

UNIVERSITÉ CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR

FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

DÉPARTEMENT DE PYSIQUE



MEMOIRE DE THESE UNIQUE

Présenté par

YOUSOU TRAORE

POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR EN PHYSIQUE

Option : Thermique

**ETUDE DU COMPORTEMENT THERMIQUE D'UN MUR BICOUCHE
CONSTITUE D'UNE DALLE EN BETON ACCOLEE A DU FILASSE-
PLATRE EN CONTACT PARFAIT**

Soutenu publiquement le 08/07/2017 devant le jury composé de :

Président Rapporteur	Salif GAYE	Professeur Titulaire	UT
Rapporteur	Mamadou Babacar NDIAYE	Maitre de Conférences	IUT
Membres	Séni TAMBA	Maitre de Conférences	EPT
	El hadji Bamba DIAW	Maitre de conférences	EPT
	Sidya Ould Brahim	Maître-Assistant	Univ/Nouakchott
	Issa DIAGNE	Maitre de Conférences	FST/UCAD
Directeurs	Hawa LY DIALLO	Maitre de Conférences	UFR SET/UT
	Grégoire SISSOKO	Professeur Titulaire	FST/UCAD

DEDICACES

Ce travail est dédié à :

Mon Père Mamadou TRAORE

Ma Mère Ramatoulaye TRAORE

Mes Tantes

Mes Oncles

Mes Frères et Sœurs

Mes Cousins et Cousines

Mes Femmes

Feu Abdoulaye NDIAYE Dit DIARRA

Feu Ousseynou DOUMBOUYA

Toute la famille BADIANE

Mes amis

Tous (tes) ceux (celles) qui, de près ou de loin, m'ont soutenu tout au long de mon cursus aussi bien élémentaire qu'universitaire.

Ce travail a été effectué :

A la faculté des Sciences et techniques (FST) de l'université Cheikh Anta DIOP de Dakar (Sénégal)

Sous la direction de Madame Hawa LY DIALLO, Maitre de conférences à UFR SET/UT avec la supervision de Monsieur Grégoire SISSOKO, Professeur Titulaire au Département de Physique à la FST/UCAD.

REMERCIEMENTS

Je remercie très sincèrement :

Monsieur Grégoire SISSOKO, Professeur Titulaire de classe exceptionnelle à la Faculté des Sciences et Techniques de l'U.C.A.D, pour avoir bien voulu superviser ce travail. Je ne saurais trouver de mots assez forts pour vous exprimer ma profonde gratitude. Vous avez suscité en moi et d'autres jeunes la persévérance, l'amour du travail bien fait, le respect et la politesse envers les parents et nos braves professeurs. Vos encouragements et votre soutien m'ont beaucoup aidé dans ce travail. Vous avez été toujours disponible à promouvoir davantage l'éducation des jeunes, en donnant le meilleur de vous-même pour les accompagner dans leur éducation scientifique, morale et sociale. Vous êtes un homme de conviction et de sagesse, vos conseils ont suscité en moi la persévérance et l'abnégation dans le travail. Vous avez été accueillant, attentif à nos différentes sollicitations. Professeur, vous êtes une référence pour nous, jeunesse africaine. Que Dieu le Tout Puissant vous fasse récompense et vous soutienne dans toutes vos entreprises. Je vous remercie profondément encore d'avoir accepté de diriger ce travail.

Monsieur Issa DIAGNE, Maître de conférences à la Faculté des Sciences et Techniques. Vous avez été toujours disponible à nos innombrables sollicitations. De par votre abnégation dans le travail, votre courage, votre volonté de faire toujours mieux, j'ai pu bénéficier de votre apport inégalable dans la confection de cet ouvrage. Vous êtes un homme ouvert, intègre et sympathique donnant le meilleur de vous-même. Je ne cesserai jamais de vous remercier pour tout ce que vous avez fait pour l'ensemble de l'équipe que nous formons. C'est un honneur pour moi de vous avoir comme rapporteur du jury. Que Dieu le Tout Puissant illumine votre chemin. Je vous remercie profondément d'avoir accepté de participer à ce jury.

Monsieur Mamadou Babacar NDIAYE, Maître de conférences à l'Institut Universitaire de Technologie (IUT), C'est un honneur pour moi de vous avoir comme rapporteur du jury. Que Dieu le tout miséricordieux vous garde et soit toujours avec vous dans toutes vos entreprises ! AMEN !

Monsieur Salif GAYE, Professeur Titulaire à UT, Directeur de l'institut Universitaire de Technologie (IUT), Responsable du laboratoire des Matériaux et Energétique (LME) de l'Université de Thiès, vous avez toujours donné le meilleur de vous-même pour

assurer une bonne formation scientifique aux jeunes. Je vous remercie d'avoir accepté d'être le président et le rapporteur du jury. Que Dieu le tout miséricordieux vous garde et soit toujours avec vous dans toutes vos entreprises ! AMEN !

Monsieur Séni TAMBA, Maître de conférences à l'École Polytechnique de Thiès. Je vous remercie de l'honneur que vous me faites en acceptant de faire partie de ce jury. Que Dieu le tout puissant illumine votre chemin. Que Dieu le tout miséricordieux vous garde et soit toujours avec vous dans toutes vos entreprises ! AMEN !

Monsieur EL hadji Bamba DIAW, Professeur Assimilé et directeur de l'école polytechnique de Thiès. Votre sagesse, sérieux et générosité dans le partage du savoir m'ont beaucoup aidé à me perfectionner. Merci également de m'avoir bien accueilli dans votre prestigieuse école : EPT. Je vous remercie de l'honneur que vous me faites en acceptant de faire partie de ce jury. Que Dieu le tout miséricordieux vous garde et soit toujours avec vous dans toutes vos entreprises ! AMEN !

Monsieur Mohamed Sidya Ould Brahim, Maître-Assistant à l'Université de Nouakchott, je vous remercie de l'honneur que vous me faites en acceptant de faire partie de ce jury. Que Dieu le tout puissant illumine votre chemin. Que Dieu le tout miséricordieux vous garde et soit toujours avec vous dans vos entreprises ! AMEN !

Madame Hawa Ly DIALLO, Professeur Assimilé à UFR SET/UT. Je vous remercie profondément pour avoir bien voulu diriger ce travail. Recevez par-là mes sincères remerciements. Que Dieu le tout miséricordieux vous garde et soit toujours avec vous dans toutes vos entreprises ! AMEN !

Monsieur Bassirou Ba Professeur Titulaire à la faculté des Sciences et Techniques de l'UCAD Directeur de l'école Doctorat PC-STUI Je vous remercie ainsi que tous les professeurs de la faculté des Sciences et Techniques de l'UCAD.

Monsieur Mamadou WADE, Professeur Assimilé à l'école polytechnique de Thiès. Je vous remercie d'avoir bien voulu m'accueillir dans votre école d'excellence qu'est l'EPT. A travers vous je remercie les professeurs, l'administration et tous les polytechniciens.

Monsieur Mor NDIAYE, Maître-Assistant à la faculté des Sciences et Techniques de l'UCAD

Je remercie toute la famille du professeur Grégoire SISSOKO pour leur hospitalité.

A tous les Docteurs et Doctorants du Laboratoire des Semi-conducteurs et d’Energie Solaire de L’Université Cheikh Anta Diop de Dakar (L.A.S.E.S) : Dr Amadou DIAO, Dr Ali MOISI, Dr NIASS, tous les étudiants de Master 2 SOLMATS et ceux des Génies et Energie Renouvelable/EPT.

A mes amis :Ibrahima NDAO, Ibou BADIANE, Diouma SARR, Amadou BADIANE, Djiby SAKHO, Mamadou SAKHO, Bineta DIOP, Ndeye Madelène DIOP HANE, Fatoumata SOW, Modou Badiane, Nadine DJIBA. Nous avons partagé beaucoup de choses dans la vie estudiantine.

SOMMAIRE

Nomenclature.....	X
LISTE DES FIGURES	xi
Liste des tableaux	xv
INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	7
I-1 : Introduction :	8
I-2 : La Dalle en Béton	8
I-2-1 : Le Ciment.....	8
I-2-2 : Les Granulats.....	8
I-3 : Le Plâtre et Les Matériaux d'origine Végétale.....	8
I-3-1 : Le plâtre	8
I-3-2 : Les Matériaux D'origine Végétales.....	9
I-3-3 : La filasse.....	10
I-4 : CARACTERISATION PAR PHENOMENES THERMIQUES TRANSITOIRES D'UNE DALLE EN BETON RECUPERATRICE D'ENERGIE SOLAIRE [11]	11
I-5 : DETERMINATION DE PARAMETRES THERMIQUES D'UN MATERIAU EN REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL A PARTIR DE DIAGRAMMES DE BODE ET DE REPRESENTIONS DE NYQUIST [16]	15
I-6 : INFLUENCE DU COEFFICIENT D'ECHANGE THERMIQUE SUR LE COMPORTEMENT D'UNE DALLE EN BETON RECUPERATRICE D'ENERGIE SOLAIRE [18]	20
I-7 : CARACTERISATION DU COMPORTEMENT THERMIQUE D'UN MATERIAU KAPOK-PLATRE PAR ETUDE DE LA TEMPERATURE EN REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL. [19]	23
I-8 : Conclusion	25
CHAPITRE II : ETUDE DU TRANSFERT THERMIQUE DANS LA DALLE EN BETON ET DANS LE FILASSE-PLATRE	28
II-1 : Introduction	29

II-2 : Présentation du modèle d'étude	29
II-3 : Equation de la chaleur	30
II-3-1 : L'expression de la température	30
II-3 -2 : L'expression de la densité de flux de chaleur	34
II-3-3 : Taux de rétention par unité de longueur	34
II-4-2 : Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant	37
II-4-3 : Influence de la profondeur dans le filasse-plâtre	38
II-4-4 : Influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière.....	39
II-6 : Evolution du module de la température et densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre	41
II-6-1 : Influence du coefficient d'échange thermique a la face avant	41
II-6-1-1 : Pour une fréquence faible : $\omega=10^{-4}$rad/s	41
II-6-1-2 : Pour une fréquence intermédiaire : $\omega=10^{-3}$rad/s.....	42
II-6-1-3 : Pour une haute fréquence : $\omega=10^{-2}$rad/s	44
II-6-2 : Influence du coefficient d'échange a la face arrière	45
II-7 : Module de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice	46
II-8 : Etude du module de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique.....	47
II-8-1 : Influence de la pulsation excitatrice.....	47
II-8-2 : Influence de la pulsation excitation	48
II-9-2 : Influence de la profondeur dans la dalle en béton	50
II-9-3 : Influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière.....	52
II-9-4 : Influence de la profondeur dans le filasse-plâtre	53
II-10 : Conclusion.....	55
CHAPITRE III : ETUDE PAR ANALOGIE ELECTRIQUE-THERMIQUE DU COMPORTEMENT THERMIQUE DU MATERIAU	57
III-1 : Introduction.....	58
III-2 : L'impédance Thermique équivalente	58

III-3 : Module de l'impédance thermique dans la dalle en béton en fonction de logarithme de la pulsation sous l'influence du coefficient d'échange thermique h_1 et de sa profondeur	59
III-4 : La phase de l'impédance thermique dans la dalle en béton en fonction du logarithme décimal de la pulsation	61
III-4-1 : Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant	61
III-4-2 : Influence de la profondeur dans la dalle	62
III-5 : Diagramme de Nyquist relatif à la dalle en béton	63
III-6 : Module de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre en fonction de logarithme décimal de la pulsation.....	67
III-7 : La Phase de l'impédance thermique au niveau du filasse-plâtre en fonction du logarithme décimal de la pulsation	70
III-7-1 : Influence du coefficient d'échange h_2 et de sa profondeur	70
III-8 : Représentation de Nyquist de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre	72
III-9 : Diagramme de Bode l'impédance thermique dans le filasse-platre pour h_2 relativement faible.....	74
III-10 : la Phase de l'impédance Thermique dans le filasse-platre pour h_2 faible.....	75
III-11 : Représentation De Nyquist de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre	76
III-12 : Conclusion	78
CHAPITRE IV : ETUDE DE LA CAPACITE THERMIQUE EQUIVALENTE DANS LA DALLE EN BETON ET DANS LE FILASSE-PLATRE PAR UNE METHODE ANALOGIQUE	82
IV-1 : Introduction.....	83
IV-2 : La Capacité thermique équivalente.....	83
IV-3 : Capacité thermique équivalente en fonction de la profondeur	84
IV-4 : Capacité thermique équivalente relative à la dalle en fonction du logarithme décimal de la pulsation.....	85
IV-5 : Diagramme de Bode de la phase de la capacité thermique	86
IV-5-1 : L'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant	86
IV-5-2 : L'influence de la profondeur de la dalle en béton	88
IV-5-3 : L'influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière.....	89

IV-6 : La Phase et le diagramme de nyquist de la capacité thermique relative au filasse-plâtre.....	91
IV-7 : La Phase de la capacité thermique équivalente relative au filasse-plâtre.....	92
IV 8 : Le Diagramme de Nyquist de la capacité thermique équivalente.....	92
IV 9 : Conclusion.....	93
CONCLUSION GENERALE	95

Nomenclature

Symbole	Grandeur physique	Unités
T_{01}	amplitude maximale de la température T_{a1}	K
T_{02}	amplitude maximale de la température T_{a2}	K
C	chaleur massique	$m^2.s^{-2}.K^{-1}$
C_{th1}	capacité thermique équivalente relative à la dalle en béton	$W.s.K^{-1}m^{-2} rad^{-1}$
C_{th2}	capacité thermique équivalente	$W.s.K^{-1}m^{-2} rad^{-1}$
h_1	coefficient d'échange thermique à la face avant	$W.m^{-2}.K^{-1}$
h_2	coefficient d'échange thermique à la face arrière	$W.m^{-2}.K^{-1}$
λ_i	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
α_i	Diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
E_s	Ensoleillement	$W.m^{-2}$
U_i	Fonction réduite d'espace	
$Ze1$	impédance thermique équivalente dans la dalle en béton	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$Ze2$	impédance thermique équivalente dans le filasse-plâtre	$W.m^{-2}.K^{-1}$
ρ_i	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
Bi	Nombre de Biot	
$x1$	Profondeur dans la dalle en béton	m
$x2$	Profondeur dans la filasse-plâtre	m
ω	Pulsation excitatrice	rad/s
T_{a1}	température ambiante à l'extérieur	K
T_{a2}	température ambiante à l'intérieur	K
T	Température en un point considéré	K
τ_1	taux de rétention par unité de longueur relative à la température	m^{-1}
τ_2	taux de rétention par unité de longueur relative à la densité de flux de chaleur	m^{-1}
u	Variable d'espace réduite	

Indice $i=1,2$: dalle en béton, filasse-plâtre

LISTE DES FIGURES

<i>Figure I- 1 : Organigramme de la classification des différentes fibres naturelles [8]</i>	<i>10</i>
<i>Figure I- 2 : Plante de sisal (a), Chanvre cultivé (b) et fibre de filasse (c)</i>	<i>11</i>
<i>Figure I- 3 : Echantillon à caractérisation (dalle en béton).....</i>	<i>12</i>
<i>Figure I- 4 : courbe de relaxation de la température</i>	<i>12</i>
<i>Figure I- 5 : Matériau plan soumis à des températures excitatrices en régime dynamique fréquentiel</i>	<i>15</i>
<i>Figure I- 6 : Evolution de la partie imaginaire de l'impédance dynamique équivalente en fonction de la partie réelle</i>	<i>17</i>
<i>Figure I- 7 : Evolution du module de l'impédance en fonction du logarithme décimal de la fréquence excitatrice $\lambda=0.048W.m^{-1} .^{\circ}C^{-1}$; $\alpha=4.10^{-6}m^2.s^{-1}$; $h_1=1000Wm^{-2} .^{\circ}C^{-1}$;</i>	<i>18</i>
<i>Figure I- 8 : Evolution du module de l'impédance en fonction du logarithme décimal de la fréquence excitatrice. $\lambda=0.048W.m^{-1} .^{\circ}C^{-1}$; $\alpha=4.10^{-6}m^2.s^{-1}$; $h_1=1000Wm^{-2} .^{\circ}C^{-1}$; $T_{01}=25^{\circ}C$; $T_{02}=24.99^{\circ}C$</i>	<i>18</i>
<i>Figure I- 9 : Evolution de la phase de l'impédance en fonction du logarithme décimal de la fréquence excitatrice. $\lambda=0.048W.m^{-1} .^{\circ}C^{-1}$; $\alpha=4.10^{-6}m^2.s^{-1}$; $h_1=1000Wm^{-2} .^{\circ}C^{-1}$; $0<\omega<10^{-4}rad/s$; $T_{01}=25^{\circ}C$; $T_{02}=24.99^{\circ}C$.....</i>	<i>19</i>
<i>Figure I- 10 : Modèle électrique équivalent du matériau en régime dynamique fréquentiel en fonction des grandeurs</i>	<i>20</i>
<i>Figure I- 11 : échantillon à étudier.....</i>	<i>20</i>
<i>Figure I- 12 : température réduite en fonction de la variable réduite d'espace.....</i>	<i>21</i>
<i>Figure I- 13 : température réduite en fonction de la variable réduite de temps</i>	<i>22</i>
<i>Figure I- 14 : Capacité en fonction de la variable réduite de temps</i>	<i>23</i>
<i>Figure I- 15 : Matériau plan kapok-plâtre soumis à une sollicitation climatique extérieure... 23</i>	
<i>Figure I- 16 : Evolution de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation (Figure I-18a), du coefficient d'échange thermique à la face avant (Figure I-18b) et de la diffusivité thermique (Figure I-18c)</i>	<i>24</i>
<i>Figure II- 1 : Vue de profil d'un mur constitué de dalle en béton et de filasse-plâtre en contact parfait soumis à des sollicitations climatiques extérieures. Béton : $l=0.05m$; Filasse-plâtre : $L=0.05m$; $T_{01}=35^{\circ}C$; $T_{0i}=25^{\circ}C$ et $T_{02}=20^{\circ}C$.....</i>	<i>30</i>
<i>Figure II- 2 : Modules de la Température (figure II 2-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 2-b) en fonction du logarithme décimal de la pulsation. $h_1=100W.m^{-2} .K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2} .K^{-1}$</i>	<i>36</i>

Figure II- 3 : Modules de la température (figure II 3-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 3-b) en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 37

Figure II- 4 : Modules de la Température (figure II 4-a) et la densité de flux de chaleur (figure II 4-b) en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 39

Figure II- 5 : Modules de la Température (figure II 5-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 5-b) en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$ 40

Figure II- 6 : Modules de la température (figure II 6-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 6-b) en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre. $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^{-4}rad/s$ 41

Figure II- 7 : Modules de la température (figure II 7-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 7-b) en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre. $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^{-3}rad/s$ 43

Figure II- 8: Modules de la température (figure II 8-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 8-b) en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre. $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^{-2}rad/s$ 44

Figure II- 9 : Modules de la température (figure II 9-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 9-b) en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^{-3}rad/s$ 45

Figure II- 10 : Modules de la température (figure II 10-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 10-b) en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 46

Figure II- 11 : Modules de la température dans la dalle (figure II 11-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 11-b) en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 . $x_1 =0m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 47

Figure II- 12 : Modules de la température (figure II 12-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 12-b) dans le filasse-plâtre en fonction du coefficient d'échange thermique h_2 . $x_2 =0.05m$; $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$ 48

Figure II- 13 : La Température (figure II 13-a) et la densité de flux de chaleur (figure II 13-b) dans la dalle en fonction de sa longueur de diffusion complexe. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 50

Figure II- 14 : La température (figure II 14-a) et la Densité de flux (figure II 14-b) dans la dalle en fonction de sa longueur de diffusion complexe. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 51

Figure II- 15 : La température (figure II 15-a) et la Densité de flux (figure II 15-b) dans le filasse-plâtre en fonction de sa longueur de diffusion complexe. $x_2=0.05m$; $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$ 53

Figure II- 16 : La température (figure II 16-a) et la Densité de flux (figure II 16-b) dans la dalle en fonction de sa longueur de diffusion complexe. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 54

Figure III- 1 : Module de l'impédance thermique dans la dalle de béton en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 60

Figure III- 2 : Module de l'impédance thermique dans la dalle de béton en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$, $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 60

Figure III- 3 : La phase de l'impédance thermique dans la dalle en béton en fonction de la pulsation excitatrice. $x_1=0.049m$, $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 62

Figure III- 4 : La phase de l'impédance thermique dans la dalle en béton en fonction de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$, $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 63

Figure III- 5 : Partie imaginaire de l'impédance thermique au niveau de la dalle en fonction sa partie réelle. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 64

Figure III- 6 : Partie imaginaire de l'impédance thermique au niveau de la dalle en béton en fonction de sa partie réelle. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 65

Figure III- 7 : Module de l'impédance thermique au niveau du filasse-plâtre en fonction du logarithme décimal de la pulsation. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$ 67

Figure III- 8 : Module de l'impédance thermique au niveau du filasse-plâtre en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice : $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$ 69

Figure III- 9 : Phase de l'impédance thermique au niveau du filasse-plâtre en fonction de logarithme décimal de la pulsation excitatrice : $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$ 70

Figure III- 10 : Phase de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$ 71

Figure III- 11 : Partie Imaginaire de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre en fonction de sa partie réelle. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x=0.05m$ 72

Figure III- 12 : Partie imaginaire de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre en fonction de sa partie. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 73

Figure III- 13 : Module de l'impédance thermique Z_{e2} en fonction du logarithme décimal de la pulsation. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$ 75

Figure III- 14 : La phase de Z_{e2} en fonction de logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0,05m$ 76

Figure III- 15 : la partie imaginaire de Z_{e2} en fonction de sa partie réelle. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0,05m$ 77

Figure IV- 1 : La capacité thermique équivalente en fonction de la profondeur. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 84

Figure IV- 2 : Capacité thermique dans la dalle en fonction du logarithme décimal de la pulsation sous l'influence de h_1 . $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_1=0.049m$ 85

Figure IV- 3 : Capacité thermique dans la dalle en fonction du logarithme décimal de la pulsation sous l'influence de sa profondeur. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 86

Figure IV- 4 : La phase de la capacité en fonction du logarithme décimal de la pulsation. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 87

Figure IV- 5 : Partie Imaginaire de C_{th1} en fonction de sa partie réelle. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 88

Figure IV- 6 : la phase de la capacité en fonction du logarithme décimal de la pulsation. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 88

Figure IV- 7 : partie imaginaire en fonction de la partie réelle de la capacité thermique dans le filasse-plâtre. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$ 89

Figure IV- 8 : Phase de la capacité thermique en fonction du logarithme décimal de la pulsation. $x_2=0.05m$; $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$ 90

Figure IV- 9 : la phase de la capacité thermique dans le filasse-plâtre en fonction de logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$ 91

Figure IV- 10 : Partie imaginaire de la capacité thermique dans le filasse-plâtre en fonction de sa partie réelle. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$ 91

Figure IV- 11 : la phase de la capacité thermique dans le filasse-plâtre en fonction de logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.k^{-1}$; $x_2=0.05m$ 92

Figure IV- 12 : Partie imaginaire de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre en fonction de sa partie réelle. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$ 93

Liste des tableaux

<i>Tableau 1 : valeurs moyennes des paramètres caractéristiques thermophysiques de la dalle .</i>	15
<i>Tableau 2 : Valeurs de l'épaisseur d'isolation thermique optimale (E.I.O) pour différentes pulsations.</i>	24
<i>Tableau 3 : les valeurs de E.I.P pour différents coefficients d'échanges thermiques h_1</i>	24
<i>Tableau 4 : les valeurs d'E.I.O pour différents diffusivités thermiques.....</i>	24
<i>Tableau 5 : Valeurs comparatives du taux de rétention de la chaleur par unité de longueur pour $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^4rad/s$</i>	42
<i>Tableau 6 : les valeurs comparatives du taux de rétention par unité de longueur pour $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^{-3}rad/s$</i>	44
<i>Tableau 7 : Valeurs comparatives du taux de rétention par unité de longueur pour $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^2rad/s$.....</i>	45
<i>Tableau 8 : Correspondance des grandeurs électriques - thermiques.....</i>	59
<i>Tableau 9 : les fréquences de coupures pour différentes valeurs de la profondeur de la dalle et du coefficient d'échange thermique h_1.</i>	61
<i>Tableau 10 : Résistances série, shunt, parallèle et thermique obtenues sous l'influence du coefficient d'échange thermique h_1 et de la profondeur dans la dalle.....</i>	66
<i>Tableau 11 : les fréquences de coupures pour différentes valeurs de la profondeur du filasse-plâtre et du coefficient d'échange thermique h_2.....</i>	69
<i>Tableau 12 : Résistances série et shunt, parallèle obtenues sous l'influence de la profondeur dans le filasse-plâtre et du coefficient d'échange thermique h_2.....</i>	74
<i>Tableau 13 : les fréquences de coupures pour de faibles valeurs du coefficient d'échange h_2</i>	75
<i>Tableau 14 : Résistances série, shunt et parallèle obtenues pour des coefficients d'échange thermique h_2 faibles</i>	77

INTRODUCTION GENERALE

Depuis quelques années, les préoccupations des scientifiques quant à l'équilibre climatique de la terre ont trouvé écho dans la société civile et la politique. C'est ainsi que plusieurs mesures ont été prises par les décideurs.

La consommation d'énergie augmente continuellement, alors que les réserves (pétrole, gaz naturel et uranium) s'épuisent inéluctablement. Cette forte consommation de l'énergie est une des causes principales du réchauffement climatique de la planète.

Afin de faire face à cette situation, il faut trouver des moyens pour diminuer notre consommation. Cependant nous devons faire face à un double défi : satisfaire les besoins en énergie de l'humanité tout en limitant l'impact de son utilisation sur notre environnement.

C'est ainsi que dans certains pays, l'autorisation de constructions repose sur des normes de réglementation thermique.

L'utilisation de matériaux synthétiques dans le cadre de l'isolation thermique de manière générale (confort thermique dans les bâtiments, fabrication de glacière, de bidon isothermique, de bac isotherme, de coque de réfrigérateur, ou encore la fabrication de cercueil isotherme pour résoudre le problème de transport de corps sur de longues distances dans nos pays sahéliens) pose à la fois un problème d'environnement et de coût élevé des produits pour les consommateurs [1].

A l'heure actuelle, en raison des problèmes énergétiques, une attention particulière est portée aux matériaux à faible impact environnemental en vue de conserver l'énergie et de protéger l'environnement. Cependant, ces matériaux à fibres naturelles font l'objet de plusieurs recherches dont certaines ont été menées sur l'utilisation de fibres naturelles (Paille de riz, bois, bambou, sisal, chanvre etc.) dans du ciment composite [2-7]

Pour éviter ces problèmes, plusieurs auteurs ont proposé l'usage des matériaux locaux d'origine végétale [1,8,9] pour une bonne isolation thermique.

Cependant, le choix d'un matériau est guidé par les paramètres thermophysiques tels que la conduction thermique, la diffusion thermique et le coefficient d'échange thermique. [10]

Des techniques de détermination de ces paramètres sont données :

➤ techniques de mesure de la conductivité thermique

Elle caractérise la diffusion de la chaleur dans le matériau [11-13]. Selon le régime où nous nous trouvons, une méthode de mesure de la conductivité est proposée :

- ✚ la méthode de la plaque chaude gardée [14,15]
- ✚ la méthode du flux radial [16]
- ✚ la méthode des cylindres coaxiaux [17]

Pour Ces méthodes, on utilise un transfert de chaleur en régime permanent.

➤ techniques de mesures de la diffusivité thermique du matériau

Les techniques de mesures de la diffusivité thermique peuvent être classées en deux groupes :

- ✚ Méthodes utilisant le régime dynamique fréquentiel par le modèle de Maréchal et Devisme [18,19]
- ✚ Méthodes utilisant le régime dynamique transitoire par :
 - La méthode impulsionnelle ou méthodes Flash [20]
 - La méthode du fil chaud [21-23]

➤ techniques de détermination du coefficient d'échanges thermiques [24]

Le coefficient d'échange thermique caractérise le transfert de chaleur entre fluide et la surface d'une paroi (solide). Il joue un rôle important sur une étude du comportement thermique d'un matériau. Sa détermination est proposée par :

- ✚ La méthode du bilan thermique en régime permanent
- ✚ La méthode du bilan thermique en régime transitoire
- ✚ La méthode empirique : corrélation et/ou des abaques

Le travail est présenté en 4 chapitres :

Le premier chapitre est consacré à une étude bibliographique sur les constituants de la dalle en béton : sable, granulats, ciment et de l'eau ; la filasse et le plâtre. Nous terminons cette partie par la présentation des travaux de caractérisations de ces matériaux.

Le second chapitre comporte une étude du transfert de chaleur en régime dynamique fréquentiel à partir de l'équation de la chaleur. L'influence des paramètres climatiques est proposée.

Dans le troisième chapitre nous procéderons par analogie électrique-thermique à la détermination des paramètres thermoélectriques tels que la résistance shunt, la résistance série et la résistance thermique, la capacité thermique et la fréquence de coupure en régime dynamique fréquentiel.

Au dernier chapitre, l'inertie thermique relative à la dalle en béton et le filasse-plâtre est évaluée à partir de la capacité thermique équivalente.

- [1] I. Diagne, M. Dieng, M. L Sow, A. Wereme, F. Niang – G. Sissoko, (2010)
« Estimation de la couche d'isolation thermique efficace d'un matériau Kapok-plâtre en régime dynamique fréquentiel »
CIFEM2010, Edition Université de Rennes 1, pp 394-399
- [2] Semple K and Evans D. (1999)
Adverse effects of heartwood on the mechanical properties of wood-wool cement boards manufactured from radiate pinewood.
Wood Fiber Science. 32: 37-43.
- [3] K. Bilba *, M-A. Arsene, A. Ouensanga, (2003)
Sugar cane bagasse fibre reinforced cement composites. Part I. Influence of the botanical components of bagasse on the setting of bagasse/cement composite
Cement & Concrete Composites 25 91–96
- [4] Pehanich J. L., Blankenhorn P. R. and Silsbee M. R , (2004)
Wood fiber surface treatment level effects on selected mechanical properties of wood fiber-cement composites.
Cement Concrete Research. 34: 59-65.
- [5] Aziz M.A, Paramasivam P and Lee SL. (1987)
Natural fibre reinforced concrete in low-cost housing construction.
International Journal for Housing Science and Its Applications, Vol. 10. N°4, Pp 267-278
- [6] Tolêdo Filho R.D., Scrivener K., England G.L. and Ghavami K, (2000)
Durability of alkali-sensitive sisal and coconut fibres in cement based composites.
Cement and Concrete Composites. 6(22): 127-143.
- [7] Ramakrishna G., Sundararajan T. and Kothandaraman S. (2010)
Evaluation of durability of natural fibre reinforced cement mortar composite - A new approach.
ARPN Journal of Engineering and Applied Sciences. 5(6): 44-51.
- [8] S. Tamba, L. M Voumbo, A. Wereme, S. Gaye, G. Sissoko, (2007)
« Durabilité des bétons légers à base de copeaux de bois »
Journal des Sciences, Vol. 7, N° 4, pp 67 -72
- [9] A. Wereme, S. Tamba, M. Sarr, A. Diene, I. Diagne, F. Niang, G. Sissoko, (2010)
Caractérisation des isolants thermiques locaux de type sciure de bois et kapok : mesure de coefficient global d'échange thermique et de la conductivité thermique,
Journal des Sciences, Vol. 10, N°4 pp 39-46
- [10] S. Gaye, F. Niang, K. I. Cisse, M. Adj, G. Menguy, G. Sissoko, (2001)
Caractérisation des propriétés thermiques et mécaniques du béton de polymère recyclé
Journal des Sciences, Vol.1, N°1, pp.53-66
- [11] Mathieu J.P., Kasler A., Fleury P., (1985)
Dictionnaire de la physique. Masson Edition, Paris, 2e éd.,.185p

- [12] M.L.Voumbo, A.Wereme, S.Gaye, M.Adj And G.Sissoko (2010)
Characterization of the Thermophysical Properties of Kapok
Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology 2(2):143-148.
- [13] Y. Jannot , A. Degiovanni, G. PAYET (2009)
Thermal conductivity measurement of insulating materials with a three layers device,
International Journal of Heat and Mass Transfer 52 , pp1105–1111
- [14] Marechal J.C Et Devishe J.M., *Matériaux et construction*, vol 7, n°41, 1974
- [15] M. J. Laubitz in thermique conductivity edited by R. P. Tye, *Thermal Conductivity*,
Academic Press, London and New York, vol. 1, 1969
- [16] Crausse P., (1983)
Etude fondamentale des transferts couplés de chaleur et d'humidité en milieu poreux non saturé.
Thèse de doctorat d'Etat, UPS, Toulouse, France
- [17] Clark Iii L.M. Et Taylor R.E, (1975)
Radiation loss in the flash method for measurement of thermal diffusivity
Journal of Applied Physics, Vol. 46, n°2, pp.714-718.
- [18] Marechal J.C. Et Devisme J.M. (1978)
Diffusivité thermique des matériaux de construction : Méthode du signal périodique.
Annales I.T.B.T.P, n°357.
- [19] Marechal J.C. Et Devisme J.M. (1974)
Métrologie thermique des matériaux isolants par mesure du flux en régime transitoire.
Matériaux et constructions. vol.7 n°41.
- [20] Parker W.J., Jenkins R.J., Buttler G.P. And Abbott G.L., (1961)
Flash method of determining thermal diffusivity heat capacity and thermal conductivity
Journal of Applied Physics, Vol. 32, Issue 9 pp 1679-1684
- [21] Blackwell J.H. (1954)
Radial, axial flows in regions bounded by circulars cylinders
Canadian Journal of Physics, vol. 31, p. 472-479.
- [22] Foures J.C., Javelas R. Et Perrin B. (1981)
Caractéristiques thermiques de matériaux de construction : Détermination, Variations en
fonction de la teneur en eau.
Revue Générale de Thermique. Février, n°230
- [23] Perrin B. Et Javelas R. (1987)
Transferts couplés de chaleur et de masse dans des matériaux poreux consolidés utilisés
en génie civil
International Journal of heat and Mass Transfer, vol. 30, n°2, p. 297-309

[24] A. B. B. BAH (1996)

« Caractérisation de matériaux par phénomènes thermiques transitoires application a une dalle en ton récupératrice d'énergie solaire »

Thèse de Docteur-Ingénieur, UCAD de Dakar

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1 : Introduction :

L'objet de ce chapitre est de présenter les matériaux de notre dispositif d'étude à savoir la dalle en béton, la filasse et le plâtre. Ensuite des méthodes de détermination des paramètres thermo physiques sont présentées et enfin quelques méthodes de caractérisation thermique de la dalle en béton et du filasse-plâtre.

I-2 : La Dalle en Béton

La dalle en béton est un matériau composite constitué de ciment, de granulats (sable et gravillons) et d'eau.

I-2-1 : Le Ciment

Le ciment est un liant hydraulique qui durcit en se combinant avec de l'eau. Cette combinaison produit une réaction chimique qui donne naissance à une masse. Le ciment est le produit qu'on obtient en réduisant en poudre du clinker constitué essentiellement de silicates de calcium hydrauliques et d'une faible quantité de gypse. Le gypse est un minéral qui retarde et régule le temps de prise et le durcissement du ciment. Le phénomène de prise varie selon la nature du ciment.

I-2-2 : Les Granulats

Les granulats sont définis par la norme XP P 18-540 comme un ensemble de grains minéraux. Ces granulats constituent le squelette du béton. Ils sont classés selon les dimensions des grains qui les constituent :

- Sables : les grains de dimensions comprises entre 0.08 mm et 4 mm,
- Gravillon : ceux dont les dimensions sont comprises entre 4 mm et 25 mm
- Cailloux : ceux de dimensions supérieures à 25 mm

I-3 : Le Plâtre et Les Matériaux d'origine Végétale**I-3-1 : Le plâtre**

Le plâtre fait partie des matériaux de construction les plus anciens fabriqués par l'homme. Il est composé essentiellement de gypse naturel (minéral de roches sédimentaires extrait des carrières). C'est un matériau poreux [1] pouvant être utilisé pour réaliser des induits (extérieur ou intérieur). Mais il est souvent armé de fibres (filasse, kapok, kénaf) pour augmenter sa résistance, diminuer sa porosité, ce qui lui confère une propriété isolante assez importante.

Le gypse est une ressource naturelle qui est peu répandue. Il existe sous forme industrielle. Les principaux autres gypses synthétiques sont [2] :

- Le désulfogypse, obtenu lors des traitements chimiques de désulfuration du gaz de combustion, à l'aide d'hydroxyde de calcium, qui donnent un gypse, non pollué, directement utilisable comme matière première.
- Le titinogypse, obtenu lors de la production d'oxyde de titane, qui est le pigment blanc le plus utilisé en terme de quantité.
- Le citrogypse, sous-produit de la fabrication de l'acide citrique.
- Le borogypse, sous-produit de la fabrication de l'acide borique

Ainsi, la validité du plâtre en tant que matériau de construction a fait l'objet de nombreuses études pour l'optimisation de ses propriétés thermiques. A cela s'ajoute son comportement excellent au feu, de plus il se rétracte lorsqu'il est exposé à une forte chaleur et se fissure. C'est pourquoi certains auteurs ont ajouté au plâtre des fibres réfractaires [3], ou bien des fibres naturelles ou synthétiques, dotées elles aussi d'une bonne résistance, telles que les fibres de sisal [4], de kapok, de verre [5]. De plus ces études traitent l'augmentation de la résistance du plâtre à l'absorption d'eau [7].

I-3-2 : Les Matériaux D'origine Végétales

Les matériaux possèdent de faible conduction ce qui leur procurent une propriété thermique isolante.

Par rapport à l'organe de la plante dont elles sont issues, les fibres végétales peuvent être classées en fibre de tige (Kénafe, jute, lin, ramie, etc...), de feuilles (sisal, abaca, paille de graminées) ou de fruits (coco, banane, Kapok, etc...). La classification de ces fibres naturelles est présentée par le schéma suivant :

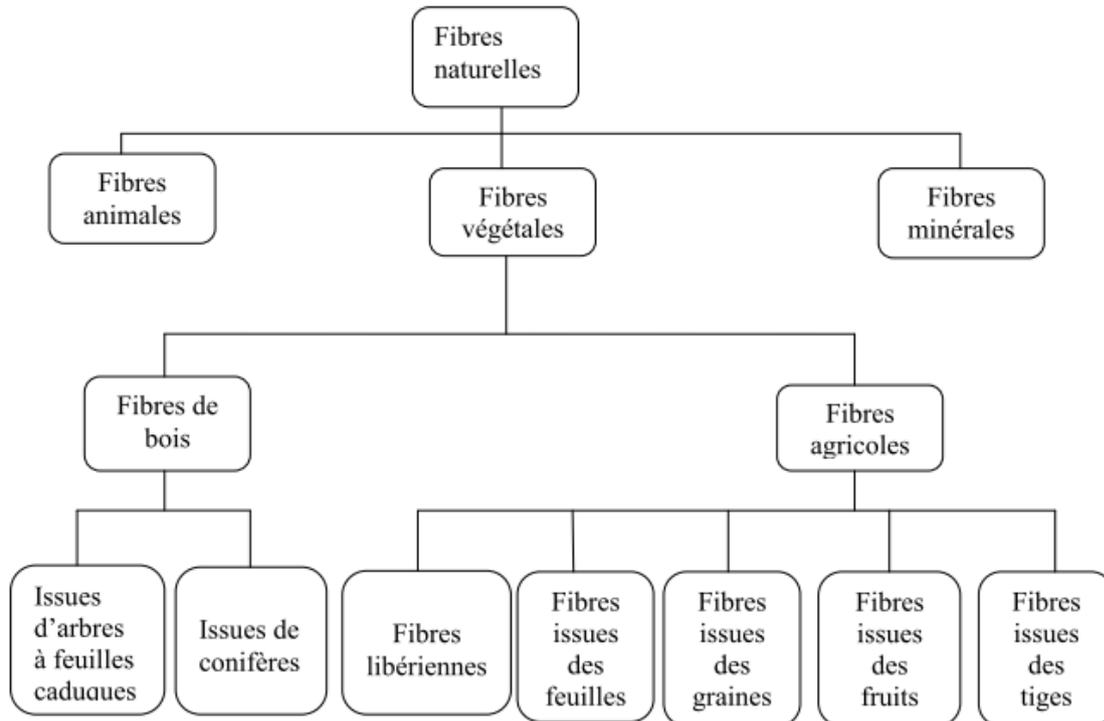


Figure I- 1 : Organigramme de la classification des différentes fibres naturelles [8]

Nous nous intéressons particulièrement à la filasse qui est un constituant de notre modèle d'étude.

I-3-3 : La filasse

La filasse est un nom commun donné aux fibres végétales. Ces fibres peuvent être :

i) Du Sisal

Originaire de l'EST du Mexique, c'est une fibre épaisse et solide. Le sisal est plus utilisé dans les matériaux composites pour l'industrie automobile, l'ameublement et la construction. [9]

ii) Du jute

Le jute fait partie des fibres naturelles les plus longues, douces et brillantes d'où le nom fibre d'or. Le jute est extrait de la tige de plantes, très résistant. [10]

iii) Du chanvre

Le chanvre est une plante utilisée dans plusieurs domaines (construction, médecine, isolation thermique et phonique...). Le cannabis sativa L encore appelé latin cannabis est une espèce appartenant à la famille des cannabaceas.

Nous représentons aux figures suivantes ces fibres.

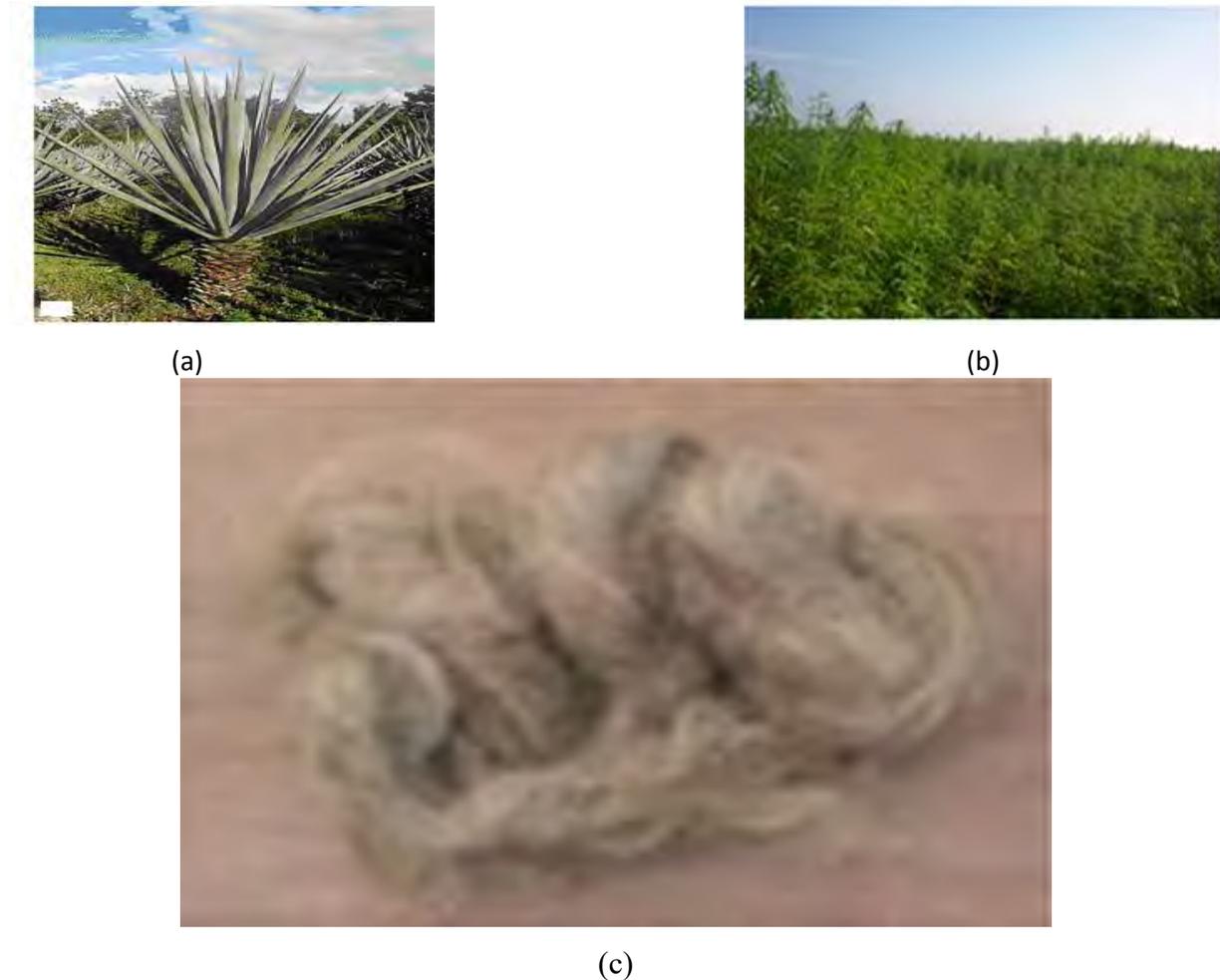


Figure I- 2 : Plante de sisal (a), Chanvre cultivé (b) et fibre de filasse (c)

Ces fibres protègent contre le froid et la chaleur. Grâce à leurs propriétés isolantes, ils donnent une régulation automatique et présentent une humidité qui conduit à une bonne et saine climatisation des pièces. Dans cette présente étude, la filasse est associée avec du plâtre et l'ensemble constitue un isolant thermique.

Dans la partie suivante, nous allons faire l'état d'art des travaux sur la caractérisation de la dalle en béton et du filasse-plâtre.

I-4 : CARACTERISATION PAR PHENOMENES THERMIQUES TRANSITOIRES D'UNE DALLE EN BETON RECUPERATRICE D'ENERGIE SOLAIRE [11]

Les auteurs proposent dans cet article une méthode de détermination de la conductivité thermique, de la diffusion thermique et des coefficients d'échanges thermiques globaux hg entre une surface et son environnement.

Le dispositif d'étude est constitué par une dalle en béton entourée par un isolant (polystyrène) et est représentée sur la figure suivante.

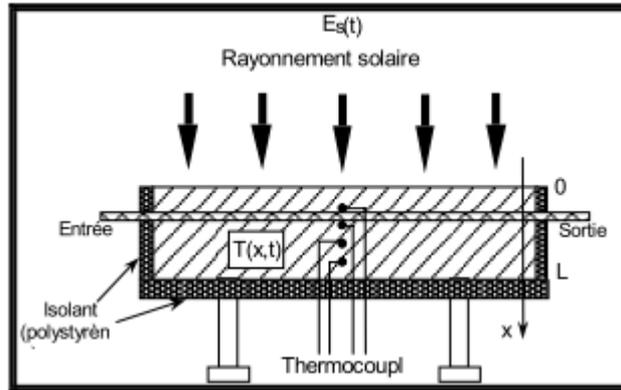


Figure I- 3 : Echantillon à caractérisation (dalle en béton)

La méthode de caractérisation s'appuie sur la solution analytique du champ de température en régime transitoire pendant la phase de relaxation de l'échantillon. La courbe obtenue est représentée sur la figure suivante :

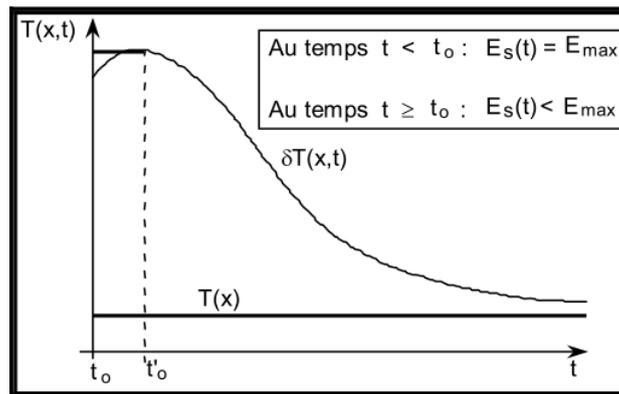


Figure I- 4 : courbe de relaxation de la température

A partir des figures I-5 et I-6 : l'auteur suppose que la conductivité est unidimensionnelle, $T=T(x,t)$; les échanges par convection ,par rayonnement sont globalisés [12] dans le coefficient d'échanges thermiques h_g . La résistance d'échanges thermiques R_{cit} à l'intérieure du tube est grande par rapport à la somme des résistances de contact et de conduction R_t du tube en cuivre et l'ensoleillement $E_s(t)$ et la température ambiante $T_a(t)$ obéissent pour la durée d'insolation aux lois d'évolution sinusoïdales [13].

L'évaluation du champ de température est mise en place à partir de l'équation de la chaleur et des conditions aux limites données respectivement par

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_1} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.1})$$

$$-\lambda \left. \frac{\partial T_i(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = -h_j [T_i(0,t) - T_{mf}(t)] \quad (\text{I.2})$$

$$-\lambda \left. \frac{\partial T_i(x,t)}{\partial x} \right|_{x=L_2} = -h_j [T_i(L_2,t) - T_a(t)] \quad (\text{I.3})$$

Le théorème de DUHAMEL [16] conduit à la solution de l'équation (I.1) :

$$\frac{\partial^2 \theta_i(u, \tau, \tau_1)}{\partial u^2} = \frac{\partial \theta_i(u, \tau, \tau_1)}{\partial \tau} \quad (\text{I.4})$$

Où : u ; $\theta_i(u, \tau, \tau_1)$; τ et τ_1 sont respectivement la variable réduite d'espace, la variable réduite de la température , la variable réduite du temps et un paramètre réduit correspondant au temps t_1 de la solution auxiliaire.

Le théorème de superposition [14] permet pour un instant donné τ d'écrire :

$$\theta_i(u, \tau, \tau_1) = \theta_i(u, \tau) + \delta\theta_i(u, \tau, \tau_1) \quad (\text{I.5})$$

$\theta_i(u, \tau)$ est la température réduite correspondant au régime permanent et $\delta\theta_i(u, \tau, \tau_1)$, température réduite correspondant au régime transitoire.

En tenant compte de ces paramètres réduits (I.5), le régime transitoire du champ thermique est régi par l'équation :

$$\frac{\partial^2 \delta\theta_i(u, \tau, \tau_1)}{\partial u^2} = \frac{\partial \delta\theta_i(u, \tau, \tau_1)}{\partial \tau} \quad (\text{I.6})$$

Munie des conditions réduites aux limites suivantes :

$$\left. \frac{\partial \delta\theta_i(u, \tau, \tau_1)}{\partial u} \right|_{u=0} = Bi_j \cdot \delta\theta_i(0, \tau, \tau_1) \quad (\text{I.7})$$

$$\left. \frac{\partial \delta\theta_i(u, \tau, \tau_1)}{\partial u} \right|_{u=\frac{L_2}{L}} = Bi_{ar} \cdot \delta\theta_i\left(\frac{L_2}{L}, \tau, \tau_1\right) \quad (\text{I.8})$$

Bi_k est le coefficient réduit d'échanges thermiques (nombre de Biot) : $Bi_k = \frac{h_k L}{\lambda}$

La solution de l'équation est recherchée sous la forme de variables séparables [15] en espace et en temps :

$$\delta\theta_i(u, \tau, \tau_1) = U_i(u, \tau_1) \cdot T_i(\tau) \quad (\text{I.9})$$

$$\delta\theta_i(u, \tau, \tau_1) = \delta\theta_0 \sum_{n=0}^{\infty} FU_n(u, \tau_1) \cdot FTi_n(\omega i_n) \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{do}}\right) \quad (I.10)$$

La série réduite s'écrit :

$$\delta\theta_i(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} FTi_n(\omega i_n) \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{do}}\right) \quad (I.11)$$

$$\text{Avec} \quad FU_n(u, \tau_1) = \cos(\omega i_n \cdot u) + \frac{Bi_j}{\omega i_n} \sin(\omega i_n \cdot u) \quad (I.12)$$

$$FTi_n(u, \omega i_n) = a_n^2 \cdot [Ti_{1n}(0) + Ti_{2n}(0)] \quad (I.13)$$

Où : a_n , $Ti_{1n}(0)$ et $Ti_{2n}(0)$ sont déterminées à [16] l'aide des intégrales d'Euler-Fourier ωi_n sont les valeurs propres solutions de l'équation transcendante :

$$\tan\left(\frac{L_2}{L} \omega i_n\right) = \frac{\omega i_n (Bi_j + Bi_{ar})}{\omega i_n^2 - Bi_j \cdot Bi_{ar}} \quad (I.14) \quad \text{Avec} \quad n \cdot \pi \leq \frac{\omega i_n L_2}{L} \leq \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi \quad (I.14)$$

La convergence de la série infinie montre [15] qu'elle peut être représentée par le mode fondamental ($n=0$) après un temps réduit τ_c .

$$\delta\theta_i(u, \tau, \tau_1) = \delta\theta_{i0}(u, \tau, \tau_1) \quad \text{Pour} \quad \tau > \tau_c \quad (I.15)$$

Ils déterminent des paramètres tels que : le coefficient réduit d'échanges thermiques, le coefficient réduit d'échanges thermiques tube-eau :

Ainsi les expressions des grandeurs caractéristiques de la dalle en béton et des coefficients globaux sont données par :

$$\alpha = \frac{L^2}{\omega_0^2 \cdot \tau_{do}} : \text{la diffusivité thermique (m}^2 \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$$

$$\lambda = \alpha \cdot \rho \cdot c : \text{la conductivité thermique (W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{k}^{-1}\text{)}$$

Le coefficient global (h_j) d'échanges thermiques tube en cuivre-eau

$$h_j = \frac{\lambda \cdot Bi_j}{L} \quad (I.16)$$

Le coefficient global (h_{av}) d'échanges thermiques face avant-environnement :

$$h_{av} = \frac{\lambda \cdot Bi_{av}}{L} \quad (I.17)$$

Les valeurs algébriques de ces grandeurs sont données par le tableau suivant :

Tableau 1 : valeurs moyennes des paramètres caractéristiques thermophysiques de la dalle

Diffusivité thermique	Conduction thermique	Coefficients d'échanges thermiques	
		Tube-eau	Face avant-environnement
α_m ($m^2.s^{-1}$)	λ_m ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	$(hj)_m$ ($W.m^{-2}.K^{-1}$)	$(h_{av})_m$ ($W.m^{-2}.K^{-1}$)
$5,02.10^{-7}$	1,3	43	32

I-5 : DETERMINATION DE PARAMETRES THERMIQUES D'UN MATERIAU EN REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL A PARTIR DE DIAGRAMMES DE BODE ET DE REPRESENTIONS DE NYQUIST [16]

Dans cet article, les auteurs présentent une méthode de détermination de paramètres thermophysiques d'un matériau en régime dynamique fréquentiel par analogie électrique-thermique. Ils proposent ainsi une détermination de la résistance Série équivalente R_s et de la résistance shunt équivalente à partir des représentations de Nyquist. Les diagrammes de Bode ont permis de mettre en évidence les fréquences de coupure permettant de tirer la capacité équivalente du matériau. Le module de l'impédance a permis de définir le coefficient global d'échanges thermiques.

Ils utilisent un matériau plan soumis à une température excitatrice en régime dynamique fréquentiel. La figure suivante représente le dispositif expérimental.

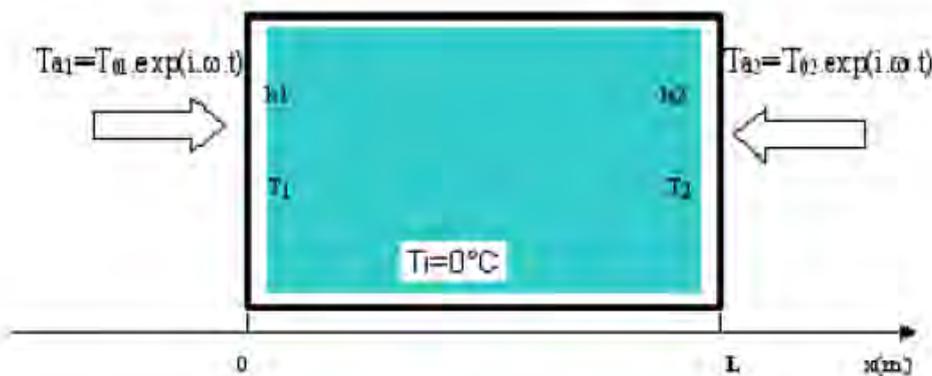


Figure I- 5 : Matériau plan soumis à des températures excitatrices en régime dynamique fréquentiel

h_1 et h_2 sont respectivement les coefficients d'échanges thermiques à la face avant et à la face arrière ; T_{01} et T_{02} respectivement les amplitudes maximales de températures imposées aux voisinages des faces avant et arrière du matériau. T_i est la température initiale du matériau. ω est la pulsation excitatrice de la température imposée au voisinage de chaque face. L'équation de la chaleur, sans source ni puits de chaleur, est donnée par l'expression :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.18})$$

$T = T(x, t)$ est la température ($^{\circ}\text{C}$) du matériau à une profondeur $x(\text{m})$ et à un temps $t(\text{s})$;

$\alpha = \frac{\lambda}{\rho * c}$ est le coefficient de diffusivité thermique ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) ;

λ est la conductivité thermique ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1}$), ρ est la masse volumique du matériau ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$).

Conditions aux limites

$$\begin{cases} -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = h_1 (T_{a1} - T(0, t)) \\ -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=L} = h_1 (T(L, t) - T_{a2}) \end{cases} \quad (\text{I.19})$$

$t=0$ on a :

$$\begin{cases} T_{a1} = T_{01} \\ T_{a2} = T_{02} \end{cases} \quad (\text{I.20})$$

La solution de l'équation (I.18), munie des conditions aux limites (I.19) est de la forme :

$$T(x,t) = T(x) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \quad (\text{I.21})$$

$T(x)$ est la partie spatiale de la température.

En remplaçant l'équation (I.21) dans (I.18), nous obtenons :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{i\omega}{\alpha} T(x) = 0 \quad (\text{I.22})$$

Nous posons :

$$\beta^2 = \frac{i\omega}{\alpha} \quad (\text{I.23})$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} (1 + i) \quad (\text{I.24})$$

La solution (6) a ainsi pour expression finale :

$$T(x, t) = \left(A_1 \sinh\left(\frac{x}{L^*}\right) + A_2 \cosh\left(\frac{x}{L^*}\right) \right) \cdot e^{(i \cdot \omega \cdot t)} \quad (\text{I.25})$$

Où :

$$L^* = \frac{1}{\beta} = \sqrt{\frac{\alpha}{2\omega}} (1 - i) \quad (\text{I.26})$$

L^* est la longueur de diffusion thermique complexe.

A_1 et A_2 sont des coefficients dépendant des conditions aux limites.

La densité de flux de chaleur est obtenue par la relation ci-dessous

$$\Phi(x, \omega, t) = -\lambda \frac{\partial T(x, \omega, t)}{\partial x} \quad (\text{I.27})$$

La résistance thermique Re [17] est obtenue par :

$$\varphi = \frac{T_{a1} - T_{a2}}{\frac{1}{s} \left[\frac{1}{h_1} + \frac{L}{\lambda} + \frac{1}{h_2} \right]} \quad (\text{I.28})$$

En régime dynamique fréquentiel, entre la face avant et une position x du matériau, nous avons :

$$T(0, \omega, t) - T(x, \omega, t) = [A_2(1 - \cosh(\beta \cdot x)) - A_1 \cdot \sinh(\beta \cdot x)] \cdot e^{i\omega t} = Z_e \cdot \varphi \quad (\text{I.29})$$

$Z_e(x, \omega)$ est l'impédance complexe du matériau.

La représentation de Nyquist consiste à tracer la partie imaginaire de l'impédance en fonction de sa partie réelle. Les différentes représentations de Nyquist de la figure I 5 montrent l'influence des coefficients d'échanges thermiques.

Domaine de validité des représentations de Nyquist : $0 < \omega < 3,16 \cdot 10^{-3} \text{ rad/s}$

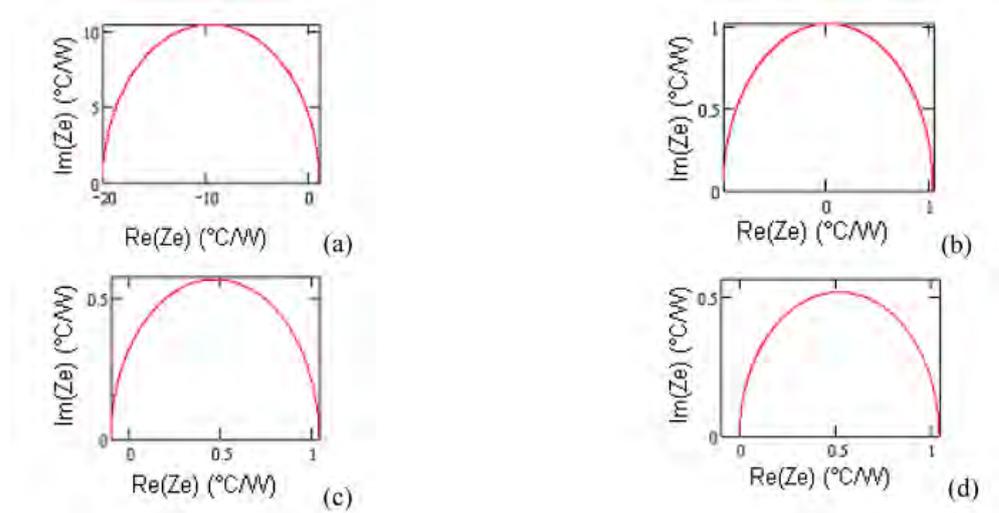


Figure I- 6 : Evolution de la partie imaginaire de l'impédance dynamique équivalente en fonction de la partie réelle

$\lambda=0.048\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=4.10^{-6}$; $h_1=1000\text{W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$; $0 < \omega < 10^{-4}\text{rad/s}$; $T_{01}=25\text{°C}$; $T_{02}=24.99\text{°C}$.
 (a) $h=0.05\text{W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$; (b) $h=1\text{W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$; (c) $h=10\text{W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$; (d) $h=1000\text{W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$

Le diagramme de Bode donne l'évolution de l'impédance en fonction du logarithme décimal de la fréquence excitatrice. Il permet d'obtenir les fréquences de coupure. Les différentes représentations des figures I 6 et I 7 permettent d'observer l'influence du coefficient d'échanges thermiques à la face arrière sur l'impédance thermique équivalente du matériau.

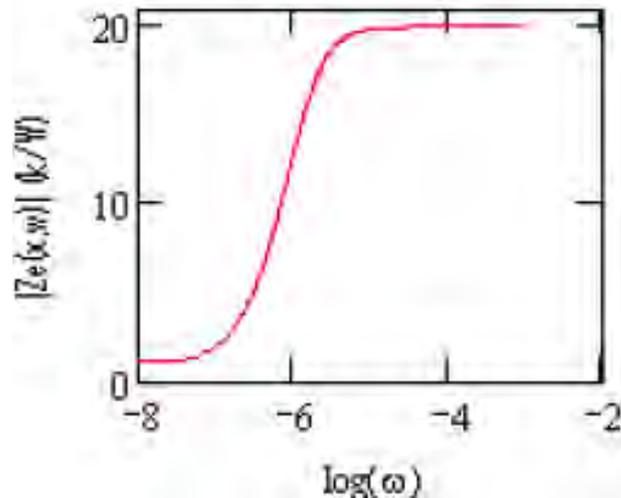


Figure I- 7 : Evolution du module de l'impédance en fonction du logarithme décimal de la fréquence excitatrice $\lambda=0.048\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=4.10^{-6}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $h_1=1000\text{Wm}^{-2}.\text{°C}^{-1}$;

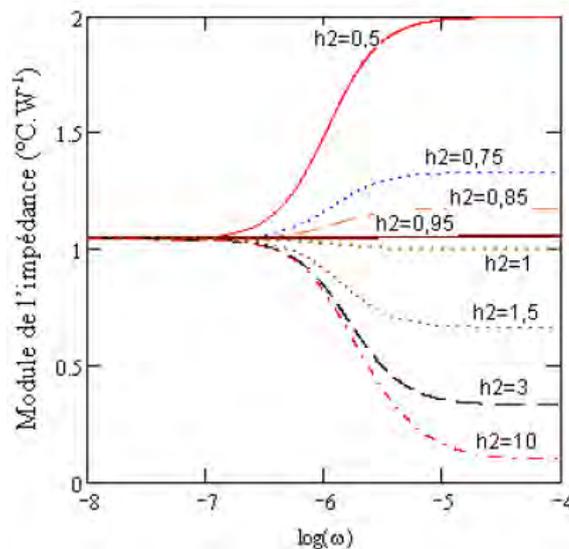


Figure I- 8 : Evolution du module de l'impédance en fonction du logarithme décimal de la fréquence excitatrice. $\lambda=0.048\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$; $\alpha=4.10^{-6}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$; $h_1=1000\text{Wm}^{-2}.\text{°C}^{-1}$; $T_{01}=25\text{°C}$; $T_{02}=24.99\text{°C}$.

Pour $0 < h_2 < 0.95\text{W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$, le module de l'impédance est constant pour les faibles fréquences excitatrices de la température, augmente avec les fréquences intermédiaires et reste constant pour les hautes fréquences. L'augmentation du module de l'impédance traduit une diminution

du flux de chaleur pour une variation de température fixée entre les faces du matériau conformément à la relation :

$$\Delta T = Z \cdot \varphi \quad (I.30)$$

Pour $h_2=0.95\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{C}^{-1}$, l'impédance équivalente est constante et pratiquement égale à la somme des résistances série et shunt. Le matériau se comporte comme une résistance pure.

Pour $0.95 < h_2 < 10\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{C}^{-1}$, le module de l'impédance constante pour les faibles fréquences excitatrices de la température, diminue avec les fréquences intermédiaires et reste constant pour les hautes fréquences. La diminution du module de l'impédance traduit une augmentation du flux de chaleur pour une variation de la température fixée entre les faces du matériau.

Ils présentent pour quelques valeurs du coefficient d'échanges thermiques à la face arrière, les diagrammes de Bode de la phase de l'impédance équivalente.

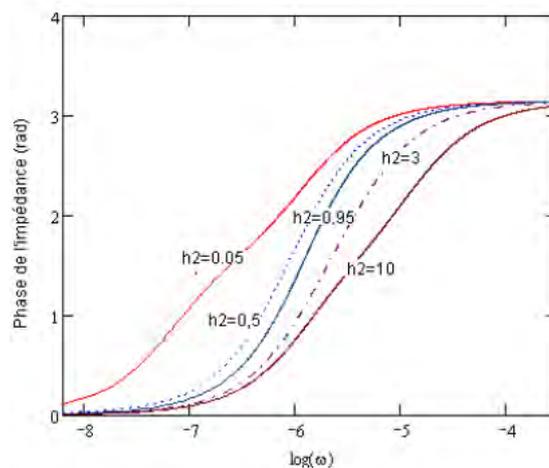


Figure I- 9 : Evolution de la phase de l'impédance en fonction du logarithme décimal de la fréquence excitatrice. $\lambda=0.048\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{C}^{-1}$; $\alpha=4.10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$; $h_1=1000\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{C}^{-1}$; $0 < \omega < 10^{-4}\text{rad/s}$; $T_{01}=25^\circ\text{C}$; $T_{02}=24.99^\circ\text{C}$

La phase de l'impédance nulle augmente avec la fréquence et atteint un maximum traduit par un palier. Le comportement de la phase de l'impédance nous permet de proposer un modèle électrique inductif.

La phase de l'impédance reste positive dans la bande de fréquence d'étude ; elle considère qu'il y'a un comportement inductif dans le modèle électrique équivalent. Ils proposent le modèle suivant.

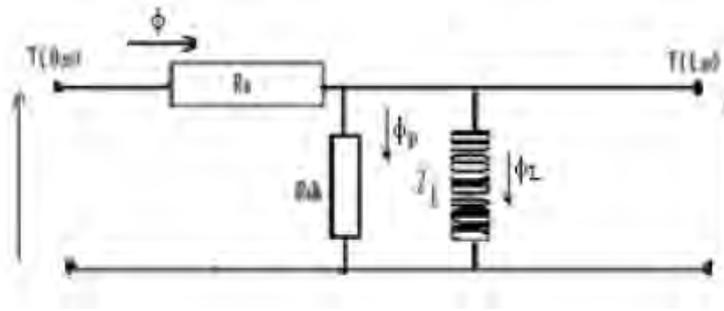


Figure I- 10 : Modèle électrique équivalent du matériau en régime dynamique fréquentiel en fonction des grandeurs

Ce = capacité équivalente du matériau ; Rsh= résistance shunt équivalente du matériau ; Rs= résistance série du matériau ϕt =flux de chaleur provenant de la face avant ; ϕL =Flux de chaleur traversant la bobine ; ϕp = Flux de chaleur perdu par la résistance shunt équivalente.

I-6 : INFLUENCE DU COEFFICIENT D'ÉCHANGE THERMIQUE SUR LE COMPORTEMENT D'UNE DALLE EN BETON RECUPERATRICE D'ENERGIE SOLAIRE [18]

Dans cet article, les auteurs présentent une étude sur l'influence du coefficient d'échange par le biais de la propagation de la chaleur dans une dalle en béton récupératrice d'énergie solaire.

Pour se faire, ils proposent après la résolution de l'équation de la chaleur en régime transitoire l'expression de la température réduite, de la densité de flux et de la capacité thermique dans la dalle. L'étude est faite en considérant d'abord que la dalle est sans source ni puits thermique et ensuite qu'elle contienne une source et puits de chaleur. L'échantillon à étudier est donné par la figure suivante :

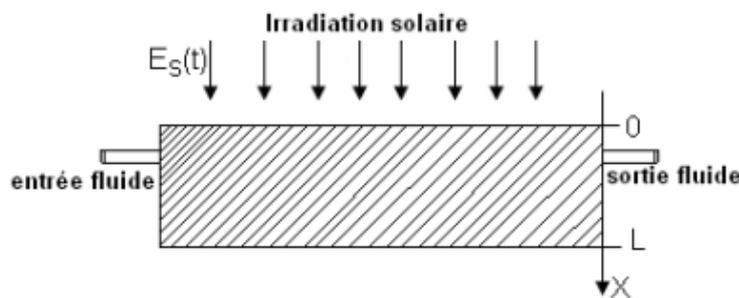


Figure I- 11 : échantillon à étudier

Le dispositif est une dalle où un tube de cuivre est placé à l'intérieur de celle-ci. L'équation caractéristique de l'échange thermique est :

$$\lambda \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + P_p = \rho \cdot c \frac{\partial T}{\partial t} \tag{I.31}$$

Les conditions aux limites sont :

$$\lambda \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = K \cdot E_s(t) + h_{av} \cdot [T(0,t) - T_a(t)] \quad (I.32)$$

$$-\lambda \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=L} = h_{ar} \cdot [T(L,t) - T_a(t)] \quad (I.33)$$

L'expression de la température est obtenue en résolvant l'équation de diffusion de la chaleur et elle est donnée par :

$$\delta\theta_n(u, \tau, \tau_1) = \delta\theta_0 \cdot FU_n(u, \tau_1) \cdot FT_n(\omega_n) \cdot \exp\left[-\frac{\tau}{\tau_{do}}\right] \quad (I.34)$$

Avec
$$FU_n(u, \tau_1) = \cos(\omega_n \cdot u) + \frac{Bi_1}{\omega_n} \sin(\omega_n \cdot u) \quad (I.35)$$

Et

$$FT_n(\omega_n) = a_n^2 \cdot T_n(0) = a_n^2 \cdot [T_{1n}(0) + T_{2n}(0)] \quad (I.36)$$

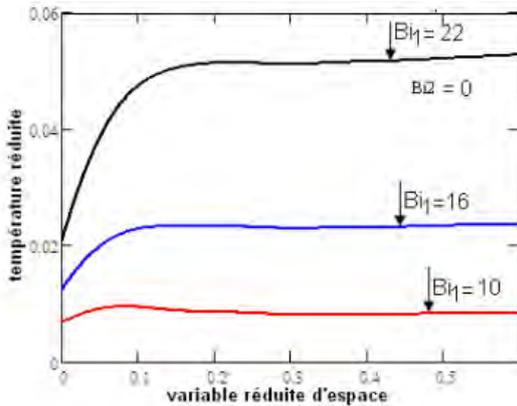


Figure I-14-a

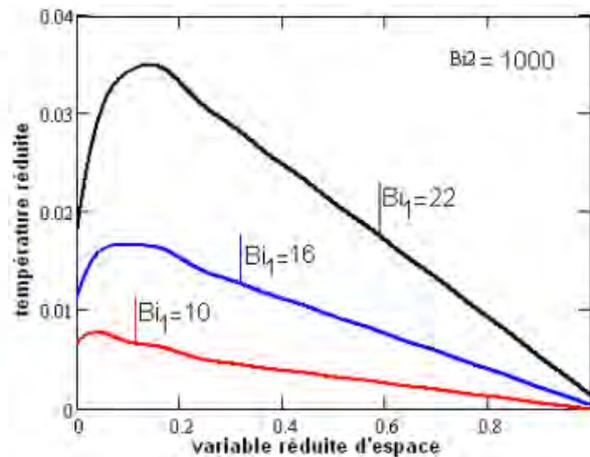


figure I-14-b

Figure I- 12 : température réduite en fonction de la variable réduite d'espace

Les figures 2 et 3 représentent les profils de la température réduite en fonction de l'espace réduit pour trois valeurs différentes de Bi_1 et pour des valeurs respectives de Bi_2 égales à 0 et 1000. Dans ces deux figures, pour les courbes (1) $Bi_1=10$; pour les courbes (2) $Bi_1=16$; pour les courbes (3) $Bi_1=22$.

Ils montrent que le gradient de la température d'échange reste faible et augmente au fur et à mesure que le coefficient d'échange augmente avec une légère progression dans l'espace réduit.

Il existe un point u_0 de flux maximum de chaleur où le gradient est nul ($\frac{\partial \delta(u)}{\partial u} \Big|_{u=0} = 0$) . Ce

point se déplace en profondeur avec la variable réduite d'espace lorsque le nombre de Biot diminue (h diminue).

Ainsi pour une dalle de faible coefficient à la face avant, le gradient de la température réduite est proportionnel suivant la variable d'espace réduite qui peut être fonction de la vitesse de pénétration du flux de chaleur. Puis la température réduite décroît de façon linéaire avec l'espace réduit pour atteindre des valeurs faibles au voisinage de la face arrière d'où la possibilité de faire une mise en exergue de l'effet capacitif de la dalle.

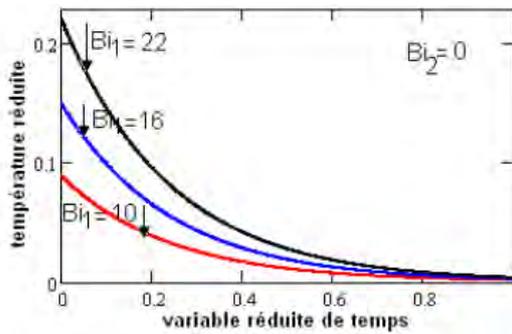


Figure I-15-a

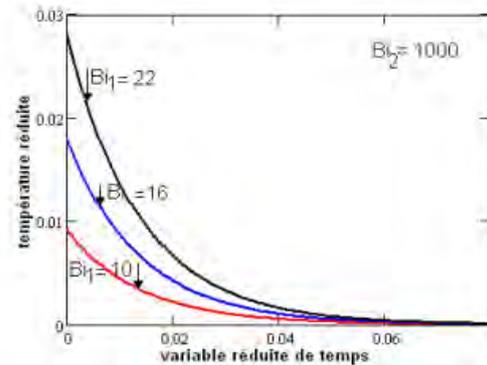


Figure I-15-b

Figure I- 13 : température réduite en fonction de la variable réduite de temps

Ils remarquent une diminution progressive de la température réduite en fonction de la variable réduite du temps de façon appréciable à la tendance vers la valeur zéro. Ceci peut être dû à la perte progressive de la chaleur au fur et à mesure de la propagation dans le temps.

De l'expression de la capacité thermique en régime transitoire (I.37), les auteurs présentent une étude sur l'effet capacitif de la dalle à partir d'une corrélation établie entre la thermique et l'électricité.

$$C(u, \tau, \tau_1) = \frac{-\varepsilon \cdot \lambda \cdot \partial \theta(u, \tau)}{\partial u} \tag{I.37}$$

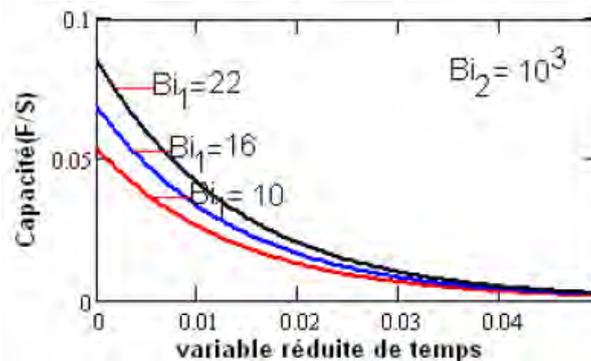


Figure I- 14 : Capacité en fonction de la variable réduite de temps

La figure montre une décroissance de la capacité au cours du temps. Les auteurs notent aussi que plus le coefficient d'échange à la face avant est important plus l'effet capacitif est manifeste. Mais à la face arrière, nous avons une capacité qui est pratiquement nulle. Et plus on avance le temps, plus le flux est négligeable dans la dalle.

I-7 : CARACTERISATION DU COMPORTEMENT THERMIQUE D'UN MATERIAU KAPOK-PLATRE PAR ETUDE DE LA TEMPERATURE EN REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL. [19]

Pour décrire le comportement thermique du matériau kapok-plâtre, l'auteur propose une étude du transfert de chaleur suivant une direction. Le matériau est soumis à une sollicitation climatique extérieure en régime dynamique fréquentiel.

Le dispositif d'étude est représenté par la figure 1.

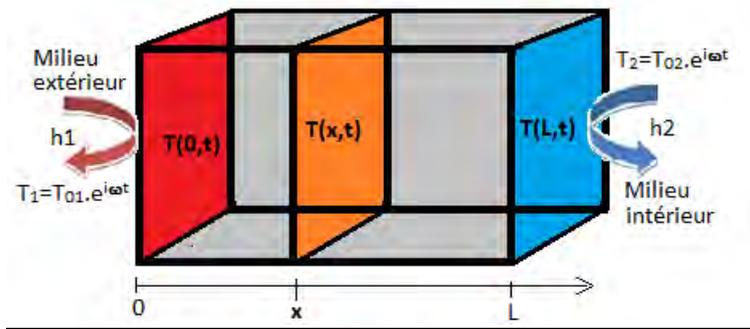


Figure I- 15 : Matériau plan kapok-plâtre soumis à une sollicitation climatique extérieure

L'évolution de la température en fonction de la profondeur du matériau sous l'influence de la pulsation excitatrice (figure 2), du coefficient d'échange thermique h_1 (figure 3) et de la diffusivité thermique (figure 4) est présentée ci-après.

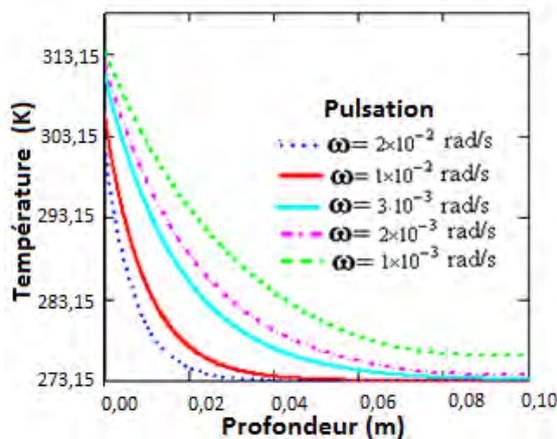


Figure I-18 a:

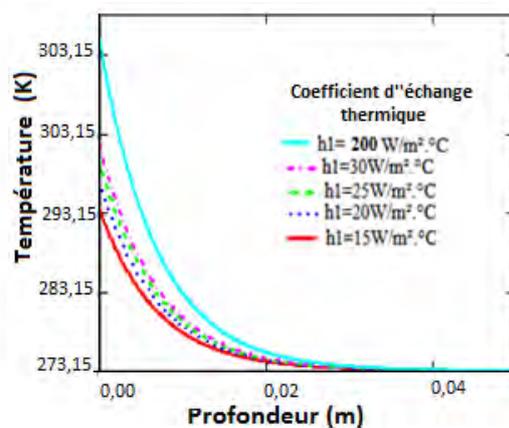


Figure I-18 b:

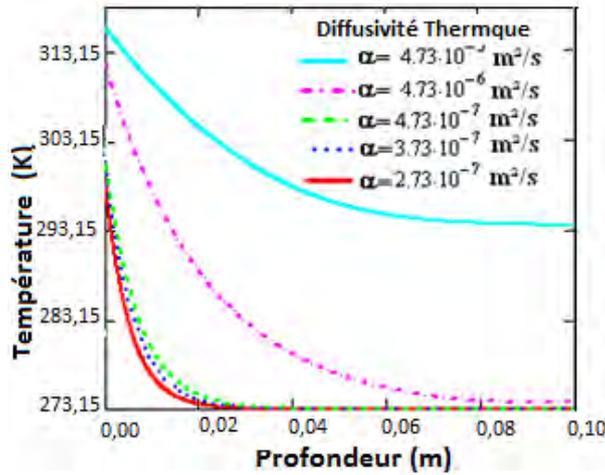


Figure I-18 c:

Figure I- 16 : Evolution de la température en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation (Figure I-18a), du coefficient d'échange thermique à la face avant (Figure I-18b) et de la diffusivité thermique (Figure I-18c)

Pour les différentes courbes, l'auteur propose des épaisseurs d'isolation thermique optimale du matériau en mettant en exergue l'influence de certains paramètres tels que le coefficient d'échange h_1 , la pulsation excitatrice et la diffusivité thermique. Les résultats obtenus sont présentés sur les tableaux suivants.

Tableau 2 : Valeurs de l'épaisseur d'isolation thermique optimale (E.I.O) pour différentes pulsations.

Pulsation excitatrice (rad/s)	10^{-3}	2.10^{-3}	3.10^{-3}	10^{-2}	2.10^{-2}
E.I.O (m)	$E.I.O \geq 10^{-3}$	$E.I.O \geq 10^{-3}$	$E.I.O \geq 10^{-3}$	$4,9.10^{-2}$	$3,4.10^{-1}$

Tableau 3 : les valeurs de E.I.P pour différents coefficients d'échanges thermiques h_1

Coefficient d'échange thermique ($W.m^{-2}.k^{-1}$)	15	20	25	30	200
Epaisseur d'isolation thermique optimale (m)	$2,86.10^{-2}$	$2,95.10^{-2}$	$3,05.10^{-2}$	$3,09.10^{-2}$	$3,33.10^{-2}$

Tableau 4 : les valeurs d'E.I.O pour différents diffusivités thermiques

Diffusivité thermique ($m^2.s^{-1}$)	$2,73.10^{-7}$	$3,73.10^{-7}$	$4,73.10^{-7}$	$4,73.10^{-6}$	$4,73.10^{-5}$
Epaisseur d'isolation thermique optimale (m)	$2,5.10^{-2}$	$3,0.10^{-2}$	$3,4.10^{-2}$	$E.I.O > 10^{-1}$	$E.I.O > 10^{-1}$

L'étude a montré que le choix de la composition du matériau kapok-plâtre pour une bonne isolation thermique requiert une maîtrise des paramètres thermophysiques.

I-8 : Conclusion

Dans cette étude bibliographique, nous avons vu la présentation des éléments de la dalle en béton, du plâtre et des matériaux d'origines végétales.

A travers cette partie, nous avons vu des méthodes de détermination des paramètres intrinsèques aux matériaux et des techniques de caractérisation.

Par contre, l'influence de la température initiale qui est interne au matériau n'a pas été rapportée. C'est dans ce cadre que nous allons faire une étude théorique du comportement thermique d'une dalle en béton accolée à un filasse-plâtre considéré comme isolant thermique. Nous allons aussi étudier le taux de rétention par unité de longueur et par analogie électrique thermique mettre en exergue l'influence des paramètres extrinsèques tels que : les coefficients d'échanges thermiques à la face avant et arrière, les sollicitations climatiques.

- [1] S. Eve (2002)
Comportement à la prise et caractérisation mécanique de matériaux composites à base de plâtre
Doctorat de l'université de Caen, Chimie des Matériaux, France.
- [2] Gmouh A., Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Université Hassan II, Casablanca (Maroc) (2001).
- [3] Joshi R., Thomas J., Adam R. (1992)
Properties of Gypsum Wallboards Containing Fly Ash
Journal of Materials in Civil Engineering, Vol.4, 212-225
- [4] Hernández-Olivares F., Oteiza I., De Villanueva L., (1994)
Fire Behaviour of Sisal Short Fibers Reinforced Gypsum
Fire and Materials, Vol.19, 77-80.
- [5] M.L.VOUMBO, A.WEREME and G.SISSOKO (2010)
Characterization of Locals Insulators : Sawdust and Wool of Kapok
Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology 2(2):138-142.
- [6] Ali M.A., Grimer F.J., (1969)
Mechanical Properties of Glass Fibre-Reinforced Gypsum
Journal of Materials Science, Vol.4, 389-395.
- [7] Sumathy C.T., Dharakumar M., Saroja Devi M., Saccubai S. (1997)
Modification of Cement Mortars by Polymer Latex
Journal of Applied Polymer Science, Vol.63, 1251-1257
- [8] S. Soulama (2014),
« Caractérisation mécanique et thermique de biocomposites à matrice polystyrène recyclé renforcée par des coques de cotonnier (*Gossypium Hirsutum* L.), ou de particules de bois de kénaf (*Hibiscus Cannabinus* L.). »
Thèse de Doctorat, Université de Technologie Belfort-Mont Béliard (Paris), Ecole Doctorale Sciences et Génie des Matériaux.
- [9] Célérier Jean, Cholley André (1931)
La culture du sisal en Afrique. In: *Annales de Géographie*, t. 40, n°225, pp. 322-323
- [10] B. Sutharson, M. Rajendran, S. R. Devadasan and B. Selvam (2012)
Effect of chemical treatments on mechanical properties of jute fiber hybrid composite laminates
ARPN Journal of Engineering and Applied Sciences, Vol. 7, N°6, Pp 760-765
- [11] G. Sissoko, M. Adji, D. Azalinon, V. Sambou, A. Wereme, (2001)
Characterization by thermal transient phenomena of concrete slab recuperating solar energy
Journal des Sciences, Vol. 1, N°2, Pp 36-46

- [12] Saidi A., Vianou A. Et Grignon M. (1994)
Comportement thermique d'un mur vertical soumis à des distributions non uniformes de flux de chaleur : étude expérimentale et numérique
Revue Générale de Thermique, n°395, pp. 657.
- [13] Khedari J. (1991)
Méthode scientifique simple de dimensionnement d'un système de chauffage partiellement solaire utilisant un mur capteur accumulateur. Application au chauffage domestique et aux séchoirs modulaires polyvalents
Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis
- [14] Legrand O., Vignon J.M., Point R. Et Brun M. (1995)
Etude des transferts thermiques locaux et instantanés dans la chambre de combustion d'un moteur diesel en régime transitoire
Revue Générale de Thermique, tome 34-n°405, p. 557-565
- [15] H. Reinhard (1987)
Equations aux dérivées partielles : fondements et applications.
Dunod Université, Bordas, Paris, 260 pages
- [16] I. Diagne, B Fleur, M. O Sidya, S. Gaye, G. Sissoko (2008)
« Détermination de Paramètres Thermiques d'un Matériau en Régime Dynamique Fréquentiel à Partir de Diagrammes de Bode et de Représentation de Nyquist »
Journal des Sciences, Vol. 8, N°2 pp88-98
- [17] P. Meukam, Y. Jannot, A. Noumowe and T.C Kofane (2004)
Thermo physical characteristics of economical building materials
Construction and Building Materials, Vol 18 pp. 437-443
- [18] B. Fleur, I. Diagne, M. L. Sow, S. Gaye, G. Sissoko (2008)
« Influence du coefficient d'échange thermique sur le comportement d'une dalle en béton récupératrice d'énergie solaire »
Journal des Sciences, Vol. 8, N°2, 99-106
- [19] K. A. Diallo, M. Boukar, E. B. Diaw, P. Demba, I. Diagne, G. Sissoko (2015)
Characterization of the thermal behavior of a kapok-plaster material by studying the temperature in frequency dynamic regime
International Journal of Innovative Science, Engineering and Technology, Vol. 2, Issue 1, Pp 308-310

**CHAPITRE II : ETUDE DU TRANSFERT THERMIQUE DANS LA DALLE EN
BETON ET DANS LE FILASSE-PLATRE**

II-1 : Introduction

Nous présentons l'étude du transfert de chaleur dans la dalle en béton et dans le filasse-plâtre en considérant qu'ils sont en contact parfait du point de vue thermique. C'est-à-dire qu'il y'a continuité de l'onde thermique à travers les deux couches.

A partir de l'équation de la chaleur, nous déterminerons l'expression de la température dans le dispositif. Ainsi la densité de flux de chaleur est obtenue à partir de la loi de FOURRIER.

Cette étude permettra d'évaluer la quantité de chaleur retenue ou absorbée et d'observer l'influence des paramètres extrinsèques au dispositif.

II-2 : Présentation du modèle d'étude

Le dispositif d'étude est un mur constitué d'une partie en béton soumis à des contraintes climatiques au niveau d'une face (extérieur). L'une des faces du béton est accolée à un isolant thermique le filasse-plâtre. L'autre face est en contact avec le milieu intérieur d'un habitat.

Les variations de température modélisées en régime dynamique fréquentiel au niveau des deux faces intérieur et extérieur du mur.

T_{a1} et T_{a2} sont respectivement les températures, en modélisation complexe à l'extérieur et à l'intérieur du mur de l'habitat.

T_{01} et T_{02} sont respectivement les amplitudes maximales des températures T_{a1} et T_{a2} .

T_i est la température initiale du matériau supposée uniforme dans la dalle de béton et dans le filasse-plâtre.

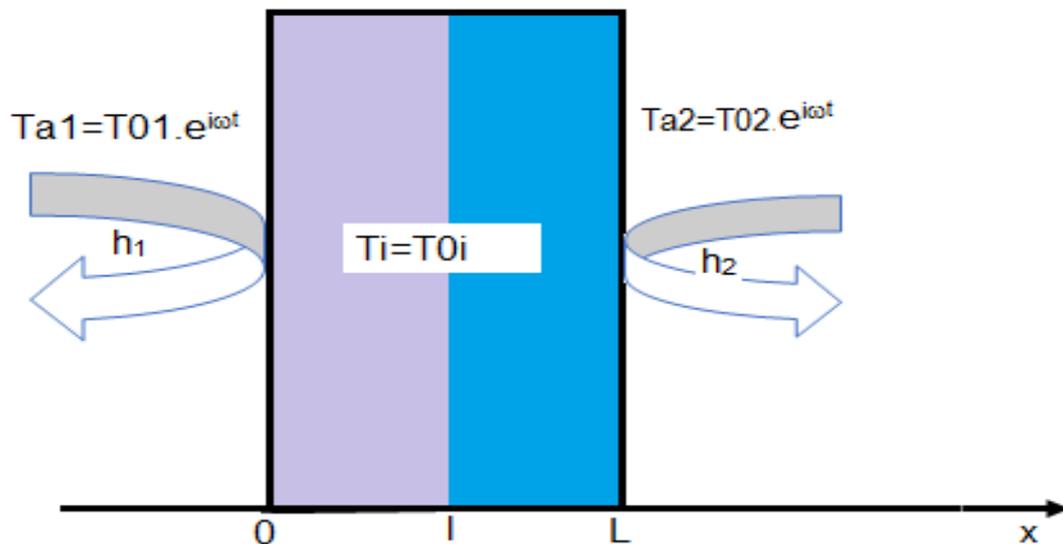


Figure II- 1 : Vue de profil d'un mur constitué de dalle en béton et de filasse-plâtre en contact parfait soumis à des sollicitations climatiques extérieures. Béton : $l=0.05m$; Filasse-plâtre : $L=0.05m$; $T_{01} = 35^{\circ}C$; $T_{0i}=25^{\circ}C$ et $T_{02}=20^{\circ}C$.

La température initiale du mur ($25^{\circ}C$) est intermédiaire entre les modules de la température à l'extérieur de $35^{\circ}C$ et à l'intérieur de $20^{\circ}C$ du milieu à isoler. Les coefficients d'échange thermique h_1 et h_2 caractérisent d'une part l'échange de chaleur entre l'interface de la dalle en béton avec le milieu extérieur et d'autre part entre l'interface du filasse-plâtre et le milieu à isoler.

II-3 : Equation de la chaleur

II-3-1 : L'expression de la température

Lorsque les deux faces du dispositif sont soumises à des sollicitations climatiques extérieures de part et d'autre, il y'a un transfert thermique régi par l'équation de la chaleur donnée par :

$$\rho \cdot c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \cdot \Delta T + P_p \quad (\text{II-1})$$

- ρ (Kg.m^{-3}) : la masse volumique du matériau
- c ($\text{J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) : la chaleur spécifique du matériau
- λ ($\text{W.m}^{-1}.\text{k}^{-1}$) : la conduction thermique du matériau
- P_p (W.m^{-3}) : le puits de chaleur ou source de chaleur interne

- $T(x, t)$: la température en un point considéré

En considérant qu'il n'y a pas de production interne de chaleur [1,2] donc $P_p=0$.

Ainsi, nous établissons deux équations décrivant le transfert de chaleur à l'intérieur de la dalle en béton (II-2) et dans le filasse-plâtre (II-3)

$$\frac{\partial^2 T_1(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_1} \frac{\partial T_1(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{II-2})$$

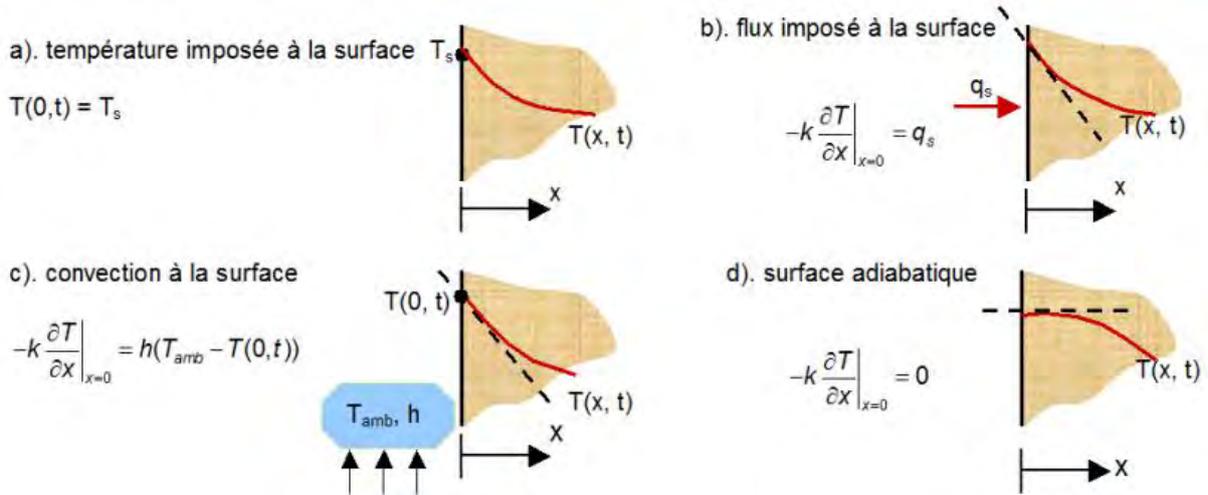
$$\frac{\partial^2 T_2(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_2} \frac{\partial T_2(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{II-3})$$

Avec $\alpha_1 = \frac{\lambda_1}{\rho_1 \cdot c_1}$ $\alpha_2 = \frac{\lambda_2}{\rho_2 \cdot c_2}$

- α_1 : le coefficient de diffusivité thermique relative à la dalle ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)
- α_2 : le coefficient de diffusivité thermique relative au filasse-plâtre ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)
- $T_1(x, h_1, h_2, \omega, t)$: la température en un point considéré dans la dalle en béton
- $T_2(x, h_1, h_2, \omega, t)$: la température en un point considéré dans le filasse-plâtre

Pour résoudre ces équations, il faut au préalable définir des conditions aux limites. Cependant, nous en rencontrons trois types selon la situation présente :

- Les conditions aux limites de première espèce dites conditions aux limites de type température imposée (problème de Dirichlet)
- Les conditions aux limites de deuxième espèce dites conditions aux limites de type flux imposé (problème de Neumann)
- Les conditions aux limites de troisième espèce dites conditions de Fourier ou de Newton (problème de Fourier)



Pour un système ces informations relatives aux flux de chaleur et à la température sur les interfaces sont dites conditions aux limites.

L'interface entre le milieu extérieur et la dalle de béton :

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = h_1(T_{a1} - T(0, h_1, h_2, \omega, t)) \quad (\text{II-4})$$

A l'interface entre la dalle de béton et le filasse-plâtre :

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=l} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=l} \quad (\text{II-5})$$

$$T_1(l, h_1, h_2, \omega, t) = T_2(l, h_1, h_2, \omega, t) \quad (\text{II-6})$$

A l'interface entre le filasse-plâtre et le milieu intérieur :

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=L} = h_2(T_2(L, h_1, h_2, \omega, t) - T_{a2}) \quad (\text{II-7})$$

Et la température initiale est considérée identique à l'intérieur des matériaux :

$$T(x, h_1, h_2, \omega, t = 0) = T_i = T_{0i} \quad (\text{II-8})$$

- $h_1 (\text{W.m}^{-2}\text{K}^{-1})$: coefficient d'échange thermique à la face avant
- $h_2 (\text{W.m}^{-2}\text{K}^{-1})$: coefficient d'échange thermique à la face arrière
- T_i (°C) : température à l'instant initial à l'intérieur du matériau supposé uniforme

Pour introduire la température initiale T_i , on effectue les changements de variable de température :

$$\begin{cases} \bar{T}_1 = T_1 - T_i \\ \bar{T}_2 = T_2 - T_i \end{cases} \quad (\text{II-9})$$

Les équations de la chaleur deviennent dans la dalle en béton (II-10) et dans le filasse-plâtre (II-11) :

$$\frac{\partial^2 \bar{T}_1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_1} \frac{\partial \bar{T}_1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{II-10})$$

$$\frac{\partial^2 \bar{T}_2(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_2} \frac{\partial \bar{T}_2(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{II-11})$$

Pour résoudre les équations, nous allons utiliser la méthode des séparations des variables (la profondeur x et le temps t) relative à la température donnée par l'expression II-12.

$$\bar{T}_{1,2}(x, h1, h2, \omega, t) = X_{1,2}(x) \cdot Y_{1,2}(t) \quad (\text{II-12})$$

Après résolution (voir annexe), nous obtenons l'expression de la température :

Dans la dalle de béton :

$$T_1(x, h1, h2, \omega, t) = (A_1 \sinh(\beta_1(\omega) \cdot x) + A_2 \cdot \cosh(\beta_1(\omega) \cdot x)) \cdot e^{i\omega t} + T_0i \quad (\text{II-13})$$

Dans le filasse-plâtre :

$$T_2(x, h1, h2, \omega, t) = (A_3 \sinh(\beta_2(\omega) \cdot x) + A_4 \cdot \cosh(\beta_2(\omega) \cdot x)) \cdot e^{i\omega t} + T_0i \quad (\text{II-14})$$

$$\begin{aligned} \text{Avec} \quad \beta_1(\omega) &= \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_1}} (i + 1) & \beta_2(\omega) &= \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_2}} (i + 1) \\ L_1^*(\omega) &= \frac{1}{\beta_1(\omega)} & L_2^*(\omega) &= \frac{1}{\beta_2(\omega)} \end{aligned}$$

$L_1^*(\omega)$ et $L_2^*(\omega)$ représentent respectivement la longueur caractéristique de la diffusion complexe [3] thermique relative à la dalle en béton et au filasse-plâtre.

Les conditions aux limites et la condition initiale ci-dessous, permettent d'obtenir les coefficients A_1 , A_2 , A_3 et A_4 :

A l'interface entre le milieu extérieur et la dalle en béton :

$$-\lambda_1 \left. \frac{\partial \bar{T}_1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x} \right|_{x=0} = h_1(Ta_1 - \bar{T}_1(0, h1, h2, \omega, t) - T_i) \quad (\text{II-15})$$

A l'interface entre la dalle en béton et le filasse-plâtre :

$$\lambda_1 \frac{\partial \bar{T}_1(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=l} = \lambda_2 \frac{\partial \bar{T}_2(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=l} \quad (\text{II-16})$$

$$\bar{T}_1(l, h_1, h_2, \omega, t) + T_{0i} = \bar{T}_2(l, h_1, h_2, \omega, t) + T_{0i} \quad (\text{II-17})$$

A l'interface entre le filasse-plâtre et le milieu à isolé :

$$-\lambda_2 \frac{\partial \bar{T}_2(x, h_1, h_2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=L} = h_2(\bar{T}_2(L, h_1, h_2, \omega, t) + T_i - T_{a2}) \quad (\text{II-18})$$

A l'instant initial supposé uniforme dans le matériau :

$$\bar{T}(x, h_1, h_2, \omega, 0) = 0 \quad (\text{II-19})$$

Ainsi, les coefficients A_1 , A_2 , A_3 et A_4 dans (II 12 et II 13) sont obtenus après calcul (voir annexe).

II-3 -2 : L'expression de la densité de flux de chaleur

Notons que la différence de températures entre deux positions ou deux milieux génère un flux thermique qui se propage vers les gradients de températures négatives. C'est ainsi que la densité de flux thermique est défini comme étant le flux thermique par unité de surface. Elle s'exprime en Watt par mètre carré (W/m^2) donnée par la relation suivante :

$$\psi = \frac{d\Phi}{ds} = \frac{1}{s} \frac{dQ}{dt} \quad (\text{II-20})$$

$$\text{Où} \quad \varphi = \frac{dQ}{dt} \quad (\text{II-21})$$

φ est le flux de chaleur et s'exprime en Watt

J. Fourier proposa une quantitative selon laquelle la densité de flux est proportionnelle au gradient de température :

$$\vec{\varphi} = - \lambda \overrightarrow{\text{grad}T} \quad (\text{II-22})$$

II-3-3 : Taux de rétention par unité de longueur

Le choix d'un bon matériau isolant thermique est guidé par son aptitude à absorber de la chaleur en profondeur. Ainsi pour mieux suivre la progression de l'onde thermique dans notre dispositif, nous allons évaluer la rétention de chaleur par unité de longueur [4]. Son expression est donnée par la relation suivante :

$$\tau(x, h1, h2, \omega, t) = \frac{\Delta T(x, h1, h2, \omega, t)}{T(x, h1, h2, \omega, t) * L} \quad (II-23)$$

L : est la profondeur considérée.

Le dispositif est soumis à des sollicitations climatiques extérieures à la face avant et à la face arrière. Nous allons évaluer la variation des modules de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction du logarithme décimal de la pulsation afin de déterminer la bande de fréquence d'étude. L'étude est proposée dans le paragraphe suivant.

II-4 Etude du module de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice

II-4-1 : Influence de la profondeur de la dalle en béton

Dans ce paragraphe, nous déterminons la bande de fréquence excitatrice d'étude correspondant au régime variable. Pour ce faire, nous proposons l'évolution du module de la température et du module de la densité de flux de chaleur en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice.

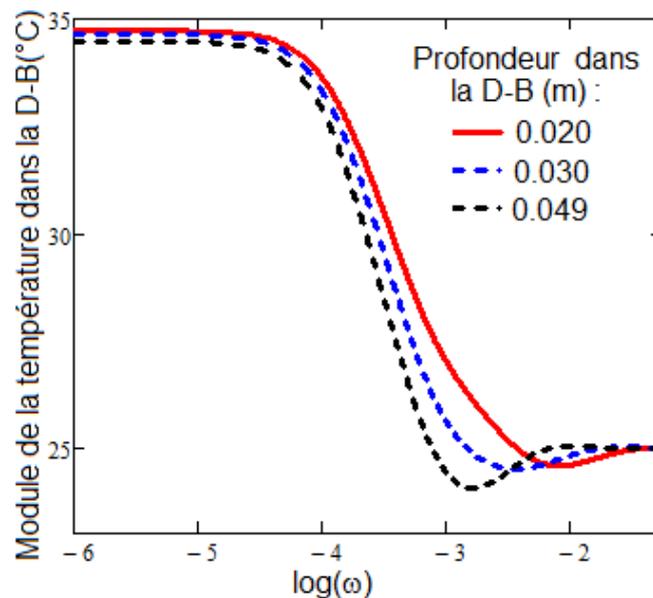


Figure II-2-a

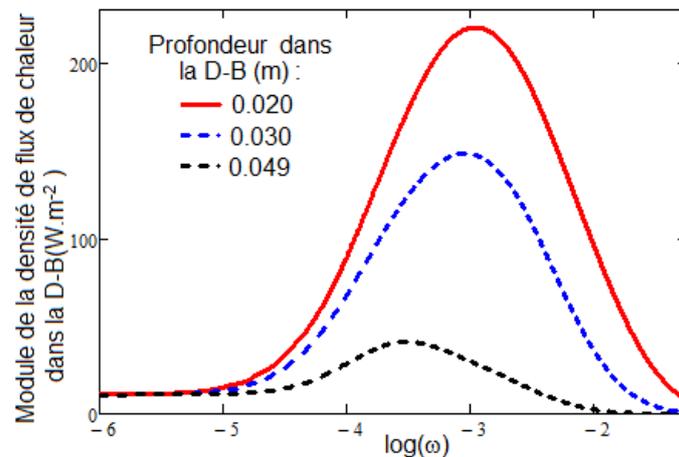


Figure II-2-b

Figure II- 2 : Modules de la Température (figure II 2-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 2-b) en fonction du logarithme décimal de la pulsation. $h_1 = 100 W.m^{-2} .K^{-1}$; $h_2 = 1 W.m^{-2} .K^{-1}$

Pour différentes profondeurs de la dalle en béton, les courbes présentent les mêmes allures.

Sur la figure II-2-a, nous remarquons trois parties :

Pour $\omega < 10^{-4}$ rad/s, la variation de la température est très faible et maximale avoisinant celle du milieu extérieur. Ces pulsations très faibles correspondent à une importante transmission de chaleur. La dalle n'a pas le temps de relaxer pour produire une réponse thermique.

En effet, pour ces fréquences, le matériau se comporte comme un conducteur. Cette zone correspond à des densités de flux de chaleur relativement faibles où sa variation est nulle. La paroi externe de la dalle tend vers la température d'équilibre par rapport à l'extérieur. Ainsi lorsque l'écart de température entre la paroi de la dalle et le milieu ambiant est petit alors l'échange de chaleur devient faible.

Pour la pulsation comprise entre 10^{-4} rad/s et 10^{-2} rad/s, nous remarquons une décroissance de la température en fonction du logarithme décimal de la pulsation. Pour ces pulsations excitatrices, les matériaux réagissent plus aux sollicitations climatiques traduisant le régime variable.

Pour la pulsation supérieure à 10^{-2} rad/s, la variation de la température est presque constante et minimale. Ici le matériau n'atteint pas une fréquence seuil pouvant permettre une réponse favorisant une faible énergie.

La densité de flux de chaleur en fonction du logarithme décimal de la pulsation décrit un phénomène thermique pour les mêmes bandes de fréquences précédemment définies. L'amplitude maximale de la densité de flux de chaleur diminue lorsque la profondeur de la dalle

augmente. Ainsi pour une large épaisseur, la dalle présente une bonne propriété d'isolation thermique.

II-4-2 : Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant

Nous représentons sur les figures, le profil du module température dans la dalle en béton et de la densité de flux de chaleur en fonction du logarithme décimal de la pulsation pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la face avant.

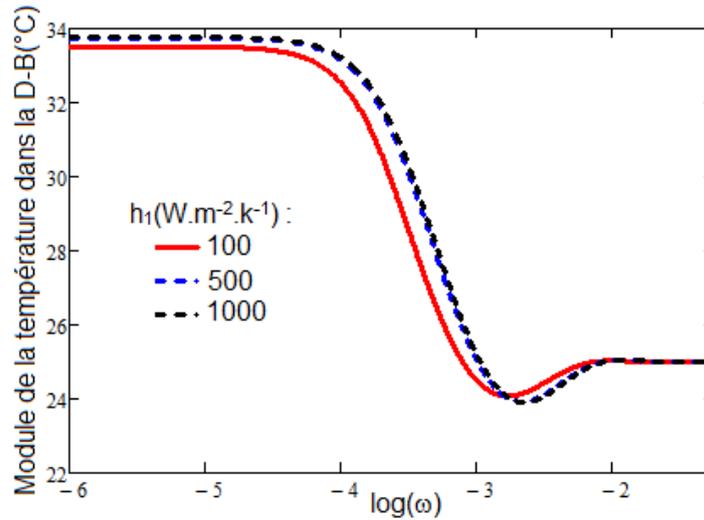


Figure II-3-a

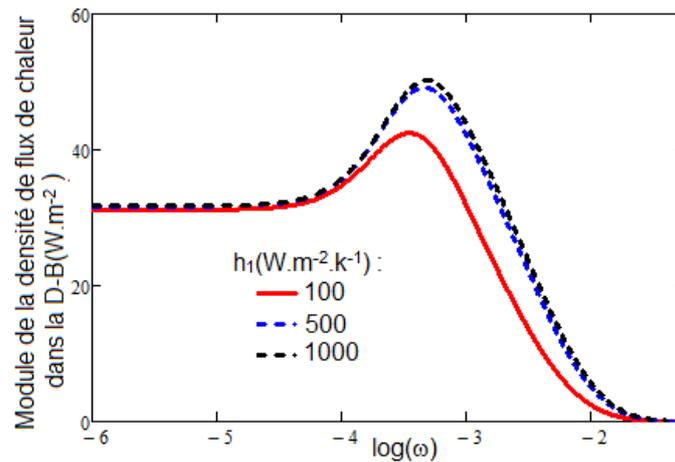


Figure II-3-b

Figure II- 3 : Modules de la température (figure II 3-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 3-b) en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Pour les pulsations d'excitations comprises entre 10^{-6} rad/s à 10^{-4} rad/s, la température ne varie pas de même que la densité de flux de chaleur en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. Le matériau ne donne pas de réponse thermique correspondant ainsi à un régime quasi-statique. Ensuite, nous notons une variation de la température et de la densité de flux de

chaleur avec le logarithme de la pulsation impliquant un régime variable. A partir de 10^{-2} rad/s, la période de sollicitation est assez faible. Le matériau ne répond pas.

Ainsi le choix des épaisseurs d'une dalle en béton et du filasse-plâtre est important suivant la période de sollicitation.

Nous présentons pour les mêmes paramètres l'évolution du module de la température et de la densité de flux de chaleur dans le filasse-plâtre en fonction de la pulsation excitatrice.

II-4-3 : Influence de la profondeur dans le filasse-plâtre

Les profils du module de la température et de la densité de flux en fonction du logarithme de la pulsation sont représentés sur les figures II-4-a et II-4-b.

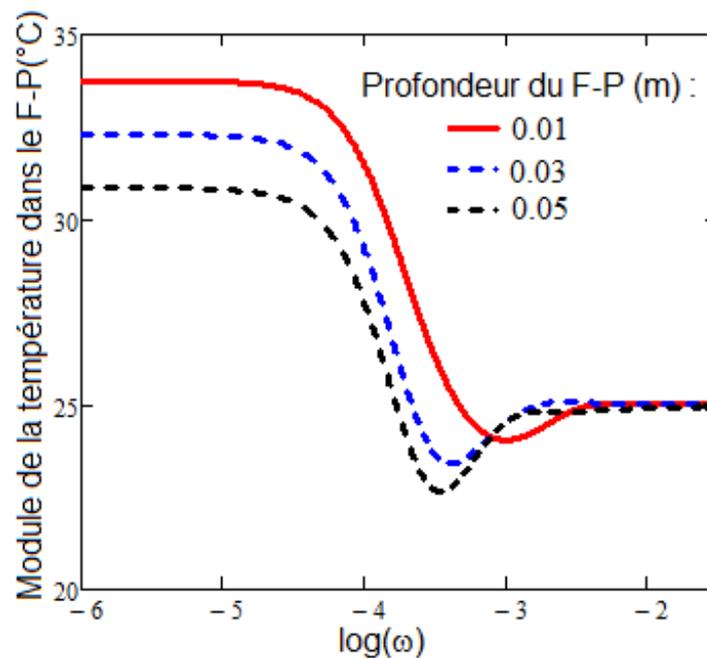


Figure II-4-a

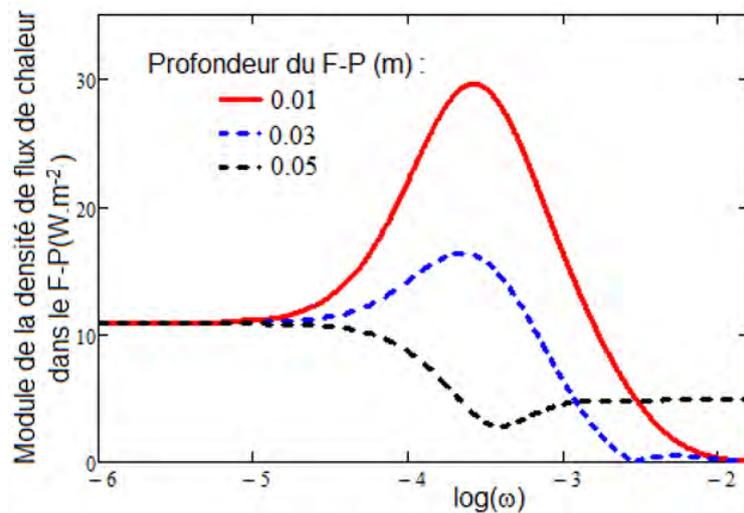


Figure II-4-b

Figure II- 4 : Modules de la Température (figure II 4-a) et la densité de flux de chaleur (figure II 4-b) en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Les courbes de la température dans la filasse-plâtre présentent les mêmes allures que les autres. Le phénomène de transfert thermique est divisé en trois zones.

Première zone ($\omega < 10^{-4,5}rad/s$), la température diminue lorsqu'on est en profondeur. Pour ces très basses fréquences la température transmise est importante favorisant un emmagasinement de l'énergie très faible.

Deuxième zone où on note une chute de la température. Ceci correspond à des pulsations assez modérées pour permettre au matériau de jouer un rôle d'isolation thermique. Ce qui se traduit par un stockage ou dissipation d'énergie.

Pour la dernière zone ($\omega > 10^{-2,5}rad/s$) , on obtient un équilibre thermique entre le matériau et le milieu intérieur.

II-4-4 : Influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière

Les modules de la température et de la densité de flux de chaleur sont donnés en fonction du logarithme décimal de la pulsation, pour différentes valeurs du coefficient thermique à la face arrière.

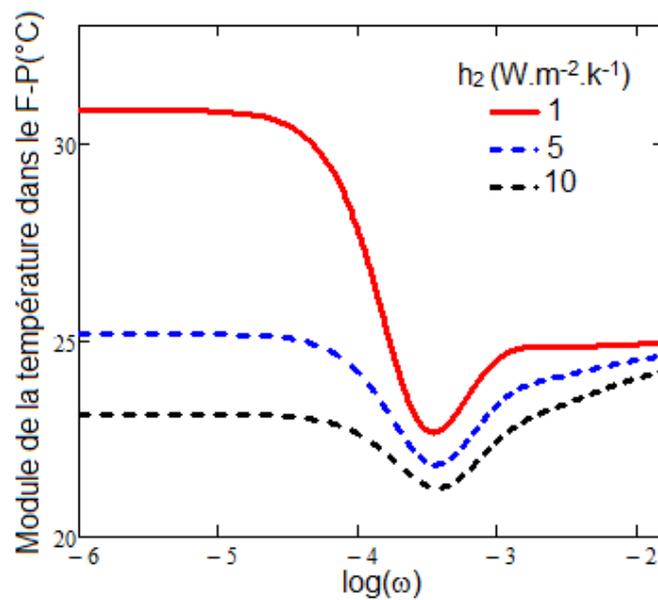


Figure II-5-a

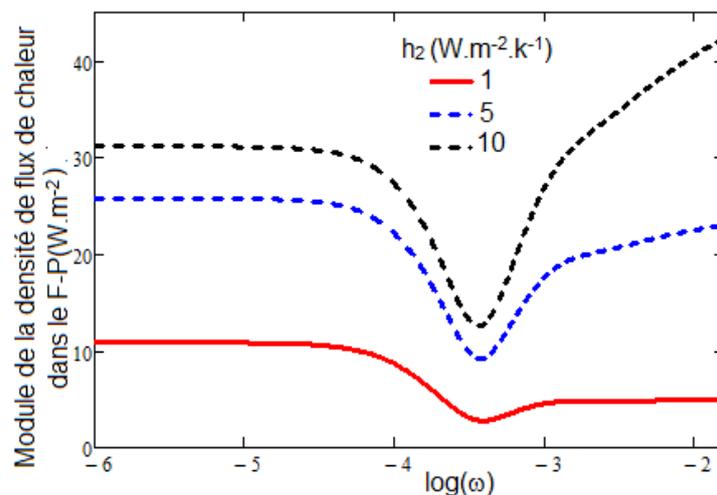


Figure II-5-b

Figure II- 5 : Modules de la Température (figure II 5-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 5-b) en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$

Pour les courbes de la figure II 5-a, la température transmise au niveau du filasse-plâtre est d'autant plus importante que le coefficient d'échange thermique est faible. Nous remarquons une situation inverse pour ces coefficients par rapport aux courbes de densité de flux thermique.

Le régime variable est borné de part et d'autre par deux régimes quasi-statiques, c'est-à-dire entre une période de sollicitation très élevée ou trop faible. Dans le premier cas le matériau ne répond plus aux sollicitations, ceci correspond à une saturation thermique. Pour l'autre cas, la sollicitation est insuffisante pour aboutir à une réponse thermique. Entre les intervalles de

pulsation décrivant ces phénomènes se trouve une bande de fréquence où le matériau répond à l'agitation thermique. Les pulsations obtenues correspondent à une bande de fréquence d'étude.

II-6 : Evolution du module de la température et densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre

Pour suivre la diffusion de chaleur dans le modèle, nous allons donner l'évolution du module de la température et du module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la dalle en béton et dans le filasse-plâtre. Les résultats obtenus mettent en exergue l'influence des paramètres extrinsèques tels que le coefficient d'échange thermique à la face avant, le coefficient d'échange thermique à la face arrière et de la pulsation excitatrice. [5]

Dans la suite, les courbes en traits pleins modélisent le comportement thermique dans le béton tandis que les courbes en pointillés correspondent à la partie isolant thermique du filasse-plâtre.

II-6-1 : Influence du coefficient d'échange thermique a la face avant

II-6-1-1 : Pour une fréquence faible : $\omega=10^{-4}$ rad/s

Aux figures II 6-a et II 6-b, nous représentons l'évolution de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la face avant.

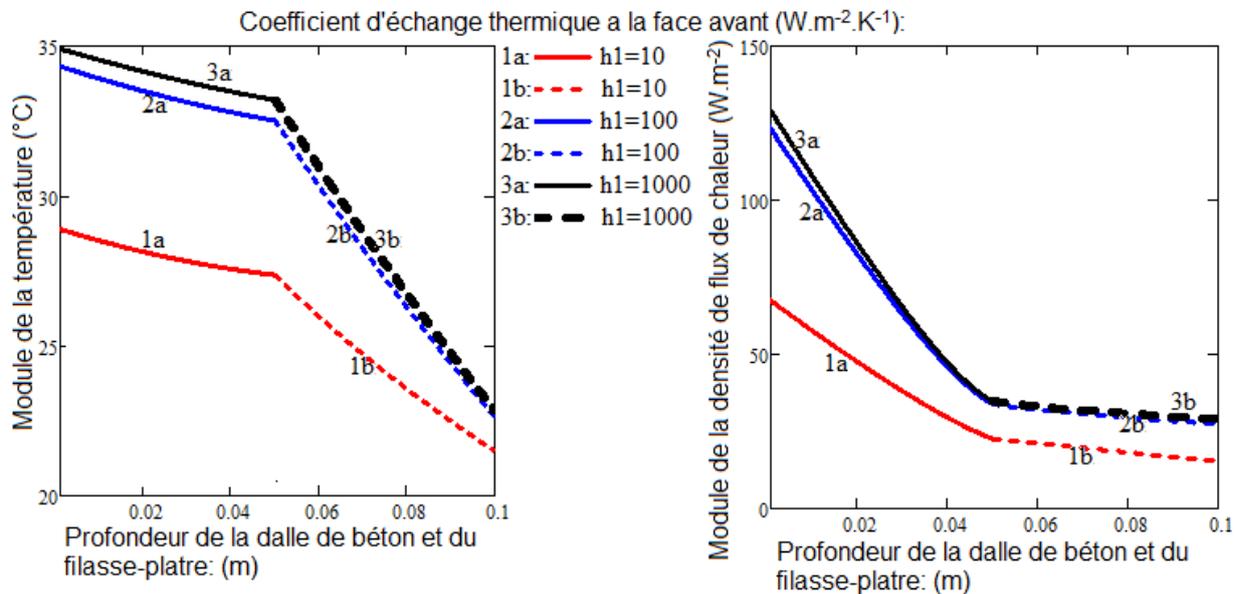


Figure II-6-a

Figure II-6-b

Figure II- 6 : Modules de la température (figure II 6-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 6-b) en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre.

$h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^{-4}$ rad/s

Nous remarquons une chute du module de la température et de la densité de flux de chaleur à l'intérieur de la dalle ainsi que de l'isolant fillasse-plâtre.

La transmission de la chaleur est plus importante dans la dalle en béton avec un gradient négatif et élevé du flux de chaleur qui traduit aussi une rétention de la chaleur par la dalle. Dans le matériau filasse-plâtre la chute de température est plus importante. Le gradient du flux est faible et tend vers une valeur nulle. Ces phénomènes correspondent à un emmagasinement de la chaleur donnant une bonne isolation thermique.

Le tableau 4 donne le taux de rétention relatif à la température τ_1 et à la densité de flux de chaleur τ_2 par unité de longueur.

Tableau 5 : Valeurs comparatives du taux de rétention de la chaleur par unité de longueur pour $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^{-4}rad/s$

	Dalle de béton			Filasse-plâtre		
Profondeur ($10^{-3}m$)	50	50	50	50	50	50
$h_1 (w.m^{-2}.K^{-1})$	10	100	1000	10	100	1000
$\tau_1(x, h_1, h_2, \omega, t) (cm^{-1})$	1,1	1,1	1,0	4,3	6,1	6,3
$\tau_2(x, h_1, h_2, \omega, t)(cm^{-1})$	13,4	14,6	14,7	6,2	3,9	3,4

Nous remarquons une augmentation du taux de rétention avec le coefficient d'échange thermique. Cette rétention est plus importante au niveau de l'isolant thermique (filasse-plâtre).

II-6-1-2 : Pour une fréquence intermédiaire : $\omega=10^{-3}rad/s$

Aux figures II 7-a et II 7-b, nous représentons le module de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur du dispositif sous l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant. L'étude se fait en considérant que la pulsation excitatrice est $\omega=10^{-3}rad/s$.

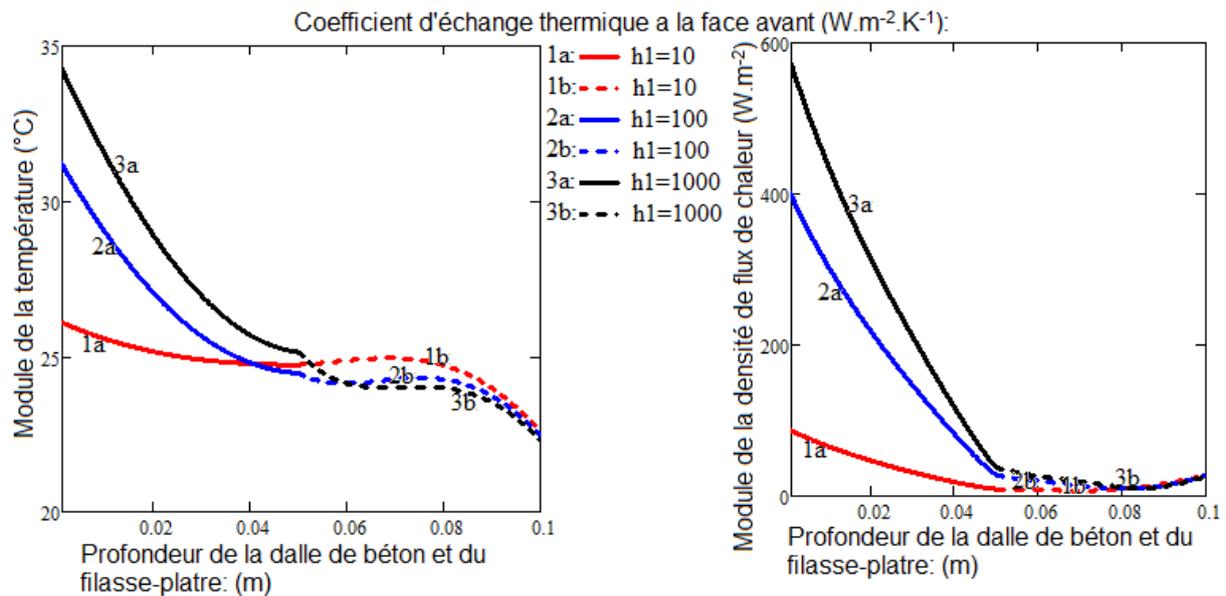


Figure II-7-a

Figure II-7-b

Figure II- 7 : Modules de la température (figure II 7-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 7-b) en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre. $h_2 = 10 W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega = 10^{-3} rad/s$

A la surface de la dalle en béton, la température et la densité de flux augmentent avec le coefficient d'échange thermique h_1 . Ce dernier caractérise l'échange de chaleur entre l'interface et le milieu ambiant. Ainsi plus il est important plus la température est élevée de même que l'énergie emmagasinée.

A l'intérieur de la dalle de béton, nous remarquons une décroissance du module de la température et de la densité de flux.

Pour une bande de pulsations moyennes, nous avons à l'intérieur du dispositif un emmagasinement de chaleur plus important. La majeure partie de la chaleur provenant de la face extérieure est retenue par le béton. La densité de flux de chaleur tend vers une valeur pratiquement nulle vers l'interface béton-isolant thermique filasse-plâtre.

Le tableau 5 montre que l'essentiel de la chaleur est retenue par la dalle en béton pour cette pulsation excitatrice. L'isolant thermique filasse-plâtre joue un rôle de régulateur thermique, présentant ainsi une bonne inertie thermique.

Tableau 6 : les valeurs comparatives du taux de rétention par unité de longueur pour $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$
; $\omega=10^{-3}rad/s$

	Dalle de béton			Filasse-plâtre		
Profondeur ($10^{-3}m$)	25	37	50	20	17	14
$h_1 (w.m^{-2}.K^{-1})$	10	100	1000	10	100	1000
$\tau_1(x, h_1, h_2, \omega, t) (cm^{-1})$	1,8	7,0	7,5	4,4	4,2	4,4
$\tau_2(x, h_1, h_2, \omega, t)(cm^{-1})$	11	83	293	100	107	101

Pour certaines profondeurs des matériaux, le taux de rétention dans la dalle ainsi que le filasse-plâtre augmente sous l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant.

II-6-1-3 : Pour une haute fréquence : $\omega=10^{-2}rad/s$

Sur les figures II 8-a et II 8-b, nous proposons le module de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur du matériau.

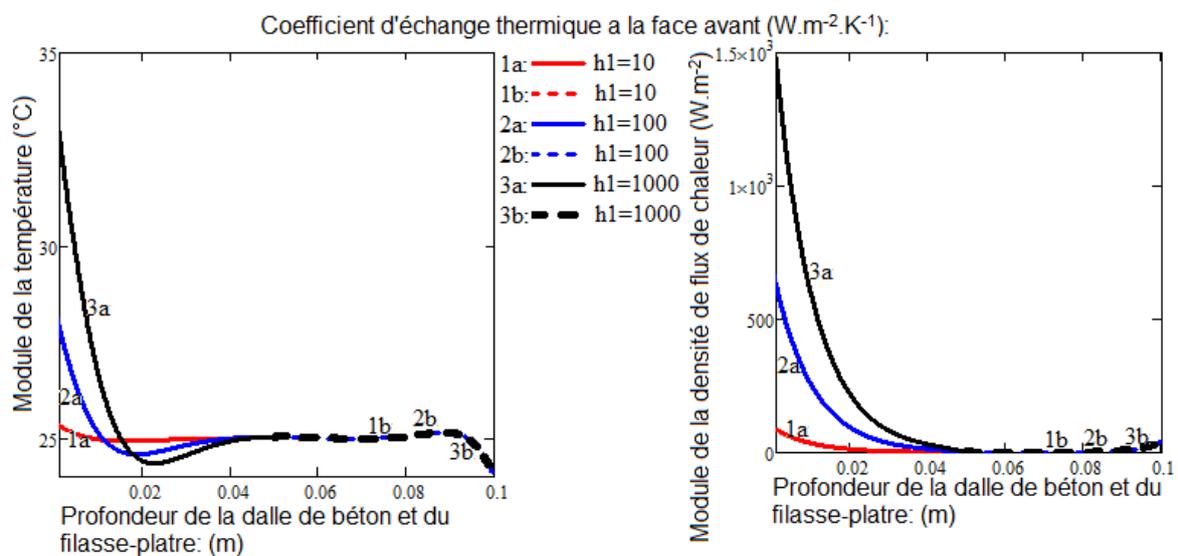


Figure II-8-a

Figure II-8-b

Figure II- 8: Modules de la température (figure II 8-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 8-b) en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre. $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^{-2}rad/s$

Ces figures correspondent à une pulsation excitatrice relativement élevée c'est-à-dire à une période de sollicitation climatique relativement courte. Les courbes de température et de densité de flux de chaleur montrent que la dalle en béton emmagasine une quantité considérable de chaleur. Pour un coefficient d'échange thermique relativement élevé, la dalle de béton présente un puits de température pour une profondeur de l'ordre de 2cm, la température s'abaissant en

dessous de la température initiale du matériau. Le béton dispose ainsi d'une bonne inertie thermique à cette pulsation excitatrice.

La densité de flux de chaleur est pratiquement nulle dans le matériau fillasse-plâtre, l'essentiel de la chaleur étant emmagasinée par la dalle de béton. La température baisse au voisinage de la surface intérieure et le gradient de la densité de flux de chaleur est positif. Ce phénomène traduit l'inertie thermique [6-8] de l'isolant thermique qui réchauffe modérément le milieu intérieur.

Tableau 7 : Valeurs comparatives du taux de rétention par unité de longueur pour $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^{-2}rad/s$

	Dalle de béton			Filasse-plâtre		
Profondeur ($10^{-3}m$)	9	16	23	7	7	7
$h_1 (w.m^{-2}.k^{-1})$	10	100	1000	10	100	1000
$\tau_1(x, h_1, h_2, \omega, t) (cm^{-1})$	1,8	9,6	16,8	6,0	5,6	5,6
$\tau_2(x, h_1, h_2, \omega, t)(cm^{-1})$	161	246	381	281	281	281

II-6-2 : Influence du coefficient d'échange a la face arrière

Aux figures II 9-a et II 9-b, nous présentons respectivement la température et la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'impact du coefficient d'échange thermique h_2 .

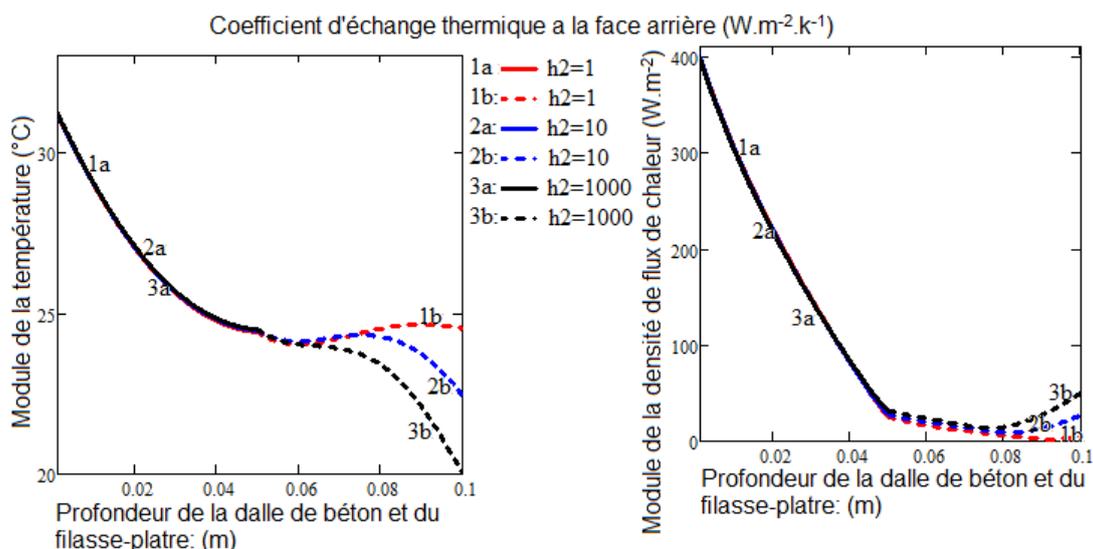


Figure II 9-a

Figure II 9-b

Figure II- 9 : Modules de la température (figure II 9-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 9-b) en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $\omega=10^{-3}rad/s$

Ces courbes montrent l'influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière. Les perturbations thermiques causées par h_2 lié à l'interface intérieure n'affectent pas la dalle. Son augmentation entraîne un réchauffement du milieu intérieur.

II-7 : Module de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur sous l'influence de la pulsation excitatrice

Aux figures II 10-a et II 10-b, nous représentons le module de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur de la dalle et du filasse-plâtre.

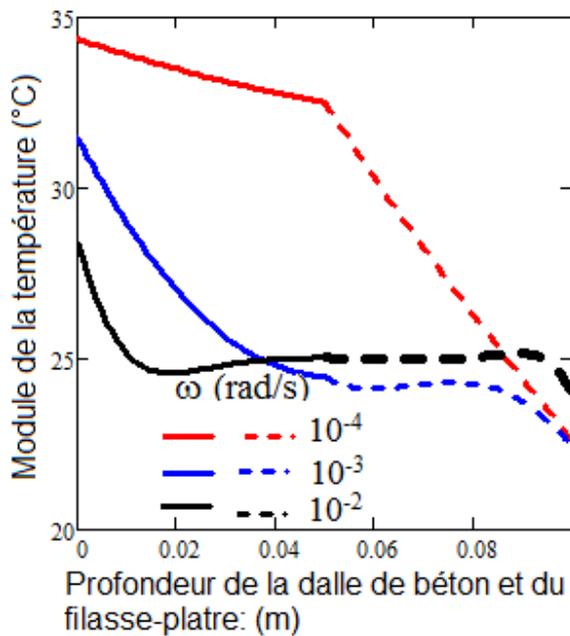


Figure II-10-a

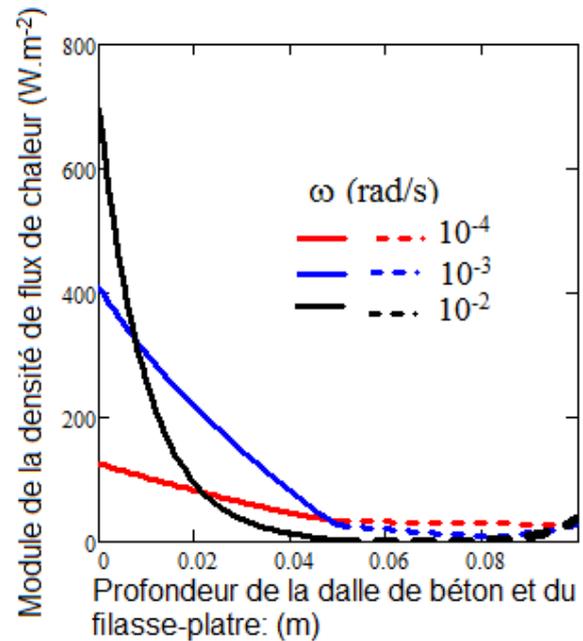


Figure II-10-b

Figure II- 10 : Modules de la température (figure II 10-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 10-b) en fonction de la profondeur de la dalle de béton et du filasse-plâtre. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Nous remarquons une décroissance de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur de la dalle de béton. Cette décroissance est beaucoup plus rapide pour les hautes que pour les basses fréquences. En effet, pour une période très longue, le matériau tend vers une saturation thermique où le matériau se considère comme un conducteur thermique. Cependant, le transfert de chaleur est favorable aux faibles fréquences.

Ainsi le comportement ou la réponse thermique du matériau dépend de la pulsation excitatrice, des coefficients d'échange thermique et de la caractéristique thermique des matériaux.

II-8 : Etude du module de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique

Nous allons étudier l'influence de la pulsation excitatrice sur les coefficients d'échanges thermiques. Ces coefficients h_1 et h_2 décrivent l'échange de chaleur entre un solide et un fluide (milieu ambiant) de températures différentes. Les courbes en traits pleins et pointillés modélisent respectivement la température au niveau de la dalle en béton interface extérieur ($x=0$) et au niveau du filasse-plâtre interface intérieur ($x=5\text{cm}$).

II-8-1 : Influence de la pulsation excitatrice

Aux figures II-11-a et II-11-b, nous représentons le module de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 pour différentes valeurs de la pulsation excitatrice.

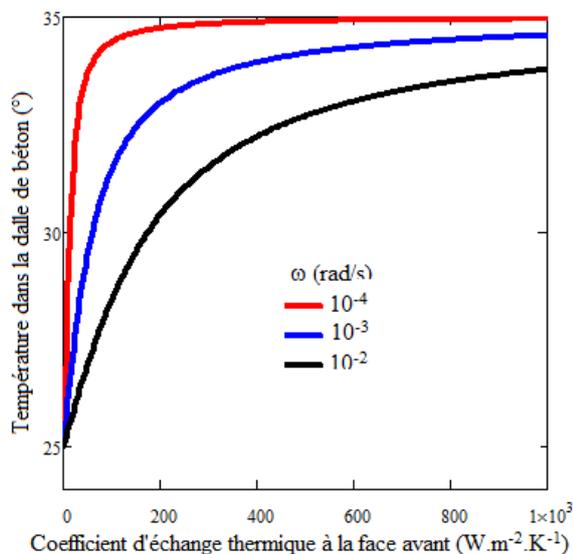


Figure II 11-a

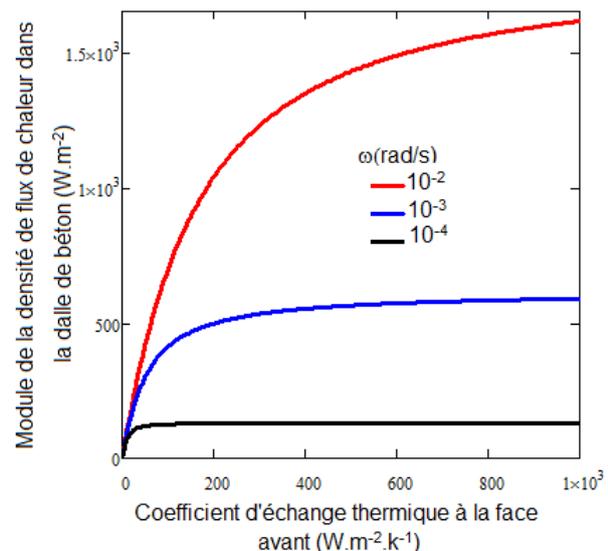


Figure II 11-b

Figure II- 11 : Modules de la température dans la dalle (figure II 11-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 11-b) en fonction du coefficient d'échange thermique h_1 . $x_1 = 0\text{m}$; $h_2 = 1\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$

Au niveau de la dalle de béton, nous constatons une augmentation de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange thermique à la face avant. Pour une faible fréquence (longue période de sollicitation), la dalle emmagasine de l'énergie jusqu'à atteindre un maximum avoisinant la température du milieu ambiant (extérieur) et reste constante. Contrairement aux autres fréquences où la température tend vers celle du milieu extérieur. Notons que le stockage d'énergie est d'autant plus important que la différence de

température entre deux positions est élevée. Ce qui explique l'inversion constaté de part et d'autre.

II-8-2 : Influence de la pulsation excitation

Nous représentons sur les figures suivantes le profil de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction du coefficient d'échange à la face arrière.

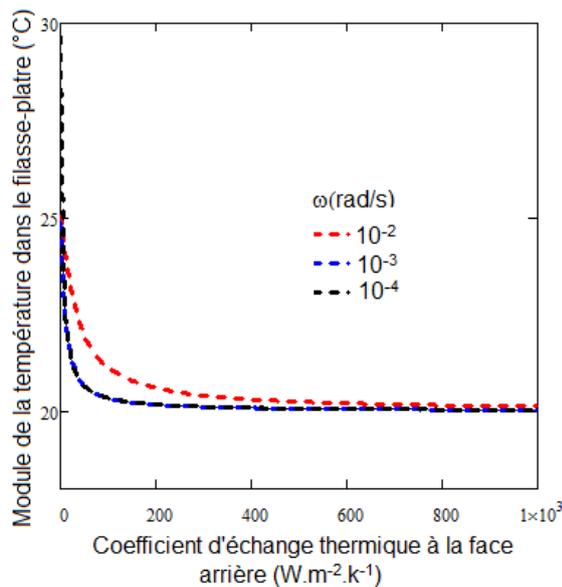


Figure II 12-a

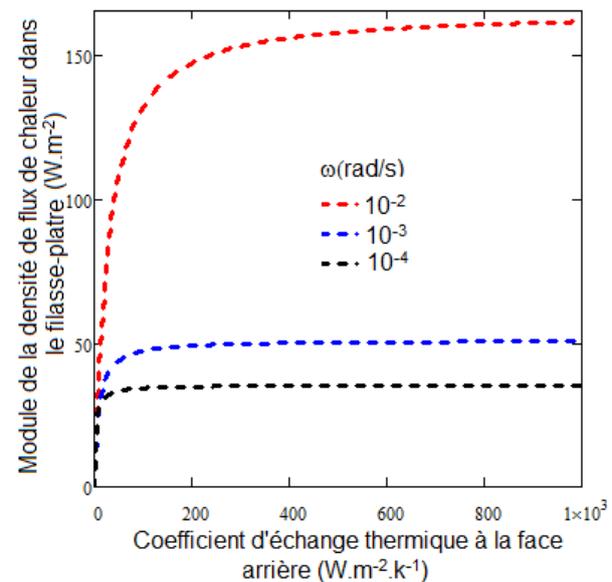


Figure II 12-b

Figure II- 12 : Modules de la température (figure II 12-a) et de la densité de flux de chaleur (figure II 12-b) dans le filasse-plâtre en fonction du coefficient d'échange thermique h_2 . $x_2 = 0.05m$; $h_1 = 100 W.m^{-2} .K^{-1}$

Nous constatons une diminution de la température en fonction du coefficient d'échange alors que la densité de flux thermique augmente en fonction de celle-ci.

Le filasse-plâtre, étant un isolant thermique s'atténue pour se tendre à une température d'équilibre thermique. De plus, La température dans le matériau étant supérieure à celle du milieu intérieur (à isolé), on a donc un transfert thermique traduisant une baisse de température de la zone la plus chaude vers une zone moins froide.

Le flux thermique est d'autant plus important que la pulsation excitatrice est élevée. Ainsi le matériau possède une bonne inertie thermique.

Pour les hautes fréquences ou fréquences intermédiaires, la température augmente et tend vers la température du milieu extérieure.

Ainsi, le matériau disposant d'une propriété thermique importante s'échauffe lorsque la période de sollicitation climatique est assez grande.

La température de même que la densité de flux de chaleur varie considérablement avec les coefficients d'échange thermique à la face avant et arrière.

II-9 : Etude de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction de la longueur de diffusion complexe de la dalle en béton

II-9-1 : Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant

Nous représentons le profil de la température et de densité de flux dans la dalle en béton en fonction de la longueur de diffusion complexe pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la face avant.

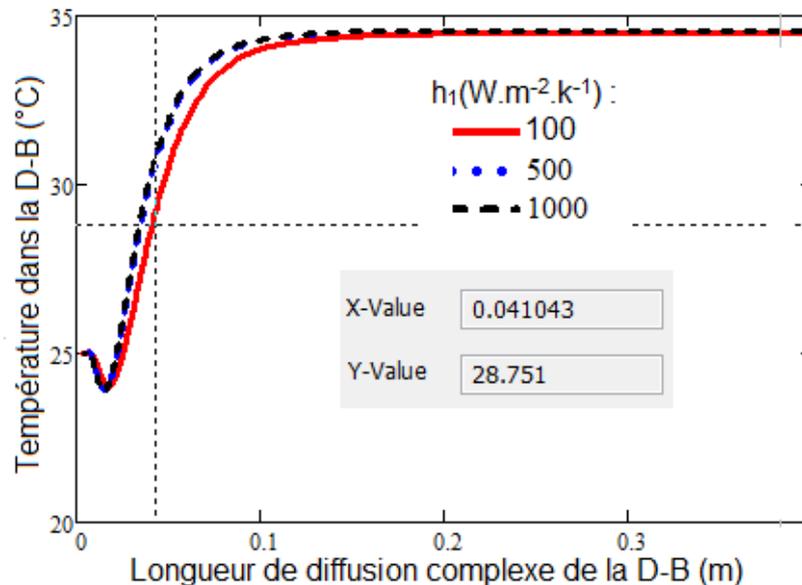


Figure II 13-a

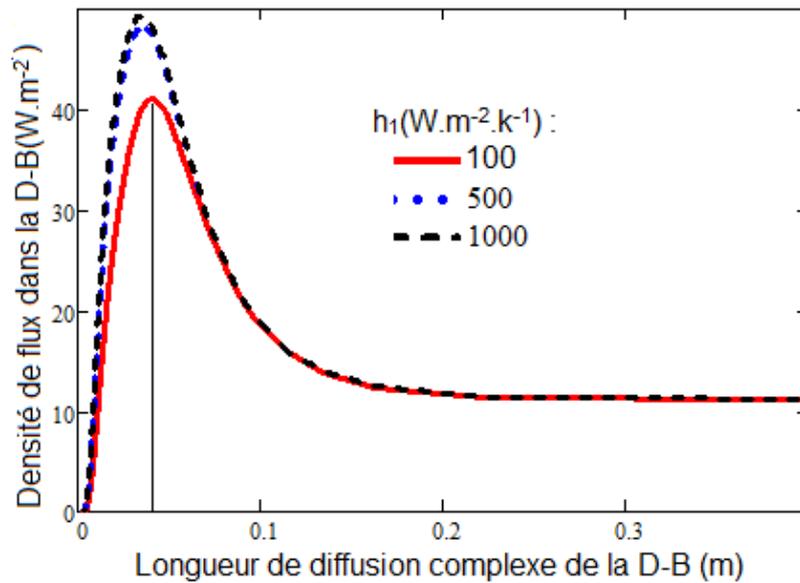


Figure II 13-b

Figure II- 13 : La Température (figure II 13-a) et la densité de flux de chaleur (figure II 13-b) dans la dalle en fonction de sa longueur de diffusion complexe. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Pour des valeurs du coefficient d'échange thermique, on observe une augmentation de la température ainsi que de la densité de flux avec la longueur de diffusion thermique complexe. Cependant, la température présente une légère chute puis une augmentation. Celle-ci correspond à une forte rétention de chaleur. La hausse de température passe par un point d'inflexion (figure II 13-a), ceci correspond à un emmagasinement d'énergie maximal (figure II 13-b). Ce maximum est d'autant plus important que le coefficient d'échange thermique à la face avant est élevé. Au-delà de ce point, c'est-à-dire plus l'on se rapproche de la température du milieu extérieur, l'échange de chaleur est faible entraînant une perte d'énergie (figure II 13-b). Au voisinage de 0.2m, la température est maximale et constante. C'est-à-dire il n'y a pas d'échange de chaleur donc pas de stockage d'énergie.

II-9-2 : Influence de la profondeur dans la dalle en béton

Les courbes de la température et de la densité de flux dans la dalle en béton sont représentées sur les figures II 14-a et II 14-b pour différentes valeurs de la profondeur de la dalle.

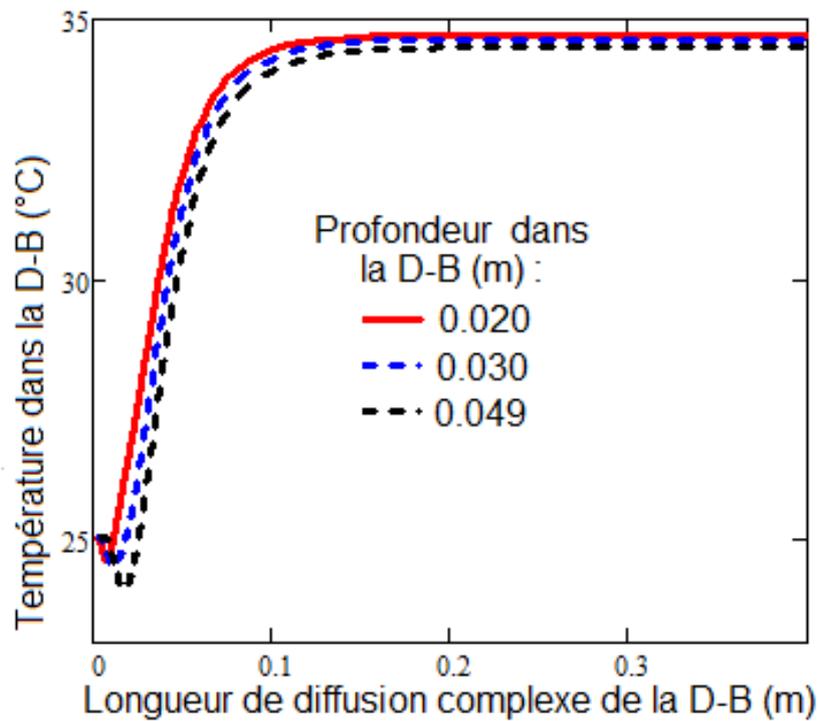


Figure II 14-a

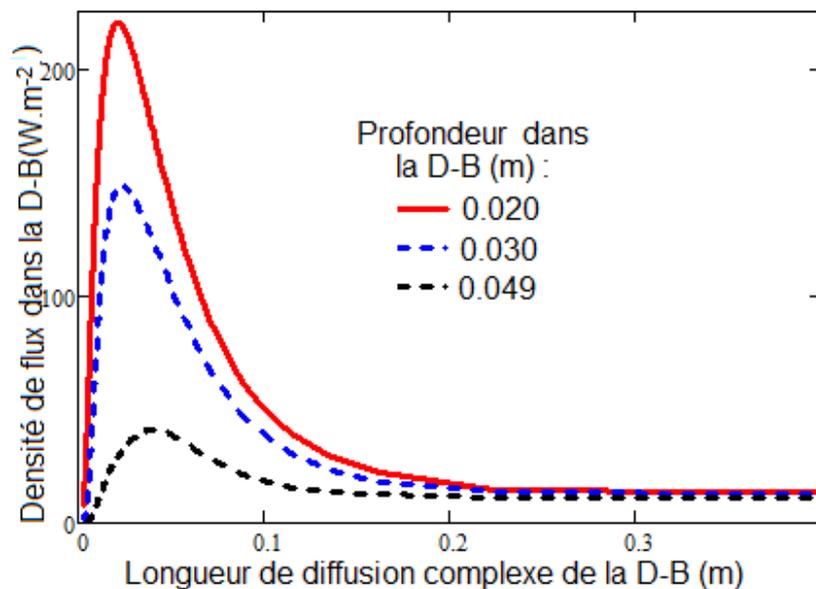


Figure II 14-b

Figure II- 14 : La température (figure II 14-a) et la Densité de flux (figure II 14-b) dans la dalle en fonction de sa longueur de diffusion complexe. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Sous l'influence de la profondeur dans la dalle, les courbes de la température diminuent en fonction de la longueur de diffusion complexe thermique, de même que la densité de flux.

Pour les faibles longueurs de diffusion complexe, la température avoisine celle du matériau favorisant un emmagasinement d'énergie. A partir de certaines valeurs de la longueur de diffusion, l'énergie stockée est maximale avec un décalage de l'amplitude selon les épaisseurs de la dalle.

Ainsi au niveau de la dalle, l'échange de chaleur et l'énergie emmagasinée dépendent du coefficient d'échange thermique, de la profondeur de la dalle.

II-9-3 : Influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière

Les courbes de la température et de la densité de flux dans le filasse-plâtre en fonction de la longueur de diffusion complexe thermique pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la face arrière.

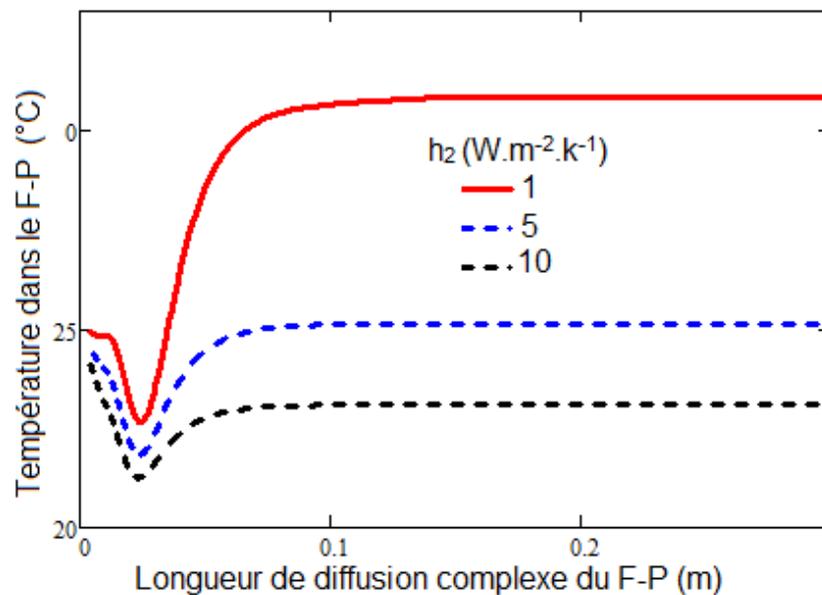


Figure II 15-a

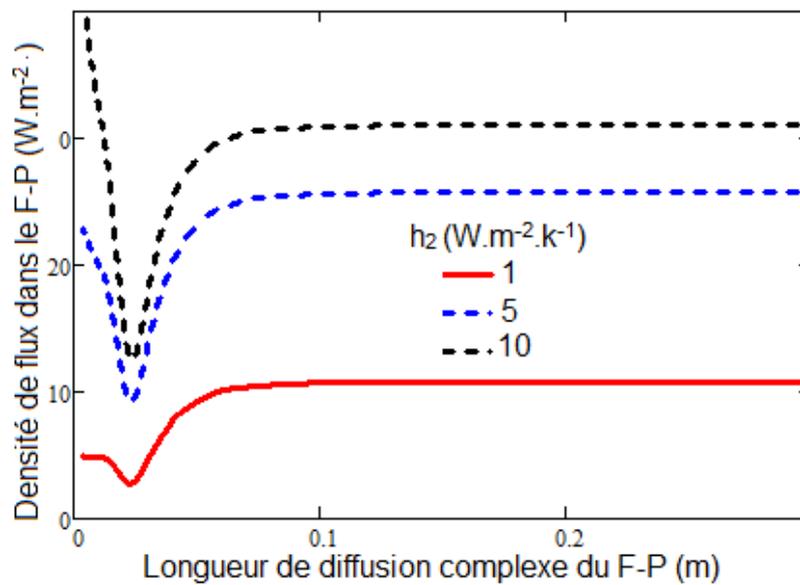


Figure II 15-b

Figure II- 15 : La température (figure II 15-a) et la Densité de flux (figure II 15-b) dans le filasse-plâtre en fonction de sa longueur de diffusion complexe. $x_2=0.05m$; $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$

La température dans la dalle est d'autant plus importante que le coefficient d'échange thermique à la face arrière est faible en fonction de la longueur de diffusion complexe thermique. Mais pour la densité de flux, nous remarquons une inversion sous l'influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière.

II-9-4 : Influence de la profondeur dans le filasse-plâtre

La température et la densité de flux dans le filasse-plâtre en fonction de la longueur de diffusion complexe pour différentes valeurs de la profondeur sont présentées.

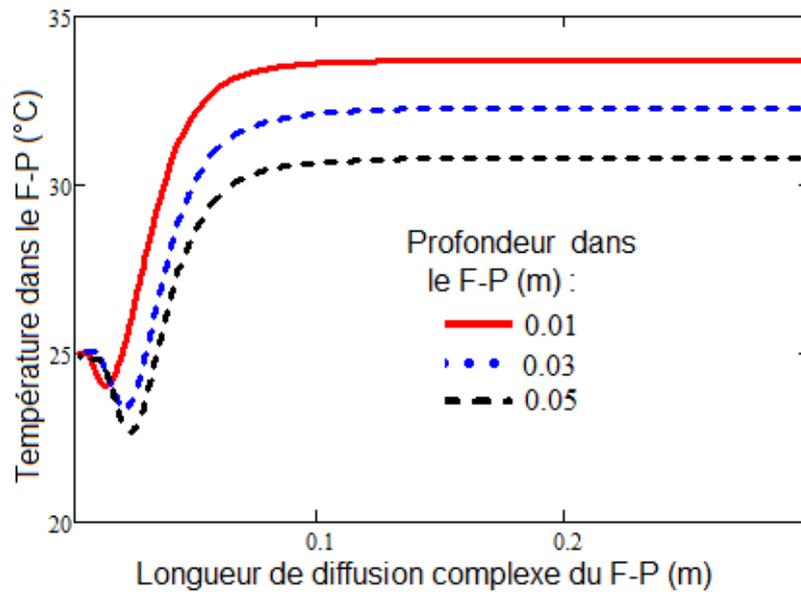


Figure II 16-a

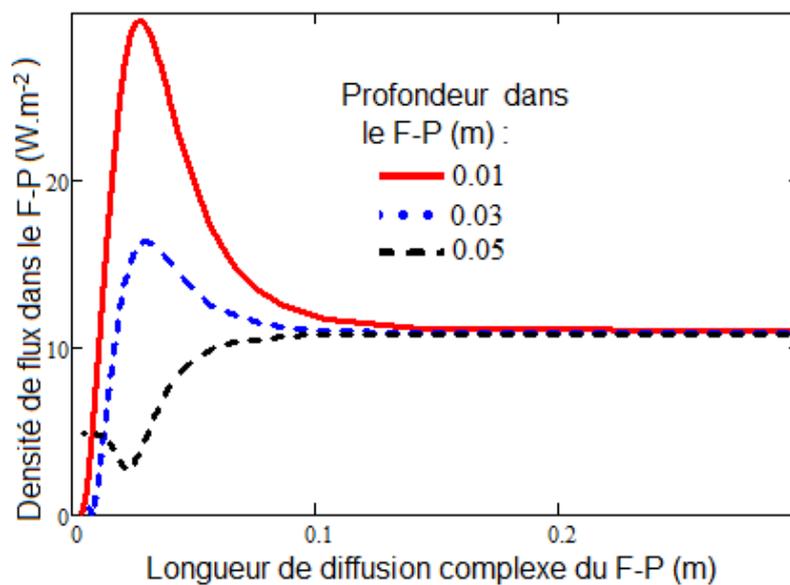


Figure II 16-b

Figure II- 16 : La température (figure II 16-a) et la Densité de flux (figure II 16-b) dans la dalle en fonction de sa longueur de diffusion complexe. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Pour des faibles valeurs de la longueur de diffusion complexe thermique, nous remarquons une augmentation de la température vers celle du milieu extérieure. Un léger pic est constaté pour les faibles longueurs de diffusion complexe thermique.

Les courbes de la figure II 16-a présentent le même profil pour différentes profondeurs dans le filasse-plâtre avec la présence d'un point d'inflexion séparant les fortes rétentions des faibles.

Pour les courbes de la densité de flux en fonction de la longueur de diffusion complexe thermique, nous notons une hausse traduisant une accumulation d'énergie jusqu'à un maximum (pour une profondeur de l'isolant de 0.02m et 0.03m) puis une chute et une constance à partir d'une certaine valeur de la longueur de diffusion complexe. Mais pour une profondeur de 0.05m du filasse-plâtre, la quantité d'énergie accumulée est faible.

II-10 : Conclusion

La résolution de l'équation de la chaleur dans la dalle en béton et dans le filasse-plâtre, a permis d'étudier le transfert de chaleur dans notre dispositif. Nous avons mis en exergue l'influence des coefficients d'échanges thermiques h_1 et h_2 , les profondeurs dans la dalle et du filasse-plâtre et la pulsation excitatrice.

Dans le chapitre suivant, de l'analogie électrique-thermique, nous allons déterminer les paramètres thermoélectriques de la dalle et du filasse-plâtre.

Références

- [1] J. Fourier (2004)
« Théorie analytique de la chaleur »,
Editons Jacques Gabay.
- [2] A. Dieng, L. Ould Habiboulahy, A. S. Maïga, A. Diao et G. Sissoko, (2007)
Impedance spectroscopy method applied to electrical parametres: determination on bifacial silicom solar cell under magnetic field
Journal des Sciences, Vol. 7, N° 3, 48-52
- [3] K. A. Diallo, M. Boukar, E. B. Diaw, P. Demba, I. Diagne, G. Sissoko (2015)
Characterization of the thermal behavior of a kapok-plaster material by studying the temperature in frequency dynamic regime
International Journal of Innovative Science, Engineering and Technology, Vol. 2, Issue 1
- [4] A. Mandelis. (1989)
Coupled ac. Photocurrent and photothermal reflectance response theory of semiconducting p-n junctions
J. Appl. Phys. Vol.66 (11), Pp 5572 – 5583.
- [5] Y. Traore, I. Diagne, C. Sarr, M. S. O. Brahim, A. K. Diallo, H. L. Diallo And G. Sissoko (2016)
Influence of Thermal exchange coefficient on the heat retention rate of a concrete wall contiguous to a thermal insulation tow-plaster
ARPN Journal of Engineering and Applied Sciences, Vol. 11, N°5, Pp 2835-2840
- [6] Lefebvre, G. (1989).
Caractérisation de l'inertie thermique d'un bâtiment par analyse modale.
Revue générale de thermique, 28:501–512.
- [7] Bennett, W. B., J. Wang, and R. L. Bras (2008)
Estimation of global ground heat flux
J. Hydrometeorol., 9(4), 744 – 759.
- [8] Jakosky, B. M., M. T. Mellon, H. H. Kieffer, P. R. Christensen, E. S. Varnes, and S. W. Lee (2000),
The thermal inertia of Mars from the Mars global surveyor thermal emission spectrometer,
J. Geophys. Res., 105, 9643 – 9652.

**CHAPITRE III : ETUDE PAR ANALOGIE ELECTRIQUE-THERMIQUE DU
COMPORTEMENT THERMIQUE DU MATERIAU**

III-1 : Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons une étude par analogie électrique [1], le transfert de chaleur à travers deux matériaux accolés l'un à l'autre. Le transfert de chaleur est régi par des équations similaires aux lois relatives au courant électrique. En semi-conducteur, plusieurs auteurs ont proposés l'étude des spectroscopies d'impédance électrique [2-9] ou de la vitesse de recombinaison [10-12] pour la détermination des grandeurs électriques. C'est ainsi qu'une analogie électrique-thermique a permis de définir l'impédance thermique équivalente. Nous présentons ainsi le diagramme de Bode de cette dernière, le diagramme de Bode de sa phase et de sa représentation de Nyquist afin de déterminer les paramètres électriques équivalents tels que la fréquence de coupures, les résistances séries, les résistances shunts, les résistances parallèles et les résistances thermiques du matériau dans des conditions expérimentales bien précises.

III-2 : L'impédance Thermique équivalente

En modulation de fréquence, L'impédance dynamique [13] est donnée en électricité par la relation suivante :

$$Z_n(\lambda, \omega, S f_n, S b_n) = \frac{V_n(\lambda, \omega, S f_n, S b_n)}{I_n(\lambda, \omega, S f_n, S b_n)} \quad \text{III.1}$$

Par analogie, nous en déduisons l'expression de l'impédance thermique équivalente [3,14] entre deux points distants donnés par :

$$Z_{eq}(x, h1, h2, \omega, t) = \frac{\Delta T(x, h1, h2, \omega, t)}{\Phi(x, h1, h2, \omega, t)} \quad \text{III.2}$$

Il faut noter qu'il existe des correspondances entre les grandeurs électriques et thermiques. Le tableau suivant illustre ces relations :

Tableau 8 : Correspondance des grandeurs électriques - thermiques

GRANDEURS ELECTRIQUES	GRANDEURS THERMIQUES
Différence de potentiel (Volt) : ΔV	Différence de température (°C) : ΔT
Densité de courant (A.m ⁻²) : $J = \frac{dq}{dt}$	Densité de flux de chaleur (W.m ⁻²) : $\bar{\Phi} = -\lambda \overline{grad}T$
Impédance électrique (W) : $Z = \frac{\Delta V}{J}$	Impédance thermique équivalent (K/W.m ⁻²) : $Z_{eq} = \frac{\Delta T}{\Phi}$
Intensité de courant (A) : I	Flux de chaleur (W) : ϕ
Capacité électrique $C = \frac{dQ}{dV}$	Capacité thermique $C_{th} = \frac{d\phi}{dT}$

Dans la suite de cette partie nous étudions l'impédance thermique à partir de l'analogie électrique-thermique.

De l'expression de l'impédance thermique équivalente, nous représentons les diagrammes de Bode, les diagrammes de Bode de la Phase et les représentations de Nyquist. [15-18] L'étude est faite en mettant en évidence la profondeur de chaque matériau, les coefficients d'échange thermique à la face avant et à la face arrière.

III-3 : Module de l'impédance thermique dans la dalle en béton en fonction de logarithme de la pulsation sous l'influence du coefficient d'échange thermique h_1 et de sa profondeur

Sur les figures III-1 et III-2, nous représentons respectivement le module de l'impédance thermique dans la dalle en béton en fonction du logarithme décimal de la pulsation pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique et pour différentes valeurs de sa profondeur.

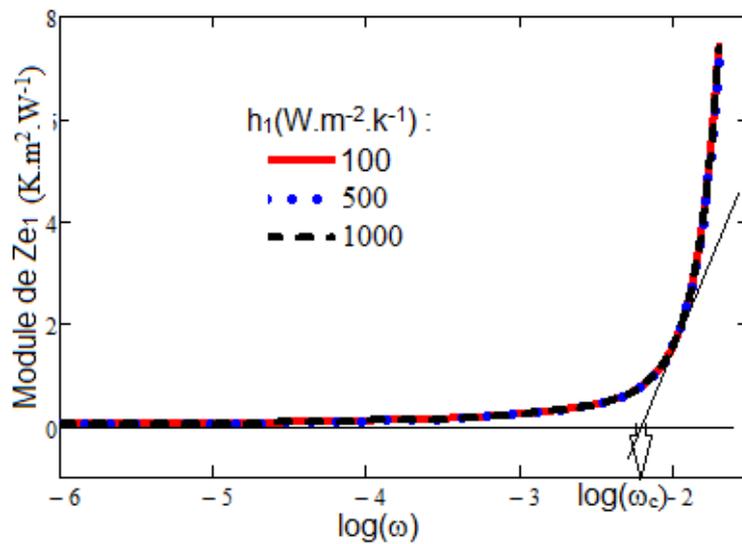


Figure III- 1 : Module de l'impédance thermique dans la dalle de béton en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

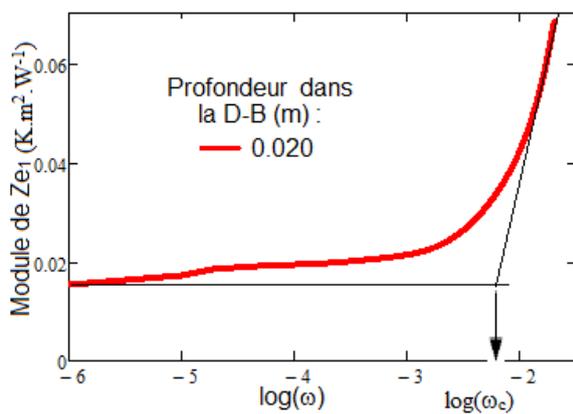


Figure III 2 a :

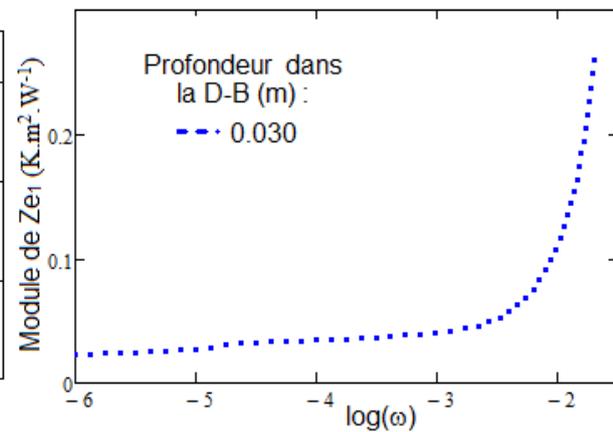


Figure III 2 b :

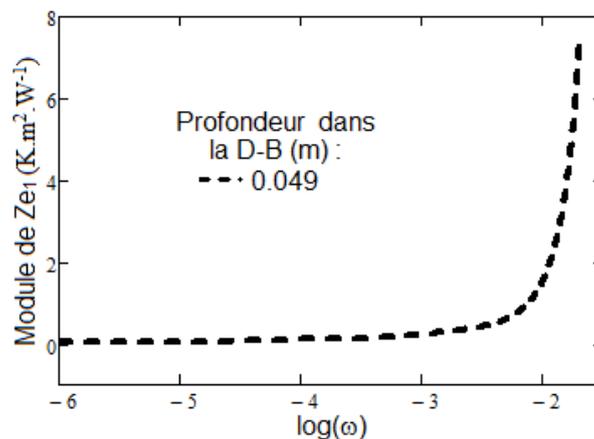


Figure III 2 c

Figure III- 2 : Module de l'impédance thermique dans la dalle de béton en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$, $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Pour la figure III-1, le coefficient d'échange thermique h_1 n'a pas d'influence sur l'impédance thermique relative à la dalle contrairement aux courbes de la figure III-2.

Pour les faibles fréquences, le module de l'impédance thermique est constant et presque nul, traduisant un régime quasi-statique.

Il augmente considérablement lorsque la fréquence est élevée exprimant un régime variable avec une légère variation de la fréquence de coupure. Ainsi dans le tableau suivant, nous établissons les différentes fréquences de coupure sous l'influence de la profondeur de la dalle et du coefficient d'échange thermique à la face avant.

Tableau 9 : les fréquences de coupures pour différentes valeurs de la profondeur de la dalle et du coefficient d'échange thermique h_1 .

	Profondeur dans la dalle en béton (m)			Coefficient d'échange thermique à la face avant ($W.m^{-2}.K^{-1}$)		
	X=0,02	X=0,03	X=0,049	h1=100	h1=500	h1=1000
ω_c (rad/s)	$10^{-2,51}$	$10^{-2,26}$	$10^{-2,16}$	$10^{-2,263}$	$10^{-2,263}$	$10^{-2,263}$

L'augmentation de la profondeur de la dalle entraîne une diminution de la pulsation de coupure. Celle-ci reste constante lorsque la profondeur de la dalle est importante. Elle demeure invariante pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la face avant.

Nous proposons dans le paragraphe suivant, l'étude de la phase de l'impédance thermique au niveau de la dalle en béton.

III-4 : La phase de l'impédance thermique dans la dalle en béton en fonction du logarithme décimal de la pulsation

Nous représentons la phase de l'impédance thermique en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la face avant et de la profondeur de la dalle de béton.

III-4-1 : Influence du coefficient d'échange thermique à la face avant

La figure III-3 donne la phase de l'impédance thermique dans la dalle en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice pour différentes valeurs de h_1 .

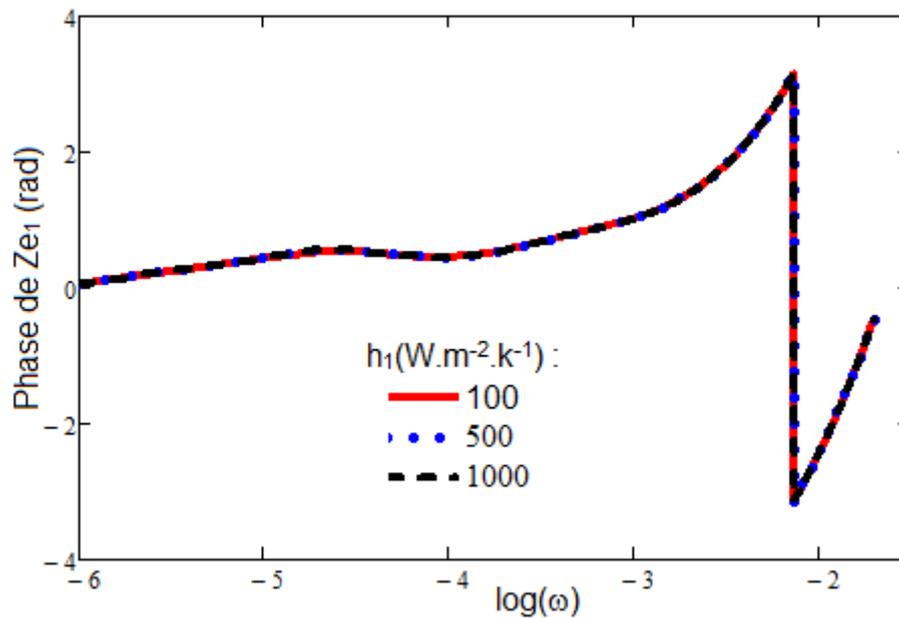


Figure III- 3 : La phase de l'impédance thermique dans la dalle en béton en fonction de la pulsation excitatrice. $x_1=0.049m$, $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Le coefficient d'échange thermique à la face avant n'a pratiquement pas d'influence sur la phase de l'impédance thermique au niveau de la dalle en béton.

La phase augmente et tend vers les valeurs positives décrivant la prédominance des effets inductifs sur les effets capacitifs. Puis elle tend vers des valeurs négatives où les effets capacitifs l'emportent. Ces deux parties sont séparées par la résonance où il n'y a pas de prédominances. Nous allons maintenant voir l'influence de la profondeur de la dalle sur la phase de l'impédance thermique équivalant.

III-4-2 : Influence de la profondeur dans la dalle

La figure III-4, donne la phase de l'impédance thermique dans la dalle en fonction de logarithme décimal de la pulsation excitatrice pour différentes profondeurs de celle-ci.

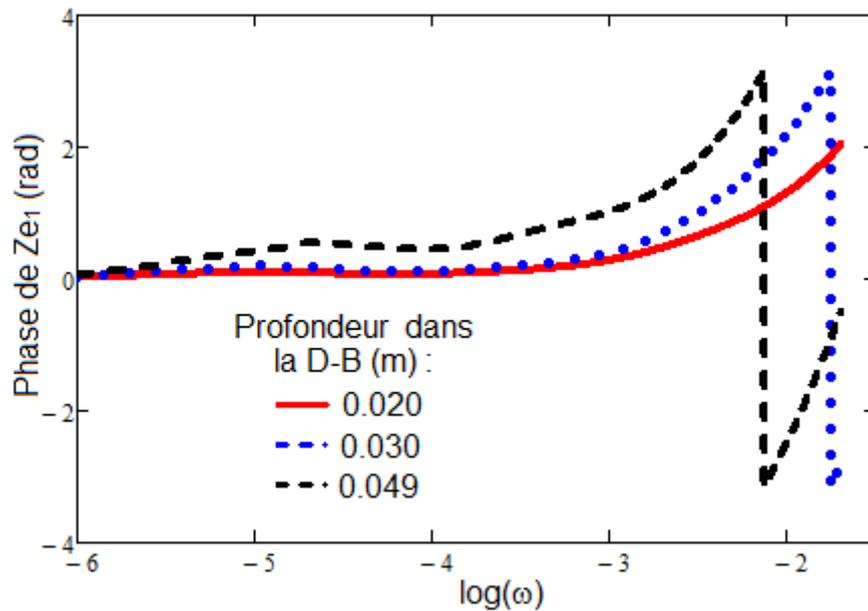


Figure III- 4 : La phase de l'impédance thermique dans la dalle en béton en fonction de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$, $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

La figure III-4 montre que l'épaisseur de la dalle influe sur la phase de l'impédance thermique équivalente. Nous remarquons un décalage de la phase pour les grandes valeurs de la profondeurs.

Pour la profondeur de 0.02m, la phase croît et prend des valeurs positives traduisant ainsi la prédominance des effets inductifs sur les effets capacitifs.

Pour les profondeurs de 0.03m et 0.049m, la phase tend d'abord vers des valeurs positives puis vers des valeurs négatives en passant par la résonance selon les pulsations. Nous constatons aussi un retard de phase pour ces profondeurs. Dans le premier cas, nous avons la prédominance des effets inductifs sur les effets capacitifs. Ensuite la résonance où la phase est nulle et enfin la suprématie des effets capacitifs sur les effets inductifs.

Aux figures suivantes, nous représentons les diagrammes de Nyquist de l'impédance thermique dans la dalle de béton sous l'influence de sa profondeur et du coefficient d'échange thermique à la face avant h_1 .

III-5 : Diagramme de Nyquist relatif à la dalle en béton

Les diagrammes de Nyquist suivants représentent la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique équivalente au niveau de la dalle en béton. Ils sont donnés par

les figures suivantes pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la face avant et de la profondeur dans la dalle en béton.

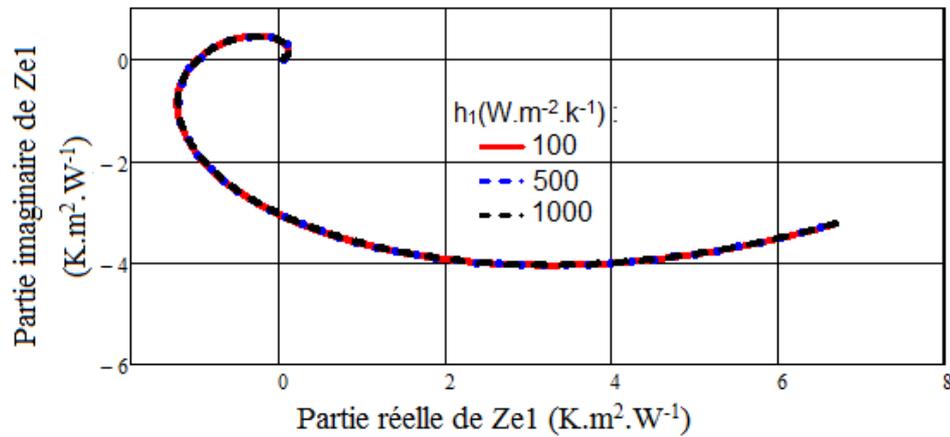


Figure III- 5 : Partie imaginaire de l'impédance thermique au niveau de la dalle en fonction sa partie réelle. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

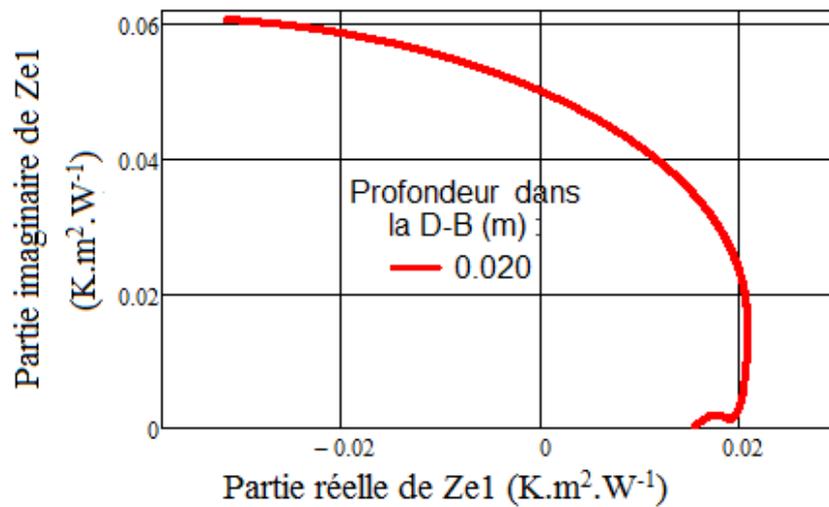


Figure III-6-a

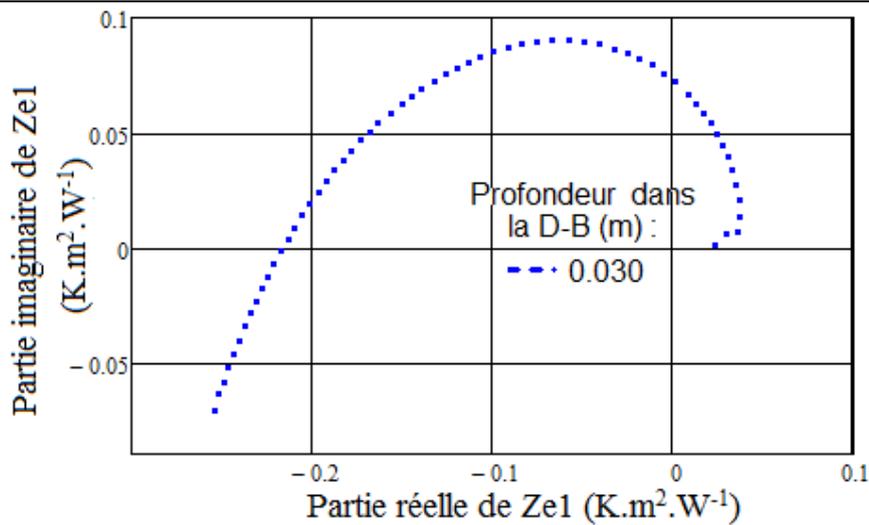


Figure III-6-b

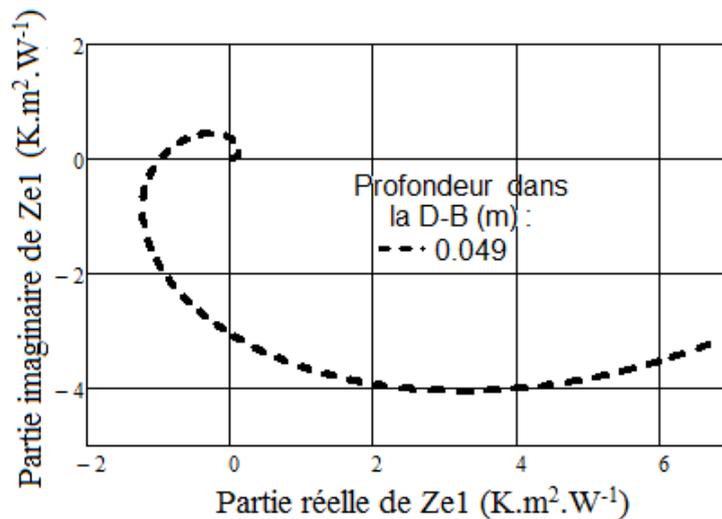


Figure III-6-c :

Figure III- 6 : Partie imaginaire de l'impédance thermique au niveau de la dalle en béton en fonction de sa partie réelle. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Les figures III-5 et III-6 décrivent le comportement électrique du matériau. Elles permettent de déterminer les paramètres électriques tels que la fréquence de coupure, la fréquence de résonance, la résistance série, La résistance shunt et la résistance parallèle.

Les courbes de la figure III-5 présentent à la fois la prédominance des effets capacitifs et des effets inductifs selon les fréquences. Elles sont constituées d'un demi-cercle supérieur (partie imaginaire de Z_{e1} positive) traduisant des effets inductifs et une autre partie où l'imaginaire de Z_{e1} est négative traduisant des effets capacitifs.

Les représentations de Nyquist nous permettent de déterminer graphiquement la résistance série et la résistance shunt. En effet pour les faibles valeurs de la pulsation ($\omega \rightarrow 0$) la composante réelle de l'impédance thermique (résistance) est égale à la somme de la résistance série et de la résistance parallèle et sa partie imaginaire tend vers zéro. Lorsque la pulsation tend vers ω_c , la partie imaginaire est égale à $\frac{R_{sh}}{2}$ et sa partie réelle est égale $\frac{R_{sh}}{2} + R_s$, ce point correspond à un maximum sur les courbes.

Enfin pour les grandes valeurs de la pulsation ($\omega \rightarrow \infty$), la composante réelle de l'impédance thermique est égale à la résistance série et sa composante imaginaire tend vers zéro. [19,20]

Ainsi le tableau suivant donne des valeurs de R_s , R_{sh1} , R_{sh2} , R_{th} et R_p pour différentes profondeurs dans la dalle en béton et du coefficient d'échange thermique à la face avant.

Tableau 10 : Résistances série, shunt, parallèle et thermique obtenues sous l'influence du coefficient d'échange thermique h_1 et de la profondeur dans la dalle

	Coefficient d'échange thermique à la face avant ($W.m^{-2}.K^{-1}$)			Profondeur dans la dalle en béton (m)		
	$h_1=100$	$h_1=500$	$h_1=1000$	$X=0,02$	$X=0,03$	$X=0,049$
R_s	0,038	0,038	0,038	0,019	0,034	0,038
R_{sh1}	0,877	0,877	0,877	0,12	0,178	0,877
R_{sh2}	-8,094	-8,094	-8,094	-	0,166	-8,094
$ R_p $	0,599	0,599	0,599	-	0,239	0,599
R_{th}	0,637	0,637	0,637	0,019	0,273	0,637

Les résultats obtenus montrent que le coefficient d'échange thermique à la face avant n'influe pas sur la résistance série, la résistance shunt et la résistance parallèle contrairement à la profondeur dans la dalle.

En effet, la résistance série est positive et constante quelle que soit la valeur du coefficient d'échange thermique à la face avant. Mais elle augmente avec la profondeur de la dalle en béton. Celle-ci caractérise les effets résistifs du matériau favorisant les mouvements du flux de chaleur en sens inverse par rapport au sens imposé. Quant à la résistance shunt, elle traduit les fuites de chaleur qui demeurent aussi constante sous l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant. [21]

Par contre la résistance thermique augmente avec la profondeur de la dalle. Ce qui est conforme à la propriété thermique d'un matériau.

Nous présentons dans les paragraphes suivants, les diagrammes de Bode de l'impédance dynamique du filasse-plâtre, de sa phase et de la représentation de Nyquist.

III-6 : Module de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre en fonction de logarithme décimal de la pulsation

Aux figures III 7 et III 8 , nous représentons le module de l'impédance thermique en fonction du logarithme décimal de la pulsation dans le filasse-platre sous l'influence respective de h_2 et de la profondeur.

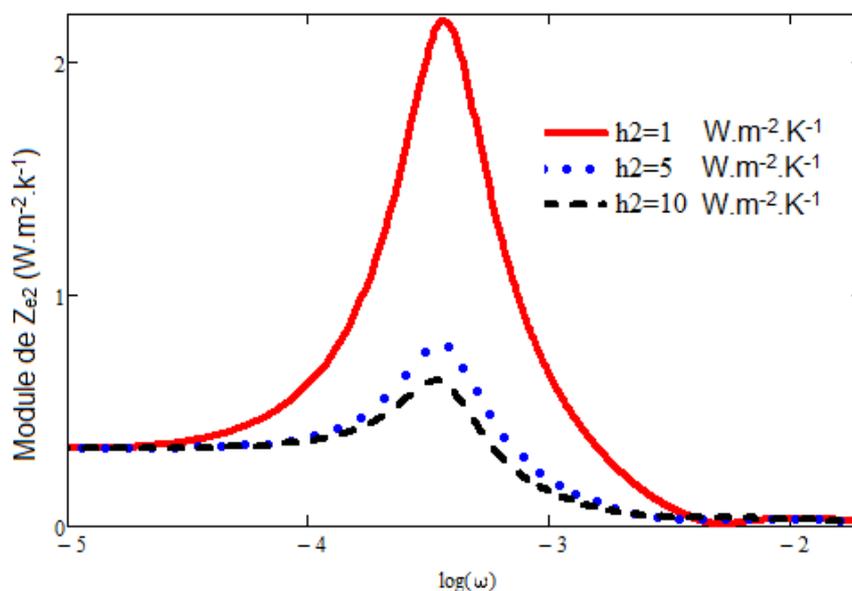


Figure III- 7 : Module de l'impédance thermique au niveau du filasse-plâtre en fonction du logarithme décimal de la pulsation. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$

La figure montre que pour les faibles valeurs ($\omega < 10^{-4.5} \text{ rad/s}$) de même que les grandes valeurs de la pulsation ($\omega > 10^{-2.5} \text{ rad/s}$), l'impédance thermique Z_{e2} est constante en fonction de la pulsation exprimant un régime quasi-statique.

Entre ces deux intervalles, nous notons une augmentation jusqu'à un maximum puis une décroissance avec un léger décalage de l'amplitude maximale.

A la figure III-8 suivante, nous représentons le module de Z_{e2} en fonction du logarithme décimal de la pulsation sous l'influence de la profondeur du filasse-plâtre.

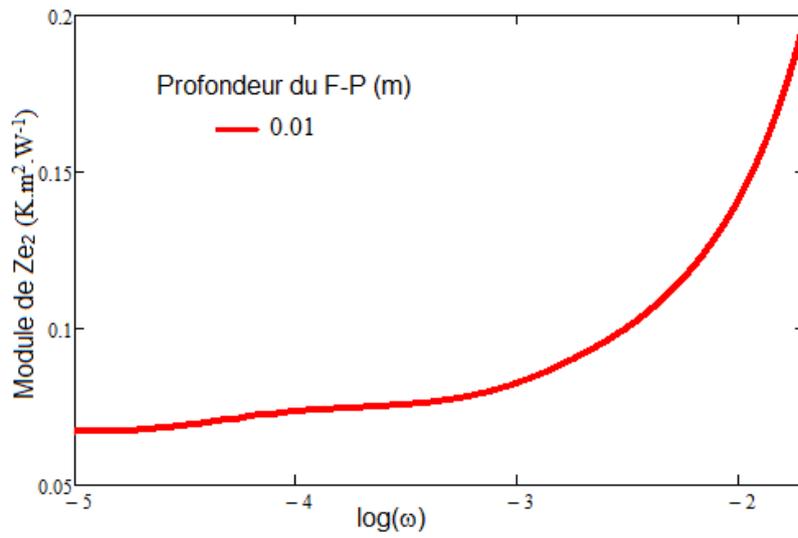


Figure III 8 a

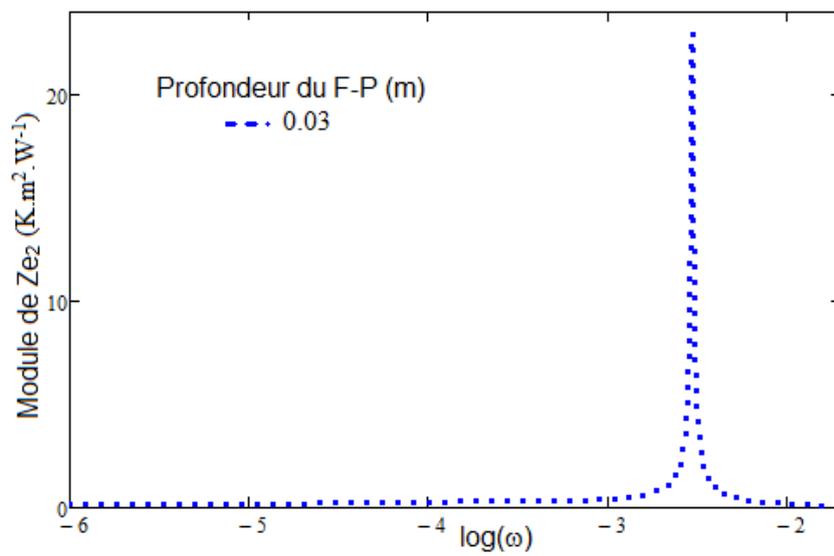


Figure III 8 b :

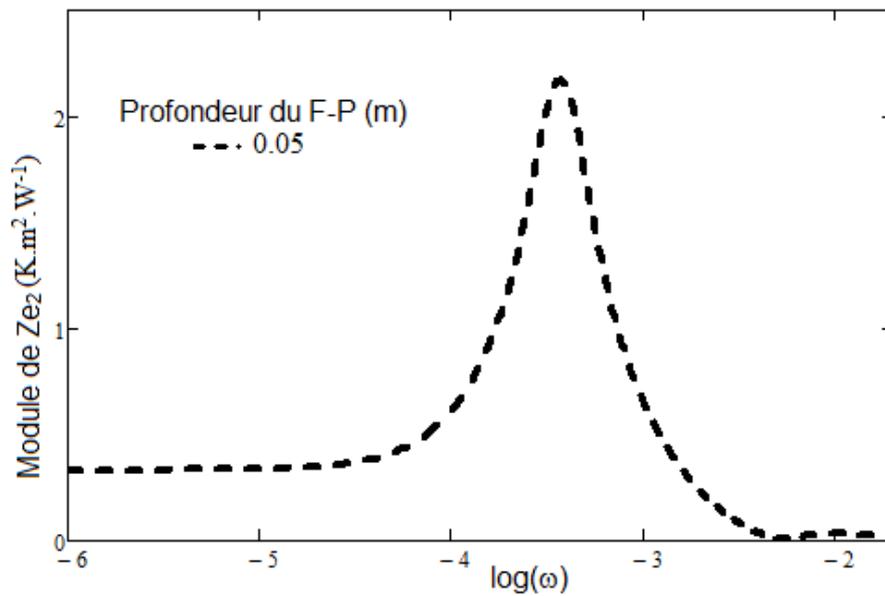


Figure III 8 c

Figure III- 8 : Module de l'impédance thermique au niveau du filasse-plâtre en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice : $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$

Le module de l'impédance thermique est constant pour les faibles valeurs de la pulsation $\omega < 10^{-4.5}rad/s$ et pour $\omega > 10^{-2.5}rad/s$ correspondant à un régime quasi- statique.

Entre les deux intervalles, nous notons une augmentation de l'impédance thermique traduisant une accumulation d'énergie. Il atteint son maximum correspondant à une amplitude de résonance. Il s'en suit une libération d'énergie par relaxation si la période de sollicitation n'est pas suffisamment élevée.

Tableau 11 : les fréquences de coupures pour différentes valeurs de la profondeur du filasse-plâtre et du coefficient d'échange thermique h_2

	Profondeur dans le filasse-plâtre (m)			Coefficient d'échange thermique à la face arrière ($W.m^{-2}.K^{-1}$)		
	X=0,01	X=0,03	X=0,05	$h_2=1$	$h_2=5$	$h_2=10$
ω_c (rad/s)	$10^{-2.7}$	$10^{-2.68}$	$10^{-4.34}$	10^{-4}	$10^{-3.89}$	$10^{-3.89}$
		$10^{-2.39}$	$10^{-2.76}$	$10^{-2.76}$	$10^{-2.82}$	$10^{-3.02}$

Ainsi la fréquence de coupure varie avec la profondeur du filasse-plâtre ou du coefficient d'échange thermique arrière avant. Elle diminue ou augmente respectivement sous l'impact de ces paramètres.

III-7 : La Phase de l'impédance thermique au niveau du filasse-plâtre en fonction du logarithme décimal de la pulsation

Nous présentons les diagrammes de Bode de la phase de l'impédance thermique relative au filasse-plâtre, de sa phase et de sa représentation de Nyquist sous l'influence des coefficients d'échanges thermiques et de la profondeur du filasse-plâtre.

III-7-1 : Influence du coefficient d'échange h_2 et de sa profondeur

Les figures suivantes illustrent la phase de l'impédance thermique relative au filasse-plâtre en fonction du logarithme décimal de la pulsation pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la face arrière.

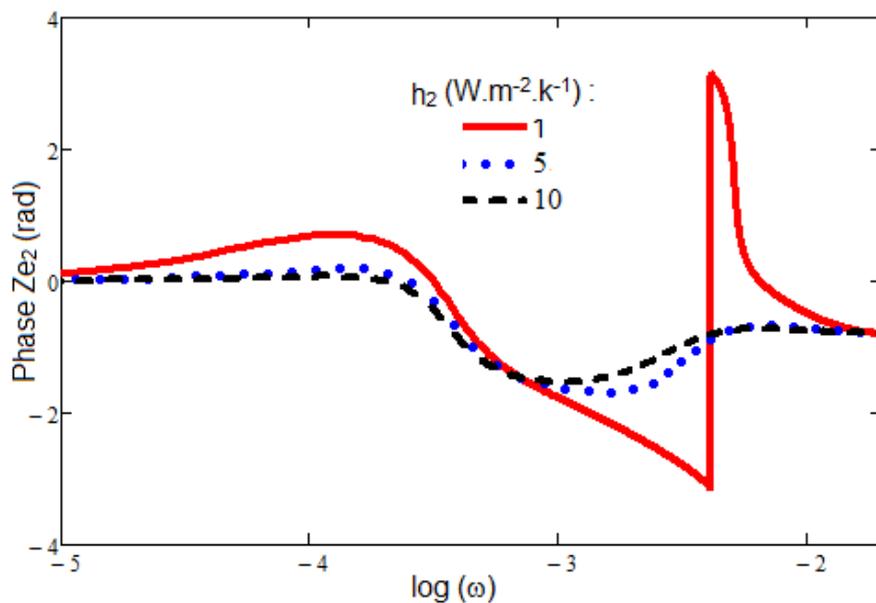


Figure III- 9 : Phase de l'impédance thermique au niveau du filasse-plâtre en fonction de logarithme décimal de la pulsation excitatrice : $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$

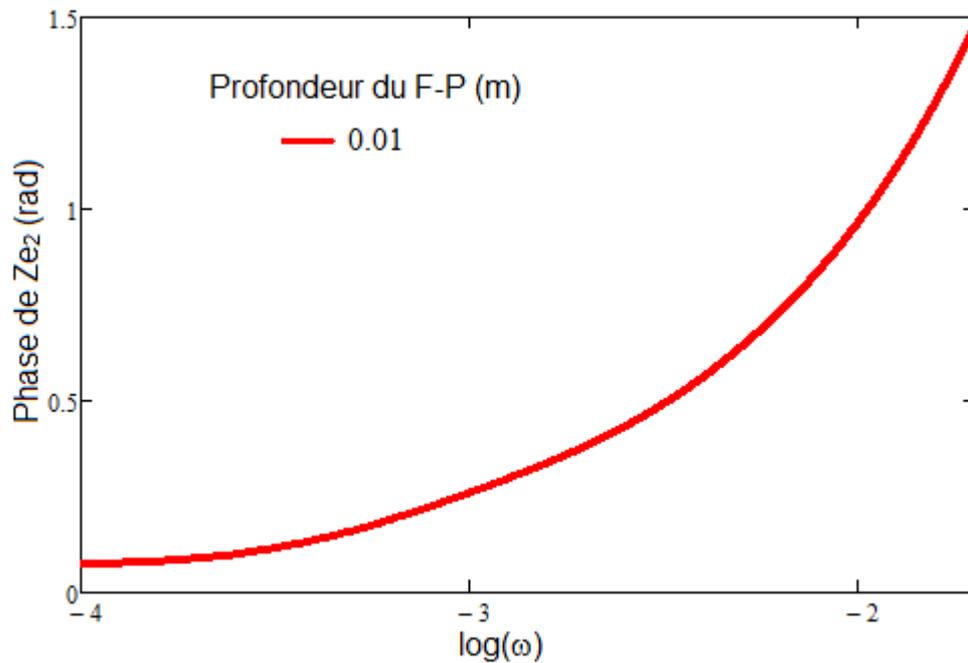


Figure III-10-a

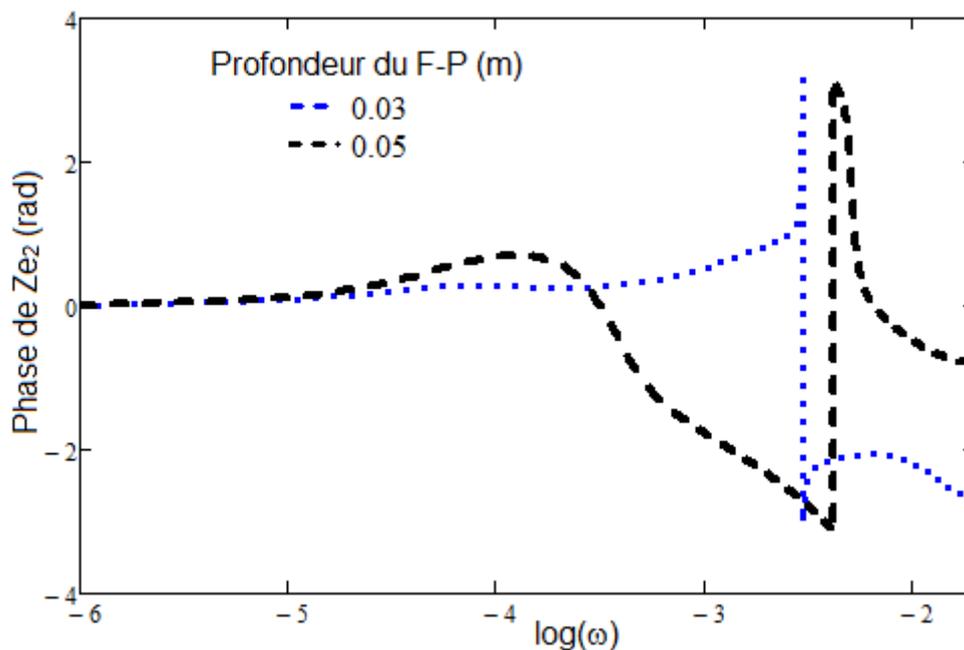


Figure III-10-b

Figure III- 10 : Phase de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=10W.m^{-2}.K^{-1}$

Au niveau du filasse-plâtre, la phase de l'impédance thermique (figure III-10-a) présente une portion presque nulle pour $x=0.05m$, puis une légère augmentation vers des valeurs positives correspondantes à des effets inductifs. Ensuite elle tend vers des valeurs négatives traduisant des effets capacitifs.

Pour la figure III 10-b, en plus de la présence des deux effets, nous notons des résonances qui séparent les deux effets.

III-8 : Représentation de Nyquist de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre

Nous représentons respectivement les diagrammes de Nyquist de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre sous l'influence du coefficient d'échange thermique et de la profondeur du filasse-plâtre.

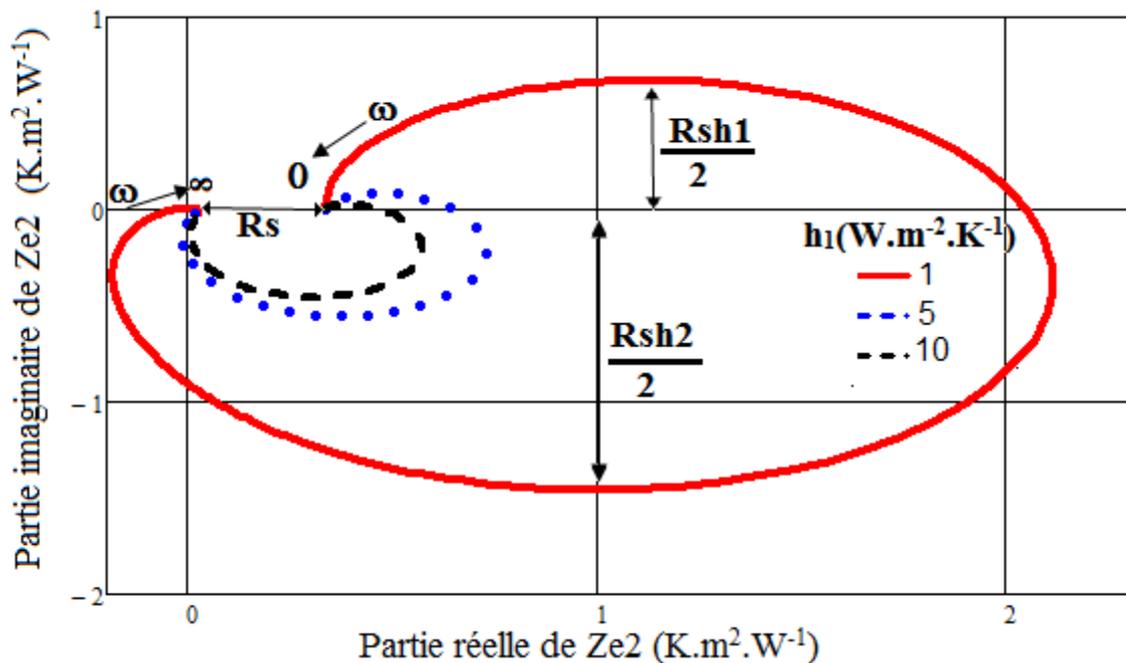
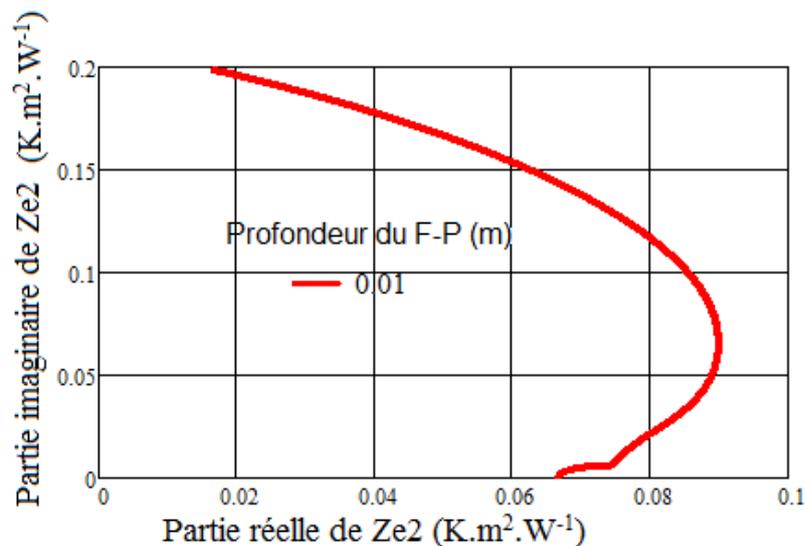


Figure III- 11 : Partie Imaginaire de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre en fonction de sa partie réelle. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x=0.05m$



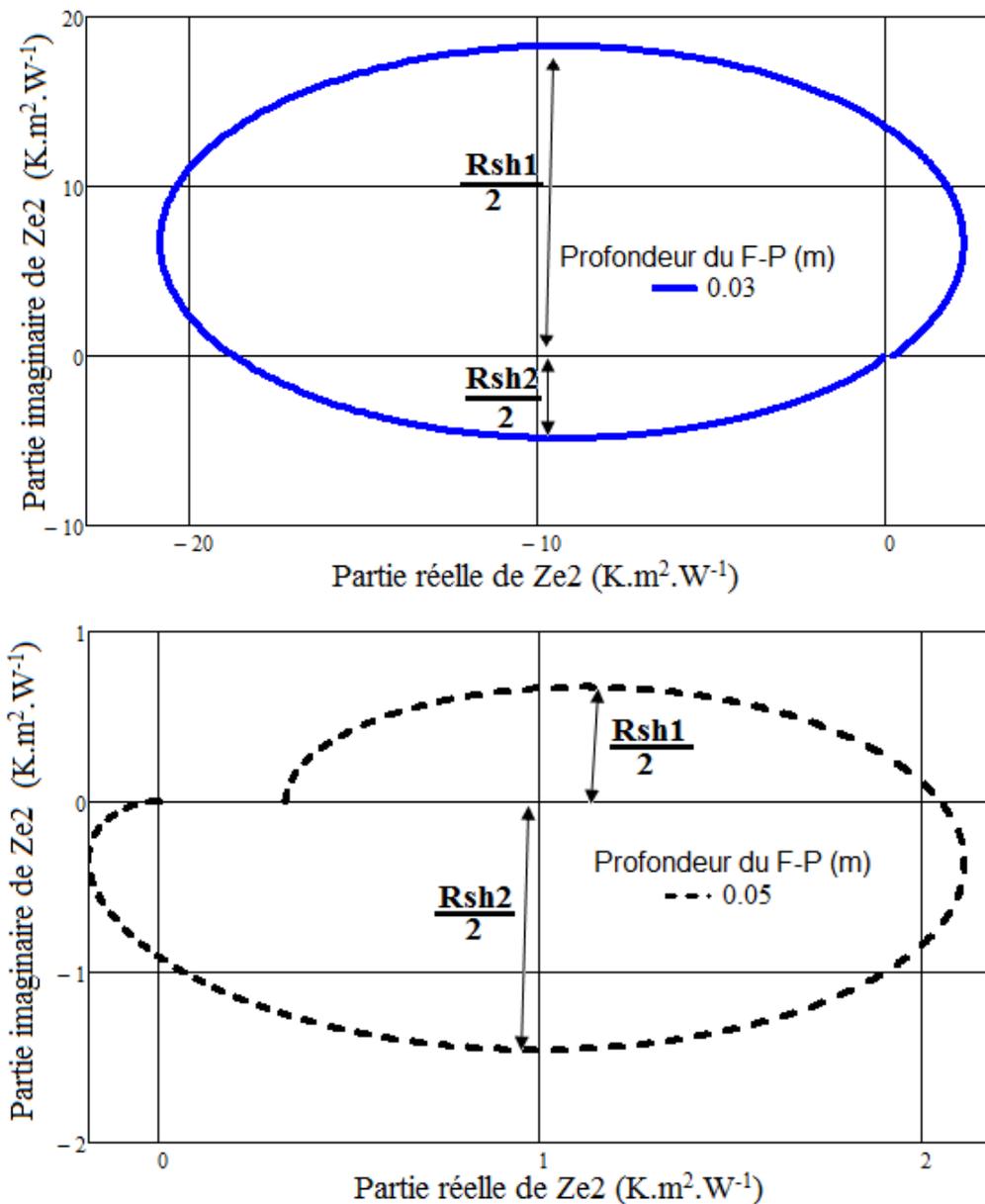


Figure III- 12 : Partie imaginaire de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre en fonction de sa partie. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la face arrière (figure III 11), les valeurs limites des résistances sont mises en exergue. Ainsi pour chacune des valeurs du coefficient, nous obtenons des courbes qui peuvent être subdivisées en deux demi-cercles supérieur et inférieur. Les valeurs maximales de l'imaginaire de l'impédance relative au filasse-plâtre correspondent à 1/2 de la résistance shunt. Nous constatons la prédominance des deux effets de part et d'autre : inductifs (demi-cercle supérieur) et capacitifs (demi-cercle inférieur) confirmant ainsi les résultats obtenus avec le diagramme de Bode de la phase de Z_{e2} .

Dans le tableau suivant, nous proposons les valeurs de la résistance série, de la résistance shunt et de la résistance thermique pour les différentes profondeurs du filasse-plâtre et du coefficient d'échange thermique à la face arrière.

Tableau 12 : Résistances série et shunt, parallèle obtenues sous l'influence de la profondeur dans le filasse-plâtre et du coefficient d'échange thermique h_2

	Coefficient d'échange thermique à la face arrière ($W.m^{-2}.K^{-1}$)			Profondeur dans le filasse-plâtre (m)		
	$h_2=1$	$h_2=5$	$h_2=10$	X=0,01	X=0,03	X=0,05
R_s	0,315	0,315	0,315	-	-	0,333
R_{sh1}	1,342	0,168	0,052	0,034	36,48	1,342
R_{sh2}	-2,91	-1,11	-0,91		-9,76	-2,91
R_{p1}	1,722	0,138	0,121	-	-	1,722
R_{p2}	2,034	0,315	0,315	-	18,79	2,034

En conclusion, le modèle composé de dalle en béton et du filasse-plâtre emmagasine de l'énergie par effet inductif et par effet capacitif selon la bande de fréquence indiquée.

Nous illustrons les diagrammes de Bode, de la phase et la représentation de Nyquist pour les valeurs du coefficient d'échange thermique à la face arrière faible.

III-9 : Diagramme de Bode l'impédance thermique dans le filasse-platre pour h_2 relativement faible

A la figure III 13, nous donnons l'évolution de l'impédance thermique relative au filasse-platre pour les coefficients d'échanges thermiques à la face arrière assez faible.

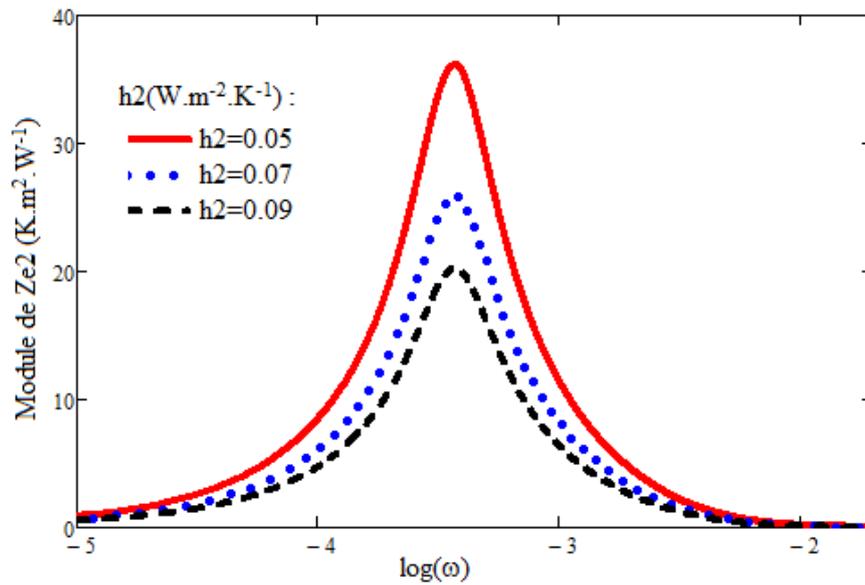


Figure III- 13 : Module de l'impédance thermique Z_{e2} en fonction du logarithme décimal de la pulsation. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$

Pour les faibles valeurs de la pulsation, le module de l'impédance thermique croît et atteint un maximum (le gradient de Z_{e2} nul) puis décroît lorsqu'on tend vers des valeurs élevées de la pulsation.

Tableau 13 : les fréquences de coupures pour de faibles valeurs du coefficient d'échange h_2

	Coefficient d'échange thermique à la face arrière		
	0,05	0,07	0,09
ω_{c1}	$10^{-4,08}$	$10^{-4,03}$	10^{-4}
ω_{c2}	$10^{-2,78}$	$10^{-2,84}$	$10^{-2,5}$

Sur la figure III-14, nous représentons la phase de Z_{e2} en fonction du logarithme décimal de la pulsation.

III-10 : la Phase de l'impédance Thermique dans le filasse-platre pour h_2 faible

A la figure suivante, nous présentons la phase en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice pour des valeurs du coefficient assez faible.

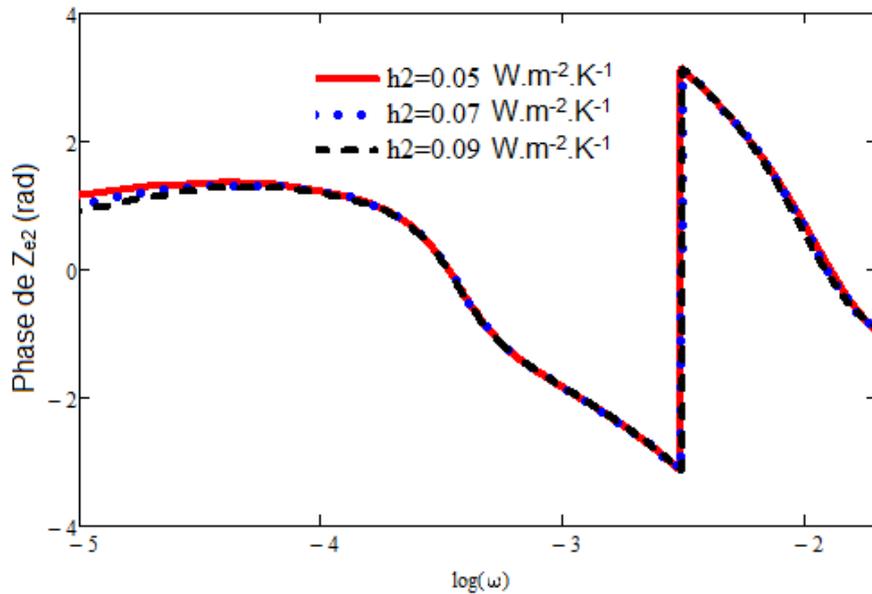


Figure III- 14 : La phase de Z_{e2} en fonction de logarithme décimal de la pulsation excitatrice.
 $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0,05m$

La phase de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre est positive, négative ou varie selon la période de sollicitation.

Pour les faibles valeurs de la pulsation $\omega < 10^{-3,47}rad/s$ et $10^{-2,51} < \omega < 10^{-1,9}$, la phase de l'impédance thermique au niveau de la dalle est positive traduisant ainsi la prédominance des effets inductifs.

Elle est négative pour $10^{-3,47} < \omega < 10^{-2,5}$ et $\omega > 10^{-1,9}$ correspondant à la prédominance des effets capacitifs sur des effets inductifs.

A $10^{-3,47}rad/s$ et $10^{-2,5}rad/s$, on a la résonance où aucun effet ne l'emporte sur l'autre.

III-11 : Représentation De Nyquist de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre

A la figure III-15, nous représentons la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre.

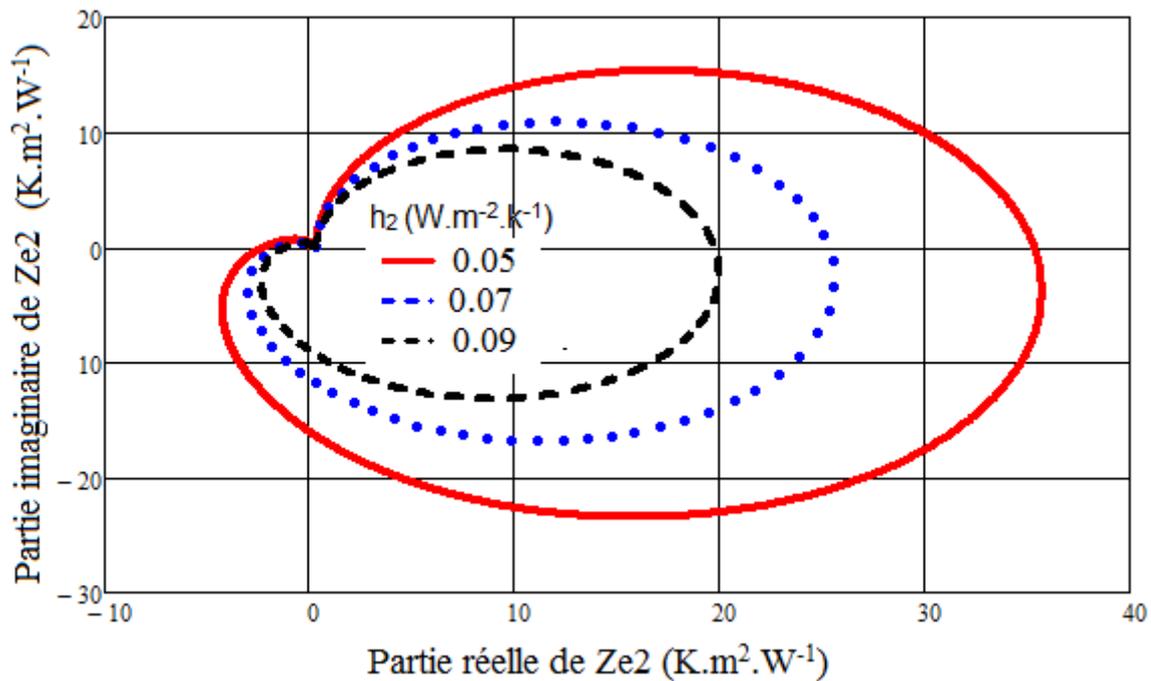


Figure III- 15 : la partie imaginaire de Ze2 en fonction de sa partie réelle. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0,05m$

Pour des valeurs assez faibles du coefficient d'échange thermique à la face arrière, les courbes présentent à la fois des phénomènes capacitifs et inductifs confirmant ainsi les conclusions de la phase en fonction du logarithme de la pulsation. Nous remarquons que les courbes obtenues sont des cercles où les phénomènes inductifs et capacitifs se compensent ou se neutralisent.

Le tableau suivant donne les valeurs algébriques de la résistance shunt sous l'impact du coefficient d'échange thermique à la face arrière faible.

Tableau 14 : Résistances série, shunt et parallèle obtenues pour des coefficients d'échange thermique h_2 faibles

Résistances	Coefficient d'échange thermique à la face arrière ($W.m^{-2}.K^{-1}$)		
	$h_2=0,05$	$h_2=0,07$	$h_2=0,09$
R_s	-	-	-
R_{sh1}	16,88	21,82	30,62
R_{sh2}	-26,34	-33,68	-46,9
R_p	19,417	25,012	35,037

III-12 : Conclusion

Les diagrammes de Bode, de la phase et la représentation de Nyquist de l'impédance thermique équivalente, nous ont permis à mettre en exergue les effets capacitifs et inductifs. Les paramètres thermoélectriques ont été déterminés graphiquement sous l'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant, du coefficient d'échange thermique à la face arrière et des profondeurs de la dalle en béton et du filasse-plâtre.

L'évolution de l'inertie thermique des matériaux composant le dispositif d'étude est proposée à partir des diagrammes de Bode, de la phase et de la représentation de Nyquist de la capacité thermique équivalente dans la dalle et dans le filasse-plâtre.

Références

- [1] Fraisse, G., Viardot, C., Lafabrie, O. et Achard, G. (2002).
Development of a simplified and accurate building model based on electrical analogy.
Energy and Buildings, 34(10):1017–1031.
- [2] A. Dieng; A. Diao; A.S Maiga; I. Ly; G. Sissoko.
A bifacial silicon solar cell parameters determination by impedance spectroscopy
22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, Reference: 1CV.2.15,
Abstract No. 1182.
- [3] K. Ould Cheikh, I. Diagne, M. L. Sow, M. S. Ould Brahim, A. Diouf, K. Diallo, M. Dieng
and G. Sissoko, 2013
Interpretation of the Phenomena of Heat Transfer from Representations of Nyquist and Bode
Plots
Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology 5(4): 1118-1122,
- [4] J.-P. Charles, I. Mekkaoui-Alaoui, G. Bordure et P. Mialhe, (1984)
Etude comparative des modèles à une et deux exponentielles en vue d'une simulation précise
des photopiles
Revue Phys. Appl. Vol19, N°9, pp. 851 – 857.
- [5] D. Chenvidhya, K. Kirtikara, C. Jivacate,(2005)
PV module dynamic impedance and its voltage and frequency dependencies
Solar Energy Materials and Solar Cells, Vol.86, issue 2, pp 243-251
- [6] R. Anil Kumar, M.S. Suresh and J. Nagaraju . (2001)
Measurement of AC parameters of Gallium Arsenide (GaAs/Ge) solar cell by impedance
spectroscopy.
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.48, No.9, Pp 2177-2179
- [7] K. Pandey, P. Yadav, I. Mukhopadhyay, (2014)
Elucidating different mass flow direction induced polyaniline–ionic liquid interface
properties: insight gained from DC voltammetry and impedance spectroscopy
*J. Phys. Chem.B.*118, 3235–3242.
- [8] D. Chenvidhya, K. Kirtikara, C. Jivacate , (2003)
A new characterization method for solar cell dynamic impedance
Solar Energy Materials and Solar Cells 80, pp 459-464.
- [9] Suresh, M.S, (1995)
Measurement of solar cell parameters using impedance spectroscopy.
Sol. Energ. Mater. Sol. Cell., 43: 21-28
- [10]El Hadji Ndiaye, Gokhan Sahin, Moustapha Dieng, Amary Thiam, Hawa Ly Diallo,
Mor Ndiaye, Grégoire Sissoko (2015)
Study of the Intrinsic Recombination Velocity at the Junction of Silicon Solar under Frequency
Modulation and Irradiation
Journal of Applied Mathematics and Physics, 3, 1522-1535

- [11] Sissoko, G., C. Museruka, A. Corr ea, I. Gaye and A. L. Ndiaye, (1996)
Light spectral effect on recombination parameters of silicon solar cell
Renewable Energy 3, pp. 1487-1490
- [12] Nd. Thiam, A. Diao, M. Ndiaye, A. Dieng, A. Thiam, M. Sarr, A.S. Maiga and G. Sissoko (2012)
Electric Equivalent Models of Intrinsic Recombination Velocities of a Bifacial Silicon Solar Cell under Frequency Modulation and Magnetic Field Effect
Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology 4(22): 4646-4655
- [13] A.J. Steckl and S.P. Sheu (1979)
The a.c. admittance of the p-n PbS Si heterojunction
Solid-State Electronics Vol.23, pp. 715 – 720
- [14] I. Diagne, B Fleur, M. O Sidya, S. Gaye, G. SISSOKO (2008)
Détermination de Paramètres Thermiques d’un Matériau en Régime Dynamique Fréquentiel   Partir de Diagrammes de Bode et de Représentation de Nyquist
Journal des Sciences, Vol. 8, N 2 pp88-98
- [15] TSIREL’MAN (N.M.) (1973)
Determining the convective heat transfer coefficient from the laws of constant-temperature front propagation
J.Eng.Phys.vol.25, No2.
- [16] D. Chenvidhya, K. Kirtikara, C. Jivacate (2003)
A new characterization method for solar cell dynamic impedance
Solar Energy Materials and Solar Cells, Vol.80, 459-464
- [17] R. A. Kumar, M. S. Suresh, J. Nagaraju, (2001)
Measurement of AC parameters for Gallium Arsenide (GaAs/Ge) solar cell by impedance spectroscopy
IEEE Transactions on Electron Devices. Vol.48, No.9, pp.2177-2179
- [18] I. Gaye, A. Correa, B. Ba, A. L. Ndiaye, E. Nanema, A. B. B. Ba, M. Adj And G. Sissoko (1996)
Impedance parameters determination of silicon solar cell using the one diode model in transient
Renewable Energy, Vol 3, pp.1598-1601
- [19] M. Ndiaye , Z. Nouhou Bako, I. Zerbo, A. Dieng, F. I. Barro, G. Sissoko(2008)
Détermination Des Paramètres Electriques D’une Photopile Sous Eclairment Monochromatique En Modulation De Fréquence, A Partir Des Diagrammes De Bode Et De Nyquist
Journal des Sciences, Vol. 8, N 3, 59-68
- [20] Alfred Dieng, Ndeye Thiam, Mamadou Lamine Samb, Amadou Seidou Maiga, Fab  Idrissa Barro, Grégoire Sissoko (2009)

Etude à 3D d'une photopile polycrystalline au silicium : influence de la taille des grains et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain sur les paramètres électriques
Journal des Sciences, Vol. 9, N°1, 51-63

[21] M. S. Ould Brahim, S. Tamba, M. Sarr, A. Diène, I. Diagne, F. Niang et G. Sissoko, (2011)

Evolution des coefficients globaux d'échange Thermique des matériaux kapok-plâtre et filasse-plâtre en régime dynamique fréquentiel

Revue des Energies Renouvelables, Vol. 14, N°2, 203-210

**CHAPITRE IV : ETUDE DE LA CAPACITE THERMIQUE EQUIVALENTE DANS
LA DALLE EN BETON ET DANS LE FILASSE-PLATRE PAR UNE METHODE
ANALOGIQUE**

IV-1 : Introduction

De nos jours, l'économie d'énergie passe inévitablement par la façon de concevoir nos constructions (bâtiments domestiques, bureaux...). Les bâtiments doivent répondre à certaines normes du point de vue confort thermique. Cet objectif a conduit certains pays à adopter une réglementation thermique. C'est dans ce sens que des chercheurs ont proposé l'utilisation de matériaux locaux (la filasse, le kapok, les coques d'arachides...) d'origine végétale comme isolant thermique permettant la maîtrise et l'économie d'énergie [1,2]. Plusieurs méthodes de caractérisation thermique des matériaux ont été proposées. Parmi eux, on peut citer la méthode de l'impédance thermique, de la détermination de la couche d'isolation thermique efficace [1] et de l'épaisseur d'isolation optimale [3].

Ainsi dans cette partie, nous allons faire une étude caractéristique à partir de la capacité thermique équivalente dans la dalle en béton et dans le filasse-plâtre.

Lorsqu'on excite les faces de notre matériau, ce dernier va emmagasiner de l'énergie. Cette énergie est ensuite restituée ou dissipée à l'intérieur du matériau. L'expression de la capacité thermique équivalente est déduite à partir de l'analogie thermique-électrique en régime dynamique fréquentiel.

A partir de l'évaluation de la capacité équivalente de la dalle en béton et de la filasse-plâtre, nous mettons en exergue l'inertie thermique des différents matériaux et son influence sur le confort thermique des bâtiments.

IV-2 : La Capacité thermique équivalente

La capacité thermique est l'aptitude d'un matériau à emmagasiner de la chaleur et de la restituer ou dissiper. Les études effectuées précédemment nous montrent que ces matériaux (dalle en béton et filasse-plâtre) ont une propriété d'emmagasinement d'énergie impliquant une bonne inertie thermique [4-6]. En effet pour un matériau soumis à des sollicitations climatiques, l'énergie emmagasinée dépend des paramètres intrinsèques et extrinsèques. L'expression de la capacité thermique est donnée par [7] :

$$C_{th}(x, h_1, h_2, \omega, t) = \frac{\int_0^t \Phi(x, h_1, h_2, \omega, t) dt}{\Delta T(x, h_1, h_2, \omega, t)} = \frac{1}{i * \omega * Ze} \quad (IV.1)$$

Nous proposons une méthode de caractérisation à partir de l'évolution de la capacité thermique équivalente en fonction de la profondeur et du logarithme décimal de la pulsation. Nous évaluons aussi sa partie imaginaire en fonction de sa partie réelle.

IV-3 : Capacité thermique équivalente en fonction de la profondeur

A la figure IV-1, nous présentons la capacité thermique équivalente dans la dalle et dans le filasse-plâtre en fonction de leur profondeur pour différentes valeurs de la pulsation excitatrice.

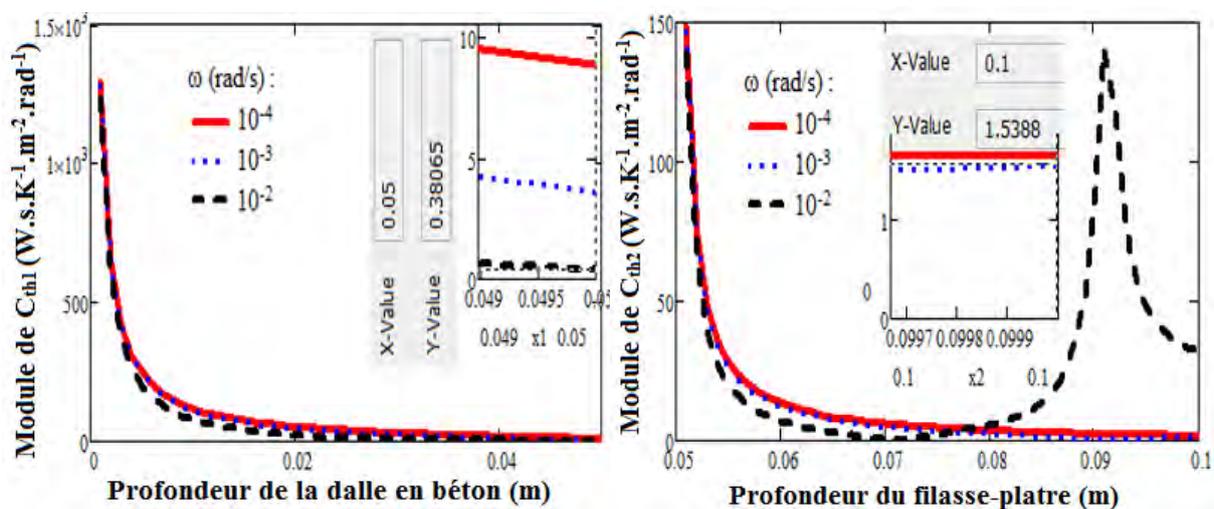


Figure IV-1-a :

Figure IV-1-b

Figure IV- 1 : La capacité thermique équivalente en fonction de la profondeur. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Les deux figures montrent un comportement différent de la dalle en béton comparée au matériau de filasse-plâtre. Sur une profondeur d'environ 0.02m, le béton présente une variation de la capacité thermique équivalente pouvant atteindre $1000W.K.m^{-2}$ tandis que le filasse-plâtre présente une variation d'environ $150W.K.m^{-2}$. Ce qui traduit un phénomène d'échauffement important pour la dalle en béton et un fort amortissement de la transmission de la chaleur par l'isolant filasse-plâtre.

Le pic observé sur la figure IV-1-b au voisinage du milieu intérieur est dû à l'influence des phénomènes d'échange thermique au niveau de cette face. Pour la pulsation $10^{-2}rad/s$ relativement élevée, les périodes de sollicitation sont courtes et il apparait des phénomènes de relaxation se traduisant par une augmentation de la capacité thermique équivalente de la filasse-plâtre.

Globalement, les figures montrent que la capacité équivalente a tendance à diminuer lorsque la pulsation excitatrice augmente. Ainsi, nous notons un phénomène d'échauffement important pour la dalle en béton et un fort amortissement de la transmission de la chaleur par l'isolant le filasse-plâtre.

IV-4 : Capacité thermique équivalente relative à la dalle en fonction du logarithme décimal de la pulsation

Les figures IV-2 et IV-3 donnent respectivement la capacité thermique dans la dalle pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique h_1 et de sa profondeur en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice.

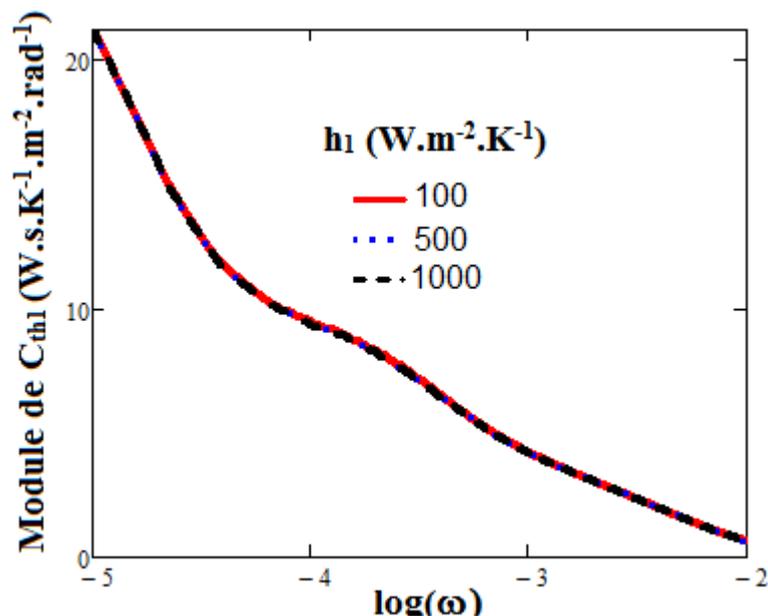


Figure IV- 2 : Capacité thermique dans la dalle en fonction du logarithme décimal de la pulsation sous l'influence de h_1 . $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_l=0.049m$

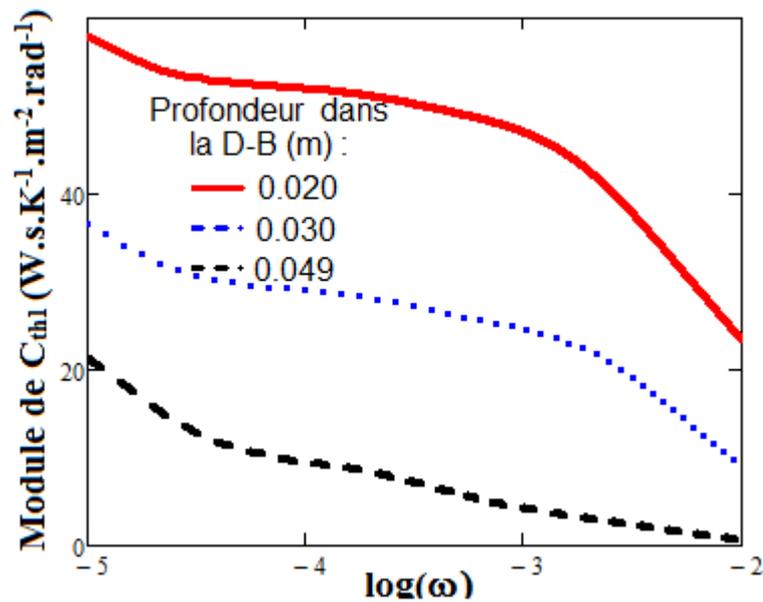


Figure IV- 3 : Capacité thermique dans la dalle en fonction du logarithme décimal de la pulsation sous l'influence de sa profondeur. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Nous remarquons que le coefficient d'échange thermique h_1 (figure IV-3) n'a pratiquement pas d'influence sur la capacité thermique relative à la dalle en fonction du logarithme décimal de la pulsation contrairement à l'impact de sa profondeur où nous notons une variation.

La capacité au niveau de la dalle est d'autant plus importante lorsqu'on est proche de la surface et diminue en profondeur en fonction du logarithme décimal de la pulsation. Les fréquences de coupures, séparant les régimes (quasi-statique ou variable) varient ainsi légèrement. Ceci s'explique par une différence de température entre deux points considérés.

La capacité est donc très sensible à la variation de la profondeur. Contrairement au coefficient d'échange thermique à la face avant h_1 qui n'a presque pas d'influence sur celle-ci.

Au niveau de la dalle en béton, le coefficient d'échange thermique n'a pas d'influence sur la capacité thermique.

IV-5 : Diagramme de Bode de la phase de la capacité thermique

IV-5-1 : L'influence du coefficient d'échange thermique à la face avant

Sur les figures IV-5 et IV-6, nous proposons respectivement la phase de la capacité thermique en fonction du logarithme décimal et la représentation de Nyquist de la capacité pour différentes valeurs de h_1 .

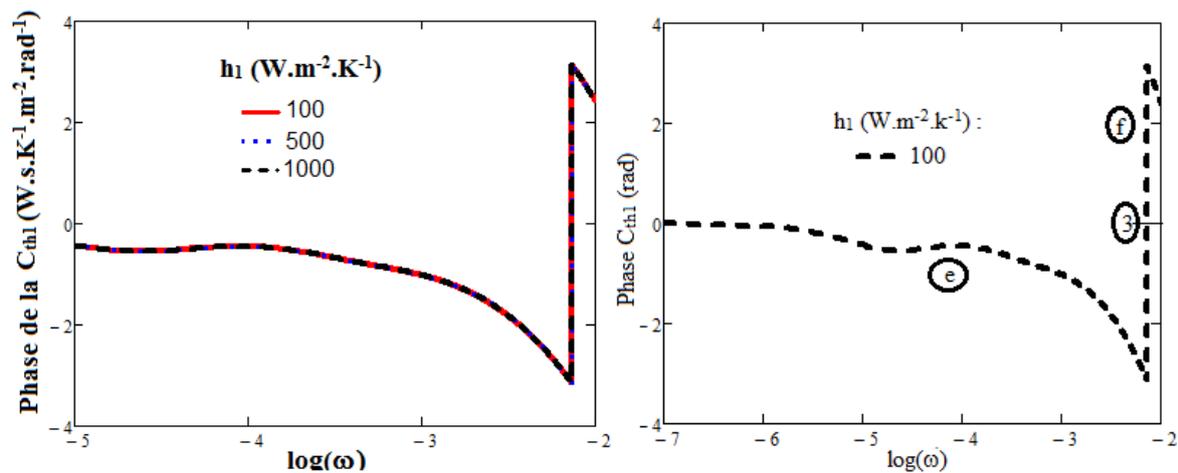


Figure IV- 4 : La phase de la capacité en fonction du logarithme décimal de la pulsation. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Les courbes de la phase de la capacité thermique sont subdivisées en deux zones :

Une première zone comprise entre $10^{-5}rad/s$ et $10^{-3.8}rad/s$ où la phase tend vers des valeurs négatives favorisant la prédominance des effets capacitifs sur les effets inductifs.

Une deuxième zone à partir de $10^{-3.8}rad/s$ où la phase est positive favorisant la prédominance des effets inductifs.

Entre les deux zones, nous avons la résonance où il n'y a pas de prédominance.

La figure suivante nous donne la représentation de Nyquist pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la face avant.

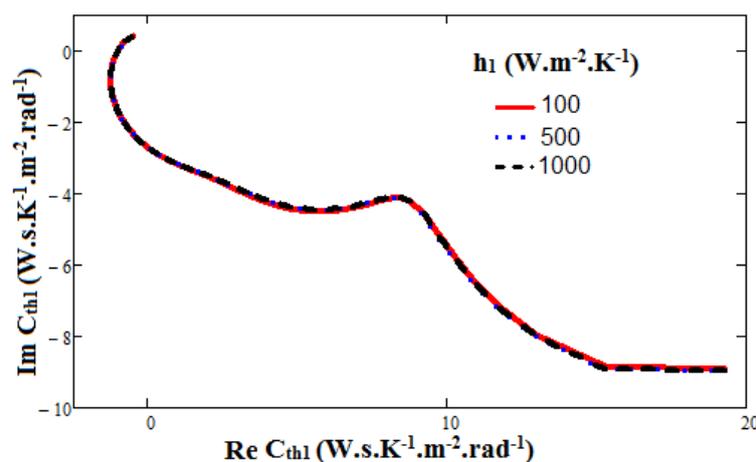


Figure IV-5-a

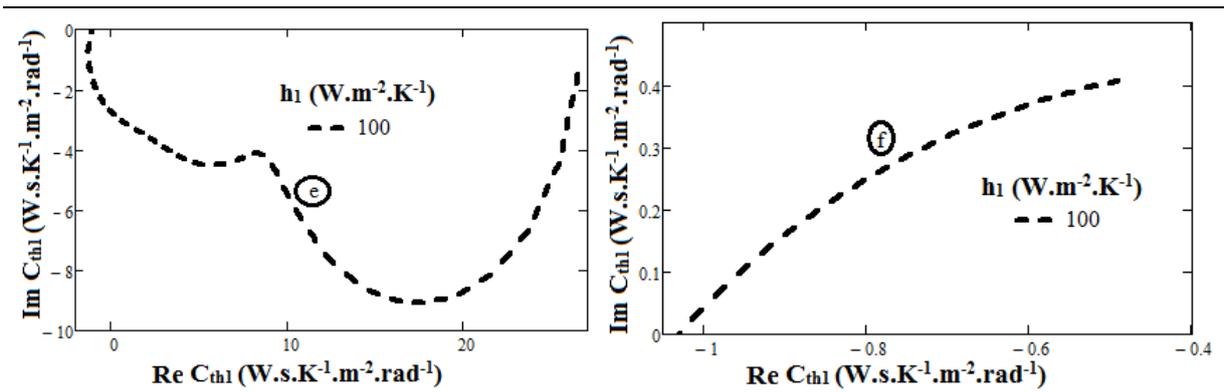


Figure IV-5-b

Figure IV- 5 : Partie Imaginaire de C_{th1} en fonction de sa partie réelle. $x_1=0.049m$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Le coefficient d'échange thermique à la face avant n'influe pas sur le comportement thermique de la capacité thermique équivalente. La figure IV-5-b confirme les résultats obtenus précédemment et met en exergue les zones de prédominance.

IV-5-2 : L'influence de la profondeur de la dalle en béton

Sur la figure suivante, nous représentons la phase de la capacité thermique au niveau de la dalle en fonction du logarithme décimal de la pulsation pour différentes valeurs de la profondeur dans la dalle.

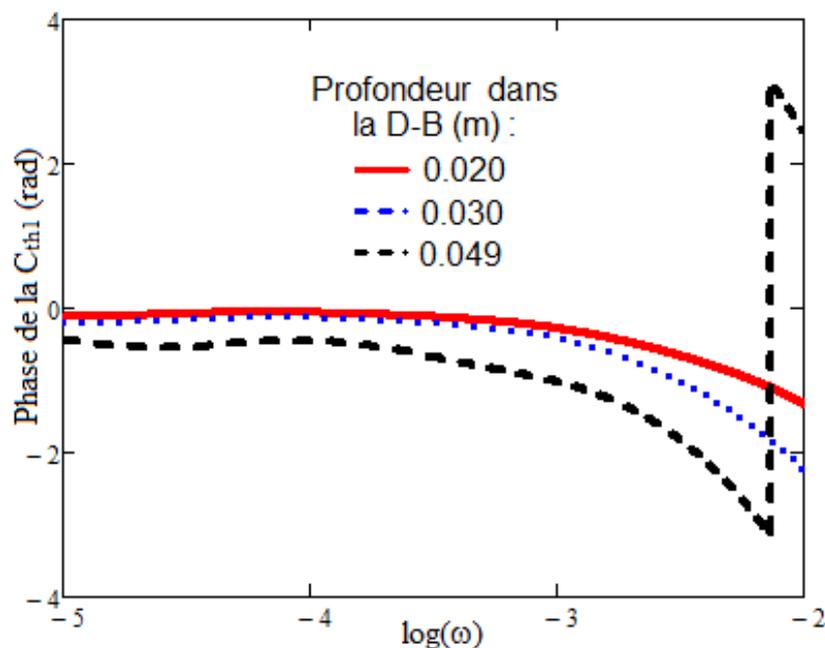


Figure IV- 6 : la phase de la capacité en fonction du logarithme décimal de la pulsation. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Pour des faibles valeurs de la profondeur dans la dalle, nous remarquons que la phase de la capacité diminue et tend vers les valeurs négatives. Ceci correspond à la prédominance des effets capacitifs. Ainsi pour ces profondeurs nous avons une capacité thermique pure.

A une profondeur de 0.049m proche de l'interface (dalle en béton et filasse-plâtre), en plus de la prédominance d'effet capacitif, nous notons la prédominance des effets inductifs à partir de $10^{-3.8}$ rad/s.

La résonance est notée entre les deux effets.

La figure suivante illustre la représentation de Nyquist de la capacité thermique relative au filasse-plâtre. L'influence de sa profondeur est observée.

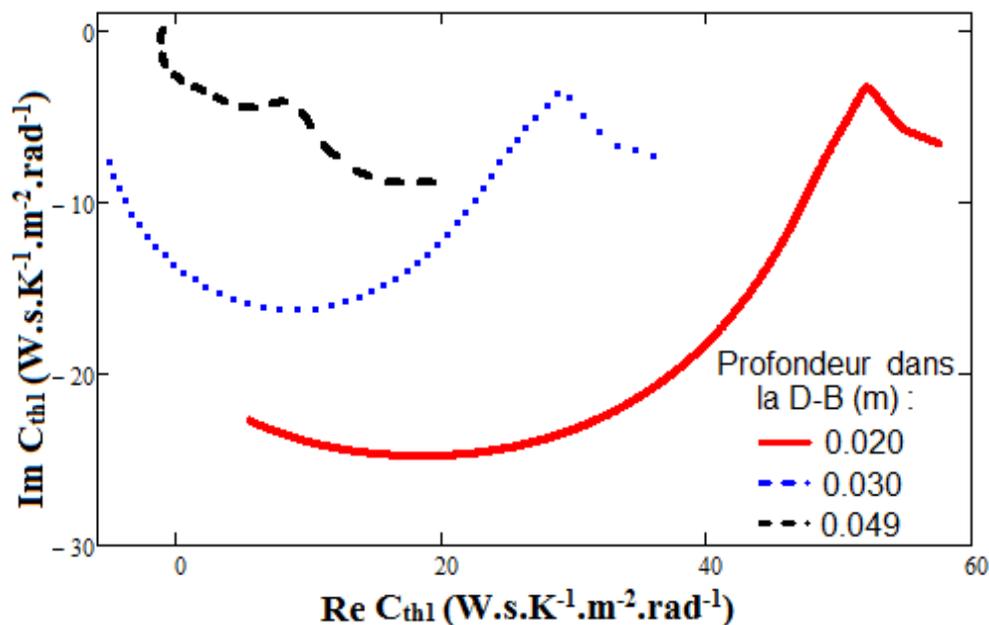


Figure IV- 7 : partie imaginaire en fonction de la partie réelle de la capacité thermique dans le filasse-plâtre. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $h_2=1W.m^{-2}.K^{-1}$

Pour des profondeurs de 0.02m et de 0.03m dans la dalle, celle-ci emmagasine de l'énergie par effet capacitif. Mais lorsque nous sommes à 0.049m dans la dalle proche de l'interface des deux matériaux, nous avons pour certaines fréquences une prédominance des effets capacitifs et dans d'autres celle des effets inductifs.

IV-5-3 : L'influence du coefficient d'échange thermique à la face arrière

Nous représentons aux figures IV-9-a et IV-9-b, le profil de la capacité en fonction du logarithme décimal de la pulsation excitatrice pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique à la face arrière h_2 .

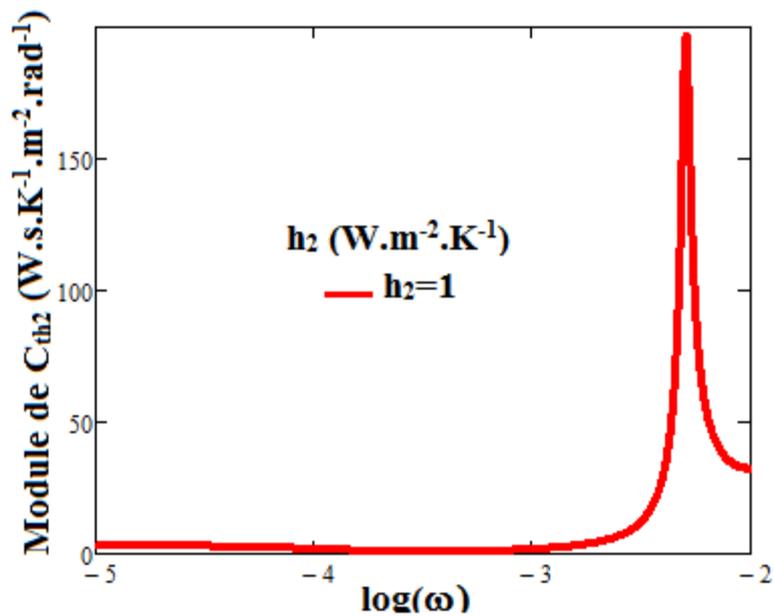


Figure IV-9-a

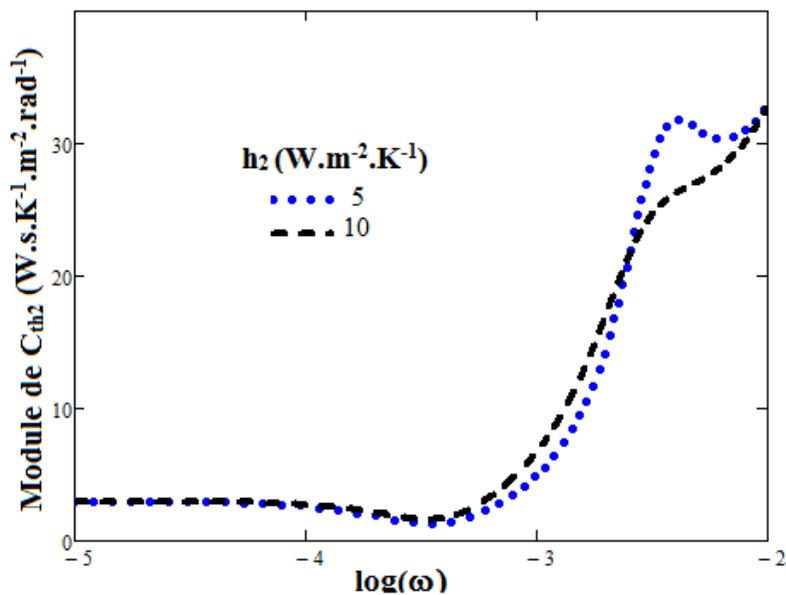


Figure IV-8-b

Figure IV- 8 : Phase de la capacité thermique en fonction du logarithme décimal de la pulsation.
 $x_2=0.05m$; $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$

Ces profils de la capacité thermique équivalente présentent trois parties : une des parties correspond à de faibles valeurs de la pulsation où la capacité est constante. La deuxième partie, la capacité augmente jusqu'à un palier avec les grandes valeurs de la pulsation.

L'augmentation du coefficient h_2 , diminue considérablement la capacité thermique.

IV-6 : La Phase et le diagramme de nyquist de la capacité thermique relative au filasse-plâtre

Les figures IV-9 et IV-10 représentent respectivement la phase en fonction de logarithme décimal de la pulsation et le diagramme de Nyquist de la capacité thermique équivalente.

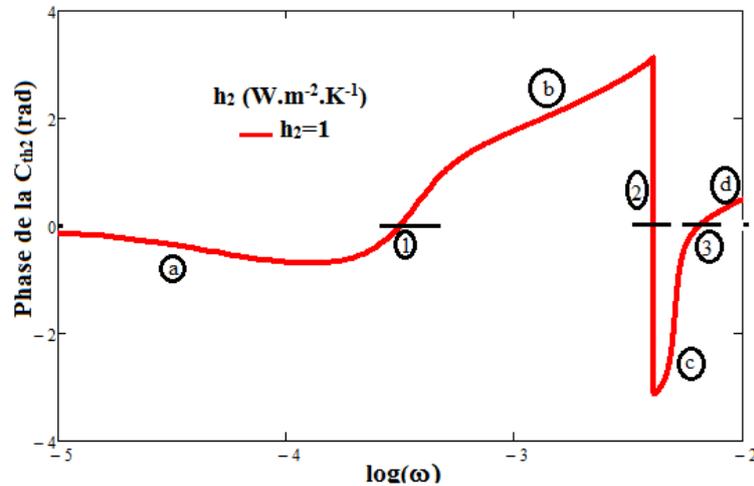


Figure IV- 9 : la phase de la capacité thermique dans le filasse-plâtre en fonction de logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$

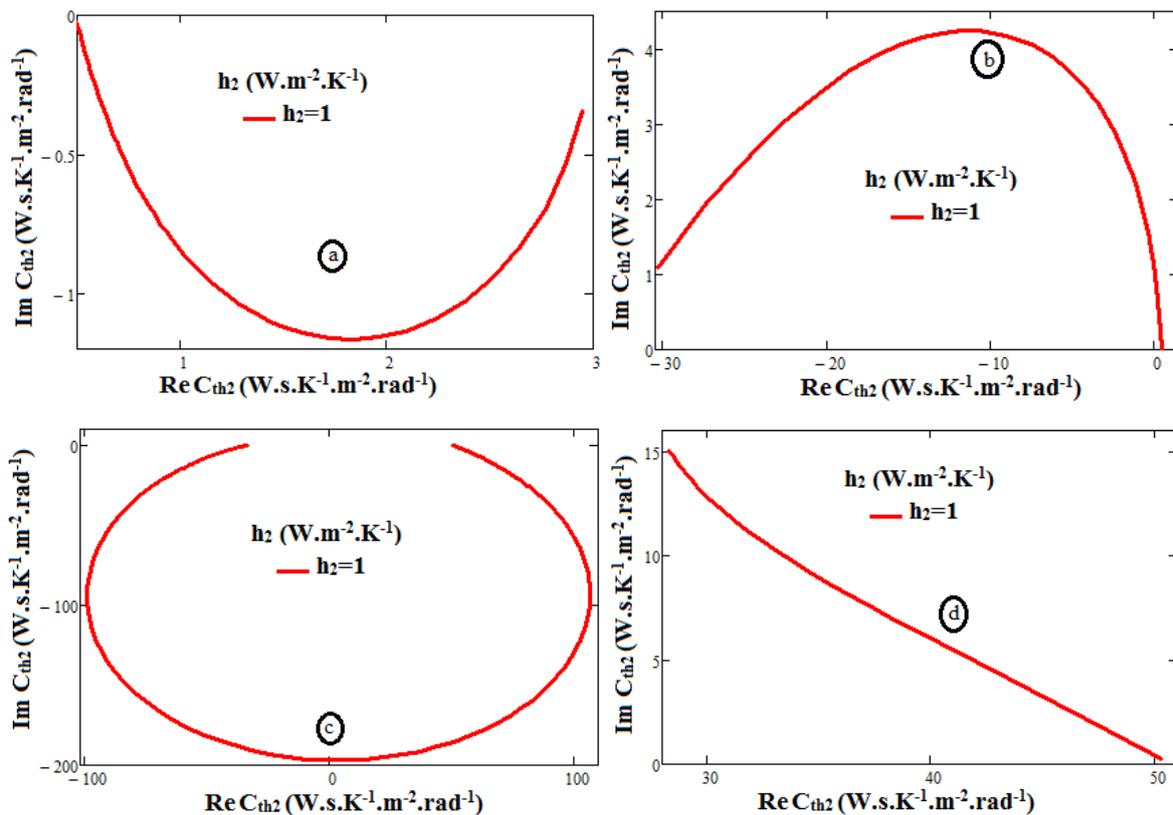


Figure IV- 10 : Partie imaginaire de la capacité thermique dans le filasse-plâtre en fonction de sa partie réelle. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$

Sur la figure IV-9, la phase de la capacité est positive, négative ou nulle pour certain gap de fréquence. Si elle est négative [(a) et (c)], ceci caractérise un emmagasinement d'énergie dans le matériau. Phase de la capacité positive [(b) et (d)] traduit une restitution d'énergie et nulle [(1), (2) et (3)] implique qu'il n'y a ni d'emmagasinement ni de restitution.

IV-7 : La Phase de la capacité thermique équivalente relative au filasse-plâtre

A la figure IV 12, nous représentons la phase de la capacité en fonction du logarithme décimal de la pulsation pour différentes valeurs du coefficient d'échange thermique h_2 .

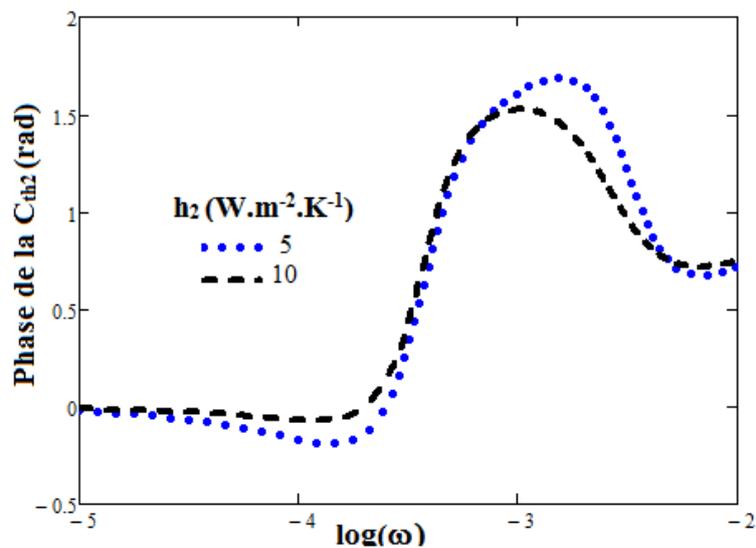


Figure IV- 11 : la phase de la capacité thermique dans le filasse-plâtre en fonction de logarithme décimal de la pulsation excitatrice. $h_1=100\text{W.m}^{-2}\text{.k}^{-1}$; $x_2=0.05\text{m}$

Pour les faibles fréquences, la phase est négative favorisant la prédominance des effets capacitifs d'où un stockage d'énergie. Ensuite à partir de certaines valeurs de la pulsation la phase est positive où les effets inductifs l'emportent. Entre les deux effets, nous avons la résonance.

IV 8 : Le Diagramme de Nyquist de la capacité thermique équivalente

La figure IV 13 donne la représentation de Nyquist de la capacité thermique équivalente pour les mêmes paramètres définis précédemment.

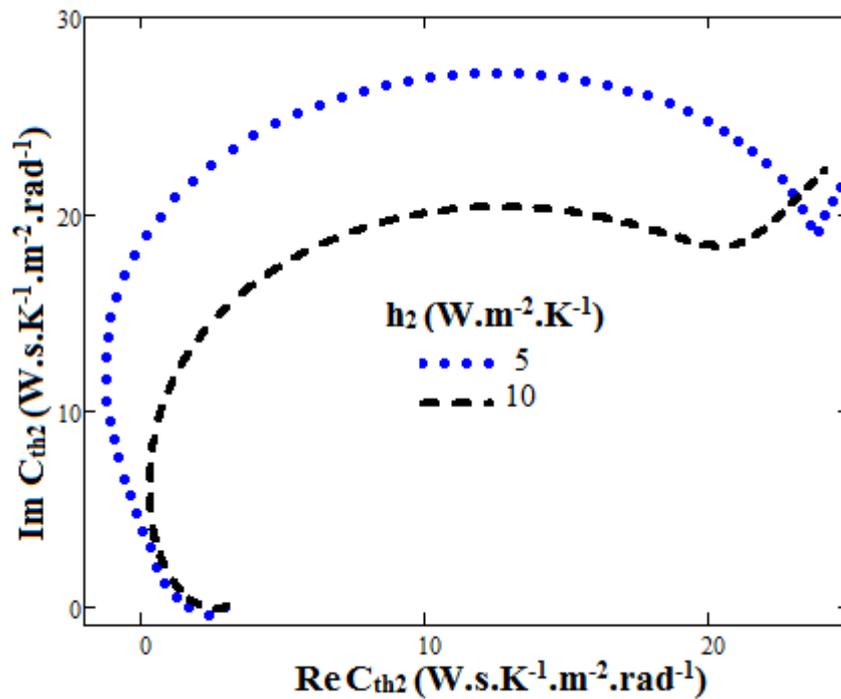


Figure IV- 12 : Partie imaginaire de l'impédance thermique dans le filasse-plâtre en fonction de sa partie réelle. $h_1=100W.m^{-2}.K^{-1}$; $x_2=0.05m$

La figure IV 12 valide les résultats de la figure IV 11.

IV 9 : Conclusion

L'étude de la capacité thermique dans la dalle et dans le filasse-plâtre a permis de caractériser les phénomènes de transfert de chaleur. La quantité d'énergie emmagasinée est évaluée selon les épaisseurs des matériaux. L'impact des coefficients d'échanges thermiques est observé.

L'utilisation d'un matériau repose sur sa capacité à emmagasiner de la chaleur. En fonction de la sollicitation et de la nature du matériau, l'énergie stockée est restituée ou dissipée.

Références

- [1] I. Diagne, M. Dieng, M.L. Sow, A. Wereme, F. Niang, G.Sissoko (2010)
Estimation de la couche d'isolation thermique efficace d'un matériau kapok-plâtre en régime dynamique fréquentiel
CIFEM2014, Edition Université de Rennes 1, pp.53-66
- [2] A. Wereme, S. Tamba, M. Sarr, A. Diene, F. Niang, G. Sissoko (2010)
Caractérisation des isolants thermique locaux de types sciure de bois et kapok : mesure de coefficient global d'échange thermique et de la conductivité thermique
Journal des Sciences, Vol. 10, N°4 pp39-46
- [3] K. A. Diallo, M. Boukar, E. B. Diaw, P. Demba, I. Diagne And G. Sissoko 2015,
characterization of the thermal behavior of a kapok-plaster material by studying the temperature in frequency dynamic regime
International Journal Of Innovative Science, Engineering And Technology, Vol. 2 Issue 1, Pp 308-310
- [4] Soumia Mounir, Abdelhamid Khabbazi, Asmae Khaldoun, Youssef Maaloufa, Yassine El Hamdouni (2015)
Thermal inertia and thermal properties of the composite material clay-wool
Sustainable Cities and Society, Volume 19, Pp 191-199
- [5] Fredrik Karlsson, Per Fahlén (2008)
Impact of design and thermal inertia on the energy saving potential of capacity controlled heat pump heating systems
International Journal of Refrigeration, Volume 31, Issue 6, Pp 1094-1103
- [6] Sylvain Piqueux and Philip R. Christensen (2001)
Temperature-dependent thermal inertia of homogeneous Martian regolith
Journal of Geophysical Research, Vol. 116, Pp 1-18
- [7] K. A. Diallo (2014)
étude du transfert thermique a une dimension à travers un mur plan à base de kapok-plâtre en modulation de fréquence – influences de grandeurs caractéristiques du matériau
Thèse de Doctorat Unique, Université Cheikh Anta Diop

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous avons présenté une étude en modélisant à une dimension deux matériaux : la dalle en béton et le filasse-plâtre en régime dynamique fréquentiel sous excitation climatique extérieure.

Au cours de notre étude bibliographique, nous avons présenté les constituants de la dalle en béton, le plâtre, les matériaux d'origines végétales, la filasse en particulier. Puis des méthodes de détermination des paramètres thermophysiques ont été présentées et aussi des techniques de caractérisation des matériaux.

Dans le chapitre II, nous avons étudié en fonction de la profondeur ou de la longueur de diffusion thermique complexe de la dalle ou du filasse-plâtre, la température et la densité de flux de chaleur sous l'influence des coefficients d'échanges thermiques ou de la pulsation excitatrice.

Dans le chapitre III, nous avons déterminé les paramètres thermoélectriques du matériau tels que la résistance série (R_s), la résistance shunt (R_{sh}), la résistance parallèle (R_p), la résistance thermique (R_{th}) et la fréquence de coupure (ω_c) sous l'influence des coefficients d'échanges thermiques et de la profondeur de la dalle et du filasse-plâtre à partir des diagrammes de Bode, de la phase et de Nyquist.

Enfin dans le chapitre IV, nous avons caractérisé la capacité thermique équivalente dans la dalle et dans le filasse-plâtre par une étude de celle-ci en fonction de sa profondeur et par l'intermédiaire des diagrammes de Bode, de la phase et de Nyquist.

Cette étude nous a permis de justifier l'utilisation de l'isolation interne qui permet d'amortir le flux de chaleur en provenance de l'extérieur.

Cette contribution ouvre de nouvelles perspectives de recherche sur les matériaux locaux.

En effet, à l'avenir nous pourrions envisager de pousser la réflexion afin d'apporter des compléments sur notre travail en tenant compte :

- du fait que les matériaux sont en contact imparfait
- de la porosité
- du taux de rétention par unité de surface et volume en régime dynamique fréquentiel ou transitoire

- du taux de rétention par unité de longueur en régime dynamique transitoire
- d'autres matériaux à la place de la filasse tels le kapok, sciure de bois, kénaf, coque d'arachide, paille de riz
- de l'étude à deux ou trois dimensions en régime dynamique fréquentiel ou transitoire

ANNEXES MATHÉMATIQUES

I. EQUATION DE CHALEUR

Tout système soumis à des sollicitations climatiques a un transfert de chaleur à l'intérieur du solide considéré régit par la loi de Fourier donnée par :

$$\vec{J}_g = -\lambda \cdot \overrightarrow{grad}T \quad (1)$$

λ est la conductivité thermique du matériau

\vec{J}_g est le vecteur densité de chaleur

T la température traversant le matériau

Ainsi la densité de flux de chaleur φ dans une dimension est

$$\varphi = \vec{J}_g \cdot \vec{i} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2)$$

Bilan énergétique dans un système de volume V

Le bilan énergétique dans un volume (V) est caractérisé par sa conductivité (λ), sa masse volumique (ρ) et sa chaleur spécifique (c) . Considérons que :

- Q_1 est la quantité de chaleur pénétrant dans le volume (V) à travers la surface (S) pendant le temps δt .

$$Q_1 = \iint_S \lambda \cdot \vec{\nabla}T \cdot d\vec{S} \cdot \delta t \quad (3)$$

- Q_2 est la quantité de chaleur créée dans le volume (V) par les sources internes pendant le temps δt

$$Q_2 = \iiint_V P_p \cdot dV \cdot \delta t \quad (4)$$

P_p est le puits de chaleur

- Q_3 est la quantité de chaleur nécessaire à la variation de température dT , du volume (V) pendant un temps δt

$$Q_3 = \iiint_V \rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dV \cdot \delta t \quad (5)$$

Ainsi :

$$Q_1 + Q_2 = Q_3 \quad (6)$$

Ce qui équivaut à :

$$\iint_S \lambda \cdot \vec{\nabla} T \cdot d\vec{S} \cdot \delta t + \iiint_V P_p \cdot dV \cdot \delta t = \iiint_V \rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dV \cdot \delta t \quad (7)$$

La relation d'Ostrogradsky nous permet de passer d'une intégrale sur une surface à une intégration sur le volume. Ainsi l'équation va s'écrire sous la forme :

$$\iiint_V \vec{\nabla}(\lambda \cdot \vec{\nabla} T) \cdot dV \cdot \delta t + \iiint_V P_p \cdot dV \cdot \delta t = \iiint_V \rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dV \cdot \delta t \quad (8)$$

$$\vec{\nabla}(\lambda \cdot \vec{\nabla} T) + P_p = \rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (9)$$

D'où

$$\rho \cdot c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \cdot \Delta T + P_p \quad (10)$$

En considérant qu'il n'y a pas de production interne de chaleur donc $P_p=0$.

Ainsi, nous réécrivons l'équation de la chaleur dans la dalle et dans le filasse-plâtre

$$\frac{\partial^2 T_1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_1} \frac{\partial T_1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial t} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 T_2(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_2} \frac{\partial T_2(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial t} = 0 \quad (12)$$

$$\text{Avec} \quad \alpha_1 = \frac{\lambda_1}{\rho_1 \cdot c_1} \quad \alpha_2 = \frac{\lambda_2}{\rho_2 \cdot c_2}$$

Les conditions aux limites sont :

A l'interface entre le milieu extérieur et la dalle de béton :

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = h1(Ta1 - T(0, h1, h2, \omega, t)) \quad (13)$$

A l'interface entre la dalle de béton et le filasse-plâtre :

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=l} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=l} \quad (14)$$

A l'interface entre le filasse-plâtre et le milieu intérieur :

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=L} = h2(T2(L, h1, h2, \omega, t) - Ta2) \quad (15)$$

$$T1(L, h1, h2, \omega, t) = T2(L, h1, h2, \omega, t) \quad (16)$$

Pour tenir en compte la température initiale, on pose :

$$\begin{cases} \bar{T}1 = T1 - T0i \\ \bar{T}2 = T2 - T0i \end{cases} \quad (17)$$

En tenant en compte l'expression (4), les équations (2) et (3) deviennent :

$$\left\{ \frac{\partial^2 \bar{T}1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha 1} \frac{\partial \bar{T}1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial t} = 0 \right. \quad (18)$$

$$\left. \frac{\partial^2 \bar{T}2(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha 1} \frac{\partial \bar{T}2(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial t} = 0 \right. \quad (19)$$

II. EXPRESSION DE LA TEMPÉRATURE

Pour résoudre les équations (2) et (3), nous allons utiliser la méthode de séparation des variables de la température. Ainsi on a $\bar{T}(x, t)_i = X_i(x) \cdot Y_i(t)$ où $i=1$ ou 2 respectivement relative à la dalle et le filasse-plâtre. Dans la suite, nous allons calculer pour la dalle $i=1$ et d'en déduire pour le filasse-plâtre.

$$\frac{\partial^2 X_i(x) \cdot Y_i(t)}{\partial x^2} - \frac{\rho_i \cdot C_i}{\lambda_i} \frac{\partial X_i(x) \cdot Y_i(t)}{\partial t} = 0 \quad (20)$$

$$Y_i(t) \cdot \frac{\partial^2 X_i(x)}{\partial x^2} - \frac{X_i(x)}{\alpha_i} \frac{\partial Y_i(t)}{\partial t} = 0 \quad (21)$$

Puis qu'on est en régime dynamique fréquentiel donc :

$$\frac{\alpha_i}{X_i(x)} \cdot \frac{d^2 X_i(x)}{dx^2} = \frac{1}{Y_i(t)} \frac{dY_i(t)}{dt} = i\omega \quad (22)$$

$$\frac{dY_i}{Y_i} = i\omega dt \Rightarrow Y_i(t) = ke^{i\omega t} \quad (23)$$

$$\frac{\alpha_i}{X_i} \frac{d^2 X_i}{dx^2} = i\omega \quad (24)$$

$$\frac{d^2 X_i}{dx^2} - \frac{i\omega}{\alpha_i} X_i = 0 \quad (25)$$

$$\frac{d^2 X_i(x)}{dx^2} - \beta_i^2 X_i(x) = 0 \quad (26)$$

$$\text{Avec } \beta_i^2 = \frac{i\omega}{\alpha_i} \quad (27)$$

Soit

$$\begin{aligned} i\omega &= (a + ib)^2 = a^2 - b^2 + 2iab \\ \begin{cases} a^2 - b^2 = 0 \\ 2ab = \omega > 0 \end{cases} &\Rightarrow a = b = \pm \sqrt{\frac{\omega}{2}} \end{aligned} \quad (28)$$

On pose :

$$\beta_i = \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_i}} (1 + i) \quad (29)$$

$$\text{D'où } X_i(x) = a_i \sinh(\beta_i x) + b_i \cosh(\beta_i x) \quad (30)$$

$$\text{Ainsi } \bar{T}1(x, h1, h2, \omega, t) = X(x).Y(t) = (ka_i \sinh(\beta_1 x) + kb_i \cosh(\beta_1 x)). e^{i\omega t}$$

En posant $A_i = k. a_i$ et $B_i = k. b_i$, nous trouvons l'expression de la température relative à la dalle en béton (31) et au filasse-plâtre (32) :

$$T1(x, h1, h2, \omega, t) = (A_1 \sinh(\beta_1 x) + B_1 \cosh(\beta_1 x)). e^{i\omega t} + T0i \quad (31)$$

$$T2(x, h1, h2, \omega, t) = (A_2 \sinh(\beta_2 x) + B_2 \cosh(\beta_2 x)). e^{i\omega t} + T0i \quad (32)$$

Les composantes A_1, B_1, A_2 et B_2 sont déterminées à partir des conditions aux limites et à la condition initiale.

Ainsi les conditions précédentes deviennent :

$$\begin{cases} -\lambda_1 \frac{\partial \bar{T}1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = h1(Ta1 - \bar{T}1(0, h1, h2, \omega, t) - Ti) \end{cases} \quad (33)$$

$$\begin{cases} -\lambda_2 \frac{\partial \bar{T}2(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=L} = h2(\bar{T}2(L, h1, h2, \omega, t) + Ti - Ta2) \end{cases} \quad (34)$$

$$\begin{cases} \lambda_1 \frac{\partial \bar{T}1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=l} = \lambda_2 \frac{\partial \bar{T}2(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x} \Big|_{x=l} \end{cases} \quad (35)$$

$$\bar{T}1(x, h1, h2, \omega, t) + T0i = \bar{T}2(x, h1, h2, \omega, t) + T0i \quad (36)$$

$$\bar{T}(x, h1, h2, \omega, 0) = 0 \quad (37)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\lambda_1 \beta_1 (A_1 \cosh(0) + B_1 \sinh(0)) e^{i.\omega.t} = h_1 [T_{a1} - (A_1 \sinh(0) + B_1 \cosh(0)) . e^{i.\omega.t}] - T_i \quad () \\ -\lambda_2 . \beta_2 ((A_2 \cosh(\beta_2 . L) + B_2 \sinh(\beta_2 . L)) e^{i.\omega.t} = h_2 (A_2 \sinh(\beta_2 . L) + B_2 \cosh(\beta_2 . L) + T_i - T_{a2}) \\ \lambda_1 \beta_1 (A_1 \cosh(\beta_1 . l) + B_1 \sinh(1 . l)) = \lambda_2 \beta_2 (A_2 \cosh(\beta_2 . l) + B_2 \sinh(\beta_2 . l)) \quad (35) \\ \bar{T}_1(x, h_1, h_2, \omega, t) + T_0 i = \bar{T}_2(x, h_1, h_2, \omega, t) + T_0 i \quad (36) \\ \bar{T}(x, h_1, h_2, \omega, 0) = 0 \quad (37) \end{array} \right.$$

DETERMINATION DES PARAMETRES

$$-\lambda_1 [A_1 . \beta_1 . \cosh(0) + A_2 . \beta_1 . \sinh(0)] e^{j\omega t} = h_1 [T_{a1} - ([A_1 \sinh(0) + A_2 \cosh(0)] e^{j\omega t} + T_i)] \quad (38)$$

$$-\lambda_1 . A_1 . \beta_1 . e^{j\omega t} = h_1 . (A_2 . e^{j\omega t} + T_i - T_{01} . e^{j\omega t}) \quad (39)$$

$$A_1 = \frac{h_1}{\lambda_1 . \beta_1} A_2 + \frac{h_1}{\lambda_1 . \beta_1} (T_i . e^{-j\omega t} - T_{01}) \quad (40)$$

$$\lambda_1 . [A_1 . \beta_1 . \cosh(\beta_1 . l) + A_2 . \beta_1 . \sinh(\beta_1 . l)] = \lambda_2 [A_3 . \beta_2 . \cosh(\beta_2 . l) + A_4 . \beta_2 . \sinh(\beta_2 . l)] \quad (41)$$

$$A_1 . \cosh(\beta_1 . l) + A_2 . \sinh(\beta_1 . l) = \frac{\lambda_2 . \beta_2}{\lambda_1 . \beta_1} (A_3 . \beta_2 . \cosh(\beta_2 . l) + A_4 . \beta_2 . \sinh(\beta_2 . l)) \quad (42)$$

$$A_2 (\sinh(\beta_2 . l) + \frac{h_1}{\lambda_1 . \beta_1} \cosh(\beta_1 . l)) = \frac{\lambda_2 . \beta_2}{\lambda_1 . \beta_1} (A_3 . \cosh(\beta_2 . l) + A_4 . \sinh(\beta_2 . l) + \frac{h_1}{\lambda_1 . \beta_1} \cosh(\beta_1 . l) (T_{01} - T_i . e^{-j\omega t})) \quad (43)$$

$$D_1 = \sinh(\beta_2 . l) + \frac{h_1}{\lambda_1 . \beta_1} \cosh(\beta_1 . l) \quad (44)$$

$$A_1 \sinh(\beta_1 . l) + A_2 \cosh(\beta_1 . l) = A_3 \sinh(\beta_2 . l) + A_4 \cosh(\beta_2 . l) \quad (45)$$

$$A_2 . \left(\cosh(\beta_1 . l) + \frac{h_1}{\lambda_1 . \beta_1} \sinh(\beta_1 . l) \right) = A_3 \sinh(\beta_2 . l) + A_4 \cosh(\beta_2 . l) \quad (46)$$

$$A_2 . (\cosh(\beta_2 . l) + \frac{h_1}{\lambda_1 . \beta_1} \sinh(\beta_1 . l)) = \frac{\lambda_2 . \beta_2}{\lambda_1 . \beta_1} (A_3 . \sinh(\beta_2 . l) + A_4 . \cosh(\beta_2 . l) + \frac{h_1}{\lambda_1 . \beta_1} \sinh(\beta_1 . l) (T_{01} - T_i . e^{-j\omega t})) \quad (47)$$

$$D_2 = \cosh(\beta_1 . l) + \frac{h_1}{\lambda_1 . \beta_1} \sinh(\beta_1 . l) \quad (48)$$

$$\lambda_2 . \beta_2 (A_3 . \cosh(\beta_2 . l) + A_4 . \sinh(\beta_2 . l)) = h_2 [T_{02} - (A_3 . \sinh(\beta_2 . l) + A_4 . \cosh(\beta_2 . l)) - T_i . e^{-j\omega t}] \quad (49)$$

$$A_3 \cdot \cosh(\beta_2 \cdot l) + A_4 \cdot \sinh(\beta_2 \cdot l) = \frac{h_2}{\lambda_2 \cdot \beta_2} [T_{02} - (A_3 \cdot \sinh(\beta_2 \cdot l) + A_4 \cosh(\beta_2 \cdot l)) - Ti \cdot e^{-j\omega t}] \quad (50)$$

$$A_3 \cdot \left(\cosh(\beta_2 \cdot l) + \frac{h_2}{\lambda_2 \cdot \beta_2} \sinh(\beta_2 \cdot l) \right) + A_4 \cdot \left(\sinh(\beta_2 \cdot l) + \frac{h_2}{\lambda_2 \cdot \beta_2} \cosh(\beta_2 \cdot l) \right) = \frac{h_2}{\lambda_2 \cdot \beta_2} (T_{02} - Ti \cdot e^{-j\omega t}) \quad (51)$$

$$D_3 = \cosh(\beta_2 \cdot l) + \frac{h_2}{\lambda_2 \cdot \beta_2} \sinh(\beta_2 \cdot l) \quad (52)$$

$$D_4 = \sinh(\beta_2 \cdot l) + \frac{h_2}{\lambda_2 \cdot \beta_2} \cosh(\beta_2 \cdot l) \quad (53)$$

$$A_2 = \frac{\lambda_2 \cdot \beta_2}{\lambda_1 \cdot \beta_1 \cdot D_1} (A_3 \cdot \cosh(\beta_2 \cdot l) + A_4 \cdot \sinh(\beta_2 \cdot l)) + \frac{h_1}{\lambda_1 \cdot \beta_1 \cdot D_1} \cosh(\beta_1 \cdot l) (T_{01} - Ti \cdot e^{-j\omega t}) \quad (54)$$

$$A_3 \cdot \left(\frac{\lambda_2 \cdot \beta_2 \cdot D_2}{\lambda_1 \cdot \beta_1 \cdot D_1} \cosh(\beta_2 \cdot l) - \sinh(\beta_2 \cdot l) \right) + A_4 \cdot \left(\frac{\lambda_2 \cdot \beta_2 \cdot D_2}{\lambda_1 \cdot \beta_1 \cdot D_1} \sinh(\beta_2 \cdot l) - \cosh(\beta_2 \cdot l) \right) = \frac{h_1}{\lambda_1 \cdot \beta_1} \sinh(\beta_1 \cdot l) (T_{01} - Ti \cdot e^{-j\omega t}) + \frac{h_1 \cdot D_2}{\lambda_1 \cdot \beta_1 \cdot D_1} \cosh(\beta_1 \cdot l) (Ti \cdot e^{-j\omega t} - T_{01}) \quad (55)$$

$$D_5 = \frac{\lambda_2 \cdot \beta_2 \cdot D_2}{\lambda_1 \cdot \beta_1 \cdot D_1} \cosh(\beta_2 \cdot l) - \sinh(\beta_2 \cdot l) \quad (56)$$

$$D_6 = \frac{\lambda_2 \cdot \beta_2 \cdot D_2}{\lambda_1 \cdot \beta_1 \cdot D_1} \sinh(\beta_2 \cdot l) - \cosh(\beta_2 \cdot l) \quad (57)$$

$$A_3 \cdot D_3 + A_4 \cdot D_4 = \frac{h_2}{\lambda_2 \cdot \beta_2} \cdot (T_{02} - Ti \cdot e^{-j\omega t}) \quad (58)$$

$$A_3 \cdot D_5 + A_4 \cdot D_6 = \frac{h_1}{\lambda_1 \cdot \beta_1} \left(\sinh(\beta_1 \cdot l) - \frac{D_2}{D_1} \cosh(\beta_1 \cdot l) \right) \cdot (T_{02} - Ti \cdot e^{-j\omega t}) \quad (59)$$

$$A_3 = \frac{1}{D_3} \cdot \left[\frac{h_2}{\lambda_2 \cdot \beta_2} (T_{02} - Ti \cdot e^{-j\omega t}) - A_4 \cdot D_4 \right] \quad (60)$$

$$\frac{D_5}{D_3} \cdot \left[\frac{h_2}{\lambda_2 \cdot \beta_2} \cdot (T_{02} - Ti \cdot e^{-j\omega t}) \right] - \frac{D_5 \cdot D_4 \cdot A_4}{D_3} + A_4 \cdot D_6 = \frac{h_1}{\lambda_1 \cdot \beta_1} \left(\sinh(\beta_1 \cdot l) - \frac{D_2}{D_1} \cosh(\beta_1 \cdot l) \right) \quad (61)$$

$$A_4 \cdot \left(D_6 - \frac{D_5 \cdot D_4}{D_3} \right) = \frac{h_1}{\lambda_1 \cdot \beta_1} \left(\sinh(\beta_1 \cdot l) - \frac{D_2}{D_1} \cosh(\beta_1 \cdot l) \right) \cdot (T_{01} - Ti \cdot e^{-j\omega t}) - \frac{h_2 \cdot D_5}{\lambda_2 \cdot \beta_2 \cdot D_3} \cdot (T_{02} - Ti \cdot e^{-j\omega t}) \quad (62)$$

$$D_7 = D_6 - \frac{D_5 \cdot D_4}{D_3} \quad (63)$$

$$A_4 = \frac{h_1}{\lambda_1 \cdot \beta_1 \cdot D_7} \left(\sinh(\beta_1 \cdot l) - \frac{D_2}{D_1} \cosh(\beta_1 \cdot l) \right) \cdot (T_{02} - Ti \cdot e^{-j\omega t}) - \frac{h_2 \cdot D_5}{\lambda_2 \cdot \beta_2 \cdot D_3 \cdot D_7} \cdot (T_{02} - Ti \cdot e^{-j\omega t}) \quad (64)$$

III : DENSITÉ DE FLUX DE CHALEUR

Les densités de flux de chaleur, à travers les différents matériaux sont obtenues à partir de la loi de fourrier

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi 1(x, h1, h2, \omega, t) = -\lambda 1 \frac{\partial T1(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x} \\ \varphi 2(x, h1, h2, \omega, t) = -\lambda 2 \frac{\partial T2(x, h1, h2, \omega, t)}{\partial x} \end{array} \right. \quad (65)$$

(66)

2.3 Le taux de rétention de la chaleur par unité de longueur

Le taux (τ) de rétention de la chaleur par unité de longueur du matériau est donné par la relation (67) pour le béton et par la relation (68) pour le filasse-plâtre.

$$\tau 1(x1, h1, h2, \omega, t) = \frac{T(0, h1, h2, \omega, t) - T(x1, h1, h2, \omega, t)}{T(0, h1, h2, \omega, t) * x1} \quad (67)$$

$$\tau 2(x2, h1, h2, \omega, t) = \frac{\varphi(l1, h1, h2, \omega, t) - \varphi(x2, h1, h2, \omega, t)}{\varphi(l1, h1, h2, \omega, t) * x2} \quad (68)$$

IV l'impédance thermique équivalente

Elle est obtenue à partir d'analogie entre les grandeurs électriques et les grandeurs thermiques :

Pour la dalle en béton :

$$Ze1(x, h1, h2, \omega, t) = \frac{T1(0, h1, h2, \omega, t) - T1(x, h1, h2, \omega, t)}{\varphi 1(x, h1, h2, \omega, t)} \quad (69)$$

Pour le filasse-plâtre

$$Ze2(x, h1, h2, \omega, t) = \frac{T2(l1, h1, h2, \omega, t) - T2(x, h1, h2, \omega, t)}{\varphi 2(x, h1, h2, \omega, t)} \quad (70)$$

V La Capacité thermique équivalente

Elle caractérise la capacité d'emménagement et de restitution d'un matériau

$$C_{th}(x, h1, h2, \omega, t) = \frac{\int_0^t \Phi(x, h1, h2, \omega, t) dt}{\Delta T(x, h1, h2, \omega, t)} = \frac{1}{i * \omega * Ze} \quad (71)$$

**ETUDE DU COMPORTEMENT THERMIQUE D'UN MUR BICOUCHE CONSTITUE
D'UNE DALLE EN BETON ACCOLEE A DU FILASSE-PLATRE EN CONTACT
PARFAIT**

Youssou TRAORE
Master science
Département de physique
Option : Thermique
Mémoire de Thèse UNIQUE
RESUME

Président Rapporteur	Salif GAYE	Professeur Titulaire	UT
Rapporteur	Mamadou Babacar NDIAYE	Maitre de Conférences	IUT
Membres	Séni TAMBA	Maitre de Conférences	EPT
	El hadji Bamba DIAW	Maitre de conférences	EPT
	Sidya Ould Brahim	Maître-Assistant	Univ/Nouakchott
	Issa DIAGNE	Maitre de Conférences	FST/UCAD
Directeurs	Hawa LY DIALLO	Maitre de Conférences	UFR SET/UT
	Grégoire SISSOKO	Professeur Titulaire	FST/UCAD

Une étude bibliographique sur les constituants de la dalle en béton, le plâtre, les matériaux d'origines végétales, des méthodes de déterminations des paramètres thermophysiques, des techniques de caractérisation de matériaux en régime dynamique fréquentiel et transitoire a été présenté dans le chapitre I.

Une étude en simulation du comportement thermique dans la dalle en béton et dans le filasse-plâtre à partir de l'évolution de la température et de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur et de la longueur de diffusion thermique complexe est réalisée sous l'influence des paramètres climatiques.

L'analogie électrique thermique a permis de déterminer des paramètres électriques équivalents tels que les résistances série, shunt, thermique, ainsi que la fréquence de coupure et la fréquence de résonance. Ces résultats sont obtenus à partir de l'exploitation des diagrammes de Bode, de la phase et de la représentation de Nyquist de l'impédance thermique équivalente.

Une étude de la capacité thermique équivalente est proposée afin d'évaluer l'inertie thermique dans les deux couches du mur.

Mots clés : régime dynamique fréquentiel – température – densité de flux de chaleur – impédance thermique- capacité thermique - dalle en béton- filasse-plâtre