

# Traitements micro-ondes et transferts de chaleur en milieu multiphasique

Sébastien Curet

# ► To cite this version:

Sébastien Curet. Traitements micro-ondes et transferts de chaleur en milieu multiphasique. Génie des procédés. Université de Nantes, 2008. Français. NNT: . tel-02555365

# HAL Id: tel-02555365 https://hal.science/tel-02555365

Submitted on 27 Apr 2020

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

#### UNIVERSITE DE NANTES FACULTE DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES

#### ECOLE DOCTORALE Sciences pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture

#### NANTES

Année 2008

# Thèse de DOCTORAT

Discipline : Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité : Génie des Procédés

*Présentée et soutenue publiquement par* 

# **CURET Sébastien**

Le 7 juillet 2008

A l'Ecole Nationale d'Ingénieurs des Techniques des Industries Agricoles et Alimentaires (ENITIAA)

# Traitements micro-ondes et transferts de chaleur en milieu multiphasique

M. Lionel ESTEL M. Patrick SALAGNAC M. Jean Christophe BATSALE M. Jack LEGRAND M. Jean Pierre PAIN M. Lionel BOILLEREAUX M. Olivier ROUAUD Jury

Professeur à l'INSA de Rouen Maître de Conférences - HdR à l'Université Bretagne Sud Professeur à l'ENSAM de Bordeaux Professeur à l'Université de Nantes Professeur à Polytechnique Montpellier Professeur à l'ENITIAA de Nantes Maître de Conférences à l'ENITIAA de Nantes

Directeur de thèse :Lionel BOILLEREAUXCo-encadrant :Olivier ROUAUD

Laboratoire : GEPEA UMR-CNRS 6144 Adresse : rue de la Géraudière, 44322 Nantes

N° ED 498-

#### ECOLE DOCTORALE

#### MÉCANIQUE, THERMIQUE ET GÉNIE CIVIL ED 0367

#### LISTE DES DIRECTEURS DE RECHERCHE

#### AMBIANCES ARCHITECTURALES ET URBAINES

| Michel      | BERENGIER | HDR | DR LCPC    | LCPC                      | Division Exploitation Entretien<br>Acoustique Routière |          |
|-------------|-----------|-----|------------|---------------------------|--|----------|
| Gérard      | HEGRON    |     | PR         | Ecole Architecture Nantes | CERMA Nantes   | UMR 1563 |
| Jean-Pierre | PENEAU    |     | PR émérite |                           | CERMA Nantes   | UMR 1563 |

#### DYNAMIQUE DES FLUIDES ET DES TRANSFERTS

| Bertrand      | ALESSANDRINI | HDR | IR      | Ecole Centrale de Nantes | L. M. F.     | UMR 6598 |
|---------------|--------------|-----|---------|--------------------------|--------------|----------|
| Jacques       | ASTOLFI      | HDR | MC      | Ecole Navale de Brest    | IRENAV Brest | EA 3634  |
| Jean-Yves     | BILLARD      |     | PR      | Ecole Navale de Brest    | IRENAV Brest | EA 3634  |
| Alain         | CLEMENT      | HDR | IR      | Ecole Centrale de Nantes | L. M. F.     | UMR 6598 |
| Gérard        | DELHOMMEAU   | DE  | IR      | Ecole Centrale de Nantes | L. M. F.     | UMR 6598 |
| Henda         | DJERIDI      | HDR | MC      | Ecole Navale de Brest    | IRENAV Brest | EA 3634  |
| Pierre        | FERRANT      | HDR | MC      | Ecole Centrale de Nantes | L. M. F.     | UMR 6598 |
| Jean-François | HETET        |     | PR      | Ecole Centrale de Nantes | L. M. F.     | UMR 6598 |
| Dominique     | MARICHAL     |     | PR      | Ecole Centrale de Nantes |              |          |
| Patrice       | MESTAYER     |     | DR CNRS | Ecole Centrale de Nantes | L. M. F.     | UMR 6598 |
| Jean          | PIQUET       |     | PR      | Ecole Centrale de Nantes | L. M. F.     | UMR 6598 |
| Jean-Michel   | ROSANT       | DE  | CR CNRS | Ecole Centrale de Nantes | L. M. F.     | UMR 6598 |
| Jean-François | SINI         |     | PR      | Ecole Centrale de Nantes | L. M. F.     | UMR 6598 |
| Michel        | VISONNEAU    |     | DR CNRS | Ecole Centrale de Nantes | L. M. F.     | UMR 6598 |

#### GENIE CIVIL

| Alain   | ALEXIS          |     | PR         | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes | GeM  | UMR 6183 |
|---|-----------------|-----|------------|----------------------------------|--|----------|
| Guy   | BASTIAN         |     | PR émérite | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes | GeM  | UMR 6183 |
| Pierre  | CHAMBON         | HDR | MC         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | GeM  | UMR 6183 |
| Francis   | DE LARRARD      | HDR | Pr. Ag.    | LCPC                             | Division Technologies du GC et<br>de l'Environnement |          |
| Jacques   | GARNIER         | HDR | DR LCPC    | LCPC                             | Division Reconnaissance et<br>Mécanique des Sols     |          |
| Pierre-Yves   | HICHER          |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM  | UMR 6183 |
| Agnès   | JULLIEN         | HDR | DR LCPC    | LCPC                             | Division Technologies du GC et<br>de l'Environnement |          |
| Abdelhafid  | KHELIDJ         |     | PR         | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes | GeM  | UMR 6183 |
| Van Anh   | LE              |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | GeM  | UMR 6183 |
| Ahmed   | LOUKILI         | HDR | MC         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM  | UMR 6183 |
| Gilles  | PIJAUDIER-CABOT |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM  | UMR 6183 |
| Abdul-Hamid   | SOUBRA          |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | GeM  | UMR 6183 |
| Philippe  | TAMAGNY         | HDR | DR LCPC    | LCPC                             | Division Mécanique et Structure<br>des Chaussées     |          |
| Pierre  | THOMAS          |     | PR         | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes | GeM  | UMR 6183 |
| Christian   | WIELGOSZ        |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | GeM  | UMR 6183 |
| The second |                 |     |            |                                  |  |          |

30/08/2007

#### GEOSCIENCES

| Odile      | ABRAHAM     | HDR | IDTPE      | LCPC                             | Division Reconnaissance et<br>Mécanique des Sols |          |
|------------|-------------|-----|------------|----------------------------------|--|----------|
| Véronique  | CARRERE     | HDR | MC         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Philippe   | CÔTE        | DE  | DR LCPC    | LCPC                             | Division Reconnaissance et<br>Mécanique des Sols |          |
| Hervé      | DIOT        |     | PR         | Univ. La Rochelle                | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Patrick    | GENOT       |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Jacques    | GIRARDEAU   |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Olivier    | GRASSET     |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Eric       | HUMLER      |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Richard    | LAGABRIELLE | DE  | DR LCPC    | Directeur Technique - LCPC       |  |          |
| Bernard    | LASNIER     |     | PR émérite | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét, et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Patrick    | LAUNEAU     |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Daniel     | MEGE        | HDR | MC         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Eric       | MERCIER     |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Antoine    | MOCQUET     |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Martin     | SANCHEZ     | HDR | MC         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |
| Christophe | SOTIN       |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | Lab. Planét. et Géodyn.                          | UMR 6112 |

#### GENIE MECANIQUE

| Fouad         | BENNIS     |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | IRCCyN | UMR 6597 |
|---------------|------------|-----|------------|----------------------------------|--------|----------|
| Alain         | BERNARD    |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | IRCCyN | UMR 6597 |
| Christian     | BURTIN     | HDR | MC         | Ecole Centrale de Nantes         |        |          |
| Patrice       | CARTRAUD   |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM    | UMR 6183 |
| Pascal        | CASARI     | HDR | MC         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes | GeM    | UMR 6183 |
| Patrick       | CHEDMAIL   |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | IRCCyN | UMR 6597 |
| Chi Yuen      | CHIEM      |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM    | UMR 6183 |
| Philippe      | DEPINCE    | HDR | MC         | Ecole Centrale de Nantes         | IRCCyN | UMR 6597 |
| Benoît        | FURET      |     | PR         | IUT Nantes - Univ. Nantes        | IRCCyN | UMR 6597 |
| Laurent       | GORNET     | HDR | MC         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM    | UMR 6183 |
| Ronald        | GUILLEN    |     | PR         | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes | GeM    | UMR 6183 |
| Jean Yves     | HASCOËT    |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | IRCCyN | UMR 6507 |
| Frédéric      | JACQUEMIN  | HDR |            | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes | GeM    | UMR 6183 |
| Bernard       | LAMY       |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM    | UMR 6183 |
| Donatien      | LE HOUËDEC |     | PR émérite | Ecole Centrale de Nantes         | GeM    | UMR 6183 |
| Surandar      | MARYA      |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM    | UMR 6183 |
| Nicolas       | MOES       |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM    | UMR 6183 |
| Pascal        | MOGNOL     | HDR | MC         | ENS CACHAN                       | IRCCyN | UMR 6597 |
| Bernard       | PESEUX     |     | PR Emérite | Ecole Centrale de Nantes         | GeM    | UMR 6183 |
| Jean-François | PETIOT     |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | IRCCyN | UMR 6597 |
| Arnaud        | POITOU     |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM    | UMR 6183 |
| Guillaume     | RACINEUX   |     | PR         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM    | UMR 6183 |
| Erwan         | VERRON     | HDR | MC         | Ecole Centrale de Nantes         | GeM    | UMR 6183 |
| Philippe      | WENGER     |     | DR CNRS    | Ecole Centrale de Nantes         | IRCCyN | UMR 6597 |

#### THERMIQUE, ÉNERGÉTIQUE ET GÉNIE DES PROCÉDÉS

| Yves        | ANDRES        | HDR | MA         | Ecole des Mines de Nantes          | GEPEA                               | UMR 6144 |
|-------------|---------------|-----|------------|------------------------------------|-------------------------------------|----------|
| Hervé       | ANDRIEU       | HDR | IDTPE      | LCPC                               | Division Eau                        |          |
| Marie       | DELAMBALLERIE | HDR | PR         | ENITIAA Nantes                     | GEPEA                               | UMR 6144 |
| Marc        | ANTON         |     | DR         | INRA Nantes                        | Unité BIA                           |          |
| Abdellah    | ARHALIASS     |     | PR         | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes   | GEPEA                               | UMR 6144 |
| Jean-Pierre | BARDON        |     | PR Emérite | Ecole Polytechnique - Univ. Nantes | Lab. Thermocinétique                | UMR 6607 |
| Jérôme      | BELLETRE      | HDR | MA         | Ecole des Mines de Nantes          | Dép. Syst. Energ &<br>Environnement | UMR 6144 |
| Lionel      | BOILLEREAUX   |     | PR         | ENITIAA Nantes                     | GEPEA                               | UMR 6144 |
| Brahim      | BOUROUGA      |     | PR         | Ecole Polytechnique - Univ. Nantes | Lab. Thermocinétique                | UMR 6607 |
| Jacques     | COMITI        |     | PR         | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes   | GEPEA 30                            | UMR 6144 |

| Didier      | DELAUNAY       |     | DR CNRS    | Ecole Polytechnique - Univ. Nantes | Lab. Thermocinétique                   | UMR 6607 |
|-------------|----------------|-----|------------|------------------------------------|--|----------|
| Arnaud      | DELEBARRE      |     | PR         | Ecole des Mines de Nantes          | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Guy         | DELLA VALLE    | HDR | IR         | INRA Nantes                        | Unité BIA                              |          |
| Anne        | DESRUMAUX      | HDR | MC         | ENITIAA Nantes                     | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Rémi        | DETERRE        |     | PR         | IUT Nantes - Univ. Nantes          | OPERP EE 0101                          |          |
| Jean-Louis  | DOUBLIER       |     | DR         | INRA Nantes                        | Unité BIA                              |          |
| Louis       | DOUBLIEZ       |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes   | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Francine    | FAYOLLE        | HDR | MC         | ENITIAA Nantes                     | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Alain       | FOUCAULT       | HDR | IR CNRS    | CRTT Saint-Nazaire                 | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Bertrand    | GARNIER        | HDR | CR         | Ecole Polytechnique - Univ. Nantes | Lab. Thermocinétique                   | UMR 6607 |
| Jean-Luc    | ILARI          | HDR | PR         | ENITIAA Nantes                     | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Pascal      | JAOUEN         |     | PR         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes   | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Yvon        | JARNY          |     | PR         | Ecole Polytechnique - Univ. Nantes | Lab. Thermocinétique                   | UMR 6607 |
| Abdeljalil  | LAHMAR         |     | PR         | IUT La Roche/Yon - Univ. Nantes    | Lab. Thermocinétique                   | UMR 6607 |
| Alain       | LE BAIL        | HDR | PR         | ENITIAA Nantes                     | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Laurence    | LE COQ         | HDR | MA         | Ecole des Mines de Nantes          | Dép. Syst. Energ &<br>Environnement    | UMR 6144 |
| Olivier     | LE CORRE       | HDR | МА         | Ecole des Mines de Nantes          | Dept Syst.Energet. et<br>Environnement |          |
| Yves        | LECOINTE       |     | PR         | Ecole Polytechnique - Univ. Nantes | Lab. Thermocinétique                   | UMR 6607 |
| Patrick     | LEGENTILHOMME  |     | PR         | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes   | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Jack        | LEGRAND        |     | PR         | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes   | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Michel      | LEGRET         | HDR | DR LCPC    | LCPC                               | Division Eau                           |          |
| Denis       | LOURDIN        |     | CR         | INRA Nantes                        | BIA                                    |          |
| Agnès       | MONTILLET      | HDR | MC         | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes   | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Ahmed       | OULD EL MOCTAR | HDR | MC         | Ecole Polytechnique - Univ. Nantes | Lab. Thermocinétique                   | UMR 6607 |
| Hassan      | PEERHOSSAINI   |     | PR         | Ecole Polytechnique - Univ. Nantes | Lab. Thermocinétique                   | UMR 6607 |
| Denis       | PONCELET       |     | PR         | ENITIAA Nantes                     | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Jérémy      | PRUVOST        | HDR | MC         | Fac. Sc. et Techn - Univ. Nantes   | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Francis     | QUEMENEUR      |     | PR Emérite | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes   | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Véronique   | RUBAN          | HDR | DR LCPC    | LCPC                               | Division Eau                           |          |
| Jean-Pierre | SCHLUMPF       | HDR | MC         | IUT Saint-Nazaire - Univ. Nantes   | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Camille     | SOLLIEC        | HDR | MA         | Ecole des Mines de Nantes          | GEPEA                                  | UMR 6144 |
| Mohan       | TAZEROUT       | HDR | МА         | Ecole des Mines de Nantes          | Dép. Syst. Energ &<br>Environnement    |          |

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Lionel Estel et Patrick Salagnac d'avoir consacré du temps pour évaluer cette thèse. Je remercie aussi Jean Christophe Batsale pour avoir présidé le jury de ma thèse ainsi que Jean Pierre Pain et Jack Legrand en tant que membres examinateurs. J'ai particulièrement apprécié vos questions pertinentes qui ont nourri le débat et mis en relief les perspectives nombreuses liées à ce travail.

Je tiens aussi à exprimer toute ma reconnaissance à Lionel Boillereaux et Olivier Rouaud pour avoir dirigé et encadré ces trois années de recherche passionnantes. Merci pour vos disponibilités et les échanges que nous avons pu partager depuis mon arrivée à l'ENITIAA en février 2005. J'ai beaucoup appris grâce à vous deux et j'ai apprécié le fait de confronter mes idées et résultats à votre expérience acquise depuis maintenant plusieurs années.

Je remercie par la même occasion Luc Guihard, ingénieur d'études, Sylvie Chevallier, ingénieur de recherche et Christophe Couëdel, technicien à l'ENITIAA, pour votre aide au développement du dispositif pilote micro-ondes qui a servi aux essais expérimentaux. Merci pour votre bonne humeur quotidienne et votre savoir faire scientifique et technique indissociable de toute recherche appliquée.

Après ces trois ans passés au sein du laboratoire GEPEA, je remercie tous les membres du département GPA, enseignants chercheurs, techniciens et ingénieurs de l'ENITIAA. Je tiens à mettre un accent tout particulier sur la bonne ambiance au sein du laboratoire, ce qui a favorisé dès le départ mon intégration rapide. Merci aussi à tous les doctorants du laboratoire pour votre joie de vivre et les bons moments partagés ensemble au sein du laboratoire ou lors de soirées conviviales.

Enfin, je tiens à exprimer de vifs remerciements à ma famille, plus particulièrement à mes parents qui ont cru en moi dès le départ et qui m'ont toujours soutenu dans mes projets. Merci à toi Clotilde, pour tes encouragements durant ces trois années et pour ta présence régulière à mes côtés. Plein de beaux projets s'offrent désormais à nous dans la vie...

# TABLE DES MATIERES

| TABLE DES FIGURES  |    |
|--|----|
| LISTE DES TABLEAUX   | 17 |
| NOMENCLATURE   | 19 |
| INTRODUCTION GENERALE  | 23 |
| CHAPITRE I : REVUE BIBLIOGRAPHIQUE                                       | 27 |
| I.1. LES MICRO-ONDES   |    |
| I.2. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES MICRO-ONDES                          |    |
| I.2.1. Généralités   |    |
| I.2.2. La décongélation par micro-ondes                                  |    |
| I.2.3. Appareillage  |    |
| I.3. LES INTERACTIONS MICRO-ONDES MATIERE                                |    |
| I.4. GENERALITES SUR LES PROPRIETES DIELECTRIQUES                        |    |
| I.4.1. Permittivité électrique   |    |
| I.4.2. Conductivité électrique   |    |
| I.4.3. Perméabilité magnétique   |    |
| I.4.4. Variations des propriétés diélectriques des matrices alimentaires |    |
| I.5. LA THEORIE DES EQUATIONS DE MAXWELL                                 |    |
| I.5.1. Bases d'électromagnétisme   |    |
| I.5.2. Equation de propagation en espace libre                           |    |
| I.6. PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES EN STRUCTURE GUIDEE        |    |
| I.6.1. Généralités   |    |
| I.6.2. Mode de propagation   |    |
| I.6.3. Conditions de propagation   |    |
| I.6.4. Régimes d'ondes   |    |
| I.6.5. Equation de la propagation guidée                                 |    |
| I.6.6. Constante de la propagation guidée                                |    |
| I.6.6.1. Constante de propagation dans une guide vide                    |    |
| I.6.6.2. Constante de propagation dans un milieu diélectrique            |    |
| I.7. PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES EN CAVITE                  | 55 |
| I.8. LA REFLEXION ET LA TRANSMISSION DE L'ONDE                           |    |
| I.8.1. Généralités   |    |
| I.8.2. Simplifications dans le cas d'ondes planes                        |    |
| I.8.3. Paramètres S  |    |
| I.9. MODELISATION DE LA SOURCE DE CHALEUR                                |    |
| I.9.1. Transfert de chaleur en milieu multiphasique                      | 59 |
| I.9.1.1. Equation de la chaleur  |    |

| I.9.1.2. Changements de phase   | 59     |
|---|--------|
| I.9.2. Calcul de la puissance absorbée                                    |        |
| I.9.2.1. Equations de Maxwell   |        |
| I.9.2.2. Loi de Lambert   |        |
| I.9.2.3. Domaines de validité de la loi de Lambert                        |        |
| I.9.2.4. Coefficients d'absorption ou absorptivité                        |        |
| I.9.2.5. Solutions semi analytiques                                       |        |
| I.10. CONCLUSION  |        |
| REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES   |        |
| CHAPITRE II : APPROCHES NUMERIQUE ET SEMI ANALYTIQUE DU CHAUFFAGE         | MICRO- |
| ONDES   |        |
| II.1. GENERALITES SUR LES METHODES NUMERIQUES                             |        |
| II.1.1. La méthode FDTD   |        |
| II.1.2. La méthode des éléments finis                                     |        |
| II.1.2.1. Maillage  |        |
| II.1.2.2. Fonctions d'interpolation                                       |        |
| II.1.2.3. Estimation de l'erreur commise sur la solution approchée        |        |
| II.1.2.4. Résolution du problème  |        |
| II.1.2.5. Post-traitement   |        |
| II.2. CHAUFFAGE MICRO-ONDE EN ESPACE LIBRE                                |        |
| II.2.1. Modèle et géométrie   |        |
| II.2.2. Conditions initiale et aux limites                                |        |
| II.2.3. Equations aux dérivées partielles du problème                     |        |
| II.2.4. Maillage  |        |
| II.2.5. Résolution du problème  |        |
| II.2.6. Résultats   |        |
| II.2.6.1. Fort diélectrique   |        |
| II.2.6.2. Faible diélectrique   |        |
| II.2.6.3. Conclusion  |        |
| II.3. CHAUFFAGE MICRO-ONDE AU SEIN D'UN GUIDE D'ONDES RECTANGULAIRE       |        |
| II.3.1. Modèle et géométrie   |        |
| II.3.2. Conditions aux limites  |        |
| II.3.3. Equations aux dérivées partielles du problème                     |        |
| II.3.4. Maillage et résolution du problème                                |        |
| II.3.5. Résultats   | 101    |
| II.3.5.1. Fort diélectrique   | 101    |
| II.3.5.2. Faible diélectrique   |        |
| II.3.5.3. Comparaison des résultats pour des fort et faible diélectriques |        |
| II.3.5.4. Conclusion  |        |

| II.4. CONCLUSION   | 106 |
|--|-----|
| REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES  | 107 |
| CHAPITRE III : MATERIELS ET METHODES                                     |     |
| III.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET PROTOCOLE                              | 111 |
| III.1.1. Description du pilote micro-onde                                | 111 |
| III.1.2. Mesure des puissances   | 113 |
| III.1.3. Mesure des températures   | 113 |
| III.1.4. L'applicateur   | 114 |
| III.1.5. Préparation du gel  | 115 |
| III.1.6. Expérimentations  | 117 |
| III.2. DETERMINATION DES PROPRIETES THERMOPHYSIQUES                      | 118 |
| III.2.1. Capacité calorifique massique                                   | 118 |
| III.2.2. Conductivité thermique  | 120 |
| III.2.3. Masse volumique   | 121 |
| III.3. DETERMINATION DES PROPRIETES DIELECTRIQUES                        | 123 |
| III.3.1. Méthodes de mesure  | 123 |
| III.3.1.1. Cavité résonnante   | 123 |
| III.3.1.2. Sonde coaxiale  | 126 |
| III.3.1.3. Transmission en guide d'ondes ou ligne coaxiale               | 128 |
| III.3.2. Propriétés diélectriques de la tylose                           | 129 |
| III.3.2.1. Littérature   | 129 |
| III.3.2.2. Phase congelée  | 130 |
| III.3.2.3. Phase décongelée  | 130 |
| III.3.3. Propriétés diélectriques du polystyrène                         |     |
| III.4. CONCLUSION  | 133 |
| REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES  |     |
| CHAPITRE IV: TRAITEMENT THERMIQUE EN MILIEU MULTIPHASIQUE                |     |
| IV.1. DEFINITION DU MODELE 3D  | 139 |
| IV.1.1. Définition de la géométrie                                       | 139 |
| IV.1.2. Définition des conditions initiale et aux limites                |     |
| IV.1.2.1. Conditions initiales et aux limites thermiques                 |     |
| IV.1.2.2. Conditions initiales et aux limites électromagnétiques         |     |
| IV.1.3. Définition des équations aux dérivées partielles                 |     |
| IV.1.3.1. Equation du transfert de chaleur                               |     |
| IV.1.3.2. Equations de Maxwell   |     |
| IV.1.4. Paramètres du solveur  |     |
| IV.1.5. Génération du maillage   | 147 |
| IV.1.6. Influence de la résistance thermique sur le grand côté du guide  |     |
| IV.1.7. Influence de la couche de polystyrène sur le petit côté du guide | 150 |

| IV.2. SIMPLIFICATION VERS UN MODELE 2D   | 152 |
|--|-----|
| IV.2.1. Définition des conditions initiale et aux limites                              | 153 |
| IV.2.2. Définition des équations aux dérivées partielles                               | 154 |
| IV.2.3. Influence du maillage  | 154 |
| IV.3. TRAITEMENT MICRO-ONDE EN PHASE CONGELEE  | 156 |
| IV.3.1. Influence de la conductivité thermique   | 156 |
| IV.3.2. Profils de température à partir des propriétés diélectriques de la littérature | 158 |
| IV.3.3. Estimation des propriétés diélectriques  | 160 |
| IV.3.4. Incertitude sur les paramètres estimés   | 162 |
| IV.3.5. Profils de température à partir des propriétés diélectriques optimisées        | 165 |
| IV.3.6. Validation de l'estimation des paramètres                                      | 167 |
| IV.4. CHAUFFAGE MICRO-ONDES EN PHASE DECONGELEE  | 169 |
| IV.4.1. Profils de température à partir des propriétés diélectriques de la littérature | 169 |
| IV.4.2. Profils de température à partir des propriétés diélectriques mesurées          | 171 |
| IV.4.3. Comparaison avec les solutions semi analytiques                                | 173 |
| IV.5. DECONGELATION MICRO-ONDES EN MILIEU MULTIPHASIQUE                                | 176 |
| IV.5.1. Comparaison entre les expériences et la simulation numérique                   | 176 |
| IV.5.2. Cartographie du champ électrique au cours de la décongélation                  | 179 |
| IV.5.3. Influence des propriétés diélectriques lors du changement de phase             | 181 |
| IV.6. CONCLUSION   |     |
| REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES  | 186 |
| CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES  |     |
| ANNEXE : PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES ET VALORISATION                                    |     |

# **TABLE DES FIGURES**

| figure III 1-Vue d'ensemble du dispositif pilote micro-onde avec les diverses instrumentations              | 112    |
|---|--------|
| figure III 2-Schéma de l'applicateur instrumenté  | 115    |
| figure III 3-Applicateur expérimental et schéma du dispositif de traitement                                 | 117    |
| figure III 4-Courbe expérimentale de la chaleur spécifique massique du gel de tylose en fonction de la      |        |
| température   | 119    |
| figure III 5-Modélisation de la chaleur spécifique massique du gel de tylose en fonction de la température. | 120    |
| figure III 6-Conductivité thermique de la tylose à 86,6 % d'eau en fonction de la température, d'après Akk  | ari et |
| al. [5]   | 121    |
| figure III 7-Masse volumique de la tylose sur la plage de température de - 20 °C à 20 °C                    | 122    |
| figure III 8-Schéma de principe de la méthode de perturbation en cavité, d'après Venkatesh et al. [7]       | 124    |
| figure III 9-Schéma de principe de la méthode à sonde coaxiale, d'après Venkatesh et al. [7]                | 126    |
| figure III 10-Schéma de principe de la méthode à ligne de transmission, d'après Venkatesh et al. [7]        | 128    |
| figure III. 11-Kit de caractérisation 85070E, d'après http://www.home.agilent.com/agilent/, avril 2008      | 131    |
| figure III 12-Cavité résonnante pour la mesure de la permittivité de la plaque de polystyrène               | 133    |
| figure IV 1-Schéma du guide d'ondes avec l'échantillon de tylose  | 140    |
| figure IV 2-Simplification du modèle 3D   | 141    |
| figure IV 3-Représentation schématique en 3D avec conditions aux limites associées                          | 142    |
| figure IV 4-Vue latérale de la paroi avant du guide d'ondes avec isolation thermique                        | 143    |
| figure IV 5-Représentation du maillage 3D pour les simulations avec ou sans polystyrène                     | 148    |
| figure IV 6-Influence de la résistance de contact sur les profils de température en phase congelée          | 150    |
| figure IV 7-Iso températures au sein du gel de tylose au bout de 10 secondes de traitement micro-onde en p  | ohase  |
| congelée, sans la plaque de polystyrène (gauche), avec la plaque de polystyrène (droite)                    | 151    |
| figure IV 8-Profils de température suivant une ligne oblique située sur la face avant du produit            | 152    |
| figure IV 9-Evolution du modèle 3D sans la plaque de polystyrène vers un modèle 2D                          | 152    |
| figure IV 10-Définition des conditions aux limites pour le modèle 2D  | 153    |
| figure IV 11-Influence du nombre de mailles sur la précision et le temps de calcul                          | 156    |
| figure IV 12-Cartographie de température dans le produit au bout de 4 secondes de traitement selon les deu  | ıx     |
| expressions de conductivité thermique, $P_{in} = 500$ W, $T_{ini} = -22$ °C                                 | 157    |
| figure IV 13-Positions relatives des sondes de température au sein du gel de tylose en phase congelée       | 158    |

| figure IV 14-Comparaison entre le modèle numérique (propriétés diélectriques de la littérature) et les mes                           | ures    |
|--|---------|
| expérimentales, $P_{in} = 500 \text{ W}$ , $T_{ini} = -22 \text{ °C}$  | 160     |
| figure IV 15-Procédure d'optimisation des paramètres diélectriques   | 162     |
| figure IV 16-Incertitude sur l'estimation du facteur de pertes   | 165     |
| figure IV 17-Comparaison entre le modèle numérique (propriétés diélectriques optimisées) et les mesures                              |         |
| expérimentales, $P_{in} = 500$ W, $T_{ini} = -22$ °C, $\sum (T_{exp}-T_{modèle})^2 = 9,7$ °C <sup>2</sup>                            | 166     |
| figure IV 18- Positions relatives des sondes de température au sein du gel de tylose en phase congelée,                              |         |
| $P_{in} = 1000$ W, expérience 1 - $T_{ini} = -15$ °C (gauche), expérience 2 - $T_{ini} = -22$ °C (droite)                            | 168     |
| figure IV 19-Comparaison entre le modèle numérique (propriétés diélectriques optimisées) et les mesures                              |         |
| expérimentales d'après Akkari et al. [1], $P_{in} = 1000$ W, $T_{ini} = -15$ °C  | 169     |
| figure IV 20- Comparaison entre le modèle numérique (propriétés diélectriques optimisées) et les mesures                             | 5       |
| expérimentales, d'après Akkari et al. [1], $P_{in} = 1000$ W, $T_{ini} = -22$ °C   | 169     |
| figure IV 21-Positions relatives des sondes de température au sein du gel de tylose en phase décongelée                              | 170     |
| figure IV 22-Comparaison entre le modèle numérique ( $\varepsilon_r$ ' = 50 ; $\varepsilon_r$ '' = 17) et les mesures expérimentales | ,       |
| $P_{in} = 500 \text{ W}, T_{ini} = 4 ^{\circ}\text{C}, \sum (T_{exp} T_{modèle})^2 = 25,2 ^{\circ}\text{C}^2$                        | 171     |
| figure IV 23-Comparaison entre le modèle numérique (1- $\varepsilon_r' = 52,7$ ; $\varepsilon_r'' = 14,9$ ) et les mesures expérime  | ntales, |
| $P_{in} = 500 \text{ W}, T_{ini} = 4 ^{\circ}\text{C}, \sum (T_{exp} T_{modèle})^2 = 16.5 ^{\circ}\text{C}^2$                        | 172     |
| figure IV 24-Comparaison entre le modèle numérique (2- $\varepsilon_r' = 59,2$ ; $\varepsilon_r'' = 16,8$ ) et les mesures expérime  | ntales, |
| $P_{in} = 500 \text{ W}, T_{ini} = 4 ^{\circ}\text{C}, \sum (T_{exp} - T_{modèle})^2 = 11.8 ^{\circ}\text{C}^2$                      | 172     |
| figure IV 25-Comparaison entre le modèle numérique (3- $\varepsilon_r$ ' = 65,7 ; $\varepsilon_r$ '' = 18,7) et les mesures expérime | ntales, |
| $P_{in} = 500 \text{ W}, T_{ini} = 4 ^{\circ}\text{C}, \sum (T_{exp} - T_{modèle})^2 = 17,1 ^{\circ}\text{C}^2$                      | 173     |
| figure IV 26-Profils de température en fonction du temps et profils de puissance à l'instant $t = 28$ seconde                        | s selon |
| les deux approches de calcul du terme source dans l'équation de la chaleur   | 176     |
| figure IV 27-Variations des propriétés diélectriques sur la plage de température [- 2 °C ; 0 °C]                                     | 177     |
| figure IV 28-Comparaison entre les mesures expérimentales et les simulations numériques au cours du pre                              | océdé   |
| de décongélation micro-ondes, d'après les données du tableau IV. 6   | 178     |
| figure IV 29-Profils du champ électrique normalisé au cours de la décongélation micro-ondes, d'après les                             |         |
| données du tableau IV. 6   | 180     |
| figure IV 30- Variations des propriétés diélectriques sur la plage de température [-1 °C ; 0 °C]                                     | 182     |
| figure IV 31- Comparaison entre les mesures expérimentales et les simulations numériques au cours du pr                              | océdé   |
| de décongélation micro-ondes, d'après les données de la figure IV 30.  | 182     |
| figure IV 32-Profils du champ électrique normalisé au cours de la décongélation micro-ondes, d'après les                             |         |
| données de la figure IV 30.  | 184     |
|  |         |

#### LISTE DES TABLEAUX

tableau II. 1-Propriétés diélectriques et échelles de longueurs caractéristiques dans le cas de l'huile et l'eau, d'après Barringer et al. [14]

tableau III. 1-Evolution de la capacité calorifique apparente de la tylose en fonction de la température, d'après Akkari et al. [5]

tableau III. 2-Conductivité thermique de la tylose à 77 % d'eau en fonction de la température

tableau III. 3-Masse volumique expérimentale du gel de tylose en fonction de la température

tableau III. 4-Propriétés diélectriques de l'eau et de la tylose à 77 % d'eau

tableau III. 5-Résultats de mesure de propriétés diélectriques du gel de tylose à 21,5 °C

tableau III. 6-Propriétés diélectriques du polystyrène

tableau IV. 1-Propriétés diélectriques de l'air, du polystyrène et de la tylose

tableau IV. 2-Propriétés diélectriques de la tylose congelée en fonction de la température, d'après Chamchong [6]

tableau IV. 3- Propriétés diélectriques de la tylose congelée, d'après Taoukis et al. [5]

tableau IV. 4-Propriétés diélectriques de la tylose en phase décongelée, d'après Taoukis et al. [5]

tableau IV. 5- Comparaison du taux de chauffage par micro-ondes selon les approches semi analytiques et numérique

tableau IV. 6-Evolution des propriétés diélectriques de la tylose de - 20 °C à 50 °C

# NOMENCLATURE

- *A* Surface (m<sup>2</sup>)
- *A*<sub>tol</sub> Tolérance absolue
- *a*, *b* Dimensions du guide d'ondes (m)
- **B** Induction magnétique [(N.s)/(C.m)]
- C Vitesse de propagation des ondes (m.s<sup>-1</sup>)
- Cp Capacité calorifique (J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>)
- $d_p$  Profondeur de pénétration de la puissance micro-ondes (m)
- *D<sub>p</sub>* Profondeur de pénétration du champ électrique (m)
- **D** Déplacement électrique ( $C.m^{-2}$ )
- *E* Intensité du champ électrique (V.m<sup>-1</sup>)
- $E_c$  Champ électrique total d'excitation sur le port incident (V.m<sup>-1</sup>)
- *f* Fréquence du rayonnement électromagnétique (Hz)
- F Flux de chaleur (W.m<sup>-2</sup>)
- *FR* Facteur de réflexion
- *G* Facteur de qualité
- *h* Coefficient de transfert de chaleur par convection ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )
- H Intensité du champ magnétique (A.m<sup>-1</sup>)
- *H'* Enthalpie  $(J.kg^{-1})$
- J Densité de courant électrique (A.m<sup>-2</sup>)
- J(p) Critère quadratique à minimiser (°C<sup>2</sup>)
- *K* Coefficient de transfert de chaleur global (W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>)
- k Conductivité thermique (W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>)
- *L* Epaisseur de l'échantillon (m)
- *l* Limite basse pour le régime asymptotique (m)
- *M* Nombre de points expérimentaux
- *N* Nombre de degrés de liberté
- *n* Composante normale
- *p* Vecteur des paramètres
- *P* Puissance micro-onde (W)
- P(t) Vecteur de Poynting (domaine temporel)
- Q Puissance volumique (W.m<sup>-3</sup>)

- *R*<sub>tol</sub> Tolérance relative
- *R* Résistance thermique  $(m^2.K^{-1}.W^{-1})$
- *S* Paramètre de réflexion et transmission de l'onde
- *T* Température (°C)
- $\tilde{T}$  Trajectoire de la température
- *u* Vecteur des inconnues
- V Volume (m<sup>3</sup>)
- *Y* Admittance
- *Z* Impédance du milieu (ohm)
- Z<sub>TE</sub> Impédance des ondes (ohm)

# Lettres grecques

- $\alpha$  Constante de phase (m<sup>-1</sup>)
- $\beta$  Constante d'atténuation (m<sup>-1</sup>)
- $\gamma$  Absorptivité
- $\varepsilon$  Permittivité électrique complexe [C<sup>2</sup>/(N.m<sup>2</sup>)]
- $\varepsilon_0$  Permittivité du vide (8,85×10<sup>-12</sup>F.m<sup>-1</sup>)
- $\varepsilon$  Constante diélectrique (F.m<sup>-1</sup>)
- $\varepsilon_r$ ' Constante diélectrique relative
- $\mathcal{E}$ '' Facteur de pertes diélectriques (F.m<sup>-1</sup>)
- $\varepsilon_r$ '' Facteur de pertes diélectriques relatif
- $\sigma$  Conductivité électrique (S.m<sup>-1</sup>), (voir aussi écart type)
- $\omega$  Pulsation (rad.s<sup>-1</sup>)
- $\mu$  Perméabilité magnétique (H.m<sup>-1</sup>)
- $\mu_0$  Perméabilité magnétique du vide (1,256×10<sup>-6</sup>H.m<sup>-1</sup>)
- $\rho$  Masse volumique (kg.m<sup>-3</sup>)
- $\rho_e$  Densité volumique de charges électriques (C.m<sup>-3</sup>)
- $\lambda$  Longueur d'onde (m)
- $\kappa$  Constante de propagation (m<sup>-1</sup>)
- $\delta$  Angle de pertes (rad)
- $\tau$  Vitesse de chauffage (°C.min<sup>-1</sup>)
- $\Gamma$  Coefficient de réflexion

# Indices

| 0                              | espace libre  |
|--------------------------------|---|
| abs                            | absorbé   |
| app                            | apparent  |
| appr                           | approché  |
| С                              | coupure   |
| crit                           | critique  |
| d                              | dipolaire   |
| eff                            | effectif  |
| е                              | électrons libres                                    |
| ex                             | exact   |
| exp                            | expérience  |
| 8                              | guidée  |
| in                             | incident  |
| ini                            | initial   |
| т                              | milieu  |
| min                            | minimum   |
| model                          | modèle  |
| r                              | relatif   |
| rms                            | valeur efficace                                     |
| ref                            | réfléchi  |
| trans                          | transmis  |
| <i>x</i> , <i>y</i> , <i>z</i> | coordonnées spatiales dans les trois dimensions (m) |
| $\infty$                       | infini  |

## **INTRODUCTION GENERALE**

Aux origines, la technologie micro-ondes est née lors de la conception du radar vers les années 1930 pour des applications militaires en radiotélécommunications. Au cours de la seconde guerre mondiale, les scientifiques se sont aperçus que les micro-ondes utilisées par les systèmes de télécommunication pouvaient avoir d'autres utilisations. Dès lors, la technologie initiale s'est développée jusqu'à donner naissance à un appareil électroménager moderne et sophistiqué : le four à micro-ondes. Le succès du four domestique auprès du grand public a largement précédé le développement industriel des micro-ondes, sans aucun doute parce que ces deux technologies ne visaient pas les mêmes applications. Les technologies micro-ondes ont été réellement transposées au niveau industriel à partir de 1986 avec le développement de la chimie de laboratoire assistée par micro-ondes. De nos jours, cette technologie est encore en plein développement en particulier grâce à ses capacités de «dopage» des traitements thermiques et grâce à l'action précise, rapide, sélective et homogène des micro-ondes au cœur des matériaux. Dans l'industrie chimique, les applications majeures des micro-ondes concernent le chauffage des matières thermoplastiques et la réticulation des matières thermodurcissables. On trouve aussi des applications dans le domaine des procédés de l'environnement avec le traitement des déchets (sols contaminés, régénération du charbon actif, métaux lourds...). Les applications des micro-ondes sont aussi très variées dans le domaine de l'agroalimentaire. L'avantage majeur de cette technologie est de réduire de manière significative les temps de traitement durant différents procédés du type décongélation, cuisson, séchage de produits.

La décongélation des produits au niveau industriel est une étape très importante et la technique employée joue un rôle crucial sur la qualité finale de ceux-ci. En effet, durant cette opération, de nombreuses modifications peuvent intervenir au sein du produit car l'eau redevient disponible. Parmi ces changements, on peut citer les dégradations d'ordre biochimique (consécutives, par exemple, aux variations locales des concentrations salines à cause d'une certaine perte en eau), ainsi qu'un réarrangement de la taille des cristaux lacérant les membranes cytoplasmiques. Industriellement, la décongélation doit donc être une opération rapide, durant laquelle le produit doit rester homogène en température et ne pas subir de transformations non souhaitées ou encore de dégradations sur un plan aussi bien organoleptique que microbiologique. D'autre part, afin de limiter la croissance des microorganismes, le produit alimentaire doit être décongelé de manière à ce que sa

température superficielle ne dépasse pas 10 °C. Parmi les approches « conventionnelles » utilisées pour décongeler un produit alimentaire, la convection libre est la moins coûteuse mais la plus longue et la plus risquée d'un point de vue bactériologique. Il existe aussi des procédés plus rapides comme la convection forcée, la décongélation par contact ou encore par immersion. Cependant, dans ces techniques, l'énergie est apportée en surface et la vitesse du procédé est relativement faible, ce qui constitue plusieurs inconvénients. L'utilisation des micro-ondes, qui permet d'apporter l'énergie nécessaire à la décongélation au "cœur" du produit, représente ainsi une bonne alternative aux procédés conventionnels. La dégradation de l'énergie transportée par l'onde en énergie calorifique est réalisée par le phénomène de pertes diélectriques. Sur le plan théorique, de nombreux avantages existent à l'utilisation des micro-ondes en décongélation. On peut citer la rapidité, la souplesse d'utilisation, la possibilité de travailler en continu ou en batch et la facilité d'intégration dans une chaîne existante. En revanche, des inconvénients vont apparaître liés notamment à la médiocrité des pertes diélectriques des produits congelés qui implique l'utilisation d'une quantité importante d'énergie pour dépasser le seuil de décongélation totale. Mais le plus gros problème concerne surtout les hétérogénéités de chauffage, tout à la fois causes et conséquences des phénomènes d'emballement thermique.

Malgré les nombreuses études menées depuis ces dix dernières années, les interactions entre rayonnement électromagnétique et produits traités sont encore mal maîtrisées. Les phénomènes d'emballement thermique conduisent à une distribution hétérogène de la température dans le produit au cours de la décongélation et peuvent s'avérer néfastes d'un point de vue microbiologique et organoleptique. En effet, ces phénomènes conduisent à des gradients de température importants au sein du produit, ce qui nuît à sa qualité finale. Les points chauds localisés s'expliquent par la variation brusque des propriétés diélectriques du produit lors du passage de l'état congelé à l'état décongelé. Jusqu'ici, les phénomènes d'emballement thermique peuvent être limités en refroidissant la surface du produit par un jet d'air froid en impact. Cette idée intéressante a été avancée par Bailod et Baillot dans les années 70 et a été reprise par Akkari en 2007. Cette approche permet tout d'abord de maintenir la température de surface sous un certain seuil tout en limitant l'emballement thermique et elle favorise également la pénétration des ondes plus en profondeur.

Les techniques destinées à mieux maîtriser le procédé de décongélation doivent être mises en relation avec des considérations plus théoriques sur le procédé micro-ondes en lui-même. La maîtrise du procédé passe donc aussi par l'usage de modèles mathématiques dans l'objectif de prédire l'évolution des profils de température dans le produit au cours du temps. Pour ceci la

littérature propose de nombreux modèles permettant de simuler l'évolution thermique d'un produit au cours du traitement micro-ondes et en fonction des conditions opératoires du procédé. Ces modèles font souvent appel à des méthodes numériques et/ou semi analytiques plus ou moins complexes selon les configurations géométriques traitées et les conditions opératoires. Il n'existe cependant pas de modèles complets qui traitent des transferts de chaleur en milieu multiphasique sous l'effet des micro-ondes avec prise en compte des variations des propriétés thermophysiques et diélectriques du produit. L'élaboration d'un tel modèle confronté à des données expérimentales s'avère particulièrement utile afin de mieux comprendre le procédé et d'améliorer la qualité du traitement par micro-ondes. En effet, la simulation numérique est un outil relativement récent qui permet d'obtenir des informations difficilement mesurables expérimentalement. En conséquence, la modélisation des transferts de chaleur couplés aux phénomènes électromagnétiques permet de rendre compte de l'influence des paramètres du procédé sur les profils de température dans le produit.

Le premier chapitre de ce mémoire propose une revue bibliographique qui peut être scindée en deux grandes parties. La première couvre les applications industrielles des micro-ondes, la propagation des ondes électromagnétiques, les propriétés électromagnétiques du milieu et les phénomènes de réflexion d'ondes. La seconde partie concerne les différentes approches de la littérature pour la modélisation des transferts de chaleur sous rayonnement micro-ondes.

Le deuxième chapitre présente des études de cas destinées au calcul de la puissance microondes dissipée au sein d'un échantillon selon une approche semi analytique et une résolution numérique des équations de Maxwell.

Le troisième chapitre présente quant à lui le pilote micro-ondes et les outils utilisés pour la validation expérimentale des modèles. Les instruments utilisés pour déterminer les propriétés thermophysiques et diélectriques de la tylose sont aussi présentés.

Dans le quatrième chapitre, les principes fondamentaux développés dans les chapitres précédents sont utilisés de manière à effectuer une double étude expérimentale et numérique du procédé de traitement thermique par micro-ondes. Pour ceci, un modèle 3D est développé puis simplifié afin de caractériser le couplage entre les transferts thermiques et les phénomènes électromagnétiques au sein du produit lors du traitement. Les résultats

numériques sont validés expérimentalement à l'aide de mesures de température au cours du procédé.

Enfin, des conclusions et perspectives permettent de dégager les points importants de ce travail pour de futures investigations.

# **CHAPITRE I : REVUE BIBLIOGRAPHIQUE**

#### **I.1. LES MICRO-ONDES**

Selon la nomenclature officielle, les micro-ondes font partie des ondes radios qui couvrent la gamme des radiofréquences, principalement dans la bande HF (high frequency 3 MHZ - 30 MHz), VHF (very high frequency, 30 MHz – 300 MHz) ou dans la bande UHF (ultra high frequency, 300 MHz -3 GHz). Elles sont également appelées ondes centimétriques car les longueurs d'onde associées vont du millimètre au mètre [1]. Sur le spectre électromagnétique, elles sont situées entre les hautes fréquences et les infrarouges (figure I 1).



figure I 1-Spectre des ondes électromagnétiques

Les fréquences utilisables pour les applications industrielles de chauffage par micro-ondes sont réglementées pour éviter le risque d'interférence avec les radiocommunications et les radars. Des réglementations pour l'utilisation des micro-ondes sont mises en place pour divers pays et gouvernements. A titre d'exemple, en Amérique du nord, les fréquences de 915 MHz et 2450 Mhz sont disponibles. Dans les îles britanniques, les fréquences 896 MHz et 2450 MHz sont autorisées alors qu'il n'existe pas d'autorisation spécifique pour utiliser la bande de fréquences autour de 900 MHz sur le continent européen [2].

En Europe, la fréquence la plus généralement utilisée est celle de 2450 MHz ( $\lambda_0$  = 12,2 cm), quant à la fréquence de 915 MHz ( $\lambda_0$  = 32,8 cm), son utilisation nécessite une dérogation accordée par arrêté préfectoral [3]. Aux Etats-Unis, la fréquence 915 MHz est couramment utilisée dans l'industrie tandis que la fréquence 2450 MHz est réservée aux applications domestiques des micro-ondes.

## **I.2.** APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES MICRO-ONDES

# I.2.1. Généralités

Depuis la découverte de la technologie micro-onde dans les années 1930, les micro-ondes sont utilisées abondamment à la fois en radio télécommunication mais aussi pour des applications énergétiques. Outre les applications liées à la transmission de l'information, les exemples d'utilisation des micro-ondes dans l'industrie de transformation sont nombreux. Les applications principales dans le secteur agro-alimentaire concernent essentiellement des procédés de séchage et de tempérage des produits. On distingue aussi des applications plus spécifiques liées à l'industrie chimique (extraction assistée par micro-ondes) et des matières plastiques (vulcanisation...).

# I.2.2. La décongélation par micro-ondes

Dans le secteur agro-alimentaire, le tempérage par micro-ondes est un procédé largement utilisé depuis plusieurs années. Cette technique a pour premier avantage sa rapidité : elle ne demande que quelques minutes au lieu de plusieurs heures par les techniques conventionnelles. Le procédé de chauffage par micro-ondes n'implique pas, contrairement aux autres techniques de décongélation, que la température superficielle du produit soit élevée, et l'on ne crée donc pas des conditions favorables à la multiplication microbienne (notamment germes pathogènes). Par contre, la température peut être très hétérogène. Les techniques de traitement thermique par micro-ondes restent donc satisfaisantes d'un point de vue microbiologique. De plus, cette technologie permet une pénétration instantanée des ondes au sein du produit. De même, il est observé une grande rapidité d'élévation thermique, ce qui permet de rendre le chauffage continu; d'où un meilleur rendement, une économie de manutention et un gain de place.

Industriellement, les procédés mettant en œuvre des micro-ondes s'adaptent facilement aux chaînes existantes, et il est possible de combiner les micro-ondes à d'autres procédés thermiques plus conventionnels. Aussi, ce type de procédé procure une grande facilité de commande, due à la souplesse des réglages et à la rapidité des mises en route et des arrêts (http://membres.lycos.fr/dkpat/rdet/Web-rdet/indus/indus.html, avril 2008). Malgré tout, des problèmes d'emballement thermique sont constatés lors du traitement par micro-ondes. Ces phénomènes sont principalement causés par la forte différence des propriétés diélectriques dans les phases congelée et décongelée. L'absorption de l'énergie contenue dans l'onde

électromagnétique est plus importante dès que le produit dépasse le point de fusion. Ainsi, la température au sein de la matrice alimentaire augmente rapidement dans la phase décongelée. Industriellement, on se limite alors le plus souvent à un tempérage qui consiste à amener le produit juste sous la température de fusion, lui conférant une malléabilité suffisante pour de futures opérations. Le procédé de tempérage permet ainsi d'uniformiser la température dans le produit congelé tout en assurant des températures suffisamment basses pour respecter la qualité microbiologique du produit.

# I.2.3. Appareillage

La figure I 2 montre un exemple des éléments principaux d'un dispositif micro-onde industriel [4]. A la différence des micro-ondes à usage domestique, les éléments d'instrumentation d'un système industriel sont beaucoup plus nombreux.

D'une part, les ouvertures pour le passage des produits dans le convoyeur sont beaucoup plus grandes que la longueur d'onde des radiations. D'autre part, les puissances consommées varient de dix à plusieurs centaines de kilowatt selon le type d'application envisagée.

Le système est prévu pour résister à des conditions opératoires extrêmes (température externe, humidité ambiante...) mais aussi pour fonctionner de manière intensive pendant plusieurs jours consécutifs. La construction peut être modulaire avec rajouts de plusieurs générateurs, cavités, etc. Les cavités industrielles de traitement sont aussi souvent dimensionnées à partir de résultats empiriques et expérimentaux plutôt que par des résultats analytiques.



figure I 2-Dispositif industriel de traitement thermique par micro-ondes, d'après Datta et al. [4]

## **I.3.** LES INTERACTIONS MICRO-ONDES MATIERE

Dans le cas d'un traitement thermique par micro-ondes, l'onde générée est vectrice de puissance électromagnétique. C'est cette puissance transportée par l'onde qui se dégrade en chaleur dans les diélectriques à pertes.

L'onde électromagnétique contient deux composantes : le champ électrique E et le champ magnétique H. Ces deux quantités sont des vecteurs orthogonaux entre eux (figure I 3). En espace libre, la vitesse maximale  $C_0$  à laquelle peut se propager l'onde correspond à la vitesse de la lumière, soit  $3 \times 10^8$  m/s.



figure I 3-Propagation d'une onde électromagnétique plane, d'après Ryynänen [5]

En réalité, seuls certains matériaux isolants ou mauvais conducteurs d'électricité sont capables de s'échauffer sous l'action des micro-ondes. Ces matériaux sont appelés diélectriques par opposition aux matériaux conducteurs qui contiennent des charges libres. Un diélectrique parfait ne contient pas de charges électriques libres, en conséquence il possède une conductivité électrique nulle. Macroscopiquement, les diélectriques se présentent comme des entités globalement neutres d'un point de vue électrique mais avec une répartition dissymétrique de leurs charges ioniques partielles (figure I 4). En d'autres termes, une partie de la molécule est chargée positivement, tandis que l'autre partie l'est négativement. Ces molécules forment donc des dipôles électriques.



figure I 4-Schéma simplifié d'un diélectrique

En l'absence de tout champ électrique, l'orientation des dipôles est aléatoire. Sous l'action d'un champ électrique, les dipôles s'orientent dans le sens du champ électrique. Ainsi, dans un champ électrique alternatif, l'orientation des dipôles change à chaque alternance du sens du champ électrique. La molécule d'eau caractérisée par un moment dipolaire est un bon exemple pour illustrer le principe de chauffage par micro-ondes [6].

Pour un diélectrique non parfait placé dans un champ micro-ondes à fréquence élevée, les quelques charges libres de la molécule vont migrer à la surface exposée au champ micro-onde. De même, le déplacement des charges électriques liées en direction du champ donne lieu à des phénomènes de polarisation de la molécule [6]. La combinaison de ces deux phénomènes, conduction et polarisation, se traduit par une déformation de la matière et donc un échauffement du matériau.

La fréquence et l'intensité de la radiation émise jouent un rôle important sur chacun des deux mécanismes responsables de la génération de chaleur. Les pertes par conduction sont généralement importantes à fréquence faible. Lorsque cette dernière augmente, le temps nécessaire au transport des charges en direction du champ diminue. Les pertes par polarisation deviennent alors prépondérantes. Il existe quatre mécanismes principaux de polarisation diélectrique : la polarisation par charge d'espace, la polarisation par alignement dipolaire, la polarisation ionique et la polarisation électronique.

Dans les procédés de traitement thermique par micro-ondes, les phénomènes de polarisation par alignement dipolaire sont prépondérants. Dans un champ électrique variable, la rotation des molécules sur elles mêmes due à la polarisation successive s'accompagne de frictions intermoléculaires. Ces phénomènes de friction conduisent à une génération volumique de chaleur (figure I 5). A la fréquence de 2,45 GHz, cette oscillation des dipôles en direction du champ électrique se produit à raison de  $2,45 \times 10^9$  fois par seconde [7]. Ainsi, plus la fréquence du champ électrique est importante, plus les frottements sont intenses et plus le dégagement de chaleur est important [3].

En pratique, le principal paramètre pour estimer si un produit naturel peut être chauffé par micro-ondes est sa teneur en eau. Quand celle-ci est supérieure à 20 % de sa masse totale, le produit va s'échauffer facilement sous l'effet des micro-ondes. Quand cette teneur est inférieure à 20 %, la mise en œuvre des micro-ondes est moins intéressante [3]. Dans le cas d'un traitement thermique par micro-ondes, l'énergie est appliquée par intermittence afin de réchauffer progressivement les petites poches d'eau liquide situées au cœur du produit. Il faut veiller cependant à ne pas créer de trop grands écarts de température et de pression au sein du matériau, ce qui conduirait à des dommages irrémédiables. De plus, l'eau qui migre à la surface absorbe beaucoup les micro-ondes et la température de surface du produit peut augmenter très rapidement. Un certain temps de repos entre deux applications est donc nécessaire.



figure I 5-Principe du chauffage par micro-ondes
## **I.4. GENERALITES SUR LES PROPRIETES DIELECTRIQUES**

Le comportement électrique d'un matériau soumis à des champs électromagnétiques est caractérisé par des paramètres constitutifs : la permittivité ( $\varepsilon$ ), la perméabilité ( $\mu$ ) et la conductivité ( $\sigma$ ).

#### I.4.1. Permittivité électrique

La permittivité électrique caractérise le comportement électrique des matériaux vis-à-vis du champ électrique. En effet, lors de l'application d'un champ électromagnétique, l'incapacité des molécules à réaliser leur alignement au champ électrique conduit à une dissipation d'énergie électrique.

La permittivité se compose d'une partie réelle ( $\varepsilon$ ', la constante diélectrique) et d'une partie imaginaire ( $\varepsilon$ '', le facteur de pertes diélectriques), toutes deux constituent les propriétés diélectriques du matériau. La relation qui lie la constante diélectrique au facteur de pertes est la suivante :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}' - j \mathcal{E}'' \tag{I. 1}$$

Avec  $j = \sqrt{-1}$ 

La constante diélectrique ainsi que le facteur de pertes sont souvent normalisés par rapport aux caractéristiques diélectriques du vide. La permittivité se définit alors à partir de paramètres diélectriques relatifs :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0(\mathcal{E}_r' - j\mathcal{E}_r'') \tag{I.2}$$

La partie réelle de la permittivité relative  $\varepsilon_r$ ' traduit la faculté du diélectrique à se polariser et à stocker l'énergie électrique, autrement dit à s'orienter dans le sens du champ électrique. D'une manière plus spécifique, la constante diélectrique caractérise la pénétration de l'énergie électromagnétique au sein d'un matériau et permet donc de déterminer les rapports entre la quantité d'énergie délivrée au produit et celle transmise au sein du produit [8].

L'aptitude d'un matériau à s'échauffer sous l'action d'un rayonnement micro-onde est représentée par son facteur de pertes diélectriques relatif  $\varepsilon_r$ ''. Cette valeur représente l'ensemble des phénomènes responsables de la génération de chaleur au sein du matériau (pertes par conduction et par polarisation). Les produits ayant un facteur de pertes supérieur à 1 s'échauffent facilement sous l'influence d'un rayonnement micro-onde. Parmi ces

composés à pertes diélectriques élevées, figurent l'eau à l'état liquide, les produits naturellement riches en eau et les solvants polaires comme les alcools.

Les phénomènes de frictions intermoléculaires dû à la rotation des dipôles électriques se manifestent par un léger retard pris par les matériaux polarisés pour s'orienter après l'application du champ électrique. Ce déphasage est représenté par l'angle de pertes  $\delta$  qui relie le facteur de pertes à la permittivité.

$$\varepsilon'' = \varepsilon' \tan \delta$$
 (I. 3)

## I.4.2. Conductivité électrique

La conductivité électrique ( $\sigma$ ) est en lien avec le facteur de pertes diélectriques et caractérise les propriétés conductrices des électrons libres ainsi que les phénomènes d'alignement dipolaire des charges liées [6]. Pour ceci, on définit une conductivité effective ( $\sigma_{eff}$ ) qui prend en compte l'ensemble des deux phénomènes. Cette conductivité effective représente la somme d'une conductivité électrique propre aux électrons libres ( $\sigma_e$ ) et d'une autre portion qui reflète l'aptitude de la molécule à s'aligner sur le champ électromagnétique ( $\sigma_d$ ).

$$\sigma_{eff} = \sigma_e + \sigma_d = \varepsilon_r''_{eff} \ \omega \varepsilon_0 \tag{I.4}$$

 $\varepsilon_{r''_{eff}}$  est la valeur relative du facteur de pertes diélectriques effectif qui comprend les deux mécanismes responsables de la dégradation de la puissance électromagnétique en chaleur au sein du matériau.

$$\varepsilon_{r}''_{eff} = \varepsilon_{r}''_{d} + \frac{\sigma_{e}}{\varepsilon_{0}\omega}$$

C'est le rapport  $\frac{\sigma_e}{\omega \varepsilon'}$  qui indique si le matériau est plutôt conducteur ou diélectrique. Si  $\frac{\sigma_e}{\omega \varepsilon'} \ll 1$ , alors le milieu peut être considéré comme un bon diélectrique (mauvais conducteur électrique ou milieu à pertes). Dans ce cas, la densité de courant de déplacement est beaucoup plus grande que la densité de courant de conduction. A l'inverse si  $\frac{\sigma_e}{\omega \varepsilon'} \gg 1$ , le milieu est un bon conducteur d'électricité [9].

## I.4.3. Perméabilité magnétique

Par analogie avec la permittivité qui définit le lien avec le champ électrique, on définit la perméabilité qui décrit les interactions avec le champ magnétique.

Dans la plupart des applications micro-onde, les matériaux traités sont non magnétiques et la perméabilité peut être considérée comme égale à celle du vide [6]. Ceci est particulièrement vérifié dans le cas des produits alimentaires qui contiennent de très faibles quantités de matériaux magnétiques tels que le fer ou le cobalt [10].

Dans toute la suite de l'étude, la perméabilité du matériau est donc considérée comme égale à celle du vide ( $\mu = \mu_0 = 4 \pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ ).

# I.4.4. Variations des propriétés diélectriques des matrices alimentaires

Au cours d'un traitement par micro-ondes, la connaissance des propriétés diélectriques est une donnée importante pour comprendre et mieux maîtriser les interactions entre les ondes électromagnétiques et le produit traité. Une faible variation des propriétés diélectriques d'un produit altère de manière significative le champ électromagnétique et en conséquence la distribution de puissance au sein du matériau à traiter [11].

Les propriétés diélectriques des matrices alimentaires dépendent de nombreux facteurs : la fréquence, la température, la teneur en eau et la composition interne du produit (notamment les quantités de sel et de graisse). Dans notre cas, on s'intéresse à la variation des propriétés diélectriques en fonction des trois derniers facteurs. En effet, la fréquence utilisée pour les applications de chauffage par micro-ondes est fixée par la réglementation, à savoir 2450 MHz pour les applications industrielles en France.

L'influence de la température sur les propriétés diélectriques des aliments dépend à la fois de la composition de l'aliment et plus spécialement de la teneur en eau et en sel. Dans la plupart des produits alimentaires contenant peu de sel, les caractéristiques diélectriques sont dominées par celles de l'eau [12]. La figure I 6 indique l'évolution des propriétés diélectriques de l'eau liquide pour différentes concentrations de sel.



figure I 6-Propriétés diélectriques de l'eau liquide en fonction de la température et pour différentes concentrations en sel, (■) 0 %, (●) 0,5 %, (▲) 1 %, ◆1,5 %, (□) 2 %, d'après Sakai et al. [13]

D'après l'étude menée par Sakai et al. [13], il est démontré qu'une augmentation de la concentration en sel fait décroître légèrement la constante diélectrique de l'eau. A l'inverse, le fait d'augmenter la teneur en sel dans la solution provoque une augmentation notable du facteur de pertes. Dans le cas des viandes, les quantités de sel et de graisse dans le produit fini influencent aussi les propriétés diélectriques du produit ; plus généralement le sel augmente les valeurs de  $\varepsilon$ '' [8].

Les deux caractéristiques diélectriques  $\varepsilon'$  et  $\varepsilon'$ ' sont aussi très dépendantes de l'état du produit (ex : produit congelé ou décongelé). En premier lieu, la plupart des auteurs considèrent que la variation des propriétés diélectriques en fonction de la température, dans les phases congelées et décongelées respectivement, est faible. Ceci est particulièrement valable dans le cas de produits purs [14]. Il est en revanche nécessaire de considérer les variations des propriétés diélectriques au cours d'un changement de phase. Dans le cas d'une décongélation par microondes, les changements de structure au sein du produit modifient les propriétés diélectriques locales et modifient la dissipation d'énergie électromagnétique. Ceci se répercute sur les profils de température au sein du produit, et ainsi de suite tout a long du procédé [11]. A titre d'exemple, dans le cas de l'eau, le facteur de pertes diélectriques de la glace à - 12 °C est environ 10 000 fois inférieur à celui de l'eau liquide à 25 °C. En conséquence, l'eau liquide absorbe beaucoup plus les radiations micro-ondes que le solide congelé. Ces caractéristiques sont responsables des problèmes majeurs rencontrés au cours du procédé de décongélation d'une matrice alimentaire. En effet, dès que la moindre goutte de liquide apparaît lors de la décongélation du produit, l'énergie contenue dans l'onde électromagnétique est préférentiellement dissipée dans l'eau, ce qui engendre une décongélation non homogène et de forts gradients de température au sein du produit. La figure I 7 montre le cas typique d'une matrice alimentaire dont les propriétés diélectriques varient de manière importante entre la phase congelée et décongelée [15].



figure I 7-Facteur de pertes effectif en fonction de la température au cours des phases de tempérage et de décongélation d'une matrice alimentaire

Afin d'éviter ces phénomènes d'emballement thermique, un procédé de tempérage par microondes est souvent effectué. Son principe consiste à homogénéiser la température au sein du produit congelé, tout en limitant la température maximale aux alentours de - 4 °C au sein de la matrice. A cette température, le produit peut ainsi être traité au sein d'une ligne de production sans pour autant franchir le palier de fusion responsable de l'emballement thermique [15]. La masse par unité de volume, c'est-à-dire la densité, qui interagit avec le champ électromagnétique va aussi avoir un effet sur les propriétés diélectriques. Ceci est valable dans le cas où le produit est à tendance particulaire ou granuleux [4]. Aussi, dans le cas de matrices alimentaires constituées majoritairement d'eau, les propriétés diélectriques peuvent varier avec la teneur en eau. Ni [16] a étudié les transferts de masse et de chaleur au sein de matrices alimentaires poreuses en considérant que la profondeur de pénétration des ondes varie avec la température et la teneur en eau du produit. Dans les matériaux où la teneur en eau varie spatialement, l'auteur montre que l'absorption d'énergie micro-onde est améliorée dans les régions où la teneur en eau est la plus importante. Au sein des matériaux non hygroscopiques (ex : sable) qui contiennent majoritairement de l'eau libre, les propriétés diélectriques sont aussi très sensibles à la teneur en eau. Dans le cas de matériaux fortement hygroscopiques (ex : gel de silice), les propriétés diélectriques varient de manière moins importante avec la teneur en eau car l'eau est physiquement ou chimiquement liée à la matrice solide [6]. Dans ce type de matériaux, le mouvement de rotation des molécules polaires sous l'action d'un champ électromagnétique est donc fortement limité. La figure I 8 illustre de manière schématique cette dépendance des propriétés diélectriques suivant le caractère plus ou moins hygroscopique du produit considéré.



figure I 8-Variation des propriétés diélectriques en fonction du caractère hygroscopique et de la teneur en eau du produit , d'après Saltiel et al. [6]

## **I.5.** LA THEORIE DES EQUATIONS DE MAXWELL

## I.5.1. Bases d'électromagnétisme

D'une manière générale, les phénomènes d'électromagnétisme sont régis par une série de cinq équations : les quatre équations de Maxwell et l'expression de la force de Lorentz. La force de Lorentz caractérise plus particulièrement la force exercée par une onde électromagnétique sur une charge en mouvement. Ici on choisit de présenter uniquement les quatre équations fondamentales de Maxwell qui sont nécessaires à la compréhension du phénomène étudié. La forme différentielle des équations de Maxwell est la représentation la plus utilisée pour résoudre les problèmes d'électromagnétisme. Elle relie l'intensité du champ électrique E à celle du champ magnétique H [6].

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + \boldsymbol{J} = \frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon} \boldsymbol{E}}{\partial t} + \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{E}$$
(I.5)

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = -\frac{\partial \boldsymbol{\mu} \boldsymbol{H}}{\partial t}$$
(I. 6)

$$\nabla . \boldsymbol{D} = \nabla . \boldsymbol{\varepsilon} \boldsymbol{E} = \boldsymbol{\rho}_{\boldsymbol{e}} \tag{I.7}$$

$$\nabla \boldsymbol{B} = \nabla \boldsymbol{\mu} \boldsymbol{H} = 0 \tag{I.8}$$

 $\varepsilon$  et  $\mu$  représentent respectivement la permittivité et la perméabilité des milieux. Ces valeurs sont généralement normalisées par rapport à la permittivité et la perméabilité du vide égales respectivement à  $\varepsilon_0 = (36 \pi)^{-1} \times 10^{-9}$  F/m et  $\mu_0 = 4 \pi \times 10^{-7}$  H/m.

L'équation I. 5 est la loi de *Maxwell Ampère* et l'équation I. 6 représente la loi de *Maxwell Faraday*. L'équation I. 7 est basée sur la loi de *Gauss* et la dernière équation traite le champ d'induction magnétique **B**. Chacune de ces quatre équations décrit un effet physique.

La loi de *Maxwell Ampère* (I. 5) exprime la manière dont un courant électrique J est à l'origine d'un champ magnétique H. Cette équation indique physiquement qu'un courant ou l'induction électrique D variant dans le temps génère un champ magnétique H en rotation. D'une manière similaire, l'équation de *Maxwell Faraday* (I. 6) montre que l'induction magnétique B qui varie avec le temps génère un champ électrique E en rotation (champ électromoteur). Cette équation illustre particulièrement bien le principe du phénomène d'induction.

Dans les équations présentées, l'opérateur mathématique de la divergence ( $\nabla$ ) est une mesure du flux total qui émerge d'un point donné. Ainsi, l'équation (I. 7), basée sur la loi de Gauss, exprime la manière dont les charges électriques sont à l'origine du champ électrique. Plus précisément, elle indique que la divergence de l'induction électrique en un point est proportionnelle à la densité de charge  $\rho_e$ .

Par analogie avec la loi de *Maxwell Gauss*, la dernière équation pour le flux magnétique **B** montre qu'il n'y a pas de source ou puit de champ magnétique, ou plus simplement qu'il n'existe pas de charges magnétiques.

L'ensemble des quatre équations de Maxwell s'applique dans un vide qui contient de la matière en présence de charges et de courants. Ces équations sont pour autant distinctes des équations de Maxwell dans la matière. En effet, dans les milieux réels, certaines charges sont libres de se déplacer tandis que d'autres sont liées entre elles pour former atomes et molécules ; les équations de Maxwell sont alors différentes. Dans les milieux diélectriques sans charges libres ni courant libres (diélectriques parfaits linéaires isotropes et homogènes), les équations de Maxwell deviennent :

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} = \frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon} \boldsymbol{E}}{\partial t}$$
(I.9)

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = -\frac{\partial \boldsymbol{\mu} \boldsymbol{H}}{\partial t}$$
(I. 10)

$$\nabla \boldsymbol{D} = \nabla \boldsymbol{\mathcal{E}} \boldsymbol{\mathcal{E}} = 0 \tag{I. 11}$$

$$\nabla \boldsymbol{B} = \nabla \boldsymbol{\mu} \boldsymbol{H} = 0 \tag{I. 12}$$

Pour les milieux diélectriques linéaires homogènes, les inductions D et B sont proportionnelles aux champs électriques E et magnétiques H avec un coefficient de proportionnalité indépendant de l'espace. Dans ces milieux, la forme des équations de Maxwell est la même que dans le vide, seules les valeurs des permittivités et perméabilités changent [17].

## I.5.2. Equation de propagation en espace libre

En propagation libre, l'onde électromagnétique se propage sans aucune limite de dispersion. Afin d'en déduire l'équation de propagation du champ électrique, il suffit de réarranger mathématiquement les équations de *Maxwell Ampère*, *Maxwell Faraday* et *Maxwell Gauss* précédemment décrites.

Pour ceci, reprenons l'équation de *Maxwell Ampère* en la dérivant par rapport au temps. Pour un milieu parfaitement diélectrique, on obtient alors :

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}$$
(I. 13)

Ici, l'hypothèse est de considérer la permittivité indépendante du temps. En remplaçant  $\frac{\partial H}{\partial t}$  par sa valeur à l'aide de l'équation de *Maxwell Faraday*, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \left[ -\frac{1}{\mu} \nabla \times \boldsymbol{E} \right]$$
(I. 14)

L'opérateur  $\nabla \times \nabla \times [...] = \nabla \nabla . - \Delta [...]$  permet de simplifier l'équation ci-dessus en considérant la perméabilité comme une constante :

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\varepsilon \mu} \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{E}$$
(I. 15)

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\boldsymbol{\varepsilon}\boldsymbol{\mu}} [\nabla \nabla \cdot -\Delta] \boldsymbol{E}$$
(I. 16)

D'après la loi de *Gauss* dans les milieux diélectriques sans charges libres ni courants libres, on obtient  $\nabla E = 0$ , ce qui revient à simplifier l'équation précédente pour obtenir une équation de *d'Alembert* caractéristique de la propagation d'onde découplée en espace libre.

$$\Delta \boldsymbol{E} - \boldsymbol{\varepsilon} \boldsymbol{\mu} \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} = 0 \tag{I. 17}$$

Par analogie, l'équation de propagation pour le champ magnétique est la suivante :

$$\Delta \boldsymbol{H} - \boldsymbol{\varepsilon} \boldsymbol{\mu} \frac{\partial^2 \boldsymbol{H}}{\partial t^2} = 0 \tag{I.18}$$

Ces deux équations du type *Helmholtz* décrivent la propagation de l'onde électromagnétique.

#### **I.6. PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES EN STRUCTURE GUIDEE**

## I.6.1. Généralités

En haute fréquence, l'antenne génératrice d'ondes électromagnétiques sert de fil conducteur. Afin de canaliser le rayonnement émis, un conducteur creux de section rectangulaire, circulaire, elliptique ou coaxiale est utilisé. Ce guide d'ondes est une enveloppe métallique entourant un diélectrique qui permet de propager les ondes électromagnétiques dans un secteur confiné dans le but d'orienter la propagation et d'accroître le bilan énergétique entre la source et l'objet récepteur d'onde. Dans la majeure partie des applications industrielles, la section est rectangulaire [1]. Pour qu'une onde électromagnétique se propage au sein d'un guide d'ondes, ce dernier doit posséder des parois conductrices d'électricité. Pour ceci, le guide est constitué de métal dont les parois réfléchissent de manière presque idéale les ondes électromagnétiques au sein du guide. Physiquement, le champ électrique tangentiel relatif aux parois du guide peut être considéré comme nul (conducteur électrique parfait). Seule la composante normale du champ électrique existe au niveau des parois métalliques du guide.

## I.6.2. Mode de propagation

Il existe de nombreux modes de propagation d'ondes qui satisfont les équations de Maxwell et les conditions aux limites associées. Les modes de propagation les plus connus sont les modes transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM) [6]. Par définition, les axes x et y sont respectivement parallèles aux grands et petits côtés du guide, tandis que l'axe z est parallèle à l'axe d'invariance du guide (figure I 9).



figure I 9-Référence d'axe dans un guide d'ondes rectangulaire

En mode TE et TM, les deux composantes longitudinales  $E_y$  et  $H_y$  des champs électriques et magnétiques ne peuvent coexister ensemble au sein du guide d'ondes. Si la composante  $E_y$ existe à la paroi du guide alors la composante  $H_y$  doit s'annuler, et vice versa. Ainsi, les ondes électromagnétiques sont transverses, ce qui signifie que les champs électriques ou magnétiques sont orthogonaux au vecteur d'onde et orthogonaux entre eux.

En mode TM, le champ magnétique n'a pas de composantes  $H_z$  dans la direction de propagation, à la différence du champ électrique  $E_z$  qui se propage parallèlement aux génératrices du guide. Le champ magnétique est alors uniquement contenu dans la section transverse du guide [9].

A l'inverse, pour une onde en mode TE, seules les composantes  $E_y$ ,  $H_z$  des champs électriques et magnétiques sont présentes au sein du guide d'ondes [18]. Le champ électrique est contenu dans la section transverse du guide ( $E_z = 0$ ) et le champ magnétique possède une composante  $H_z$  suivant la direction de propagation. La figure I 10 illustre les profils des champs électromagnétiques au sein du guide d'ondes pour les deux modes TE et TM.



figure I 10-Modes TE<sub>10</sub> et TM<sub>11</sub> d'un guide d'ondes rectangulaire, d'après Saad et al. [19]

Le cas où ni le champ électrique ni le champ magnétique ne sont transverses correspond mode hybride TEM. Dans ce mode, les champs électrique et magnétique n'ont aucune composantes dans la direction de propagation des ondes ( $H_z = E_z = 0$ ). Le mode TEM ne peut pas exister au sein d'un guide d'ondes rectangulaire [4].

Afin d'assurer le meilleur transfert d'énergie, les dimensions du guide sont habituellement choisies pour que la propagation de l'onde s'effectue selon un seul mode, le mode fondamental  $TE_{01}$  (ou  $TE_{10}$ ). L'indice numérique indique le nombre de variations sinusoïdales selon les axes x et y (grand et petit côtés du guide). A titre d'exemple, en mode  $TE_{10}$ , il existe une variation semi sinusoïdale dans la direction x et une constante suivant y. La forme du champ électrique incident en mode  $TE_{10}$  est connue de manière analytique dans les trois dimensions de l'espace. D'après les études de Akkari [20], Rattanadecho [21] et Vegh [18], l'expression analytique en entrée du guide s'écrit de la manière suivante :

$$\boldsymbol{E} = \left( E_x = 0, \ E_y(x, z) = E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right), \ E_z = 0 \right)$$
(I. 19)

En mode  $TE_{10}$ , le champ électrique est perpendiculaire aux deux grands côtés du guide d'ondes, maximum au centre, et nul au niveau des petits côtés. La distribution des courants associés autorise la réalisation de fentes dans l'axe de propagation du guide, dans un plan médian et orthogonal aux deux grands côtés de la structure ou sur les petits côtés suivant la hauteur de ces derniers. Ces fentes peuvent être particulièrement utiles pour instrumenter le guide d'ondes (figure I 11). Toute ouverture de forme différente se traduit par des fuites micro-onde [22].



figure I 11-Schéma d'un guide d'ondes avec fentes en mode TE<sub>10</sub>

## I.6.3. Conditions de propagation

Deux paramètres principaux vont définir les conditions de propagation d'une onde électromagnétique au sein d'un guide ; la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  et la fréquence de coupure  $f_c$ . Ces deux entités sont liées entre elles par la célérité C de l'onde dans le milieu [23] :

$$f_c = \frac{C}{\lambda_c}$$
(I. 20)

avec  $C = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$  (I. 21)

La condition de propagation des ondes au sein du guide est définie par rapport à la fréquence de coupure dans le guide. Mathématiquement, la fréquence de coupure dans un guide vide rectiligne pour différents modes fondamentaux  $TE_{mn}$  est donnée par la relation suivante [10] :

$$\left(f_{c}\right)_{mn} = \frac{C_{0}}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^{2} + \left(\frac{n}{b}\right)^{2}} \tag{I.22}$$

De même, la longueur d'onde de coupure dans un guide vide pour un mode fondamental  $TE_{mn}$  est donnée par la relation suivante [10] :

$$\left(\lambda_{c}\right)_{mn} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^{2} + \left(\frac{n}{b}\right)^{2}}}$$
(I. 23)

Où *m* et *n* sont les nombres correspondant aux différents modes (par exemple, m = 1 et n = 0 pour le mode TE<sub>10</sub>), *a* et *b* sont les longueurs des grands et petits côtés de la section transverse du guide respectivement.

La longueur d'onde en espace libre se calcule à partir de la vitesse de la lumière  $C_0$  dans le vide.

$$\lambda_0 = \frac{C_0}{f} \tag{I. 24}$$

De même, on définit la longueur d'onde guidée  $\lambda_{g0}$  dans un guide non chargé par l'expression suivante :

$$\left(\lambda_{g\,0}\right)_{mn} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{(\lambda_c)_{mn}}\right)^2}} \tag{I. 25}$$

Les conditions de propagation d'un mode dépendent de la fréquence *f* des ondes émises par le générateur micro-ondes :

- Si  $f > (f_c)_{mn}$ , alors les modes TE<sub>mn</sub> et TM<sub>mn</sub> peuvent se propager.
- Si  $f < (f_c)_{mn}$ , il n'existe pas de propagation de modes.

Le mode ayant la plus faible fréquence de coupure est qualifié de mode fondamental. Selon la valeur de la fréquence de coupure dans le guide, trois cas sont à distinguer :

- *f* < (*f<sub>c</sub>*)<sub>10</sub>: dans ce cas la longueur d'onde est plus élevée que la longueur d'onde de coupure. L'onde s'atténue alors rapidement sur une distance courte et le guide sert de filtre. Dans ce cas, l'onde est dite « évanescente » ; c'est une propriété intrinsèque des guides d'ondes micro-onde.
- (f<sub>c</sub>)<sub>10</sub> < f < (f<sub>c</sub>)<sub>20</sub>: la longueur d'onde en espace libre est inférieure à la longueur d'onde de coupure et le guide ne laisse passer que le mode fondamental TE<sub>10</sub>. L'onde subit alors une atténuation minimale et se propage dans le guide [24]. Dans ce cas, le guide d'ondes fonctionne comme un filtre passe haut.
- $f > (f_c)_{20}$ : plusieurs modes peuvent se propager simultanément avec leur propre distribution de champs et longueur d'onde de propagation.

Le résultat essentiel est que pour toute fréquence d'excitation inférieure à la fréquence de coupure d'un guide non chargé, la propagation des ondes est impossible [25]. Le terme « non chargé » se réfère à un milieu diélectrique parfait ne contenant aucune charge libre, ni courant de conduction et dont la conductivité est par conséquent nulle. L'air peut constituer une bonne approximation en tant que diélectrique parfait, par opposition aux conducteurs parfaits contenant un stock illimité de charges libres.

A titre d'exemple, à la fréquence industrielle de 2,45 GHz avec un guide standard (a = 86 mm, b = 43 mm), la fréquence de coupure du mode TE<sub>10</sub> est égale à 1,73 × 10<sup>9</sup> Hz (équation I. 22) et celle du mode TE<sub>20</sub> est de 3,5 × 10<sup>9</sup> Hz. La fréquence de 2,45 × 10<sup>9</sup> Hz est bien comprise entre  $(f_c)_{10}$  et  $(f_c)_{20}$ . En conséquence, les ondes se propagent bien en mode fondamental dans ce type de guide.

Les dimensions du guide d'ondes sont normalisées suivant la fréquence d'utilisation des micro-ondes. Pour une propagation d'onde suivant le mode fondamental TE<sub>10</sub>, la longueur du guide d'ondes doit être choisie de manière à ce que l'onde puisse se propager dans le guide non chargé suivant une demi sinusoïde. La propagation des ondes est donc conditionnée par la longueur du grand côté du guide qui doit être suffisamment grande devant la longueur d'onde en espace libre  $\lambda_0$ .

En mode  $TE_{10}$ , les longueurs d'ondes caractéristiques sont les suivantes (équations I. 23, I. 24 et I. 25) :

$$\lambda_c = 172 \, mm$$
  $\lambda_g = 173 \, mm$   $\lambda_0 = 122 \, mm$ 

La condition de propagation  $\lambda_c > \lambda_0$  est ici bien vérifiée. La longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  est égale à deux fois la dimension du grand côté du guide *a* en mode fondamental TE<sub>10</sub>[1].

## I.6.4. Régimes d'ondes

La propagation des ondes peut avoir lieu suivant deux types de régimes : le régimes d'ondes stationnaires et le régime d'ondes progressives [9].

Le régime d'ondes stationnaires est obtenu par une désadaptation totale en plaçant une simple plaque métallique à la fermeture du guide. Il apparaît alors une onde réfléchie qui va se superposer à l'onde incidente. La résultante est une onde stationnaire qui présente une succession alternative de nœuds (points à champ nul) et de ventres (zones à champ fort) d'énergie séparés d'une longueur d'onde guidée constante et égale à  $\lambda_g/4$ . Sur la figure I 12, la norme du champ électrique est tracée dans le plan médian (*y*, *z*) du guide. Ce mode de traitement par onde stationnaire est tout à fait adapté aux objets de faible volume, c'est-à-dire de très faible dimension devant la longueur d'onde de propagation.



figure I 12-Onde stationnaire dans le plan médian (y, z) d'un guide d'ondes TE<sub>10</sub> terminé par une charge à impédance nulle (court circuit), d'après Thuery [9]

Par opposition au régime d'ondes stationnaires, le régime d'ondes progressives est caractérisé par une charge terminant le circuit micro-ondes empêchant toute réflexion d'ondes. Dans un guide d'ondes non chargé, la norme du champ électrique est constante quelque soit la phase de l'onde et la répartition est sinusoïdale dans le plan transverse (x, y). Ainsi, la composante  $E_y$  du champ électrique dans le plan médian (y, z) du guide varie de manière sinusoïdale (figure I 13).



figure I 13-Onde progressive dans le plan médian (y, z) d'un guide d'ondes TE<sub>10</sub> terminé par une charge à impédance non nulle, d'après Thuery [9]

#### I.6.5. Equation de la propagation guidée

Dans le cas de la propagation d'onde suivant l'axe z dans un guide d'ondes rectangulaire en mode fondamental TE<sub>10</sub>, le développement de la loi de *Maxwell Ampère* ainsi que la loi de *Gauss* pour le champ électrique et magnétique, donne une indépendance des variables à la coordonnée y (dans le sens du petit côté du guide). On résout donc uniquement les composantes  $E_y(x, z)$  pour le champ électrique. Ainsi l'équation de propagation d'onde découplée devient :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$$
(I. 26)

En régime harmonique, on se limite à des champs variant dans le temps suivant une loi harmonique associée à une pulsation  $\omega = 2\pi f$ . Les variations du champ électrique sont donc représentées par l'expression suivante :

$$E_{y}(x,z,t) = \operatorname{Re}\left\{E_{y}(x,z)e^{j\alpha t}\right\}$$
(I. 27)

On rappelle que  $e^{j\omega t} = \cos \omega t + j \sin \omega t$  avec  $j = \sqrt{-1}$ .

L'équation de propagation pour le champ électrique en mode TE<sub>10</sub> devient donc :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = -\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \omega^2 E_y$$
(I. 28)

# I.6.6. Constante de la propagation guidée

#### I.6.6.1. Constante de propagation dans une guide vide

Dans le cas d'un guide d'ondes non chargé en mode  $TE_{10}$ , la constante de propagation en espace libre se définit comme la somme de trois composantes suivant les différentes directions de l'espace à l'entrée du guide d'ondes [26] :

$$\kappa_0^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2 + \kappa_z^2$$
(I. 29)

Si on considère la coordonnée spatiale z comme la direction de propagation de l'onde alors x et y sont les coordonnées de la section transverse du guide (figure I 14).



figure I 14-Propagation d'une onde TE<sub>10</sub> suivant z

Dans un guide d'ondes non chargé rempli d'air ( $\mathcal{E}'_r = 1$ ), l'expression des composantes de  $\kappa$  sont les suivantes [26] :

$$\kappa_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad ; \quad \kappa_x = \frac{2\pi}{\lambda_x} \quad ; \quad \kappa_y = \frac{2\pi}{\lambda_y} \quad ; \quad \kappa_z = \frac{2\pi}{\lambda_z} \tag{I. 30}$$

Si la propagation des ondes se fait suivant l'axe z alors la constante de propagation guidée au sein d'un milieu infini est égale à  $\kappa_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}$ .

Comme l'étude porte sur la propagation d'une onde  $TE_{10}$ , alors la longueur d'onde de coupure dans la direction transverse *x* est égale à deux fois la longueur du grand côté du guide, c'est-àdire *2a*. Ainsi, il s'ensuit les expressions suivantes pour les autres composantes suivant *x* et *y* :

$$\kappa_x = \frac{2\pi}{2a} \quad ; \quad \kappa_y = 0 \tag{I.31}$$

En considérant les expressions précédentes, la constante de propagation dans un guide d'ondes non chargé devient :

$$\kappa_z = \sqrt{\kappa_0^2 - \kappa_x^2} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\frac{C_0}{f}}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{2a}\right)^2}$$
(I. 32)

NB : Cette constante définit une propagation vers l'infini, sans réflexion et sans atténuation de l'onde à l'entrée et au bout du guide d'ondes.

La combinaison de l'équation précédente avec l'expression de  $C_0$  (équation I.21) permet de faire apparaître les paramètres fréquentiels dans la constante de propagation :

$$\kappa_z = \sqrt{4\pi^2 \varepsilon_0 \mu_0 (f - f_c)}$$
(I. 33)

## I.6.6.2. Constante de propagation dans un milieu diélectrique

La relation de dispersion d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique s'exprime mathématiquement par sa constante de propagation. D'une manière générale, la constante de propagation (ou nombre d'onde) dans un milieu de permittivité complexe  $\varepsilon_r$  se calcule à partir de la relation suivante :

$$\kappa = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \omega^2}$$
(I. 34)

La constante de propagation  $\kappa_0$  dans le vide ( $\varepsilon_r' = 1$ ,  $\varepsilon_r'' = 0$  approximativement pour l'air) s'exprime, quant à elle, par l'expression ci-contre [27] :

$$\kappa_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = \frac{\omega}{C_0} = \frac{2\pi f}{C_0}$$
(I. 35)

En faisant intervenir l'expression de la constante de propagation en espace libre, l'équation I.34 s'écrit de la manière suivante [28] :

$$\boldsymbol{\kappa} = \boldsymbol{\kappa}_0 . \sqrt{\boldsymbol{\varepsilon}_r} \tag{I. 36}$$

La constante de propagation des ondes au sein d'un milieu diélectrique est donc exprimée de différentes manières [29] :

$$\kappa = \frac{\omega}{C_0} \cdot \sqrt{\varepsilon_r} = \frac{2\pi f}{C_0} \cdot \sqrt{(\varepsilon_r - j\varepsilon_r'')}$$
(I. 37)

$$\kappa = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\varepsilon_r' - j\varepsilon_r''}$$
(I. 38)

Dans la littérature, la constante de propagation est aussi définie sous la forme d'une entité complexe faisant intervenir deux constantes de phase et d'atténuation, respectivement  $\alpha$  et  $\beta$  [30]:

$$\kappa = \alpha + j\beta \tag{I. 39}$$

$$\alpha = \frac{2\pi f}{C_0} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_r' \left(\sqrt{1 + \tan^2 \delta} + 1\right)}{2}}$$
(I. 40)

$$\beta = \frac{2\pi f}{C_0} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_r' \left(\sqrt{1 + \tan^2 \delta} - 1\right)}{2}}$$
(I. 41)

La constante de phase  $\alpha$  représente le changement de phase de l'onde qui se propage et est en lien avec la longueur d'onde  $\lambda_m$  des radiations dans le milieu.

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_m}$$
(I. 42)

La constante d'atténuation  $\beta$  contrôle le taux de décroissance du champ électrique incident au sein de l'échantillon. La quantité  $\beta^1$  représente la profondeur de pénétration caractéristique de l'onde. Cette profondeur de pénétration est définie comme la distance à partir de laquelle la magnitude du champ électrique a diminué de 1/e par rapport à sa valeur en surface du produit [31]. Pour les hautes fréquences,  $\beta$  augmente et la profondeur de pénétration des micro-ondes au sein de l'échantillon diminue. La profondeur de pénétration du champ électrique  $D_p$  est aussi connue sous le nom de profondeur de peau (« skin depth ») [6]. L'expression de la profondeur de pénétration en lien avec le champ électrique est la suivante :

$$D_{p} = \frac{C_{0}}{\sqrt{2\pi f} \left[ \sqrt{\varepsilon_{r}^{\prime 2} + \varepsilon_{r}^{\prime \prime 2}} - \varepsilon_{r}^{\prime} \right]^{1/2}}$$
(I. 43)

La constante de propagation des ondes au sein d'un milieu peut aussi s'exprimer suivant les deux grandeurs caractéristiques du chauffage micro-onde, à savoir la longueur d'onde dans le

milieu et la profondeur de pénétration associée. Dans ce cas, il s'ensuit l'expression ci contre [32] :

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda_m} + j\frac{1}{D_p}$$
(I. 44)

La longueur d'onde des radiations dans un milieu diélectrique dépend des propriétés diélectriques comme le montre la relation suivante [33] :

$$\lambda_{m} = \frac{C_{0}\sqrt{2}}{f\left[\varepsilon_{r}'\left(\sqrt{1 + \left(\frac{\varepsilon_{r}''}{\varepsilon_{r}'}\right)^{2}} + 1\right)\right]^{1/2}}$$
(I. 45)

# **I.7. PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES EN CAVITE**

Une cavité est un volume fermé déterminé par des surfaces conductrices, le plus souvent métalliques. Les cavités sont désignées résonnantes pour des dimensions géométriques proches de la longueur d'onde, ou multi modes si les dimensions sont très grandes devant la longueur d'onde.

Les cavités résonnantes sont caractérisées par des parois qui font office de court-circuit laissant libre la propagation d'ondes stationnaires au sein de la cavité. Ces ondes stationnaires sont issues des multiples réflexions d'ondes au niveau des parois métalliques de la cavité.

Au niveau industriel, les cavités multi modes sont les plus couramment rencontrées car elles permettent de traiter des produits de volumes plus importants. Au niveau domestique, le micro-onde ménager est aussi un bon exemple de cavité multi modes.

Le passage d'une cavité résonnante à une cavité multi modes fait apparaître de nouveaux modes qui viennent se superposer au mode initial. Si les dimensions de la cavité sont suffisamment grandes, une première approximation consiste à considérer une propagation d'onde incidente plane au sein de la cavité [9].

## **I.8.** LA REFLEXION ET LA TRANSMISSION DE L'ONDE

#### I.8.1. Généralités

Lorsqu'une onde électromagnétique rencontre un milieu diélectrique, une partie de cette onde est réfléchie et une autre partie y pénètre. La longueur d'onde au sein du milieu diélectrique devient donc inférieure à celle du vide du fait du changement de vitesse de propagation de l'onde d'un milieu à l'autre. Ce changement de longueur d'onde est à l'origine de la réflexion des ondes entre deux milieux de propriétés diélectriques différentes [34].

D'une manière générale, le coefficient de réflexion  $\Gamma$ , entre une onde issue d'un milieu 1 qui arrive à l'interface d'un milieu 2 dépend de l'impédance dans chaque milieu [6, 34-36] :

$$\Gamma = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}$$
(I. 46)

 $Z_2$  et  $Z_1$  représentent respectivement les impédances de chaque milieu ayant des propriétés diélectriques différentes.

Dans le cas d'une propagation guidée en mode  $TE_{10}$ , l'impédance des ondes dans le milieu *i* (*i* = 1, 2,...) se calcule à partir de la relation suivante [6, 21] :

$$Z_{TE\,i} = \frac{\lambda_{g\,i}}{\lambda_i} Z_{I\,i} \tag{I.47}$$

L'impédance intrinsèque  $Z_{li}$  correspond à l'impédance propre au milieu *i* et se définit par l'expression suivante [6, 35] :

$$Z_{Ii} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r' + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0\varepsilon_{ri}'}}$$
(I. 48)

Cette impédance caractéristique du milieu correspond aussi au rapport entre le champ électrique et le champ magnétique [9].

Dans le cas d'un diélectrique qui remplit la section d'un guide d'ondes en mode  $TE_{10}$ , le coefficient de réflexion entre l'air et le produit est exprimé par analogie avec l'équation I.46 :

$$\Gamma = \frac{Z_{TE \ produit} - Z_{TE \ air}}{Z_{TE \ produit} + Z_{TE \ air}}$$
(I. 49)

Le coefficient de réflexion  $\Gamma$  caractérise la réflexion des ondes en amplitude. Pour raisonner en terme de puissances réfléchie et transmise, il faut prendre la valeur absolue du coefficient  $\Gamma$  et la porter au carré [34]. Dans ce cas, le facteur de réflexion des ondes à la surface de l'échantillon est défini comme le rapport de la puissance réfléchie sur la puissance incidente issue du générateur [37].

$$FR = \Gamma^2 = \frac{P_{ref}}{P_{in}}$$
(I. 50)

## I.8.2. Simplifications dans le cas d'ondes planes

Une onde plane varie uniquement en fonction de l'axe z de propagation et en fonction du temps [9].

$$E_{y}(z,t) = e^{-\beta z} \operatorname{Re}\left\{E_{0} \cdot e^{j(\omega t - \alpha z)}\right\}$$
(I. 51)

Le terme exponentiel  $e^{-\beta z}$  traduit l'atténuation progressive de l'onde électromagnétique dans le milieu à pertes. Le terme  $e^{-j\alpha z}$  correspond quant à lui au déphasage de l'onde.

Des relations sont disponibles dans la littérature pour calculer ce facteur de réflexion entre l'air et le milieu diélectrique [35, 38-40]. Ces relations sont valables pour une onde plane uniforme d'incidence normale à la surface d'un milieu suffisamment épais et entouré par de l'air de part et d'autre [38]. Dans ces conditions, le facteur de réflexion se calcule à partir de la relation suivante :

$$FR = 1 - \frac{16\pi^2}{\lambda_0 \lambda_m \left(4\pi^2 \left(\frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{\lambda_m}\right)^2 + \frac{1}{D_p^2}\right)}$$
(I. 52)

En remplaçant par les expressions de  $\lambda_m$  et  $D_p$  et en faisant intervenir les paramètres diélectriques, la fraction de la puissance réfléchie est exprimée par la relation suivante [40] :

$$FR = \frac{1 - \sqrt{2\varepsilon_r' \left[1 + \sqrt{1 + (\tan \delta)^2}\right]} + \varepsilon_r' \sqrt{1 + (\tan \delta)^2}}{1 + \sqrt{2\varepsilon_r' \left[1 + \sqrt{1 + (\tan \delta)^2}\right]} + \varepsilon_r' \sqrt{1 + (\tan \delta)^2}}$$
(I. 53)

avec  $\tan \delta = \frac{\mathcal{E}_r''}{\mathcal{E}_r'}$ 

Dans le cas où le facteur de pertes reste négligeable devant la constante diélectrique, l'équation précédente se simplifie et le facteur de réflexion ne dépend plus que de la partie réelle de la permittivité. La réflexion des ondes en puissance est alors principalement liée à la racine carrée de la permittivité relative du milieu diélectrique selon la relation suivante [39] :

$$FR = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_r'} - 1}{\sqrt{\varepsilon_r'} + 1}\right)^2$$
(I. 54)

Les deux expressions précédentes donnent des valeurs similaires pour le calcul du facteur de réflexion entre de l'air et un milieu diélectrique. L'erreur commise en négligeant le facteur de pertes est inférieure à 5 % pour pratiquement tous les produits alimentaires [39].

En conséquence, la puissance transmise au produit peut s'écrire de la manière suivante :

$$P_{trans} = (1 - FR) \times P_{in} \tag{I.55}$$

## I.8.3. Paramètres S

Du point de vue de la propagation des ondes, le coefficient de réflexion se calcule à partir des paramètres *S* caractéristiques de la réflexion et de la transmission de l'onde. Ces paramètres sont principalement utilisés en radio télécommunication pour caractériser la propagation de l'onde électromagnétique.

Pour ceci, un port numéro 1 génère une excitation d'onde au sein du guide et le port numéro 2 récupère le signal transmis. Si l'on considère une onde incidente à l'interface entre deux milieux alors le coefficient de réflexion au niveau du port 1 est noté  $S_{11}$ . Ce coefficient est calculé numériquement à partir de l'intégration du champ électrique sur la frontière incidente du champ électrique.

$$FR = \left(\frac{\int \left(\left(\boldsymbol{E}_{c} - \boldsymbol{E}_{1}\right) \cdot \boldsymbol{E}_{1}^{*}\right) dA_{1}}{\int \int \left(\boldsymbol{E}_{1} \cdot \boldsymbol{E}_{1}^{*}\right) dA_{1}}\right)^{2}$$
(I. 56)

Où  $E_c$  est le champ électrique total au niveau du port incident 1,  $E_1$  correspond au champ électrique effectif sur le port incident et  $A_1$  correspond à la surface du port incident. Pour une puissance incidente normalisée, le champ électrique total est la somme du champ électrique d'excitation et du champ réfléchi.

D'un point de vue technologique, ces paramètres *S* sont obtenus à l'aide d'analyseurs de réseaux dont l'objectif est de calculer directement les caractéristiques de réflexion et de transmission de l'onde pour remonter aux valeurs des propriétés diélectriques.

#### **I.9. MODELISATION DE LA SOURCE DE CHALEUR**

La modélisation du chauffage par micro-ondes est un travail complexe au regard des nombreuses publications disponibles depuis ces dix dernières années. La plupart de ces travaux sont en lien avec des applications de séchage par micro-ondes. Les modèles mathématiques sont utilisés pour prédire la température et la distribution d'humidité dans le produit [41-43], pour étudier l'influence de la taille de l'échantillon [44] et des gammes de fréquences [45], mais aussi pour estimer des paramètres constants ou dépendants du temps [46]. Le procédé de décongélation par micro-ondes a aussi été étudié par certains auteurs. Pangrle [47] a étudié la décongélation micro-ondes de viandes congelées et de la glace. Basak [48] a simulé la décongélation de la glace et a montré que les phénomènes de résonances spatiales au sein du produit jouent un rôle dans l'optimisation du procédé. Ceci est illustré par le lien entre le temps de décongélation et l'épaisseur de l'échantillon.

## I.9.1. Transfert de chaleur en milieu multiphasique

#### I.9.1.1. Equation de la chaleur

L'équation générale de la chaleur permet de déterminer la température locale au sein de l'échantillon.

$$\rho C p_{app} \frac{\partial T}{\partial t} = div.(k\nabla T) + Q_{abs}$$
(I. 57)

Cette équation fait intervenir les propriétés thermophysiques du produit, à savoir, la masse volumique  $\rho$ , la capacité calorifique massique  $C_p$  ainsi que la conductivité thermique k. Pour une matrice alimentaire, ces propriétés varient en fonction de la température, plus spécialement lors des changements de phase.

Le terme  $Q_{abs}$  représente la source de chaleur responsable de l'élévation de température dans le produit.  $Q_{abs}$  est la quantité de chaleur dissipée par unité de volume au sein d'un diélectrique issue de la dégradation de l'énergie contenue dans l'onde électromagnétique.

## I.9.1.2. Changements de phase

Pour modéliser les transferts de chaleur lors de changements de phase solide liquide, la méthode à capacité calorifique apparente a déjà démontré ses multiples avantages dans le cas de matrices alimentaires [48-50]. Cette méthode consiste à utiliser une unique capacité

calorifique pour tout le domaine d'étude indépendamment de chaque phase en présence. Ce type de modèle regroupe alors la chaleur spécifique sensible et la chaleur de changement d'état. La chaleur spécifique apparente est définie à partir de l'enthalpie H', selon la relation suivante :

$$Cp_{app} = \frac{\partial H'}{\partial T}$$
(I. 58)

La capacité calorifique intervenant dans le modèle du  $C_p$  apparent est obtenue en dérivant la fonction enthalpie par rapport à la température. Ainsi, cette approche permet de prendre en compte à la fois la capacité calorifique du solide, la capacité du liquide ainsi que la chaleur latente de fusion. C'est-à-dire que les transferts de chaleur peuvent être modélisés dans différentes phases séparées (ex : phase congelée ou décongelée) ou alors au sein d'un milieu multiphasique (ex : produit décongelé partiellement). Dans le cas d'un corps pur, la capacité calorifique apparente se résume en une impulsion de Dirac lors du changement de phase. Dans le cas d'une matrice alimentaire complexe, le changement d'état du produit se déroule sur un intervalle de température (fusion étalée). Dans ce cas, la chaleur de fusion est contenue dans l'aire sous la courbe représentant la capacité calorifique en fonction de la température (figure I 15).



figure I 15-Evolution de la capacité calorifique au cours d'un changement d'état

## I.9.2. Calcul de la puissance absorbée

On considère un produit d'épaisseur *L* qui remplit parfaitement la section d'un guide d'ondes rectangulaire en mode fondamental  $TE_{10}$  (section 86 mm × 43 mm). Le produit est soumis à une onde électromagnétique dont la puissance incidente est fixée (figure I 16).



figure I 16-Schéma d'un guide d'ondes en mode fondamental TE<sub>10</sub> rempli par un diélectrique

## I.9.2.1. Equations de Maxwell

D'une manière générale, la dégradation de l'énergie portée par une onde au sein d'un milieu diélectrique se calcule à partir de la résolution des équations de Maxwell. Les équations de Maxwell couplent l'évolution du champ électrique à celui du champ magnétique. Dans le cas du chauffage par micro-ondes, c'est le champ électrique qui est responsable de l'élévation thermique du produit. L'intensité et la distribution du champ électromagnétique sont des facteurs primordiaux à déterminer afin d'en déduire l'absorption locale d'énergie micro-onde. Principalement, les facteurs influençant la distribution de puissance au sein d'un produit sont les propriétés du matériau, ses caractéristiques géométriques ainsi que les conditions opératoires lors du traitement par micro-ondes [6]. La puissance absorbée par un matériau à pertes diélectriques est la quantité d'énergie micro-onde transformée en chaleur à l'intérieur

de ce matériau. L'énergie est une grandeur conservative. En présence de charges et courants électriques, cette énergie peut être transformée en énergie mécanique et réciproquement. Dans un milieu dépourvu de charges et courants, l'énergie électromagnétique se conserve [51]. Pour exprimer cette conservation d'énergie, le vecteur densité de courant d'énergie est introduit, il s'agit du vecteur de Poynting. Ce vecteur caractérise l'énergie transportée par l'onde électromagnétique. Le vecteur de Poynting est proportionnel au produit vectoriel du champ électrique et du champ magnétique ( $E \times H$ ) et caractérise une densité de puissance surfacique associée avec une direction du flux. La puissance électromagnétique qui traverse une surface *A* est alors le flux du vecteur de Poynting à travers cette surface.

$$\boldsymbol{P} = \iint_{A} \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}.\boldsymbol{d}\boldsymbol{A} \tag{I. 59}$$

Une partie de cette énergie se transforme en chaleur dans les diélectriques à pertes. Exprimée en densité de puissance absorbée, la puissance absorbée par un diélectrique est calculée à partir de l'équation suivante [6, 14] :

$$Q = \frac{1}{2}\sigma \left| E_{local} \right|^2 = \frac{1}{2}\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \left| E_{local} \right|^2 = \pi f \varepsilon_0 \varepsilon_r \left| E_{local} \right|^2$$
(I. 60)

Les dispositifs micro-ondes utilisent des sources électromagnétiques variant de manière harmonique en fonction du temps. A titre d'exemple, les variations temporelles du champ électrique *E* dans un cycle sinusoïdal sont extrêmement rapides (de l'ordre de  $10^{-11}$  secondes). Ces variations extrêmes sont donc difficiles à suivre, plus particulièrement au regard de l'échelle de temps des phénomènes thermiques beaucoup plus importante. C'est la raison pour laquelle on utilise les valeurs de *E*<sub>*local*</sub> au pic maximum [52]. Cependant, la valeur efficace *E*<sub>*rms*</sub> du champ électrique est aussi souvent utilisée [53]. Ceci fait donc intervenir un facteur 2 pour le calcul de la puissance absorbée [6] :

$$Q = \sigma |E_{rms}|^2 = \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \, |E_{rms}|^2$$
(I. 61)  
Avec  $E_{rms} = \frac{E_{local}}{\sqrt{2}}$ 

La densité de puissance électrique se réfère à l'énergie stockée dans le champ électromagnétique. La densité de puissance dissipée représente la puissance micro-onde absorbée, qui est par la suite convertie en énergie thermique au sein du matériau. La puissance dissipée est une quantité locale et varie de manière significative au sein du matériau, en fonction de l'intensité du champ et des propriétés électromagnétiques. Pour les calculs, il est nécessaire de connaître la valeur du champ électrique local. Cette valeur est obtenue le plus souvent à partir de la résolution de l'équation de propagation des ondes électromagnétiques au sein du milieu.

Nombreuses sont les études où les équations de Maxwell ont été résolues pour déterminer la puissance micro-onde absorbée au sein d'un milieu diélectrique. Rattanadecho [21] propose un modèle numérique 2D pour étudier le chauffage par micro-ondes d'une couche de liquide dans un guide d'ondes rectangulaire avec des propriétés diélectriques variables. Dincov [54] résout les équations de Maxwell pour étudier à la fois les évolutions des champs de température et du taux d'humidité au cours du chauffage micro-onde de pommes de terre. Vegh [18] compare la solution numérique des équations de Maxwell à une solution analytique lors d'études de cas en guide d'ondes rectangulaire. Zhu [40] a étudié les transferts de chaleur au sein de liquides alimentaires en résolvant le champ électromagnétique à l'aide des équations de Maxwell.

#### I.9.2.2. Loi de Lambert

Dans certains cas, il n'est pas nécessaire de résoudre les équations de Maxwell afin d'en déduire la puissance absorbée au sein du produit traité. De nombreux auteurs ont alors recours à une expression simplifiée type « loi de Lambert » ou assimilée pour décrire plus simplement la distribution de puissance dans le milieu diélectrique [42, 44, 49, 55-59]. Dans le cas de la loi de Lambert, la puissance micro-onde au sein du milieu diélectrique est considérée comme une décroissance exponentielle suivant la profondeur du produit [60]. La figure I 17 illustre cette décroissance exponentielle dans le cas d'une onde  $TE_{10}$  incidente au sein d'un diélectrique suffisamment épais qui remplit la section du guide d'ondes.

La loi de Lambert s'exprime en fonction du champ électrique qui décroît de manière exponentielle à partir de sa valeur à la surface du produit [6].

$$E_{y}(z) = E_{0}e^{-\beta z}e^{-j\alpha z}$$
(I. 62)

Où  $\alpha$  et  $\beta$  représentent respectivement les constantes de phase et d'atténuation définies précédemment.



figure I 17-Profil de puissance suivant la loi de Lambert dans un guide d'ondes  $TE_{10}$ 

Dans tous les cas d'utilisation de la loi de Lambert, il est nécessaire de connaître le flux  $F_0$  à la surface du produit afin d'en déduire l'atténuation de la puissance dans les couches inférieures. La décroissance du flux au sein du produit s'exprime par l'équation suivante :

$$F(z) = F_0 \exp(-2\beta z) \tag{I. 63}$$

 $\beta$  est le facteur d'atténuation de l'onde (m<sup>-1</sup>) ou l'inverse de la profondeur de pénétration des ondes  $D_p$  qui dépend de la permittivité du produit, des caractéristiques du rayonnement ainsi que de l'angle de pertes  $\delta$ .

Une autre possibilité est d'écrire la loi de Lambert à partir de la profondeur de pénétration de la puissance micro-onde dans le produit. Il importe au lecteur de bien distinguer comment la loi de Lambert est définie car ce n'est pas toujours très clair dans la littérature. La profondeur de pénétration de la puissance représente la distance pour laquelle la densité de puissance est réduite à 1/e (36,8 %) de sa valeur initiale en surface du produit. La profondeur de pénétration varie spatialement et dépend de la fréquence. Elle s'exprime à partir des propriétés diélectriques du produit qui dépendent elles même de la température [61] :

$$d_{p} = \frac{C_{0}}{2.\pi f} \left[ 2.\varepsilon_{r} \left[ \left( 1 + \left( \frac{\varepsilon_{r}}{\varepsilon_{r}} \right)^{2} \right)^{1/2} - 1 \right) \right]^{-1/2}$$
(I. 64)

Mathématiquement, la loi de Lambert devient [62] ; [6] :

$$F(z) = F_0 e^{-(z/d_p)}$$
(I. 65)

La profondeur de pénétration  $d_p$  définie par rapport à la puissance correspond à la moitié de la profondeur de pénétration des ondes  $D_p$  soit :

$$d_p = \frac{D_p}{2} \tag{I. 66}$$

Dans certains cas, les propriétés diélectriques des matériaux varient de manière importante en fonction de la température. Ces changements conduisent à des variations de la profondeur de pénétration de l'onde dans le produit. Ainsi l'équation I. 65 peut être modifiée en considérant que la profondeur de pénétration varie spatialement dans les couches inférieures [63] :

$$F(z) = F_0 \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{d_p}\right)$$
(I. 67)

Dans ce cas, le terme source de puissance volumique générée par les micro-ondes à une cote z est donné par l'expression suivante [63] :

$$Q(z) = \frac{dF}{dz} = \frac{F_0}{d_p(z)} \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{d_p}\right)$$
(I. 68)

Dans la littérature, plusieurs études ont illustré les utilisations de la loi de Lambert. Afin d'étudier le transport de l'humidité au cours du chauffage micro-onde de biomatériaux, Ni [63] modélise la source de chaleur micro-onde par une exponentielle décroissante de la profondeur. Romano [44] utilise la loi de Lambert afin d'analyser les effets de la taille d'un échantillon cylindrique au cours du chauffage par micro-ondes. La littérature rapporte aussi de nombreuses études qui font appel à la loi de Lambert pour des configurations monodimensionnelles [55, 56, 58, 64] et pour des milieux fortement diélectriques [30, 65, 66].

#### I.9.2.3. Domaines de validité de la loi de Lambert

De nombreux auteurs proposent plusieurs comparaisons entre la loi de Lambert et les équations de Maxwell [28, 49, 64, 65]. Dans le cas de géométries cylindriques, l'approche de "Lambert" est moins adaptée que l'approche "Maxwell" pour modéliser la distribution de température au cours du chauffage par micro-ondes [67]. Une étude menée par Oliveira [64] montre que le champ électrique ne répond pas à la loi de Lambert dans un petit échantillon cylindrique (0,8 cm de diamètre). Par contre, pour des diamètres de l'ordre de 4 cm, alors

l'approximation de Lambert est pertinente. Ces considérations sont aussi dépendantes des propriétés diélectriques du milieu considéré.

Bien que les résultats donnés par les équations de Maxwell soient plus rigoureux, les approches basées sur la loi de Lambert sont moins compliquées et les résultats numériques sont proches de mesures expérimentales sous certaines conditions [28]. D'après Ayappa [14], les profils de température peuvent être simulés par la loi de Lambert pour des produits suffisamment épais afin d'éviter les phénomènes de réflexion d'onde au sein du milieu [28]. D'après Gunasekaran [7], la loi de Lambert est particulièrement valable dans le cas d'une onde plane incidente au sein d'un milieu suffisamment épais pour pouvoir être considéré comme semi infini. L'épaisseur critique de l'échantillon à partir de laquelle la loi de Lambert est valide n'est pas clairement définie et les conditions opératoires doivent être renseignées précisément [30]. Ayappa [30] a comparé les profils de puissance calculés à partir de la résolution des équations de Maxwell et à partir de la loi de Lambert. Pour une propagation d'onde au sein d'un milieu semi infini, les deux approches sont en concordance si l'épaisseur de l'échantillon équivaut à au moins trois fois la valeur de la profondeur de pénétration. Ayappa [30] a développé une relation qui permet de relier l'épaisseur critique de l'échantillon  $L_{crit}$  en fonction de la profondeur de pénétration pour une onde plane incidente au sein d'un milieu semi infini.

$$\frac{D_p}{L_{crit}} \le \frac{1}{2.7} \times \left(1 + \frac{0.08}{L_{crit}}\right) \quad pour \quad 1 \le L_{crit} \le 600 \ cm \tag{I. 69}$$

Après simplification de l'inéquation précédente et dans le cas d'un échantillon d'épaisseur *L*, la réflexion interne au sein du produit doit être prise en compte en résolvant les équations de Maxwell en dessous de l'épaisseur critique suivante :

$$L_{crit} = 2,7D_p - 0,08 \tag{I. 70}$$

Ces relations sont valables sous certaines hypothèses liées aux conditions opératoires lors de l'étude menée par Ayappa. La gamme de validité correspond à des températures s'échelonnant de 303 *K* à 413 *K* et pour des fréquences de 300 MHz à 3000 MHz.

Oliveira [64] montre aussi que la taille critique de l'échantillon au dessus de laquelle la loi de Lambert est valide est plus élevée dans le cas de géométries cylindriques par rapport à des configurations semi infinies.

Chamchong [68] propose de calculer l'épaisseur critique en fonction de la température pour de la tylose à 77 % d'eau et pour différents pourcentages de sel (2, 3 et 4 %). Il montre qu'une

épaisseur d'échantillon de 5 cm est convenable pour l'utilisation de la loi de Lambert. Cependant, en phase congelée, l'épaisseur critique est importante du fait de la forte profondeur de pénétration des ondes dans la gamme - 20 °C < T < 0 °C. Ceci laisse présager que la loi de Lambert n'est pas forcément l'approche la plus correcte pour modéliser les transferts de chaleur au sein d'un produit congelé.

Les résultats présentés dans la littérature ne permettent pas de juger pertinemment si la loi de Lambert est applicable ou non au procédé de décongélation par micro-ondes. Les conclusions formulées dépendent beaucoup des conditions opératoires dans lesquelles ont été menées les expériences et ne permettent pas de généraliser les observations [28].

Dans le cas d'une interface entre deux milieux de propriétés diélectriques différentes, le champ électrique transmis n'égale pas le champ électrique incident du fait de la réflexion de l'onde à l'interface. En conséquence, des résonances spatiales peuvent apparaître au sein de l'échantillon en fonction de la taille et de ses caractéristiques diélectriques. Dans le cas d'échantillons trop fins, c'est à dire quand l'épaisseur est faible devant la profondeur de pénétration des ondes, on observe de multiples réflexions et transmissions d'ondes au sein du matériau. Ces phénomènes de résonance peuvent uniquement être prédits par la résolution des équations de Maxwell. Basak [65] montre que la loi de Lambert ne peut être une bonne approximation de la puissance micro-onde que dans les couches d'un échantillon où les multiples réflexions d'onde au sein du produit sont négligeables (milieu semi infini) [69]. Ces conditions sont dépendantes de la taille de l'échantillon mais aussi de ses caractéristiques diélectriques. Ainsi la loi de Lambert a été utilisée avec succès pour modéliser la puissance micro-onde absorbée dans le cas d'aliments contenant de fortes quantités d'eau et de sel ajouté, c'est-à-dire des milieux dont les propriétés diélectriques sont suffisamment élevées [58].

## I.9.2.4. Coefficients d'absorption ou absorptivité

Une approche différente des deux précédentes consiste à raisonner par rapport à l'absorptivité du produit soumis au rayonnement micro-onde [20].

Afin de déterminer la puissance micro-onde absorbée au sein du produit, un bilan d'énergie est effectué sur un volume élémentaire constituant le produit.

$$Q = \frac{\partial F(x, y)}{\partial z} = \gamma_0 e^{\alpha T} \frac{\partial F_0}{\partial z} \cong \gamma_0 e^{\alpha T} \frac{F_i - F_s}{dz}$$
(I. 71)

La différence entre le flux de chaleur entrant et celui sortant de la tranche d'épaisseur dz est égale au flux de chaleur absorbée par le produit. L'absorptivité du produit est alors traduite mathématiquement par un facteur  $\gamma$  qui dépend de la température.

# I.9.2.5. Solutions semi analytiques

Ces solutions sont issues de travaux menés plus récemment par Bhattacharya et al. [27] et permettent de généraliser l'expression de la puissance micro-onde dissipée au sein de n'importe quel type de matériaux suivant ses caractéristiques diélectriques et géométriques. Cette étude est menée en considérant les équations de Maxwell dans une seule direction spatiale.

Soit un milieu semi infini d'épaisseur L en 1D soumis à une onde plane incidente du côté gauche. Dans ce cas, la résolution des équations de Maxwell a lieu dans une seule direction suivant le sens de propagation des ondes (figure I 18).



figure I 18-Propagation d'onde plane monodirectionnelle

Une côte z' adimensionnelle est définie comme étant le rapport entre la côte z réelle et la moitié de l'épaisseur de l'échantillon.

$$z' = \frac{2z}{L}$$
(I. 72)

Comme il a été vu précédemment, la constante de propagation des ondes au sein de l'échantillon s'écrit :  $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda_m} + j\frac{1}{D_n}$ 

D'une manière plus générale,  $\kappa_i = \kappa_{ia} + j\kappa_{ib}$  définit l'expression de la constante de propagation au sein du milieu *i*.

- i = 1 pour le milieu environnant à gauche (air)
- i = 2 pour le milieu diélectrique (échantillon)
- i = 3 pour le milieu environnant à droite (air)

avec :

$$\boldsymbol{\kappa}_{1a} = p \,\boldsymbol{\kappa}_{2a} \tag{I. 73}$$

$$\boldsymbol{\kappa}_{2b} = n\boldsymbol{\kappa}_{2a} \tag{I. 74}$$

$$\delta_{ii}^{R} = \kappa_{ia}\kappa_{ja} + \kappa_{ib}\kappa_{jb} \quad i, j = 1, 2, 3,$$
(I. 75)

Les profils de puissance absorbée au sein de l'échantillon sont alors définis en fonction de deux longueurs caractéristiques, à savoir la longueur d'onde des radiations dans le milieu et la profondeur de pénétration des ondes. Trois cas distincts sont à considérer suivant les échelles de longueur caractéristiques  $D_p$  et  $\lambda_m$ :

✤ Si L >> D<sub>p</sub>, la puissance absorbée au sein de l'échantillon obéit à une loi de décroissance exponentielle (« thick sample asymptote » plus communément désignée sous le nom de « loi de Lambert »). Dans le cas d'une incidence micro-onde du côté gauche de l'échantillon, la puissance absorbée au sein de l'échantillon s'exprime par la relation suivante :

$$Q(z) = 4\pi f \varepsilon_0 \varepsilon_r'' \frac{|\kappa_1|^2 e^{(\kappa_{1b} - \kappa_{2b})L} e^{-\kappa_{2b}Lz'} E_{in}^2}{|\kappa_1|^2 + |\kappa_2|^2 + 2\delta_{12}^R}$$
(I. 76)

Dans le cas où l'échantillon est entouré de part et d'autre par un diélectrique parfait sans pertes diélectriques ( $\varepsilon_1''=0$  et  $\varepsilon_3''=0$ ) alors le champs électrique incident du côté gauche de l'échantillon est calculé à partir des caractéristiques de l'onde en espace libre. Dans ce cas, le champ électrique incident s'exprime par la relation suivante :

$$E(z=0) = E_{in} = \sqrt{4Z_0F_0}$$

Où  $F_0$  est le flux de chaleur incident au niveau de la surface gauche de l'échantillon exposé aux radiations,  $Z_0$  est l'impédance du milieu diélectrique.

- Si 0 < L << l<sub>min</sub>, la puissance absorbée peut être considérée comme uniforme au sein de l'échantillon (« thin sample asymptote ») avec l<sub>min</sub> ≡ min  $\left(\frac{\lambda_m}{2\pi}, D_p\right)$ .
- ♦ Si  $D_p >> L >> l_{min}$ , le régime est intermédiaire et le profil de puissance dépend du rapport entre la profondeur de pénétration et la longueur d'onde au sein de l'échantillon. Dans ce cas, la présence de résonance (maximum de puissance absorbée) est limitée par ce rapport. Il existe deux types de résonances : les résonances primaires et les résonances secondaires. Les résonances primaires sont dues aux interactions des ondes électromagnétiques avec l'échantillon. Les résonances secondaires, quant à elles, sont liées à la présence de milieux environnant de caractéristiques diélectriques différentes de part et d'autres de l'échantillon. En conséquence, la fréquence de résonance secondaire est uniquement liée à la différence de longueur d'onde entre le coté gauche et le coté droit de l'échantillon. Les résonances secondaires sont totalement gouvernées par les propriétés des milieux environnants. Pour une onde incidente d'un seul côté de l'échantillon, les résonances secondaires ne sont pas à considérer. Dans la plupart des cas, le milieu environnant autour de l'échantillon est de l'air, ce qui annule l'effet de la résonance secondaire. D'une manière générale, les résonances primaires ont un impact plus élevé sur la puissance moyenne absorbée dans l'échantillon par rapport aux résonances secondaires. Dans le cas d'une incidence micro-ondes du côté gauche de l'échantillon, la puissance absorbée au sein de l'échantillon s'exprime par la relation suivante :

$$Q(z) = \frac{8\pi f \varepsilon_r'' \kappa_0^2}{C_0} \times \frac{C^-}{C^d} \times F_0$$
(I. 77)

avec :  

$$C^{-} = c_{1} \cos(\kappa_{2a}L(1-z')) + c_{2} \cosh(\kappa_{2b}L(1-z')) + c_{3} \sin(\kappa_{2a}L(1-z')) + c_{4} \sinh(\kappa_{2b}L(1-z')))$$
(I. 78)  

$$C^{d} = (c_{3}^{2} - c_{1}^{2}) \cos(2\kappa_{2a}L) + (c_{2}^{2} + c_{4}^{2}) \cosh(2\kappa_{2b}L) - 2c_{1}c_{3} \sin(2\kappa_{2a}L) + 2c_{2}c_{4} \sinh(2\kappa_{2b}L)$$
(I. 79)  

$$c_{1} = \kappa_{2a}^{2} + \kappa_{2b}^{2} - \kappa_{0}^{2}$$
(I. 80)  

$$c_{2} = \kappa_{2a}^{2} + \kappa_{2b}^{2} - \kappa_{0}^{2}$$
(I. 81)  

$$c_{3} = -2\kappa_{0}\kappa_{2b}$$
(I. 82)  

$$c_{4} = 2\kappa_{0}\kappa_{2a}$$
(I. 83)

Les trois régimes de puissance décrits ci-dessus sont rencontrés dans la majeure partie des applications mettant en œuvre la technologie micro-onde. Les deux hypothèses principales et restrictives de ces solutions semi analytiques sont d'une part de considérer une invariance des propriétés diélectriques avec la température du produit et enfin le champ électrique incident doit être uniforme et non sinusoïdal (propagation 1D).

## **I.10. CONCLUSION**

Cette revue bibliographique met en relief les principes de base permettant de mieux comprendre les interactions entre les micro-ondes et la matière. Pour ceci, une attention particulière a été portée à la modélisation thermique et électromagnétique dans les guides d'ondes monomodes. La relation entre la source de chaleur micro-ondes et les transferts thermiques avec changement de phase a aussi été mise en évidence.

Trois approches principales sont disponibles pour calculer la puissance micro-onde dissipée au sein du produit (calcul du champ électrique local à partir des équations de Maxwell, utilisation de la loi de Lambert et absorptivité).

Les approches de Lambert et de l'absorptivité sont facilement utilisables car elles ne nécessitent pas la résolution du champ électrique local au sein du produit mais uniquement le flux de chaleur incident en surface. Cependant, ces deux approches ne permettent pas de modéliser le régime résonnant car la puissance micro-ondes est supposée décroître de manière exponentielle dans les couches inférieures du produit.
# Chapitre I : Revue bibliographique

Dans le cas d'une propagation d'onde plane uniforme au sein d'un diélectrique, les solutions semi analytiques développées par Bhattacharya et al. [27] mettent à disposition des expressions permettant de déterminer la puissance micro-onde absorbée au cours du traitement. Pour caractériser les divers régimes de puissance micro-ondes, ces solutions semi analytiques sont un bon substitut à la résolution complète des équations de Maxwell. Cependant elles sont limitées à des configurations simples 1D et valables uniquement dans le cas où les propriétés diélectriques sont constantes. Comme l'objectif de cette étude est centré sur la modélisation des transferts de chaleur en milieu multiphasique sous rayonnement micro-ondes, seule la résolution du champ électrique local au sein du produit permet de prédire la forme exacte du terme source. Du fait des fortes variations des propriétés diélectriques entre l'état congelé et décongelé, les équations de Maxwell doivent être résolues numériquement au sein du produit.

A l'exception de quelques cas simples [48, 69-71], il n'existe pas, selon les connaissances actuelles, de travaux qui prennent en compte les changements de phase de produits au cours d'un procédé de décongélation micro-ondes dans un guide d'ondes rectangulaire 2D. Dans un premier temps, il est donc proposé d'étudier chaque phase du produit séparément (congelée et décongelée) de manière à caractériser les profils de température au cours du traitement thermique par micro-ondes. On s'attachera aussi, pour les phases congelée et décongelée, à évaluer l'influence des propriétés diélectriques sur le modèle. Ensuite, le procédé de décongélation est étudié en rassemblant les deux phases pour aboutir à une modélisation des transferts de chaleur sous rayonnement micro-ondes en milieu multiphasique.

# **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1] L. Douadji, Traitement thermique uniforme des composites non métalliques au moyen de l'effet diélectrique de l'inversion de l'atténuation des ondes électromagnétiques, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2007, 164.
- [2] B.J. Pangrle, K.G. Ayappa, and H.T. Davis, Microwave thawing of Cylinders, *AIChE Journal*, 37 (12) (1991) 1789-1800.
- [3] J.Y. Anizon, B. Lemaire, and M. Surbled, *Extraction assistée par micro-ondes*, in *Techniques de l'ingénieur*. 2003. p. 10.
- [4] A.K. Datta and R.C. Anantheswaran, *Handbook of Microwave Technology for Food Applications*. Taylor & Francis Group ed, ed. C. Press. 2001, Boca Raton, Florida. 511.
- [5] S. Ryynänen, Microwave heating uniformity of multicomponent prepared food, University of Helsinki, 2002.
- [6] C. Saltiel and A.K. Datta, *Heat and Mass Transfer in Microwave Processing*, in *Advances in heat transfer*. 1999. p. 1-94.
- [7] N. Gunasekaran, Effect of Fat Content and Food Type on Heat Transfer during Microwave Heating, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, 2002, 129.
- [8] L. Zhang, J.G. Lyng, and N.P. Brunton, The effect of fat, water and salt on the thermal and dielectric properties of meat batter and its temperature following microwave or radio frequency heating, *Journal of Food Engineering*, 80 (1) (2007) 142.
- [9] J. Thuery, *Les micro-ondes et leurs effets sur la matière. Applications industrielles, agro-alimentaires et médicales*, ed. T.e. documentation. 1983. 384.
- [10] A.C. Metaxas and R.J. Meridith, *Industrial microwave heating*. 1983: London: Peter Peregrinus Ltd.
- [11] W. Li and M.A. Ebadian, Heat and mass transfer in a contaminated porous concrete slab with variable dielectric properties, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37 (6) (1994) 1013-1027.
- [12] H. Schubert and M. Regier, *The microwave processing of foods*. 2005, University of Karlsruhe, Germany: Woodhead Publishing Limited, Cambridge. 360.
- [13] N. Sakai, et al., A method for developing model food system in microwave heating studies, *Journal of Food Engineering*, 66 (4) (2005) 525-531.
- [14] K.G. Ayappa, et al., Analysis of microwave heating of materials with temperature dependent properties, *AIChE Journal*, 37 (3) (1991) 313-322.
- [15] A.C. Metaxas, Foundations of Electroheat. A unified approach., (1996).
- [16] H. Ni, A.K. Datta, and R. Parmeswar. *Moisture Loss as Related to Heating Uniformity in microwave Processing of Solid Foods*, 2004.
- [17] J.M. Courty, *Electromagnétisme et Optique (notes de cours version 0.2)*. 2005.
- [18] V. Vegh and I.W. Turner, A hybrid technique for computing the power distribution generated in a lossy medium during microwave heating, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 197 (1) (2006) 122.
- [19] S. Saad, R.C. Hansen, and G.J. Wheeler, *Microwave engineers' handbook*. Vol. 1. 1971: Artech House.
- [20] E. Akkari, S. Chevallier, and L. Boillereaux, A 2D non-linear "grey-box" model dedicated to microwave thawing: Theoretical and experimental investigation, *Computers & Chemical Engineering*, 30 (2) (2005) 321-328.
- [21] P. Rattanadecho, K. Aoki, and M. Akahori, A numerical and experimental investigation of the modelling of microwave heating for liquid layers using a

rectangular wave guide (effects of natural convection and dielectric properties), *Applied Mathematical Modelling*, 26 (3) (2002) 449-472.

- [22] L. Douadji, Traitement thermique uniforme des composites non métalliques au moyen de l'effet diélectrique de l'inversion de l'atténuation des ondes électromagnétiques, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Paris, 2007.
- [23] P.F. Combes and R. Crampagne, Circuits passfs hyperfréquences: guides d'ondes métalliques, *Techniques de l'ingénieur, traité Electronique*, E 1 401 (2002) 20.
- [24] G. Brodie, Microwave timber heating and its application to solar drying, University of Melbourne, 2005.
- [25] D. Grossin, Développement du procédé de chauffage micro-ondes en vue de l'élaboration de céramiques à propriétés électriques particulières., Université de Caen / Basse-Normandie, Caen, 2006.
- [26] E.J. Jules, Couplages entre propriétés thermiques, réactivité chimique et viscosité des matériaux composites thermodurcissables en relation avec les conditions de leur élaboration fondée sur l'hystérésis diélectrique., Ecole Nationale Supérieure d'Art et Métiers, Paris, 2001, 244.
- [27] M. Bhattacharya and T. Basak, On the analysis of microwave power and heating characteristics for food processing: Asymptotes and resonances, *Food Research International*, 39 (10) (2006) 1046-1057.
- [28] C.M. Liu, Q.Z. Wang, and N. Sakai, Power an Temperature distribution during microwave thawing, simulated by using Maxwell's equations and Lambert's law, *International Journal of Food Science and Technology*, 40 (2005) 9-21.
- [29] T. Basak and K.G. Ayappa, Role of length scales on microwave thawing dynamics in 2D cylinders, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 (23) (2002) 4543.
- [30] K.G. Ayappa, Microwave heating: An Evaluation of Power Formulations, *Chemical Engineering Science*, 46 (1991) 1005-1016.
- [31] M.D. Schaefer, Microwave Tempering of Shrimp with Susceptors, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia, December 1999.
- [32] M. Bhattacharya and T. Basak, A novel closed-form analysis on asymptotes and resonances of microwave power, *Chemical Engineering Science*, 61 (19) (2006) 6273-6301.
- [33] T. Basak, Influence of various shapes of annular metallic support on microwave heating of 2D cylinders, *Chemical Engineering Science*, 61 (6) (2006) 2023.
- [34] E.G. Nyfors and P. Vainikainen, *Industrial Microwave Sensors*, ed. A.H.M. Library. 1989. 364.
- [35] K. Arunachalam, et al., Microwave NDT of cement-based materials using far-field reflection coefficients, *NDT & E International*, 39 (7) (2006) 585.
- [36] H. Zhang, et al., Fabrication and microwave properties of Ni hollow powders by electroless plating and template removing method, *Powder Technology*, 178 (1) (2007) 22.
- [37] P. Jolly and I. Turner, Non-Linear Field Solution of One-Dimensional Microwave Heating, *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 25 (1) (1990) 3-15.
- [38] S.A. Barringer, et al., Effect of sample size on the microwave heating rate: Oil vs. water, *AIChE Journal*, 40 (9) (1994) 1433-1439.
- [39] C.R. Buffler, *Microwave cooking and processing*, ed. A. Avi. 1993, New York.
- [40] J. Zhu, A.V. Kuznetsov, and K.P. Sandeep, Mathematical modeling of continuous flow microwave heating of liquids (effects of dielectric properties and design parameters), *International Journal of Thermal Sciences*, 46 (4) (2007) 328-341.

- [41] H. Feng, Analysis of microwave assisted fluidized-bed drying of particulate product with a simplified heat and mass transfer model, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 29 (8) (2002) 1021-1028.
- [42] P. Salagnac, P. Glouannec, and D. Lecharpentier, Numerical modeling of heat and mass transfer in porous medium during combined hot air, infrared and microwaves drying, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 (2004) 4479-4489.
- [43] E.C.M. Sanga, A.S. Mujumdar, and G.S.V. Raghavan, Simulation of convectionmicrowave drying for a shrinking material, *Chemical Engineering and Processing*, 41 (6) (2002) 487-499.
- [44] V.R. Romano, F. Marra, and U. Tammaro, Modelling of microwave heating of foodstuff: study on the influence of sample dimensions with a FEM approach, *Journal of Food Engineering*, 71 (3) (2005) 233-241.
- [45] P. Rattanadecho, The simulation of microwave heating of wood using a rectangular wave guide: Influence of frequency and sample size, *Chemical Engineering Science*, 61 (14) (2006) 4798-4811.
- [46] J.L. Pedreno-Molina, et al., Estimation of microwave-assisted drying parameters using adaptive optimization inverse techniques, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 32 (3-4) (2005) 323-331.
- [47] B.J. Pangrle, et al., Microwave thawing of lossy dielectric materials, *Chemical Engineering Communication*, 112 (1992) 39-53.
- [48] T. Basak and K.G. Ayappa, Analysis of Microwave Thawing of Slabs with Effective Heat Capacity Method, *AICHE journal*, 43 (1997) 1662-1674.
- [49] B.J. Taher and M.M. Farid, Cyclic microwave thawing of frozen meat: experimental and theoretical investigation, *Chemical Engineering and Processing*, 40 (4) (2001) 379-389.
- [50] M. Bhattacharya, T. Basak, and K.G. Ayappa, A fixed-grid finite element based enthalpy formulation for generalized phase change problems: role of superficial mushy region, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 (24) (2002) 4881-4898.
- [51] J.M. Courty, *Electromagnétisme et Optique (notes de cours version 0.2)*. 15 mars 2005.
- [52] D.D. Dincov, K.A. Parrott, and K.A. Pericleous, A new computational approach to microwave heating of two-phase porous materials, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 14 (6) (2004) 783-802.
- [53] J.E. Lanz, A numerical model of thermal effects in a microwave irradiated catalyst bed, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia, 1998, 113.
- [54] D.D. Dincov, K.A. Parrott, and K.A. Pericleous, Heat and mass transfer in two-phase porous materials under intensive microwave heating, *Journal of Food Engineering*, 65 (3) (2004) 403-412.
- [55] S. Chatterjee, T. Basak, and S.K. Das, Microwave driven convection in a rotating cylindrical cavity: A numerical study, *Journal of Food Engineering*, 79 (4) (2007) 1269-1279.
- [56] M. Chamchong and A.K. Datta, Thawing of foods in a microwave oven: I. Effect of power levels and power cycling, *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 34 (1999) 22-32.
- [57] Y.E. Lin, R.C. Anantheswaran, and V.M. Puri, Finite element analysis of microwave heating of solid foods, *Journal of Food Engineering*, 25 (1) (1995) 85-112.
- [58] A.G. Herve, et al., Dielectric properties of cottage cheese and surface treatment using microwaves, *Journal of Food Engineering*, 37 (4) (1998) 389-410.

- [59] A.K. Datta and H. Ni, Infrared and hot-air-assisted microwave heating of foods for control of surface moisture, *Journal of Food Engineering*, 51 (4) (2002) 355-364.
- [60] L. Zhou, et al., Finite element modeling of heat and mass transfer in food materials during microwave heating -- Model development and validation, *Journal of Food Engineering*, 25 (4) (1995) 509-529.
- [61] W. Mao, M. Watanabe, and N. Sakai, Analysis of temperature distributions in Kamaboko during microwave heating, *Journal of Food Engineering*, 71 (2) (2005) 187.
- [62] S. Lobo and A.K. Datta, Characterization of spatial non-uniformity in microwave reheating of high loss foods, *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 33 (3) (1998) 158-166.
- [63] H. Ni, A.K. Datta, and K.E. Torrance, Moisture transport in intensive microwave heating of biomaterials: a multiphase porous media model, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42 (8) (1999) 1501-1512.
- [64] M.E.C. Oliveira and A.S. Franca, Microwave heating of foodstuffs, *Journal of Food Engineering*, 53 (4) (2002) 347-359.
- [65] T. Basak, Analysis of Microwave Propagation for Multilayered Material Processing: Lambert's Law versus Exact Solution, *Ind. Eng. Chem. Res.*, 43 (23) (2004) 7671-7675.
- [66] W.B. Fu and A.C. Metaxas, A Mathematical Derivation of Power Penetration Depth for Thin Lossy Materials, *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 27 (1992) 217-222.
- [67] H.W. Yang and S. Gunasekaran, Comparison of temperature distribution in model food cylinders based on Maxwell's equations and Lambert's law during pulsed microwave heating, *Journal of Food Engineering*, 64 (4) (2004) 445-453.
- [68] M. Chamchong, Microwave thawing of foods: effects of power levels, dielectric properties and sample geometry, Faculty of the Graduate School of Cornell University, Ithaca, 1997, 109.
- [69] P. Rattanadecho, Theoretical and experimental investigation of microwave thawing of frozen layer using a microwave oven (effects of layered configurations and layer thickness), *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 (5) (2004) 937-945.
- [70] T. Basak, Analysis of resonances during microwave thawing of slabs, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46 (22) (2003) 4279-4301.
- [71] P. Rattanadecho, K. Aoki, and M. Akahori, A numerical and experimental investigation of the modelling of microwave melting of frozen packed beds using a rectangular wave guide, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 28 (6) (2001) 751-762.

# CHAPITRE II : APPROCHES NUMERIQUE ET SEMI ANALYTIQUE DU CHAUFFAGE MICRO-ONDES

## **II.1. GENERALITES SUR LES METHODES NUMERIQUES**

La simulation numérique est principalement destinée à obtenir des solutions approchées des équations différentielles là où les solutions analytiques n'existent pas. En effet, pour la plupart des problèmes physiques complexes, le recours à la simulation numérique est indispensable car les solutions analytiques n'ont été établies jusqu'alors que pour des cas simples. Des schémas numériques sont donc utilisés pour obtenir une solution approchée au problème réel. Plusieurs méthodes sont disponibles pour résoudre numériquement les problèmes physiques décrits par un ensemble d'équations. Parmi les principales approches, on note :

- la méthode des différences finies
- la méthode des volumes finis
- la méthode des éléments finis

Les méthodes des différences finies (FDTD) et des éléments finis (FEM) sont les plus couramment utilisées pour simuler le procédé de chauffage par micro-ondes [1-7]. La méthode FDTD est une méthode aux différences finies modifiée. La méthode des éléments finis sera présentée plus en détail car c'est celle qui sera utilisée dans cette étude pour modéliser le champ de température ainsi que le champ électromagnétique au sein du produit.

# II.1.1. La méthode FDTD

La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) est sans doute la plus populaire des deux méthodes citées précédemment. Elle est utilisée pour résoudre les équations de Maxwell dans le domaine temporel afin de décrire le champ électromagnétique. Cette méthode a été utilisée avec succès dans de nombreuses études pour modéliser le chauffage micro-ondes au sein de cavités et de guide d'ondes [8, 9]. Son principe consiste à utiliser deux schémas numériques distincts, l'un pour le champ électrique et l'autre pour le champ magnétique. Ainsi les équations de Maxwell sont résolues alternativement. La procédure numérique consiste à fixer un pas de temps  $\Delta t$  suffisamment petit pour répondre aux conditions de stabilité du schéma numérique. Le champ électrique à l'instant t est utilisé pour calculer le champ magnétique à l'instant  $t + \frac{1}{2} \Delta t$  qui sert ensuite à déterminer le champ électrique à l'instant  $t + \Delta t$ , et ainsi de suite tout au long de la procédure de calcul.

Les principaux avantages de la méthode FDTD sont la facilité de programmation, l'efficacité et le parallélisme possible de l'algorithme. Cependant cette méthode est conditionnée par

l'usage d'une grille de discrétisation régulière au sein de la géométrie. Des méthodes particulières permettent cependant de pallier l'usage d'une grille régulière pour traiter des géométries complexes [10].

# II.1.2. La méthode des éléments finis

# II.1.2.1. Maillage

La méthode des éléments finis décompose la géométrie en union d'éléments simples, le tout ne formant pas forcément une grille régulière. Pour ceci on a recours à une opération appelée maillage. L'opération de maillage consiste à diviser le domaine en sous domaines appelés mailles. Il faut donc définir le domaine d'étude et ensuite le diviser de telle sorte que l'ensemble des mailles soit une partition du domaine d'ensemble. Chaque point commun entre les mailles représente un noeud. Parmi les mailles disponibles, il existe différentes possibilités en fonction du type de géométrie :

*Les mailles linéiques* : Si le domaine est une portion de ligne, les mailles sont des portions de lignes portées par la ligne principale du domaine. Les mailles linéiques servent alors à mailler une courbe qui peut représenter le domaine linéique plongé dans un espace physique à 2 ou 3 dimensions ou une section méridienne d'un domaine surfacique axisymétrique.

*Les mailles surfaciques :* Si le domaine est une surface bornée, les mailles sont des surfaces bornées portées par la surface principale du domaine. Les mailles surfaciques servent alors à mailler une surface qui peut représenter le domaine surfacique plongé dans un espace physique à 2 ou 3 dimensions ou une section méridienne d'un domaine volumique axisymétrique. La plupart des logiciels en éléments finis disposent de triangles et de quadrangles curvilignes portés par la surface. Certains n'offrent que des triangles et des quadrangles à arêtes rectilignes.

*Les mailles volumiques :* Si le domaine d'étude est un volume, les mailles associées sont aussi des volumes. La plupart des logiciels ne disposent que de tétraèdres, pentaèdres ou hexaèdres curvilignes.

La figure II 1 présente les différentes mailles de référence les plus habituellement rencontrées dans la méthode des éléments finis.



figure II 1-Représentation des différents types de mailles utilisées dans la méthode des éléments finis en 1, 2 ou 3dimensions, d'après Garrigues [11].

Quelques règles générales permettent d'optimiser la qualité du maillage de la géométrie :

- Les mailles doivent être « bien proportionnées », c'est à dire que le rapport de leur plus grande dimension sur leur plus petite dimension doit être aussi voisin de 1 que possible. Dans la pratique, on ne devrait pas dépasser 5. Ce rapport est appelé distorsion de la maille.
- Dans un maillage surfacique, les mailles idéales sont les triangles équilatéraux, et les carrés.
- Dans un maillage volumique, les mailles idéales sont les tétraèdres réguliers et les cubes.
- Le maillage ne doit pas être inutilement fin. En fait, plus le maillage est fin, plus le calcul est coûteux. Il faut alors faire un compromis entre la finesse de la représentation géométrique et le coût du calcul.
- Dans certains calculs, les experts pensent qu'on obtient de meilleurs résultats avec des quadrangles pour les maillages surfaciques, et avec des hexaèdres pour les maillages volumiques [11]

Des éléments plus fins peuvent être utilisés dans les régions où une précision supplémentaire est requise tandis que des éléments plus large peuvent servir à discrétiser des parties de la géométrie dont la complexité est moindre [10].

## II.1.2.2. Fonctions d'interpolation

Pour résoudre un problème par la méthode des éléments finis, la solution numérique est interpolée sur une base de fonctions de forme (ex: polynômes de Lagrange de degré n). Cette interpolation permet de créer une famille de champs locaux appelée espace des fonctions d'interpolation de la maille. Ces interpolations sont destinées à donner une valeur approchée de la solution en tous points de la maille en ne connaissant que les valeurs d'une solution approchée aux noeuds de l'élément. Les fonctions d'interpolation sont communément désignées « fonctions test ». Pour une variable «u», la fonction test associée est notée « test(u) » et est définie sur chaque élément du maillage relié par des nœuds à ses voisins. Elle est non nulle sur un élément du maillage et nulle partout ailleurs. La solution approchée du problème est construite par assemblage sur les différents éléments du maillage. L'élément fini constitue alors l'ensemble de la maille associée avec ses fonctions tests. Le principe des fonctions d'interpolation est illustré dans le cas simple de la résolution de l'équation de la chaleur en 1D par la méthode des éléments finis. L'équation aux dérivées partielles représentant la distribution de la température dans l'espace 1D en régime permanent est la suivante :

$$Q = -k\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$
(II. 1)

avec, par exemple, Q = 1 W.m<sup>-3</sup> et k = 1 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> Soient les conditions initiale (*CI*) et aux limites (*CL*) suivantes :

6

$$\begin{cases} CI: T = 0\\ CL gauche: T = 0 \quad à \quad x = 0m\\ CL droite: n\left(k\frac{\partial T}{\partial x}\right) = q_0 \quad avec \quad q_0 = -1 W.m^{-2} \quad \dot{a} \quad x = 2m \end{cases}$$
(II. 2)

L'équation II.1 peut se résoudre de manière analytique et dans ce cas, l'expression de la température en fonction de la distance x s'écrit :

$$T(x) = -\frac{x^2}{2} + x$$
(II. 3)

Le résultat analytique donne un profil de température parabolique centré sur x = 1 m. Cette équation est à présent résolue de manière numérique par la méthode des éléments finis. Pour ceci, des fonctions d'interpolation linéaire et quadratique sont utilisées sur les nœuds du maillage (figure II 2)



figure II 2-Résolution de l'équation de la chaleur en 1D

Pour des fonctions d'interpolation linéaires, la résolution de l'équation de la chaleur sur trois ou cinq nœuds est peu précise. Malgré tout, au fur et à mesure que des noeuds intermédiaires sont rajoutés au maillage, on se rapproche de la solution analytique. Pour des fonctions d'interpolation quadratiques, les résultats donnés par la méthode des éléments finis sur trois nœuds sont identiques à la solution analytique. Cet exemple met en évidence l'influence de l'ordre des fonctions d'interpolation sur la précision de la solution obtenue par la méthode des éléments finis. Pour augmenter la précision du calcul, il est possible soit d'augmenter l'ordre n des fonctions d'interpolation ou alors de raffiner le maillage en rajoutant des noeuds intermédiaires. Malgré tout, la précision du calcul est déterminée majoritairement par l'ordre des fonctions d'interpolation et il faut choisir un compromis entre le temps de calcul et la précision requise.

On définit le degré de liberté (ddl) comme le produit du nombre d'inconnues par le nombre de nœuds du maillage et par l'ordre n des fonctions d'interpolation. S'il y a plusieurs inconnues par noeud (c'est à dire plusieurs degrés de liberté), on construit des interpolations pour chacun des degrés de liberté. A titre d'exemple, si on dispose de 2 inconnues sur un nœud et des fonctions d'interpolation d'ordre 2, on a recours à 4 fonctions d'interpolation. En général, les interpolations de chaque degré de liberté appartiennent au même espace de fonctions d'interpolation. Les coefficients de chaque fonction d'interpolation sont déterminés en imposant une équation à résoudre sur autant de nœuds du maillage que de coefficients à calculer.

# II.1.2.3. Estimation de l'erreur commise sur la solution approchée

La méthode des éléments finis consiste à rechercher une solution approchée au problème posé sur une discrétisation de la géométrie. A titre d'exemple, si on recherche les solutions exactes d'une fonction F définie par F(u) = 0 avec u son inconnue, la solution exacte  $u_{ex}$  est telle que  $F(u_{ex}) = 0$ . La solution approchée est notée  $u_{appr}$ .

Si la fonction F est régulière et différentiable au voisinage de u alors l'erreur commise en remplaçant  $u_{ex}$  par  $u_{appr}$  est quantifiée par un estimateur de l'erreur E tel que :

$$F(u_{appr}) + E F'(u_{appr}) + O(E) = 0$$
 (II. 4)

NB :  $F(u_{appr})$  représente le résidu et  $F'(u_{appr})$  le Jacobien.

L'écart entre la solution approchée et la solution exacte correspond à l'erreur commise sur la solution. Le résidu est calculé sur un élément de maillage. Pour un opérateur différentiel linéaire, la solution approchée tend vers la solution exacte quand le résidu s'annule.

Pour quantifier la précision souhaitée sur la solution, on définit des seuils de tolérance. Ces tolérances contrôlent l'erreur commise au cours du calcul. La tolérance absolue  $A_{tol}$  est la valeur de l'erreur à ne pas dépasser, qui est associée aux unités de chaque grandeur. La tolérance relative  $R_{tol}$  correspond quant à elle à la valeur relative de l'erreur à ne pas dépasser. Dans le cas d'un problème physique qui dépend du temps (instationnaire), le critère de convergence suivant doit être vérifié à chaque pas de temps lors de la résolution du problème :

$$\left(\frac{1}{N}\sum_{i}\left(\frac{|E_{i}|}{A_{tol\ i}+R_{tol}|u_{i\ appr}|}\right)^{2}\right)^{1/2} < 1$$
(II. 5)

NB : l'opérateur  $\sum_{i}$  signifie que le critère est calculé pour tous les degrés de libertés *i*.

 $u_{i\,appr}$  est la solution approchée à un certain pas de temps,  $E_i$  est l'estimateur de l'erreur, N représente le nombre de degré de liberté. A titre d'exemple, pour i = N, l'erreur commise sur la solution est définie comme l'écart entre la solution approchée  $u_{N\,appr}$  et la solution exacte  $u_{ex}$ . L'estimateur de cette erreur équivaut à :

$$E_{N} = -\frac{F'(u_{N \ appr})}{F(u_{N \ appr})}$$
(II. 6)

• Si  $u_{Nappr}$  est petit, alors  $\frac{|E_N|}{A_{tol N} + R_{tol} |u_{Nappr}|} < 1$ . En conséquence  $|E_N| < A_{tol N}$ , la

tolérance absolue est de l'ordre de l'erreur  $(u_{N appr} - u_{ex})$ . En d'autres termes, l'erreur absolue  $E_N$  est plus faible que la tolérance absolue si la solution est faible.

• Si  $u_{N appr}$  est grand, le critère de convergence devient  $\frac{|E_N|}{|u_{N appr}|} < R_{tol}$  et l'erreur relative

est plus faible que la tolérance relative. En conséquence, l'erreur maximale à ne pas dépasser est égale à $|E_N| = R_{tol} |u_{N \ appr}|$ . L'erreur commise est alors fixée par la valeur de la tolérance relative.

#### II.1.2.4. Résolution du problème

Un problème traité par éléments finis se ramène toujours à la résolution de systèmes d'équations algébriques (linéaires ou non, symétriques ou non). Ces systèmes sont généralement de grande taille. Un système non linéaire peut toujours s'écrire sous la forme :

$$[K(u)][u] = [L(u)]$$
(II. 7)

Où K est la matrice de raideur issue de l'assemblage des fonctions d'interpolation sur le maillage choisi, u est le vecteur des inconnues dont les composantes sont les valeurs de u sur les nœuds du maillage et L représente le vecteur des conditions initiales et aux limites (ou vecteur de charge). La résolution d'un système non linéaire peut se ramener à la résolution

d'une suite de problèmes linéaires par approximations successives. Dans ce cas,  $u_{i+1}$  est solution de  $[K(u_i)][u_{i+1}] = [L(u_i)]$ . (II. 8)

L'assemblage est l'opération qui consiste à construire le système d'équations à résoudre. Au final, un système matriciel est obtenu :

$$K.u = L$$

$$K\begin{bmatrix}u^{(1)}\\ \cdot\\ \cdot\\ u^{(N)}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}l^{(1)}\\ \cdot\\ \cdot\\ l^{(N)}\end{bmatrix}$$
(II. 9)

Pour résoudre le système d'équation et déterminer le vecteur des inconnues u, il suffit alors d'inverser la matrice de raideur. La résolution d'un tel système d'équations est réalisée à l'aide d'un solveur. Ce dernier dispose de plusieurs méthodes de résolutions mathématiques des équations et aussi de nombreuses options permettant de contrôler la précision de la solution numérique (tolérances, contrôle du pas de temps...). On peut distinguer deux classes de méthodes pour résoudre le système d'équations :

- les méthodes directes : Elles aboutissent à la solution en un nombre fini d'opérations.
   Ce sont des méthodes faciles à utiliser et robustes. Par contre elles consomment plus de mémoire. La plupart du temps, ces méthodes sont adaptées pour les « petits modèles », fortement non linéaires et nécessitant des couplages entre différentes équations.
- les méthodes itératives : La solution est atteinte en un nombre infini d'opérations convergeant vers la solution. On arrête les itérations lorsque l'on estime qu'on est suffisamment près de la solution. Si on utilise une telle méthode de résolution, le logiciel demande généralement de préciser le critère d'arrêt des itérations. Ces méthodes utilisent moins de mémoire mais sont plus difficiles à gérer car de nombreuses options doivent être paramétrées pour aboutir à la convergence.

Chaque type de méthode va dépendre du nombre d'inconnues et de la complexité du problème à résoudre. Dans la plupart des problèmes dont le système est de taille raisonnable (de quelques centaines à quelques milliers d'inconnues), on privilégie la méthode directe pour inverser la matrice. Dans ce cas, le temps de calcul est sensiblement proportionnel au cube du nombre d'inconnues. La résolution est alors réalisée par la méthode d'élimination de Gauss.

# II.1.2.5. Post-traitement

La solution approchée du problème discrétisé par la méthode des éléments finis est donc un nombre de valeurs interpolées entre les différents noeuds du maillage. Le nombre de valeurs dans un résultat de calcul peut donc devenir très prohibitif. Le champ solution n'est pas toujours la seule grandeur physique pertinente à observer. Il est souvent nécessaire de calculer des grandeurs physiques déduites de la solution : ce sont les grandeurs dérivées.

Pour ceci, le post-traitement se ramène le plus souvent à des calculs de gradient, de divergence, de rotationnel et de laplacien du champ solution (ou de grandeurs dérivées).

Dans cette étude, la méthodologie des éléments finis est utilisée pour modéliser la puissance micro-onde absorbée au sein d'un produit. Pour ceci, le code de calcul commercial COMSOL<sup>®</sup> est utilisé pour résoudre numériquement des systèmes d'équations aux dérivées partielles non linéaires, couplées, dépendantes du temps, par la méthode des éléments finis, en 1, 2 ou 3 dimensions. Les simulations numériques effectuées vont permettre d'illustrer la propagation des ondes au sein de forts et faibles diélectriques suivant des configurations 1D et 2D.

*NB* : Pour toutes les simulations numériques effectuées, les calculs ont été réalisés sur un ordinateur type HPxw4400 Workstation, équipé d'un processeur Intel<sup>®</sup> Pentium double cœur cadencé à 3,4 GHz, avec 3 Go de mémoire vive sous Windows<sup>®</sup> XP professionnel.

## **II.2.** CHAUFFAGE MICRO-ONDE EN ESPACE LIBRE

Dans un premier temps, une étude numérique et analytique est menée en comparant la puissance micro-onde calculée par le code COMSOL<sup>®</sup> à des solutions semi analytiques développées pour des cas simples en 1D [12]. La comparaison des résultats du code à ces solutions semi analytiques permet de vérifier l'exactitude de la résolution numérique et constitue une première étape indispensable à de futures investigations. Cette étude préliminaire s'attache aussi aux phénomènes physiques mis en jeu, comme l'influence de la taille de l'échantillon et des propriétés diélectriques sur les facteurs de réflexion et la puissance absorbée au sein du produit.

# II.2.1. Modèle et géométrie

On considère un échantillon exposé à une onde électromagnétique plane à incidence normale du côté gauche. Les variations de l'onde incidente selon le côté a sont nulles, le problème initial en deux dimensions se ramène donc à un problème 1D. La propagation des ondes a lieu uniquement suivant l'axe z (figure II 3). Le milieu environnant (air) est caractérisé par des pertes diélectriques nulles car il possède des caractéristiques diélectriques sensiblement proches de celles du vide.



figure II 3-Représentation schématique du chauffage micro-onde en espace libre

# II.2.2. Conditions initiale et aux limites

Pour modéliser une propagation d'onde en une seule dimension, les parois sont considérées comme des conducteurs magnétiques parfaits. Le champ électrique incident est uniforme et se calcule à partir des caractéristiques de propagation de l'onde en espace libre. Le flux de puissance incident du coté gauche s'exprime à partir de la puissance délivrée par le générateur à la surface (*ab*) de l'échantillon exposée aux radiations :

$$F(z=0) = F_0 = \frac{P_{in}}{ab}$$
(II. 10)

L'amplitude du champ électrique incident est calculée au sein du milieu environnant et à partir des caractéristiques de propagation de l'onde en espace libre [8] :

$$E(z = -L/2) = E_0 = \sqrt{\frac{4Z_0 P_{in}}{ab}}$$
(II. 11)

En espace libre, l'impédance intrinsèque du milieu se calcule à partir de la relation suivante [13] :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$$
(II. 12)

Du point de vue du champ électromagnétique, les parois sont considérées comme des conducteurs magnétiques parfaits, c'est à dire que la composante tangentielle du champ magnétique est nulle. Ainsi l'onde incidente est plane et possède une seule composante dans la direction z de propagation.

Au final, les conditions initiales et aux limites deviennent :

$$\begin{cases} \boldsymbol{E} = 0 & \hat{a} \quad t = 0, \forall x \ y \ z \\ E = E_0 = \sqrt{\frac{4Z_0 P_{in}}{ab}} & \hat{a} \ z = -L/2, \forall x \\ n \times \boldsymbol{H} = 0 & \hat{a} \ x = 0, x = a, \forall z \end{cases}$$
(II. 13)

## II.2.3. Equations aux dérivées partielles du problème

Dans le cas particulier de la propagation d'une onde plane uniforme, le champ électrique possède une seule et unique composante  $E_y$  qui varie dans la direction z. L'équation de propagation du champ électrique s'écrit de la manière suivante après simplification :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r E_y = 0$$
(II. 14)

Dans le code de calcul COMSOL<sup>®</sup>, l'équation de propagation du champ électrique est résolue par l'intermédiaire du module Radiofréquence en 2D.

# II.2.4. Maillage

Le maillage est une étape importante car il conditionne la précision de la résolution du problème. L'opération de maillage est assistée automatiquement par le logiciel COMSOL<sup>®</sup>, mais il est aussi possible de contrôler la distribution et la précision du maillage sur la géométrie. Dans notre cas, la géométrie est relativement simple puisqu'elle se compose d'un assemblage de trois parallélépipèdes (deux blocs pour l'air et un bloc pour l'échantillon). Le maillage quadrangle est choisi pour discrétiser le problème. Dans ce cas, la maille doit avoir une forme la plus carrée possible pour obtenir un maillage de bonne qualité. Notons tout de même qu'il est aussi possible d'utiliser un maillage triangulaire. Cependant, comme le géométrie ne comporte pas de singularités, le maillage quadrangle est ici le plus adapté.

L'épaisseur de l'échantillon *L* est modifiée à chaque étape du calcul et il est nécessaire de contrôler le maillage en début de calcul afin d'obtenir une solution la plus précise possible. En effet, plus la taille de l'échantillon augmente plus un nombre minimum de mailles est nécessaire afin d'obtenir l'indépendance de la solution au maillage. Plusieurs tests ont permis d'aboutir à un compromis entre temps de calcul et précision. La figure II 4 et la figure II 5 montrent les différents maillages utilisés pour quelques longueurs caractéristiques d'échantillon. Par souci d'économie de mailles, il est possible de réduire la précision du maillage au niveau des deux couches d'air de part et d'autre de l'échantillon. Plusieurs tests ont montré que l'épaisseur et le nombre de mailles sur les frontières des deux couches d'air n'influent pas sur les résultats.



figure II 4-Adaptation du maillage en fonction de la taille de l'échantillon considéré



figure II 5-Exemple de maillage du domaine air échantillon pour L = 103 mm, 2091 éléments quadrangles

# II.2.5. Résolution du problème

Le problème électromagnétique est considéré comme linéaire vis-à-vis du champ électrique et ne dépend pas du temps. Il suffit alors de résoudre numériquement l'équation de propagation du champ électrique à l'aide d'un solveur stationnaire linéaire pour calculer la puissance absorbée au sein de l'échantillon.

On choisit d'étudier le chauffage micro-onde de deux types d'échantillons : l'eau liquide et l'huile. Ces deux constituants sont caractérisés respectivement par des propriétés diélectriques très différentes : l'eau est un fort diélectrique à l'inverse de l'huile dont les caractéristiques correspondent à un faible diélectrique (tableau II. 1). La puissance absorbée simulée par le code COMSOL<sup>®</sup> est ensuite comparée aux solutions semi analytiques développées par Bhattacharya et al. [12]. Ces solutions sont déterminées à partir de l'unique connaissance des propriétés diélectriques et de la puissance micro-onde incidente.

|  | Huile | Eau  |
|--|-------|------|
| Constante diélectrique, $\varepsilon_r$ ' (2450 MHz) | 2     | 79,5 |
| Facteur de pertes, $\varepsilon_r$ '' (2450 MHz)     | 0,15  | 9,6  |
| Profondeur de pénétration; $D_p$ (cm)                | 36,8  | 3,6  |
| Longueur d'onde dans l'échantillon, $\lambda_m$ (cm) | 8,64  | 1,37 |

tableau II. 1-Propriétés diélectriques et échelles de longueurs caractéristiques dans le cas de l'huile et l'eau, d'après Barringer et al. [14]

La procédure de calcul est détaillée sur la figure II 6. L'épaisseur initiale de l'échantillon est fixée arbitrairement à 4 mm pour un flux de puissance micro-onde incident égal à  $3 \times 10^4$  W/m<sup>2</sup>. Il est tout à fait envisageable de choisir un flux de puissance différent mais ce flux correspond à un bon ordre de grandeur pour les applications classiques des micro-ondes. L'incrément de taille d'échantillon  $\Delta L$  est fixé à 1 mm jusqu'à ce que l'épaisseur de l'échantillon atteigne 103 mm.



figure II 6-Procédure de calcul de la puissance absorbée selon les méthodes numérique et semi analytiques

## II.2.6. Résultats

#### II.2.6.1. Fort diélectrique

La profondeur de pénétration des ondes dans un échantillon d'eau est égale à 36,3 mm. L'eau se comporte comme un fort diélectrique au regard des valeurs de la constante diélectrique et du facteur de pertes. Ainsi, il existe une forte interaction entre le champ électromagnétique et l'échantillon. D'après Bhattacharya et al. [12], le régime de résonance de puissance microonde est prédominant pour des longueurs d'échantillon comprises entre  $l_{min} = 2 \times 10^{-3}$  m et  $D_p = 0,036$  m. La loi de Lambert est quant à elle applicable pour des épaisseurs largement plus élevées que  $D_p = 0,036$  m.

Sur la figure II 7 et la figure II 8, la puissance micro-onde absorbée est tracée tout au long de la direction de propagation des micro-ondes suivant l'axe *z*. L'incidence des ondes a lieu à gauche de l'échantillon. Un large éventail de longueurs d'échantillon est choisi en fonction des maximum et minimum de puissance absorbée. Les profils de puissance issus de la simulation numérique sont comparés à ceux obtenus à l'aide des solutions semi analytiques. Les figures montrent clairement que les résultats numériques correspondent parfaitement aux

profils de température obtenus à partir des solutions semi analytiques. Les amplitudes et phases entre chaque sinusoïde sont exactement les mêmes. Pour des échantillons d'épaisseur 4 à 85 mm, le régime résonant de puissance micro-onde est parfaitement caractérisé avec des oscillations en fonction de la profondeur. Pour un échantillon de 4 mm d'épaisseur, la puissance absorbée est plus importante du côté droit de l'échantillon par rapport au côté gauche. Ce phénomène montre que la taille de l'échantillon joue un rôle important au cours du procédé de chauffage par micro-ondes. Quand on augmente la taille de l'échantillon de 3 mm en partant d'une taille initiale de 4 mm, la puissance maximale absorbée passe de  $7 \times 10^5$  W/m<sup>3</sup> à  $4 \times 10^6$  W/m<sup>3</sup>. D'un point de vue thermique, ces minimum et maximum de puissance micro-onde conduisent à l'apparition de points chauds au sein du produit. Des concentrations de puissance sont donc observées tout au long de la direction de propagation des micro-ondes au sein de l'échantillon. Pour un échantillon d'eau de 31 mm d'épaisseur, cinq points chauds peuvent être remarqués au regard de l'allure de la puissance micro-onde en fonction de l'épaisseur. Le nombre de points chauds augmente avec la taille de l'échantillon mais diminuent en intensité. Pour une taille supérieure à 70 mm, le régime résonnant tend à disparaître au profit d'une décroissance exponentielle de la puissance micro-onde en fonction de la profondeur.

D'après les aspects théoriques développés au chapitre 1, la puissance micro-onde suit la loi de Lambert si la taille de l'échantillon est très grande devant la profondeur de pénétration des ondes dans le milieu. Pour un échantillon de 103 mm, l'épaisseur est égale à environ trois fois la valeur de la profondeur de pénétration des ondes et le régime résonant de puissance microonde peut être négligé. D'après la loi de Lambert, il existe alors une concentration de puissance micro-onde à la surface du produit avec une atténuation rapide de la puissance absorbée dans les couches inférieures.



figure II 7-Profils de puissance absorbée (1D) en fonction de la profondeur de l'échantillon d'eau (minimum de puissance absorbée), — solution numérique, + solutions semi analytiques



figure II 8-Profils de puissance absorbée (1D) en fonction de la profondeur de l'échantillon d'eau (maximum de puissance absorbée), — solution numérique, + solutions semi analytiques

Sur la figure II 9, le facteur de réflexion entre l'air et l'échantillon issu de la simulation numérique est tracé pour des longueurs d'échantillon variant de 4 mm à 103 mm tous les millimètres. Ce facteur de réflexion correspond à la valeur absolue du paramètre  $S_{11}$ , le tout porté au carré. Le paramètre  $S_{11}$  est déterminé à partir d'intégrales de la puissance micro-onde sur la frontière de gauche (équation I. 56).



figure II 9-Facteur de réflexion simulé en fonction de l'épaisseur de l'échantillon d'eau

En régime résonnant, le facteur de réflexion varie de manière importante en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. Pour un échantillon de 4 mm d'épaisseur, approximativement 90 % de la puissance micro-onde incidente est réfléchie à l'interface entre l'air et l'échantillon. A l'inverse, seulement 22 % de la puissance micro-onde est réfléchie pour un échantillon de 7 mm d'épaisseur. En conséquence, pour seulement 3 mm de différence, l'absorption de chaleur est plus importante pour un échantillon de 7 mm.

En régime résonant, la simulation numérique montre que le facteur de réflexion dépend des propriétés diélectriques mais aussi de la taille de l'échantillon. Les variations du facteur de réflexion sont de plus en plus atténuées au fur et à mesure que l'épaisseur de l'échantillon augmente. La forme globale du facteur de réflexion est caractérisée par une onde qui tend à s'amortir vers une valeur constante quand la taille de l'échantillon augmente. En particulier, le

facteur de réflexion atteint une asymptote autour de 63 % quand la taille de l'échantillon est supérieure à 85 mm.

Soit un échantillon d'eau suffisamment épais de façon à négliger les effets de réflexion multiple des ondes, pour une onde électromagnétique plane à incidence normale, le facteur de réflexion à l'interface air/eau est égal à 63 % (équation I.52). La simulation numérique 1D permet de retrouver cette valeur issue de la littérature.

#### II.2.6.2. Faible diélectrique

La profondeur de pénétration des ondes au sein de l'échantillon d'huile est égale à 367,7 mm. Cette valeur est approximativement égale à dix fois la profondeur de pénétration des ondes dans le cas de l'eau. D'après Bhattacharya et al. [12], dans le cas de l'huile, le régime de résonance de puissance micro-onde est prédominant pour des longueurs d'échantillon comprises entre  $l_{min} = 0,0138$  m et  $D_p = 0,368$  m. La loi de Lambert est quant à elle applicable pour des épaisseurs largement plus élevées que  $D_p = 0,368$  m.

Sur la figure II 10, la puissance micro-onde absorbée au sein de l'échantillon d'huile est tracée au long d'un axe situé au centre du produit. Seulement trois épaisseurs caractéristiques sont choisies de manière à caractériser un large éventail d'échelle de longueurs. Les expressions semi analytiques sont comparées aux résultats donnés par la simulation numérique. La figure II 10 montre clairement le très bon accord entre les deux approches dans le cas de l'huile. On peut aussi vérifier que la puissance absorbée par l'huile est plus faible que celle absorbée par l'eau, d'où un échauffement moindre de l'huile pour une même épaisseur.



figure II 10-Profils de puissance absorbée (1D) en fonction de la profondeur de l'échantillon d'huile, – solution numérique, + solutions semi analytiques

Sur la figure II 11, le facteur de réflexion simulé entre l'air et l'échantillon est calculé pour des longueurs d'échantillon variant de 4 mm à 103 mm tous les millimètres. Pour les différentes épaisseurs d'échantillon testées, en moyenne 0 à 20 % du rayonnement micro-onde

incident est réfléchi à l'interface entre l'huile et l'air. Les variations du facteur de réflexion en fonction de l'épaisseur sont relativement faibles par rapport aux résultats obtenus avec l'eau. Dans le cas de l'huile, le milieu diélectrique est plus transparent aux ondes que dans le cas de l'eau et la plupart de la puissance micro-onde est transmise au travers du produit.



figure II 11-Facteur de réflexion simulé (1D) en fonction de l'épaisseur de l'échantillon d'huile

La forme globale du facteur de réflexion en fonction de l'épaisseur est caractérisée par une onde qui tend à s'amortir de manière très lente plus la taille de l'échantillon augmente. Pour une taille d'échantillon très importante devant la profondeur de pénétration des ondes, le facteur de réflexion est supposé atteindre une asymptote caractéristique du régime de décroissance exponentielle de la puissance. La valeur de cette asymptote est prévisible dans le cas d'une onde incidente plane au sein d'un milieu semi infini (équation I.52). Après calcul, le facteur de réflexion est égal à 3 % en régime de Lambert.

## II.2.6.3. Conclusion

Dans le cas d'une propagation d'onde uniforme (1D), les simulations numériques sont comparées aux solutions semi analytiques dans le cas de diélectriques fort et faible. Les résultats montrent que la puissance micro-onde absorbée au sein de l'échantillon est identique selon les deux approches. Le code de calcul éléments finis utilisé est donc validé pour modéliser le chauffage par micro-ondes pour deux cas extrêmes de forts et faibles diélectriques (eau et huile). En conséquence, cette première validation du code de calcul permet d'étendre le problème initial à des simulations numériques plus complexes en guide d'ondes monomode.

# **II.3.** CHAUFFAGE MICRO-ONDE AU SEIN D'UN GUIDE D'ONDES RECTANGULAIRE

Selon l'état de l'art actuel, la littérature ne rapporte pas de solutions semi analytiques réservées à des géométries 2D en guide d'ondes pour calculer la puissance micro-ondes absorbée au sein d'un diélectrique. Or ce type de solution s'avère nécessaire afin de prédire rapidement la distribution de la puissance au sein du produit au cours du chauffage par micro-ondes. Les conditions d'applicabilité des solutions semi analytiques initialement développées par Bhattacharya et al. [12] en 1D sont donc testées dans une configuration 2D monomode. L'étude est menée sur des échantillons d'huile et d'eau qui possèdent des propriétés diélectriques radicalement différentes (faible et fort diélectrique). Les avantages et les limites des deux approches en 2D pourront ainsi être mises en évidence.

# II.3.1. Modèle et géométrie

En configuration bidimensionnelle, on considère un échantillon exposé à une onde électromagnétique incidente du côté gauche suivant le mode fondamental  $TE_{10}$  (figure II 12). La propagation des ondes a lieu uniquement suivant l'axe *z* et la forme du champ électrique est une fonction paramétrée suivant l'axe *x* (demi sinusoïde caractéristique du mode fondamental).



figure II 12-Représentation schématique du chauffage micro-onde en guide d'ondes rectangulaire

# II.3.2. Conditions aux limites

Pour modéliser une propagation des ondes en deux dimensions au sein d'un guide d'ondes, les parois sont considérées comme des conducteurs électriques parfaits. En mode  $TE_{10}$ , en considérant un guide d'ondes rempli par un diélectrique homogène, le champ électrique incident s'obtient de manière analytique à partir de la résolution des équations de Maxwell. La puissance micro-onde incidente du coté gauche s'exprime à partir de la puissance délivrée par le générateur à la surface *(ab)* de l'échantillon exposée aux radiations [15] :

$$F_0(x, z = -L/2) = \frac{P_{in}}{ab} \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right)$$
(II. 15)

Le champ électrique incident se calcule dans le milieu environnant à partir des caractéristiques de propagation de l'onde dans un guide non chargé en mode  $TE_{10}$  [4, 15] :

$$E(x, z = -L/2) = E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) = \sqrt{\frac{4Z_{TE 0}P_{in}}{ab}} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)$$
(II. 16)

Au final, les conditions initiales et aux limites deviennent :

$$\begin{cases} \boldsymbol{E} = 0 & \quad \dot{a} \ t = 0, \ \forall x \ y \ z \\ E_{in} = E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) & \quad \dot{a} \ z = -L/2, \ \forall x \\ E_{yt} = 0 & \quad \dot{a} \ x = 0, \ x = a, \ \forall z \end{cases}$$
(II. 17)

#### II.3.3. Equations aux dérivées partielles du problème

Dans le cas d'une propagation d'onde dans la direction z en mode TE<sub>10</sub>, l'équation de propagation du champ électrique devient:

$$\left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2}\right) + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r E_y = 0$$
(II. 18)

Le terme  $\partial^2 E_y / \partial x^2$  représente les variations du champ électrique tout au long du grand côté du guide d'ondes rectangulaire. Le champ électrique incident est une fonction paramétrée suivant l'axe *x*.

## II.3.4. Maillage et résolution du problème

La procédure de maillage ainsi que la résolution du problème sont identiques à celles décrites précédemment dans le cas d'une propagation d'onde monodirectionnelle.

# II.3.5. Résultats

## II.3.5.1. Fort diélectrique

Sur la figure II 13, le facteur de réflexion entre l'air et l'échantillon d'eau est simulé numériquement pour une propagation d'onde en mode  $TE_{10}$  au sein d'un guide d'ondes pour des échantillons d'épaisseur 4 mm à 103 mm. Bien que le profil global du facteur de réflexion soit le même que pour le modèle 1D, des différences d'amplitude sont observées en fonction de la longueur de l'échantillon. D'après les résultats numériques 2D, le facteur de réflexion est approximativement 10 % supérieur à celui obtenu avec le modèle 1D en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. Les facteurs de réflexion les plus bas sont obtenus pour des échantillons de 7 et 14 mm d'épaisseur, respectivement 32 % et 50 %. En mode  $TE_{10}$ , pour un échantillon très épais devant la profondeur de pénétration, le facteur de réflexion entre l'air et l'eau est égal à 73 % (équation I.50). Cette valeur est vérifiée sur la figure II 13 à l'aide de la simulation numérique pour des longueurs d'échantillon supérieures à 85 mm.



figure II 13-Facteurs de réflexion simulés (1D et 2D) en fonction de l'épaisseur de l'échantillon d'eau

Sur la figure II 14 et la figure II 15, la puissance micro-onde est tracée au centre de l'échantillon suivant une ligne de coupe horizontale. Pour une incidence micro-onde du côté gauche de l'échantillon, le flux de puissance micro-onde est maximal au centre du produit (mode  $TE_{10}$ ). Les longueurs d'échantillons testées sont les mêmes que pour le modèle 1D. D'une manière générale, les figures montrent que les solutions semi analytiques correspondent bien aux résultats numériques 2D. La phase entre chaque sinusoïde est bien respectée pour toutes les longueurs d'échantillon.

Cependant, quelques différences d'amplitude sont notées entre les deux approches. Les différences les plus notables sont observées pour des épaisseurs d'échantillon correspondant à 7 mm et 14 mm. Ces longueurs particulières correspondent aux facteurs de réflexions les plus faibles, respectivement 32 % et 50 %. En conséquence, la puissance absorbée calculée à l'aide de la simulation numérique est légèrement plus élevée que celle obtenue à l'aide des solutions semi analytiques. Cette variation du facteur de réflexion peut expliquer les différences d'amplitudes observées entre les deux approches pour 7 mm et 14 mm. Pour toutes les autres longueurs d'échantillon, l'influence des variations du facteur de réflexion sur les résultats 2D est négligeable. Ceci conduit à une bonne corrélation entre les solutions semi analytiques et la simulation numérique au sein d'un guide d'ondes rectangulaire.



figure II 14-Profils de puissance absorbée (2D) en fonction de la profondeur de l'échantillon d'eau (facteurs de réflexion supérieurs), — solution numérique, -- solutions semi analytiques



figure II 15-Profils de puissance absorbée (2D) en fonction de la profondeur de l'échantillon d'eau (facteurs de réflexion inférieurs), – solution numérique, -- solutions semi analytiques

En résumé, les solutions semi analytiques sont un outil intéressant afin de prédire la puissance micro-onde absorbée au sein d'un matériau fortement diélectrique. Pour une propagation d'onde en mode  $TE_{10}$  et différentes épaisseurs d'échantillon, la solution numérique donne des résultats proches des solutions semi analytiques en régime résonnant et en régime de Lambert. Cependant des différences sont notées entre les deux approches pour deux épaisseurs caractéristiques. Ces différences sont attribuées aux variations du facteur de réflexion en fonction de la taille de l'échantillon. D'une manière plus générale, un bon accord est obtenu entre les approches semi analytiques et numériques pour un matériau fortement diélectrique tel que l'eau.

#### II.3.5.2. Faible diélectrique

La superposition des graphiques du facteur de réflexion en fonction de la taille de l'échantillon d'huile (1D et 2D) montre une différence d'amplitude d'environ 15 % entre les deux signaux. A cette différence d'amplitude s'ajoute un déphasage notable en fonction de la taille de l'échantillon (figure II 16).



figure II 16-Facteurs de réflexion simulés (1D et 2D) en fonction de l'épaisseur de l'échantillon d'huile

Sur la figure II 17, le profil de puissance absorbée est tracé de la même manière que pour l'échantillon d'eau. Les courbes montrent que les résultats semi analytiques ne correspondent pas du tout aux résultats numériques dans le cas d'un faible diélectrique tel que l'huile. En effet, des différences d'amplitudes et de déphasages sont observées entre les puissances issues des deux approches.



figure II 17-Profils de puissance absorbée (2D) en fonction de la profondeur de l'échantillon d'huile, — solution numérique, + solutions semi analytiques

#### II.3.5.3. Comparaison des résultats pour des fort et faible diélectriques

En mode TE<sub>10</sub>, l'équation de propagation harmonique du champ électrique montre la dépendance du champ aux deux axes x et z. Dans le cas de l'huile et l'eau, les amplitudes des termes  $\partial^2 E_y / \partial x^2$  et  $\partial^2 E_y / \partial z^2$  sont comparées. Les deux termes sont déterminés dans les deux cas tout au long de la ligne horizontale située au centre de la propagation des ondes suivant z.

La figure II 18 indique les amplitudes de variations des dérivées secondes du champ électrique pour deux longueurs d'échantillon caractéristiques : 21 mm et 45 mm. Dans le cas de l'huile, les dérivées secondes du champ électrique suivant x et z sont du même ordre de grandeur. Pour l'eau, la dérivée seconde du champ électrique suivant z est environ 100 fois supérieure à celle obtenue suivant x (figure II 18).

Pour une propagation d'onde bidimensionnelle, le mauvais accord entre les solutions semi analytiques et la solution numérique dans le cas de l'huile peut s'expliquer. En effet, les variations du champ électrique suivant x ont une influence importante sur la propagation des ondes. En deux dimensions, il n'est pas possible de négliger ces variations dans le cas d'un faible diélectrique. Par contre, pour un fort diélectrique tel que l'eau, les variations du champ suivant x sont négligeables. La propagation des ondes TE<sub>10</sub> dans un fort diélectrique se rapproche donc d'une propagation d'onde plane au sein d'un milieu semi infini. Ceci explique particulièrement le bon accord entre les solutions semi analytiques et la solution numérique en 2D pour l'eau.



figure II 18- $\partial^2 E_y / \partial x^2$  et  $\partial^2 E_y / \partial z^2$  en fonction de la longueur du guide d'ondes pour l'huile et l'eau

## II.3.5.4. Conclusion

Dans le cas d'une propagation d'ondes au sein d'un guide rectangulaire en mode  $TE_{10}$  dans un fort diélectrique, nous avons pu remarquer que les simulations numériques obtenues sont en bonne adéquation avec les solutions semi analytiques. Pourtant, les solutions semi analytiques ne sont valables que dans le cas d'une propagation d'onde uniforme. Ce résultat provient du fait que les dérivées secondes du champ électrique dans la direction transverse sont très inférieures à celles obtenues dans la direction de propagation. Cela a pour effet que les puissances micro-ondes calculées suivant les deux approches sont très voisines. Ainsi, en mode  $TE_{10}$  dans le cas d'un fort diélectrique, la simulation numérique montre l'intérêt et l'originalité de l'extension des solutions semi analytiques en deux dimensions. A l'inverse, dans le cas de la propagation d'ondes au sein d'un faible diélectrique, les approches numérique et semi analytiques ne correspondent pas, les dérivées secondes du champ électrique dans la direction transverse n'étant cette fois plus négligeable.

# **II.4.** CONCLUSION

Cette étude théorique du procédé de chauffage par micro-ondes permet de valider les résultats numériques d'un code de calcul commercial à partir de solutions semi analytiques développées pour des cas simples [16]. L'étude montre aussi qu'il est possible d'étendre sous certaines conditions un modèle semi analytique 1D à un problème plus complexe 2D au sein d'un guide d'ondes rectangulaire. Pour des forts diélectriques, il est donc envisageable de résoudre l'équation de la chaleur avec un terme source issu de la simulation numérique ou des solutions semi analytiques dans l'objectif de prédire les profils de température au sein de l'échantillon. Ceci peut être particulièrement appréciable dans un contexte de contrôle du procédé, notamment pour la commande prédictive, où les solutions semi analytiques peuvent permettre d'apporter des prédictions en temps réel lorsque la fréquence d'échantillonnage est grande.

Pour se rapprocher du procédé réel de traitement par micro-ondes, la suite de l'étude va donc consister à confronter les résultats numériques à des mesures expérimentales. Pour ceci, un pilote micro-onde a été utilisé. Toutefois, une présentation des systèmes de mesure s'avère indispensable.

# **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1] T. Basak, Analysis of resonances during microwave thawing of slabs, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46 (22) (2003) 4279-4301.
- [2] M. Chamchong and A.K. Datta, Thawing of foods in a microwave oven: I. Effect of power levels and power cycling, *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 34 (1999) 22-32.
- [3] D.D. Dincov, K.A. Parrott, and K.A. Pericleous, A new computational approach to microwave heating of two-phase porous materials, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 14 (6) (2004) 783-802.
- [4] P. Rattanadecho, K. Aoki, and M. Akahori, A numerical and experimental investigation of the modelling of microwave heating for liquid layers using a rectangular wave guide (effects of natural convection and dielectric properties), *Applied Mathematical Modelling*, 26 (3) (2002) 449-472.
- [5] R. Rodriguez, J.I. Lombrana, and A. R. *Thermal response of a food moidel dried under microwave*, in *Proceedings of the 14th International Drying Symposium*, Sao Paulo, Brazil, 2004.
- [6] V.R. Romano, F. Marra, and U. Tammaro, Modelling of microwave heating of foodstuff: study on the influence of sample dimensions with a FEM approach, *Journal of Food Engineering*, 71 (3) (2005) 233-241.
- [7] L. Zhou, et al., Finite element modeling of heat and mass transfer in food materials during microwave heating -- Model development and validation, *Journal of Food Engineering*, 25 (4) (1995) 509-529.
- [8] J. Zhu, A.V. Kuznetsov, and K.P. Sandeep, Mathematical modeling of continuous flow microwave heating of liquids (effects of dielectric properties and design parameters), *International Journal of Thermal Sciences*, 46 (4) (2007) 328-341.
- [9] V. Vegh and I.W. Turner, A hybrid technique for computing the power distribution generated in a lossy medium during microwave heating, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 197 (1) (2006) 122.
- [10] A.K. Datta and R.C. Anantheswaran, Handbook of Microwave Technology for Food Applications. Taylor & Francis Group ed, ed. C. Press. 2001, Boca Raton, Florida. 511.
- [11] J. Garrigues, La méthode des éléments finis. 2002.
- M. Bhattacharya and T. Basak, A novel closed-form analysis on asymptotes and resonances of microwave power, *Chemical Engineering Science*, 61 (19) (2006) 6273-6301.
- [13] K. Arunachalam, et al., Microwave NDT of cement-based materials using far-field reflection coefficients, *NDT & E International*, 39 (7) (2006) 585.
- [14] S.A. Barringer, et al., Effect of sample size on the microwave heating rate: Oil vs. water, *AIChE Journal*, 40 (9) (1994) 1433-1439.
- [15] E. Akkari, S. Chevallier, and L. Boillereaux, A 2D non-linear "grey-box" model dedicated to microwave thawing: Theoretical and experimental investigation, *Computers & Chemical Engineering*, 30 (2) (2005) 321-328.
- [16] M. Bhattacharya and T. Basak, New Closed Form Analysis of Resonances in Microwave Power for Material Processing, *AIChE Journal*, 52 (11) (2006) 3707-3721.
# CHAPITRE III : MATERIELS ET METHODES

## **III.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET PROTOCOLE**

### III.1.1. Description du pilote micro-onde

Les quatre éléments principaux d'un équipement micro-onde industriel sont :

- le générateur, qui transforme l'énergie électrique du réseau en rayonnement microondes.

- le guide d'ondes qui assure le transfert de l'énergie micro-ondes du générateur vers l'enceinte d'application. Les multiples réflexions de l'onde sur les parois internes du guide ont pour résultante une certaine distribution des champs électrique et magnétique, et une distribution associée des courants de conduction circulant dans les parois. L'ensemble forme un mode de propagation guidée.

- l'enceinte d'application, ou applicateur, qui permet le traitement thermique des produits.

- les éléments d'adaptation des micro-ondes à la charge et de protection du magnétron (charge à eau).

Deux pilotes micro-ondes à 2,45 GHz ont été disponibles pour la partie expérimentale : un premier, MES<sup>®</sup> (Villejuif, France) mis à disposition par l'INRA de Nantes. Ce générateur développe une puissance maximale de 2 kW. Le second générateur est un micro-onde SAIREM<sup>®</sup> (Miribel, France) qui développe une puissance de 300 W. Comme ces deux dispositifs disposent d'une technologie très proche, seul le pilote SAIREM<sup>®</sup> (réf. GMP 03K/SM) est présenté dans la suite de l'étude.

Afin de réduire au maximum la longueur des liaisons, le générateur micro-onde se présente sous forme d'une alimentation en rack 19'. Le dispositif est composé d'un magnétron permettant de produire une tension électrique alternative transmise par un câble coaxial à une antenne placée en entrée du guide d'ondes. Le guide d'ondes assure le transport des ondes entre le générateur et l'applicateur. Le guide métallique de section rectangulaire est constitué de laiton, matériau bon conducteur d'électricité.

Au regard des dimensions internes du guide d'ondes ( $86 \text{ mm} \times 43 \text{ mm}$ ) à la fréquence de 2,45 GHz, la puissance micro-onde incidente est de la forme d'une demi sinusoïde avec un maximum de puissance au centre du produit (mode TE<sub>10</sub>).

A l'extrémité inférieure du guide, une charge à eau protège le magnétron en évitant les réflexions d'ondes vers ce dernier. Cette charge à eau est constituée d'un tube creux en téflon dans lequel circule de l'eau froide thermostatée en boucle fermée.

Le générateur et le guide d'ondes sont instrumentés par des capteurs de puissance incidente, réfléchie et transmise. Ces capteurs sont reliés à une centrale de mesure (Datalog 20, AOIP<sup>®</sup>) permettant l'enregistrement des paramètres au cours du temps. De même, les fibres optiques placées au sein de l'échantillon sont reliées à un système de mesure de température (Luxtron 790, Luxtron Corporation, Santa Clara, USA) lui même relié à la centrale de mesure AOIP<sup>®</sup>. La précision de la mesure de température par fibres optiques est de  $\pm$  0,5 °C. Au final, six paramètres sont mesurés en temps réel au cours du traitement par micro-ondes : 3 températures et 3 puissances. La figure III 1 présente une vue d'ensemble du dispositif utilisé pour les expérimentations.



figure III 1-Vue d'ensemble du dispositif pilote micro-onde avec les diverses instrumentations

# III.1.2. Mesure des puissances

Trois indicateurs de puissance permettent de suivre l'évolution du traitement thermique par micro-onde au cours du temps. La puissance incidente est affichée numériquement sur le rack principal. Son réglage s'effectue avec précision à l'aide d'un potentiomètre dix tours. Le capteur de puissance réfléchie est situé quant à lui derrière le rack principal et permet de mesurer la réflexion des ondes au sein du guide. Le capteur de puissance transmise est situé en sortie de l'applicateur juste avant la charge à eau. Ce capteur permet de mesurer la puissance micro-onde transmise à la charge à eau.

Chaque capteur de puissance est constitué d'un atténuateur de protection, un cristal et un cordon de liaison. Le signal reçu par chaque capteur est ensuite converti en un signal électrique et transmis au voltmètre. Un simple étalonnage tension puissance permet de déterminer la valeur de la puissance.

## III.1.3. Mesure des températures

L'utilisation de thermocouples est délicate dans un champ micro-ondes car le métal constitutif des sondes peut réfléchir et absorber les radiations émises. Ceci peut conduire à des décharges électriques si le système n'est pas correctement relié à la terre. D'autre part, l'usage de thermocouples au cours du chauffage par micro-ondes perturbe le champ électromagnétique et en conséquence la cartographie thermique au sein du produit.

Pour pallier ces problèmes d'ordre technologique, la thermométrie par fibre optique est la plus couramment utilisée pour suivre l'évolution de température au cours d'un traitement thermique par micro-ondes. Les fibres sont de nature non métalliques et en conséquence non conductrices d'électricité. Dans notre cas, un dispositif de thermométrie par fibre optique à fluorescence est utilisé. Ce type de système utilise la fluorescence du fluorogermanate de magnésium activé avec du manganèse tétravalent. Une faible quantité de ce matériau est collée à une des extrémités de la fibre optique, l'autre extrémité est reliée au système de traitement du signal. Ce système emploie une source de lumière riche en ultra violet ou lumière bleue afin d'activer le manganèse qui émet en retour une lumière rouge. La fibre optique sert alors uniquement au transport du signal lumineux jusqu'au système d'acquisition du signal. En émettant une lumière pulsée à intervalle de temps régulier, il est possible d'obtenir une précision de mesure de température allant jusqu'à environ 0,5 °C. Malgré les nombreux avantages de ce système de mesure en radiofréquence, il existe cependant quelques

inconvénients. Ils se répartissent en deux types ; le coût du système d'acquisition de mesure est relativement élevé et les fibres optiques doivent être manipulées ave précaution car elles sont très fragiles [1]. Elles sont en effet constituées d'un fil très mince de silice, enveloppé d'une couche de téflon (PFA). Malgré leur relative flexibilité, de simples contraintes mécaniques peuvent les endommager irrémédiablement.

# III.1.4. L'applicateur

Une pièce en laiton de section rectangulaire (86 mm × 43 mm) a été élaborée pour contenir dans toute sa section le produit d'épaisseur *L*. Cette pièce est fabriquée de manière à s'insérer avec les autres parties du guide d'ondes. Avant d'insérer le produit au sein de l'applicateur, il est nécessaire d'instrumenter la pièce. Une couche fine de polystyrène est disposée suivant chaque petit côté latéral de la paroi du guide. Cette couche doit être suffisamment fine (dimensions 43 mm × L × 2 mm d'épaisseur) pour ne pas perturber le champ électromagnétique lors du traitement par micro-ondes. Le but principal de la couche de polystyrène est de limiter les phénomènes de conductions dans les parois latérales du guide.

Les fibres optiques ne peuvent pas être insérées directement au sein du produit après élaboration car elles sont très fragiles et ne supporteraient pas les contraintes mécaniques lors de la congélation du gel. La pièce est donc instrumentée à l'aide d'aiguilles placées perpendiculairement à la direction de propagation des ondes dans des petites fentes percées sur les côtés de la pièce et à travers le polystyrène. Ces fentes sont positionnées latéralement de manière à y insérer les aiguilles à différentes profondeurs par rapport à la surface du produit. Il faut prendre soin de bien noter la position de chaque aiguille placée au sein de l'applicateur. En effet, ces mesures géométriques reflètent la position des sondes de température qui seront insérées par la suite dans les mêmes emplacements (figure III 2).



figure III 2-Schéma de l'applicateur instrumenté

# III.1.5. Préparation du gel

Le gel de tylose se compose d'eau déminéralisée (86,6 %), de poudre de méthylcellulose (Cellosize HEC QP-100MH ou Methocel<sup>®</sup>A4M FG, Dow Chemical Company, UK, à 13 %) et de sel de cuisine (0,4 %). La tylose est souvent utilisée en tant que produit alimentaire modèle pour des expérimentations car elle possède des propriétés thermophysiques et diélectriques semblables à celles de la viande [2-4]. Les propriétés diélectriques de la tylose peuvent aussi être facilement contrôlées par l'ajout de plus ou moins de sel dans la préparation initiale.

Le gel de tylose est préparé en mélangeant de manière la plus homogène possible la poudre de méthylcellulose à la solution d'eau salée. Les proportions indiquées correspondent à un bon compromis pour obtenir un gel suffisamment homogène et épais. Au-delà de 13 % de méthylcellulose, la préparation du gel de tylose devient délicate car la solidification est très rapide. Au cours de la préparation, les pourcentages massiques précédent doivent être suffisamment précis afin d'assurer une bonne reproductibilité des expériences.

Le protocole expérimental ci-dessous présente les différentes étapes nécessaires à la préparation du gel :

- Peser la quantité nécessaire d'eau déminéralisée dans un bécher.

- Peser la quantité de sel de cuisine nécessaire dans une coupelle.
- Rajouter le sel dans l'eau.
- Dissoudre le sel avec un agitateur magnétique de manière à ne plus avoir de trace de particules.
- Rajouter la poudre de méthylcellulose au sein du mélange d'eau salée en agitation.
  Commencer par verser de petites quantités de méthylcellulose afin de bien dissoudre progressivement la poudre au sein du liquide.
- Au fur et à mesure de l'addition de la poudre, un gel se forme et la viscosité de l'ensemble augmente rapidement. Il est nécessaire d'augmenter les doses de poudre progressivement afin d'éviter une solidification trop rapide au sein du bécher. En fin d'opération une prise en masse rapide du gel peut intervenir si l'addition de la poudre n'est pas assez rapide.
- Couler ensuite le gel obtenu au sein de l'applicateur rectangulaire (82 mm × 43 mm × L).
  La quantité de produit coulé est contrôlée par une balance qui mesure précisément la masse de gel ajouté. Un calcul préliminaire est nécessaire afin de connaître la masse de tylose désirée en fonction des caractéristiques géométriques du bloc et de sa masse volumique. Au final, l'échantillon préparé remplit la section du guide sur une épaisseur L.
- Placer ensuite la pièce contenant le gel solidifié au congélateur et/ou réfrigérateur en fonction de la température désirée. La durée du refroidissement est d'environ 24 heures de manière à obtenir une température initiale la plus homogène possible au sein de l'échantillon.
- Après refroidissement, retirer les aiguilles du produit et les remplacer par les trois fibres optiques. Lors du remplacement, il faut veiller à placer les fibres optiques dans la même position que les aiguilles préalablement insérées en suivant les « canaux » déjà creusés au sein de l'échantillon. Pour ceci, il est préférable de mesurer avec la meilleure précision possible la longueur à laquelle chaque fibre optique est insérée au sein du gel. La distance entre l'extrémité des sondes et la surface du produit est déterminée par rapport à la position des fentes latérales percées dans le guide. D'où la nécessité d'obtenir des "canaux" perpendiculaires à chaque petit côté durant l'opération de perçage.
- Quand l'opération est terminée, replacer la pièce contenant l'échantillon au congélateur ou réfrigérateur avec les fibres optiques de manière à rééquilibrer l'ensemble en température pendant au moins une heure.
- Pour démarrer les essais, la pièce contenant le bloc de tylose est retirée du congélateur ou réfrigérateur quand la température mesurée par les trois fibres optiques est très proche de la température initiale souhaitée.

 Quand la température au sein du bloc de tylose est suffisamment homogène, l'applicateur contenant le produit est disposé entre les autres parties du guide d'onde. Pour ceci, un dispositif pneumatique permet de fixer rapidement l'applicateur dans les brides du guide d'ondes.

# III.1.6. Expérimentations

La mesure de température au sein du gel de tylose est effectuée à l'aide des fibres optiques en trois points différents dont la position est notée précisément. Une couche d'isolant de 20 mm d'épaisseur entoure le guide d'ondes métallique afin d'isoler thermiquement l'ensemble de l'applicateur (figure III 3). Une fois que le dispositif est installé et sécurisé, le traitement micro-onde peut commencer à puissance incidente préalablement fixée. L'enregistrement des températures et des puissances est effectué toutes les deux secondes par une centrale de mesure reliée à un micro-ordinateur par liaison série type RS 232.



figure III 3-Applicateur expérimental et schéma du dispositif de traitement

Deux types d'expériences sont menés : en phase congelée puis en phase décongelée. Pour les essais en phase congelée, la température initiale du bloc de tylose est fixée aux environs de - 20 °C. Le traitement micro-onde est réalisé tant que la sonde la plus proche de la surface du produit ne dépasse pas - 2 °C de manière à éviter la fusion du produit. Pour la phase congelée, la fusion du produit n'est pas étudiée en détail pour s'affranchir de la variation brusque des propriétés diélectriques lors du changement d'état.

Pour les essais en phase décongelée, la température initiale du bloc est égale à environ 5 °C. Le traitement micro-onde est réalisé tant que la sonde la plus proche de la surface du produit ne dépasse pas 40 °C. Plusieurs essais sont réalisés dans chaque phase séparée de manière à obtenir une bonne répétabilité de mesure de température au cours du traitement micro-onde. A chaque essai, un nouveau bloc de tylose est préparé au sein du moule d'après le protocole de préparation décrit précédemment.

Notons aussi que des expériences complémentaires sont menées pour étudier le procédé de décongélation par micro-ondes. Pour ceci, la température initiale du bloc de tylose est fixée à - 20 °C et le traitement micro-onde est stoppé dès que la sonde de température la plus proche de la surface atteint des valeurs d'environ 50 °C.

#### **III.2. DETERMINATION DES PROPRIETES THERMOPHYSIQUES**

Les propriétés thermophysiques du gel de tylose sont la masse volumique  $\rho$ , la conductivité thermique *k* ainsi que la chaleur spécifique apparente  $Cp_{app}$ .

## III.2.1. Capacité calorifique massique

La capacité calorifique de la tylose est mesurée en fonction de la température sur une plage variant de - 25 °C à 40 °C. La chaleur spécifique massique est mesurée expérimentalement par un calorimètre à balayage différentiel (DSC Pyris 6, Perkin Elmer, France). Le principe de la méthode consiste à prélever une petite quantité de tylose (10 - 12 mg) et de la placer dans une capsule sertie et étanche. Cette capsule, ainsi qu'une capsule de référence vide, sont disposées dans deux compartiments identiques de l'appareil. L'échantillon est alors refroidi in situ jusqu'à - 25 °C puis est décongelé à vitesse constante de 0,1 °C.min<sup>-1</sup> jusqu'à 40 °C. Au cours du processus de fonte de l'eau congelée, le flux calorimétrique différentiel entre les deux capsules (échantillon + référence) est enregistré. La courbe correspondant à la capacité calorifique apparente du gel de tylose est déterminée pour chaque température d'après la relation suivante :

$$Cp_{app} = \frac{\Delta q}{\tau M}$$
(III. 1)

Où  $\Delta q$  est le flux calorimétrique différentiel (W),  $\tau$  est la vitesse de chauffage (°C.s<sup>-1</sup>) et *M* est la masse de l'échantillon (kg).

La courbe expérimentale ainsi obtenue prend en compte la chaleur sensible et la chaleur latente de fusion de la tylose lors du changement d'état (figure III 4). L'enthalpie totale H' du changement de phase correspond à l'aire comprise entre la ligne de base et la courbe du signal calorimétrique expérimentale.



figure III 4-Courbe expérimentale de la chaleur spécifique massique du gel de tylose en fonction de la température

La courbe expérimentale de la capacité calorifique apparente en fonction de la température est modélisée par des portions issues de régressions linéaires et exponentielles des données [5] (tableau III. 1 et figure III 5). L'aire sous la courbe expérimentale et celle obtenue par la modélisation doivent être égales car cette surface reflète l'enthalpie totale du produit.

tableau III. 1-Evolution de la capacité calorifique apparente de la tylose en fonction de la température, d'après Akkari et al. [5]

| Température, T<br>(°C) | T < - 10        | - $10 \le T \le$ - 2,6 | $-2,6 < T \le -1,1$ | - 1,1 < T < - 0,5  | T≥-0,5    |
|------------------------|-----------------|------------------------|---------------------|--------------------|-----------|
| Chaleur                |                 |                        |                     |                    |           |
| spécifique             | $0,0529 \times$ | 31,785 $	imes$         | 33,278 × T          | $-110.92 \times T$ | 0,0037 ×  |
| apparente, $Cp_{app}$  | T + 3,784       | exp (0,231 × T)        | + 103,71            | - 48,561           | T + 3,683 |
| $(kJ.kg^{-1}.K^{-1})$  |                 |                        |                     |                    |           |



figure III 5-Modélisation de la chaleur spécifique massique du gel de tylose en fonction de la température

# III.2.2. Conductivité thermique

La conductivité thermique de la tylose varie suivant l'état du produit (congelé ou décongelé). L'hypothèse est de considérer des valeurs quasi constantes de *k* dans ces deux états. D'après la littérature, la conductivité thermique de la tylose est proche de celle de la viande en phase congelée et décongelée [2, 3, 6]. Pour de la tylose à 77 % d'eau en masse, le tableau III. 2 répertorie la conductivité thermique assimilée égale à k = 1,3 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> en phase congelée et k = 0,5 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> dans la phase décongelée [3]. Dans la littérature, la température de transition de phase de la tylose est supposée proche de celle de la viande et égale à -1 °C [2].

| phase                          | congelée | décongelée |
|--------------------------------|----------|------------|
| Conductivité thermique tylose, |          |            |
| 77 % d'eau                     | 1,3      | 0,5        |
| $k_{l}, W.m^{-1}.K^{-1}$       |          |            |

tableau III. 2-Conductivité thermique de la tylose à 77 % d'eau en fonction de la température

Selon une étude précédente menée par Akkari et al. [5], les méthodes inverses ont été utilisées avec succès pour déterminer la conductivité thermique de la tylose à 86,6 % en masse d'eau

en fonction de la température sur une plage de -  $20 \,^{\circ}$ C à  $50 \,^{\circ}$ C [5]. Dans ce cas, la relation obtenue qui lie la conductivité thermique de la tylose à la température est la suivante :

$$k_2(T) = \frac{1,4325}{1 + \exp(1,3794 \times T(^{\circ}C) + 5,7945)} + 0,5187$$
(III. 2)

La conductivité thermique est tracée sur la figure III 6 en fonction de la température.



figure III 6-Conductivité thermique de la tylose à 86,6 % d'eau en fonction de la température, d'après Akkari et al. [5]

Le tableau III. 2 ainsi que la figure III 6 montrent que le pourcentage d'eau (77 % ou 86,6 %) dans la tylose influe peu sur les valeurs de la conductivité thermique en phase décongelée. A l'inverse, c'est en phase congelée que les variations sont plus importantes (1,95 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> d'après Akkari et al. [5] contre 1,3 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> d'après Taoukis et al. [3]). En phase congelée, l'influence des deux valeurs de conductivité thermique sur les profils de température lors du traitement par micro-ondes sera mise en évidence dans la suite de l'étude (voir chapitre 4).

#### III.2.3. Masse volumique

La méthode utilisée consiste à mesurer le volume occupé par une masse mesurée de tylose à une température donnée. Une masse de tylose est alors pesée précisément et placée dans une éprouvette graduée. L'échantillon est amené à différentes températures et le volume occupé par l'échantillon est mesuré. Plusieurs mesures ont été effectuées afin d'obtenir l'évolution de

la masse volumique moyenne des échantillons en fonction de la température. Par cette méthode, il est possible de connaître la masse volumique de la tylose pour différents états physiques (congelé ou décongelé). La masse volumique est mesurée en fonction de la température pour deux températures : - 20 °C et 25 °C. Les résultats sont présentés dans le tableau III. 3 ci contre.

tableau III. 3-Masse volumique expérimentale du gel de tylose en fonction de la température

| Température (°C)                              | T = - 20 °C | T = 25 °C |
|---|-------------|-----------|
| Masse volumique, $\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> ) | 960         | 1068      |

La masse volumique de la tylose augmente légèrement avec la température ( $\approx 10$  % de - 20 °C à 25 °C). Cependant une simple évolution par palier entre la phase congelée et la phase décongelée ne semble pas représenter une réalité physique. D'après la figure III 4, la capacité calorifique apparente du gel commence à augmenter à partir de - 10 °C avant le changement d'état du produit. Afin de tenir compte de l'augmentation graduelle de la masse volumique avec la température en phase congelée, un spline cubique (*SC*) est utilisé à partir de - 10 °C jusqu'à la température finale de changement d'état fixée à - 1 °C [2] (figure III 7).

Comme les valeurs de la masse volumique en phases congelée et décongelée sont très proches (10 % d'écart relatif), notons que le choix de la plage de température correspondant au spline cubique n'influence pas les résultats dans la gamme [- 20 °C ; - 1 °C].



figure III 7-Masse volumique de la tylose sur la plage de température de - 20 °C à 20 °C

# **III.3. DETERMINATION DES PROPRIETES DIELECTRIQUES**

## III.3.1. Méthodes de mesure

La mesure des propriétés diélectriques est une étape importante lors de l'étude des interactions entre les micro-ondes et la matière. La connaissance de ces propriétés permet de suivre le comportement de matériaux soumis à des changements physiques ou chimiques. Au cours du siècle précédent, plusieurs techniques ont été mises au point pour mesurer les propriétés diélectriques, plus particulièrement dans le cas de produit alimentaires. La littérature est abondante concernant les techniques de mesure des propriétés diélectriques. Le lecteur pourra se référer plus particulièrement à la revue proposée par Venkatesh et al. [7]. Chaque méthode de mesure existante est plus ou moins adaptée suivant le type de matériau à caractériser, la précision souhaitée ainsi que la fréquence utilisée.

Sur le marché, il existe des analyseurs de réseaux vectoriels (Vector Network Analyser ou VNA) dédiés à des études complexes de propriétés diélectriques. Leur facilité d'utilisation ainsi que leur polyvalence en font un facteur de choix important. Malgré tout, l'inconvénient majeur de ce type d'appareil est son coût d'investissement qui reste très élevé. Ce type d'appareillage est donc nécessaire uniquement pour des études spécifiques poussées qui nécessitent une étude paramétrique importante [8].

Pour des études à plus faibles coûts, il existe des méthodes de laboratoire permettant de mesurer les propriétés diélectriques. D'après Nyfors et al. [9], ces méthodes se déclinent en trois groupes principaux : la cavité résonnante, la ligne de transmission ou encore la méthode à espace libre. Les méthodes les plus couramment rencontrées sont présentées.

### III.3.1.1. Cavité résonnante

La méthode de la cavité est une méthode éprouvée depuis plusieurs années [10] et a fait l'objet d'une publication, en terme d'utilisation, plus récente [11]. Cette technique est souvent utilisée pour mesurer les propriétés diélectriques de matériaux homogènes [12]. Ses principaux avantages sont la simplicité de mise en oeuvre, sa fiabilité ainsi que la possibilité de travailler sur des gammes larges de température. Cette méthode est aussi particulièrement bien adaptée dans le cas où les propriétés diélectriques sont faibles [13]. Elle permet la caractérisation non destructive de matériaux diélectriques se présentant sous forme de plaques de faible épaisseur.

Les cavités résonnantes sont caractérisées par des champs électromagnétiques en modes TM (transverse magnétique) ou TE (transverse électrique). La méthode est basée sur le déphasage de la fréquence de résonance et sur le changement des caractéristiques d'absorption de la cavité résonante dû à la présence d'un échantillon cible. La mesure est réalisée en plaçant un échantillon au centre du guide d'ondes (rectangulaire ou circulaire) qui a été élaboré préalablement au sein de la cavité (figure III 8).



figure III 8-Schéma de principe de la méthode de perturbation en cavité, d'après Venkatesh et al. [7]

L'insertion de l'échantillon au sein de la cavité provoque des changements en amplitude et en largeur du pic de résonance. Dans le cas d'une cavité résonnante remplie par le matériau à analyser, la constante diélectrique est alors déterminée en notant les changements de la fréquence de résonance [14]. Le facteur de pertes est quant à lui déterminé à partir des variations du facteur de qualité (rapport de l'énergie stockée à l'énergie dissipée) quand la cavité est vide et remplie par l'échantillon. Notons que l'erreur de mesure en pourcentage sur les épaisseurs de l'échantillon induit le même ordre de grandeur d'incertitude sur la permittivité réelle du matériau. Les expressions suivantes permettent de déterminer les propriétés diélectriques à partir des mesures réalisées dans la cavité [7].

Pour une cavité remplie par l'échantillon :

$$\mathcal{E}' = \left(\frac{f_0}{f_s}\right)^2 \tag{III. 3}$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{\prime\prime} = \left(\frac{1}{G_s} - \frac{1}{G_0} \sqrt{\frac{f_0}{f_s}}\right) \left(\frac{f_0}{f_s}\right)^2 \tag{III. 4}$$

$$G_0 = \frac{f_0}{f_{0(3dB)}} \qquad \qquad G_s = \frac{f_s}{f_{s(3dB)}}$$
(III. 5)

Pour une cavité partiellement remplie :

$$\mathcal{E}' = \frac{1}{2} \left( \frac{f_0}{f_s} - 1 \right) \frac{V_c}{V_s} - 1$$
(III. 6)

$$\varepsilon'' = \frac{1}{4} \left( \frac{1}{G_s} - \frac{1}{G_0} \right) \frac{V_c}{V_s}$$
(III. 7)

 $G_0$ : facteur de qualité dans le cas où la cavité est vide  $G_s$ : facteur de qualité dans le cas où la cavité est remplie  $f_0$  (3 dB) : bande de fréquence à 3 dB pour la cavité vide  $f_s$  (3 dB) : bande de fréquence à 3 dB pour la cavité pleine  $V_s$  : volume de l'échantillon  $V_c$  : volume de la cavité

La taille de la cavité doit être adaptée à la fréquence de l'étude à réaliser. Plus la fréquence est élevée, plus petite doit être la cavité. Une calibration est nécessaire pour chaque cavité mais une fois que le réglage est fait les calculs sont rapides. Cette méthode de mesure est relativement adaptable à la fois pour les hautes températures (au dessus de 140 °C) mais aussi aux basses températures (- 35 °C) [15, 16].

Pour les matériaux solides, la méthode la plus simple consiste à élaborer préalablement le produit dans une sorte de moule en quartz ou en borosilicate. Notons que le verre ordinaire ne doit pas être utilisé pour la mesure. Le papier et le plastique peuvent être aussi utilisés. Aussi, la paroi du substrat contenant le produit à analyser doit être la plus fine possible. Pour des échantillons semi solides (ex : gel de tylose), la préparation peut être réellement délicate. Le plus souvent il est préférable de remplir le moule par coulée avant solidification du produit dans la masse. Dans la suite des opérations, il faut aussi contrôler la température de l'échantillon de manière à ce qu'il ne change pas d'aspect en fonction de la température.

Un résonateur, partiellement ou complètement rempli par la substance à analyser peut aussi être utilisé pour mesurer la permittivité. Ce résonateur est préalablement calibré avec des matériaux dont les propriétés diélectriques sont connues (par exemple des solvants organiques tels que le méthanol, l'éthanol...). La gamme de fréquence possible commence à partir de 50 MHz jusqu'à plus de 100 GHz.

La permittivité du matériau peut aussi être mesurée sans la présence du résonateur en plaçant directement l'échantillon à analyser au sein du guide d'ondes. Dans ce cas, on se rapproche de la technique à ligne de transmission. Cette dernière peut s'appliquer à tous les liquides et les matériaux solides, à l'exception des gaz qui possèdent une permittivité trop faible. Le seul problème de cette méthode réside dans la difficulté de préparer les échantillons s'ils sont solides [7].

## III.3.1.2. Sonde coaxiale

Cette méthode a été expérimentée par Stuchly [17] et s'inspire de la méthode à ligne de transmission. Le principe consiste à calculer les propriétés diélectriques à partir de la phase et de l'amplitude du signal réfléchi au bout d'une sonde coaxiale insérée au sein de l'échantillon à analyser (figure III 9).



figure III 9-Schéma de principe de la méthode à sonde coaxiale, d'après Venkatesh et al. [7]

Les sondes typiques sont câblées sur une ligne coaxiale d'environ 3 mm de diamètre. La ligne coaxiale possède un embout sensible au signal réfléchi par le matériau. Cet embout est mis en

contact avec la substance à analyser sur une surface plane du solide. Un champ local se développe autour de la sonde sur une distance équivalente à 1 ; 1,5 fois le diamètre de la sonde. Dans le cas d'un liquide, la sonde est immergée à l'intérieur.

La mesure du coefficient de réflexion  $\Gamma$  permet de calculer l'admittance de la charge  $Y_L$  connaissant l'admittance caractéristique de la sonde  $Y_0$ .

$$Y_{L}(\boldsymbol{\varpi}, \boldsymbol{\varepsilon}) = Y_{0} \frac{1 - \Gamma(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\varepsilon})}{1 + \Gamma(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\varepsilon})}$$
(III. 8)

Ensuite, selon les paramètres du modèle, la permittivité du matériau est déterminée à partir de l'équation suivante :

$$Y_{L}(\omega,\varepsilon) = j\varpi C_{i} + i\varpi C_{0}\varepsilon + jA\varpi^{3}\varepsilon^{2} + B\varpi^{4}\varepsilon^{2.5}$$
(III. 9)

Où A, B et C sont des coefficients propres à la méthode de mesure.

La méthode est relativement facile à mettre en œuvre et il est possible de mesurer les propriétés diélectriques sur une gamme de fréquence allant de 500 MHz à 110 GHz. Cette technique est donc valable pour les fréquences les plus utilisées en ingénierie micro-onde, à savoir, 915 MHz et 2450 MHz. Une attention toute particulière doit être cependant portée aux erreurs de mesure possibles à basses ou hautes fréquences, mais aussi pour de faibles valeurs de constante diélectrique et facteur de pertes.

Ainsi, la fiabilité de la méthode est moins bonne pour des substances dont les propriétés diélectriques sont faibles [8]. Les résultats donnés par cette méthode dans le cas de faibles diélectriques (matières grasses telles que l'huile) sont donc à interpréter avec prudence. On préfère utiliser cette méthode pour de forts diélectriques dont le facteur de pertes est supérieur à 1 [18]. Cette technique est aussi sujette à des erreurs de mesure dans le cas où il existe des variations de densité importantes au sein du matériau ou alors s'il existe des bulles d'air non détectées entre le bout de la sonde et l'échantillon [7]. Enfin, pour des mesures réalisées en dehors de la température de calibration de l'appareil, la fiabilité de la mesure doit être discutée. La méthode à sonde coaxiale a été utilisée avec succès pour des liquides et des produits semi solides tels que les matrices alimentaires [19].

III.3.1.3. Transmission en guide d'ondes ou ligne coaxiale

Dans la méthode à ligne de transmission, un échantillon de la substance à analyser est placé au sein de la ligne (figure III 10). Les propriétés diélectriques sont alors mesurées à partir de la phase et de l'amplitude de l'onde réfléchie par l'échantillon placé en sortie de la ligne de transmission court-circuitée (guide d'ondes ou ligne coaxiale).



figure III 10-Schéma de principe de la méthode à ligne de transmission, d'après Venkatesh et al. [7]

L'épaisseur de l'échantillon doit être à peu près égale au quart de la longueur d'onde relative à l'énergie ayant pénétrée au sein de l'échantillon. Dans ces conditions, le déphasage de la longueur d'onde est directement lié à la constante diélectrique.

Bien que cette méthode soit plus fiable que la méthode à sonde coaxiale, elle possède une gamme de fréquence plus réduite. Dans le cas d'une structure type guide d'ondes, il est nécessaire d'élaborer des échantillons qui conviennent aux dimensions du guide d'ondes à la fréquence voulue. Pour une ligne coaxiale, un échantillon de section annulaire est nécessaire. Comme la substance doit remplir la section de la ligne de transmission (coaxiale ou rectangulaire), la préparation de l'échantillon reste délicate [8]. Cette méthode de mesure est particulièrement bien adaptée aux liquides et fluides visqueux en prenant soin de rajouter un support en sortie de la ligne de transmission verticale [7].

# III.3.2. Propriétés diélectriques de la tylose

### III.3.2.1. Littérature

Dans la littérature, plusieurs valeurs de propriétés diélectriques de la tylose et de la viande sont disponibles en fonction de leur teneur en eau. Basak et al. [20] rapportent les propriétés diélectrique d'un gel de tylose à 77 % d'eau en phase congelée et décongelée :  $\varepsilon_r' = 6$ ;  $\varepsilon_r'' = 1,5$  en phase congelée et  $\varepsilon_r' = 50$ ;  $\varepsilon_r'' = 17$  en phase décongelée. Dans cette étude, les propriétés diélectriques de la tylose sont considérées indépendantes de la température dans les phases congelées et décongelées. Des études menées précédemment ont montré que c'est une bonne approximation à la fréquence de 2450 MHz [21]. Ces valeurs de propriétés diélectriques sont issues d'une étude publiée par Taoukis et al. [3] et ont aussi été réutilisées par Pangrle et al. [2].

Zhang et al. [4] rapportent les propriétés diélectriques de la tylose à différents pourcentages de sel. Ainsi, à température ambiante et suivant le pourcentage de sel dans la préparation initiale, les propriétés diélectriques de la tylose changent. Le tableau III. 4 montre l'influence de l'état du produit et de sa composition sur les valeurs des propriétés diélectriques pour l'eau et la tylose.

|                | constante    | facteur   | état             | $T_{ref}$ (°C) | source             |
|----------------|--------------|-----------|------------------|----------------|--------------------|
|                | diélectrique | de pertes | physique         |                | bibliographique    |
| eau distillée  | 77,4         | 9,2       | liquide          |                |                    |
| eau + 1 % NaCl | 77,1         | 23,6      |                  | 24             | Buffler [22]       |
| eau + 5 % NaCl | 67,5         | 71,1      |                  |                |                    |
| glace          | 3,2          | 0,003     | solide congelé   | 0              |                    |
| tylose         | 6            | 1,5       |                  |                |                    |
| tylose         | 50           | 17        | solide décongelé |                | Taoukis et al. [3] |
| tylose 0 % sel | 58           | 17,5      |                  |                |                    |
| tylose 2 % sel | 54,8         | 29,6      |                  | 20             | Zhang et al. [4]   |
| tylose 4 % sel | 50,2         | 38,4      |                  |                |                    |

tableau III. 4-Propriétés diélectriques de l'eau et de la tylose à 77 % d'eau

On constate ici la grande sensibilité des propriétés diélectriques à divers paramètres plus ou moins contrôlés lors d'une étude expérimentale. Plus particulièrement, on note une diminution

de la constante diélectrique et une augmentation du facteur de pertes avec la teneur en sel dans le produit. La tylose utilisé dans cette étude est constituée de 86,6 % d'eau et 0,4 % de sel, ce qui ne correspond à aucune des valeurs de propriétés diélectriques présentées dans le tableau. Par conséquent, le recourt à la mesure expérimentale de ces propriétés est nécessaire afin de caractériser au mieux le produit modèle utilisé.

#### III.3.2.2. Phase congelée

La littérature ne rapporte seulement que les propriétés diélectriques de la tylose à 77 % d'eau en phase congelée [2, 3, 20]. Dans cette étude, la tylose utilisée est élaborée à partir de 86,6 % d'eau. La mesure expérimentale de ces propriétés est particulièrement délicate en phase congelée. Comme les propriétés diélectriques de la tylose sont faibles aux températures négatives [2], la technique la plus adaptée pour caractériser les paramètres diélectriques est la méthode en cavité résonnante. Cependant, au regard de la structure complexe du gel, il n'a pas été jugé nécessaire de développer une méthode de mesure dédiée aux propriétés diélectriques en phase congelée. Ces propriétés sont alors déterminées par une approche novatrice qui consiste à utiliser des techniques inverses permettant d'estimer les propriétés diélectriques à partir de mesures de température au sein du gel congelé et au cours du traitement par micro-ondes. Le chapitre 4 illustre le principe de ces méthodes inverses ainsi que les principaux résultats obtenus.

### III.3.2.3. Phase décongelée

Pour simplifier l'étude, la mesure des propriétés diélectriques a uniquement été réalisée sur de la tylose à température ambiante (environ 20 °C). Afin de limiter le temps de développement d'une méthode de mesure, la méthode à sonde coaxiale a été choisie par souci de simplicité et d'obtention de résultats rapides. Les principes fondamentaux de cette méthode de mesure ont été évoqués précédemment.

Six échantillons de tylose ont été préparés dans les mêmes conditions et placés dans des piluliers cylindriques de diamètre 35 mm et hauteur 70 mm. Une attention toute particulière a été portée lors de la coulée du gel dans chaque pilulier afin de limiter au maximum la présence de bulles d'air au sein du produit. La sonde coaxiale (kit de caractérisation Agilent 85070E – option 030 - sonde"slim form") a été mise au contact de chaque échantillon de tylose (figure III. 11).

### Chapitre III : Matériels et méthodes



figure III. 11-Kit de caractérisation 85070E, d'après http://www.home.agilent.com/agilent/, avril 2008

Comme le gel est relativement mou, la sonde peut être insérée environ 5 mm sous la surface de l'échantillon. Il faut veiller à obtenir une surface la plus plane et régulière possible lors de la mesure. Les mesures ont été réalisées à fréquence constante de 2,45 GHz et à température ambiante de 21,5 °C. Le tableau III. 5 répertorie les résultats de mesure pour chacun des six échantillons. Les mesures ont été réalisées par le laboratoire Micro et Nanotechnologies pour composants Optoélectroniques et Micro-ondes (MINACOM-UMR 6172-Université de Limoges) qui possède une expertise dans le domaine des radiofréquences depuis plusieurs années.

| f = 2450 MHz    | constante diélectrique, $\mathcal{E}_r$ ' | facteur de pertes, $\mathcal{E}_r$ " |
|-----------------|---|--------------------------------------|
| échantillon nº1 | 60,6                                      | 17,5                                 |
| échantillon nº2 | 50,6                                      | 14,2                                 |
| échantillon nº3 | 64,1                                      | 18,3                                 |
| échantillon nº4 | 65,0                                      | 18,6                                 |
| échantillon n°5 | 63,1                                      | 18,0                                 |
| échantillon nº6 | 51,5                                      | 14,4                                 |
| Moyenne         | 59,2                                      | 16,8                                 |
| ECART TYPE      | 6,5                                       | 1,9                                  |

tableau III. 5-Résultats de mesure de propriétés diélectriques du gel de tylose à 21,5 °C

La répartition des valeurs montre la difficulté de mesure des propriétés diélectriques en phase décongelée. Pour les six échantillons de tylose, la répartition des propriétés diélectriques autour des valeurs moyennes est importante. Ceci est d'autant plus valable pour la partie

#### Chapitre III : Matériels et méthodes

réelle de la permittivité. Ces résultats expérimentaux montrent aussi que la mesure est très sensible à des facteurs souvent mal contrôlés par l'expérimentateur. En effet, les différents gels de tylose préparés ont été soigneusement élaborés afin d'obtenir un produit fini le plus homogène possible sans bulles d'air à l'intérieur. Cependant, au regard de la forte incertitude sur les valeurs des propriétés diélectriques, d'autres facteurs doivent influencer la mesure. En particulier, la densité du produit est supposée jouer un rôle important lors de la mesure. Il est très délicat de contrôler cette densité locale au sein du gel et on peut supposer que lors de la coulée, il existe un gradient de densité tout au long de la hauteur du pilulier. Comme la méthode employée est particulièrement sensible aux variations de densité, le gradient de concentration qui s'établit dans chaque pilulier peut être à l'origine de la mauvaise répétabilité des résultats de mesure.

En comparant les moyennes des propriétés diélectriques de la tylose (86,6 % d'eau ; 0,4 % de sel) aux valeurs de la littérature, les valeurs expérimentales sont proches de celles déjà obtenues sur de la tylose à 77 % d'eau et 0 % de sel. Ainsi, pour deux pourcentages de sel très proches, les propriétés diélectriques de la tylose ne semblent pas varier beaucoup en fonction du pourcentage d'eau. Ceci est particulièrement illustratif du caractère hygroscopique du gel de tylose. Le gel de tylose peut être considéré comme un produit hygroscopique, c'est-à-dire qu'il est constitué majoritairement d'eau liée (http://www.patentstorm.us/patents/5753308-description.html, avril 2008). En conséquence, les propriétés diélectriques de ce type de gel varient peu avec la teneur en eau. Ce résultat doit cependant être nuancé car les moyennes expérimentales des propriétés diélectriques obtenues sont à mettre en relation avec les écarts type de la mesure.

## III.3.3. Propriétés diélectriques du polystyrène

Une caractérisation fine du polystyrène a été effectuée en cavité résonnante. A la fréquence de 2,45 GHz, les dimensions de la plaque analysée doivent respecter les spécifications suivantes : L = 200 mm, l = 200 mm pour une épaisseur maximale égale à 8 mm. Dans notre cas, la plaque de polystyrène analysée possède une épaisseur de 2 mm. Plus l'échantillon à caractériser est plan et de forme régulière, plus la précision de la mesure de permittivité est augmentée. La répartition du champ électrique dans une cavité résonnante est telle que le maximum de champ se trouve à environ la moitié du rayon de la cavité (à mi-hauteur, au niveau de l'échantillon). Il est alors raisonnable de considérer que l'épaisseur de l'échantillon doit être mesurée dans la zone proche de ce maximum de champ (figure III 12).



figure III 12-Cavité résonnante pour la mesure de la permittivité de la plaque de polystyrène

Les résultats de mesures présentés dans le tableau III. 6 permettent de remonter aux valeurs de la constante diélectrique et du facteur de pertes de la plaque de polystyrène utilisée. Les mesures ont été réalisées par le laboratoire Micro et Nanotechnologies pour composants Optoélectroniques et Micro-ondes (MINACOM-UMR 6172-Université de Limoges).

| <i>f</i> = 2450 <i>MHz</i> | constante diélectrique, $\mathcal{E}_r$ ' | tan δ                |
|----------------------------|---|----------------------|
| MOYENNE                    | 1,05                                      | 3,3×10 <sup>-4</sup> |
| ECART TYPE                 | 0,03                                      | 3×10 <sup>-5</sup>   |

tableau III. 6-Propriétés diélectriques du polystyrène

Les résultats de mesure montrent que les propriétés diélectriques de la plaque de polystyrène sont très proches de celles du vide ( $\varepsilon_r \approx 1$  et  $\varepsilon_r \approx 0$ ). L'écart type sur la mesure est très faible ce qui montre la bonne répétabilité de la méthode en cavité résonnante pour ce type d'échantillon.

# **III.4.** CONCLUSION

Ce chapitre présente une vue d'ensemble du dispositif pilote micro-onde qui sert aux expérimentations. Les diverses instrumentations du système permettent de suivre l'évolution de nombreux paramètres dont le plus important est la température au sein du produit traité. En

effet, c'est l'évolution thermique du produit au cours du temps qui va illustrer la qualité du traitement par micro-ondes. La double caractérisation des propriétés thermophysiques et diélectriques de la tylose permet aussi de mieux appréhender les interactions entre les ondes et la matière. La détermination des propriétés physiques du produit est sans doute l'étape la plus délicate de l'étude. Dans la majeure partie des cas, la connaissance des propriétés diélectriques est nécessaire afin de prédire la génération de chaleur au sein du produit. Or, les valeurs de ces paramètres diélectriques sont très sensibles aux conditions opératoires. La suite de l'étude va donc consister à caractériser cette sensibilité grâce au développement d'un modèle thermique et électromagnétique au sein d'un milieu multiphasique. Pour valider expérimentalement les résultats de simulation, des mesures de température au sein du produit ont été réalisées à l'aide du pilote micro-onde mis à disposition.

# **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1] A.K. Datta and R.C. Anantheswaran, *Handbook of Microwave Technology for Food Applications*. Taylor & Francis Group ed, ed. C. Press. 2001, Boca Raton, Florida. 511.
- [2] B.J. Pangrle, et al., Microwave thawing of lossy dielectric materials, *Chemical Engineering Communication*, 112 (1992) 39-53.
- [3] P. Taoukis, et al., Mathematical Modeling of Microwave Thawing by the Modified Isotherm Migration Method, *Journal of Food Science*, 52 (1987) 455.
- [4] H. Zhang and A.K. Datta, Heating Concentrations of Microwaves in Spherical and Cylindrical Foods: Part Two: in a Cavity, *Food and Bioproducts Processing, Trans IChemE, Part C*, 83 (C1) (2005) 14-24.
- [5] E. Akkari, S. Chevallier, and L. Boillereaux, A 2D non-linear "grey-box" model dedicated to microwave thawing: Theoretical and experimental investigation, *Computers & Chemical Engineering*, 30 (2) (2005) 321-328.
- [6] X. Zeng and A. Faghri, Experimental and Numerical Study of Microwave Thawing Heat Transfer of Food Materials, *ASME Trans. J. Heat Transfer*, 116 (1994) 446.
- [7] M.S. Venkatesh and G.S.V. Raghavan, An overview of dielectric properties measuring techniques, *Canadian Biosystems Engineering*, 47 (2005).
- [8] S. Engelder and C.R. Buffler, Measuring dielectric properties of food products at microwave frequencies, *Microwave World*, 12 (2) (1991) 6-15.
- [9] E.G. Nyfors and P. Vainikainen, *Industrial Microwave Sensors*, ed. A.H.M. Library. 1989. 364.
- [10] P. Guillon and Y. Garault, Complex permittivity of MIC substrate, *Archiv fuer Elektronik und Uebertragungstechnik*, 35 (1981) 102-104.
- [11] D.C. Thompson, et al., Characterization of Liquid Crystal Polymer (LCP) Material and Transmission Lines on LCP Substrates from 30-110 GHz, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52 (4) (2004) 1343-1352.
- [12] A.C. Metaxas and R.J. Meridith, *Industrial microwave heating*. 1983: London: Peter Peregrinus Ltd.
- [13] M. Kent and E. Kress-Rogers, Microwave moisture and density measurements in particulate solids, *Transactions of the Institute of Measurements and Control (IMC)*, 8 (3) (1986) 167-168.
- [14] L. Estel, et al., Microwaves thermal conditioning of preforms, *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 47 (3) (2008) 390-395.
- [15] T. Ohlsson and N.E. Bengtsson, Dielctric food data for MW sterilization processing, *Journal of Microwave Power*, 10 (1) (1975) 93-108.
- [16] N.E. Bengtsson and P.O. Risman, Dielectric properties of food at 3GHz as determined by a cavity perturbation technique. II. Measurements on food materials, *Journal of Microwave Power*, 6 (2) (1971) 107-123.
- [17] M.A. Stuchly and S.S. Stuchly, Dielectric properties of biological substances -Tabulated, *Journal of Microwave Power*, 15 (1980) 19-26.
- [18] N.I. Sheen and I.M. Woodhead, An open-ended coaxial probe for broad-band permittivity measurement of agricultural products, *Journal of Agricultural Engineering Research*, 74 (1999) 193-202.
- [19] D.V. Blackham and R.D. Pollard, An improved technique for permittivity measurements using a coaxial probe, *IEEE Transactions of Instrumentation and Measurement*, 46 (5) (1997) 1093-1099.

- [20] T. Basak and K.G. Ayappa, Analysis of Microwave Thawing of Slabs with Effective Heat Capacity Method, *AICHE journal*, 43 (1997) 1662-1674.
- [21] K.G. Ayappa, et al., Analysis of microwave heating of materials with temperature dependent properties, *AIChE Journal*, 37 (3) (1991) 313-322.
- [22] C.R. Buffler, *Microwave cooking and processing*, ed. A. Avi. 1993, New York.

# CHAPITRE IV: TRAITEMENT THERMIQUE EN MILIEU MULTIPHASIQUE

# IV.1. DEFINITION DU MODELE 3D

La présente étude consiste à modéliser le traitement thermique par micro-ondes d'un produit qui remplit la section d'un guide d'ondes en mode fondamental TE<sub>10</sub>. Les chapitres précédents ont permis de poser la problématique du traitement thermique par micro-ondes en s'attardant sur des aspects de modélisation du procédé et de description des appareillages. L'objectif de ce chapitre est à présent de développer un modèle complet permettant de prédire la distribution de température dans le produit au cours du chauffage par micro-ondes dans un guide d'ondes monomode. Pour ceci, l'étude est séparée en plusieurs parties. Tout d'abord, le modèle est élaboré dans une configuration aussi proche de la réalité, c'est-à-dire dans les trois dimensions de l'espace. Par la suite, plusieurs simplifications géométriques sont proposées en fonction des conditions opératoires du procédé. L'influence des propriétés thermophysiques et diélectriques sur les profils de température dans le produit est aussi discutée en phase congelée et décongelée. Une méthodologie originale reposant sur des techniques inverses est employée afin de déterminer les propriétés diélectriques du gel de tylose en phase congelée. Enfin, l'étude est étendue au procédé complet de décongélation micro-onde en milieu multiphasique. Les résultats du modèle sont comparés à des mesures expérimentales de température au cours du traitement par micro-ondes. Pour la modélisation, la méthode des éléments finis est utilisée afin de résoudre numériquement les systèmes d'équations. Le problème couple deux équations aux dérivées partielles, à savoir, l'équation généralisée de la chaleur au sein du produit ainsi que les équations de propagation du champ électromagnétique au sein du guide d'ondes. Pour résoudre numériquement le problème, les simulations numériques ont été réalisées à l'aide du logiciel COMSOL®, version 3.3, en utilisant les modules « transfert de chaleur » et « radiofréquence ».

# IV.1.1. Définition de la géométrie

L'échantillon de tylose est inséré dans le guide d'ondes en mode  $TE_{10}$  (figure IV 1). Entre les couches latérales du produit et les petits côtés du guide, deux couches de polystyrène d'épaisseur 2 mm chacune sont disposées afin de limiter les transferts de chaleur par conduction dans le guide.



figure IV 1-Schéma du guide d'ondes avec l'échantillon de tylose

En mode fondamental  $TE_{10}$  les lignes de champ électrique sont dirigées dans le sens du petit côté *b* du guide avec une distribution sinusoïdale suivant le grand côté *a*. Dans ces conditions, le champ électrique est uniquement présent suivant le grand côté *a* du guide avec une composante nulle suivant le petit côté *b*. Du point de vue du terme source micro-ondes, il existe donc une génération de chaleur plus importante suivant le grand côté *a* du produit. Si le produit est initialement congelé au sein de l'applicateur à même température et que le traitement par micro-ondes est initié aussitôt que l'applicateur est inséré dans le dispositif, la conduction entre les faces du produit non isolées et la paroi métallique du guide peut être considérée comme faible devant le terme source micro-ondes. A l'inverse, il est nécessaire d'isoler les deux petits côtés du produit car le champ électrique ne dispose pas de composantes dans cette direction. Le fait d'isoler thermiquement le produit suivant les deux côté *b* limite grandement les phénomènes de conduction entre les parois latérales du guide et le produit congelé. De plus, il n'est pas pertinent de placer deux plaques de polystyrène le long des deux grands côtés car leur présence peut perturber les lignes du champ électrique dirigées perpendiculairement.

Compte tenu des dimensions des plaques de polystyrène, les dimensions du produit dans le guide deviennent égales à 82 mm  $\times$  43 mm  $\times$  L mm. L'air à température ambiante constitue le milieu environnant de part et d'autre du produit. La tylose d'épaisseur L située entre les deux plaques de polystyrène est soumise à un champ électromagnétique issu du mode fondamental TE<sub>10</sub>. Le modèle numérique 3D consiste à étudier quatre blocs principaux : les deux blocs d'air au dessus et au dessous du produit, les deux plaques de polystyrène et le bloc principal de tylose. La présence du mode fondamental TE<sub>10</sub> au sein du guide permet de simplifier la propagation du champ électromagnétique en trois dimensions. Dans le plan (x, z), la propagation des ondes est symétrique de part et d'autre de l'axe z. Le champ électrique incident est une demi sinusoïde dont le maximum d'amplitude est situé au centre (mode TE<sub>10</sub>). Ainsi, au lieu de prendre en compte toute la géométrie, une première approximation consiste à modéliser seulement la moitié du guide. Au sein du guide d'ondes non chargé, il existe une unique composante du champ électrique suivant le plan transverse du guide. En conséquence, la distribution du champ est uniforme suivant le petit côté b du guide et ne varie que suivant le grand côté a et la direction z de propagation. Par conséquent, il est possible de modéliser seulement <sup>1</sup>/<sub>4</sub> du guide d'ondes en trois dimensions.

Suite à ces deux simplifications géométriques successives, les dimensions du bloc de tylose à modéliser sont réduites à  $41 \text{ mm} \times 21,5 \text{ mm} \times L \text{ mm}$ . Cette simplification permet d'économiser de la puissance de calcul en réduisant les temps de simulation. La figure IV 2 illustre de manière visuelle les diverses simplifications géométriques effectuées en trois dimensions.



figure IV 2-Simplification du modèle 3D

NB : Selon l'axe *x*, l'expression analytique du champ électrique incident fait intervenir un cosinus dans le cas où l'axe est centré sur l'origine.

# IV.1.2. Définition des conditions initiale et aux limites

La figure IV 3 illustre de manière schématique les diverses conditions aux limites du problème thermique et électromagnétique en trois dimensions.



figure IV 3-Représentation schématique en 3D avec conditions aux limites associées

IV.1.2.1. Conditions initiales et aux limites thermiques

Quelques hypothèses sont nécessaires afin de modéliser le procédé de transfert de chaleur en présence du rayonnement micro-onde.

Hypothèse 1 : Le produit reçoit les ondes électromagnétiques par la surface supérieure.

Hypothèse 2: Le produit est considéré comme homogène et isotrope.

Hypothèse 3: Les propriétés thermophysiques et diélectriques dépendent de la température.

Hypothèse 4 : Le transfert de masse reste négligeable.

*Hypothèse 5* : La surface latérale du produit est thermiquement isolée (couche de polystyrène de 2 mm d'épaisseur le long du petit côté du guide).

Hypothèse 6 : La température initiale de l'échantillon est homogène.

A l'instant initial, le matériau est considéré à température uniforme  $T_0$ . Un transfert de chaleur par convection a lieu entre l'air et les surfaces supérieures et inférieures du produit. Les deux transferts convectifs, d'une part entre l'air et la surface du produit et d'autre part entre l'air et la base du produit, sont assimilés à de la convection naturelle avec un coefficient de transfert  $h = 10 \text{ W.m}^{-2}$ .K<sup>-1</sup>. La température du milieu extérieur est fixée à 20 °C. Une condition de symétrie à flux nul est imposée sur les deux côtés du produit portés par l'axe de symétrie central. La face avant du produit est en contact avec les parois métalliques du guide d'ondes. Les parois du guide d'ondes sont isolées thermiquement du milieu extérieur par l'intermédiaire d'un isolant. En conséquence, il existe cinq résistances thermiques au flux de chaleur pariétal sur la face avant : une première résistance  $R_{1c}$  correspondant à la résistance de contact entre le produit et la paroi métallique du guide, deux résistances au flux de conduction dans le métal et dans l'isolant ( $R_{laiton}$  et  $R_{isolant}$ ), une résistance de contact  $R_{2c}$  entre la paroi du guide et l'isolant et enfin une résistance de convection entre la paroi externe de l'isolant et l'air ambiant (figure IV 4).



figure IV 4-Vue latérale de la paroi avant du guide d'ondes avec isolation thermique
La résistance thermique totale est la somme des résistances internes en série définies selon les expressions suivantes :

$$R_{totale} = R_{contact} + R_{laiton} + R_{isolant} + R_{convection}$$
(IV. 1)

$$R_{totale} = \frac{1}{K} = R_{1c} + R_{2c} + \frac{e_{laiton}}{\lambda_{laiton}} + \frac{e_{isolant}}{\lambda_{isolant}} + \frac{1}{h}$$
(IV. 2)

On définit le coefficient global *K* de transfert de chaleur qui correspond à l'inverse de la résistance thermique totale. D'un point de vue mathématique, les conditions initiales et aux limites autour du produit s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{cases} T = T_0 & \text{à } t = 0, \forall x \ y \ z \\ n(k\nabla T) = h(T - T_{\infty}) & \text{à } z = 0, z = L, \forall x \ y \\ n(k\nabla T) = 0 & \text{à } x = 0, x = \frac{a}{2} - e_{poly}, \forall y \ z \\ n(k\nabla T) = 0 & \text{à } y = 0, \forall x \ z \\ n(k\nabla T) = K(T - T_{\infty}) & \text{à } y = \frac{b}{2}, \forall x \ z \end{cases}$$
(IV. 3)

#### IV.1.2.2. Conditions initiales et aux limites électromagnétiques

Aux parois du guide : Les parois du guide d'ondes sont constituées de laiton et peuvent être traitées comme un matériau parfaitement conducteur d'électricité. Dans ce cas, le matériau conducteur est assimilé à un milieu de permittivité infinie avec une onde incidente totalement réfléchie à sa surface. Une bonne approximation est alors de considérer la composante tangentielle du champ électrique aux parois avant et droite comme nulle. Comme seulement le quart du guide d'onde est modélisé, le champ électrique au centre du produit est continu. Dans ce cas, le côté gauche du produit est considérée comme un conducteur magnétique parfait avec une composante tangentielle du champ magnétique nulle. Enfin, pour tenir compte de la symétrie suivant le petit côté b du guide, une condition de conducteur électrique parfait est imposée à la paroi arrière.

#### En entrée du guide :

Le flux de puissance micro-onde dans le guide non chargé est déterminé à partir de la forme du champ électrique suivant le grand côté du guide en mode  $TE_{10}$  [1].

$$F_0(x, y, 0) = \frac{P_{in}}{ab} \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right)$$
(IV. 4)

Au sein d'un guide d'ondes non chargé, l'amplitude  $E_{in}$  du champ électrique incident peut être calculée à partir des caractéristiques de propagation de l'onde dans l'air. D'après la littérature, Zhu [2] ainsi que Rattanadecho [3] proposent l'expression suivante :

$$E_{in} = \sqrt{4Z_{TE 0}F_0}$$
(IV. 5)

Ce champ électrique incident se propage dans l'air avec une constante de propagation définie d'après l'équation I.33. Mathématiquement, les conditions initiales et aux limites deviennent:

$$\begin{cases} \boldsymbol{E} = 0 & \hat{a} \ t = 0, \forall x \ y \ z \\ E_{in} = \sqrt{\frac{4Z_{TE \ 0}P_{in}}{ab}} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) & \hat{a} \ z = 0, \forall x \ y \\ n \times \boldsymbol{H} = 0 & \hat{a} \ x = 0, \forall y \ z \\ n \times \boldsymbol{E} = 0 & \hat{a} \ x = \frac{a}{2}, \forall y \ z \\ n \times \boldsymbol{E} = 0 & \hat{a} \ y = 0, \forall x \ z \\ n \times \boldsymbol{E} = 0 & \hat{a} \ y = \frac{b}{2}, \forall x \ z \end{cases}$$
(IV. 6)

*En sortie de l'applicateur* : À la sortie du guide d'ondes, la propagation a lieu sans atténuation et sans réflexion au sein d'un milieu infini. La constante de propagation  $\kappa_z$  en sortie est identique à celle en entrée du guide (équation I. 33). Expérimentalement, cette propagation à l'infini traduit la présence d'une charge à eau qui empêche le retour des ondes et joue donc le rôle de masse absorbante [4].

## IV.1.3. Définition des équations aux dérivées partielles

#### IV.1.3.1. Equation du transfert de chaleur

On rappelle ici l'équation de la chaleur généralisée qui dépend des propriétés thermophysiques du produit :

$$\rho C p_{app} \frac{\partial T}{\partial t} = div.(k\nabla T) + Q_{abs}$$
(IV. 7)

Les quatre blocs géométriques (deux représentant l'air, un pour le polystyrène et l'autre pour le produit) constituent le domaine d'étude dans lequel les équations aux dérivées partielles sont implémentées. L'équation de la chaleur est résolue uniquement au sein du produit car les micro-ondes n'interagissent que très peu avec l'air et le polystyrène.

#### IV.1.3.2. Equations de Maxwell

En trois dimensions, l'équation de propagation du champ électrique au sein d'un diélectrique qui remplit la section d'un guide d'ondes en mode fondamental  $TE_{10}$  est la suivante :

$$\Delta \boldsymbol{E} + \boldsymbol{\varepsilon}_0 \boldsymbol{\varepsilon}_r \boldsymbol{\mu}_0 \boldsymbol{\omega}^2 \boldsymbol{E} = 0 \tag{IV. 8}$$

Le champ électromagnétique est résolu dans le domaine complet (air + polystyrène + tylose).

## IV.1.4. Paramètres du solveur

Pour modéliser le chauffage par micro-ondes, un couplage fort entre l'équation de la chaleur et les équations de Maxwell est effectué. Après assemblage, la matrice de raideur est non symétrique. Pour la résolution numérique du couplage thermique électromagnétique par la méthode des éléments finis, les ordres des fonctions d'interpolation sont des polynômes de Lagrange de degré 2. A la différence des simulations présentées au chapitre 2, la résolution du couplage micro-ondes thermique est effectuée dans le domaine temporel. Le système d'équations est fortement non linéaire du fait du couplage entre l'équation de la chaleur et les équations de Maxwell. Ici, le temps est traité comme un paramètre et on résout un problème linéaire à chaque pas de temps, en partant d'un instant initial où les dérivées premières et secondes sont supposées connues (conditions initiales). Lors de la résolution, la précision du calcul dépend aussi de la qualité du maillage. Pour cette raison le paramétrage du solveur est souvent réalisé en même temps que le choix du maillage. Pour fixer les paramètres du solveur, il est nécessaire de se placer dans les conditions où la solution est la plus sensible, c'est-à-dire en phase congelée avec des résonances de puissance micro-onde et des propriétés physiques variables avec la température.

Pour obtenir une bonne précision sur la localisation des points de résonance, la tolérance absolue est fixée volontairement à 10<sup>-5</sup> et la tolérance relative à 10<sup>-4</sup>. Comme le critère de convergence est de bonne précision, le pas de temps doit être contrôlé manuellement en cours de calcul afin d'éviter les erreurs numériques. A cet effet, différents tests ont permis d'orienter le choix d'un pas de temps résolument faible en début de calcul (10<sup>-7</sup> seconde) afin de répondre au critère de convergence souhaité. Lors de la résolution, l'amplitude du pas de

temps est contrôlée et évolue strictement entre la gamme  $10^{-7}$  seconde et la valeur maximale de 1 seconde. Au vu du nombre d'inconnues à déterminer en trois dimensions, la méthode directe d'inversion de la matrice de raideur est utilisée.

## IV.1.5. Génération du maillage

Pour un problème électromagnétique, il n'est pas possible d'utiliser des mailles cubiques avec le code COMSOL<sup>®</sup>. En conséquence des mailles tétraédriques sont utilisées pour discrétiser la géométrie en trois dimensions. La précision du maillage est adaptée à la forme de la géométrie. A titre d'exemple, la densité de mailles est plus importante le long de la paroi latérale du guide à proximité de la plaque de polystyrène d'épaisseur 2 mm.

A partir des paramètres prédéfinis dans le solveur, la précision du maillage est modifiée afin d'obtenir l'indépendance des résultats au nombre de mailles. Il est important de choisir un nombre de mailles suffisamment important pour obtenir une bonne précision sur la solution. Deux configurations géométriques sont maillées, à savoir la géométrie complète avec la plaque de polystyrène et une géométrie simplifiée où l'on a retiré volontairement le polystyrène. Dans la géométrie simplifiée (figure IV 5 à gauche), le quart du bloc de tylose remplit complètement le guide avec les dimensions 43 mm × 21,5 mm × 50 mm. Les deux couches d'air sont représentées dans les deux cas par des blocs parallélépipédiques de 2 mm d'épaisseur. La taille du bloc d'air importe peu car elle n'influence pas les résultats de la simulation. La figure IV 5 donne une indication des différents maillages utilisés pour les deux configurations avec ou sans polystyrène ainsi que le nombre de mailles associées. Comme la présence du polystyrène complexifie la géométrie, il est tout à fait normal d'obtenir un nombre de mailles plus important par rapport à la géométrie sans la présence de la plaque.



Chapitre IV : Traitement thermique en milieu multiphasique

figure IV 5-Représentation du maillage 3D pour les simulations avec ou sans polystyrène

## IV.1.6. Influence de la résistance thermique sur le grand côté du guide

La résistance au flux de chaleur sur la paroi avant du guide d'ondes est calculée à partir des propriétés du métal et de l'isolant placé tout autour du guide. La conductivité thermique du laiton est égale à 125 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> et celle de l'isolant 0,1 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>. On suppose un transfert de chaleur par convection naturelle entre la paroi de l'isolant et l'air avec h = 10 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>. La résistance thermique liée aux phénomènes de conduction et convection ne change pas et est donc égale à :

$$R' = \frac{e_{laiton}}{\lambda_{laiton}} + \frac{e_{isolant}}{\lambda_{isolant}} + \frac{1}{h} = \frac{0,002}{125} + \frac{0,02}{0,1} + \frac{1}{10} = 0,3 \ m^2 K.W^{-1}$$

La seule résistance thermique inconnue est la résistance de contact entre le produit et la paroi métallique du guide ainsi qu'entre le métal et l'isolant. Pour caractériser l'influence de cette résistance thermique, plusieurs tests sont effectués en imposant différentes valeurs à  $R_{1c} + R_{2c}$ . Les simulations sont réalisées à partir des propriétés diélectriques de la tylose issues de la littérature [5]. Les propriétés diélectriques de l'air sont considérées égales à celles du vide.

Enfin, les propriétés diélectriques de la plaque de polystyrène sont issues des mesures réalisées en cavité résonnante (voir chapitre 3). Les résultats sont reportés dans tableau IV. 1 ci contre :

| $f = 2450 \ MHz$        | air | polystyrène          | tylose congelée,           |  |
|-------------------------|-----|----------------------|----------------------------|--|
| ·                       |     |                      | d'après Taoukis et al. [5] |  |
| constante diélectrique, | 1   | 1.05                 | (                          |  |
| $\mathcal{E}_r$ '       | 1   | 1,05                 | 0                          |  |
| facteur de pertes,      | 0   | $3.5 \times 10^{-4}$ | 15                         |  |
| $\mathcal{E}_r$         | 0   | $5,5 \times 10$      | 1,5                        |  |

tableau IV. 1-Propriétés diélectriques de l'air, du polystyrène et de la tylose

On simule 10 secondes d'un procédé de tempérage par micro-ondes à puissance incidente de 500 W. La température initiale au sein du bloc de tylose est considérée égale à - 22 °C pour une épaisseur du bloc de 5 cm. La conductivité thermique du gel de tylose congelé est supposée égale à 1,3 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> sur la plage [- 20 °C ; - 2 °C]. La température de la tylose est affichée par rapport à deux lignes de coupe obliques situées respectivement sur les plans avant et arrière du produit (figure IV 6). Le plan avant correspond à la partie du produit en contact direct avec la paroi du guide d'ondes tandis que le plan arrière est modélisé par une condition à la limite de flux nul (isolation thermique).

Trois valeurs de résistances thermiques totales de contact ( $R_{contact} = R_{1c} + R_{2c}$ ) sont testées, à savoir 0,01 m<sup>2</sup>.K.W<sup>-1</sup>; 0,1 m<sup>2</sup>.K.W<sup>-1</sup> et 1 m<sup>2</sup>.K.W<sup>-1</sup>. Les résultats de simulation sont affichés toutes les deux secondes jusqu'à dix secondes de simulation. Les simulations numériques montrent que la résistance de contact entre le produit et la paroi avant du guide d'ondes n'influence que très peu les profils de température au cours du traitement micro-ondes en phase congelée. Plus la valeur de la résistance thermique de contact augmente plus la différence entre les profils de température des faces avant et arrière est faible. Pour une très faible valeur de résistance thermique  $R_c = 0,01$  m<sup>2</sup>.K.W<sup>-1</sup>, la différence entre les profils de température des majoritairement due à la résistance thermique de conduction et de convection R'.



figure IV 6-Influence de la résistance de contact sur les profils de température en phase congelée

A titre de comparaison, l'Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME, http://www.ademe.fr/particuliers/fiches/isolation\_thermique/rub3.htm, avril 2008) préconise des valeurs de résistance thermique autour de  $0.5 \text{ m}^2$ .K.W<sup>-1</sup> pour garantir une bonne isolation thermique sur les ouvrants des bâtiments (fenêtres et porte fenêtres). La valeur de  $R' = 0.3 \text{ m}^2$ .K.W<sup>-1</sup> qui caractérise les deux résistances de conduction et convection est relativement proche de ces valeurs de références. En conséquence, la paroi avant du produit peut être considérée comme isolée thermiquement du milieu extérieur. Dans la suite des simulations, le coefficient *K* de transfert de chaleur global est considéré comme négligeable, ce qui revient à isoler thermiquement la paroi avant du guide.

## IV.1.7. Influence de la couche de polystyrène sur le petit côté du guide

Comme il a été évoqué précédemment, la présence de la couche de polystyrène sur le côté droit oblige à raffiner le maillage tétraédrique de façon à s'adapter aux singularités géométriques. Ce rajout de mailles supplémentaires induit aussi des temps de calcul plus longs lors de la résolution du problème. Il est donc proposé de tester deux simulations avec ou sans la plaque de polystyrène de manière à caractériser son influence sur les profils de

#### Chapitre IV : Traitement thermique en milieu multiphasique

température lors du traitement par micro-ondes. Le couplage micro-onde thermique est donc résolu dans les mêmes conditions que précédemment mais sans prendre en compte les résistances thermiques sur la paroi avant du guide. Les propriétés diélectriques sont issues du tableau IV. 1. La figure IV 7 montre les iso températures dans le bloc de tylose avec ou sans la plaque de polystyrène au bout de 10 secondes de traitement dans le guide d'ondes. Pour simuler 10 secondes du procédé de traitement par micro-ondes, le temps de calcul machine est environ 5 % inférieur sans la présence de la plaque de polystyrène. La figure IV 7 montrent que la distribution de température le long du petit côté du guide est uniforme. Cette observation est caractéristique de la présence du mode fondamental TE<sub>10</sub> au sein du guide d'ondes. En effet, l'unique composante du champ électrique incident ne varie pas suivant le petit côté *b* du guide. En raison des conditions d'isolation thermique imposées le long des deux grands côtés, la température est l'image du champ électrique et est aussi invariante suivant le petit côté *b* du guide.



figure IV 7-Iso températures au sein du gel de tylose au bout de 10 secondes de traitement micro-onde en phase congelée, sans la plaque de polystyrène (gauche), avec la plaque de polystyrène (droite)

D'après la figure IV 8, les températures obtenues suivant la ligne de coupe oblique sont identiques avec ou sans la présence de la plaque de polystyrène. En conséquence, la plaque d'épaisseur 2 mm le long du petit côté du guide n'influence pas la distribution du champ électromagnétique dans le produit. La plaque peut donc être éliminée, ce qui permet de simplifier la géométrie et de gagner légèrement du temps de calcul en évitant de résoudre le champ électromagnétique au sein du polystyrène.



figure IV 8-Profils de température suivant une ligne oblique située sur la face avant du produit

## **IV.2. SIMPLIFICATION VERS UN MODELE 2D**

Au regard des résultats de simulation obtenus en trois dimensions, les phénomènes de conduction sur le grand côté du guide sont négligeables, ce qui revient à isoler thermiquement tous les côtés du produit. Il est donc possible de s'affranchir de la modélisation du champ électromagnétique et thermique dans la direction transverse du guide. En conséquence, la modélisation 3D peut être réduite à un simple modèle 2D qui décrit la propagation des ondes dans le plan (x, z) en considérant une invariance du champ électrique suivant la profondeur b. Aussi, cette simplification géométrique permet de gagner en temps de calcul lors de la résolution du problème (figure IV 9).



figure IV 9-Evolution du modèle 3D sans la plaque de polystyrène vers un modèle 2D

## IV.2.1. Définition des conditions initiale et aux limites

La figure IV 10 illustre de manière schématique les diverses conditions initiale et aux limites du problème thermique et électromagnétique en deux dimensions.



figure IV 10-Définition des conditions aux limites pour le modèle 2D

Conditions initiales et aux limites du problème thermique :

$$\begin{cases} T = T_0 & \text{à } t = 0, \forall x \ z \\ k \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_\infty) & \text{à } z = 0, \ z = L, \forall x \\ k \frac{\partial T}{\partial z} = 0 & \text{à } x = 0, x = \frac{a}{2}, \forall z \end{cases}$$
(IV. 9)

Conditions initiales et aux limites du problème électromagnétique :

$$\begin{cases} \boldsymbol{E} = 0 & \hat{a} \ t = 0, \ \forall x \ z \\ E_{in} = \sqrt{\frac{4Z_{TE} \ 0}P_{in}}{ab} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) & \hat{a} \ z = 0, \ \forall x \\ n \times \boldsymbol{H} = 0 & \hat{a} \ x = 0, \ \forall z \\ E_{t} = 0 & \hat{a} \ x = \frac{a}{2}, \ \forall z \end{cases}$$
(IV. 10)

## IV.2.2. Définition des équations aux dérivées partielles

Pour la modélisation 2D, les équations aux dérivées partielles dépendent seulement de deux coordonnées géométriques, à savoir x et z.

Equation de la chaleur :

$$\rho C p_{app} \frac{\partial T}{\partial t} = k \left( \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q_{abs}$$
(IV. 11)

Equation de propagation du champ électrique :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = -\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \omega^2 E_y$$
(IV. 12)

#### IV.2.3. Influence du maillage

L'objectif est ici de tester l'influence du nombre de mailles sur les résultats numériques. Pour ceci, on simule 4 secondes du procédé de tempérage par micro-ondes pour un échantillon de tylose de 5 cm d'épaisseur placé au sein du guide d'ondes. Les propriétés thermophysiques de la tylose ( $\rho$ ,  $Cp_{app}$ , k) sont modélisées en fonction de la température (voir chapitre 3). Pour illustrer la sensibilité du couplage micro-onde thermique, on se place dans le cas où les propriétés diélectriques de la tylose varient en phase congelée avec des phénomènes de résonance.

A cet effet, l'étude menée par Chamchong [6] répertorie des expressions analytiques pour caractériser l'évolution des propriétés diélectriques d'un gel de tylose congelé. D'après cette étude, les propriétés diélectriques mesurées peuvent être raisonnablement modélisées par deux fonctions exponentielles croissantes sur la plage [- 20 °C ; - 2 °C]. Les expressions proposées

dans le tableau IV. 2 en fonction de la température ont été obtenues par régressions exponentielles à partir des données expérimentales de Chamchong.

| f = 2450 MHz                              | - 20 °C < T < - 2 °C                |
|---|-------------------------------------|
|   | 20 0 11 1 2 0                       |
| constante diélectrique, $\mathcal{E}_r$ ' | $94,21 \times \exp(0,189 \times T)$ |
| facteur de pertes, $\mathcal{E}_r$ ''     | $54,10 \times \exp(0,219 \times T)$ |

tableau IV. 2-Propriétés diélectriques de la tylose congelée en fonction de la température, d'après Chamchong [6]

La température initiale du produit est de - 22 °C pour une puissance micro-onde incidente de 500 W. Pour toutes les simulations 2D effectuées dans la suite de ce travail, les paramètres du solveur sont identiques à ceux utilisés pour la modélisation 3D. La température simulée est affichée toutes les deux secondes jusqu'à 4 secondes suivant une ligne de coupe située au centre du produit au niveau de l'axe de symétrie vertical (x = 0) (figure IV 11). Plusieurs types de maillages quadrangles sont testés pour mailler le domaine 2D correspondant au produit. Pour ceci trois simulations sont menées successivement en réduisant le nombre de mailles quadrangles au sein du produit : 900, 196 et 49 éléments. Les épaisseurs des deux couches d'air sont fixées à 2 mm. Pour chacune des trois simulations, les nombres de mailles dans les deux couches d'air sont respectivement égaux à 60, 28 et 14 éléments quadrangles. Il est rappelé que l'épaisseur des deux couches d'air ainsi que le nombre de mailles dans les deux domaines n'influent pas sur les résultats de simulation.

A partir d'un maillage relativement fin (900 éléments quadrangle dans le produit), la réduction du nombre d'éléments au sein de la géométrie ne fait pas beaucoup varier la solution. Globalement les profils de température sont très proches pour 900 et 196 éléments quadrangles. Les résultats obtenus avec 49 éléments sont proches des deux cas précédents mais la précision est légèrement moins bonne qu'à partir de 196 éléments. Ceci est plus particulièrement valable au niveau des maximums locaux de température en fonction de la profondeur. De plus, pour simuler 4 secondes du procédé, les deux dernières simulations donnent des temps machine proches. Il est alors nécessaire de faire un compromis entre temps de calcul et précision. Au vue de ces considérations, il apparaît plus judicieux de se limiter à 196 éléments quadrangle au sein du produit afin de conserver une bonne précision et des temps de calcul raisonnables.



figure IV 11-Influence du nombre de mailles sur la précision et le temps de calcul

### **IV.3. TRAITEMENT MICRO-ONDE EN PHASE CONGELEE**

## IV.3.1. Influence de la conductivité thermique

Au chapitre 3, la conductivité thermique de la tylose congelée a été caractérisée pour un gel à 77 % et 86,6 % d'eau dans le produit fini. Des différences ont été notées entre les deux formulations choisies. L'écart relatif maximal entre les deux expressions de k est de 35 % par

rapport à la valeur de conductivité la plus élevée en phase congelée  $(1,95 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \text{ contre} 1,3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}).$ 

Deux simulations numériques sont effectuées afin de caractériser l'influence de la conductivité thermique sur les profils de température dans la gamme [- 20 °C ; - 2 °C]. Pour ceci, la température initiale du produit est fixée à - 22 °C. On simule 4 secondes du procédé de tempérage par micro-ondes à puissance incidente de 500 W. Les propriétés diélectriques de la tylose sont issues du tableau IV. 2 précédent. La figure IV 12 représente les iso profils de température au sein du produit au bout de 4 secondes de traitement par micro-ondes. La figure IV 12 montre que les deux expressions de conductivité thermique influent très peu sur les profils de température en phase congelée. L'écart entre chaque profil de température simulé est très faible. Ce résultat numérique montre que des variations relatives de  $\pm$  35 % sur les valeurs de conductivité thermique ont très peu d'influence sur les profils de température en phase congelée lors du traitement par micro-ondes. Le terme source de puissance micro-onde est dans la plupart des cas prépondérant devant les phénomènes de conduction dans le produit. En conséquence, l'une ou l'autre des expressions de conductivité thermique précédentes peut être choisie en phase congelée. Or, la seule expression qui modélise les variations de k avec la température sur la plage [- 20 °C ; 50 °C] est celle issue de l'étude menée par Akkari et al. [1]. Cette expression de la conductivité thermique est donc retenue pour modéliser la conductivité thermique sur une plage de température étendue.



figure IV 12-Cartographie de température dans le produit au bout de 4 secondes de traitement selon les deux expressions de conductivité thermique,  $P_{in} = 500 \text{ W}$ ,  $T_{ini} = -22 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 

## IV.3.2. Profils de température à partir des propriétés diélectriques de la littérature

Les paramètres de simulation (solveur + maillage) sont identiques à ceux décrits précédemment lors de l'élaboration du modèle 3D et 2D. Le gel de tylose d'épaisseur 5 cm remplit la section du guide d'ondes. La figure IV 13 illustre les positions relatives des sondes de température au sein du gel de tylose en phase congelée. La vue de haut représente la section (ab) du guide d'ondes tandis que la vue latérale représente la surface totale du grand côté du guide rempli par l'échantillon d'épaisseur L. Les positions horizontales de chaque sonde tiennent compte de la présence des deux plaques de polystyrène de chaque côté du guide.



figure IV 13-Positions relatives des sondes de température au sein du gel de tylose en phase congelée

Comme il a été vu au chapitre 2, les propriétés diélectriques jouent un rôle primordial dans les interactions entre les micro-ondes et la matière. Dans un premier temps, les propriétés diélectriques de la tylose issues de la littérature [5] sont utilisées pour simuler le couplage micro-onde thermique en phase congelée. Le tableau IV. 3 répertorie les valeurs utilisées sur la plage de température [- 20 °C ; - 2 °C].

| <i>f</i> = 2450 <i>MHz</i>                | $-20 ^{\circ}\text{C} < T < -2 ^{\circ}\text{C}$ |
|---|--|
| constante diélectrique, $\varepsilon_r$ ' | 6  |
| facteur de pertes, $\mathcal{E}_r$ ''     | 1,5  |

tableau IV. 3- Propriétés diélectriques de la tylose congelée, d'après Taoukis et al. [5]

Le traitement micro-onde en phase congelée est simulé pour une puissance incidente de 500 W et une température initiale de - 22 °C au sein du produit. L'échantillonnage des températures est effectué toutes les deux secondes jusqu'à 14 secondes de traitement.

Les profils de température numériques sont comparés à des mesures expérimentales réalisées sur le pilote micro-onde décrit au chapitre 3. Pour ceci, dix essais expérimentaux ont été réalisés dans les mêmes conditions avec des sondes de température positionnées comme indiqué sur la figure IV 13. Pour toutes les mesures effectuées, la moyenne des températures des trois sondes est calculée ainsi que l'écart type de la mesure. La figure IV 14 présente l'évolution de la température expérimentale ainsi que les profils de température issus de la simulation numérique. La partie gauche indique l'évolution de la température au cours du temps selon les trois positions des sondes. Expérimentalement, la moyenne des températures pour chaque sonde est associée avec son écart-type en fonction du temps. Les résultats numériques correspondant aux mêmes positions des sondes sondes sont aussi tracés.

La partie droite représente les iso températures obtenues numériquement au bout de 14 secondes de simulation ainsi que les positions relatives des sondes au sein du produit.

Au regard des courbes obtenues, les résultats numériques ne correspondent pas aux températures mesurées lors du traitement micro-onde en phase congelée. Comme les propriétés thermophysiques du gel de tylose ont été réellement mesurées, les différences entre les températures mesurées et les valeurs numériques ne peuvent s'expliquer qu'à partir des valeurs des propriétés diélectriques utilisées dans le modèle. Cela signifie plus particulièrement que les propriétés diélectriques issues de la littérature ne correspondent pas aux propriétés réelles du gel de tylose utilisé lors des expérimentations en phase congelée.

La mesure des propriétés diélectriques en phase congelée n'a pas été réalisée faute de disponibilité du matériel de mesure et compte tenu de la complexité de la méthode à développer. Pour pallier ce problème de mesure, le choix s'est orienté vers des techniques inverses permettant d'estimer les paramètres diélectriques dans la phase congelée.



figure IV 14-Comparaison entre le modèle numérique (propriétés diélectriques de la littérature) et les mesures expérimentales,  $P_{in} = 500$  W,  $T_{ini} = -22$  °C

## IV.3.3. Estimation des propriétés diélectriques

L'estimation des paramètres diélectriques dans la phase congelée s'avère nécessaire faute de pouvoir utiliser les données de la littérature ou une mesure précise. Pour estimer les propriétés diélectriques du gel, différentes étapes doivent être décrites précisément. On définit tout d'abord le vecteur des températures *T*, composé des mesures expérimentales obtenues à l'aide des trois fibres optiques.

$$T = {}^{t} \begin{bmatrix} T_1 & T_2 & T_3 \end{bmatrix}$$
 (IV. 13)

Les températures expérimentales sont enregistrées à intervalles de temps réguliers. Le vecteur  $T_{exp}$  désigne les observations réalisées sur toute la plage d'expérimentation, du temps initial au temps final.

$$T_{\exp} = \left[ T(t_{init}) \quad T(t_{init} + t_s) \quad T(t_{init} + 2t_s) \quad \cdots \quad T(t_{final}) \right]$$
(IV. 14)

 $T_{model}$  est le vecteur correspondant aux températures  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$  issues du simulateur.

La méthodologie employée consiste à optimiser les paramètres diélectriques afin de minimiser la somme des écarts quadratiques entre les températures mesurées et simulées. Mathématiquement, le critère J à minimiser est défini de la manière suivante :

$$J(p) = {}^{t} \left[ T_{\exp} - T_{\operatorname{mod} el} \right] \cdot \left[ T_{\exp} - T_{\operatorname{mod} el} \right]$$
(IV. 15)

L'optimisation est réalisée sur chacun des M points expérimentaux pour chaque sonde de température et au cours du temps. Le critère J devient donc :

$$J(p) = \sum_{j=t_{init}}^{t_{final}} \sum_{i=1}^{M} \left( T_{mod \ el}^{i}(j) - T_{exp}^{i}(j) \right)^{2}$$
(IV. 16)

A l'optimum, on définit le vecteur des paramètres optimums  $p_{opt}$  tel que :

$$p_{opt} = \arg\min J(p) \tag{IV. 17}$$

On propose alors d'estimer les valeurs de  $p_{opt}$  en utilisant la méthodologie de Levenberg-Marquardt [7] qui est implémentée dans MATLAB<sup>®</sup>. Les composants du vecteur des paramètres sont les propriétés diélectriques de la tylose.

Sur la plage de température étudiée [- 20 °C ; - 2 °C], on suppose que la constante diélectrique  $\varepsilon_r$ ' ne varie pas [8], à l'inverse le facteur de pertes  $\varepsilon_r$ ' est modélisé par une exponentielle croissante en fonction de la température. C'est le facteur de pertes diélectriques qui représente indirectement la puissance absorbée et en conséquence l'image thermique dans le produit. Cette évolution exponentielle du facteur de pertes en fonction de la température traduit l'absorption croissante de puissance micro-onde avant le changement d'état [6].

$$\boldsymbol{\varepsilon}_r = \boldsymbol{p}_2 \times \exp(\boldsymbol{p}_3 T) \tag{IV. 18}$$

NB : La température T est exprimée en Kelvin dans cette expression.

Pour initialiser l'optimisation, il est nécessaire de choisir des composantes du vecteur des paramètres *p*. Plus les valeurs initiales sont proches de l'optimum supposé, plus la procédure d'optimisation sera courte pour aboutir au résultat final. En effet, cette démarche évite la présence de minimums locaux.

Le procédé de traitement par micro-ondes est simulé numériquement pendant 28 secondes en phase congelée. Ce temps de simulation correspond au temps de mesure des trois températures expérimentales. Au cours de la procédure d'optimisation, on considère la moyenne de la température à chaque instant t pour chacun des 10 essais expérimentaux et pour chaque sonde  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ . La procédure d'optimisation des paramètres diélectriques est détaillée sur la figure IV 15. L'optimisation des paramètres diélectriques se termine quand le critère J a atteint un minimum. L'optimisation a été répétée plusieurs fois avec plusieurs paramètres initiaux dans le vecteur p de manière à éviter au mieux la présence de minimum locaux dans le critère quadratique.

Après minimisation du critère J, le vecteur des paramètres obtenu est le suivant :



figure IV 15-Procédure d'optimisation des paramètres diélectriques

## IV.3.4. Incertitude sur les paramètres estimés

Comme les mesures expérimentales ayant servi à estimer les paramètres diélectriques sont entachées d'une erreur avec un certain écart type autour de la valeur moyenne, il est nécessaire d'évaluer à quelle précision les paramètres diélectriques sont estimés.

Pour cela, il est nécessaire de déterminer les iso critères proches de l'optimum. Cette phase est en général délicate à mettre en oeuvre, notamment dans le cas de fortes non linéarités, ce qui est le cas ici. Une méthode simple consiste à effectuer des simulations avec des paramètres choisis aléatoirement autour de l'optimum (simulation d'un nuage de points à l'aide de la méthode de Monte-Carlo) et à ensuite rechercher les iso critères par mesure des distances. Malheureusement, cette technique est très coûteuse en temps de calcul et ne peut pas être raisonnablement utilisée dans notre cas. Une autre technique consiste à considérer que la fonction critère quadratique est quasi linéaire au voisinage de l'optimum. Cela se traduit alors par le fait que les iso critères peuvent être considérés comme des ellipsoïdes dont le centre est l'optimum trouvé et dont les axes et l'inclinaison dépendent des valeurs propres du Hessien du critère à l'optimum. Il est donc nécessaire de connaître le gradient du critère à l'optimum. Les méthodes d'optimisation comme les méthodes de quasi-newton se présentent comme suit [9] :

$$p^{k+1} = p^k - \psi_k \left[ \nabla^2 J(p^k) \right]^{-1} \cdot \nabla J(p^k)$$
(IV. 20)

Où  $\psi_k$  est un facteur correctif ajustable du pas de déplacement dans la méthode de quasi Newton. Lors d'une itération, on se déplace dans l'espace paramétrique suivant la direction du gradient du critère et d'un pas égal ou proportionnel au Hessien. Le gradient, et a fortiori le Hessien, sont très délicats à calculer dans les cas non linéaires. De plus, si le Hessien n'est pas défini positif, la fonction critère est concave en ce point et on se dirige dans le sens contraire de la descente. Ainsi, pour simplifier la procédure, on a recours à un gradient estimé par différences finies, et le Hessien est remplacé par une fonction approchée toujours définie positive. Si cette fonction tend vers le Hessien exact à l'optimum, alors, on dit qu'il y a propriété de consistance. Une bonne approximation du Hessien à l'optimum est donnée par :

$$\nabla^2 J(p_{opt}) \approx \left[\frac{\partial T_{\text{mod}\,el}}{\partial p}\right] \cdot \left[\frac{\partial T_{\text{mod}\,el}}{\partial p}\right]$$
(IV. 21)

Pour obtenir la matrice Hessienne, de faibles variations sont appliquées sur chacun des trois paramètres de  $p_{opt}$ .

Soit  $\widetilde{T}_{i,j}$  la trajectoire de la température  $T_i$  de l'instant initial à l'instant final (*M* points), obtenue avec la variation  $\delta p_i$  (*j* allant de 1 à 3).

Soit  $\tilde{T}_{i,opt}$  la trajectoire de référence de  $T_i$ , obtenue avec le jeu de paramètres  $p_{opt}$ . On définit l'écart de trajectoire comme suit :

$$\Delta \widetilde{T}_{i,j} = \sum_{k=1}^{M} \left( \frac{\widetilde{T}_{i,j}^{k} - \widetilde{T}_{i,opt}^{k}}{\delta p_{j}} \right)$$
(IV. 22)

La matrice Jacobienne est alors :

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial T_{\text{mod}\,el}}{\partial p} \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} \Delta \widetilde{T}_{1,1} & \Delta \widetilde{T}_{1,2} & \Delta \widetilde{T}_{1,3} \\ \Delta \widetilde{T}_{2,1} & \Delta \widetilde{T}_{2,2} & \Delta \widetilde{T}_{2,3} \\ \Delta \widetilde{T}_{3,1} & \Delta \widetilde{T}_{3,2} & \Delta \widetilde{T}_{3,3} \end{bmatrix}$$
(IV. 23)

Et le Hessien est obtenu suivant l'équation IV. 21. La connaissance de la matrice Hessienne à l'optimum permet de calculer un écart type pour chaque paramètre estimé, sous réserve que l'écart type de la mesure soit connu. L'écart type  $\sigma_i$  sur le paramètre *i* estimé est alors calculé de la manière suivante [10] :

$$\sigma_{i} = \sigma_{\exp} \sqrt{\frac{\det \left[\nabla_{ii}^{2} J(p_{opt})\right]}{\det \left[\nabla^{2} J(p_{opt})\right]}}$$
(IV. 24)

 $\sigma_{exp}$  est l'écart type des mesures expérimentales et  $\nabla_{ii}^2 J(p_{opt})$  représente la matrice Hessienne privée de la  $i^{\hat{e}me}$  ligne et  $i^{\hat{e}me}$  colonne. Cette expression est équivalente au calcul de la matrice de covariance  $[\nabla^2 J(p_{opt})]^{-1}$  dont les racines carrées des termes diagonaux sont multipliées par  $\sigma_{exp}$ .

En considérant l'ensemble des 10 essais effectués en phase congelée à puissance incidente de 500 W, l'écart type expérimental du vecteur des températures mesurées est égal à  $\sigma_{exp} = 0.85$ . Cette valeur est issue d'une moyenne des écarts type de chaque température mesurée en fonction du temps. L'estimation du Hessien, réalisée avec  $\delta p_j = 0.01 \times p_j$ , conduit à :

$$\nabla^2 J(p_{opt}) = \begin{bmatrix} 7, 2.10^2 & 2, 29.10^{11} & 2, 34.10^5 \\ 2, 29.10^{10} & 1, 05.10^{20} & 1, 03.10^{14} \\ 2, 34.10^5 & 1, 03.10^{14} & 1, 03.10^8 \end{bmatrix}$$

Au final, l'équation IV.24 permet d'évaluer l'écart type sur chaque paramètre estimé dans le vecteur  $p_{opt}$ .

$$\sigma_{p1} = 0.07; \sigma_{p2} = 0.93 \times 10^{-9}; \sigma_{p3} = 0.001$$

Malgré une large incertitude de la mesure de température due aux problèmes de répétabilité, les écarts types sur chaque paramètre montrent que la constante diélectrique  $\varepsilon_r$ ' est estimée avec une bonne précision. En effet, l'écart type sur la constante diélectrique est très faible devant la valeur optimisée ( $\sigma_{p1} \ll \varepsilon_{r_{out}}$ ). A l'inverse, le facteur de pertes diélectriques obtenu à partir de l'équation IV.18 est estimé avec une large incertitude. L'erreur commise sur l'estimation du facteur de pertes est tracée sur la figure IV 16 correspondant à la plage de température [-  $20 \degree C$ ; -  $2 \degree C$ ].



figure IV 16-Incertitude sur l'estimation du facteur de pertes

## IV.3.5. Profils de température à partir des propriétés diélectriques optimisées

La figure IV 17 montre les résultats des simulations effectuées après obtention des paramètres diélectrique optimisés. Un très bon accord est constaté entre les résultats expérimentaux et le modèle. Sur la courbe de température de gauche, le phénomène de résonance est particulièrement bien illustré. Expérimentalement, la sonde de température  $T_2$ , située 13 mm en dessous de la sonde  $T_1$ , enregistre des températures plus élevées. Ce phénomène d'inversion de température est illustré à la fois par les résultats expérimentaux ainsi que par la simulation numérique. Ces observations sont expliquées par les phénomènes de résonance caractéristiques de la propagation d'ondes au sein de matériaux faiblement diélectriques. Leur origine provient de la faible réflexion des ondes en surface du produit et des multiples réflexions internes dans les couches inférieures. Des zones à forts et faibles gradients de champ électrique se développent ainsi dans le produit. Comme la température est liée au carré du champ électrique, des points chauds peuvent apparaître localement dans la matrice.

Les zones de concentration de puissance micro-onde sont illustrées sur la figure IV 17 dans la partie droite au bout de 28 secondes de traitement. La cartographie numérique obtenue montre une zone centrale dont la température est localement plus élevée qu'aux alentours. Cette zone correspond à la localisation de la sonde de température  $T_2$ . Ceci explique donc le fait que la température  $T_2$  augmente plus vite que la température  $T_1$  située 13 mm au dessus.



figure IV 17-Comparaison entre le modèle numérique (propriétés diélectriques optimisées) et les mesures expérimentales,  $P_{in} = 500 \text{ W}$ ,  $T_{ini} = -22 \degree \text{C}$ ,  $\sum (T_{exp} - T_{modèle})^2 = 9,7 \degree \text{C}^2$ 

Comme il est remarqué sur la figure IV 17, l'écart type expérimental des trois mesures de température est non négligeable, principalement pour les températures  $T_1$  et  $T_2$ . En début d'expérimentation, la position précise de chaque fibre optique est difficile à déterminer au sein du produit congelé. Ceci est d'autant plus valable concernant la position verticale de la sonde par rapport à la surface du produit. En effet, lors de la congélation de la tylose, des contraintes mécaniques apparaissent au sein du gel. Ces contraintes sont difficilement prévisibles et peuvent modifier la structure des divers canaux formés par les aiguilles initialement présentes au sein du gel. Comme les fibres optiques sont insérées dans ces canaux après congélation, il en résulte une certaine incertitude de positionnement de chaque sonde au sein du produit. De plus, cette incertitude est aussi à mettre en relation avec l'erreur commise par le diamètre de la sonde (1 mm). Outre les incertitudes de positionnement des sondes, la sensibilité de la mesure est aussi accrue au voisinage des points de résonance dans le produit congelé. La conséquence de toutes ces observations est une mauvaise répétabilité des mesures de températures dans le cas où plusieurs essais sont menés dans les mêmes conditions. Malgré tout, les écarts types obtenus sur les mesures sont tous distincts. Plus particulièrement, les écarts types obtenus sur les sondes  $T_1$  et  $T_2$  sont bien indépendants. Le phénomène de résonance prédit par le modèle est donc validé expérimentalement.

A partir des estimations des propriétés diélectriques, plusieurs conclusions peuvent être déduites. Il apparaît, comme illustré sur la figure IV 17, qu'une mesure de température à proximité d'un point de résonance conduit à un large écart type sur la moyenne de la température en ce point. Cette incertitude est aussi liée à la position de la sonde au sein de la

tylose congelée. Néanmoins, l'étude expérimentale et numérique effectuée permet d'estimer la constante diélectrique du produit congelé avec peu d'incertitude. Malgré la sensibilité de la mesure due à la distribution du champ électromagnétique, il est possible d'estimer précisément la partie réelle de la permittivité qui dépend directement du champ électrique au sein du produit. A l'inverse, l'étude montre une large incertitude sur l'estimation du facteur de pertes.

Afin d'estimer correctement les propriétés diélectriques du produit en phase congelée, une bonne recommandation serait de procéder en deux étapes. Tout d'abord, une estimation du vecteur des paramètres à partir de mesures expérimentales situées à proximité des points de résonance s'avère nécessaire. Des tests numériques par tâtonnement permettraient de prédire a priori la localisation des points de résonance dans le produit. Enfin, un ajustement du facteur de pertes diélectriques serait possible à partir de mesures réalisées loin des points de résonance. L'incertitude sur la mesure est bien évidemment beaucoup plus faible quand les gradients thermiques sont plus petits.

## IV.3.6. Validation de l'estimation des paramètres

La méthode inverse employée précédemment permet d'obtenir de bonnes corrélations entre les résultats expérimentaux et le modèle. Il est cependant nécessaire d'évaluer l'exactitude de cette méthodologie en comparant les données du modèle à des expériences menées dans des conditions différentes. Pour ceci, deux essais ont été menés dans une autre étude [1] à une puissance micro-onde incidente de 1000 W, et pour deux températures initiales au sein du gel de tylose, respectivement - 15 °C et - 22 °C. Au cours de ces deux essais, les positions des sondes de température sont radicalement différentes des précédentes. La figure IV 18 indique les positions des sondes de températures au sein du gel de tylose pour les deux expérimentations menées à 1000 W en phase congelée.



figure IV 18- Positions relatives des sondes de température au sein du gel de tylose en phase congelée,  $P_{in} = 1000$  W, expérience 1 -  $T_{ini} = -15$  °C (gauche), expérience 2 -  $T_{ini} = -22$  °C (droite)

A partir de ces nouvelles conditions expérimentales, une simulation est effectuée avec les propriétés diélectriques issues de l'optimisation précédente. L'échantillonnage des mesures de température est effectué toutes les secondes pendant 9 secondes de traitement. Sur la figure IV 19 et la figure IV 20, les profils de température expérimentaux et numériques sont comparés ainsi que les cartographies de la température au bout de 9 secondes de traitement. Un très bon accord est obtenu entre le modèle et les deux expériences menées à 1000 W pour deux conditions initiales différentes. En conséquence, ces résultats valident l'exactitude de la méthode inverse employée pour estimer les propriétés diélectriques du gel de tylose en phase congelée.



figure IV 19-Comparaison entre le modèle numérique (propriétés diélectriques optimisées) et les mesures expérimentales d'après Akkari et al. [1],  $P_{in} = 1000$  W,  $T_{ini} = -15$  °C



figure IV 20- Comparaison entre le modèle numérique (propriétés diélectriques optimisées) et les mesures expérimentales, d'après Akkari et al. [1],  $P_{in} = 1000$  W,  $T_{ini} = -22$  °C

## **IV.4. CHAUFFAGE MICRO-ONDES EN PHASE DECONGELEE**

# IV.4.1. Profils de température à partir des propriétés diélectriques de la littérature

La figure IV 21 indique la position relative des sondes de température au sein du gel de tylose en phase décongelée. Dans un premier temps, les paramètres diélectriques de la littérature [5] sont utilisés pour simuler le couplage micro-onde thermique (tableau IV. 4). Sur une plage de température raisonnable (0 °C < T < 50 °C), les propriétés diélectriques de la tylose peuvent être considérées comme constante à 2450 MHz [8]. Or ce n'est pas le cas pour des températures plus élevées [6].



figure IV 21-Positions relatives des sondes de température au sein du gel de tylose en phase décongelée

| f = 2450 MHz                              | $0 ^{\circ}\mathrm{C} < T < 50 ^{\circ}\mathrm{C}$ |  |
|---|--|--|
| constante diélectrique, $\mathcal{E}_r$ ' | 50   |  |
| facteur de pertes, $\mathcal{E}_r$ ''     | 17   |  |

tableau IV. 4-Propriétés diélectriques de la tylose en phase décongelée, d'après Taoukis et al. [5]

Le chauffage par micro-ondes est simulé pour une puissance incidente de 500 W et une température initiale de 4 °C au sein du produit. L'échantillonnage des températures est effectué toutes les deux secondes jusqu'à 28 secondes de traitement. Les profils de température numériques sont comparés à des mesures expérimentales réalisées sur le pilote micro-onde décrit au chapitre 3. Pour ceci, un ensemble de 10 essais expérimentaux ont été réalisés dans les mêmes conditions avec des sondes de température positionnées comme indiqué sur la figure IV 21. Pour toutes les mesures effectuées, la moyenne des températures des trois sondes est calculée ainsi que l'écart type de la mesure. La figure IV 22 indique les profils de température obtenus expérimentalement et à partir des simulations en phase décongelée.



figure IV 22-Comparaison entre le modèle numérique ( $\varepsilon_r' = 50$ ;  $\varepsilon_r'' = 17$ ) et les mesures expérimentales,  $P_{in} = 500 \text{ W}, T_{ini} = 4 \text{ }^{\circ}\text{C}, \sum (T_{exp} \text{-} T_{modèle})^2 = 25,2 \text{ }^{\circ}\text{C}^2$ 

L'écart type sur chaque point expérimental est très faible comparé aux expérimentations menées en phase congelée. La sensibilité de la mesure de température en phase décongelée est donc beaucoup moins importante comparée aux expérimentations en phase congelée. Deux raisons principales expliquent ces observations. Tout d'abord, l'incertitude liée au positionnement des sondes est beaucoup plus faible en phase décongelée comparée à la phase congelée. Ceci est principalement lié à la structure élastique du gel à température positive, ce qui permet de positionner précisément chaque sonde de température. Enfin, l'absence de phénomènes de résonance en phase décongelée (propriétés diélectriques élevées) laisse place à une distribution de température sans maxima et minima locaux au sein du gel. La distribution de puissance micro-onde obéit donc à la loi de Lambert. Un très bon accord est constaté en comparant les résultats expérimentaux à la modélisation numérique pour les trois sondes de température. Ceci montre que les propriétés diélectriques de la tylose issues de la littérature correspondent bien aux caractéristiques diélectriques du gel utilisé dans cette étude. Pour 28 secondes de traitement thermique, la somme des écarts au carré entre toutes les températures expérimentales et numériques est d'environ 25 °C<sup>2</sup>. Les écarts les plus importants entre le modèle et les expériences correspondent à la température  $T_1$  située à proximité de la surface du produit là où les gradients de température sont les plus élevés.

## IV.4.2. Profils de température à partir des propriétés diélectriques mesurées

Au chapitre 3, les caractérisations diélectriques réalisées sur la tylose décongelée avec la méthode à sonde coaxiale ont montré la difficulté de répéter la mesure avec une bonne précision. En effet, la moyenne sur la partie réelle de la permittivité relative indique 59,2 pour un écart type égal à 6,5. La moyenne du facteur de pertes indique 16,8 pour un écart type de

1,9. Compte tenu de ces données, les mesures expérimentales réalisées en phase décongelée sont comparées à diverses simulations numériques réalisées à partir de différentes valeurs des propriétés diélectriques mesurées. Trois simulations numériques sont effectuées suivant l'étendue de l'écart type sur chaque couple de paramètre diélectrique. Les trois simulations numériques sont effectuées en imposant des variations d'environ  $\pm$  10 % autour des valeurs moyennes de chaque couple de paramètre diélectrique (figure IV 23, figure IV 24 et figure IV 25).

1) 
$$\varepsilon_r$$
' = 52,7 ;  $\varepsilon_r$ '' = 14,9 2)  $\varepsilon_r$ ' = 59,2 ;  $\varepsilon_r$ '' = 16,8 3)  $\varepsilon_r$ ' = 65,7 ;  $\varepsilon_r$ '' = 18,7



figure IV 23-Comparaison entre le modèle numérique (1-  $\varepsilon_r$ ' = 52,7 ;  $\varepsilon_r$ '' = 14,9) et les mesures expérimentales,  $P_{in} = 500 \text{ W}$ ,  $T_{ini} = 4 \degree \text{C}$ ,  $\sum (T_{exp}-T_{modèle})^2 = 16,5 \degree \text{C}^2$ 



figure IV 24-Comparaison entre le modèle numérique (2-  $\varepsilon_r$ ' = 59,2 ;  $\varepsilon_r$ '' = 16,8) et les mesures expérimentales,  $P_{in} = 500$  W,  $T_{ini} = 4 \degree C$ ,  $\sum (T_{exp}-T_{modèle})^2 = 11,8 \degree C^2$ 



figure IV 25-Comparaison entre le modèle numérique (3-  $\varepsilon_r$ ' = 65,7 ;  $\varepsilon_r$ '' = 18,7) et les mesures expérimentales,  $P_{in} = 500$  W,  $T_{ini} = 4 \degree C$ ,  $\sum (T_{exp}-T_{modèle})^2 = 17,1 \degree C^2$ 

Les sommes des écarts au carré pour les simulations 1 (figure IV 23) et 3 (figure IV 25) sont très proches pour des variations relatives d'environ 25 % sur  $\varepsilon_r$ ' et  $\varepsilon_r$ ''. La somme des écarts au carré la plus faible est obtenue pour la simulation effectuée à partir de la moyenne des paramètres diélectriques mesurés (figure IV 24). Globalement, la comparaison entre les mesures expérimentales et les résultats numériques montre la faible influence des paramètres diélectriques sur les profils de température en phase décongelée. Les différences les plus importantes sont notées à proximité de la surface du produit et en fin de traitement. Malgré tout, les écarts entre les résultats numériques et les valeurs expérimentales restent acceptables car ils n'excèdent pas 2 °C absolus au bout de 28 secondes. En conséquence, l'impact des variations des propriétés diélectriques sur la température en phase décongelée est faible. Une incertitude relative de ± 10 % autour de la moyenne sur chaque paramètre diélectrique ne fait pas beaucoup varier les profils de température dans le produit au cours du chauffage par micro-ondes.

## IV.4.3. Comparaison avec les solutions semi analytiques

Au chapitre 2, les solutions semi analytiques développées par Bhattacharya et al. [11] ont été étendues pour des cas 2D en guide d'ondes rectangulaire. Les simulations numériques ont été comparées avec les solutions semi analytiques dans le cas de forts diélectriques tels que l'eau. Pour la tylose en phase décongelée, les propriétés diélectriques de la littérature indiquent  $\varepsilon_r' = 50$  et  $\varepsilon_r'' = 17$ , ce qui correspond bien aux caractéristiques d'un produit fortement diélectrique. Les solutions semi analytiques peuvent donc être utilisées pour calculer la puissance absorbée au sein de l'échantillon de tylose en phase décongelée. Il est proposé de comparer les profils de température obtenus au sein du gel de tylose à partir du terme source

provenant des solutions semi analytiques et selon les équations de Maxwell. Le chauffage par micro-ondes est simulé à partir des propriétés diélectriques de la littérature et pour une puissance incidente de 500 W. La température initiale du gel de tylose de 5 cm d'épaisseur est fixée à 4 °C et le traitement micro-onde est simulé pour 28 secondes. Trois sondes sont positionnées au sein du gel de tylose comme indiqué sur la figure IV 21 afin de suivre l'évolution de la température au cours du chauffage par micro-ondes.

Pour comparer de manière quantitative l'évolution de la température selon les deux approches, on définit une vitesse de chauffage qui correspond à la variation de température de chaque sonde au cours du temps.

$$\tau_i = \frac{dT_i}{dt} \tag{IV. 25}$$

avec *i* = 1, 2, 3

Si on suppose une évolution linéaire de la température au cours du temps (figure IV 22), cette vitesse représente aussi la pente de chaque réseau de courbe. Le tableau IV. 5 indique les vitesses de chauffage correspondantes à chaque formulation du terme source et pour chacune des sondes de température.

tableau IV. 5- Comparaison du taux de chauffage par micro-ondes selon les approches semi analytiques et numérique

|                         | solutions semi<br>analytiques | solution numérique        | écart relatif |
|-------------------------|-------------------------------|---------------------------|---------------|
| sonde T <sub>1</sub>    | 75 °C.min <sup>-1</sup>       | 81 °C.min <sup>-1</sup>   | 7,4 %         |
| sonde T <sub>2</sub>    | 18,5 °C.min <sup>-1</sup>     | 19,5 °C.min <sup>-1</sup> | 5,1 %         |
| sonde T <sub>3</sub>    | 4,9 °C.min <sup>-1</sup>      | 5,2 °C.min <sup>-1</sup>  | 5,8 %         |
| temps de calcul machine | 9 secondes                    | 35 secondes               | 74 %          |

Les résultats montrent une bonne correspondance entre les deux approches du terme source pour calculer la distribution de température dans le produit au cours du temps. D'une manière générale, les vitesses de chauffage calculées à partir du terme source issu de la résolution numérique des équations de Maxwell sont plus élevées par rapport à celles issues de l'approche semi analytique. L'écart maximal sur la vitesse de chauffage selon les deux approches est inférieur à 10 %. L'écart le plus important est situé à proximité de la surface du

produit là où les gradients thermiques sont les plus élevés. Pour la sonde T<sub>1</sub> située à 5 mm sous la surface, il existe une erreur relative d'environ 7 % sur la prédiction de température. Cette erreur semble acceptable au regard des fortes vitesses de chauffage en surface  $(\approx 80 \text{ °C.min}^{-1})$ . Les deux approches sont aussi comparées par rapport au temps de calcul nécessaire pour aboutir au résultat final. Le tableau IV. 5 montre que les temps de simulation des profils de température à partir des solutions semi analytiques sont environ quatre fois inférieurs à ceux simulés à partir de la résolution numérique des équations de Maxwell (9 secondes contre 35 secondes). De plus, l'approche semi analytique ne nécessite que 10 secondes de temps machine pour simuler 28 secondes du procédé de chauffage par microondes. En conséquence, l'approche semi analytique pour le calcul du terme source dans l'équation de la chaleur est intéressante afin de prédire en temps réel les profils de température dans un objectif de contrôle/commande du procédé de chauffage micro-ondes. La figure IV 26 compare les profils de température et de puissance obtenus par les solutions numérique et semi analytiques au cours du chauffage par micro-ondes. Pour la sonde de température T<sub>1</sub>, la faible différence entre les profils de température selon les deux approches du terme source s'explique par l'écart relatif de 7 % entre les taux de chauffage. Cet écart est illustré aussi en traçant la puissance micro-onde absorbée en fonction de la profondeur de l'échantillon. A proximité de la surface du produit, la puissance micro-onde calculée à partir de la résolution numérique des équations de Maxwell est plus élevée que celle issue des solutions semi analytiques. Ceci explique la différence sur les vitesses de chauffage obtenues dans le tableau IV. 5. La figure IV 26 indique aussi la cartographie de la puissance microonde absorbée ainsi que les iso températures obtenues selon les deux approches du terme source. Qualitativement, les iso profils sont identiques, il existe uniquement des différences d'amplitudes entre les deux approches. Le régime de décroissance exponentielle de la puissance micro-onde avec la profondeur du produit est aussi mis en évidence en phase décongelée.



figure IV 26-Profils de température en fonction du temps et profils de puissance à l'instant t = 28 secondes selon les deux approches de calcul du terme source dans l'équation de la chaleur

#### **IV.5. DECONGELATION MICRO-ONDES EN MILIEU MULTIPHASIQUE**

#### IV.5.1. Comparaison entre les expériences et la simulation numérique

Les études menées séparément dans les phases congelées et décongelées mettent en évidence la relative sensibilité du modèle aux paramètres diélectriques au cours du traitement par micro-ondes. Au cours d'un procédé de décongélation par micro-ondes, les propriétés diélectriques varient beaucoup entre l'état congelé et décongelé. Dans la zone congelée, les propriétés diélectriques ont été estimées par méthodes inverses avec une précision acceptable sur la plage [- 20 °C ; - 2 °C]. En phase décongelée, l'influence des propriétés diélectriques sur les profils de température est faible et les valeurs de la littérature peuvent être utilisées raisonnablement sur la plage [0 °C ; 50 °C]. Il est à présent proposé d'étudier le procédé complet de décongélation par micro-ondes sur la plage de température [- 20 °C ; 50 °C].

Dans la plage de température [- 2 °C ; 0 °C], l'évolution des propriétés diélectriques est inconnue. Or, c'est dans cette plage de température que la transition des propriétés diélectriques doit être modélisée. La courbe de la capacité calorifique apparente en fonction de la température indique un pic maximum de chaleur latente aux alentours de - 1 °C. Ce pic

correspond au changement de phase du solide et signifie que le produit est décongelé pour une température égale à 0 °C. D'après la littérature, il est utile de rappeler que la température pour laquelle la chaleur latente de la tylose est maximale est supposée proche de celle de la viande et égale à - 1 °C [12]. Si la tylose était un corps pur, les variations des propriétés diélectriques entre la zone congelée et décongelée se feraient instantanément avec une température de transition strictement égale à - 1 °C. Or, dans notre cas, la tylose n'est pas pure et la plage de transition de phase doit être étalée en fonction de la température.

Dans un premier temps, les variations des propriétés diélectriques sur la plage de température  $[-2 \degree C; 0 \degree C]$  sont modélisées par des splines cubiques (*SC*) centrés sur - 1 °C. Ces fonctions mathématiques permettent d'interpoler les variations des propriétés diélectriques entre la zone congelée et la zone décongelée (tableau IV. 6 et figure IV 27). Par la suite, la plage de transition sera modifiée pour caractériser la sensibilité du modèle.

| tableau IV. 6-Evolution des propriétés diélectriques de la tylose de - 20 °C à 50 °C |  |                                  |                            |
|--|--|----------------------------------|----------------------------|
| <i>T</i> (°C)  | <i>T</i> < - 2 °C                                    | $-2 \circ C \le T \le 0 \circ C$ | $0 ^{\circ}\mathrm{C} < T$ |
| $\mathcal{E}_r$ '  | p <sub>1 opt</sub>                                   | SC                               | 50                         |
| $\mathcal{E}_r$  | $p_{2 opt} \times \exp(p_{3 opt} \times \mathbf{T})$ | SC                               | 17                         |
|  |  |                                  |                            |



figure IV 27-Variations des propriétés diélectriques sur la plage de température [- 2 °C ; 0 °C]

Une simulation de la décongélation micro-ondes d'un bloc de tylose de 5 cm d'épaisseur est effectuée pour une puissance incidente de 500 W et une température initiale fixée à - 20 °C. Les positions des sondes de température correspondent à celles indiquées sur la figure IV 13.

Au cours du changement de phase, le problème numérique est fortement non linéaire de part la dépendance des propriétés physiques du gel à la température ( $\rho$ ,  $Cp_{app}$ , k,  $\varepsilon_r$ ',  $\varepsilon_r$ ''). En conséquence, il est nécessaire de raffiner le maillage à 12 000 éléments quadrangles dans le produit pour obtenir une bonne précision de calcul au cours du changement de phase. Bien évidemment le temps de calcul machine est beaucoup plus important comparé aux deux études précédentes dans chaque phase séparée. A titre indicatif, une simulation complète de 90 secondes d'un procédé de décongélation micro-ondes équivaut à environ 15 heures de temps de calcul avec la configuration informatique utilisée.

Pour chaque simulation menée, les résultats numériques sont comparés à deux expériences de décongélation micro-ondes effectuées dans des conditions identiques. La figure IV 28 présente l'évolution des températures  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$  simulées et pour les deux expériences répétées à puissance incidente de 500 W.



figure IV 28-Comparaison entre les mesures expérimentales et les simulations numériques au cours du procédé de décongélation micro-ondes, d'après les données du tableau IV. 6

Le phénomène d'emballement thermique est clairement mis en évidence d'après les mesures expérimentales avec une brusque montée de la température dès que le produit dépasse le palier de fusion. Malgré des conditions expérimentales identiques pour les deux expériences, des différences apparaissent entre les deux évolutions de température. Les écarts de mesure pour chaque sonde sont plus importants après le franchissement du palier de fusion. Ceci met en évidence la difficulté de répéter les mesures de température avec une bonne précision au cours du procédé de décongélation par micro-ondes. Ces problèmes de répétabilité sont principalement liés à l'incertitude de positionnement des sondes ainsi qu'aux phénomènes de résonance de puissance micro-ondes en phase congelée. Les erreurs de mesure sont aussi expliquées par un possible déplacement des sondes de température qui est lié à des contraintes mécaniques dans le gel au cours de la décongélation. De plus, comme l'erreur de positionnement de chaque sonde est non négligeable en phase congelée, l'incertitude de mesure se répercute après le franchissement du palier de fusion pour les deux essais expérimentaux.

Cependant, les résultats expérimentaux pour chaque sonde de température peuvent être clairement distingués et comparés en phase congelée. Dans la zone congelée (t < 40 secondes), les phénomènes de résonance sont mis en évidence. Malgré des mesures peu répétables, les résultats issus du modèle s'accordent relativement bien aux essais expérimentaux. Le palier de fusion est franchi au bout d'environ 45 secondes au regard de l'évolution de la sonde T<sub>1</sub> située à 5 mm sous la surface du produit. Ce palier est caractéristique du changement de phase d'un produit majoritairement constitué d'eau (86,6 % dans notre cas) et reflète la libération de la chaleur latente de fusion de la tylose.

## IV.5.2. Cartographie du champ électrique au cours de la décongélation

La figure IV 29 indique une cartographie numérique de l'intensité du champ électrique au sein de l'air et de la tylose au cours du procédé de décongélation par micro-ondes. Les valeurs locales du champ électrique en tout point sont normalisées par rapport au champ électrique maximal à l'instant t = 0 dans l'air.




figure IV 29-Profils du champ électrique normalisé au cours de la décongélation micro-ondes, d'après les données du tableau IV. 6.

Les valeurs adimensionnelles du champ électrique dans la phase congelée (figure IV 29 à t = 20 s), montrent trois maxima d'absorption de puissance micro-ondes (E / E<sub>0 max</sub> = 0,55). Les points chauds correspondant sont situés en bas, au milieu et à proximité de la surface du produit. Dès que la température locale atteint des valeurs proches de - 2 °C, les propriétés diélectriques varient brusquement et le champ électrique au sein de la tylose change radicalement (figure IV 29 à t = 30 s). Au cours du changement de phase, des phénomènes de résonance additionnels sont observés avec la présence de concentrations locales de champ électrique suivant l'axe de symétrie central de l'échantillon. Notons aussi la présence de concentrations de champ électrique au sein du produit de part et d'autre de l'axe central (E / E<sub>0 max</sub> = 0,35). Ces zones montrent que les gradients du champ électrique sont situés sous la surface du produit (E / E<sub>0 max</sub> = [0,45; 0,50] ainsi qu'à la base (E / E<sub>0 max</sub> = [0,4; 0,45]. Notons également la présence de deux minima du champ électrique, situés respectivement de part et d'autre de la partie centrale du produit (E / E<sub>0 max</sub> = 0,1).

De plus, pour t = 30 secondes, la valeur maximale du champ électrique adimensionnel au sein du produit est légèrement inférieure à celle obtenue au bout de 20 secondes de traitement (0,5 vs 0,55).

Après 40 secondes de traitement, une concentration de champ électrique se développe à proximité de la surface du produit ( $E / E_{0 max} = 0,4$ ) avec une diminution de la magnitude du champ dans les couches inférieures ( $E / E_{0 max} = [0,05; 0,2]$ .

Au bout de 50 secondes de traitement, la température T<sub>1</sub> située 5 mm sous la surface a franchi le palier de fusion (figure IV 28). A cet instant, l'intensité du champ électrique à proximité de la surface est identique à celle obtenue pour t = 40 secondes (E / E<sub>0 max</sub> = 0,4). Cependant, au centre de la surface du produit, le champ électrique est beaucoup moins important (E / E<sub>0 max</sub> = 0,05) que sous la surface (E / E<sub>0 max</sub> = 0,4). Ceci conduit à une distribution très hétérogène du champ électrique au sein du produit traité.

Ces concentrations de champ électrique variables au cours du temps sont en lien avec les variations brutales des propriétés diélectriques et plus particulièrement celles du facteur de pertes  $\varepsilon_r$ '' dans la zone [-2 °C; 0 °C]. Globalement, les valeurs maximales du champ électrique local diminuent au cours de la décongélation. Aussi, le facteur de pertes augmente rapidement pendant la phase de fusion et l'absorption de puissance micro-ondes dans l'échantillon est croissante au cours de la décongélation. Ce phénomène compense la baisse de l'intensité du champ électrique dans le produit et conduit à une distribution très hétérogène de la température. Les phénomènes d'emballement thermique sont principalement liés à ces différences d'absorption de puissance micro-ondes entre les zones décongelées qui absorbent beaucoup et les zones encore congelées du produit qui absorbent peu les radiations.

### IV.5.3. Influence des propriétés diélectriques lors du changement de phase

Dans les simulations précédentes, les variations des propriétés diélectriques ont été étalées sur une plage de température [- 2 °C ; 0 °C] lors du passage de l'état congelé/décongelé. Ce choix a été justifié par rapport au pic de la chaleur latente de fusion situé aux alentours de - 1 °C. Pour tester la sensibilité du modèle numérique aux propriétés diélectriques, les variations des propriétés diélectriques sont établies dans la plage [- 1 °C ; 0 °C] (figure IV 30).



figure IV 30- Variations des propriétés diélectriques sur la plage de température [-1 °C ; 0 °C]

Une simulation de la décongélation micro-ondes est à nouveau effectuée à partir de ces données pour une puissance incidente de 500 W et une température initiale fixée à - 20 °C. Comme on s'intéresse uniquement au procédé de décongélation, il n'est pas nécessaire de simuler longtemps le procédé et il est raisonnable de s'arrêter juste après l'emballement thermique en surface. La figure IV 31 présente l'évolution des nouvelles températures  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$  simulées et pour les deux expériences répétées à puissance incidente de 500 W.



figure IV 31- Comparaison entre les mesures expérimentales et les simulations numériques au cours du procédé de décongélation micro-ondes, d'après les données de la figure IV 30.

Dans la zone congelée (- 20 °C < T < - 1 °C), la figure IV 31 montre un bon accord entre les données du modèle et les résultats expérimentaux. Concernant le changement de phase, la figure IV 31 indique un désaccord entre les résultats numériques et expérimentaux pour la température T<sub>1</sub> située à 5 mm sous la surface du produit. En effet, le palier de fusion est franchi « numériquement » 10 secondes après celui obtenu expérimentalement. Ces observations sont liées aux variations des propriétés diélectriques en fonction de la température dans la plage [- 1 °C ; 0 °C]. Ainsi, si on compare la figure IV 31 à la figure IV 28, la sensibilité du modèle est mise en évidence par rapport aux variations des propriétés diélectriques dans la zone de transition.

Afin d'obtenir une bonne concordance entre les expériences et le modèle, il semblerait plus judicieux de modéliser le procédé de décongélation à partir des paramètres diélectriques issus du tableau IV. 6. Ainsi, la plage de température [- 2 °C ; 0 °C] est la plus adaptée pour caractériser les variations des propriétés diélectriques lors du changement de phase.

Sur la figure IV 32, les profils du champ électrique sont tracés pour les quatre instants de référence à partir des propriétés diélectriques modélisées sur la plage [-1 °C; 0 °C]. Cette cartographie de champ électrique est à comparer à celle précédemment obtenue à partir des propriétés diélectriques sur la plage [-2 °C; 0 °C]. En phase congelée pour t = 20 secondes, les profils sont identiques à ceux de la figure IV 29. Au bout de 30 secondes de traitement, le produit est encore congelé et le champ électrique ne varie presque pas à la différence des résultats obtenus sur la figure IV 29. Ce n'est qu'au bout d'environ 40 secondes que les propriétés diélectriques varient de manière brutale et que le champ électrique devient très hétérogène au sein du produit. Ceci illustre particulièrement bien les résultats thermiques obtenus sur la figure IV 31 avec un décalage temporel de la zone de transition des propriétés diélectriques.





figure IV 32-Profils du champ électrique normalisé au cours de la décongélation micro-ondes, d'après les données de la figure IV 30.

## **IV.6.** CONCLUSION

L'étude menée dans ce chapitre a été réalisée en comparant des résultats numériques à des expérimentations. Tout d'abord, une modélisation numérique du couplage micro-onde thermique a été effectuée avec succès. Un effort a été porté sur la construction du modèle et sa simplification. En effet, les premières ébauches du modèle se sont concentrées sur une reproduction la plus fidèle possible de la géométrie permettant de décrire au mieux les phénomènes physiques au cours du traitement thermique par micro-ondes. La géométrie 3D de départ a aussi pu être simplifiée pour aboutir à une configuration 2D identique sur le plan de propagation des ondes. Ces améliorations du modèle ont permis d'alléger les temps de calcul par rapport au modèle 3D. Ce modèle 2D a pu être testé en comparant résultats numériques et mesures expérimentales effectuées dans différentes conditions. En premier lieu les phases congelées et décongelées ont été considérées séparément.

En phase congelée, l'originalité de la démarche a résidé dans l'utilisation d'une technique inverse pour estimer les propriétés diélectriques du gel de tylose sans avoir recours à la

mesure expérimentale de ces propriétés. L'approche proposée a permis d'estimer la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité mais aussi d'évaluer l'incertitude de l'estimation sur chaque paramètre. Les paramètres optimaux retenus ont été implémentés dans un simulateur du procédé de traitement par micro-ondes en phase congelée. Les températures issues du simulateur ont été comparées avec des données expérimentales issues de travaux déjà publiés et effectués dans d'autres conditions. Les résultats obtenus montrent une bonne adéquation entre le modèle et les expériences réalisées. Les calculs des écarts types sur les paramètres diélectriques optimum mettent en évidence la difficulté d'estimer le facteur de pertes avec une bonne précision. En revanche, la méthodologie employée permet d'estimer la constante diélectrique avec une faible incertitude. Ainsi, plusieurs recommandations ont été proposées afin d'évaluer les propriétés diélectriques d'un produit congelé en régime résonnant.

L'étude menée sur la phase décongelée met en évidence la faible influence des propriétés diélectriques sur les profils de température. En effet, malgré la forte incertitude sur les paramètres diélectriques mesurés en phase décongelée, les profils de température expérimentaux sont en bonne concordances avec les résultats donnés par le simulateur. L'étude en phase décongelée a aussi permis de mettre en évidence les avantages de l'utilisation des solutions semi analytiques en complément de la résolution complète des équations de Maxwell pour modéliser la source de chaleur micro-ondes. L'avantage principal de ces solutions est de réduire les temps de calcul car la résolution du champ électrique dans le produit n'est pas nécessaire.

Enfin, l'étude finale a permis de caractériser les transferts de chaleur en milieu multiphasique lors du procédé de décongélation par micro-ondes. Pour ceci, les paramètres diélectriques déterminés dans les phases congelées et décongelées ont été implémentés dans un modèle global qui prend en compte le changement de phase du produit. Excepté les problèmes de répétabilité de mesure, les résultats numériques montrent la sensibilité du modèle à de faibles variations des propriétés diélectriques lors du changement de phase. L'étude met en évidence la difficulté de prédire les variations des propriétés diélectriques dans la zone de transition. Globalement, les résultats montrent la bonne concordance entre les résultats numériques et expérimentaux.

# **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1] E. Akkari, S. Chevallier, and L. Boillereaux, A 2D non-linear "grey-box" model dedicated to microwave thawing: Theoretical and experimental investigation, *Computers & Chemical Engineering*, 30 (2) (2005) 321-328.
- [2] J. Zhu, A.V. Kuznetsov, and K.P. Sandeep, Mathematical modeling of continuous flow microwave heating of liquids (effects of dielectric properties and design parameters), *International Journal of Thermal Sciences*, In Press (2006).
- [3] P. Rattanadecho, K. Aoki, and M. Akahori, A numerical and experimental investigation of the modelling of microwave heating for liquid layers using a rectangular wave guide (effects of natural convection and dielectric properties), *Applied Mathematical Modelling*, 26 (3) (2002) 449-472.
- [4] L. Douadji, Traitement thermique uniforme des composites non métalliques au moyen de l'effet diélectrique de l'inversion de l'atténuation des ondes électromagnétiques, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Paris, 2007.
- [5] P. Taoukis, et al., Mathematical Modeling of Microwave Thawing by the Modified Isotherm Migration Method, *Journal of Food Science*, 52 (1987) 455.
- [6] M. Chamchong, Microwave thawing of foods: effects of power levels, dielectric properties and sample geometry, Faculty of the Graduate School of Cornell University, Ithaca, 1997, 109.
- [7] D.W. Marquardt, An algorithm for least squares estimation of non linear parameters, *Journal of Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11 (2) (1963) 431-441.
- [8] T. Basak and K.G. Ayappa, Analysis of Microwave Thawing of Slabs with Effective Heat Capacity Method, *AICHE journal*, 43 (1997) 1662-1674.
- [9] M. Minoux, *Programmation mathématique*. *Théorie et algorithmes*, ed. Dunod. Vol. 1. 1983.
- [10] W.H. Press, et al., Numerical Recipes the art of scientific computing, (1988).
- [11] M. Bhattacharya and T. Basak, A novel closed-form analysis on asymptotes and resonances of microwave power, *Chemical Engineering Science*, 61 (19) (2006) 6273-6301.
- [12] B.J. Pangrle, et al., Microwave thawing of lossy dielectric materials, *Chemical Engineering Communication*, 112 (1992) 39-53.

#### **CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES**

Dans ce travail de thèse, l'objectif était de mieux comprendre les interactions entre les microondes et la matière afin de proposer des solutions d'optimisation du traitement thermique par micro-ondes en milieu multiphasique.

L'étude bibliographique a montré la complexité des phénomènes entrant en jeu lors des traitements micro-ondes, notamment dans le cas des produits alimentaires lorsque des changements de phase interviennent. En effet, des hétérogénéités de chauffage apparaissent, emballement thermique, points chauds liés aux phénomènes de résonance, et rendent complexe la maîtrise de ces procédés. La modélisation s'avère être un outil indispensable pour expliquer, comprendre et optimiser ces traitements. Pour ce faire, parmi les diverses approches mentionnées dans la littérature, seule la résolution des équations de Maxwell permet d'appréhender avec une bonne précision l'ensemble de ces phénomènes. Notre choix s'est porté sur une résolution numérique, non restrictive du point de vue des hypothèses, permettant d'aborder des géométries complexes pour différents modes de propagation des ondes.

Le problème de la décongélation est particulièrement complexe, car coexistent dans le produit des zones à faibles propriétés diélectriques (phases congelées), des zones à fortes propriétés diélectriques (phases décongelées) et enfin des zones où ces propriétés varient fortement (changement d'état).

Il était par conséquent nécessaire de considérer la modélisation suivant deux grandes étapes. Dans un premier temps, les phases congelées et décongelées ont été étudiées séparément. La seconde étape a consisté en la simulation complète du procédé de décongélation.

Nous avons construit un modèle suivant une géométrie 3D, dans le cas d'une propagation dans le mode fondamental. Les résultats obtenus, aussi bien en phase congelée que décongelée, ont tout d'abord permis de mettre en évidence les symétries liées au mode de propagation, conduisant ainsi à une simplification du modèle en 2D.

Dans la phase congelée, où les propriétés diélectriques sont faibles, les résultats numériques ont confirmé l'existence de points chauds, liés à des phénomènes de résonances et conduisant à des hétérogénéités de chauffage.

Les expérimentations réalisées sur de la tylose congelée n'ont pas permis d'obtenir une bonne adéquation avec les résultats numériques obtenus à partir de propriétés diélectriques issues de la littérature. Devant la difficulté inhérente à la mesure de ces propriétés en phase congelée, l'originalité de notre démarche a été de les estimer par des techniques inverses. Nous avons préalablement fait le choix de considérer une évolution exponentielle du facteur de pertes avec la température et une permittivité constante. Ce choix, basé sur une étude bibliographique de l'absorptivité micro-onde, s'est révélé approprié. Cette approche a permis en outre de quantifier l'incertitude sur les propriétés estimées. Grâce à ce travail, la forte sensibilité du modèle aux propriétés diélectriques a également été mise en évidence.

Dans la phase décongelée, nous avons pu vérifier la décroissance exponentielle du champ électrique avec la profondeur. Cette caractéristique du champ est due à l'absence de résonances et permet d'utiliser l'approche Lambert pour le calcul du terme source.

Pour les validations expérimentales, les propriétés diélectriques de la tylose ont pu être mesurées. Ces valeurs ont été implémentées dans le modèle en les considérant constantes sur la plage de température étudiée. Malgré la forte incertitude sur ces paramètres liée au dispositif de mesure, la faible sensibilité du modèle aux propriétés diélectriques a été illustrée.

Le modèle ayant été validé dans les deux phases, celui-ci a été testé dans le cas d'une décongélation complète. L'évolution des propriétés diélectriques dans la zone de transition, compatible avec les résultats observés en analyse calorimétrique, a permis d'obtenir des résultats très satisfaisants. Par conséquent, une bonne connaissance de cette zone de changement de phase est nécessaire, tant la sensibilité du modèle à l'évolution des propriétés dans cette zone est grande. Cette sensibilité a pu être vérifiée en modifiant la largeur de la plage de fusion.

Cette étude a clairement montré l'intérêt de la simulation numérique qui permet de visualiser des phénomènes de résonances annexes, rapides, et responsables des emballements thermiques couramment observés pour ce type d'opération.

Un des éléments importants de cette approche modèle est le temps de calcul lié à la résolution complexe des équations de Maxwell, principalement dans la phase de changement d'état. Ces temps de calcul sont aujourd'hui prohibitifs pour un contrôle temps réel du procédé, notamment en recourant à une commande prédictive, particulièrement bien adaptée à ce type de problématique.

Les solutions semi analytiques constituent une alternative intéressante et récente à la résolution des équations de Maxwell. Néanmoins, celles-ci sont définies selon des hypothèses restrictives : propriétés diélectriques constantes et configuration 1D.

Nous avons souhaité vérifier la validité de ces approches en les comparant avec des simulations numériques, puis nous avons montré qu'elles pouvaient être utilisées dans des configurations 2D, en se limitant toutefois aux forts diélectriques. Une perspective intéressante serait alors d'adapter ces solutions semi analytiques pour pouvoir prendre en compte les changements de phase (propriétés diélectriques variables).

Les autres perspectives et voies d'investigation liées à ce travail sont nombreuses. En effet, ce travail a été réalisé dans une configuration géométrique standard, à savoir un guide d'ondes monomode. Dans un contexte industriel, les traitements micro-ondes sont réalisés dans des géométries différentes, ne permettant pas les simplifications du modèle réalisées dans cette étude. Il serait alors intéressant d'étendre cette étude à des cavités multimodes nécessitant une approche tridimensionnelle.

Le produit utilisé dans cette étude est relativement homogène. La complexité des produits alimentaires laisse présager une certaine hétérogénéité des propriétés diélectriques, et par conséquent des interactions micro-ondes / matière beaucoup plus complexes. La prise en compte des transferts de masse peut alors s'avérer nécessaire, notamment à hautes températures.

Enfin, cette étude a montré l'importance d'une détermination fine des propriétés diélectriques, et de leur évolution en fonction des conditions du milieu (notamment la température). Il devient donc nécessaire de mettre en œuvre des dispositifs de mesure de ces propriétés permettant d'une part d'obtenir des valeurs avec des faibles incertitudes, et d'autre part d'appréhender précisément l'évolution de ces propriétés durant le changement de phase.

# ANNEXE : PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES ET VALORISATION

Ce travail de thèse a conduit à la publication d'articles et des communications en congrès internationaux dont la liste est présentée ci-dessous.

### Congrès internationaux et nationaux avec actes et comité de lecture

S. Curet, O. Rouaud and L. Boillereaux, Numerical and experimental study on the effect of dielectric properties on microwave heating of food samples , "GCMEA 2008 MAJIC 1<sup>st</sup> - Global Congress on Microwave Energy Applications", August 4-8, 2008, Otsu, Japan

S. Curet, O. Rouaud and L. Boillereaux, Determination of dielectric parameters of frozen materials via reverse technique, Foodsim2008, June 26-28, 2008, Dublin, Ireland

S. Curet, O. Rouaud, L. Boillereaux, Numerical approaches for microwave tempering and thawing; influence of the sample dimensions, Proceedings of the 22<sup>nd</sup> IIR International Congress of Refrigeration, August 21-26, 2007, Beijing, China

S. Curet, O. Rouaud and L. Boillereaux, Heat Transfer Models for Microwave Thawing Applications, Proceedings of the COMSOL user's conference 2006, November 7<sup>th</sup>, 2006, Paris, France

S. Curet, O. Rouaud and L. Boillereaux, Heat transfer model for microwave thawing applications, Proceedings of the 13<sup>th</sup> world congress of food science and technology (IUFOST), September 17-21, 2006, Nantes, France

### Articles dans des périodiques à comité de lecture

S. Curet, O. Rouaud and L. Boillereaux, Microwave tempering and heating in a single-mode cavity: Numerical and experimental investigations, Chemical Engineering and Processing: Process Intensification, 47 (2008) 1656–1665

S. Curet, O. Rouaud and L. Boillereaux, Effect of sample size on microwave power absorption within dielectric materials: 2D numerical results vs. closed-form expressions, AIChE Journal, *sous révision*.

Résumé

La technologie micro-onde est un procédé qui connaît de nombreuses applications en industrie agroalimentaire. Toutefois ce procédé reste encore mal maîtrisé en raison de complexes interactions entre les micro-ondes et la matière.

Dans le cadre de cette thèse à la fois numérique et expérimentale, on s'intéresse au procédé de décongélation micro-onde d'un produit modèle, la tylose. La génération de chaleur par micro-ondes est modélisée à partir de la résolution numérique des équations de Maxwell par l'intermédiaire de la méthode des éléments finis. Les températures simulées sont comparées à des mesures expérimentales et à des solutions semi analytiques disponibles dans la littérature.

Tout d'abord, les phases congelée (faible diélectrique) et décongelée (fort diélectrique) sont traitées séparément. Les résultats mettent en relief les phénomènes de résonance avec une localisation variable des points chauds au sein du produit congelé. L'influence des propriétés diélectriques est aussi mise en évidence avec l'utilisation d'une méthode inverse destinée à l'estimation de ces paramètres. En phase décongelée, les solutions numérique et semi analytiques sont en accord avec les données expérimentales.

L'étude est ensuite étendue au procédé de décongélation par micro-ondes. La sensibilité du modèle est caractérisée avec des propriétés diélectriques fortement dépendantes de la température au cours du changement de phase. Enfin, plusieurs recommandations sont proposées en perspective d'étude dans un objectif de commande prédictive de la température au cours du procédé de traitement par micro-ondes.

# MICROWAVE HEATING AND HEAT TRANSFER IN MULTIPHASE MEDIA

### Abstract

Microwave technology is a process which knows many applications within food process industry. However this process is still badly known because of complex interactions between the microwaves and the matter.

Within the framework of this numerical and experimental thesis, the study focuses on the microwave thawing process of a model product, the tylose gel. The heat generation due to microwaves is modelled by using the numerical resolution of the Maxwell's equations via a finite element method. The simulated temperatures are compared with experimental measurements and semi analytical solutions available in the literature.

First of all, the frozen phase (low dielectric) and the defrosted phase (high dielectric) are studied separately. The results highlight the resonance phenomena with variable locations of the hot spots within the frozen product. The influence of the dielectric properties is also highlighted by using a reverse technique intended for their estimation. In the defrosted phase, the numerical and semi analytical solutions are in good agreement with the experimental data.

The study is then extended to the microwave thawing process. The model sensitivity is characterised with the temperature dependent dielectric properties during the phase transition. Lastly, several recommendations are proposed for predictive control of temperature profiles during the microwave heating process.

**Mots-clés** : micro-ondes, modélisation, éléments finis, transferts de chaleur, propriétés diélectriques, estimation, méthode inverse, changement de phase

**Discipline** : Sciences pour l'Ingénieur

**N°:** (*ne rien inscrire, attribué par la bibliothèque*)