrales thermiques et électriques. Il s'agit de réduire le taux de cendres et de sulfures (FeS_2) présents dans la masse de charbon.
- L'épuration des eaux de rejet industriel et des eaux usées d'origine domestique. Les différents procédés utilisés sont la filtration magnétique de solide en suspension et la filtration magnétique par ensemencement de magnétite.
- Filtrages des fluides dans les centrales thermiques ou nucléaires de production de l'énergie électrique en extrayant les produits particuliers corrosifs.
- Recyclage des déchets industriels et municipaux par extraction des conducteurs non ferreux des milieux isolants.

1.3 Traitement chimique et biologique

Le progrès et l'évolution qu'ont connus les procédés de séparation magnétique dans les domaines industriels et environnementaux, ont ouvert les portes largement à l'exploitation de la séparation magnétique dans des domaines plus sensibles et exacts tel que :

1.3.1 Recherches médicales

Les cellules sanguines à l'état désoxygéné sont paramagnétiques. La séparation des érythrocytes paramagnétiques des lymphocytes et des leucocytes diamagnétiques a permis d'étudier des cellules sanguines infectées (par exemple par le parasite de la malaria).

Des susceptibilités magnétiques positives peuvent être introduites dans des matériaux biologiques et les isolants grâce aux ions Erbium III. On peut alors manipuler les particules de ces matériaux sous l'influence d'un champ magnétique externe.

Dores et déjà, on sait produire une précipitation magnétique de cations Er^{3+} sur des cartilages, pour soigner des problèmes d'arthrite. La technique de répulsion magnétique est utilisée pour réduire le nombre de particules magnétiques déposées sur les murs de l'organe traité.

Ces particules sont utilisées pour transporter par convection les segments de l'ADN sur leurs surfaces vers le dispositif de détection.

La séparation magnétique a l'avantage majeur de ne pas modifier la composition chimique des fluides et des murs de l'organe en agissant seulement sur les particules magnétiques.

Dans d'autres applications médicales, les cellules sanguines à l'état désoxygénées sont paramagnétiques alors que combinées avec l'oxygène, elles seront diamagnétiques [Veyret 02, Bertier 01].

1.3.2 Applications biochimiques

Certaines bactéries (*Aquaspirilla magnetotacticum*) sont naturellement magnétotactiques : elles synthétisent et transportent de petits cristaux de magnétite. Sensibles à l'application d'un champ magnétique, elles pourraient être employées pour l'épuration de fluides ou de boues contaminées en fer. Enfin, la concentration, par des microorganismes, de métaux paramagnétiques sous forme solubles ou particulaire, est une application biochimique étudiée en laboratoire qui pourrait permettre d'épurer des effluents liquides pollués.

Des bactéries telles que *Bacillus subtilis* ou *Candida utilis* ont permis de fixer des phosphates métalliques, dans leur paroi externe, en processus aérobie. Une fois la fixation achevée, les bactéries sont passées dans une matrice poreuse magnétisée.

Le même type de procédé, anaérobie cette fois, utilise la bactérie *Desulfovibrio*, pour réduire des sulfates en sulfures. Après ensemencement magnétique, ces bactéries sont éliminées par séparation magnétique [Bureau 93, Cedric 96, Gillet 98, Veyret 02].

2 Classification des séparateurs magnétiques selon le champ appliqué

Les séparateurs magnétiques sont classés en fonction de la qualité de champ magnétique fourni comme se suit :

2.1 Séparateur magnétique à basse intensité (SMBI)

La source de champ magnétique est un aimant permanent qui développe une densité de force magnétique allant de 2×10^4 à 10^6 N/m³. Les aimants permanents sont des ferrites, terres rares ou terres rares à taux d'attractivité élevée ou céramique.

Pour éliminer les particules fines ou grossières fortement magnétique sur des produits secs ou humides, des tubes aimant permanent sont utilisés [mecahand].



Figure A. 1 : Tube magnétique à aimant permanent (ferrites, terres rares) *Eriez magnetics*

Pour des traitements en continu et à sec des particules para et ferromagnétiques, des séparateurs à tambours magnétiques à aimant permanent sont utilisés.

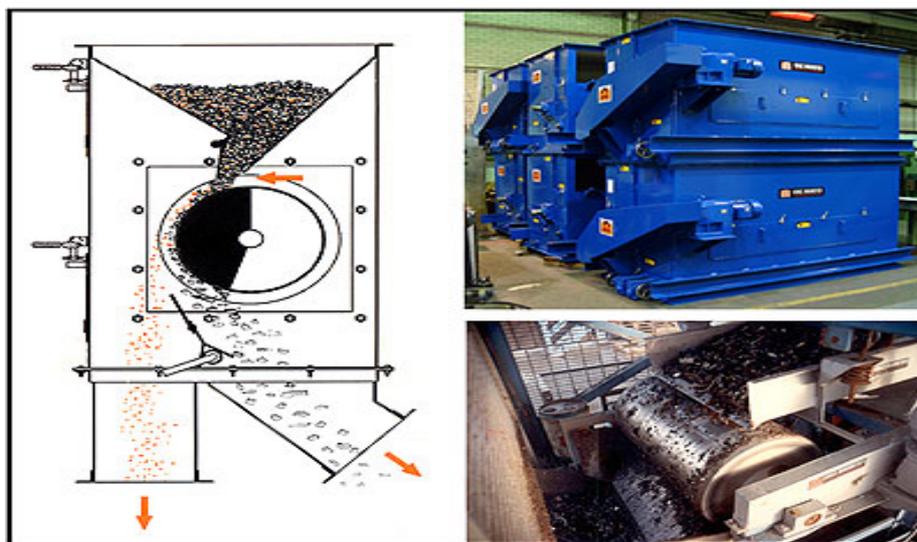


Figure A. 2 : Séparateur à tambours magnétiques [Eriez magnetics].

Dans le séparateur à tambour, et sous l'effet conjugué de la force centrifuge et de pesanteur, les fractions non magnétiques sont éjectées de la surface du rotor. Les fractions magnétiques qui adhèrent au rotor sont évacuées vers l'arrière.

Dans certains cas, le traitement de matériaux à granulométrie trop fine, la séparation à sec n'est permis à cause de la gêne créée par l'attraction électrostatique s'exerçant entre les particules. Afin de dépasser cet handicap, un traitement en voie humide par des séparateurs à tambour magnétique est utilisé.

2.2 Séparation magnétique à haute intensité (SMHI)

La source de champ est un électroaimant ou un aimant permanent. Ils développent une densité de force magnétique de 2×10^7 à 4×10^9 N/m³. Ils sont utilisés pour la purification ou la concentration de matériaux non magnétiques, faiblement ou fortement magnétiques en voie sèche ou humide.

Pour le traitement en voie sèche, des séparateurs à tambours à électroaimant sont utilisés. L'électroaimant rotatif crée un champ magnétique intense (16000-18000 Gauss) dans l'entrefer. Le principe de séparation des particules paramagnétique et diamagnétique est illustré dans la figure 1.3 [sepmag].

Les particules diamagnétiques sont évacuées sous l'effet de la force centrifuge et de répulsion tandis que les paramagnétiques restent collées au rotor et en sont détachées à l'aide de ballais. Pour la séparation des particules non ferreuses préalablement débarrassés de ses composants ferreux, des séparateurs à tambours à aimants permanents fonctionnant sur la base des courants de Foucault sont utilisés.

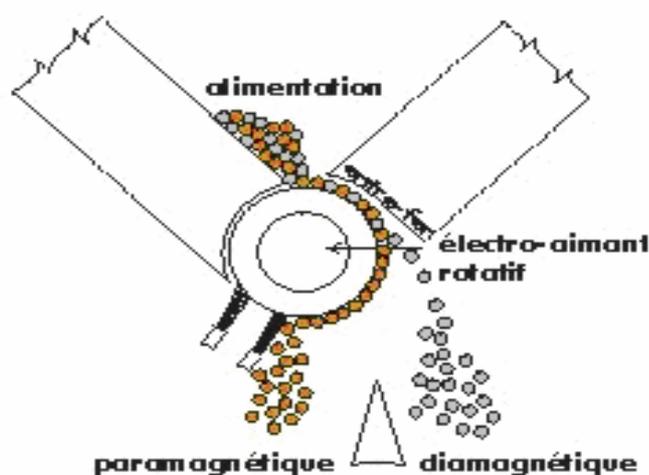


Figure A. 3 : Principe de la séparation magnétique SMHI des particules diamagnétiques des particules paramagnétiques

En voie humide, les séparateurs SMHI sont utilisés pour séparer les particules diamagnétiques et paramagnétiques contenues dans des pulpes de concentration allant de 25 à 35%.

Le premier des séparateurs utilisés en voie humide est le type Jones à carrousel construit par *Humboldt* [Nava 96]. Actuellement, des séparateurs en voie humide sont mis en exploitation par plusieurs fabricants (ex. *Eriez, Raoul lenoir, ...*).

Un séparateur SMHI utilisé pour la séparation des particules paramagnétiques des particules diamagnétiques en voie humide est montré dans la figure 1.4 [sepmag].

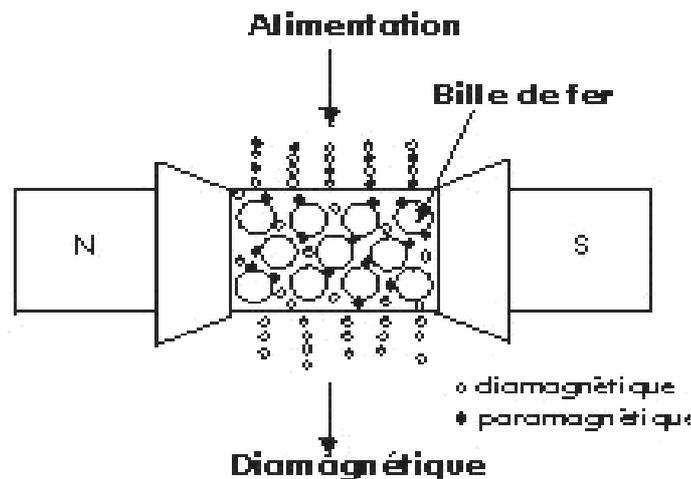


Figure A. 4 : Principe de séparation SMHI en voie humide en utilisant des billes ferromagnétiques

Ce séparateur est constitué de 2 pôles (N-S) créant un champ magnétique intense dans la cellule de séparation contenant des billes ferromagnétiques. L'utilisation de billes de diamètres variables mène à l'obtention d'un gradient de champ magnétique d'autant plus important que les billes sont petites. Ce gradient de champ magnétique constitue le potentiel de séparation. La pulpe est alimentée dans la cellule de séparation. Les particules paramagnétiques sont retenues sur les billes de fer tandis que les particules diamagnétiques sont emportées par le flux d'eau puis récoltées. Les particules paramagnétiques sont ensuite récoltées grâce à un lavage à l'eau après disparition du champ magnétique.

2.3 Séparation magnétique à haut gradient de champ (SMHG) et /ou à haut champ

La source de champ est un solénoïde en cuivre résistif ou en alliage supraconducteur qui permet d'atteindre une densité de force magnétique de 6×10^{10} à 10^{12} N/m³.

Le séparateur magnétique haut gradient (SMHG) à bobinage de cuivre fonctionne à température ambiante et nécessite un système de réfrigération par eau déionisée.

Le séparateur à bobinage supraconducteur utilise quant à lui, un système cryostatique pour le refroidissement de la bobine à la température de l'hélium liquide. Quelque soit la configuration de champ retenue, la séparation supraconductrice nécessite toujours un réservoir cryostatique rempli d'hélium liquide, destiné à refroidir le bobinage en alliage supraconducteur.

Ces séparateurs permettent le traitement des matériaux paramagnétiques faibles et de très petites granulométries (ex. les ultrafines dispersées dans un fluide).

Pour les séparateurs à haut gradient du champ, on trouve principalement [Gillet 04] :

a) Séparateur à haut champ à gradient ouvert

Développés en 1975 par Oxford Instruments et Cryogenic Consultants, la séparation se fait à l'extérieur du système, en continu, par déviation des particules en voie sèche ou humide. C'est un ensemble cylindrique de 4 solénoïdes supraconducteurs qui génèrent des gradients de champ et donc des forces d'attraction élevées extérieures et orientées radialement.

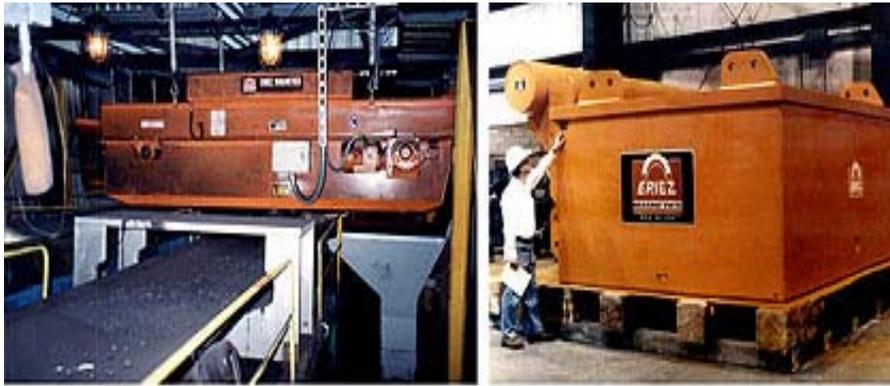
Les essais sur des minéraux industriels (Quartz, Feldspaths), ont montré que l'efficacité diminue fortement pour des granulométries inférieures à 50 microns [Gerber 91].

Dans cette classe de séparateurs, on trouve aussi les séparateurs à tambour et séparateur à électroaimant suspendu (Fig.A.5).

Pour le séparateur à tambour, il s'agit de tambours magnétiques, où la couronne d'aimants permanents est remplacée par une série de bobines supraconductrices à bobinage trapézoïdal, qui adhèrent au tambour sur une section circulaire de 120°. L'alternance des pôles se fait le long de l'axe du tambour et non le long de sa circonférence. Ainsi, les particules restent dans des conditions constantes tout au tour du tambour.

La firme Humboldt Wedag a construit le DESCOS qui produit 3200 KA/m à la surface du tambour, et fonctionne en voie sèche et humide. Les bobinages supraconducteurs se trouvent dans un réservoir cylindrique fait de matériaux isolants, qui contient l'hélium liquide et est maintenu sous vide. Le tambour en fibre de carbone renforcé a un diamètre de 1.2 m pour une longueur de 1.5 m. Le DESCOS fonctionne en voie sèche ou humide avec une capacité de 100 t/h et peut traiter des granulométries montant jusqu'à 100 mm (Unkelbach et Wasmuth, 1986).

La première démonstration effectuée est un pilote d'épuration de syénites néphéliniques en Turquie [Bureau 93]. Pour le séparateur suspendu, il s'agit d'un électroaimant suspendu sur un convoyeur à bande où le matériau passe en continu [mecahand].

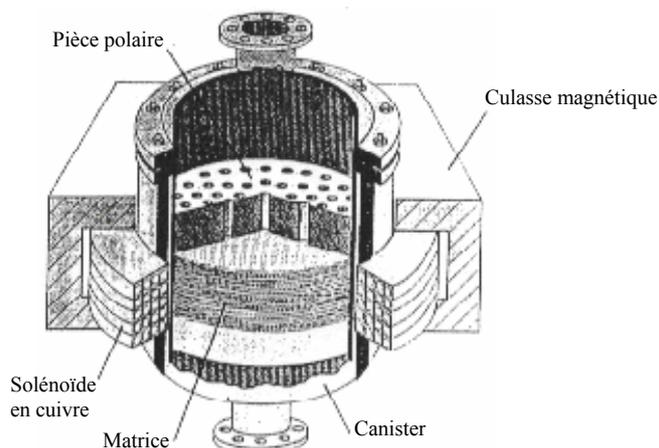


Électroaimant record du monde construit par Eriez, en cours d'expédition

Figure A. 5 : Séparateur à électroaimants suspendus sur convoyeur à bande *Eriez magnetics*

b) Séparateur haut champ à matrice d'extraction

La séparation se fait à l'intérieur de la bobine d'induction (solénoïde supraconducteur en niobium-titane), selon le même principe de fonctionnement cyclique qu'un séparateur haut gradient à bobinage cuivre (Fig.A.6.a). Dans la bobine se trouve une matrice d'extraction en laine de fer ou en métal expansé (Fig.A.6.b) [Nava 96]. Le champ magnétique extérieur, à l'origine homogène, devient fortement convergent à cause des éléments ferromagnétiques de la matrice. Il se crée, dans la matrice, des centres de force de faible portée, sur lesquels les particules paramagnétiques sont piégées. L'intensité de champ développée varie selon les séparateurs de 1600 à 4000 kA/m [Bureau 93].



a) Vue générale du séparateur



b) Quelques matrices d'extraction

Figure A. 6 : Séparateur magnétique à haut gradient cyclique (SALA) à bobinage

Jusqu'au début des années 90, le constructeur *Eriez Magnetics* était le seul, à avoir développé à l'échelle industrielle des séparateurs supraconducteurs. Ces séparateurs ont une puissance

installée de 60 kW/h (compresseur et cryogénérateur compris) et développent une intensité de champ de 1600 kA/m. Le canister rempli d'une mousse de fer a un diamètre de 2,14 m et une profondeur de 0,5 m. Le système magnétique (bobines plus cryostat) est entouré d'une légère enveloppe d'acier doux (pour assurer la fermeture du champ) et pèse 230 tonnes. Le liquéfacteur d'hélium produit un débit de 20 l/h [Bureau 93].

Le cryofilter HGMS fabriqué par Cryogénic Consultants possède un canister mobile et fonctionne en continu. Le canister placé sous champ est alimenté puis extrait hors du système pour être lavé, tandis qu'un autre canister se présente devant l'alimentation. Les bobines sont soit verticales soit horizontales.

Ce séparateur continu développe une intensité de champ de 4000 kA/m dans une bobine de 0,3 m de diamètre pour une longueur de 7,5 m et pèse 7 tonnes pour une puissance installée de 12 kw/h. Ses premières utilisations apparaissent en Angleterre et en ex-Tchécoslovaquie pour le traitement de kaolins (15 t/h) [Bureau 93].

3 Détection de métaux ferreux ou non ferreux

Avant de procéder à l'épuration ou au filtrage d'un matériau par séparation magnétique, il faut d'abord détecter les impuretés métalliques contenues. Cette détection non seulement confirme la nécessité de séparation magnétique mais permet aussi de choisir la technique de séparation à utiliser. En pratique, les séparateurs magnétiques sont équipés des détecteurs de métaux fonctionnant sur la base de bobines de détection.

A titre d'exemples, on trouve les détecteurs de métaux ferreux ou non ferreux montrés ci-dessous [mecahand, elcowa].



Détecteur magnétique *EZ Tec*



Détecteur magnétique *Handy Tec*

Figure A. 7 : Détecteurs de métaux ferreux et non ferreux [Eriez magnetic]

4 Données économiques sur la séparation magnétique

Pour mettre en exploitation une telle technique de séparation magnétique, deux facteurs essentiels doivent être mis en évidence, les coûts d'investissement et de fonctionnement.

4.1 Coût d'investissement

Le coût d'un séparateur dépend de son système magnétique et de sa dimension. Cette dernière est déterminée par le constructeur, au vu des résultats d'essais "batches" ou d'essais pilotes, destinés à définir le type d'appareil et les conditions de séparation les plus adaptés aux objectifs à atteindre (débit d'alimentation, eau, champ de coupure ...).

D'après les données des constructeurs pour le début des années 80, on peut remarquer que :

- Le séparateur magnétique à basse intensité est le moins cher : de 800 à 1200 francs par tonne horaire traitée.
- Le séparateur magnétique haute intensité à sec est le plus cher : 1500 à 80 000 franc par tonne horaire traitée. Ce coût est pénalisé par les faibles débits unitaires (jusqu'à 6 t/h/m si la granulométrie et le rendement poids le permettent), ce qui demande bien souvent de multiplier le nombre d'appareils et d'augmenter l'encombrement (bâtiment).
- Le coût d'un séparateur magnétique haute intensité en voie humide se situe entre 5000 et 30000 francs par tonne horaire traitée.
- Le coût d'un séparateur haut gradient (bobinage cuivre ou supraconducteur) se situe environ entre 10000 et 100 000 francs par tonne horaire traitée (séparateur supraconducteur *Eriez* : $2,2 \times 10^6$ \$US) [Bureau 93]

Les prix des séparateurs haute intensité et haut gradient sont fonction de la conception magnétique du circuit, du poids d'acier à bas taux de carbone utilisé pour la fermeture du champ et du système de refroidissement associé.

En règle générale, le coût d'un bobinage dépend des paramètres suivants :

- Diamètre et hauteur (poids du conducteur) ;
- Masse d'acier pour la fermeture de champ ;
- Champ développé ;
- La puissance installée ;
- Type et forme du conducteur ;
- Système de refroidissement associé.

4.2 Coût de fonctionnement

Les frais de fonctionnement des séparateurs sont dus essentiellement aux dépenses énergétiques des bobines (SMHI et SMHG), des moteurs et organes annexes (pompes, ventilateurs, distributeurs...), des systèmes de refroidissement (consommation et maintenance) et des pièces d'usures (matrices).

Pour la basse intensité, la dépense énergétique est très faible (0.05 kWh/t) ; pour la haute intensité, elle atteint 2,5 kWh/t (électroaimant). Pour le haut gradient (solénoïde cuivre), elle peut atteindre 20 kWh/t. Elle est de l'ordre de 0,6 kWh/t pour un bobinage supraconducteur si l'on tient compte de la puissance installée du système de réfrigération.

De point de vue fonctionnement, il faut tenir compte de deux critères :

- Energie consommée : elle est pour ainsi dire nulle (séparation supraconductrice) vis à vis d'un bobinage cuivre.
- Coût de réfrigération : lorsqu'on utilise un fluide cryogénique, le coût qui intéresse l'utilisateur est le prix du litre de cryogène rendu dans son usine.

Néanmoins, il faut savoir qu'à l'heure actuelle, l'utilisation d'un environnement cryogénique fait appel à des techniques bien maîtrisées et que leur coût et performance pourraient être largement améliorés par un effort de série.

Des études économiques réalisées au début des années 90 conduisent à estimer qu'un équipement supraconducteur surclasse un équipement classique au delà de 1200 heures de fonctionnement pour un champ supérieur à 400 kA/m [Bureau 93].

Annexe B : Les milieux magnétiques

1 Les milieux magnétiques

Dans la physique de séparation magnétique, la valeur des forces d'attraction ou de répulsion dépend en plus de la qualité du champ magnétique appliqué des propriétés physiques des particules.

Le choix d'un tel champ repose essentiellement sur la connaissance des particularités magnétiques et comportement des différents composants du milieu à traiter.

Dans un champ magnétique \vec{H} , encore appelé excitation magnétique, la réponse de tout matériau est son induction magnétique \vec{B} .

La grandeur physique reliant l'induction magnétique au champ magnétique est la perméabilité magnétique du matériau μ .

$$\mu = \frac{\vec{B}}{\vec{H}} \quad (\text{B.1})$$

Lorsqu'un matériau magnétique est soumis à un champ magnétique, il y'a création de dipôles de moment magnétique \vec{m} .

La densité volumique de moment magnétique dans le milieu est appelée aimantation du matériau et notée \vec{M} . Cette aimantation est liée au champ magnétique par la susceptibilité magnétique χ .

$$\chi = \frac{\vec{M}}{\vec{H}} \quad (\text{B.2})$$

A la place de la susceptibilité volumique précédente, on considère parfois la susceptibilité massive χ_m rapportée à la masse volumique ρ_m de la substance [Durand 68].

$$\chi_m = \frac{\chi}{\rho_m} \quad (\text{B.3})$$

L'avantage de cette grandeur, est qu'elle est en première approximation, indépendante de l'état physique du milieu. Selon leurs susceptibilités magnétiques, les substances magnétiques sont réparties essentiellement comme suit :

1.1 Les milieux diamagnétiques

Dans ce type de substances, les atomes n'ont pas de moment magnétique permanent ou plutôt, tous les moments à l'intérieur d'un atome s'équilibrent de telle sorte que le moment résultant

de l'atome est nul. Les spins électroniques et les mouvements orbitaux s'équilibrent exactement, de sorte que chaque atome en particulier n'a en moyenne aucun moment magnétique. Dans telles conditions, quand on établit le champ magnétique, de faibles extra-courants prennent naissance à l'intérieur de l'atome, par induction. Suivant la loi de Lenz, ces courants sont dans une direction telle qu'ils s'opposent à l'augmentation du champ. Les moments magnétiques induits des atomes sont dirigés à l'opposé du champ magnétique. Tel est le mécanisme du diamagnétisme. Le phénomène étant d'origine intra-atomique, il est indépendant de la température. Dans le cas de milieux condensés, l'ordre de grandeur de χ est de -10^{-5} et des valeurs plus faibles pour les gaz.

Sont diamagnétiques tous les solides dont le nombre atomique est compris entre 29-38 et 47-56 tels que le soufre, le phosphore, le silicium, le graphite et le diamant [Nava 96].

Sous l'influence d'un champ magnétique, les corps diamagnétiques acquièrent une aimantation proportionnelle au champ magnétique appliqué mais de sens opposé, ce qui conduit au fait que dans un champ non uniforme, elles ont tendance à s'éloigner des zones de champ fort pour gagner les zones de champ faible.

1.2 Les milieux paramagnétiques

Sont paramagnétiques, les substances possédant un ou plusieurs électrons célibataires telles que l'uranium, le manganèse, le molybdène, le chrome, ...

Les atomes ou ions des substances paramagnétiques possèdent un moment magnétique permanent. Sous l'effet d'un champ magnétique, les moments ont tendance à s'aligner suivant la direction du champ. L'effet paramagnétique est contrarié par l'agitation thermique qui tend à distribuer les moments aléatoirement. De ce fait, les substances paramagnétiques sont sensibles à la température. Selon la susceptibilité de la substance, il existe différents types de paramagnétisme.

Généralement, la susceptibilité magnétique varie de façon inversement proportionnelle à la température absolue, selon la loi de Curie. Pour les matériaux paramagnétiques condensés, l'ordre de grandeurs de χ est de $+10^{-3}$. Macroscopiquement, l'aimantation est proportionnelle au champ magnétique appliqué et de même sens. Sous l'influence d'un champ magnétique non uniforme, une substance paramagnétique a tendance à se rapprocher des zones où le champ est plus intense [Durand 68].

1.3 Les milieux ferromagnétiques

Sont ferromagnétiques, certain élément de transition (fer, nickel, cobalt), les terres rares, les actinides, la magnétite (Fe_3O_4) et les alliages de ces solides.

Dans les corps ferromagnétiques, il existe une interaction forte entre les différents moments magnétiques qui tend à aligner dans la même direction les spins des atomes voisins. Par

conséquent, il existe dans les matériaux ferromagnétiques un ordre; les structures peuvent être divisées en petites régions ou *domaines de Weiss*, dans lesquels tous les moments sont orientés dans la même direction, et possèdent de ce fait, une aimantation spontanée. A l'intérieur de ces domaines, il existe une aimantation permanente en l'absence de champ magnétique. La présence d'un champ magnétique a pour effet d'accroître le volume des domaines de Weiss dont la direction est identique à celle du champ appliqué. Plus le champ appliqué augmente, plus le volume de ces domaines est important donc, plus l'aimantation induite est élevée. Lorsque tous les domaines ont la même direction, on dit que le matériau est saturé magnétiquement, son aimantation reste constante quel que soit l'augmentation ultérieure du champ magnétique externe.

Les substances ferromagnétiques deviennent paramagnétiques si celles-ci ont une température supérieure à la température de Curie (1043 K pour le fer).

Les matériaux ferromagnétiques utilisés dans la pratique peuvent se subdiviser en deux catégories : les ferromagnétiques doux, qui s'aimantent facilement et de manière réversible, et les ferromagnétiques durs, qui gardent une forte aimantation rémanente lorsque le champ est annulé. Loin de la saturation, la susceptibilité magnétique des substances ferromagnétiques peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^6 .

Une caractéristique importante des substances ferromagnétiques, est que les coefficients μ et χ dépendent beaucoup de \vec{H} (ou \vec{B}). Il existe aussi des matériaux magnétiques moins célèbres à cause de leur utilisation limitée par exemple les matériaux antiferromagnétiques et ferrimagnétiques).

Annexe C : Perméabilité des mélanges contenant des inclusions magnétiques

1 Mélange avec des inclusions sphériques

Considérons un matériau magnétique hétérogène constitué d'un milieu principal de perméabilité magnétique μ_0 (pas nécessairement celle du vide), et des inclusions sphériques de perméabilité magnétique μ_1 . Cela correspond à un mélange biphasique. Dans l'étude suivante, l'effet de la forme de dispersion est négligé. Aussi, l'étude est valable pour les régimes quasi statiques.

La perméabilité magnétique efficace μ_{eff} du mélange est définie comme la rapport entre l'induction magnétique moyenne et le champ magnétique moyen dans le mélange :

$$\langle \vec{B} \rangle = \mu_{eff} \langle \vec{H} \rangle \quad (C.1)$$

L'induction magnétique moyenne dépend de la polarisation magnétique \vec{j} dans le milieu. Elle est donnée par :

$$\langle \vec{B} \rangle = \mu_0 \langle \vec{H} \rangle + \langle \vec{J} \rangle \quad (C.2)$$

La polarisation moyenne ou la densité de moment magnétique dipolaire est :

$$\langle \vec{J} \rangle = n \cdot \vec{j} \quad (C.3)$$

Où n est le nombre d'inclusions par unité de volume et \vec{j} est le moment magnétique dipolaire d'une inclusion. Le moment magnétique dipolaire dépend de la polarisabilité de l'inclusion β et du champ d'excitation \vec{H}^e :

$$\vec{j} = \beta \vec{H}^e \quad (C.4)$$

Le champ d'excitation n'est pas le même champ moyen mais similaire au champ local, quantité utilisée pour étudier le phénomène de la polarisation à l'échelle microscopique.

Ce champ dépend de la polarisation moyenne entourant l'inclusion et de sa forme géométrique.

Pour des inclusions de forme sphériques, le champ d'excitation est :

$$\vec{H}^e = \langle \vec{H} \rangle + \frac{\langle \vec{J} \rangle}{3\mu_0} \quad (C.5)$$

La combinaison des équations précédentes conduit à la formule suivante :

$$\frac{\mu_{eff} - \mu_0}{\mu_{eff} + 2\mu_0} = \frac{n\beta}{3\mu_0} \quad (C.6)$$

Qui est la forme magnétique de la formule célèbre de Lorentz-Lorenz (aussi connue par la formule de Classius-Mossotti). La polarisabilité d'une dispersion (scatterer) (une seule particule) peut être résolue sur la base de deux approches : intégration du produit de la susceptibilité magnétique et du champ magnétique sur le volume, ou par considération de la perturbation du champ externe causé par le moment dipolaire de la dispersion et trouver sa relation avec le champ magnétique moyen.

La polarisabilité moyenne d'une inclusion sphérique homogène est le produit de la susceptibilité magnétique de l'inclusion $\mu_1 - \mu_0$, du rapport des champs interne et externe par rapport à l'inclusion et son volume V .

$$\beta = V(\mu_1 - \mu_0) \frac{3\mu_0}{\mu_1 + 2\mu_0} \quad (C.7)$$

La combinaison de (C.6) et (C.7) conduit à la formule de mixage de Rayleigh donnée par :

$$\frac{\mu_{eff} - \mu_0}{\mu_{eff} + 2\mu_0} = f \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + 2\mu_0} \quad (C.8)$$

où $f = n.V$ est la fraction de volume des inclusions dans le mélange.

Selon la formule de Maxwell-Garnett, la perméabilité efficace est exprimée par :

$$\mu_{eff} = \mu_0 + 3\mu_0 \frac{f \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + 2\mu_0}}{1 - f \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + 2\mu_0}} \quad (C.9)$$

2 Mélange avec des inclusions ellipsoïdales

Considérons maintenant le cas des inclusions ellipsoïdales. Le champ excitant pour une inclusion est :

$$\vec{H}^e = \langle \vec{H} \rangle + N_i \frac{\langle \vec{J} \rangle}{\mu_0} \quad (C.10)$$

où N_i est le facteur de dépolarisation de l'ellipsoïde qui est différent dans les trois directions d'axes, et $\langle \vec{J} \rangle$ varie avec la direction pour un mélange anisotrope.

Par conséquent le champ excitant dépend aussi de la direction. Le facteur de la dépolarisation pour un ellipsoïde est :

$$N_a = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{(s+a^2)\sqrt{(s+a^2)(s+b^2)(s+c^2)}} \quad (\text{C.11})$$

Ici a , b et c sont les semi axes de l'ellipsoïde et N_a est le facteur de dépolarisation dans la direction a .

Pour les facteurs de dépolarisation N_b et N_c , on interchange b et a , et c et a dans (C.11).

Pour un ellipsoïde quelconque, les facteurs de dépolarisation vérifient l'équation suivante :

$$N_a + N_b + N_c = 1 \quad (\text{C.12})$$

La sphère a trois facteurs de dépolarisation égaux à $1/3$. Les deux autres cas spéciaux sont le disque avec des facteurs de dépolarisation $(1, 0, 0)$ et le pointeau avec des facteurs $(0, 1/2, 1/2)$.

Pour un sphéroïde (ellipsoïde à révolution), qui a deux axes égaux, des expressions finales peuvent être évaluées à partir de l'intégrale (C.11).

Dans le cas où $a > b = c$, les facteurs de dépolarisation sont :

$$N_a = \frac{1-e^2}{2e^3} \left(\ln \frac{1+e}{1-e} - 2e \right) \quad (\text{C.13})$$

$$N_b = N_c = \frac{1}{2}(1 - N_a) \quad (\text{C.14})$$

où l'excentricité est $e = \sqrt{1 - b^2/a^2}$.

Pour des sphéroïdes approximativement sphériques, ayant une faible excentricité, on a :

$$N_a \cong \frac{1}{3} - \frac{2}{15}e^2 \quad (\text{C.15})$$

$$N_b = N_c \cong \frac{1}{3} - \frac{1}{15}e^2 \quad (\text{C.16})$$

De l'autre coté, pour des sphéroïdes ayant des formes approximativement de pointeaux (sphéroïdes prolates), on a :

$$N_a \cong (b/a)^2 \left(\ln \frac{2}{b/a} - 1 \right) \quad (\text{C.17})$$

$$N_b = N_c \cong \frac{1}{2} \left[1 - (b/a)^2 \left(\ln \frac{2}{b/a} - 1 \right) \right] \quad (\text{C.18})$$

Dans le cas de sphéroïde oblate où $a = b > c$, les facteurs de dépolarisation sont :

$$N_c = \frac{1+e^2}{e^3} (e - tg^{-1}(e)) \quad (\text{C.19})$$

$$N_a = N_b \cong \frac{1}{2} (1 - N_c) \quad (\text{C.20})$$

où $e = \sqrt{a^2/b^2 - 1}$.

Pour un sphéroïde oblate approximativement sphérique, on a :

$$N_c \cong \frac{1}{3} + \frac{2}{15} e^2 \quad (\text{C.21})$$

$$N_a = N_b \cong \frac{1}{3} - \frac{2}{15} e^2 \quad (\text{C.22})$$

Et pour un sphéroïde ayant une forme presque de disque, on a :

$$N_c \cong 1 - \frac{\pi}{2} (c/a) + 2(c/a)^2 \quad (\text{C.23})$$

$$N_a = N_b \cong \frac{\pi}{4} (c/a) - (c/a)^2 \quad (\text{C.24})$$

Dans le cas général, la polarisabilité magnétique d'un ellipsoïde de volume V et perméabilité magnétique μ_1 a trois composantes dont celle portée suivant la direction a est donnée par :

$$\beta_a = V (\mu_1 - \mu_0) \frac{\mu_0}{\mu_0 + N_a (\mu_1 - \mu_0)} \quad (\text{C.25})$$

Pour un mélange à n ellipsoïdes de même type par unité de volume, s'ils sont alignés relativement aux axes orientés dans la même direction, le mélange est anisotrope et sa perméabilité efficace tensorielle est :

$$\mu_{eff}'' = \mu_{eff}^a \hat{a}\hat{a} + \mu_{eff}^b \hat{b}\hat{b} + \mu_{eff}^c \hat{c}\hat{c} \quad (\text{C.26})$$

où le chapeau désigne le vecteur unitaire dans la direction de l'axe.

Les composantes de la perméabilité sont :

$$\mu_{eff}^i = \mu_0 + \frac{\mu_0 f \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_0 + N_i(\mu_1 - \mu_0)}}{1 - f \frac{N_i(\mu_1 - \mu_0)}{\mu_0 + N_i(\mu_1 - \mu_0)}} \quad (C.27)$$

Avec $i = a, b$ et c .

Pour une orientation aléatoire des ellipsoïdes, il n'y a pas de direction préférée dans le mélange et la perméabilité efficace est donc isotrope. En moyennant la contribution des moments dipolaires, on aura la perméabilité magnétique efficace donnée par :

$$\mu_{eff} = \mu_0 + \frac{\mu_0 \frac{f}{3} \sum_{i=a,b,c} \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_0 + N_i(\mu_1 - \mu_0)}}{1 - \frac{f}{3} \sum_{i=a,b,c} \frac{N_i(\mu_1 - \mu_0)}{\mu_0 + N_i(\mu_1 - \mu_0)}} \quad (C.28)$$

Pour l'ellipsoïde, on distingue les deux cas spéciaux suivants :

Pour des pointaux orientés aléatoirement ;

$$\mu_{eff} = \mu_0 + f(\mu_1 - \mu_0) \frac{\mu_1 + 5\mu_0}{(3 - 2f)\mu_1 + (3 + 2f)\mu_0} \quad (C.29)$$

Pour des disques orientés aléatoirement ;

$$\mu_{eff} = \mu_0 + f(\mu_1 - \mu_0) \frac{2\mu_1 + \mu_0}{(3 - f)\mu_1 + f\mu_0} \quad (C.30)$$

3 Autres formules de mixage

Pour des géométries aléatoires, il n'existe pas de formules exactes de mixage. Dans l'analyse des milieux aléatoires, la difficulté majeure réside dans la manière de prendre en compte correctement l'interaction entre dispersions (particules).

Dans ce qui suit, des règles de mixages sont présentées pour des mélanges magnétiques denses ce qui prédit différents résultats comparativement avec les formules de Maxwell-Garnett discutées précédemment. Pour avoir une expression de la perméabilité efficace valable pour un mélange quelconque, Hashin's et Shtrikeman's [Sihvola 92] ont aboutit à des expressions des limites haute et basse de la perméabilité efficace.

Pour un mélange biphasique avec des inclusions sphériques dont $\mu_1 > \mu_0$, la perméabilité efficace est limitée en bas par :

$$\mu_{eff} \geq \mu_0 + \frac{f}{\frac{1}{\mu_1 - \mu_0} + \frac{1-f}{3\mu_0}} \quad (C.31)$$

et limitée en haut par :

$$\mu_{eff} \leq \mu_1 + \frac{1-f}{\frac{1}{\mu_0 - \mu_1} + \frac{f}{3\mu_1}} \quad (C.32)$$

Pour des mélanges biphasiques de faible concentration en inclusions ($f \ll 1$), la perméabilité magnétique efficace satisfait l'inégalité suivante :

$$\mu_0 + 3f\mu_0 \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + 2\mu_0} \leq \mu_{eff} \leq \mu_0 + f(\mu_1 - \mu_0) \quad (C.33)$$

Pour des ellipsoïdes de perméabilité μ_1 inclus dans un milieu de perméabilité μ_0 et orientés aléatoirement, la perméabilité efficace est exprimée par la formule de mixage de Ploder-van-Santan donné par [Sihvola 92]:

$$\mu_{eff} = \mu_0 + \frac{f}{3}(\mu_1 - \mu_0) \sum_{i=a,b,c} \frac{\mu_{eff}}{\mu_{eff} + N_i(\mu_1 - \mu_{eff})} \quad (C.34)$$

ou par la formule de QCA-CP [Sihvola 92] donnée par :

$$\mu_{eff} = \mu_0 + f(\mu_1 - \mu_0) \frac{3\mu_{eff}}{3\mu_{eff} + (1-f)(\mu_1 - \mu_0)} \quad (C.35)$$

Les formules de mixage (C.34) et (C.35) sont des équations implicites pour la perméabilité efficace dont la résolution est itérative.

4 Mélange multiphasique

Dans la pratique, ils existent des mélanges constitués de plusieurs milieux de différentes perméabilités magnétiques. Considérons un mélange $N+1$ phasique à N phases d'inclusions magnétiques contenues dans un milieu de perméabilité μ_0 .

Supposons que les inclusions sont de forme sphérique de perméabilité magnétique μ_i ($i = 1 \dots N$) et ont des fractions de volume f_i , la perméabilité magnétique efficace du mélange est donnée par la formule de Maxwell-Garnett exprimée par :

$$\mu_{eff} = \mu_0 + 3\mu_0 \frac{\sum_{i=1}^N f_i \frac{\mu_i - \mu_0}{(\mu_i + 2\mu_0)}}{1 - \sum_{i=1}^N f_i \frac{\mu_i - \mu_0}{(\mu_i + 2\mu_0)}} \quad (C.36)$$

Pour des mélanges avec des inclusions ellipsoïdales, la perméabilité magnétique efficace du mélange est donnée par :

$$\mu_{eff} = \mu_0 + \frac{\frac{1}{3}\mu_0 \sum_{j=1}^N f_j (\mu_j - \mu_0) \sum_{i=a,b,c} \frac{1}{\mu_0 + N_{ji}(\mu_j - \mu_0)}}{1 - \frac{1}{3} \sum_{j=1}^N f_j (\mu_j - \mu_0) \sum_{i=a,b,c} \frac{N_{ji}}{\mu_0 + (\mu_j - \mu_0)}} \quad (C.37)$$

où N_{ji} est le facteur de dépolarisation de l'inclusion de la phase j dans la direction de l'axe i .

5 Cas d'inclusion de très forte perméabilité magnétique

Pour un mélange biphasique où $\mu_1 \gg \mu_0$, la perméabilité prend la forme suivante :

$$\mu_{eff} \approx \mu_0 + \frac{3\mu_0 f}{1-f} \quad (C.38)$$

Pour des fractions de volume très faibles $f \ll 1$, la formule (C.38) devient :

$$\mu_{eff} \approx \mu_0 (1 + 3f) \quad (C.39)$$

Considérons par exemple un mélange avec des inclusions couvert d'un autre matériau de plus forte perméabilité magnétique comparativement avec celle de l'inclusion et du milieu porteur. La perméabilité magnétique efficace pour le mélange donc multiphasique est exprimée par :

$$\frac{\mu_{eff} - \mu_0}{\mu_{eff} + 2\mu_0} \approx f_1 + f_2 \quad (C.40)$$

Si l'inclusion est couverte par m couches de matériaux de forte perméabilité magnétique, cette équation peut aussi être utilisée. Dans ce cas, le membre droit de (C.40) contient la somme des fractions de volumes de toutes les couches comprises. Ainsi, (C.40) devient :

$$\frac{\mu_{eff} - \mu_0}{\mu_{eff} + 2\mu_0} \approx \sum_{i=1}^m f_i \quad (C.41)$$

Annexe D : Méthodes de calcul numérique de la force magnétique

1 Méthode de tenseur de Maxwell

La force magnétique appliquée sur un corps de volume V et soumis à un champ magnétique \vec{H} est donnée par la relation générale suivante [Pedro 03]:

$$d\vec{f} = -\frac{1}{2}\mu_0 H^2 d\vec{\Gamma} + \mu_0 (\vec{H} \cdot d\vec{\Gamma}) \vec{H} \quad (\text{D.1})$$

Ici Γ est la surface totale du corps.

$d\vec{\Gamma} = d\Gamma \vec{n}$; \vec{n} est le vecteur unitaire normal à la surface du corps.

En terme de densité de force, (D.1) prend la forme suivante :

$$\frac{d\vec{f}}{d\Gamma} = -\frac{\mu_0}{2} H^2 \vec{n} + \mu_0 (\vec{H} \cdot \vec{n}) \vec{H} \quad (\text{D.2})$$

L'intégration de cette expression sur la surface donne la force totale appliquée au corps.

Dans le cas où l'orientation du vecteur normal est générique, l'expression générale du tenseur de Maxwell est donnée par :

$$d\vec{f} = \left[\frac{\mu_0}{2} (H_x^2 - H_y^2) d\Gamma_x + \mu_0 H_x H_y d\Gamma_y \right] \vec{i} + \left[\frac{\mu_0}{2} (H_y^2 - H_x^2) d\Gamma_y + \mu_0 H_x H_y d\Gamma_x \right] \vec{j} \quad (\text{D.3})$$

Avec $d\vec{\Gamma} = d\Gamma_x \vec{i} + d\Gamma_y \vec{j}$.

2 Méthode des charges magnétiques équivalentes

Dans cette méthode [Sadowski 92], le milieu magnétique de perméabilité μ est remplacé par un milieu amagnétique contenant une distribution volumique de charges magnétiques de densité ρ_v égale à :

$$\rho_v = -\mu_0 \text{div} \vec{M}_1 \quad (\text{D.4})$$

Combinée avec une distribution surfacique de charges magnétiques de densité ρ_s répartie sur la surface S limitant le milieu, égale à :

$$\rho_s = -\mu_0 \vec{n} \cdot \vec{M}_1 \quad (\text{D.5})$$

Avec ces distributions de charges équivalentes, le champ magnétique \vec{H} dans tous le système reste inchangé, alors que l'induction \vec{B}_1 à l'intérieur du milieu est différente de celle existant dans le système réel. Cette formulation donne une distribution volumique de force de densité f_v et une distribution surfacique de force de densité f_s :

$$\vec{f}_v = \rho_v \vec{H}_1 \quad (\text{D.6})$$

$$\vec{f}_s = \rho_s \vec{H}_s \quad (\text{D.7})$$

où \vec{H}_s désigne le champ magnétique sur la surface S du milieu.

Compte tenu de la relation (D.4) et du fait que $M = -\left(1 - \frac{1}{\mu_r}\right)\left(\frac{B}{\mu_0}\right)$, la densité volumique de charge en fonction de l'induction s'exprime par :

$$\rho_v = -\left(1 - \frac{1}{\mu_r}\right) \text{div} \vec{B}_1 + \text{grad}\left(\frac{1}{\mu_r}\right) \cdot \vec{B}_1 \quad (\text{D.8})$$

La divergence de l'induction étant nulle, on obtient :

$$\rho_v = \text{grad}\left(\frac{1}{\mu_r}\right) \cdot \vec{B}_1 \quad (\text{D.9})$$

Donc pour un milieu homogène et linéaire la densité volumique de charge équivalente est nulle et seule demeure la densité surfacique de charge. Pour évaluer la force, il suffit donc de tenir compte de la densité surfacique de force créée par la distribution surfacique de charges. Le champ \vec{H}_s sur la surface S est égal à la moyenne entre le champ \vec{H}_2 à l'extérieur de la surface S et le champ \vec{H}_1 à l'intérieur de cette surface. Compte tenu des conditions de passage du champ du milieu 1 au milieu 2 (pas de courants surfaciques réels) :

$$\vec{B}_{1n} = \vec{B}_{2n} \quad (\text{D.10})$$

$$\vec{H}_{1n} = \vec{H}_{2n} \quad (\text{D.11})$$

On obtient pour l'expression de la densité surfacique de force f_s :

$$\vec{f}_s = \frac{1}{2} \mu_0 (H_{2n} - H_{1n}) (\vec{H}_2 + \vec{H}_1) \quad (\text{D.10})$$

La force globale est obtenue en intégrant cette densité sur la surface S du milieu.

Bibliographie

Bibliographie

- [Bastos 03]** J. Pedro A. Bastos, N. Sadowski, “Electromagnetic modelling by finite element methods”, Marcel Dekker, Inc, 2003.
- [Benhama 96]** A. Benhama, A C. Williamson, A.B.J. Reece, “Computation of electromagnetic forces from finite element field solutions”, 3rd International Conference On Computation In Electromagnetics, University of Bath .Uk, April, 1996.
- [Berli 05]** C. L. A. Berli, J. A. Deiber, D. Quenemada, “On the viscosity of concentrated suspensions of charged colloids”, The Latin American Applied Research Journal, pp 15-22, 35, 2005, <http://www.scielo.org.ar/pdf/laar/v35n1/v35n1a03.pdf>.
- [Berthiau 94]** G. Berthiau, “ La méthode du recuit simulé pour la conception des circuits électroniques : Adaptation et comparaison avec d’autres méthodes d’optimisation”, Thèse de doctorat de l’école centrale de Paris, 1994.
- [Berthier 01]** J. Berthier, P. Pham, P. Massé, D. Massé, “Magnetic confinement of paramagnetic micro and nano-particles away from solid walls”, Compumag Proceeding, pp IV.12-13, 2001.
- [BigilLon 01]** F. Bigilion, “Etude du mouvement bidimensionnel d’une particule dans un courant d’eau sur forte pente”, Thèse de doctorat de l’université Géophysique, Géochimie et Géomécanique, Joseph Fourier, Grenoble, 2001.
- [Biro 93]** O. Biro, K.Preis, K.R. Richter, “FEM computation of the forces on the arc of a DC-furnace”, 9th Compumag on The Computation of Electromagnetic Fields, October 1993.
- [Boehm 91]** J.Boehm, “Particle transport in OGMS”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 27, n° 6, pp 5381-5383, November 1991.
- [Borghi 95]** C.A.Borghi, A Cristofolini, G Minak, “Numerical method for the solution of the electrodynamic in magnetohydrodynamic flows”, Compumag Proceeding, pp 386-387, 1995, Berlin.
- [Bregar 04]** V. B. Bergar, M. Pavlin, “Effective Susceptibility Tensor for a Composite with Ferromagnetic Inclusions: Enhancement of Effective-Media Theory and Alternative Ferromagnetic Approach”, Journal of Applied physics, pp 6289-6293, Vol 95, n° 11, June 2004.
- [Bureau 93]** V. Bureau, “Adaptation de la séparation cryogénique aux technologies de l’environnement : Application à l’épuration d’effluents liquides”, Thèse de doctorat de l’I.N.P, Lorraine, Nancy, 1993.
- [Carletto 01]** P. Carletto, “Structure et rhéologie d’une suspension de particules magnétique”, Thèse de doctorat de l’U.M.R, Nice Sophia-Antipolis, 2001.

- [**Cedric 96**] A. Cedric, “Analyse des pollutions inorganiques par ICP, ICP/MS, AA et EA”, Mémoire de maîtrise Sophia Antipolis, Nice, 1996.
- [**Comolet 90**] R. Comolet, “Mécanique expérimentale des fluides (Tomes I : Statique et Dynamique des Fluides non Visqueux)”, Masson, 5^o Edition, 1990.
- [**Comolet 94**] R. Comolet, “Mécanique expérimentale des fluides (Tomes II : Dynamique des Fluides réelles)”, Masson, 4^o Edition, 1994.
- [**De Medeiros 98**] L.H. De Medeiros, G. Reyne, G. Meunier, “Comparison of global force calculations on permanent magnets”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 34, n^o 5, pp 3134-3137, September 1998.
- [**Durand 68**] E. Durand, “Magnétostatique”, Masson et Cie, 1968.
- [**Elcowa**] http://www.elcowa.fr/detection/Download/detection_metal.ppt.
- [**Elshafiey 95**] I. Elshafiey, L. Udpa, S. S. Udpa, “Solution of Inverse Problems in Electromagnetics Using Hopfield Neural Networks NDE using finite element methods”, IEEE Transaction on Magnetics , vol. 31, n^o1, Jan 1995, pp.852-861.
- [**Ewijk 01**] G. A. van Ewijk, “Phase behavior of mixtures of magnetic colloids and non-adsorbing polymer”, Thèse de doctorat de l’université de Utrecht, 2001.
- [**Feliachi 03**] M. Feliachi, J. L. Coulomb, “Technique de l’ingénieur”, D5350, Réseaux électriques et applications, vol D12, 02/2003
- [**Feynman 99**] Feynman, R.P., Leighton, R.B, Sands, M.L, “Le cours de physique de Feynman, Electromagnétisme 1 et 2”, Dunod, 1999.
- [**Fletcher 91**] D. Fletcher, “Fine particle high gradient magnetic entrapment”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 27, n^o 4, pp 3655-3677, .July1991.
- [**Fletcher 93**] D. Fletcher, R. Gerber, “Electromagnetic separation: the prediction and measurement of conductor separability”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 29, n^o 6, pp 3255-3257, November1993.
- [**Fletcher 94**] D. Fletcher, R Gerber, “The small particle limit for electromagnetic separation”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n^o 6, pp 4656-4658, November1994.
- [**Fletcher 94**] D. Fletcher, R. Gerber, T. Moore, “The electromagnetic separation of metals from insulators”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n^o 6, pp 4659-4661, November1994.
- [**Freeman 94**] R. J. Freeman, N. A. Rowson , T. J. Veasey, “The development of a magnetic hydrocyclone for processing finely-ground magnetite”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n^o 6, pp 4665-4667, November1994.

- [Frick 02]** P. Frick, S. Khripchenko, S. Denisov, D. Sokolof, J.-F. Pinton, "Effective magnetic permeability of a turbulent fluid with macroferroparticles", EPJ, B 25, pp 399-402, 2002.
- [Fujisaki 97]** M. Fujisaki, M. Nagakawa, S. Ooshima, R. Yamane, M. Park, "Magnetic levitation of diamagnetic liquid droplet", Proceeding of the International Congress Paris, Vol 1, pp 199-203, 27-29, 1997.
- [Gerber 84]** R. Gerber, "Magnetic filtration of ultra-fine particles", IEEE Proceeding, pp 425, 1984.
- [Gerber 91]** R. Gerber, J. Boehm, "Open Gradient Magnetic Separation in Vacuum", IEEE Transactions on Magnetics", Vol. 27, n° 6, pp 5378-5380, November 1991.
- [Gerber 94]** R. Gerber, P. Lawson, "Magnetic cage filters", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n° 6, pp 4653-4655, November 1994.
- [Gillet 04]** G. Gillet, "Séparation magnétique haut gradient (SMHG) et haut champ", Techniques de l'ingénieur, Génie des procédés, Vol papier n° JB3, J3222, Mars 2004
- [Gillet 88]** G. Gillet, "La séparation magnétique sous champs intenses en minéralurgie : les systèmes cryoélectriques", Thèse de doctorat de l'INP de Lorraine, Nancy, 1988.
- [Gillon 97]** P. Gillon, "Lévitiation stabilisée de matériaux métalliques", Proceeding of the International Congress Paris, Vol 1, pp 149-153, 1997.
- [Glew 84]** J. P. Glew, M. R. Parker, "The influence of interparticle forces in the magnetic separation of submicron particles", IEEE Proceeding, pp 426, 1984.
- [Gondret 96]** P. Gondret, L. Petit, "Viscosity of periodic suspensions", Phy. Fluids Journal, pp 2284-2290, Vol.8, n° 9, Sept 1996.
- [Gondret 97]** P. Gondret, "Dynamic viscosity of macroscopic suspensions of bimodal sized solid spheres", The society of Rheology Journal, pp 1261-1274, 41(6), Nov/Dec 1997.
- [Greiner 84]** H. Greiner, H. Hoffman, "The (comparative) performance of HGMS-filters with a strictly ordered wire matrix in the axial and transverse configuration", IEEE Proceeding, pp 429, 1984.
- [Gumerov 98]** N. A. Gumerov, R. Duraiswani, "Modeling of Particle Motion in Viscous Swirl Flow Between two Porous Cylinders", Proceeding of FEDSM'98, 1998 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, June 21-25, 1998, Washington, DC.
- [Hencl 84]** V. Hencl, K. Jahoda, E. Madai, "Analysis of magnetic and hydraulic forces in the real oriented matrix of high gradient magnetic separator", IEEE Proceeding, pp 430, 1984.

- [Heras 94]** N. Heras, A.Torrado, J. Barandiaran, J. Goikoetxea, “Magnetic design of a cathodic arc and sputtering polyvalent source for vapour deposition”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n° 6, pp 4683-4685, November1994.
- [Hergt 98]** R. Hergt, W. Andra, Carl G. d’Ambly, I. Hilger, “Physical limits of hyperthermia using magnetite fine particles”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 34, n° 5, pp 3745-3754, September1998.
- [Kadar 94]** L. Kadar, P. Bringer, J. Lavers, “Modification of the nozzle flow using electromagnetic induction, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n° 6, pp 4686-4688, November1994.
- [Kappel 96]** W. Kappel, A.Russo-Petroaia, St. Alexandu, I. Bahrin, “Optimization of planar separatorn using permanent magnets”, Nonlinear Electromagnetic Systems, A.J. Moses and A. Basak (Eds.), IOS Press, 1996.
- [Katsumura 95]** Y. Katsumura, H. Hashizumeand, S. Toda, “Numerical analysis of fluid flow with free surface and phase change under electromagnetic force”, Compumag Proceeding, pp 382-383, 1995, Berlin.
- [Kozek 94]** T. Kozek, T. Roska, “A double time-scale CNN for solving 2-D Navier-Stokes equations”, CNNA-94, 3rd IEEE International Workshop on Cellular Neural Networks and Their Applications Rome, pp 267-272, December 18-21, 1994.
- [Kozuka 97]** T. Kozuka, M. Kojima, M. Kawahara, “Electromagnetic mixing and separation between two liquid layers”, Proceeding of the International Congress Paris, Vol 1, pp 455-460, 1997.
- [Kreith 99]** Kreith, F.; Berger, S.A.; *et al.*, “Fluid mechanics”, Mechanical Engineering Handbook, Ed. Frank Keith, Boca Raton: CRC Press LLC, 1999.
- [Krzeminski 95]** S.K Krzeminski, A Kala, M.Smialek, “Numerical simulation of 2D MHD flows Ψ, ξ —A method”, Compumag Proceeding, pp 378-379, 1995, Berlin.
- [Krzeminski 98]** S. K. Krzeminski, M. Smialek, M. Wlodarczyk, “Analysis of magnetohydrodynamic pressure in conducting fluids”, IEEE Transactions on Magnetics”, Vol. 34, n° 5, pp 3138-3141, September 1998.
- [Leitermann 84]** W. Leitermann, F.G. Friedlaender, R.Gerber, J.Y. Hwang, “Collection of micron sized particles at high velocities in HGMS”, IEEE Proceeding, pp 431, 1984.
- [Li 94]** Z. Li, J.H.P. Watson, “Vortex magnetic separation (VMS)”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n° 6, pp 4662-4664, November1994.
- [Martin 00]** A. Martin, P. Odier, J.-F. Pinton, S. Fauve, “Magnetic permeability of a diphasic Flow, made of liquid gallium and iron beads”, the European Physical Journal B, pp 337-341, J. B 18, 2000.

[Mecahand] <http://www.mecahand.com>.

[Nakatsuka 94] K. Nakatsuka, B. Jeyadevan, “Initial susceptibilities of magnetic fluids dispersing mn-zn ferrite particles”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n° 6, pp 4671-4673, November 1994.

[Nava 96] E. Nava, “Modèle de piégeage de fines particules sous champ magnétique intense. Application à l'épuration de fluides”, Thèse de doctorat de l'INPL de Lorraine, Nancy, 1996.

[Ovarlez 05] G. Ovarlez, F. Bertrand, S. Rodts, “Local determination of the constitutive law of dense suspension of non colloidal particles through MRI”, <http://arxiv.org/ftp/cond-mat/papers/0509/0509336.pdf>.

[Parker 84] M. R. Parker, “Magnetic flocculation in colloids. A comparison with rapid coagulation”, IEEE Proceeding, pp 427, 1984.

[Paul 84] F. Paul, D. Melville, “The build-up of red cells on wire in HGMS”, IEEE Proceeding, pp 432, 1984.

[Pillin 97] B. Pillin, P. Gillon, “Electromagnetic particle separation from conducting liquid flows using high static magnetic field”, Proceeding of the International Congress Paris, Vol 1, pp 157-163, 1997.

[Podoltsev 97] A. Podoltsev, “On the theory of magnetohydrodynamic separation oscillatory electromagnetic force field”, Proceeding of the International Congress Paris, Vol 1, pp 449-454, 1997.

[Potter 94] R. Potter, “Use of magnetic fluid in a current to pressure transducer”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n° 6, pp 4677-4679, November 1994.

[Raichenko 97] A. I. Raichenko, A. F. Kolesnechenko, “Electromagnetic purification of steel melt with large-scale removing of admixtures”, Proceeding of the International Congress Paris, Vol 1, pp 461-468, 1997.

[Rakotoarison 97] S. Rakotoarison, C. Dehan, R. Tournier, “Magnetic flocculation of chromium and manganese sulphide particles in a melted stainless steel under an high magnetic field”, Proceeding of the International Congress Paris, Vol 1, pp 149-153, 1997.

[Ren 93] Z. Ren, “Comparison of different force calculation methods in 3d finite element modelling”, 9th Compumag on The Computation Of Electromagnetic Fields, October 1993.

[Rodger 94] D. Rodger, N. Allen, P.C. Coles, S. Street, P.J. Leonard, J.F. Eastham, “Finite element calculation of forces on a DC magnet moving over an iron rail”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n° 6, pp 4680-4681, January 1994.

[Sadowski 92] N. Sadowski, Y. Lefèvre, M. Lajoie-Mazenc, J. P. A. Bastos, “sur le calcul des forces magnétiques”, J. Phys. III France, pp 859-870, May 1992.

- [**Sassa 97**] K. Sassa, H. Yamao, K. Iwai, S. Asai, “Separation of inclusions in liquid metal using alternating magnetic field”, *Proceeding of the International Congress Paris, Vol 1*, pp 157-163, 1997.
- [**Semmler 99**] W.Semmler, T.Rheinlander, J.Justiz, A.Haller, R.Kotitz, W.Weitschies, “Dynamic properties of fractions yielded by magnetic fractionation of magnetic fluids”, *IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 35, n° 5*, pp 4055-4057, September1999.
- [**Sepmag**] <http://www.ctp.be/html/sepomag/fsepomag.htm>.
- [**Serairi 96**] K. Serairi, “Modélisation d’actionneurs électromagnétiques alimentés en régime transitoire”, *Thèse de doctorat de l’IUT de Saint Nazaire, Nantes*, 1996.
- [**Sihvola 92**] A. H. Sihvola, I. V. Lindell, “Effective permeability of mixtures”, *Progress In Electromagnetics research PIER 6*, pp 153-180, Elsevier, Sciences publishing Co., Inc. 1992.
- [**Silbert 99**] L. E. Silbert, J. R. Melrose, “The rheology and microstructure of concentrated, aggregated colloids”, *Journal of Rheology, Vol 44, n° 3*, pp 673700, May-June 1999.
- [**Svoboda 84**] J. Svoboda, I. J. Corrans, “Particle removal from a matrix in HGMS”, *IEEE Proceeding*, pp 433, 1984.
- [**Tadano 94**] H. Tadano, M. Fujita, T. Take, K. Nagamatsu, A. Fukuzawa, “Levitational melting of several kilograms of metal with a coldcrucible”, *IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n° 6*, pp 4740-4742, November1994.
- [**Tadros 92**] T. F. Tadros, “Control of stability/Flocculation and rheology of concentrated suspensions”, *Pure & Appl. Chem, Vol.64, n°. 11*, pp.1715-1720,1992.
- [**Takahashi 93**] N. Takahashi , T. N. Suhartono, H.Morishige, “Investigation of a model to verify softwares for 3d static force calculation”, *9th Compumag Proceeding on The Computation of Electromagnetic Fields, October1993*.
- [**Taniguchi 97**] S. Taniguchi, Y.Takeuchi, H.Yamanuchi, “Pinch-Force separation of inclusion particles from liquid metal”, *Proceeding of the International Congress Paris, Vol 1*, pp 199-203, 27-29, 1997.
- [**Thompson 98**] T. Thompson, “Simple models and measurements of magnetically induced heating effects in ferromagnetic fluids marc”, *IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 34, n° 5*, pp 3755-3764, September1998.
- [**Tzeng 94**] Y. K. Tzeng, T. C. Wang, “Optimal design of the electromagnetic levitation with permanent and electromagnetic field”, *IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n° 6*, pp 4731-4733, November1994.

- [Ueno 93] S.Ueno, M. Iwazaka, H. Eguchi, T. Kitajima, “Dynamic behavior of gaz folw in gradient magnetic fields”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 29, n° 6, pp 3264-3266, November1993.
- [Van Kleef 84] R. P. A. R. Van Kleef, H. W. Myron, P.Wyder, “Application of magnetic flocculation in a continuous flow magnetic separator”, IEEE Proceeding, pp 428, 1984.
- [Verardi 98] S. L. L. Verardi, J. R. Cardoso, “A solution of two dimensional magnetohydrodynamic flow using the finite element method”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 34, n° 5, pp 3134-3137, March 1998.
- [Veyret 02] R. Veyret, “Elaboration de particules magnétiques pour la capture spécifique et non spécifique d’acides nucléiques et pour la capture générique de virus”, Thèse de doctorat de l’Université Claude Bernard, Lyon 1, 2002.
- [Wang 94] T. C. Wang, Y. K. Tzeng, “A new electromagnetic levitation system for rapid transit and high speed transportation”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, n° 6, pp 4734-4736, November1994.
- [Wankat 84] P. C. Wankat, J. Y. Hwang, D. Beckemeyer, F. J. Fiendlaender, “Removal of paramagnetic particles in HGMS”, IEEE Proceeding, pp 434, 1984.
- [Yan 98] M. Yan, S. Udpa, S. Mandayam, Y. Sun, P. Sacks, W. Lord, “Solution of Inverse Problems in Electromagnetic NDE Using Finite Element Methods”, IEEE Transaction on Magnetics , vol. 34, n°5, sept 1998, pp.2924-2927.

CONTRIBUTION PERSONELLE

- [Mehasni 04] R. Mehasni, M.E. Latreche, M. Feliachi, “Fine particle behavior analysis for magnetic separation process”, IJAEM, Vol 19, n° 1-4, pp 587-590, IOS Press, 2004.
- [Mehasni 02] R. Mehasni, M.E. Latreche, M. Feliachi, “Modelling of cylindrical separator using static electromagnetic field”, IEEE CEFC Proceeding, Perugia, Italy, 2002.
- [Mehasni 03] R. Mehasni, M.E. Latreche, M. Feliachi, “Optimisation of liquid electromagnetic filters based on the particle behaviour analysis”. AIM Proceeding, Aachen, Germany, 2003.
- [Mehasni 05] R. Mehasni, M.E. Latreche, M. Feliachi, “Optimization of the capture element of an open gradient magnetic separator using Tabu method”, ISEM Proceeding, Bad Gasteing, Austria, 2005.
- [Mehasni 06] R. Mehasni, M.E. Latreche, M. Feliachi, “Effect of the magnetic dipole-dipole interaction on open magnetic separation”, IEEE CEFC Proceeding, pp 251, Miami, USA, Avril 30th to May 3rd, 2006.

Résumé

Ce travail présente une contribution à l'étude et à l'élaboration de modèles de calcul de dispositifs à induction électromagnétique. En s'appuyant sur un procédé de la séparation magnétique par champ à gradient ouvert OGMS, une approche numérique bidimensionnelle a été développée et utilisée pour traiter les problèmes magnétodynamiques fortement couplés dans les milieux particulaires. L'approche est basée sur le couplage des équations modèles qui gouvernent les phénomènes en présences. Pour le procédé de la séparation magnétique en voie humide considéré, il s'agit de coupler l'équation elliptique qui gouverne le phénomène magnétique, l'équation dynamique qui gouverne le déplacement d'une dispersion aléatoire des particules magnétiques et l'équation analytique régissant le phénomène hydraulique. Ce couplage est réalisé par la prise en charge de l'évolution des propriétés physiques locales du matériau traité lors du déplacement aléatoire des particules ferromagnétiques. Pour cela, une approche bidimensionnelle basée sur un concept de particules pilotes est développée et utilisée. La mise en oeuvre de cette approche dans un system de séparation OGMS a permis d'évaluer ses performances et d'estimer les limites de ses utilisations.

Pour valider l'approche développée et vérifier les résultats de calcul, des expérimentations ont été effectuées en voie sèche et humide. Pour aboutir au capteur de particules réalisé, une procédure d'optimisation de son dimensionnement et paramètres de son fonctionnement a été réalisée. Pour cela, la méthode de recherche de Tabou a été utilisée.

Mots clés : Couplage magnétodynamique, éléments finis, homogénéisation, optimisation, particules fines, particules pilotes, séparation magnétique.

Abstract

This work presents a contribution to the study and elaboration of computing models of electromagnetic devices. Basing on an open gradient magnetic separation OGMS process, a two dimensional numerical approach has been developed and used to treat the strongly coupled magnetodynamical problems in particulate mediums. This approach is based on the coupling of the governing equations for the existing phenomena. In humid application of the considered magnetic separation form, it is the coupling of the elliptic equation that governs the magnetic phenomenon, the dynamic equation that governs the displacement of the random dispersion of the magnetic particles and an analytical equation that governs the hydraulic phenomenon. This coupling is achieved by taking into account the local evolution of the physical properties of the considered medium caused by the random displacement of the magnetic particles. For this, a two dimensional approach based on a concept of pilot particles has been developed and used. The implementation of this approach on a system of OGMS separation has permitted the evaluation of its performances and the estimation of its use limits. To validate the developed approach and to verify the computing results, experiments has been achieved for humid and dry applications. To obtain the built particle captor, an optimisation of its geometrical dimensions and operating parameters has been achieved. For this, the multivariable Tabu searching method has been used.

Keywords: Magnetodynamical coupling, finite element, homogenization, optimization, fine particles, pilot particles, magnetic separation.

ملخص

يعتبر هذا العمل مساهمة في دراسة، تمثيل وحساب التركيبات والأنظمة المعتمدة على ظاهرة الحث (التحريض) الكهرومغناطيسي. اعتمدا على نظام للعزل (التفريق) المغناطيسي بتطبيق حقل مغناطيسي دا تدرج مفتوح، تم بناء و استعمال مقارنة رقمية ثنائية الأبعاد لمعالجة المشاكل المغنوديناميكية ذات التداخل والأرتباط القوي في الأوساط (المواد) التي تحتوي على جزيئات دقيقة ذات طبيعة مغناطيسية. هذه المقارنة بنيت على اساس الربط بين المعادلات الرياضية التي تمثل و تحكم الظواهر الموجودة. بالنسبة للعزل المغناطيسي في الأوساط السائلة، هذه المقارنة الرقمية بنيت على اساس ربط المعادلة الأليبتكية التي تحكم الظاهرة المغناطيسية، المعادلة الديناميكية التي تحكم حركة الجزيئات الدقيقة ذات الانتشار العشوائي و المعادلة التحليلية التي تحكم الظاهرة الهيدروليكية للوسط السائل المراد معالجته. هذا الربط انجز عن طريق الأخذ في الحسبان التطور والتغير اللحضي للخصائص الفزيائية (السماحية المغناطيسية) المحلية للمادة (الوسط) المعالجة اثناء الأنتقال العشوائي للجزيئات المغناطيسية تحت تأثير القوى المطبقة. من اجل هادا ادخلت مقارنة اخرى ثنائية الأبعاد مرتكزة على مفهوم الجزيئات المتحركة و الموجهة للانتشار الجزيئي. تطبيق هذه المقارنة في دراسة ثنائية الأبعاد سمح بتقييم واحصاء محاسن العزل المغناطيسي بحقل دا تدرج مفتوح و تقدير محدودة استخدامه بالنسبة للسوائل المتحركة التي تحتوي على جزيئات مغناطيسية دقيقة جدا. من اجل تثبيت و تأكيد هذه المقارنة و التحقق من النتائج النظرية المحصلة عن طريق الحسابات، اجريت عدة تجارب و تطبيقات على اوساط سائلة لزجة و اخرى جافة (غبرة) في حالة حركة.

للحصول على لاقط للجزيئات دا كفاءة تطبيقية عالية في الأنظمة التجريبية المدروسة، اجريت عملية اختيار و تكييف لأبعاده الهندسية و كذلك وسائط تشغيله اخدين في الحسبان الخصائص التطبيقية للعملية. من اجل هادا طبقنا طريقة البحث طابو المتعددة المجاهيل.

كلمات مفاتيح: ربط مغنوديناميكي، العناصر المنتهية، المجاتسة، التكييف و الأختيار، الجزيئات الدقيقة، الجزيئات المتحركة و الموجهة، العزل و الأنتقاط المغناطيسي.

Résumé

Ce travail présente une contribution à l'étude et à l'élaboration de modèles de calcul de dispositifs à induction électromagnétique. En s'appuyant sur un procédé de la séparation magnétique par champ à gradient ouvert OGMS, une approche numérique bidimensionnelle a été développée et utilisée pour traiter les problèmes magnétodynamiques fortement couplés dans les milieux particulaires. L'approche est basée sur le couplage des équations modèles qui gouvernent les phénomènes en présences. Pour le procédé de la séparation magnétique en voie humide considéré, il s'agit de coupler l'équation elliptique qui gouverne le phénomène magnétique, l'équation dynamique qui gouverne le déplacement d'une dispersion aléatoire des particules magnétiques et l'équation analytique régissant le phénomène hydraulique. Ce couplage est réalisé par la prise en charge de l'évolution des propriétés physiques locales du matériau traité lors du déplacement aléatoire des particules ferromagnétiques. Pour cela, une approche bidimensionnelle basée sur un concept de particules pilotes est développée et utilisée. La mise en oeuvre de cette approche dans un system de séparation OGMS a permis d'évaluer ses performances et d'estimer les limites de ses utilisations. Pour valider l'approche développée et vérifier les résultats de calcul, des expérimentations ont été effectuées en voie sèche et humide. Pour aboutir au capteur de particules réalisé, une procédure d'optimisation de son dimensionnement et paramètres de son fonctionnement a été réalisée. Pour cela, la méthode de recherche de Tabou a été utilisée.

Mots clés : Couplage magnétodynamique, éléments finis, homogénéisation, optimisation, particules fines, particules pilotes, séparation magnétique.

Abstract

This work presents a contribution to the study and elaboration of computing models of electromagnetic devices. Basing on an open gradient magnetic separation OGMS process, a two dimensional numerical approach is developed and used to treat the strongly coupled magnetodynamical problems in particulate mediums. This approach is based on the coupling of the equation governing the phenomena. In humid application of the considered magnetic separation form, it is the coupling of the elliptic equation that governs the magnetic phenomena, the dynamic equation that governs the displacement of the random dispersion of the magnetic particles and an analytical equation that governs the hydraulic phenomena. This coupling is achieved by taking in charge the local evolution of the physical properties of the considered medium caused by the random displacement of the magnetic particles. For this, a two dimensional approach based on a concept of pilot particles is developed and used. The implementation of this approach on a system of OGMS separation has permitted to evaluate its performances and to estimate its use limits. To validate the developed approach and to verify the computing results, experiments has been achieved on humid and dry applications. To obtain the built particle captor, a process of the optimisation of its dimensions and its operating parameters is achieved. For this, the Tabu searching method has been used.

Keywords: Magnetodynamical coupling, finite element, homogenization, optimization, fine particles, pilot particles, magnetic separation