



HAL
open science

**Étude multi-échelle du comportement
thermo-hydro-mécanique des matériaux cimentaires :
approche morphologique pour la prise en compte de la
mésostructure**

Thi Thu Huong Le

► **To cite this version:**

Thi Thu Huong Le. Étude multi-échelle du comportement thermo-hydro-mécanique des matériaux cimentaires : approche morphologique pour la prise en compte de la mésostructure. Autre. Université Paris-Est, 2011. Français. NNT : 2011PEST1097 . tel-00647896

HAL Id: tel-00647896

<https://theses.hal.science/tel-00647896>

Submitted on 3 Dec 2011

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

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

Université Paris-Est, Ecole doctorale SIE
Centre Scientifique et Technique du Bâtiment

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ PARIS-EST

Discipline : Génie Civil

présentée par

Thi Thu Huong LE

Titre :

**ÉTUDE MULTI-ÉCHELLE DU COMPORTEMENT
THERMO-HYDRO-MÉCANIQUE DES MATÉRIAUX CIMENTAIRES
APPROCHE MORPHOLOGIQUE POUR LA PRISE EN COMPTE DE LA
MÉSOSTRUCTURE**

Soutenue le 4 mai 2011
devant le jury composé de :

Président : Adnan IBRAHIMBEGOVIC , Professeur à l'ENS Cachan

Rapporteurs : Hélène DUMONTET , Professeur à l'Univ. Pierre et Marie Curie
Alain MILLARD, Ingénieur-Chercheur au CEA (HDR)

Examineurs : Mohammed HJIAJ , Professeur à l'INSA de Rennes
Hocine BOUSSA, Ingénieur-Chercheur au CSTB

Directeur de thèse : Fékri MEFTAH, Professeur à l'Univ. de Cergy Pontoise

Invité : Pierre PIMIANTA, Ingénieur-Chercheur au CSTB

Remerciements

Ce travail de thèse s'est déroulé au sein de la division Modélisation et Environnements Virtuels Enrichis (MODEVE) du département Technologies de l'Information et Diffusion du Savoir (TIDS) du Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB) à Marne la Vallée en collaboration avec le Laboratoire Modélisation et Simulation Multi-Echelle (MSME) de l'Université Paris-Est Marne-la-Vallée (UPE MLV). Ces quelques lignes sont dédiées à toutes les personnes qui ont contribué de près ou loin à l'aboutissement de cette thèse, en m'excusant d'avance auprès de ceux ou celles que je n'aurais pas eu la délicatesse de mentionner.

Je voudrais tout d'abord remercier Monsieur Adnan IBRAHIMBEGOVIC, Professeur à l'ENS Cachan, de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Madame Hélène DUMONTET, Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie, et Monsieur Alain MILLARD, Ingénieur-Chercheur au CEA, ont accepté la lourde tâche d'effectuer en un temps record des rapports très complets et constructifs sur ce travail, et je leur exprime ici toute ma gratitude. Je tiens à remercier également Monsieur Mohammed HJIAJ, Professeur à l'INSA de Rennes, d'avoir accepté de participer à ce jury et pour ses remarques pertinentes.

Un grand merci à Monsieur Pierre PIMIENTA, Ingénieur-Chercheur au CSTB, pour l'intérêt qu'il a porté à ce sujet de m'avoir fait le plaisir de participer à mon jury de thèse. Ses remarques ainsi que son expérience nous seront très utiles pour les travaux ultérieurs sur le sujet. Je tiens à lui exprimer également ma profonde reconnaissance pour sa contribution à la partie expérimentale.

Je tiens à remercier très vivement Monsieur Patrick MORAND, Directeur du département TIDS, et Monsieur Souheil SOUBRA, Chef de la division MODEVE pour leur accueil au CSTB.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Hocine BOUSSA, Ingénieur-Chercheur au CSTB, pour m'avoir proposé un sujet de recherche ouvert et avoir suivi efficacement et régulièrement de très près le déroulement de mes travaux. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude pour les conseils toujours pertinents qu'il m'a prodigués, pour sa disponibilité et pour son enthousiasme de chercheur qu'il a su me faire partager.

Je suis très reconnaissante envers Fekri MEFTAH, Professeur à l'Université de Cergy-Pontoise, pour sa direction de ce travail de recherche tout au long de ces trois années. La clarté et la justesse de ses raisonnements scientifiques ont été pour moi

essentielles dans l'accomplissement de ce travail. Je le remercie pour sa confiance, et pour son aide scientifique et qui par son expérience et sa compétence m'a transmis sa passion pour la recherche. Ses soutiens et encouragements m'ont permis d'aller à l'avant même lors des moments les plus difficiles.

Un grand merci à Stefano DALPONT pour sa contribution à la partie de programmation du modèle de couplage Thermo-Hydrique.

Je tiens à remercier Fabrice PEREIRA, sans lui la partie expérimentale ne serait pas ce qu'elle est.

Je remercie également ma petite stagiaire Van Anh LAI qui a su contribuer, par un travail efficace, à l'accomplissement de cette thèse.

J'adresse de chaleureux remerciements à toute l'équipe MODEVE, mes autres collègues au CSTB à Marne-la-Vallée et, en particulier, Kamel ZIBOUCHE pour sa participation dans ce travail.

Un grand merci à tous les membres du Laboratoire MSME de l'UPEMLV et du département de Génie Civil de l'Université de Cergy-Pontoise, avec qui les échanges scientifiques ou amicaux m'ont fait de bons souvenirs inoubliables.

Pour terminer, je tiens sincèrement à remercier du fond du coeur mes parents et mes frères pour m'avoir soutenu et encouragé dans mes études. Merci d'avoir eu confiance en moi.

Et puis, je ne peux pas oublier tous mes amis qui sont toujours disponibles pour partager avec moi les moments difficiles et heureux.

Enfin, c'est à mon mari que sont dédiées ces dernières lignes. Il qui a su m'encourager dans les moments les plus pénibles et surtout a su rester patient durant les moments de nervosité extrême.

Résumé

L'étude du comportement du béton en température est un problème majeur qui vise in fine à évaluer le niveau de sécurité des structures sous des sollicitations thermiques sévères, lors d'incendies par exemple. Pour cela, de nombreux modèles sont développés dans un cadre de couplage thermo-hydro-mécanique (THM), pour prendre en compte les différents processus physico-chimiques et mécaniques mobilisés par ces sollicitations et conditionnant la stabilité du matériau béton.

Cependant, ces modélisations ne prennent souvent pas en compte explicitement la nature hétérogène du matériau. En effet, le béton est un matériau constitué d'inclusions noyées dans une matrice cimentaire pouvant être schématisée comme un milieu poreux ouvert partiellement saturé en eau. Les inclusions sont caractérisées par leurs natures minéralogiques, leurs morphologies et leurs tailles classées en fuseaux granulaires.

Cette hétérogénéité introduit une complexité supplémentaire : la nécessité de prendre en compte la microstructure pour quantifier l'effet de l'incompatibilité (thermique, hydrique et mécanique) inclusion-matrice sur le comportement THM du béton.

Ce travail constitue une première avancée dans ce sens. A ce titre, une modélisation élément fini multi-échelle tridimensionnelle (3D) est développée permettant d'affecter des comportements spécifiques à la matrice et aux inclusions. Pour la matrice, siège des transports de masse dans son réseau poreux connecté, une approche thermo-hydrique à trois fluides (eau, vapeur et air sec) est adoptée et est couplée à une loi de comportement poro-mécanique endommageable. Les inclusions (granulats) sont considérées hydriquement inertes, une approche thermo-mécanique avec endommagement est alors retenue.

Une analyse, par simulations numériques, des effets de la nature minéralogique des granulats (calcaires ou silico-calcaires) de leurs distributions et de leurs morphologies a été menée sur des configurations 2D et 3D. Les effets étudiés ont notamment concerné l'influence de ces paramètres sur les fluctuations locales des champs de température, de pression de gaz et d'endommagement au regard de la dispersion des mesures expérimentales. L'analyse est limitée à l'échelle mésoscopique, celle où les granulats de taille caractéristique supérieure à 5 mm sont considérés, le reste (stable et pâte de ciment) étant une matrice homogène.

Enfin, cette analyse a mis en évidence le besoin de mettre en œuvre une approche expérimentale cohérente avec une analyse multi-échelle, à la fois pour la ca-

ractérisation des propriétés (thermiques, hydriques et mécaniques) de chaque constituant et pour l'étude des évolutions des champs lors des changements d'échelles. Un protocole expérimental a été défini et des premiers résultats d'essais sont présentés et analysés au travers de résultats obtenus dans la partie modélisation.

Mots clés : *Modélisation multi-échelle, Couplage Thermo-Hydro-Mécanique, Milieu poreux, Hautes températures, Béton, Incompatibilité micro-structurale, Fissuration, Pression de pore, Essai.*

Abstract

The investigation of the behavior of heated concrete is a major research topic which concerns the assessment of safety level of structures when exposed to high temperatures, for instance during a fire. For this purpose, several modeling approaches were developed within thermo-hydro-mechanical (THM) frameworks in order to take into account the involved physico-chemical and mechanical processes that affect stability of heated concrete.

However, existing models often do not account explicitly for the heterogeneity of the material : concrete is a composite material that may be schematized as an assembly of inclusions (aggregates) embedded in a cementitious matrix (cement paste). This latter may be described as a partially saturated open porous medium. The aggregates are characterized by their mineralogical nature together with their morphology and size distribution.

The material heterogeneity bring an additional complexity : the need to take into account the microstructure in order to quantify the effect of matrix-inclusion thermal, hygral and mechanical incompatibilities on the THM behavior of concrete.

This work is a first step in this direction. For this purpose, a three-dimensional (3D) multi-scale finite element model is developed. It allows affecting specific behaviors to matrix and inclusions. For the former, where mass transports occur within the connected porous network, a three-fluids approach (liquid water, vapor and dry air) is adopted and is coupled to a poro-mechanical damage based approach. For inclusions (aggregates) no hygral component arises a pure thermo-mechanical model is considered.

The developed model is then used to investigate, either by 2D or 3D numerical simulations, effects of mineralogical nature, morphology and distribution of aggregates. Studied effects have mainly concerned the influence of these parameters on local fluctuations of simulated temperature, gas pressure and damage fields with regard to experimentally observed dispersion. The analysis is here limited to the mesoscale, at which only aggregates with a characteristic size above 5 *mm* are meshed while the remaining inclusions together with the cement paste are considered to be a homogeneous matrix.

Finally, the numerical analysis carries out the need to perform an experimental campaign that is consistent with a multi-scale approach of the THM behavior of concrete : an experimental campaign that allows to identify thermal, hygral and mechanical properties of each concrete constituent and that permit to assess evolution of fields during

upscaling. An experimental protocol is then elaborated for this purpose and some obtained results are presented and analyzed with regard to results obtained in the modeling part.

Key words : *Multi-scale modelling, Thermo-Hydro-Mechanical coupling, Porous medium, High temperatures, Concrete, Micro-structural incompatibility, Micro-cracking, Pore pressure, Experiment.*

Table des matières

Remerciements	3
Résumé	5
Abstract	7
Introduction	15
1 Etude bibliographique	19
1.1 Introduction	19
1.2 Généralités sur les bétons	20
1.2.1 Microstructure	21
1.2.2 Eau dans le béton	22
1.2.3 Porosité du béton	23
1.3 Transformations physico-chimiques des bétons sous l'effet d'un chauffage	24
1.4 Evolution des propriétés des bétons avec la température	24
1.4.1 Effets sur la microstructure du béton	24
1.4.1.1 Déshydratation	24
1.4.1.2 Evolution de la porosité	27
1.4.2 Evolution des propriétés de transfert	29
1.4.3 Evolution des propriétés thermiques des bétons avec la température	30
1.4.3.1 Conductivité thermique	31
1.4.3.2 Chaleur spécifique	31
1.4.3.3 Masse volumique	33
1.4.4 Evolution des propriétés mécaniques des bétons avec la température	34
1.4.4.1 Module d'élasticité à hautes températures	35
1.4.4.2 Résistance en compression à hautes températures	35

1.4.4.3	Résistance en traction à hautes températures	37
1.5	Déformation du béton à haute température	38
1.5.1	Déformation thermique libre du béton à hautes températures . .	39
1.5.1.1	Déformation thermique libre de la pâte de ciment . . .	39
1.5.1.2	Déformation thermique libre des granulats	40
1.5.1.3	Déformation thermique libre du béton	42
1.5.2	Déformation du fluage thermique transitoire	43
1.5.3	Incompatibilités de déformation	45
1.6	Processus de dégradation du béton à haute température	47
1.7	Limites des approches thermo-hydro-mécaniques à l'échelle macroscopique	49
1.8	Approches à l'échelle mésoscopique pour l'étude du béton à hautes températures	51
1.8.1	Modèle Béton Numérique de Mounajed et al. [101]	51
1.8.2	Contributions micromécaniques de Grondin et al. [55]	53
1.8.3	Modèle Béton Numérique de Delft-TNO [25]	55
1.8.4	Approche thermo-mécanique mésoscopique de La-Borderie et al. [70]	56
1.8.5	Approche thermo-mécanique mésoscopique de De-Sa et al. [32] .	57
1.9	Conclusions	59
2	Modélisation du comportement Thermo-Hydro-Mécanique à l'échelle mésoscopique	61
2.1	Introduction	61
2.2	Modélisation thermo-hydrique à l'échelle mésoscopique	63
2.2.1	Modélisation thermo-hydrique de la matrice	64
2.2.1.1	Équations de conservation	64
2.2.1.2	Équations constitutives	67
2.2.2	Modélisation thermique des inclusions	69
2.2.3	Conditions aux limites	70
2.2.4	Modèle élément fini	71
2.2.4.1	Discrétisation spatio-temporelle	71
2.2.4.2	Conditions aux limites de convection de masse linéarisées	74
2.3	Modélisation mécanique à l'échelle mésoscopique	76
2.3.1	Comportement du béton à haute température	76
2.3.2	Equations constitutives	77
2.3.2.1	Dilatation et retrait	79

2.3.2.2	Fluage thermique transitoire	81
2.3.2.3	Endommagements	82
2.3.3	Equation d'équilibre	87
2.3.4	Conditions aux limites	87
2.3.5	Modèle élément fini	88
2.3.5.1	Résolution globale	88
2.3.5.2	Résolution locale	89
2.4	Conclusions	91
3	Etude numérique paramétrique	93
3.1	Introduction	93
3.2	Caractéristiques des composantes du béton	93
3.3	Analyse préliminaire	95
3.4	Modélisation bi-dimensionnelle à l'échelle mésoscopique	97
3.4.1	Configuration d'étude	97
3.4.2	Maillage du béton	98
3.4.3	Condition initiale et condition aux limites	99
3.4.4	Dispositif de mesure de pression et de température	100
3.4.5	Résultats et analyse	101
3.4.5.1	Perte de masse globale	102
3.4.5.2	Température	103
3.4.5.3	Pression de gaz	105
3.4.5.4	Endommagement et déformation des éprouvettes	112
3.5	Modélisation mésoscopique tri-dimensionnelle	116
3.5.1	Configuration d'étude	116
3.5.2	Résultats et analyse	117
3.5.2.1	Perte de masse globale	118
3.5.2.2	Température	119
3.5.2.3	Pression de gaz	121
3.5.3	Endommagement du VER	124
3.6	Conclusions	125
4	Analyse d'un essai PTM - Confrontation entre approche macroscopique et mésoscopique	127
4.1	Introduction	127

4.2	Configuration d'essai étudiée	128
4.3	Caractéristiques du béton et de ses constituants	129
4.4	Simulations numériques	132
4.4.1	Domaine étudié	132
4.4.2	Maillage	133
4.4.3	Conditions initiales et aux limites	134
4.5	Confrontation des résultats de simulations et comparaison avec les essais	135
4.5.1	Perte de masse globale	136
4.5.2	Température	137
4.5.2.1	Iso-valeurs de la température	137
4.5.2.2	Evolution de la température en fonction du temps à différentes positions	138
4.5.3	Pression de gaz	139
4.5.3.1	Iso-valeurs de la pression de gaz	139
4.5.3.2	Evolution de la pression de gaz en fonction de l'épaisseur à différents instants	142
4.5.3.3	Evolution de la pression de gaz en fonction du temps à différentes positions	144
4.5.4	Endommagement	148
4.6	Morphologie réelle vs. morphologie idéalisée	151
4.7	Conclusions	152
5	Programme expérimental pour l'étude multi-échelle des bétons à haute température	155
5.1	Introduction	155
5.2	Matériel expérimental	156
5.2.1	Dispositif expérimental	156
5.2.2	Implantation des sondes dans l'éprouvette	157
5.2.3	Description des sondes	157
5.3	Formulation des bétons et mortier	159
5.4	Confection, conservation et état hydrique des corps d'épreuve avant essai	161
5.4.1	Confection des corps d'épreuve	161
5.4.2	Conservation et état hydrique initial des corps d'épreuve	161
5.5	Résistance à la compression à 28 jours	164
5.6	Sollicitations thermiques	164
5.7	Résultats et discussions	166

5.7.1	Chauffage $1^{\circ}C/min$	166
5.7.1.1	Température	166
5.7.1.2	Perte de masse	168
5.7.1.3	Pression	168
5.7.2	Chauffage $5^{\circ}C/min$	174
5.7.2.1	Température	174
5.7.2.2	Perte de masse	174
5.7.2.3	Pression	179
5.8	Conclusions	182
Conclusions et Perspectives		185
A Opérateurs du modèle thermo-hydro-mécanique		191
B Algorithme de résolution du modèle thermo-hydrique		195
C Algorithme de résolution du modèle mécanique		197
D Homogénéisation des paramètres du modèle THM		199
E Paramètres caractéristiques du comportement thermo-hydrique		203

Introduction

Le matériau béton est un milieu poreux ouvert partiellement saturé en eau dont la microstructure présente un caractère aléatoire et fortement hétérogène à différentes échelles d'observation : du nanomètre (échelle des composants de base de la pâte de ciment) au centimètre (échelle représentative des gros granulats). Ce matériau est de plus en plus utilisé dans pratiquement tous les domaines de l'ingénierie civile (bâtiment, tunnel, plates formes pétrolières, centrales nucléaires, sites de stockage, . . .) qui peuvent être exposées à de hautes températures ou au feu. Par exemple, dans les années récentes, il y a eu souvent des incendies dans les tunnels comme : le tunnel sous la Manche en 1996 et en 2008, le tunnel Mont-Blanc en 1999, le tunnel Gothard en 2001, . . . qui causent des conséquences très graves en termes de pertes humaines et économiques. En effet, lorsque le béton est soumis à une élévation de température, le matériau est le siège de nombreux processus physiques couplés : le gonflement des agrégats, le retrait de la pâte de ciment, la transformation chimique de la pâte de ciment (déshydratation, séchage, retrait), l'incompatibilité de comportement entre agrégats et pâte de ciment, la fissuration, le fluage de dessiccation et de déshydratation, . . . Tous ces processus-là ont une influence directe sur la durabilité du béton : une dégradation des propriétés mécaniques du matériau en résulte.

Plusieurs équipes expérimentales de différents pays se sont donc investies dans la réalisation des essais sur le béton à hautes températures. Nous pouvons citer par exemple certains organismes français : CSTB [64, 99, 36], CEA [115], CERIB [33], L2MGC de l'U. Cergy [66], INSA de Lyon [106, 71], . . . Ces essais sont très importants pour améliorer la connaissance du comportement thermo-hydro-mécaniques (THM) du béton à haute température. Mais ils sont souvent difficiles à interpréter notamment en ce qui concerne les pressions et la fissuration, à cause de la taille de la structure [115] ou de la complexité des mesures à haute température. Par exemple, Mindeguia et al. [99, 96] et Kalifa et al. [64] ont observé pour des configurations d'essais similaires une variabilité importante des mesures des pressions de pores ainsi qu'une occurrence aléatoire des instabilités thermiques (écaillage). Ainsi, ces observations expérimentales ont besoin d'être adossées à des approches de modélisation pour élaborer des outils-modèles permettant d'une part d'accompagner l'interprétation des résultats expérimentaux et d'autre part de généraliser l'étude à des configurations plus complexes.

De nombreux travaux, citons par exemple : Scheffler et al. [46, 47], Meftah et al. [1, 2, 90], Mounajed et al. [101, 107], ont été dédiés à la modélisation thermo-hydro-

mécaniques à l'échelle macroscopique en assimilant le béton à un milieu poreux homogène équivalent. Les modèles développés sont à trois fluides en milieu poreux partiellement saturé, qui prend en compte le comportement thermo-hydrique transitoire, la pression de pore, la déshydratation, . . . Ces modélisations sont bien adaptées pour le comportement "macroscopique moyen" du béton à haute température. Cependant, ces modélisations ne permettent pas de prendre en compte certains phénomènes locaux comme les incompatibilités thermo-hydriques entre la pâte de ciment et les granulats, ou encore le rôle de la morphologie et du type de granulats sur le comportement du béton à haute température. De plus ces modèles ne permettent pas non plus d'expliquer la variabilité des champs de pression ou de l'instabilité constatées lors des essais menés par Mindeguia et al. [99, 96] et Kalifa et al. [64].

Comme première approche pour la prise en compte des incompatibilités précédemment citées, des approches de modélisation thermo-mécanique à l'échelle mésoscopique ont été proposées [100, 56, 55, 32]. Une telle démarche ne peut être suffisante pour l'étude du comportement du béton à haute température car elle occulte la nature hydrique du comportement.

Ainsi, la présente étude a pour objectif d'intégrer également cette dimension hydrique au travers d'une approche thermo-hydro-mécanique (THM) du matériau à son échelle mésoscopique. En particulier, il s'agit de développer un outil numérique robuste qui vise à mettre en évidence les effets de la morphologie, de la distribution et de la nature des granulats sur le comportement local et global du complexe matrice – granulats. Cette influence sera qualifiée à partir de l'analyse des champs de température, de pression de pores, de contrainte et d'endommagement aussi bien en termes de variation dans le temps que de fluctuation spatiale. L'analyse se fera sur la base d'une modélisation tridimensionnelle et de sa confrontation avec une approche bidimensionnelle.

Dans un premier temps, nous avons fait une synthèse bibliographique sur les évolutions des caractéristiques thermiques, hydriques et mécaniques du béton et de ses constituants avec la température ainsi que les processus de dégradation du béton à haute température. Une présentation des différentes approches macro et mésoscopiques dans la littérature a été faite afin de positionner notre travail. Toute cette partie d'étude est présentée dans le premier chapitre de ce mémoire de thèse.

Nous avons ensuite développé un outil numérique qui permet de décrire le comportement thermo-hydro-mécanique du béton à l'échelle mésoscopique et aussi macroscopique. Sachant que l'échelle mésoscopique considérée dans ce travail correspond à l'échelle à partir de laquelle les inclusions de taille caractéristique inférieure à 5 mm (gravillons, sable, fines, . . .) et la pâte de ciment hydraté peuvent être considérées comme une matrice homogène (mortier) dans laquelle sont enchâssés les gros granulats (de taille caractéristique supérieure au seuil de 5 mm). Pour cela, nous nous sommes basés sur l'approche THM de Scheffler et al. [46, 47, 30] pour écrire un modèle élément fini et puis l'implanter dans le code aux éléments finis Cast3M. Cet outil a été validé d'abord à l'échelle macroscopique [76, 77, 24]. La présentation du modèle THM est détaillée dans le deuxième chapitre.

Le troisième chapitre, constitué de deux parties, est consacré à l'application de l'ou-

til numérique développé à la simulation bi et tridimensionnelle à l'échelle mésoscopique du comportement THM du béton à haute température. La première partie du chapitre est dédiée à l'identification du rôle joué par la morphologie et la distribution des granulats sur la distribution des champs thermiques, hydriques et mécaniques et sur la propagation et la percolation des microfissures dans le béton. Pour cela, nous avons généré des maillages de volumes élémentaires représentatives (VER) du béton en prenant en compte la forme exacte des granulats en se basant sur des images numérisées des éprouvettes en béton. Pour étudier l'influence de la morphologie, on construit deux classes de maillages, un maillage idéalisé, à inclusions cylindriques, à partir du maillage avec morphologie en conservant la position du centre et l'aire de chaque granulats.

Dans la deuxième partie du chapitre 3, la simulation du comportement THM du béton à haute température est étendue au cas tridimensionnel mésoscopique. L'objectif est de mettre en évidence en plus de l'influence des granulats sur la stabilité des structures en béton et d'analyser l'effet tridimensionnel en comparant avec la simulation bidimensionnelle. Pour cela, nous avons généré de façon aléatoire un maillage tridimensionnel d'un VER du béton. Les granulats ont de formes idéales (sphère) et de différentes tailles dans le maillage. Les résultats des simulations tridimensionnelles sont discutés, analysés et confrontés aux résultats des simulations bidimensionnelles.

L'objectif du quatrième chapitre est d'une part de valider le modèle THM aux deux échelles étudiées (macroscopique et mésoscopique) en comparant les résultats numériques avec les résultats expérimentaux et d'autre part d'analyser le rôle de la microstructure sur le comportement du béton à haute température. Pour cela, nous avons modélisé un essai à l'échelle mésoscopique et macroscopique. Nous avons confronté des résultats des champs thermiques, hydriques et mécaniques des simulations à différentes échelles avec de l'essai.

Le dernier chapitre, nous avons présenté des essais sur des éprouvettes chauffées avec la vitesse de $1^{\circ}C/\text{min}$ et $5^{\circ}C/\text{min}$ à une surface jusqu'à $400^{\circ}C$ et puis stabiliser à cette température jusqu'à l'équilibre de masse. L'objectif est de valider encore une fois du comportement du béton à l'échelle mésoscopique obtenu par des simulations numériques dans les parties précédentes. Pour cela, nous avons mise en œuvre un programme expérimental en adoptant deux formulations des bétons de base dans les travaux de Mindeguia et al. [99, 96] et un matériau mortier qui a la même formulation avec le mortier de deux bétons.

1.1 Introduction

Le matériau béton est un milieu poreux ouvert partiellement saturé en eau. C'est un milieu dont la microstructure présente un caractère aléatoire et fortement hétérogène à différentes échelles d'observation : du nanomètre (échelle des composants de base de la pâte de ciment) au centimètre (échelle représentative des gros granulats).

Lorsqu'il est soumis à une élévation de température, le matériau est le siège de nombreux processus physiques couplés qui ont une influence directe sur l'évolution de ses propriétés mécaniques et plus particulièrement sur sa fissuration.

L'étude de son comportement à haute température nécessite une connaissance des principales modifications physico-chimiques de ses composants en allant de la microstructure jusqu'aux propriétés macroscopiques.

Pour comprendre le comportement de ce matériau à haute température, il est nécessaire de connaître les principales modifications physico-chimiques que subissent ses composants (la matrice cimentaire et les granulats). L'interface pâte/granulats est plus ou moins affectée selon la nature du ciment et des granulats.

Ce chapitre décrit les principaux éléments du comportement thermique, hydrique et mécanique du béton à haute température. On commence par une synthèse bibliographique sur les évolutions des caractéristiques thermiques, hydriques et mécaniques de bétons avec la température. On présente ensuite les processus de dégradation du béton à haute température et les limites des approches macroscopiques. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse des différentes approches mésoscopiques à haute température disponibles dans la littérature.

Avant de traiter chaque partie de ce chapitre, nous rappellerons brièvement la composition chimique et la structure physique du béton et de ses composants.

1.2 Généralités sur les bétons

Le béton est un matériau hétérogène à différentes échelles d'observation. Cette hétérogénéité est le résultat de la variabilité de la nature minéralogique des granulats ainsi que de la diversité des constituants issus de l'hydratation de la pâte cimentaire. De manière générale, le matériau béton peut être schématisé comme un matériau composite dans lequel on distingue deux phases : une matrice (pâte de ciment durcie) dans laquelle sont enchâssées des inclusions granulaires (agrégats, sable, fines) ou autres (fibres).

Le béton est obtenu à la suite du mélange d'au moins trois composants [8, 7] :

- **Le ciment** : Le ciment généralement utilisé dans le génie civil est le ciment "Portland". Ce ciment est composé :
 - de clinker, obtenu dans les fours à ciment après la cuisson à haute température ($1450^{\circ}C$) d'un mélange finement broyé de calcaire et d'argile,
 - de gypse ($CaSO_4 \cdot 2H_2O$), ajouté au ciment afin d'éviter le phénomène de "fausse prise" grâce à la formation d'un écran momentané de cristaux d'ettringite,
 - d'ajouts éventuels, afin de remplacer une partie du ciment. On peut citer les laitiers de haut fourneau, les cendres volantes, les pouzzolanes naturelles ou artificielles, les fillers calcaires, etc.
- **Les granulats** : Les granulats utilisés pour la fabrication du béton sont généralement d'origine naturelle. Ils proviennent essentiellement de roches sédimentaires siliceuses ou calcaires, de roches métamorphiques telles que les quartz et quartzites, ou de roches éruptives telles que les basaltes, les granites ou les porphyres. Indépendamment de leur nature, les granulats peuvent être alluvionnaires (dits granulats roulés) ou de carrière (dits granulats concassés). Dans les bétons courants, les granulats utilisés doivent avoir une bonne résistance mécanique et leur courbe granulométrique doit être optimisée afin de remplir le plus grand nombre de vides dans le béton. C'est la raison pour laquelle on utilise plusieurs classes granulaires dans un même béton : depuis le sable ($0/4\text{ mm}$), en passant par les gravillons ($4/32\text{ mm}$) jusqu'aux graves ($> 32\text{ mm}$).
- **L'eau** : L'eau permet d'activer la réaction d'hydratation du ciment anhydre et donner une pâte cimentaire durcie. La quantité d'eau initiale est un paramètre de formulation qui conditionne les propriétés mécaniques (résistance, raideur,...) et de transfert (porosité, perméabilité,...). Ce paramètre est donné par le rapport massique de la quantité d'eau à celle de ciment, noté E/C . Ce rapport affecte également la saturation initiale du matériau : eau disponible dans le réseau poreux après hydratation.
- D'autres composants peuvent être ajoutés au béton de base : fumée de silice, adjuvants (superplastifiant, retardateur ou accélérateur de prise, entraîneur d'air), fibres (métalliques, polypropylène), etc. Ces produits sont nécessaires à la fabrication des bétons aux performances (à l'état frais et/ou durci) élevées.

1.2.1 Microstructure

L'hydratation du ciment donne lieu à des produits hydratés poreux et solides dont les constituants principaux sont les silicates de calcium hydratés C-S-H appelés aussi gel CSH, la portlandite $Ca(OH)_2$, les aluminates de calcium et les sulfo-aluminates de calcium hydratés.

Une fois durci, le béton peut être vu comme un matériau hétérogène, composée des phases suivantes :

- **La pâte de ciment durcie (pcd)** : pour un ciment donné, les quantités formées de C-S-H et de portlandite dépendent du rapport E/C et du temps de prise. Pour un béton ordinaire, la pcd est généralement composée de 50 à 70% de C-S-H. La portlandite représente environ 25% de la pcd. Le C-S-H est l'hydrate qui participe le plus aux performances mécaniques de la pcd. Feldman et Sereda proposent un modèle de la microstructure du gel CSH donné par la figure 1.1. Dans ce modèle, le gel CSH est présenté comme des feuillets solides avec de l'eau en état d'adsorption libre ou empêchée dans l'espace interfoliaire. De la même façon, dans le modèle de Munich 1976 cité par [44] (Fig. 1.2), un schéma similaire est introduit pour représenter l'interaction fluide-solide dans le gel CSH et expliquer les variations dimensionnelles provoquées par la pression de disjonction [37].

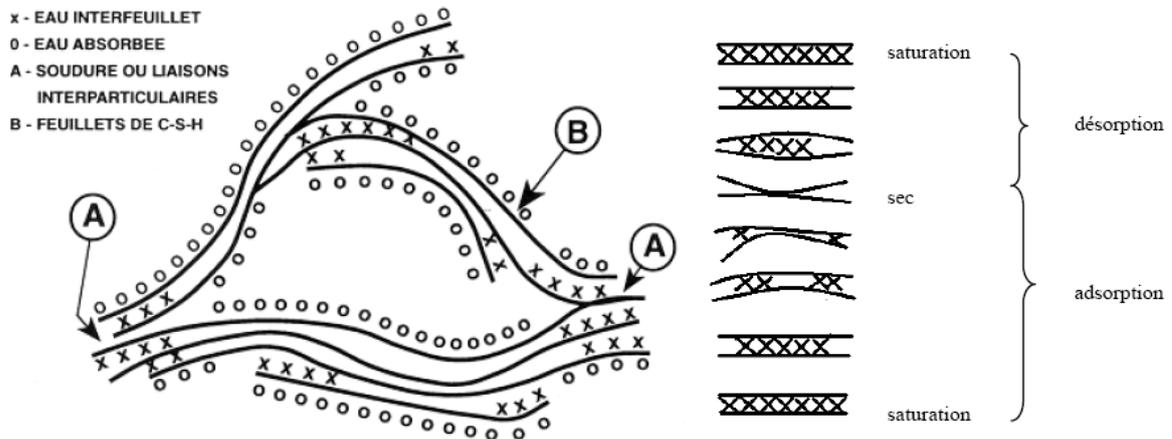


Figure 1.1 — Microstructure des C-S-H et interaction avec la phase aqueuse (Modèle de Feldman et Sereda [37]).

- **Les granulats** : les granulats constituent une phase généralement inerte au sens où ils ne participent pas à la réaction d'hydratation du ciment. Néanmoins, certaines interactions chimiques avec la pâte de ciment peuvent être préjudiciables pour le béton comme la réaction alcali-granat. Les granulats participent grandement à la résistance mécanique du béton et leur concentration s'étend de 50% (béton autoplaçant) à 80% (béton ordinaire) du volume total du béton.
- **L'interface pâte / granulat** : la zone à l'interface entre la pâte de ciment

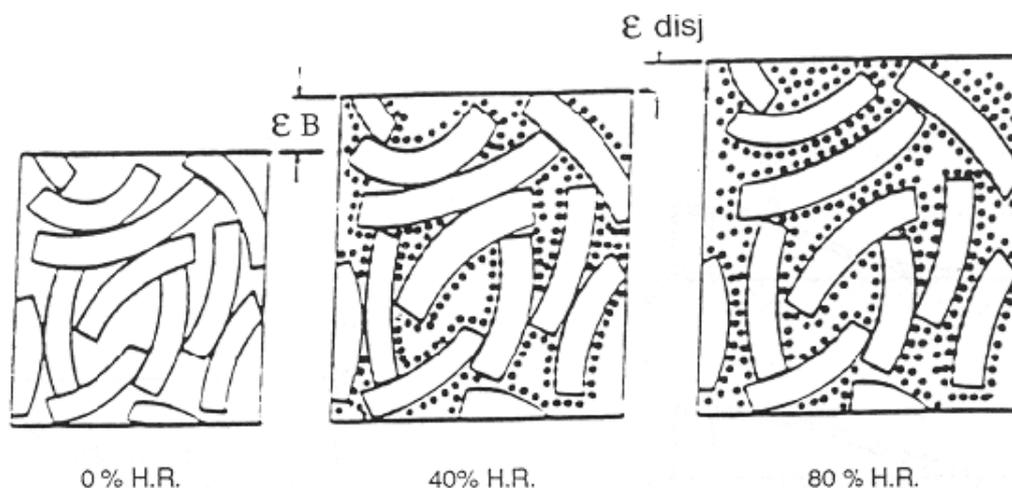


Figure 1.2 — Gonflement du gel CSH en trois différents états d'humidité (Modèle de Munich 1976 [44]).

durcie et les granulats est une zone où l'hydratation est particulière du fait d'un excès local d'eau. Dans le cas de granulats peu poreux (granulats siliceux), cette zone présente une faible cohésion et par conséquent une moins bonne résistance mécanique que la pâte de ciment durcie. Cela constitue un point faible pour des bétons soumis à une sollicitation mécanique et/ou thermique.

1.2.2 Eau dans le béton

L'eau dans le béton se présente sous des formes différentes : l'eau libre, capillaire, adsorbée à la surface des constituants solides, chimiquement liée aux hydrates du ciment. Dans le béton, presque la moitié de l'eau de gâchage est consommée par les réactions d'hydratation, environ 40% se trouve dans les pores des hydrates, 10% se loge dans les vides présents dans la matrice.

- **Eau chimiquement liée** : Cette eau s'est combinée avec d'autres espèces durant l'hydratation des grains de ciment pour former les hydrates.
- **Eau adsorbée** : Cette forme d'eau est liée à la surface des pores solides sous l'action de forces intermoléculaires de Van Der Waals et de forces électrostatiques, on parle alors d'adsorption. Les forces d'adsorption décroissent à mesure que l'on s'éloigne du solide.
- **Eau libre et capillaire** : Il s'agit de la forme condensée d'eau qui remplit le volume poreux dans les zones qui ne sont pas sous l'influence des forces d'adsorption. Cette forme d'eau peut être en équilibre avec la phase gazeuse par l'intermédiaire de surfaces planes ou de ménisques.

En plus de cette classification, une distinction peut être faite entre :

- Eau "évaporable" : essentiellement l'eau libre et l'eau adsorbée la moins liée,
- Eau "non évaporable" : l'eau adsorbée la plus liée (et en particulier l'eau inter-

feuillelet) et l'eau chimiquement liée. Le départ de cette eau nécessite un maintien du béton à haute température.

La présence de l'eau, sous toutes ses différentes formes, détermine une grande partie des propriétés du béton. La teneur en eau est un paramètre déterminant du comportement en température du béton en agissant sur les différents processus thermiques (évaporation/condensation, convection), hydriques (transport de masse dans le réseau poreux) et mécanique (pression de pore).

1.2.3 Porosité du béton

Les pores présents dans le béton ont une géométrie complexe et des dimensions très variables. Le gel CSH étant lui-même une structure poreuse à une échelle plus petite que celle des vides de la pâte de ciment, les tailles des pores varient de l'échelle des nanomètres à l'échelle des millimètres [22].

Pores capillaires : ce sont les vides des espaces intergranulaires de la pâte. Ils sont formés durant la structuration de la pâte de ciment. Ils peuvent être ou non remplis d'eau et leur volume décroît au cours de l'hydratation pour un rapport E/C donné. Leur diamètre s'échelonne entre 10 nm et 1 μm (Fig. 1.3). Plus E/C est faible et plus les dimensions et le nombre des pores capillaires sont faibles.

Pores des hydrates : ces pores sont généralement des caractéristiques intrinsèques aux hydrates et leur dimension et leur nombre ne dépendent pas du rapport E/C . Concernant le gel CSH, l'espace poreux est constitué des pores inter-lamellaires situés entre les particules de gel (diamètre d'une dizaine d'Angströms) et les pores inter-feuillets situés à l'intérieur même des particules de gel qui sont extrêmement étroits (diamètre de quelques Angströms).

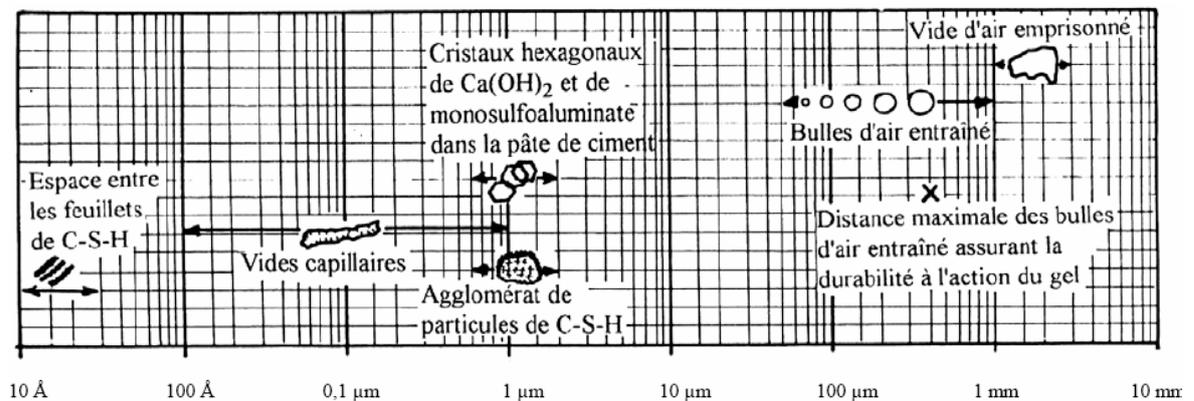


Figure 1.3 — Les différentes formes de porosité dans la pâte de ciment durcie [92].

Le réseau poreux du béton est également constitué :

- des vides d'air emprisonnés : d'un diamètre de l'ordre du micromètre, leur

présence peut être due au malaxage du béton frais ou intentionnellement recherchée par l'ajout d'entraîneur d'air.

- des fissures : de quelques dizaines de micromètres (microfissures) jusqu'au millimètre (macrofissures), les fissures peuvent avoir des origines très différentes (retraits, réactions chimiques, dilatations différentielles internes, sollicitations mécaniques, ...).

1.3 Transformations physico-chimiques des bétons sous l'effet d'un chauffage

L'augmentation de la température au sein du béton va induire une décomposition chimique du gel CSH et une perte de l'eau libre, adsorbée et chimiquement liée. Ces processus vont engendrer des modifications importantes au niveau de la microstructure de la pâte de ciment (liaisons chimiques, forces de cohésion, porosité et distribution de la taille des pores). L'étude des résultats d'analyses thermiques différentielles (ATD) et d'analyses thermo gravimétriques (ATG) permet de détecter l'apparition de transformations chimiques se produisant au sein du béton porté à des températures élevées, et de suivre leurs progressions. Ces analyses montrent que des granulats généralement utilisés pour la fabrication des bétons sont relativement stables jusqu'à 500°C [39, 96].

Plusieurs auteurs (Harmathy [60], Noumowé [106], Alarcon-Ruiz [3], Taylor [124], Ye et al. [134], Sabeur et al. [118],...) ont présenté les résultats de ce type d'analyses ATD et ATG réalisées sous diverses conditions. Les principales modifications physico-chimiques du béton retirées à partir de ces résultats lors d'une augmentation de la température sont résumées dans le tableau 1.1

1.4 Evolution des propriétés des bétons avec la température

L'élévation de la température entraîne une déshydratation des C-S-H, une perte de masse, une évolution de la microstructure ainsi que des changements des propriétés mécaniques, thermiques et de transport.

1.4.1 Effets sur la microstructure du béton

1.4.1.1 Déshydratation

Le processus de la déshydratation de la pâte de ciment se traduit par la perte d'eau par décomposition des C-S-H à partir de 105°C , et de la Portlandite dans l'intervalle $[450 - 550^{\circ}\text{C}]$. En effet, la déshydratation transforme les hydrates en anhydres dont le volume est inférieur à celui des hydrates de départ, ce qui induit une augmentation de la porosité du béton et donc une diminution de sa rigidité et de sa raideur. La

20°C – 105°C	Départ de l'eau libre.
105°C – 450°C	L'eau non liée complètement éliminée à 120°C. 80°C – 150°C : déshydratation de l'étringite. 150 – 170°C : décomposition du gypse. Fusion des fibres polypropylène à 171°C, pour le béton à fibres. 1 ^{ère} étape de la déshydratation avec rupture du gel CSH.
450°C – 550°C	Décomposition de la Portlandite en eau et chaux libre.
550°C – 600°C	Quartz- α se transforme en quartz- β dans les agrégats. Cette réaction s'accompagne d'un gonflement.
600°C – 700°C	2 ^{ème} étape de déshydratation des CSH : une nouvelle forme de silicates bicalciques se produit. Fissuration du CSH et formation du $\beta - C_2S$. Nouvelle phase d'évacuation de l'eau chimiquement liée.
700°C – ...	Décomposition du carbonate de calcium : réaction fortement endothermique libérant du CO ₂ .
1200°C – ...	Fusion des agrégats et de la pâte de ciment, destruction complète du béton.

Tableau 1.1 — Transformations physico-chimiques principales dues à la température du béton.

production de l'eau par déshydratation, la consommation d'énergie et l'augmentation de la porosité forment alors les principaux effets de la déshydratation sur le béton. La figure 1.4 montre les zones principales de déshydratation d'une pâte de ciment selon les analyses ATG et ATD.

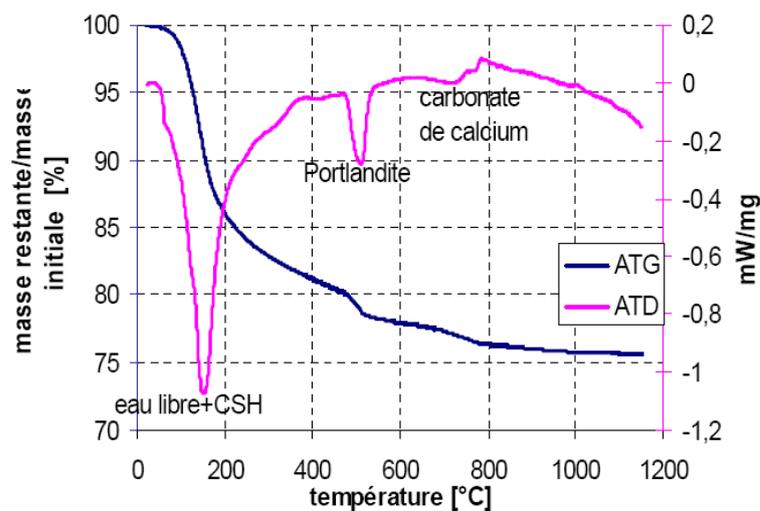


Figure 1.4 — Evolution de la masse de la pâte de ciment (courbes ATG / ATD) montrant les zones principales de déshydratation [118].

Selon Bazant et Kaplan [9], la quantité d'eau libérée par déshydratation dépend de la quantité d'eau hydratée avant le chauffage qui dépend elle-même du degré d'hydratation

du liant hydraulique. Ce dernier dépend de l'âge du béton ainsi que de son histoire en température et en teneur en eau.

Harmathy et Allen [61] ont montré expérimentalement que la masse d'eau libérée par déshydratation par unité de volume à une température donnée, est proportionnelle à la masse d'eau contenue dans les hydrates à la température de 105°C .

Ainsi, Gawin et al. [45] proposent une équation de la masse de déshydratation en fonction de la masse de ciment par m^3 de béton c , d'un facteur tenant compte de l'âge du béton f_{age} , d'un autre facteur stœchiométrique $f_{stechio}$ et d'une fonction de déshydratation déterminée expérimentalement $f(T)$:

$$m_{dehy}(T) = cf_{age}f_{stechio}f(T) \quad (1.1)$$

La figure 1.5 présente la fonction de déshydratation $f(T)$ pour un béton ordinaire selon Gawin et al. [45].

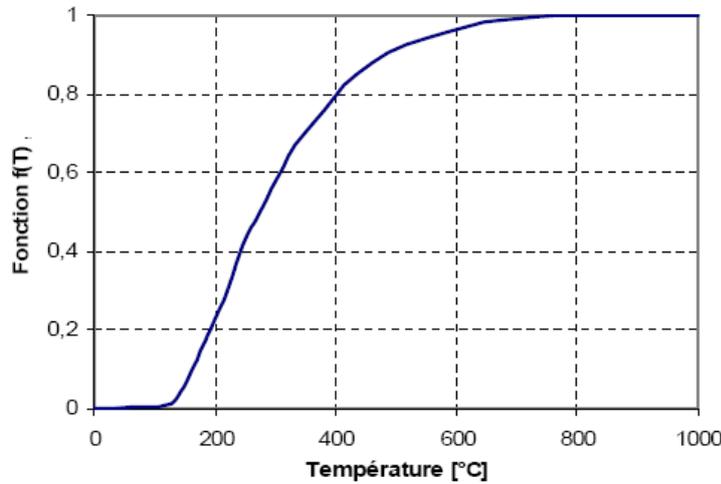


Figure 1.5 — Fonction de déshydratation pour un béton ordinaire [45].

Feraille-Fresnet [38] a montré, avec ses travaux expérimentaux sur des pâtes de ciment, l'existence d'une cinétique chimique pour le phénomène de la déshydratation. Elle a proposé la relation suivante :

$$\dot{m}_{dehy} = -\frac{1}{\tau} (m_{dehyd}(T) - m_{eq}(T)) \quad (1.2)$$

où τ est le temps caractéristique et $m_{eq}(T)$ est la masse d'eau à l'équilibre mesurée durant les essais thermo-gravimétriques.

D'autres études expérimentales ont porté sur des essais de perte de masse de la pâte de ciment. Pasquero [109] et Sabeur [118] ont réalisé des essais avec des

montées en température à faible vitesse ($0.2^{\circ}\text{C}/\text{min}$), interrompus par des paliers de température pendant lesquels la température restait constante. Sabeur a déduit un temps caractéristique de $4h$ pour le palier à 150°C (justifié selon Sabeur par les doubles réactions : élimination de l'eau libre par vaporisation et décomposition des C-S-H par déshydratation). Un temps caractéristique de $2h$ pour les autres paliers jusqu'à la température de 400°C .

1.4.1.2 Evolution de la porosité

Quand le béton est soumis à des températures élevées, les changements physiques et chimiques se produisant au sein des phases solides, engendrent des changements dans la porosité totale et également dans la distribution de tailles des pores.

Le travail expérimental concernant l'évolution de la porosité a été réalisé par Hager [44] sur des BHP : M100C, M75SC, M75C et un BO : M30C. La technique de porosité au mercure a été utilisée pour identifier la distribution volumique cumulée de rayon de pores (Fig. 1.6). L'analyse de la figure 1.6 montre qu'après avoir été soumis à de hautes températures, le béton présente une augmentation significative (environ quatre fois) de la porosité totale et des dimensions des pores. Selon Hager, la déshydratation du gel CSH, les contraintes thermiques et l'incompatibilité entre le retrait de la pâte et la dilatation des granulats sont les causes principales de cette augmentation de porosité.

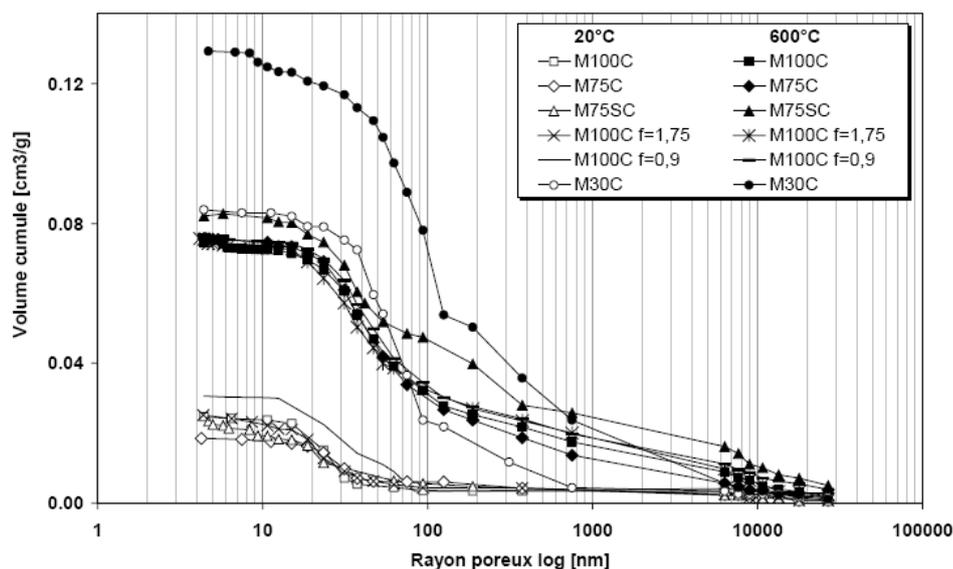


Figure 1.6 — Comparaison de la distribution du volume cumulé en fonction du rayon d'accès des pores pour différents bétons avant et après chauffage à 600°C [44].

Les phénomènes dans le réseau poreux qu'on observe sur la figure 1.6 sont liés à la température maximale atteinte. A des températures peu élevées, jusqu'à environ 300°C , la variation des pores est due à la décomposition de la pâte de ciment suite

à la déshydratation. Au-delà de cette température, et en particulier lorsqu'on dépasse 550°C , le changement de porosité est lié aussi à la désintégration des agrégats calcaires. La porosité est aussi affectée par le changement de volume : en général, on peut observer une expansion de la pâte de ciment entre $20 - 200^{\circ}\text{C}$. Au delà de 200°C on observe une expansion des granulats limitée par le retrait de la pâte de ciment.

La figure 1.7 présente un exemple d'évolution de la porosité totale de différents bétons mesurée par la technique de porosité à l'eau en fonction de la température [96].

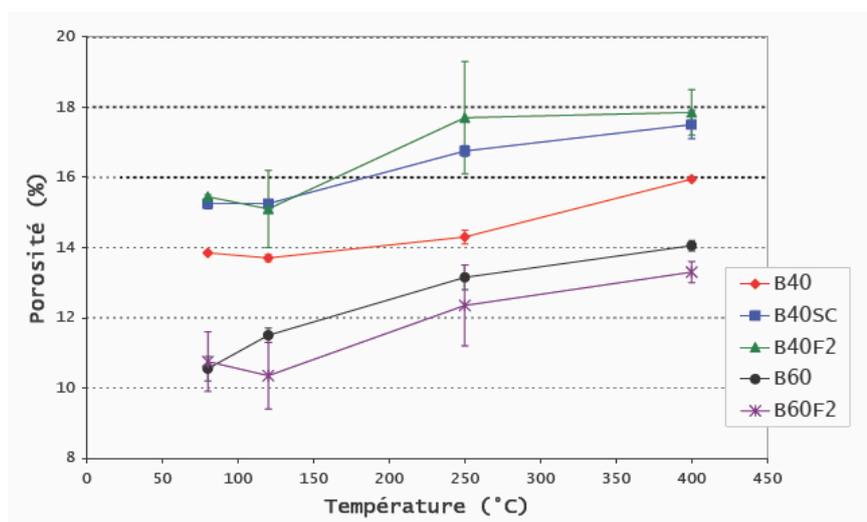


Figure 1.7 — Evolution de la porosité à l'eau des bétons en fonction de la température [96].

Pour tous les bétons, nous observons une faible augmentation de la porosité avec l'élévation de la température. Cette faible augmentation peut être le résultat de deux processus concomitants : d'un côté, le départ d'eau (eau libre et une partie de l'eau liée) augmente le volume poreux du matériau tandis que la déshydratation des C-S-H s'accompagne d'un resserrement des feuilletés des hydrates qui tend à densifier le matériau et à réduire par conséquent le volume poreux. A partir de 250°C , l'augmentation de la porosité est plus nette du fait de l'apparition de microfissures dans la matrice. Ces microfissures peuvent avoir pour origine la déshydratation de la pâte, les incompatibilités de déformation pâte / granulat et les contraintes thermomécaniques (reliées aux gradients thermiques).

La figure 1.8 présente la distribution porosimétrique d'un mortier en distinguant le réseau poreux lié à la pâte de ciment et celui lié à l'interface pâte / granulat. Jusqu'à 450°C , la distribution porosimétrique de la pâte évolue peu. A partir de 450°C , le système poreux se déplace légèrement vers les plus gros pores. En revanche, le système poreux lié à l'interface pâte / granulat subit des modifications importantes, et ceci dès 150°C . Le déplacement du système poreux du béton vers les plus gros pores semble donc essentiellement lié aux incompatibilités de déformation entre la pâte et le granulat selon Alonso et al. [4].

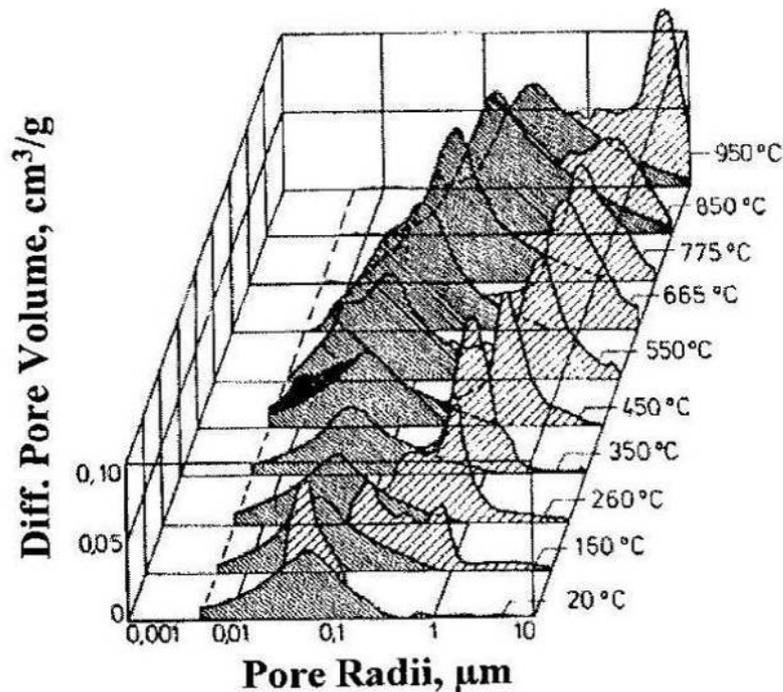


Figure 1.8 — Evolution de la distribution porosimétrique d'un mortier selon [4]. Distinction entre la pâte de ciment durcie (zones sombres) et l'interface pâte / granulat (zones hachurées).

1.4.2 Evolution des propriétés de transfert

Le béton est un matériau poreux à perméabilité relativement faible : d'une perméabilité intrinsèque de l'ordre de $10^{-15} m^2$ pour un béton ordinaire et à $10^{-17} m^2$ pour les bétons à hautes performances. Sous l'effet du chauffage et des phénomènes engagés (transformations physico-chimiques, dilatation thermique des phases), la perméabilité du béton évolue avec l'élévation de la température.

L'augmentation de la perméabilité du matériau avec l'élévation de la température peut être attribuée :

- au départ de l'eau capillaire par séchage, libérant ainsi le passage du fluide percolant,
- au déplacement du spectre porosimétrique du béton vers les plus gros pores,
- à la micro-fissuration de la matrice à cause de la déshydratation des C-S-H,
- à la micro-fissuration de l'interface pâte / granulats due à l'incompatibilité de déformation entre la pcd et les granulats.
- à l'endommagement thermomécanique dû aux gradients thermiques (particulièrement important lors d'un chauffage rapide comme un incendie), la perméabilité du béton augmente fortement, facilitant ainsi le mouvement des fluides.

La figure 1.9 présente un exemple des évolutions de la perméabilité au gaz des

bétons mesurées par Mindeguia [96] grâce à un perméamètre à charge constante de type “CEMBUREAU”.

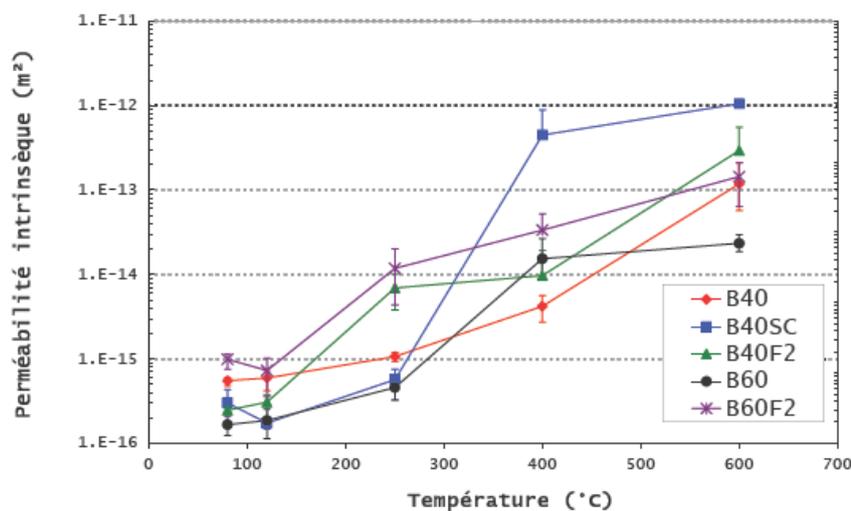


Figure 1.9 — Evolution de la perméabilité intrinsèque des bétons en fonction de la température [96].

Pour tous les bétons, nous observons une augmentation plus ou moins importante de la perméabilité intrinsèque avec l’élévation de la température. L’augmentation est plus importante pour le B40SC surtout à 400°C, la perméabilité intrinsèque du B40SC est environ 1500 fois plus élevée que celle déterminée à l’état initial contre seulement 8 fois plus élevée pour celle du B40. Cette différence de comportement est due à la nature des granulats utilisés dans la confection du béton. Pour le B40SC, la création des fissures sous l’effet du chauffage est importante, plus particulièrement autour des granulats siliceux (silex). Les fissures dans le B40SC forment des chemins de percolation aisés pour le gaz, ce qui explique les valeurs élevées de perméabilité intrinsèque déterminées.

1.4.3 Evolution des propriétés thermiques des bétons avec la température

Il est difficile de déterminer de façon intrinsèque les propriétés thermiques du béton en fonction de la température. Cette difficulté est due aux nombreux phénomènes qui se produisent simultanément au sein du matériau tels que l’évolution de la porosité, les phénomènes de transport et de changement de phases et les changements dans la composition chimique. Ainsi des relations uniques valables en toutes situations ne peuvent pas être établies pour décrire les variations de ces propriétés en fonction de la température. Cependant, pour les besoins de la modélisation, des relations restituant les tendances générales qui se dégagent des observations expérimentales peuvent être adoptées.

1.4.3.1 Conductivité thermique

Pour les bétons courants, la conductivité thermique diminue lorsque la température augmente. La conductivité thermique des bétons dépend de la conductivité thermique de chacun de ses composants. Cependant, il est généralement admis que la conductivité thermique du béton dépend essentiellement de celle des granulats [9].

La diminution de la conductivité thermique des bétons avec l'élévation de la température peut être attribuée à la création de vides (augmentation de la taille des pores et fissuration à plusieurs échelles) qui constituent de bons isolants thermiques et au départ progressif de l'eau (sous toutes ses formes) qui est un bon conducteur thermique.

La figure 1.10 présente un exemple des évolutions de la conductivité thermique de certains bétons avec la température mesurées par Mindeguia [96].

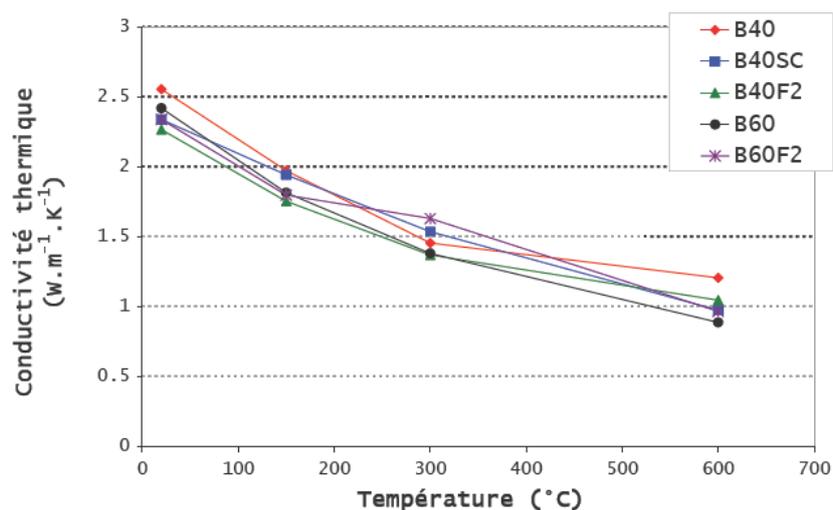


Figure 1.10 — Evolution de la conductivité thermique des bétons en fonction de la température [96].

Selon la figure 1.10, les valeurs de la conductivité thermique et son évolution avec la température sont quasiment les mêmes pour tous les bétons. A température ambiante (20°C), la conductivité thermique se situe entre 2 et $2.5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. La conductivité thermique décroît de façon quasi linéaire jusqu'à atteindre la valeur de $1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à la température de 600°C .

1.4.3.2 Chaleur spécifique

La chaleur spécifique d'un matériau est la quantité d'énergie nécessaire pour élever d'un degré une masse unitaire de matière. Autrement dit, c'est l'énergie qu'absorbe ou restitue le matériau pour :

- soit élever sa température,

- soit changer de phase dans une réaction endothermique (consommation d'énergie),
- soit changer de phase dans une réaction exothermique (restitution d'énergie).

La chaleur spécifique de la pâte de ciment durcie varie de 0.7 à $1.7 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à température ambiante [9]. Durant l'échauffement, sa chaleur spécifique va être fortement modifiée par les différentes transformations physico-chimiques et plus particulièrement par le séchage du matériau (départ de l'eau libre), et la déshydratation des C-S-H et de la Portlandite. A partir des enthalpies de ses différents composants, Harmathy [60] a proposé une évolution théorique de la chaleur spécifique d'une pâte de ciment qu'il a par la suite comparée à des mesures expérimentales (Fig. 1.11).

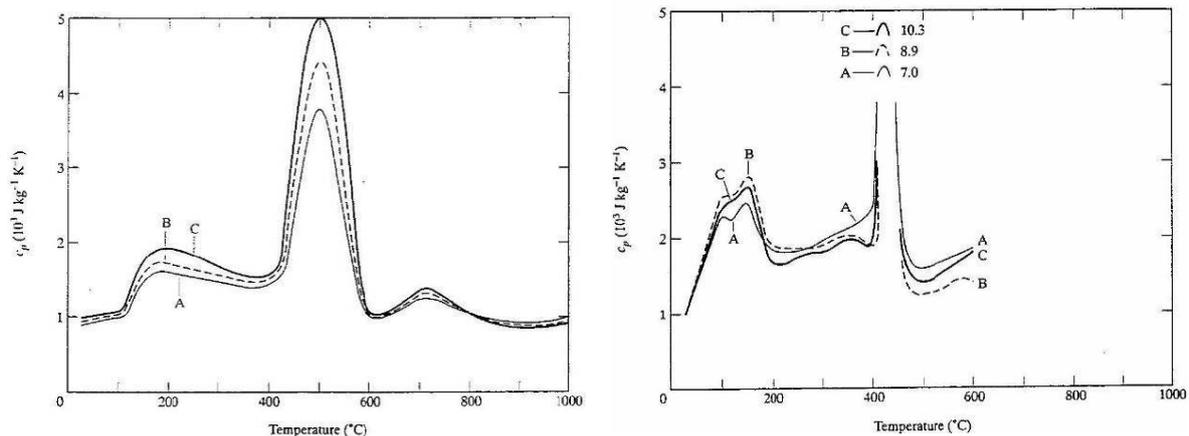


Figure 1.11 — Evolution de la chaleur spécifique de trois pâtes de ciment ($E/C = A - 0.25$, $B - 0.33$ et $C - 0.50$) avec la température. A gauche - valeurs théoriques ; à droite - valeurs mesurées [60].

La chaleur spécifique des granulats varie généralement de 0.5 à $0.9 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à température ambiante [9]. L'évolution de la chaleur spécifique avec la température peut être modifiée par les différentes transformations du granulat, en particulier le passage de la structure α à β vers 573°C pour les roches contenant du quartz (Fig. 1.12).

La chaleur spécifique moyenne du béton dépend essentiellement de la chaleur spécifique des granulats puisque ceux-ci en constituent la plus grande proportion volumique. La figure 1.13 présente un exemple des évolutions de la chaleur spécifique de certains bétons avec la température mesurées par Mindeguia [96].

A température ambiante, la chaleur spécifique des bétons se situe autour de $1 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Avec l'élévation de la température, la chaleur spécifique des bétons croît jusqu'à atteindre une valeur de l'ordre de $1.3 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 600°C . Les valeurs de chaleur spécifique déduites après refroidissement sont plus faibles que celles mesurées à chaud à 600°C .

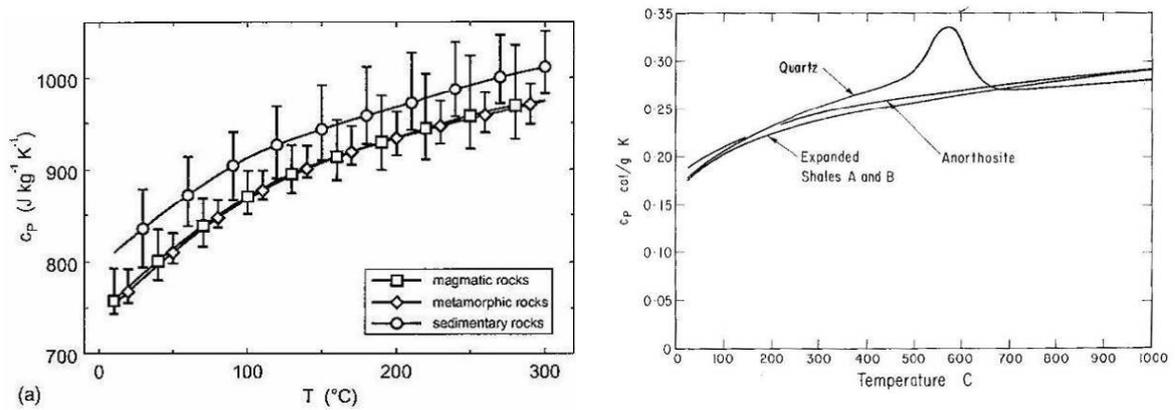


Figure 1.12 — Evolution de la chaleur spécifique de quelques roches avec la température selon Vosteen and Schellschmidt [132] à gauche et Harmathy [60] à droite (nb : $1\text{cal} = 4.1868\text{J}$).

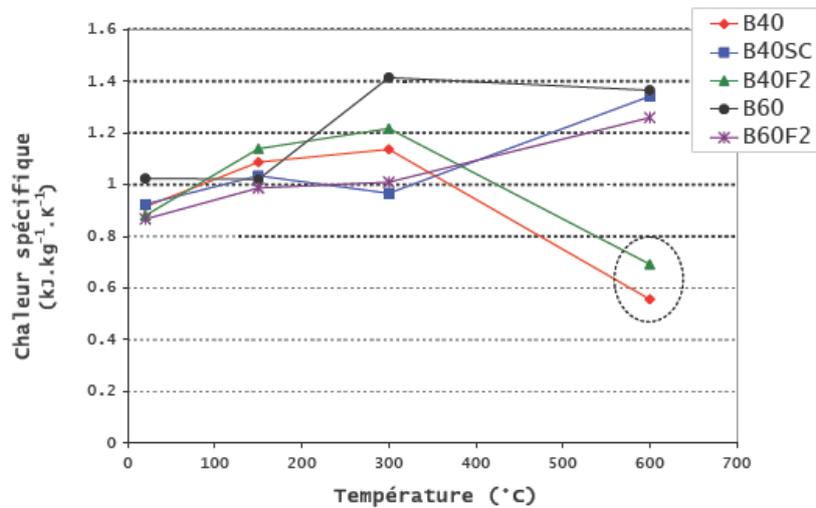


Figure 1.13 — Evolution de la chaleur spécifique des bétons en fonction de la température. Les points entourés par le cercle en pointillés correspondent à des valeurs mesurées après refroidissement [96].

1.4.3.3 Masse volumique

La masse volumique du béton est d'environ 2300 kg.m^{-3} à température ambiante. Avec l'élévation de la température et les différentes transformations physico-chimiques, la masse volumique du béton évolue [9] :

- le départ d'eau par séchage et déshydratation des CSH et Portlandite diminue la densité du matériau,
- l'expansion thermique du béton diminue sa densité,
- la forte expansion à 573°C des granulats contenant du quartz diminue la densité du béton,

- le fort dégagement de CO_2 qui accompagne la décomposition du carbonate de calcium à partir de $700^\circ C$ diminue fortement la densité du béton,
- la fusion du béton densifie le matériau, augmentant par conséquent sa masse volumique.

La figure 1.14 présente un exemple des évolutions de la masse volumique moyenne de certains bétons en fonction de la température [96].

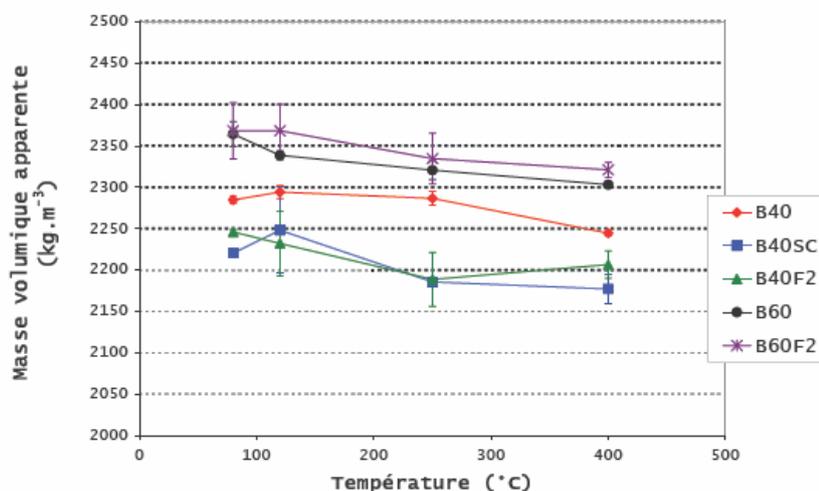


Figure 1.14 — Evolution de la masse volumique des bétons en fonction de la température [96].

A l'état de référence, la masse volumique des bétons les moins compacts (B40, B40SC et B40F2) s'échelonne entre 2220 et 2285 kg.m^{-3} . Pour les bétons à plus forte compacité (B60 et B60F2), la masse volumique se situe aux alentours de 2365 kg.m^{-3} . Pour tous les bétons, nous observons une faible diminution de la masse volumique avec l'élévation de la température.

1.4.4 Evolution des propriétés mécaniques des bétons avec la température

Le béton est un matériau qui s'endommage sous l'effet de la température, il subit de fortes modifications physico-chimiques qui influencent l'évolution de ses propriétés mécaniques avec la température. La déshydratation, les réactions de transformation, la pression dans les pores, la dilatation différentielle entre la pâte de ciment et les granulats engendrent des effets importants sur la résistance de béton à haute température. Les résultats issus de différentes investigations sur le comportement du béton exposé à des hautes températures, interprètent différemment les évolutions de ces paramètres. Ces différences ne sont pas dues seulement à la nature et au type du béton mais aussi aux conditions expérimentales comme : la durée et le taux de chauffage et de refroidissement, la géométrie des éprouvettes, ...

Ce paragraphe présente quelques exemples sur l'évolution des propriétés mécaniques du béton avec la température (la résistance à la compression, la résistance à la traction, le module d'Young).

1.4.4.1 Module d'élasticité à hautes températures

La rigidité du matériau est sévèrement modifiée par l'élévation de température. Le module d'élasticité décroît de façon quasi linéaire depuis la température ambiante pour atteindre des valeurs nulles généralement aux alentours de 800°C . L'exemple de la figure 1.15 montre l'évolution du module d'élasticité de deux bétons confectionnés à partir de granulats silicocalcaires pour le premier et de granulats calcaires pour le second [44]. L'endommagement provoqué par la forte incompatibilité de déformation pâte / granulats du béton silico-calcaire entraîne une perte totale de rigidité dès 600°C .

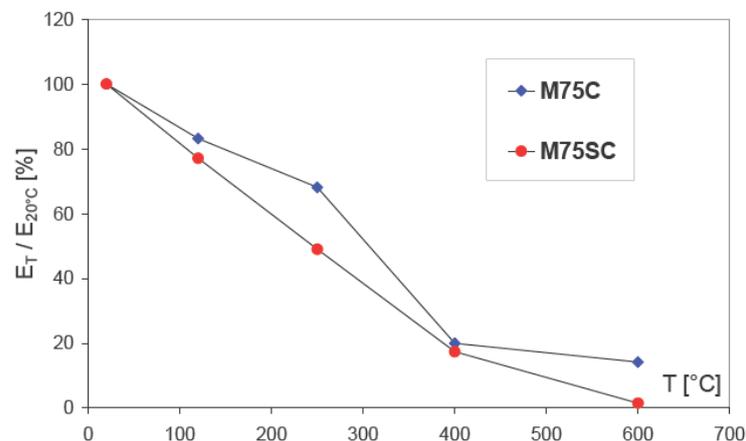


Figure 1.15 — Evolution avec la température du module d'élasticité relatif d'un béton en fonction de la nature du granulat : M75C – calcaire, M75SC – silico-calcaire [114].

L'étude expérimentale menée dans le cadre de la thèse de Menou [93] permet aussi de déduire l'évolution du module d'élasticité. On observe une baisse significative du module d'élasticité pour la pâte et pour le mortier en fonction de la température (Fig. 1.16). En effet, la baisse de ce module atteint déjà 50% à 120°C , et puis il continue à baisser à 250°C et 400°C , le module résiduel moyen à 400°C est de 35% pour la pâte et 20% pour le mortier. La baisse plus importante de rigidité dans le mortier semble due en plus par l'effet de la dilatation thermique différentielle entre la pâte et les sables.

1.4.4.2 Résistance en compression à hautes températures

Sous l'effet conjugué des transformations physico-chimiques (fissuration de la matrice, augmentation de la porosité) et des incompatibilités de déformation pâte / granulats, la résistance en compression des bétons décroît de façon quasi-linéaire à partir

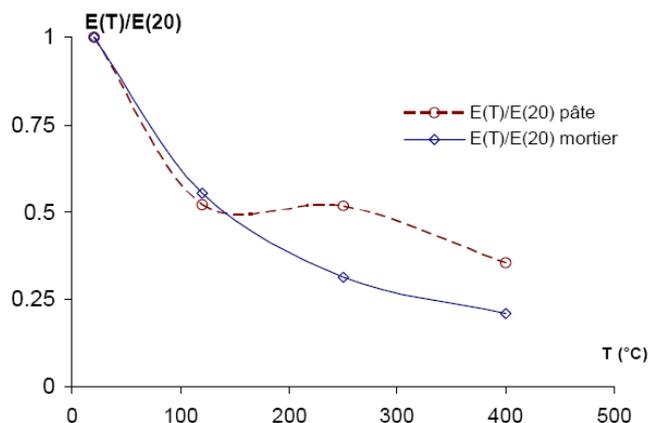


Figure 1.16 — Rapport des modules d'Young de la pâte de ciment et du mortier en fonction de la température [93].

de 300°C [44]. La figure 1.17 présente des évolutions de la résistance en compression des bétons avec la température.

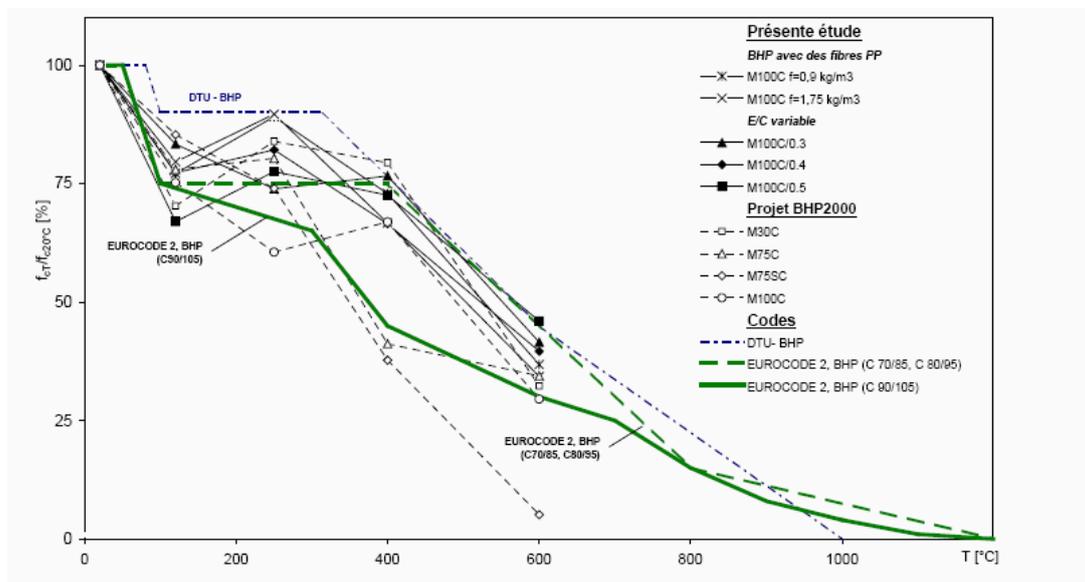


Figure 1.17 — Résistance en compression des bétons étudiés dans le cadre de la thèse de Hager et dans le cadre du projet BHP 2000. Ces résultats sont comparés avec les courbes proposées par les codes DTU et EUROCODE2 [44].

Les essais réalisés sur des éprouvettes étanchées (pour lesquels le départ de l'eau n'est pas possible), ont entraîné une chute importante des propriétés mécaniques (résistance en compression et module d'élasticité), comme nous pouvons l'observer sur la figure 1.18 (par exemple). L'auteur a attribué cette chute des propriétés mécaniques à la transformation hydro-thermique du gel CSH en structure cristalline plus riche en carbonate de calcium et donc moins résistante. Ces résultats sont confirmés par Khoury

et al. [67].

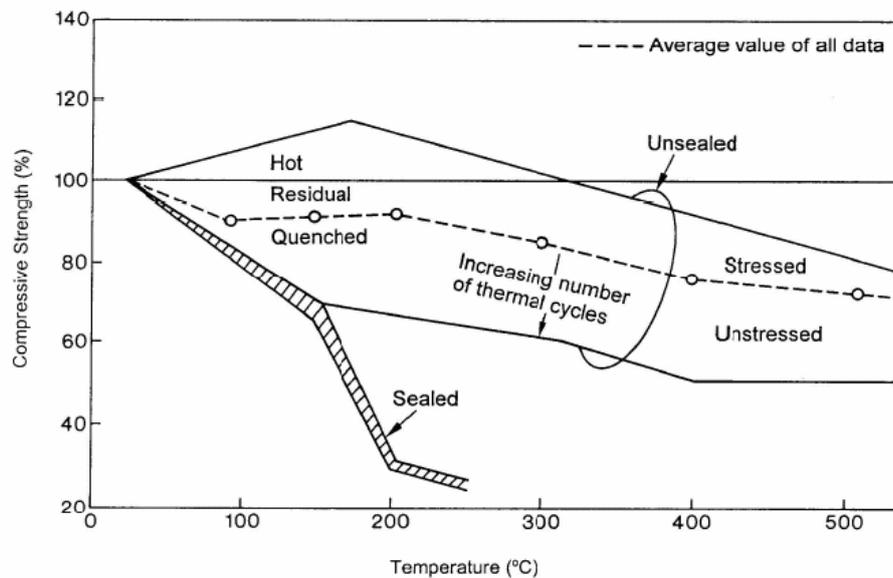


Figure 1.18 — Evolution de la résistance en compression d'un béton en fonction des conditions hydriques de l'essai selon Lankard et al. [72] : sealed – étanchées (par application d'une pression de vapeur saturée), unsealed – évaporation libre, tested hot – essai réalisé à chaud, tested residual – essai réalisé après refroidissement.

1.4.4.3 Résistance en traction à hautes températures

Le comportement mécanique du béton en traction est moins étudié que la compression car d'une part le béton est conçu essentiellement pour résister à la compression, et d'autre part, dû à son comportement quasi fragile, l'essai de traction directe est difficile à réaliser. Par conséquent, on fait appel à des essais indirects de type flexion trois points pour identifier le comportement en traction du béton.

Dans le cadre de la thèse de Menou [93], il a effectué la mesure de la résistance en traction de deux bétons à hautes performances M75C et M75SC, un béton ordinaire ainsi qu'une pâte de ciment à haute performance et un mortier à haute performance par cette méthode indirecte. La figure 1.19 présente le rapport des résistances en traction de trois bétons en fonction de la température. La résistance en traction par flexion trois points de tous les bétons décroît avec la température.

La figure 1.20 représente le rapport des résistances en traction de la pâte de ciment et du mortier en fonction de la température [93]. L'augmentation de la porosité et les transformations chimiques et minéralogiques, qui s'opèrent dans la pâte de ciment, influencent l'évolution de ses propriétés. En effet, on constate une baisse très importante, de l'ordre de 60%, de la résistance en traction entre 20°C et 120°C suivie d'une reprise de plus de 80 % de la résistance initiale entre 120°C et 250°C. Contrairement à la pâte de ciment à 120°C, la baisse de résistance du mortier est très peu significative, elle

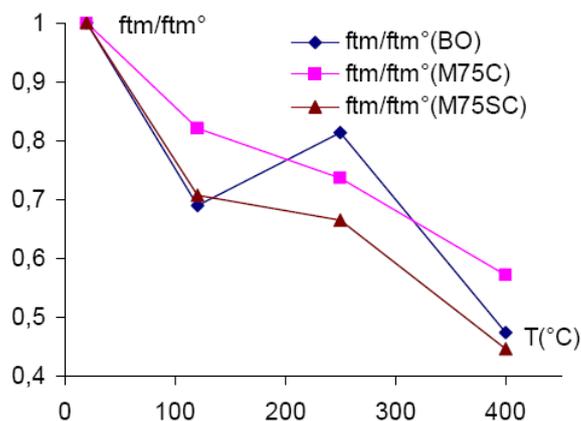


Figure 1.19 — Rapport des résistances en traction des 3 bétons testés en fonction de la température [93].

atteint un maximum de 15% à 120°C et 400°C. La baisse relativement importante de la résistance à la traction de la pâte à 120°C peut être expliquée par le départ de l'eau libre et par la décomposition des hydrates à partir de 100°C.

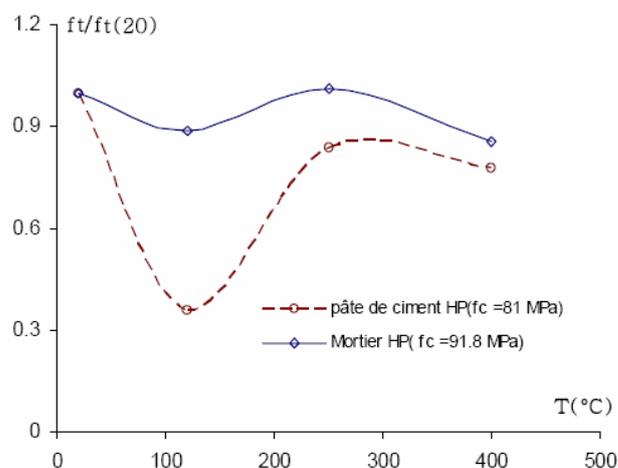


Figure 1.20 — Rapport des résistances en traction de la pâte de ciment et du mortier en fonction de la température [93].

1.5 Déformation du béton à haute température

Quand le béton est soumis à l'action combinée d'un chargement mécanique et d'une augmentation de la température, sa déformation totale apparaît comme la somme de plusieurs composantes. Ces composantes peuvent être classées en trois familles liées à la nature des mécanismes moteurs à leurs origines. On distingue :

- Les déformations de nature mécanique sont celles liées à la seule présence d'un état de contrainte appliquée. La déformation élastique, la déformation de fissuration et la déformation de fluage propre en sont les composantes essentielles.
- Les déformations de nature thermo-hydrrique sont celles liées à l'occurrence de processus physico-chimiques au sein du matériau tels que la dessiccation, la montée en température, la déshydratation. La dilatation thermique et le retrait de dessiccation sont les deux composantes les plus importantes.
- Les déformations d'interaction sont des déformations additionnelles liées au fait que les processus physico-chimiques mentionnés plus haut aient lieu en présence de contraintes appliquées. En effet, dans cette situation (chargement mécanique et montée en température simultanés) la déformation totale mesurée diffère de la somme des déformations mesurées pour chaque mécanisme pris seul, ce qui justifie la présence de ces déformations additionnelles. La part additionnelle de la déformation élastique du fait de l'évolution du module d'Young avec la température en est une composante. On peut également mentionner la déformation de fluage de dessiccation.

Généralement, on considère comme faible la valeur de la déformation de fluage propre car en situation accidentelle le mécanisme de fluage n'a pas le temps de se développer. La déformation de fluage thermique transitoire, quant à elle, est liée à l'évolution de l'hygrométrie et à la déshydratation du matériau sous contrainte.

1.5.1 Déformation thermique libre du béton à hautes températures

Le béton subit une déformation thermique, lorsqu'il est soumis à un changement de température. Cependant, les gradients thermiques se développant durant les phases transitoires de propagation de la chaleur engendrent une déformation thermique non uniforme au sein du matériau. Cette non-uniformité induite des contraintes internes qui peuvent elles-mêmes provoquer un endommagement du matériau. En outre, la déformation thermique du béton est la superposition des déformations de la matrice cimentaire et des granulats au cours de l'échauffement. L'incompatibilité entre ces déformations thermiques affecte d'une façon significative les propriétés mécaniques du béton à hautes températures.

1.5.1.1 Déformation thermique libre de la pâte de ciment

Quand la pâte de ciment est soumise à de hautes températures, elle subit en première phase une dilatation. Cette première phase de dilatation correspond à une gamme de température allant jusqu'à 150°C [68]. Ensuite, la pâte de ciment subit une deuxième phase de contraction due au retrait de dessiccation [44]. Néanmoins, la température de changement de comportement (dilatation / contraction) dépend de la vitesse de chauffage : plus cette vitesse est importante plus la température est grande. En effet, sur la figure 1.21, on représente les déformations thermiques d'une pâte de ciment chauffée

à deux vitesses $0.5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ dont la composition est celle correspondant à un béton M100C [44]. A partir de cette figure, la pâte de ciment se dilate jusqu'à une température où la déformation atteint $2.2\text{mm}/\text{m}$. Cette température dépend de la vitesse de chauffage. Pour les vitesses de 0.5 et $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$, ces températures se situent respectivement aux alentours de 125°C et 180°C . Ce résultat semble montrer l'influence de la cinétique de départ de l'eau du matériau sur sa dilatation thermique. Cette dernière ne doit donc pas être vue comme une propriété physique intrinsèque.

La phase de dilatation est généralement attribuée à la mise en mouvement et à la dilatation volumique des molécules d'eau (sous toutes ses formes) ainsi qu'à la réduction des forces capillaires de l'eau sur le solide du fait de l'augmentation de la température [9]. La phase de contraction est attribuée au départ de l'eau (évaporable puis non évaporable) du matériau qui provoque un retrait important de la pcd. Par ailleurs, le mécanisme de retrait de la pâte de ciment sous haute température diffère de celui à température ambiante. La figure 1.21 montre que le retrait intervient essentiellement lorsque le processus de déshydratation est amorcé. Ainsi, le retrait semble ne plus être contrôlé par les effets capillaires mais relève plutôt d'un bilan volumique lié au départ de l'eau constitutive du gel de C-S-H.

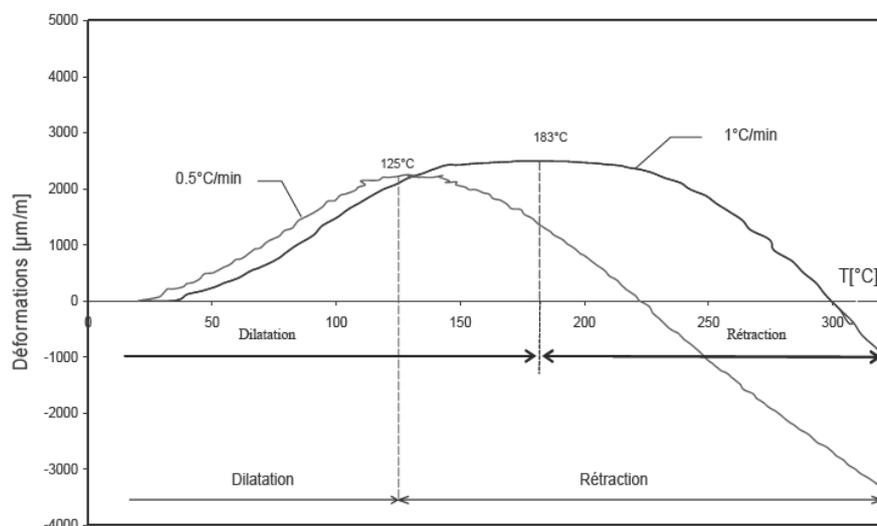


Figure 1.21 — Dilatation thermique d'une pâte de ciment durcie haute performance entre 20 et 300°C en fonction de la vitesse de chauffage selon [44].

1.5.1.2 Déformation thermique libre des granulats

Les granulats occupent une part importante du volume total du béton (de 50 à 80%). Leur dilatation thermique influence donc fortement la dilatation thermique du béton. Généralement, les granulats utilisés pour la confection des bétons présentent une expansion thermique sur la gamme de température atteinte lors d'un incendie. Il est admis que l'expansion thermique des granulats dépend principalement de leur

teneur en silice. Les roches à haute teneur en silice comme les grès ou les quartzites ont une forte expansion thermique (de plus, la transformation du quartz- α en quartz- β à 573°C s'accompagne d'un gonflement du granulat). Les roches ne contenant pas ou peu de silice, telles les roches calcaires, ont des expansions thermiques moins importantes [9].

Sur la figure 1.22 on représente l'évolution de la déformation thermique de la roche calcaire en comparaison avec la déformation thermique d'un béton M100C réalisé avec des granulats ayant la même nature calcaire que la roche. La figure 1.22 révèle, pour une température allant de 20°C à environ 520°C , une différence relativement faible entre la dilatation thermique du granulat et celle du béton M100C. Ceci conduit à penser, du moins dans ce cas, que la déformation thermique libre du béton est essentiellement contrôlée par celle des granulats. En d'autres termes la déformation due au retrait de dessiccation qui a pour origine la pâte de ciment reste négligeable devant la dilatation thermique des granulats.

Cependant, la déformation de retrait de la pâte de ciment du même béton M100C, donnée par la figure 1.21, montre des valeurs qui ne sont pas négligeables par rapport à celle de la déformation thermique libre des granulats. En effet, les proportions de granulats et de pâte sont, respectivement, égales à 70% et 30%. Entre 300°C et 400°C , une loi de mélange donne une contribution de la pâte à la déformation du béton d'environ 25% de la contribution de la dilatation des granulats. Ceci semble en contradiction avec les résultats de la figure 1.22 car on ne constate quasiment aucun écart entre la déformation du béton et de celle du granulat dans cet intervalle de températures.

Même si une simple loi de mélange n'est pas valable dans ce cas, l'utilisation d'une approche plus précise tel qu'un schéma d'homogénéisation ne devrait pas changer de façon sensible ce résultat.

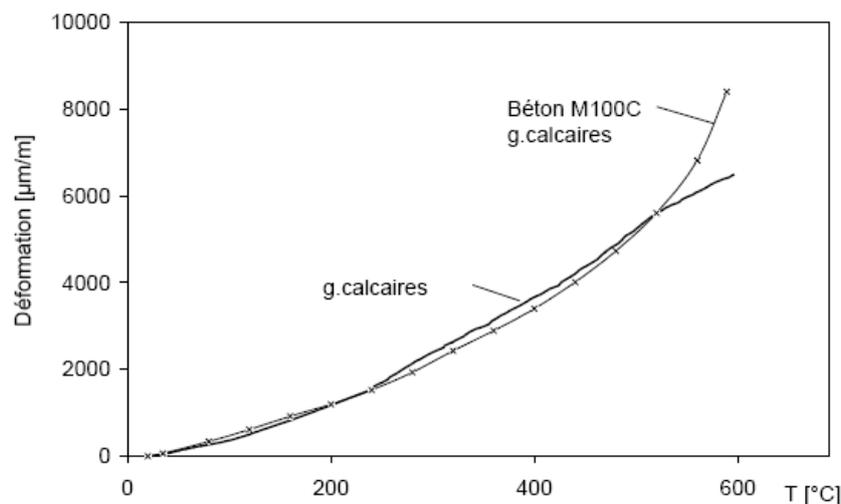


Figure 1.22 — Evolution de la déformation thermique de la roche calcaire en comparaison avec la déformation thermique d'un béton M100C réalisé avec la même nature des granulats calcaires [44].

1.5.1.3 Déformation thermique libre du béton

Plusieurs recherches ont été réalisées dans le but de mesurer la déformation thermique d'un béton soumis à de hautes températures. La synthèse des résultats donnée par Schneider [121] montre que :

- la déformation thermique d'un béton évolue de façon non linéaire avec l'augmentation de la température.
- le facteur le plus important affectant cette déformation est la nature du granulat.
- pour des températures dans l'intervalle $[600^{\circ}\text{C}, 800^{\circ}\text{C}]$, la plupart des bétons montrent une réduction ou l'arrêt de la dilatation thermique.

Ces observations ont été confirmées avec les résultats de déformation thermique obtenus par Hager [44] sur les bétons considérés dans le cadre de cette étude. Sur la figure 1.23, on représente les résultats de la dilatation thermique déterminée sur les bétons M75C et M75SC. Chacun des deux bétons a été chauffé avec deux vitesses de montée en température : $0.5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$. A partir de cette figure, on peut noter que la déformation thermique du béton silico-calcaire est plus importante que celle du béton calcaire avec un comportement non-linéaire en fonction de la température. En outre, nous pouvons observer que la vitesse de montée en température a une faible influence sur le résultat. Les deux courbes sont quasiment identiques pour le béton M75C. Néanmoins, il est à signaler que cette observation peut être due au fait que les vitesses de montée en température soient très proches. Ce comportement ne devrait plus être valable pour des vitesses plus importantes du fait de l'apparition dans ce cas de forts gradients thermiques. Au-delà de 500°C , la déformation du béton M75SC pour une vitesse de chauffage égale à $0.5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ est plus grande. Ceci peut s'expliquer par une durée plus longue de l'essai à $0.5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et donc par une déshydratation plus importante et une fissuration plus significative du matériau.

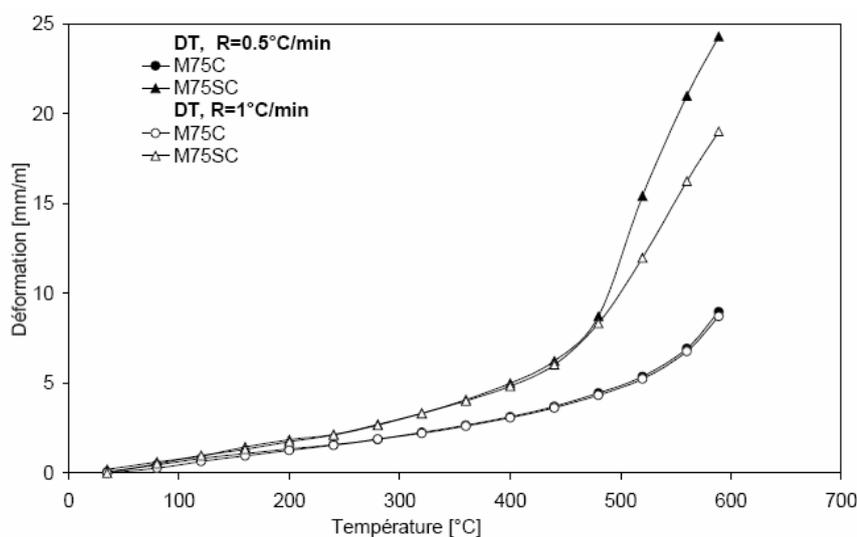


Figure 1.23 — Influence de la vitesse de montée en température sur les déformations thermiques du béton [44].

Sur la figure 1.24, on représente la déformation thermique libre en fonction de la température pour les cinq bétons dans les travaux de Mindeguia [96] avec deux bétons B40 et le B40SC ayant un cycle de chauffage-refroidissement. La vitesse de chauffage est égale à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ avec un palier maintenu à 600°C pendant une heure. A partir de cette figure, on peut voir que la dilatation du béton B40SC est plus importante que les quatre autres bétons qui présentent des valeurs comparables. Ceci est bien évidemment dû à la nature des granulats silico-calcaires qui ont un coefficient de dilatation plus important que les granulats calcaires. En outre, à partir de la figure 1.24, on peut affirmer que, la déformation thermique est irréversible avec des valeurs résiduelles positives.

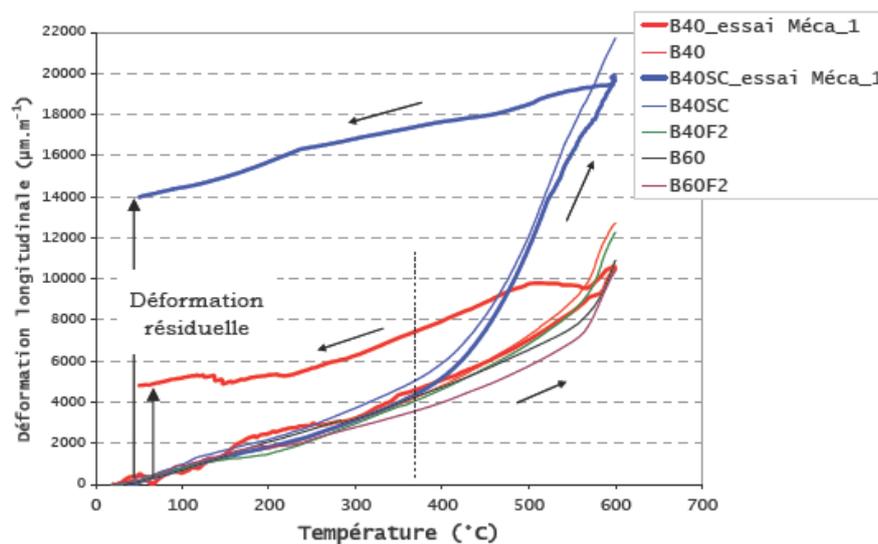


Figure 1.24 — Déformation thermique libre des bétons de l'étude de Mindeguia [96]. La phase de refroidissement a été enregistrée pour le B40 et le B40SC.

1.5.2 Déformation du fluage thermique transitoire

Le fluage thermique transitoire est la propriété du béton de se déformer de façon très importante lorsqu'il est soumis à une sollicitation mécanique et à une augmentation de la température. La déformation ainsi obtenue est largement supérieure à celle obtenue par la déformation élastique et le fluage propre du matériau [67, 121, 103]. En outre, ce phénomène se développe dans la pâte de ciment et les agrégats tendent à le restreindre [67].

La déformation totale d'un béton chauffé et sollicité mécaniquement (sous charge constante) pourrait s'écrire :

$$\varepsilon = \varepsilon_{th}(T) + \varepsilon_{\sigma}(\sigma, T) + \varepsilon_{cr}(\sigma, T, t) \quad (1.3)$$

avec ε est la déformation totale du béton, $\varepsilon_{th}(T)$ est la déformation thermique du

béton (cette composante de déformation inclut le retrait du matériau), $\varepsilon_\sigma(\sigma, T)$ est la déformation élastique instantanée (qui varie du fait de l'évolution de la rigidité du matériau avec la température) et $\varepsilon_{cr}(\sigma, T, t)$ est la déformation élastique différée (qui peut varier avec la température).

Les expériences démontrent que l'expression de l'équation 1.3 n'était pas valide pour décrire le comportement d'un élément de béton chargé en compression (uniaxiale dans la plupart des essais) et chauffé de façon transitoire. Une composante de déformation doit être ajoutée afin de simuler correctement le comportement du béton. Anderberg et al. [5], Khoury et al. [67] et Schneider [121] ont donc proposé de modifier l'équation 1.3 en tenant compte de cette nouvelle composante de déformation. Par exemple Anderberg et Thelandersson [5] donne l'équation 1.4 de la déformée totale du béton chauffé, illustrée par la figure 1.25.

$$\varepsilon = \varepsilon_{th}(T) + \varepsilon_\sigma(\sigma, T) + \varepsilon_{cr}(\sigma, T, t) + \varepsilon_{tr}(\sigma, T) \quad (1.4)$$

La composante $\varepsilon_{tr}(\sigma, T)$ est appelée déformation du fluage thermique transitoire ou DTT.

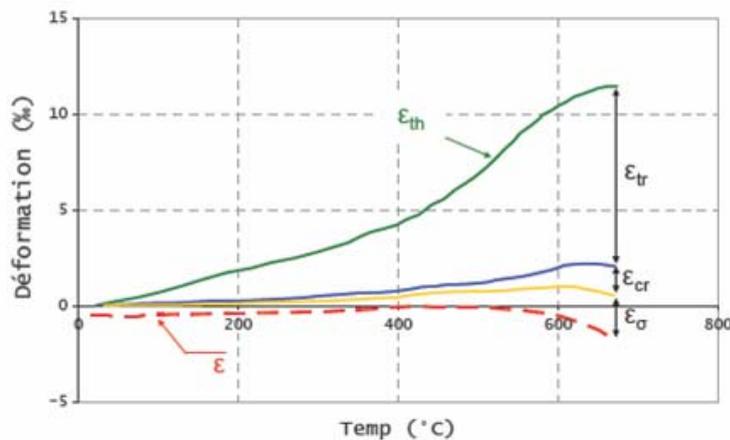


Figure 1.25 — Décomposition, selon [5], des composantes de déformation d'un béton chauffé et uniaxialement comprimé (à 35% de la résistance en compression du béton) avec ε la déformation totale du béton, ε_{th} la déformation thermique du béton, ε_σ la déformation élastique, ε_{cr} la déformation élastique différée et ε_{tr} la déformation du fluage thermique transitoire.

Mindeguia [96] a également décomposé la déformation totale de l'éprouvette de B40 lorsque celle-ci est simultanément chauffée jusqu'à 400°C et chargée (à 40% de sa résistance en compression à température ambiante). Les résultats de la décomposition de la déformation totale de cette éprouvette sont rassemblés sur la figure 1.26 dans la direction longitudinale [96].

A température ambiante et sous application d'une charge constante de compression, le mouvement d'humidité dans le réseau microporeux et macroporeux du béton accélère

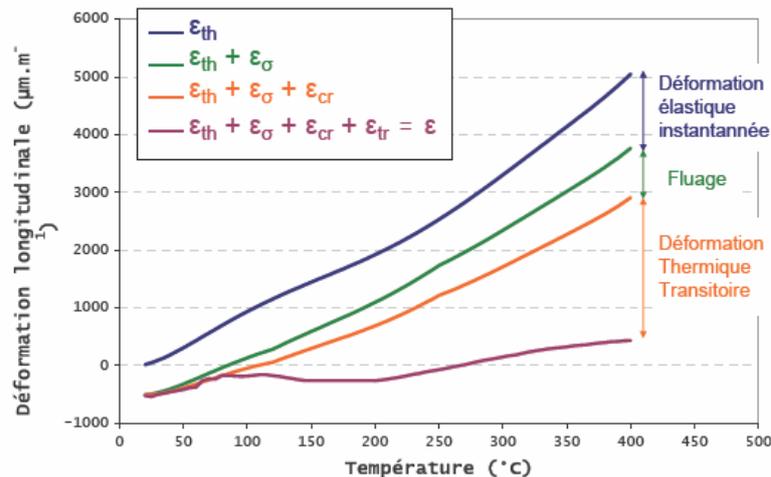


Figure 1.26 — Décomposition expérimentale de la déformation totale dans la direction longitudinale d'un élément en béton simultanément chauffé et chargé en compression uniaxiale [96].

les déformations de cisaillement des couches de C-S-H, induisant ainsi une déformation différée supplémentaire (en plus du fluage propre), appelée fluage de dessiccation [9]. Il est important de noter que ce fluage particulier peut apparaître aussi bien durant une phase de séchage que durant une phase d'humidification du matériau. Le fluage de dessiccation est influencé par le mouvement d'eau dans le réseau poreux, quelle que soit sa direction. En chauffant le béton, nous avons vu précédemment que de nombreuses transformations physico-chimiques se produisent au sein du matériau, et en particulier la déshydratation des C-S-H entre 100°C et 300°C . Cette déshydratation provoque un mouvement d'eau depuis les couches de C-S-H (eau initialement liée et fortement adsorbée) jusqu'au réseau poreux. De la même façon que pour le fluage de dessiccation, ce mouvement d'eau supplémentaire, sous application d'une charge constante de compression, accélère le glissement des feuillets de la microstructure solide [9]. Ceci provoque une déformation différée qui vient s'ajouter à haute température, appelée fluage de déshydratation par Sabeur, Meftah et al. [119, 120]. Selon ces auteurs, l'effet combiné du fluage de dessiccation et du fluage de déshydratation est à la base de l'apparition de la DTT.

1.5.3 Incompatibilités de déformation

Comme montré aux paragraphes précédents, la dilatation thermique du béton est essentiellement pilotée par la dilatation thermique des granulats. Par ailleurs, la pâte de ciment durcie et les granulats ont deux comportements thermiques très différents : à partir de 150°C , la pâte se contracte alors que les granulats continuent à gonfler. Cette différence de comportement est d'autant plus importante que les granulats présentent une forte expansion thermique, comme cela peut être le cas des granulats à teneur élevée en silice. Nous sommes donc en présence d'une incompatibilité de déformation

qui provoque des contraintes tangentielles et de l'endommagement important à l'interface pâte / granulats. L'une des conséquences de cet endommagement est l'apparition de fissures dans la matrice, transgranulaires et surtout à l'interface pâte / granulats, comme nous pouvons le voir sur les observations MEB de la figure 1.27.

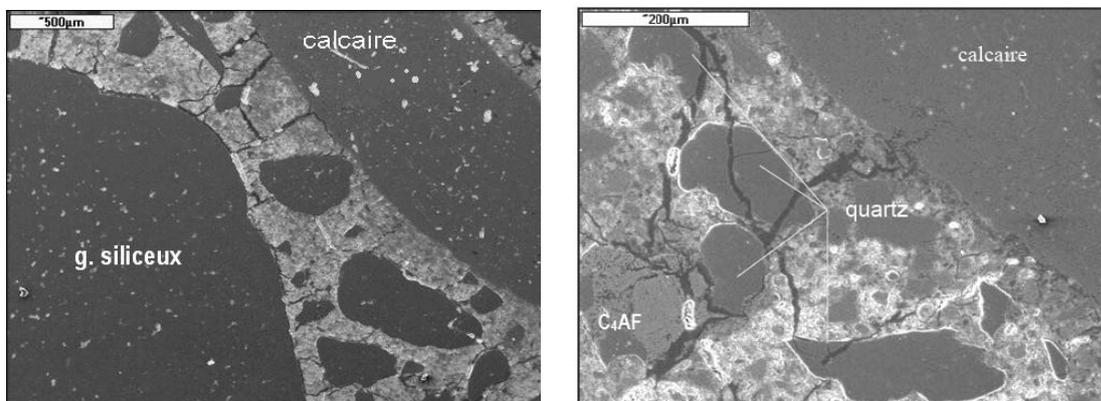


Figure 1.27 — Observations au MEB d'échantillons de béton chauffés à 600°C par [44]. A gauche - fissuration à l'interface pâte / granulats et plus importante autour du granulat siliceux. A droite - fissuration transgranulaire du quartz.

Mindeguia [96] a également observé dans le cas du B40SC la création d'importantes fissures sous l'effet du chauffage à 400°C, plus particulièrement autour des granulats siliceux (Fig. 1.28).



Figure 1.28 — Observation visuelle de l'éprouvette B40SC après traitement thermique à 400°C : forte localisation de fissures autour des silex [96].

1.6 Processus de dégradation du béton à haute température

Le problème de hautes températures apparaît dans le cas d'incendie se produisant dans les ouvrages tels que les tunnels, les enceintes nucléaires, les bâtiments, ... Ces incendies peuvent provoquer des dégradations importantes de ces ouvrages. Ces dégradations se manifestent par l'éclatement du béton qui se produit généralement à des températures comprises entre 250°C et 400°C . Cet éclatement peut se présenter sous plusieurs formes : soit par des détachements des morceaux de béton les uns après les autres, soit par un écaillage explosif de l'élément de structure.

Le processus thermo-hydrrique fait référence à une cinétique particulière prenant place dans un élément de béton lorsque celui-ci est chauffé [59, 64]. Ainsi, l'éclatement du béton peut être à l'origine de deux phénomènes :

- D'une part, l'échauffement de béton provoque un gradient thermique élevé, ce qui entraîne des déformations importantes. Ces déformations, lorsqu'elles sont empêchées, induisent des contraintes thermiques. Les contraintes de compression créées à proximité de la surface chauffée peuvent prendre des valeurs extrêmement élevées (d'autant plus que les gradients de température sont élevés) et dépasser la résistance en compression du béton. L'éclatement en surface pourrait alors s'expliquer par une rupture par dépassement de la contrainte limite du béton en compression [11]. Ulm et al. [129, 128] soulignent le fait que les contraintes de compression qui s'appliquent en partie chauffée se développent dans les deux directions perpendiculaires au flux de chaleur : on est donc en présence d'un état de compression bi-axiale du matériau. Selon Bazant [11], l'instabilité thermique du béton peut également s'apparenter à un mécanisme de flambement sous contraintes de compression bi-axiales de la zone chauffée.
- D'autre part, lorsque la température augmente, l'eau qui se trouve dans le matériau que ce soit sous forme libre ou liée s'évapore. Une partie de cette eau vaporisée s'évacue vers la surface chauffée et une autre partie migre vers l'intérieur, où la température est encore faible, et se condense. Elle forme ainsi une zone quasi-saturée qui joue un rôle d'une tranche étanche de la vapeur d'eau et c'est à proximité de cet endroit que la pression atteint son maximum. Les pressions importantes dans les pores sont transmises au squelette solide du fait des chocs importants des molécules de vapeur sur sa surface. Cette interaction engendre des contraintes de traction dans le squelette solide. Selon certains auteurs (Harmathy et al. [59], Phan et al. [112]), les contraintes de traction ainsi engendrées sont responsables du déclenchement de l'instabilité thermique du béton, aux endroits où elles dépassent la résistance en traction du matériau (qui de plus semble diminuer avec l'élévation de la température).

Gawin et al. [133] montrent que l'instabilité ne peut pas s'expliquer par un seul des processus. C'est l'action conjuguée des pressions de vapeur et de l'énergie élastique due aux contraintes thermomécaniques qui est responsable de l'instabilité thermique des bétons. Ceci est confirmé par les travaux de Mindeguia [96] où il a montré que les

pressions de vapeur ne semblent pas être la cause unique de l'instabilité thermique des bétons et que les contraintes de compression en surface chauffée générées par le processus thermomécanique ne semblent pas non plus être la cause unique de l'instabilité thermique des bétons. La figure 1.29 présente la schématisation de l'écaillage du béton avec les deux phénomènes thermo-hydriques analysés ci-dessus entrées en jeu d'une manière simultanée au point de vue à l'échelle macroscopique.

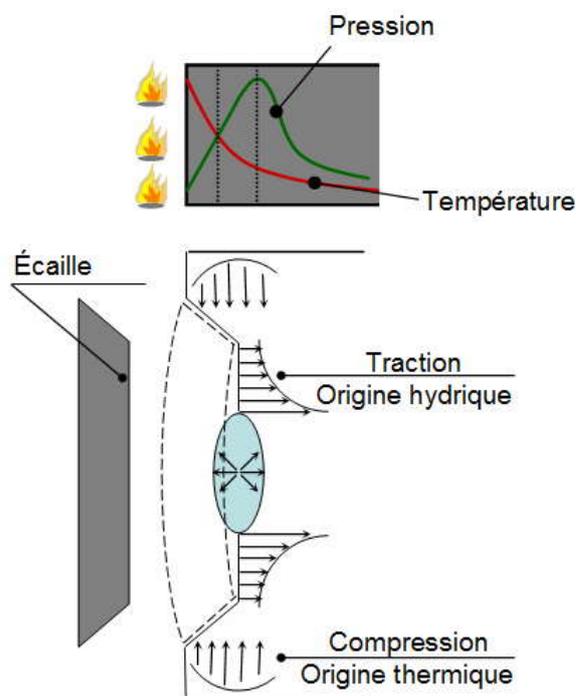


Figure 1.29 — Schématisation de l'écaillage du béton.

En outre, l'incompatibilité de déformation entre pâte / granulats entraîne des microfissures dans la matrice et surtout à l'interface pâte / granulats. Ces microfissures peuvent propager selon un chemin de percolation qui dépend de la distribution et morphologie des granulats (Fig. 1.30).

Ainsi, plusieurs paramètres peuvent influencer la dégradation et l'éclatement de béton :

- la vitesse d'échauffement ; plus la vitesse d'échauffement est grande plus le risque d'éclatement de béton augmente,
- la localisation des sources de chaleurs,
- la teneur en eau initiale ; des essais ont montré que le béton se fissure moins à l'état sec qu'à l'état humide,
- la composition et la nature du béton ; par exemple le risque d'éclatement est plus grand dans le béton à haute performance que dans le cas béton ordinaire car sa perméabilité est plus faible, ce qui rend plus difficile l'évacuation de vapeur à l'extérieur du matériau,

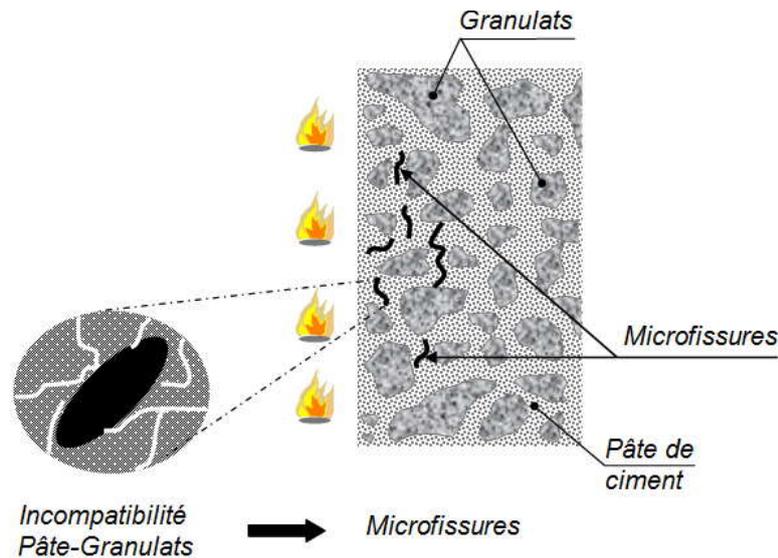


Figure 1.30 — Microfissures dues à l'incompatibilité pâte / granulats.

- la nature des granulats ; les bétons avec des granulats siliceux éclatent plus facilement,
- la géométrie de la structure (dimensions, formes),
- les chargements extérieurs ; les contraintes dues aux chargements extérieurs augmentent la probabilité de l'éclatement.
- la position de l'armature dans les structures en béton.
- la morphologie et distribution des granulats.

1.7 Limites des approches thermo-hydro-mécaniques à l'échelle macroscopique

Plusieurs auteurs (Alnajim et al. [1], Obeid et al. [107], Gawin et al. [47], ...) ont étudié le comportement thermo-hydro-mécanique du béton à l'échelle macroscopique où ils considèrent le béton comme un matériau homogène. Ainsi, les propriétés des bétons sont les moyennes de celles de ses composants. Ces approches montrent un comportement globalement similaire avec les résultats mesurés par Kalifa et al. [65, 64] et Mindeguia et al. [99, 96].

La figure 1.31 présente les évolutions de la pression à différentes profondeurs en fonction du temps pour trois configurations d'essais réalisés par Kalifa et al. [64]. Les bétons testés sont des bétons à hautes performances (BHP M100) avec ou sans ajout de fibres polypropylènes. Chaque configuration d'essai a été répétée deux fois.

On constate une dispersion assez élevée des pressions mesurées à iso distance de la surface chauffée pour une même configuration d'essai (chauffage unidirectionnelle de l'éprouvette). Kalifa et al. [64] ont évoqué plusieurs hypothèses pour expliquer la

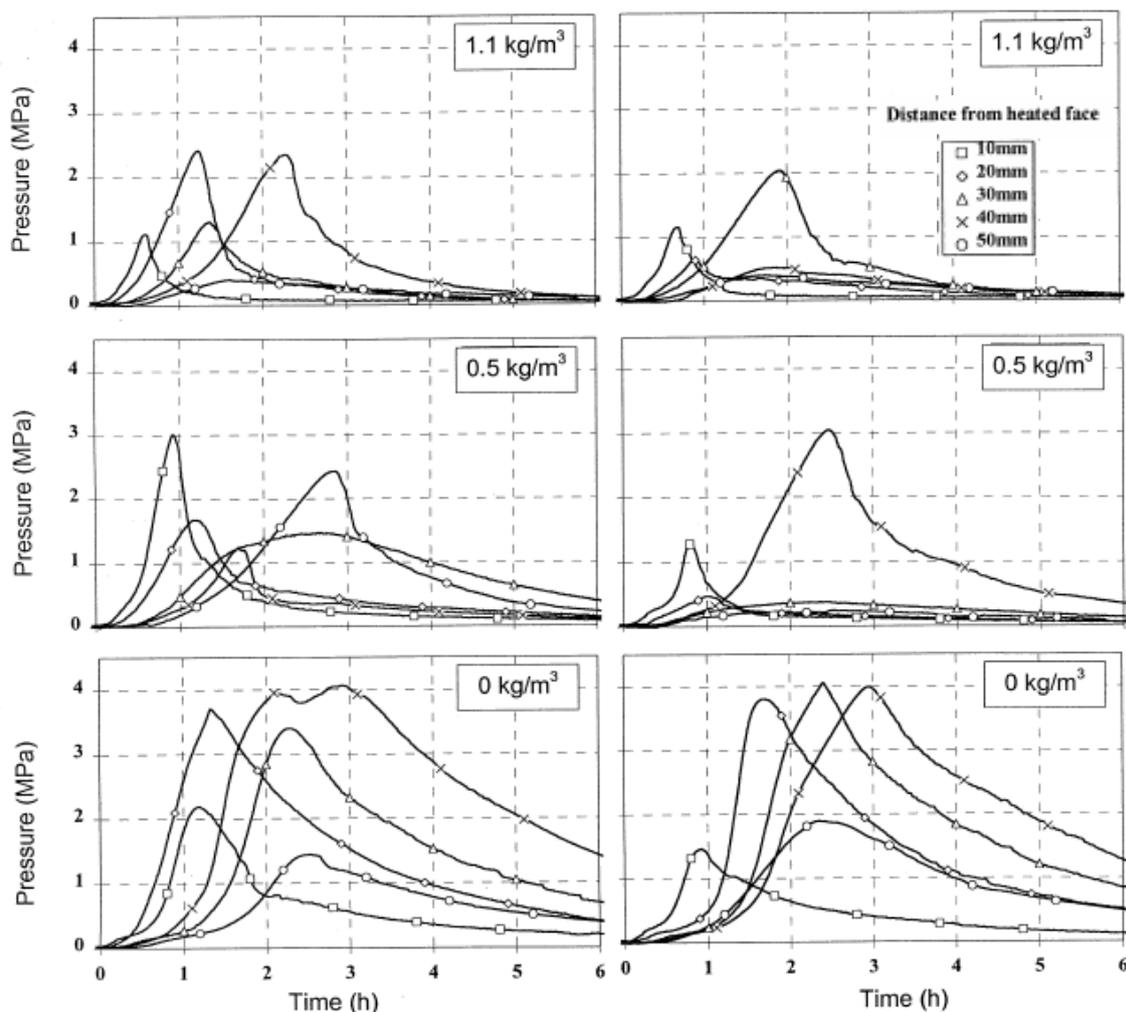


Figure 1.31 — Evolutions de pressions dans des éprouvettes chauffées à un côté jusqu'à 600°C [64].

dispersion des pressions : hétérogénéité du béton, création d'une macrofissure, ... La dispersion de pression a été également observée par Mindeguia et al. [99, 96] et par Mitsuo-Ozawa et al. [108].

Des approches à l'échelle macroscopique ne permettent pas de prendre en compte des effets de l'incompatibilité pâte / granulats dans le comportement en température du béton. Comme montré aux paragraphes précédents, les transformations physico-chimiques ont lieu essentiellement dans la pâte de ciment dans la gamme de température $[20 - 500^{\circ}\text{C}]$, les granulats étant généralement plus stables dans cette gamme de température. Par ailleurs, les réseaux poreux se trouvent principalement dans la pâte de ciment et à l'interface pâte / granulats. Ainsi, la présence des granulats pourrait perturber la distribution de pression. Ainsi, la modélisation macroscopique qui ne distingue pas les granulats et la pâte de ciment nous paraît incapable d'expliquer ou de quantifier des phénomènes locaux. C'est le cas par exemple la variabilité de la pression

(Fig. 1.31).

En outre, la propagation des microfissures peut être influencé par la morphologie et distribution des granulats (cf. 1.6, Fig. 1.30). L'approche macroscopique ne permet pas de prendre en compte l'important incompatibilité pâte-granulat dans le comportement mécanique et donc de prédire correctement des chemins de fissuration. Ainsi, cette approche n'est pas non plus en mesure d'expliquer pourquoi, dans une même configuration d'essai (par exemple celle réalisé par Mindeguia [96]), l'un a eu des instabilités thermiques, l'autre non.

1.8 Approches à l'échelle mésoscopique pour l'étude du béton à hautes températures

Les approches mésoscopiques pour le béton traitent les dégradations engendrées à une échelle inférieure ou égale au Volume Elémentaire Représentatif (VER) du béton. La nature composite et hétérogène nécessite une séparation en plusieurs phases (mortier, ciment, granulats, sables, ...) afin de faciliter l'étude des lois comportement de chaque phase. Dans cette partie, nous présentons brièvement quelques modèles numériques que nous avons trouvés dans la littérature pour modéliser le comportement du béton à haute température à l'échelle mésoscopique.

1.8.1 Modèle Béton Numérique de Mounajed et al. [101]

Dans ce modèle, l'approche locale se base sur le modèle aléatoire "Béton Numérique" [101]. Le caractère aléatoire du modèle est dû principalement à l'hétérogénéité du béton induite par une distribution aléatoire des granulats de différentes tailles dans la pâte de ciment. Ces derniers possèdent des caractéristiques différentes de la matrice cimentaire.

L'approche proposée permet de considérer le matériau Béton Numérique comme étant un matériau multi-phasique avec des successions de n phases de matériaux distribués spatialement d'une manière aléatoire. Ainsi nous pouvons adopter dans un premier temps les phases suivantes pour représenter un béton :

$$\text{Béton Numérique} = \sum_i^{nb \text{ phases}} \text{Phase}_i \times \text{Volume}_i \quad (1.5)$$

avec :

1^{ère} phase : squelette solide de la matrice ciment M_1

2^{ème} phase : une distribution aléatoire des pores avec la possibilité de décomposer cette phase en plusieurs sous-phases pour représenter des volumes et des natures différentes de pores $M_2, M_3, \dots M_x$

3^{ème} phase : une distribution spatiale aléatoire des granulats avec la possibilité de

décomposer cette phase en plusieurs sous-phases pour tenir compte des différentes tailles et différentes natures de granulats $M_x, M_{x+1}, \dots, M_{nb_phases}$.

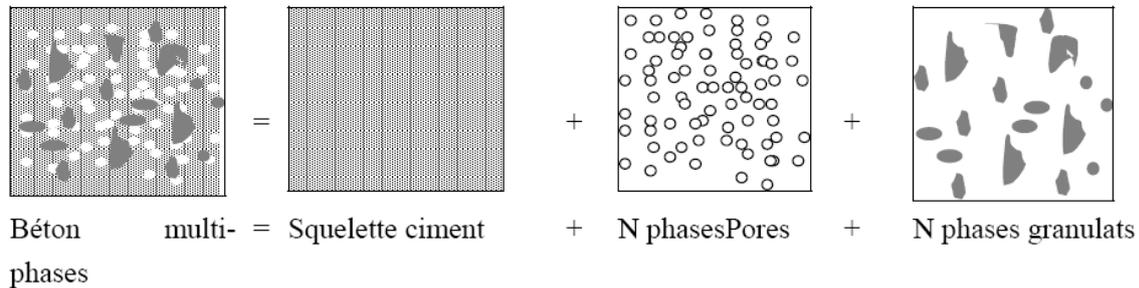


Figure 1.32 — Approche multiphasique du béton numérique [101].

Dans certains cas d'approche structurale, et pour des raisons pragmatiques liées à la taille du VER, la phase des pores peut être négligée. Ainsi, l'auteur a utilisé le modèle BN en considérant le béton comme un matériau à deux phases homogènes : une phase mortier ciment regroupant la squelette solide et les pores d'une part et une phase granulats décomposée en n sous-phases pour représenter les différents types de granulats.

La figure 1.33 suivante montre les phases et les caractéristiques hétérogènes d'un béton, avec un maillage d'éléments quadrilatères à 4 noeuds.

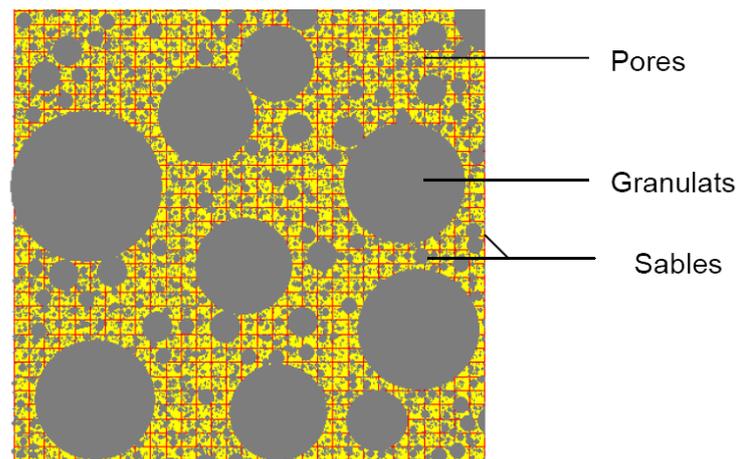


Figure 1.33 — Phases et caractère hétérogène du matériau [101].

Cette approche a confirmé que l'endommagement est lié à l'hétérogénéité du béton et qu'il augmente avec la température. La figure 1.34 montrent l'évolution de l'endommagement en fonction de la température. Il s'agit d'un échantillon en béton chauffé d'une manière homogène et en libre dilatation.

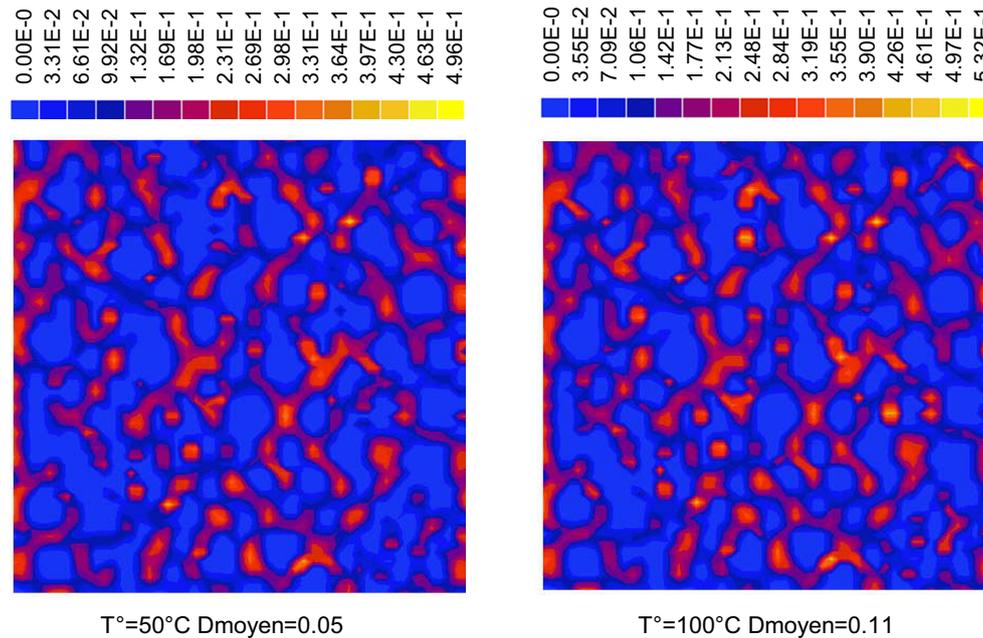


Figure 1.34 — Evolution de l'endommagement thermique en fonction de la température [101].

L'interface pâte-granulats est la partie la plus touchée par l'élévation de la température. L'évolution de l'endommagement est due à l'augmentation de la température. La figure 1.34 montre les zones localement endommagées à 50°C et à 100°C .

1.8.2 Contributions micromécaniques de Grondin et al. [55]

Un modèle numérique multi-échelle est proposée dans le cadre de cette étude pour étudier le comportement thermo-hydro-mécanique des matériaux cimentaires. Ce modèle est basé sur une approche éléments finis couplée à une génération numérique de la microstructure du matériau. Une méthode d'homogénéisation est utilisée pour calculer des propriétés thermo-hydro-mécaniques macroscopiques et des propriétés hydrauliques macroscopiques des matériaux hétérogènes selon les propriétés de ses composants.

A l'échelle microscopique, des simulations numériques ont été réalisées sur des pâtes de ciment et des champs de flux hydrauliques, de contraintes et de déformations sont localisées. Le modèle développé a été appliqué à la problématique du fluage thermique transitoire et a permis d'identifier localement l'endommagement des éprouvettes en béton chauffées en température et chargées simultanément en compression ou en traction. L'approche micromécanique est appliquée pour le calcul des propriétés thermo-mécanique du béton sous une charge de traction à haute température et pour localiser de l'endommagement au sein de la microstructure. La perméabilité équivalente est calculée.

L'étude porte sur un essai avec un béton à haute performance réalisé par Hager et al. [114, 58]. La vitesse d'augmentation de température était de $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ dans l'essai. Ainsi, dans l'étude de Grondin [55], il a considéré qu'il n'y a pas de gradient de température dans l'éprouvette. La pression est aussi considérée comme nulle dans les formulations du modèle en supposant qu'à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$, les niveaux de pression sont assez faibles pour endommager significativement le béton.

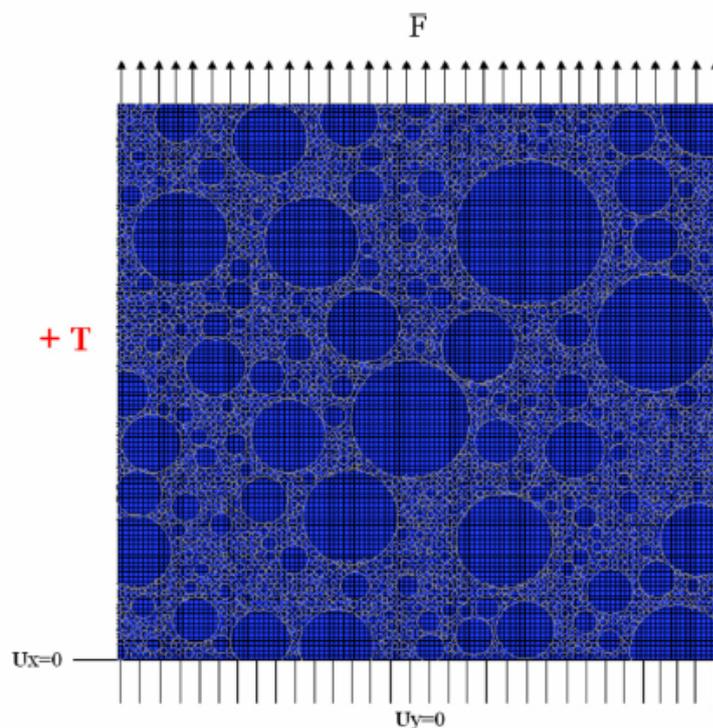


Figure 1.35 — Volume Élémentaire Représentative du Béton Numérique et les conditions aux limites [55].

Le VER est simulé en bidimension avec une condition de déformation plane. L'auteur a pris en compte la distribution de taille réelle des agrégats. Les charges macroscopiques sont appliquées sur les bords du VER dans les mêmes conditions que les essais (Fig. 1.35).

La figure 1.36 montre la localisation de l'endommagement dans la microstructure du béton à 100°C et 140°C . Le niveau de l'endommagement est défini par les couleurs qui changent entre le bleu (aucun endommagement) et le jaune (fissuré). La figure 1.36 montre clairement que l'endommagement est plus élevé dans la pâte de ciment à 140°C . Les agrégats sont moins affectés. Et la valeur moyenne de l'endommagement est d'environ 0.5 ce qui est suffisant pour augmenter la porosité locale [55].

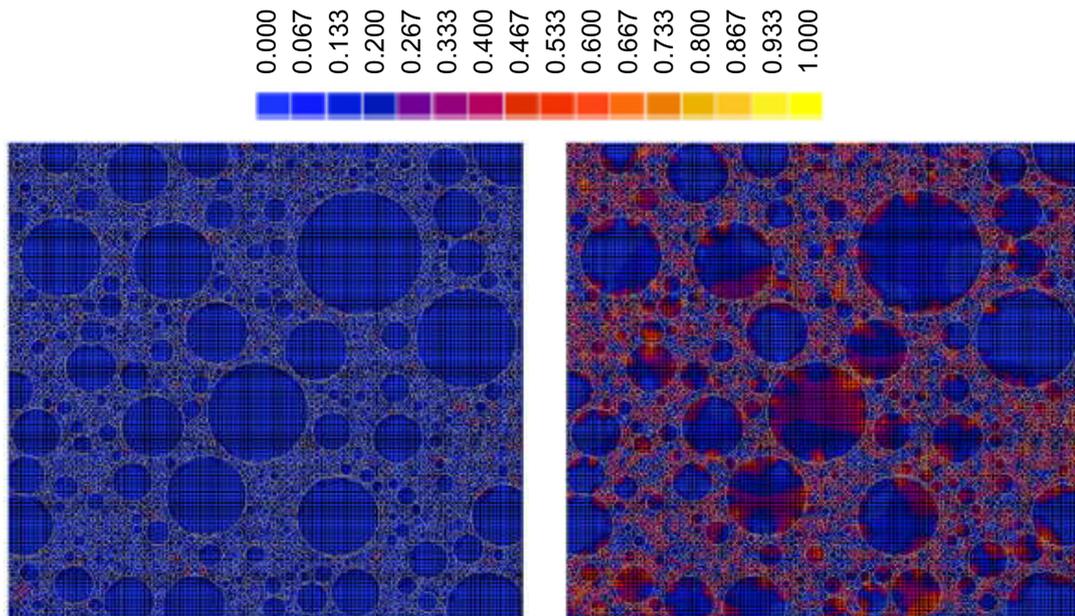


Figure 1.36 — Localisation de l'endommagement dans le béton à $100^{\circ}C$ et $140^{\circ}C$ [55].

1.8.3 Modèle Béton Numérique de Delft-TNO [25]

Dans le même contexte, une analyse par éléments finis basés sur un modèle mésoscopique a été développée par les chercheurs de l'Université de Delft (TNO) [25]. Ce modèle est destiné à simuler la dégradation du béton en traction, en utilisant un modèle élasto-plastique pour le béton.

Dans ce modèle on distingue trois phases principales :

- Une phase mortier : représente la matrice cimentaire (pâte de ciment et sable).
- Une phase granulats : représente les tailles différents des granulats
- Une phase interface : représente la partie fragile située entre le mortier et les granulats.

La génération des petits granulats et la zone d'interface dépendent de la finesse du maillage. Le diamètre des plus petits granulats est égal à deux fois la taille de l'élément fini et pour les gros granulats, le diamètre ne doit pas dépasser 4 fois le diamètre des plus petits granulats.

La figure 1.37 montre un exemple de génération des phases constituant le modèle.

L'épaisseur de la zone d'interface est choisie à partir de la taille de l'élément (20% de la taille de l'élément) mais la valeur adoptée ($0,4\text{ mm}$) reste très grande par rapport à l'épaisseur réelle de cette zone ($1\text{ à }40\mu\text{m}$). Les éléments triangulaires à 3 noeuds sont adoptés pour générer le mortier et les granulats tandis que la zone d'interface est constituée d'éléments triangulaires à 6 noeuds.

La figure 1.37 montre également la déformation plastique obtenue par le modèle

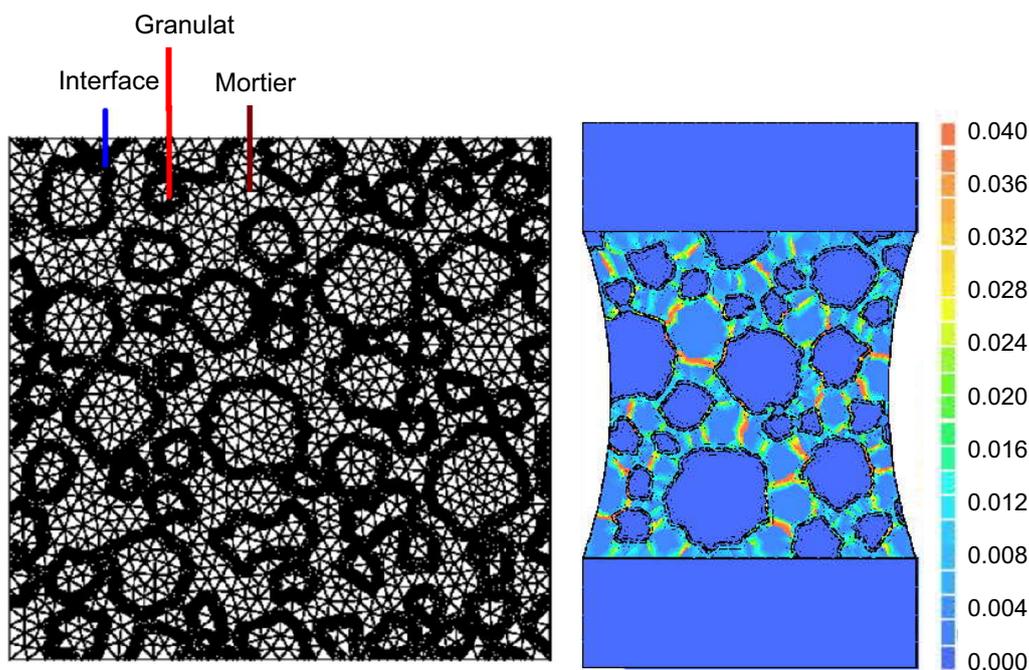


Figure 1.37 — A gauche, exemple de génération des phases (Modèle Delft TNO). A droite, déformation plastique dans la direction principale (matériau chauffé à 400°C) [25].

pour un essai de traction simple sur un matériau chauffé à 400°C .

1.8.4 Approche thermo-mécanique mésoscopique de La-Borderie et al. [70]

Afin de faciliter les étapes d'analyse d'images, La-Borderie et al. [70] ont utilisé une image scannée (Fig. 1.38) obtenue à partir d'un béton spécifiquement formulé pour que le contraste entre la pâte et les granulats soit maximale. Les différentes phases sont différenciées à l'aide du logiciel OOF de NIST [105] qui génère le maillage correspondant.

La géométrie idéalisée des granulats est également obtenue par dégénérescence des inclusions en disques dont le rayon est calculé de façon à ce que l'aire soit respectée. La position du centre de gravité de chaque inclusion est globalement conservée.

Les maillages correspondant à la géométrie de référence et à la géométrie idéalisée sont sollicités en thermique et en thermique sous charge.

Sur la figure 1.39 on peut observer le champ d'endommagement à 600°C pour les deux géométries lors d'un chargement thermique pur. On se rend compte que les granulats du béton de référence sont plus endommagés que ceux du béton idéalisé. Cette remarque est particulièrement vraie pour les plus gros granulats dont le rôle est prépondérant en compression.

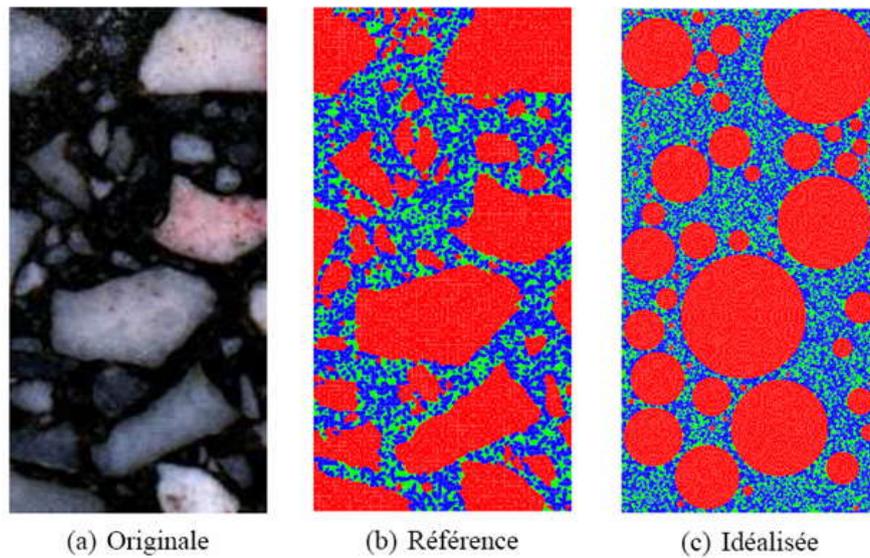


Figure 1.38 — Géométries des granulats [70].

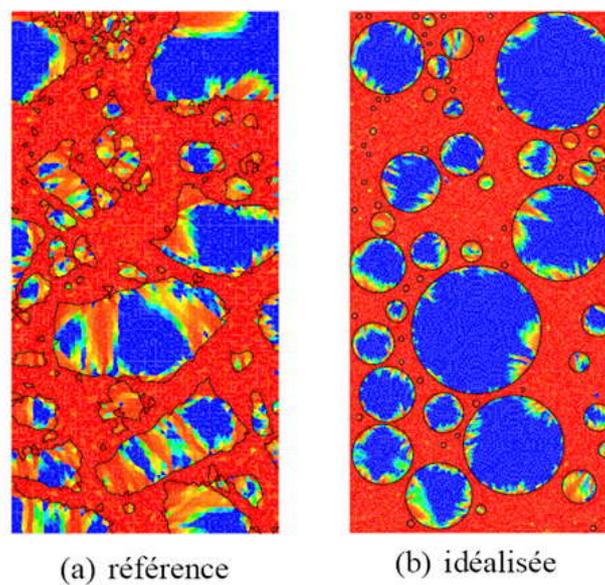


Figure 1.39 — Champs d'endommagement pour un chargement thermique pur à $600^{\circ}C$ [70].

1.8.5 Approche thermo-mécanique mésoscopique de De-Sa et al. [32]

L'objectif de cette approche est de simuler un chargement thermique ou thermo-mécanique sur une éprouvette en béton et d'observer sa réponse selon que l'on considère des propriétés homogènes sur l'ensemble du maillage ou que l'on distingue les différents composants du béton. Deux maillages sont donc réalisés (Fig. 1.40).

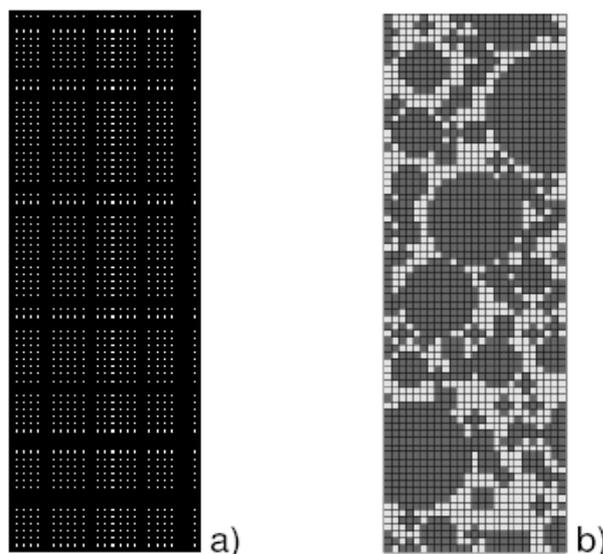


Figure 1.40 — Maillages aux éléments finis : a) Béton considéré homogène, b) Béton considéré hétérogène [32].

L'essai simulé est celui réalisé par Hager [44] concerne des éprouvettes cylindriques d'un BHP M100C (104 mm de diamètre et 300 mm de hauteur). Le chargement thermique est imposé à la surface de l'éprouvette avec une vitesse de montée en température de 0.5 ou 1.0°C/min).

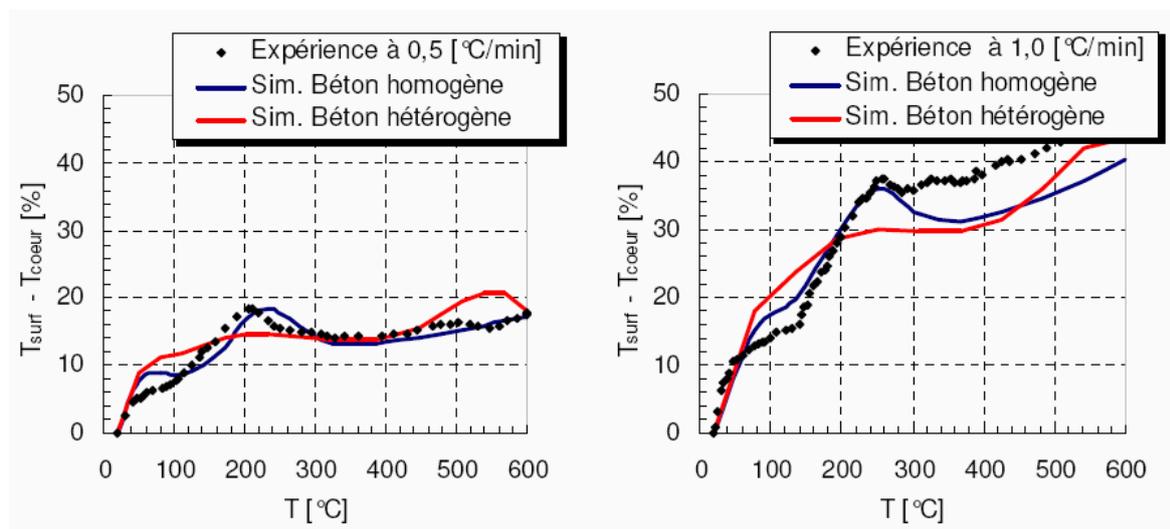


Figure 1.41 — Différence de température entre le coeur et la surface de l'éprouvette [32].

La figure 1.41 présente la comparaison des différences de température entre coeur et la surface de l'éprouvette. Un bon accord entre les résultats expérimentaux et

numériques a été obtenu pour les deux types de maillage.

1.9 Conclusions

Les recherches présentées lors de cette étude, notamment sur le plan expérimental, ont mis en évidence la complexité du comportement des bétons soumis à haute température et l'existence d'une combinaison de mécanismes d'endommagement de différentes origines : mécanique (déformations), physique (transfert de chaleur, transfert de masse, départ d'eau libre, variation de la perméabilité intrinsèque, ...) et chimique (déshydratation, carbonatation, transformations chimiques). L'étude bibliographique a permis de mettre en évidence un certain nombre de points à intégrer sur le plan expérimental et numérique. Dans l'intervalle de température de 20°C à 500°C les transformations physicochimiques ont lieu dans la pâte de ciment, les granulats restent encore stable. Le réseau poreux se trouve essentiellement dans la pâte de ciment et à l'interface pâte / granulats. Ainsi, dans notre étude, les granulats seront considérés comme inertes hydriquement dans la plage de température comprise entre 20 et 500°C . Cette étude bibliographique a également mis en évidence les incompatibilités de comportement hydrique et mécanique entre la pâte de ciment et les granulats, notamment la dilatation thermique différentielle entre eux.

Dans cette partie, nous avons regroupé à partir des différents travaux, les évolutions des caractéristiques thermiques, hydriques et mécaniques de différents bétons à haute température. Une partie de ces résultats vont nous servir à caractériser les éléments pour la simulation numérique du comportement des bétons à haute température.

Le comportement THM du béton présente des spécificités propres liées à ce matériau. L'analyse par des modèles macroscopiques montre l'insuffisance de l'approche macroscopique quant à la prise en compte des incompatibilités et des modes complexes de dégradation du béton sous l'effet de la température. En effet, en raison de la forte hétérogénéité du béton, le processus de dégradation de ce matériau est gouverné par plusieurs mécanismes qui se produisent à une échelle inférieure à celle d'un volume élémentaire représentatif du matériau.

La modélisation du comportement du matériau à l'échelle macroscopique ne permet pas de prendre en compte les désordres provoqués par un chargement thermique à l'échelle microscopique. La nature composite et hétérogène nécessite une séparation en plusieurs phases (mortier, ciment, granulats, sables, ...) afin de faciliter l'étude des lois comportement de chaque phase. Nous avons présenté des travaux de modélisation menés à l'échelle mésoscopique. Cependant, ces études sont d'une part seulement en bi-dimension et d'autre part limitées au comportement thermo-mécanique et ne prennent pas en compte les effets de la pression et de l'incompatibilité de comportement hydrique entre pâte / granulats, deux effets qui nous paraissaient incontournables pour bien modéliser le comportement thermo-hydrique et la dégradation du béton à haute température.

Ainsi, nous proposons par la suite une approche thermo-hydro-mécanique multi-

échelle en tridimension pour étudier le comportement THM transitoire du béton afin de répondre aux objectifs suivants :

- étudier la variabilité des mesures de pressions constatées expérimentalement,
- analyser le rôle de la présence des granulats sur les champs thermo-hydriques et la fissuration,
- étudier l'influence de la nature, morphologie et distribution des granulats sur les champs thermo-hydriques et la fissuration,
- analyser l'effet de la vitesse de chauffage sur les champs thermo hydriques et la fissuration,
- comparer entre l'approche mésoscopique bidimensionnelle et tridimensionnelle et puis évaluer la pertinence de celle en bidimension.

La démarche envisagée consiste à générer des modèles éléments finis tridimensionnels qui prennent en compte la microstructure du béton.

Modélisation du comportement Thermo-Hydro- Mécanique à l'échelle mésoscopique

2.1 Introduction

Le matériau béton est un milieu poreux ouvert partiellement saturé en eau dont la microstructure présente un caractère aléatoire et fortement hétérogène à différentes échelles d'observation : du nanomètre (échelle des composants de base de la pâte de ciment) au centimètre (échelle représentative des gros granulats).

L'échelle mésoscopique considérée dans ce travail correspond à l'échelle à partir de laquelle les inclusions de taille caractéristique inférieure à 5 *mm* (gravillons, sable, fines...) et la pâte de ciment hydraté peuvent être considérées comme une matrice homogène (mortier) dans laquelle sont enchâssés les gros granulats (de taille caractéristique supérieure au seuil de 5 *mm*).

Cette discrimination des échelles est relativement arbitraire. Cependant, elle est réaliste car, en terme de changement d'échelle, elle correspond au passage du mortier au béton. Elle est également motivée par la méconnaissance du rôle de la morphologie et distribution des gros granulats sur le comportement thermo-hydro-mécanique (THM) des bétons, en particulier sur les mécanismes de l'écaillage.

Pour cette modélisation à l'échelle mésoscopique, l'ensemble du milieu occupe un domaine Ω (Fig.2.1) qui est subdivisé en deux sous-domaines Ω^m et Ω^i correspondant, respectivement, à la matrice et aux inclusions. Leurs frontières extérieures sont désignées respectivement par Σ^m et Σ^i , avec $\Sigma = \Sigma^m \cup \Sigma^i$ étant la frontière du domaine $\Omega = \Omega^m \cup \Omega^i$. En outre, la frontière interne, correspondant à l'interface matrice-inclusion, est notée Σ^{m-i} .

La dimension caractéristique du domaine Ω étudié doit être plus grande que la taille d'un volume élémentaire représentatif (VER) du béton. Grondin et al. [57, 56] ont

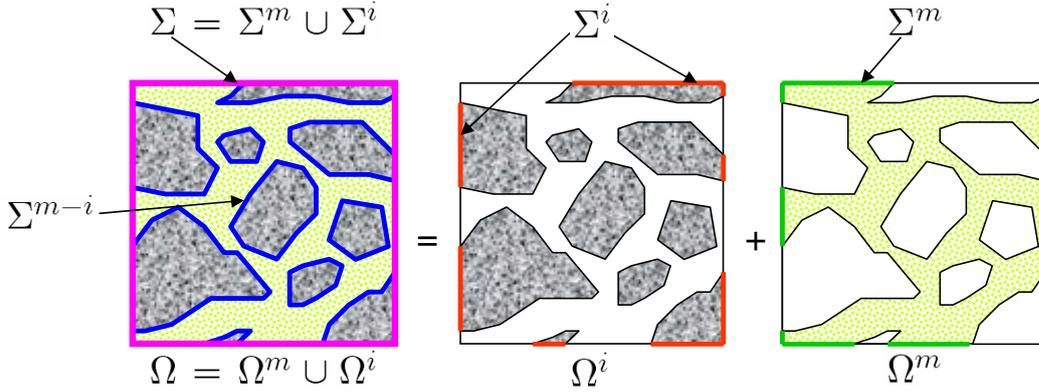


Figure 2.1 — L'ensemble du milieu.

montré que la dimension caractéristique L du VER doit satisfaire le critère $L/d_{max} \geq 4$ où d_{max} est la taille du plus gros granulat. Cette exigence a été montrée aussi bien pour des propriétés élastiques que pour des propriétés de transfert. En effet, sous cette condition les valeurs homogénéisées du module Young et de la perméabilité intrinsèque restent sensiblement stables. Il est à noter que ce critère reste dans l'intervalle de valeurs $L/d_{max} \geq 3 \sim 6$ mis en évidence dans les travaux [12, 41] sur le comportement des matériaux quasi-fragiles.

La matrice est décrite comme un milieu poreux ouvert partiellement saturé en eau et est modélisée par une approche thermo-hydro-mécanique. Les inclusions sont considérées comme inertes hydriquement et une modélisation thermo-mécanique est adoptée. En effet, les inclusions ont en général un faible réseau poreux connecté et une faible saturation initiale.

La modélisation THM consiste à représenter la matrice comme un squelette solide occupant le domaine Ω^s et un réseau poreux connecté de domaine Ω^p (Fig. 2.2). La porosité ϕ^m du système, ratio de volume de pores $|\Omega^p|$ au volume total de la matrice $|\Omega^m|$ est alors définie :

$$\phi^m = \frac{|\Omega^p|}{|\Omega^m|} \quad (2.1)$$

Ainsi, le volume de pores et le volume de squelette solide par unité de volume de matrice sont respectivement ϕ^m et $1 - \phi^m$. Par ailleurs, le degré de saturation en eau liquide peut être introduit :

$$S_l = \frac{|\Omega_l^p|}{|\Omega^p|} = \frac{\phi_l^m}{\phi^m} \quad (2.2)$$

comme étant le ratio du volume d'eau liquide $|\Omega_l^p|$ au volume total des pores. Ainsi, le volume d'eau liquide et le volume de gaz (partie complémentaire) par unité de volume

de matrice sont respectivement $S_l \phi^m$ et $(1 - S_l) \phi^m$. Le mélange gazeux est constitué d'air sec et de vapeur d'eau.

Cette modélisation permet de suivre l'évolution dans le temps et la répartition spatiale des variables décrivant l'état du milieu, tels que les champs de pression p_π avec $\pi = v, a, g, l$ (où ces indices correspondent respectivement à la vapeur, l'air sec, le mélange gazeux et le liquide) dans la matrice, de température T et de déplacement \mathbf{u} dans l'inclusion i et la matrice m .

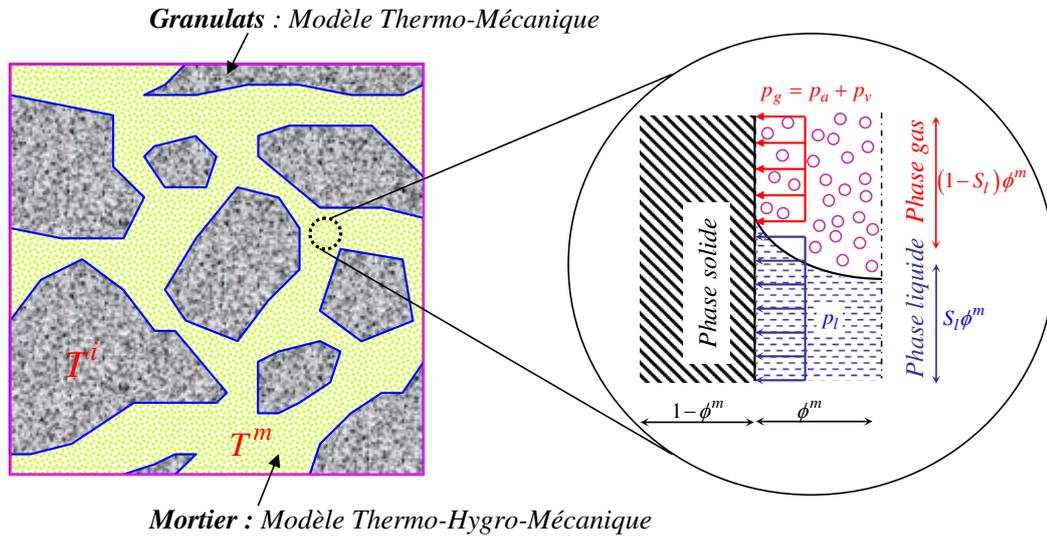


Figure 2.2 — Modèles de comportement des constituants du béton.

2.2 Modélisation thermo-hydrrique à l'échelle mésoscopique

Dans un premier temps, les formes locales des équations de conservation sont présentées. Il s'agit des équations de conservation de masse des différentes phases (squelette solide et phases fluides) et de l'équation de conservation de l'énergie de l'ensemble du milieu poreux. La formulation faible du problème aux limites est ensuite présentée suivie de la discrétisation spatio-temporelle pour construire le modèle élément fini associé. Enfin, le traitement particulier des conditions aux limites de convection de masse est présenté au vu de l'algorithme itératif de résolution adopté.

Pour cela, le comportement hydrique des inclusions (domaine Ω^i) reste marginal, un modèle thermique est donc considéré comme suffisant pour décrire leur comportement dans le béton. La matrice (domaine Ω^m) est alors le seul siège du transport de masse des espèces fluides. Par ailleurs, une interface matrice-inclusion (Σ^{m-i}) parfaite est adoptée, préservant la continuité du champ de température entre les deux phases, tandis que les

flux de masses qui traversent cette frontière sont nuls. Enfin, l'effet de la déformation du squelette solide sur le problème de transport est négligé du fait du cadre des petites perturbations quasi-statiques.

2.2.1 Modélisation thermo-hydrigue de la matrice

Le modèle thermo-hydrigue pour la matrice partiellement saturée (domaine Ω^m) se base sur un ensemble d'équations de conservation de masse et d'énergie de chaque constituant du milieu : squelette solide, eau liquide, vapeur d'eau et air sec.

Ces équations de conservation sont complétées avec un ensemble approprié de relations constitutives qui permettent de réduire le nombre de variables d'état indépendantes [46, 50, 47, 30]. Dans la suite, l'ensemble complet des équations d'équilibre sera présenté. Les équations du modèle sont données en termes des variables d'état retenues. Dans cette approche, il s'agit de la pression d'air sec p_a , de la pression de vapeur p_v et de la température T . Le choix retenu simplifie la prescription des conditions aux limites en termes de concentration d'air sec et de vapeur dans le champ lointain environnant. Il est à préciser qu'un choix alternatif à ces variables est (p_c, p_g, T) , avec p_c et p_g étant, respectivement, la pression capillaire et la pression de gaz [90].

2.2.1.1 Équations de conservation

Les équations de conservation peuvent être obtenues en utilisant la procédure de moyenne spatiale des équations de conservation microscopiques, écrites pour les composants individuels du milieu. La théorie est basée sur les travaux de Bear [13, 14, 15], Gray & Hassanizadeh [51, 52, 53], Gray & Schrefler [54] et Lewis & Schrefler [81].

Pour des raisons de clarté de la présentation, seules les formes finales des équations de conservation macroscopiques sont présentées [111, 81, 47, 122]. En négligeant les effets de la déformation du squelette solide, les équations de conservation de masse pour le domaine Ω^m s'écrivent :

$$\frac{\partial m_s}{\partial t} = \dot{m}_{dehyd} \quad (2.3)$$

pour la phase solide de la matrice,

$$\frac{\partial m_l}{\partial t} + \nabla \cdot (m_l \mathbf{v}_{l-s}) = -\dot{m}_{vap} - \dot{m}_{dehyd} \quad (2.4)$$

pour l'eau liquide,

$$\frac{\partial m_v}{\partial t} + \nabla \cdot (m_v \mathbf{v}_{v-s}) = \dot{m}_{vap} \quad (2.5)$$

pour la vapeur, et :

$$\frac{\partial m_a}{\partial t} + \nabla \cdot (m_a \mathbf{v}_{a-s}) = 0 \quad (2.6)$$

pour l'air sec, avec m_π est la masse de la phase π par unité de volume du milieu poreux ($\pi = s$ pour le solide, $\pi = l$ pour le liquide, $\pi = v$ pour la vapeur, $\pi = a$ pour l'air sec) :

$$m_s = (1 - \phi^m) \rho_s \quad , \quad m_l = \rho_l S_l \phi^m \quad , \quad m_v = \rho_v (1 - S_l) \phi^m \quad , \quad m_a = \rho_a (1 - S_l) \phi^m \quad (2.7)$$

dans lequel ρ_π est la masse volumique correspondante, ϕ^m est la porosité de la matrice et S_l est le degré de saturation en eau liquide dans les pores, la partie complémentaire du volume de pores étant remplie par le mélange gazeux. Ces équations tiennent compte des changements de phase dus à la déshydratation [31, 120, 119], des phénomènes d'évaporation et de condensation [81]. Un terme source, correspondant au taux de masse de déshydratation \dot{m}_{dehyd} ($\dot{m}_{dehyd} < 0$) et au taux de masse d'évaporation \dot{m}_{vap} , sont donc considérés.

En outre, les vitesses \mathbf{v}_π des fluides sont décomposées en composantes relatives afin de décrire le transport de masse, au sein du réseau poreux, incluant les phénomènes de perméation et de diffusion dus, respectivement, aux gradients de la pression et de la concentration. Ces décompositions sont données par :

$$\mathbf{v}_l = \mathbf{v}_s + \mathbf{v}_{l-s} \quad , \quad \mathbf{v}_v = \mathbf{v}_s + \mathbf{v}_{g-s} + \mathbf{v}_{v-g} \quad , \quad \mathbf{v}_a = \mathbf{v}_s + \mathbf{v}_{g-s} + \mathbf{v}_{a-g} \quad (2.8)$$

où \mathbf{v}_s , ici négligée, est la vitesse de la phase solide, $\mathbf{v}_{\pi-s}$ est la vitesse relative de l'eau liquide ($\pi = l$) et du mélange gazeux ($\pi = g$) par rapport au squelette solide et $\mathbf{v}_{\pi-g}$ est la vitesse de la vapeur ($\pi = v$) et de l'air sec ($\pi = a$) par rapport au mélange gazeux (air humide).

Dans ce qui suit, l'équation conservation de masse de la phase solide (2.3) est substituée pour expliciter l'évolution de la porosité dans les autres équations de conservation des masses des fluides selon :

$$\frac{\partial \phi^m}{\partial t} = - \frac{\dot{m}_{dehyd}}{\rho_s} \quad (2.9)$$

où la densité de la phase solide ρ_s est supposée être constante.

Il est à noter que l'équation (2.9) est strictement locale, car l'effet de la déformation du squelette solide sur la porosité est négligé dans le cadre des petites déformations adoptées.

Afin d'éliminer le terme source d'évaporation \dot{m}_{vap} , les équations de conservation de l'eau liquide (2.4) et de la vapeur (2.5) sont sommées pour obtenir l'équation d'équilibre de la masse totale de l'eau m_w [81] :

$$\frac{\partial m_w}{\partial t} + \nabla \cdot (m_l \mathbf{v}_{l-s} + m_v \mathbf{v}_{v-s}) = -\dot{m}_{dehyd} \quad (2.10)$$

avec :

$$m_w = m_l + m_v \quad (2.11)$$

En ce qui concerne l'équation de conservation de l'énergie, en considérant que les phases sont en équilibre thermique entre elles et en combinant le premier principe de la thermodynamique avec les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement (Schrefler et *al.* [47, 48, 81, 111]), la conservation de l'énergie pour l'ensemble du milieu poreux (matrice de domaine Ω^m) donne :

$$\sum_{\pi} (m_{\pi} C_{\pi}) \frac{\partial T}{\partial t} + \sum_{\pi} (m_{\pi} C_{\pi} \mathbf{v}_{\pi}) \cdot \nabla T + \nabla \cdot \mathbf{q} = -H_{vap} \dot{m}_{vap} + H_{dehyd} \dot{m}_{dehyd} \quad (2.12)$$

où H_{vap} et H_{dehyd} sont les enthalpies de vaporisation et de déshydratation et \mathbf{q} est le vecteur flux de chaleur. Par ailleurs, le terme :

$$\sum_{\pi=s,l,v,a} (m_{\pi} C_{\pi}) = \rho^m C_p^m \quad (2.13)$$

correspond à la capacité thermique de l'ensemble du milieu poreux et le terme :

$$\sum_{\pi}^{l,g} (m_{\pi} C_{\pi} \mathbf{v}_{\pi}) = m_l C_l \mathbf{v}_{l-s} + m_g C_g \mathbf{v}_{g-s} \quad (2.14)$$

traduit le transfert convectif de la chaleur dans le réseau poreux avec C_{π} étant la chaleur spécifique de chacun des constituants.

Ainsi, on peut mettre l'équation de conservation de l'énergie sous la forme suivante :

$$\rho^m C_p^m \frac{\partial T}{\partial t} + (m_l C_l \mathbf{v}_{l-s} + m_g C_g \mathbf{v}_{g-s}) \cdot \nabla T + \nabla \cdot \mathbf{q} = -H_{vap} \dot{m}_{vap} + H_{dehyd} \dot{m}_{dehyd} \quad (2.15)$$

2.2.1.2 Équations constitutives

Équations d'état des fluides L'eau liquide est considérée comme incompressible. Sa masse volumique dépend seulement de la température :

$$\rho_l = \rho_l(T) \quad (2.16)$$

La vapeur, l'air sec et le mélange gazeux sont considérés comme des gaz parfaits, ce qui donne ($\pi = v, a, g$) :

$$\rho_\pi = \frac{M_\pi}{RT} p_\pi \quad (2.17)$$

où p_π est la pression, M_π la masse molaire et R la constante universelle de gaz. En outre, la pression et la masse volumique du mélange gazeux peuvent être reliées aux pressions partielles et aux masses volumiques des constituants par la loi Dalton :

$$\rho_g = \rho_v + \rho_a \quad , \quad p_g = p_v + p_a \quad (2.18)$$

ce qui donne :

$$M_g = M_a + (M_v - M_a) \frac{p_v}{p_g} \quad (2.19)$$

Équilibre Liquide - Vapeur En supposant que le processus d'évaporation se produit sans dissipation d'énergie, c'est-à-dire, que l'eau liquide et la vapeur ont des enthalpies libres égales, on obtient l'équation généralisée de Clausius-Clapeyron :

$$p_v = p_{vs} \exp \left(\frac{M_v}{\rho_l RT} (p_g - p_c - p_{vs}) \right) \quad (2.20)$$

où p_c est la pression capillaire :

$$p_c = p_g - p_l \quad (2.21)$$

introduite pour le milieu poreux et p_{vs} est la pression de vapeur saturante.

L'équation de Clausius-Clapeyron permet ainsi de réduire le nombre de variables d'état indépendantes en donnant une relation entre la pression du liquide et celle de la vapeur tout en tenant compte de la capillarité dans le milieu poreux.

Flux de masse Selon la décomposition des vitesses (Eq. 2.8), les flux de masse peuvent s'exprimer explicitement :

$$\mathbf{J}_{l-s} = m_l \mathbf{v}_{l-s} = -K \frac{\rho_l k_{rl}}{\mu_l} \nabla p_l \quad (2.22)$$

$$\mathbf{J}_{v-s} = m_v \mathbf{v}_{g-s} + m_v \mathbf{v}_{v-g} = -K \frac{\rho_v k_{rg}}{\mu_g} \nabla p_g - D \rho_g \frac{M_v M_a}{M_g^2} \nabla \left(\frac{p_v}{p_g} \right) \quad (2.23)$$

$$\mathbf{J}_{a-s} = m_a \mathbf{v}_{g-s} + m_a \mathbf{v}_{a-g} = -K \frac{\rho_a k_{rg}}{\mu_g} \nabla p_g - D \rho_g \frac{M_v M_a}{M_g^2} \nabla \left(\frac{p_a}{p_g} \right) \quad (2.24)$$

$$\mathbf{J}_{w-s} = m_l \mathbf{v}_{l-s} + m_v \mathbf{v}_{g-s} + m_v \mathbf{v}_{v-g} = \mathbf{J}_{l-s} + \mathbf{J}_{v-s} \quad (2.25)$$

Dans les équations ci-dessus, où les lois de Darcy et de Fick sont introduites, K est la perméabilité intrinsèque, $k_{r\pi}$ est la perméabilité relative qui rend compte de la coexistence du mouvement du liquide et du gaz, μ_π est la viscosité dynamique, D est la diffusivité et M_π est la masse molaire. Pour le mélange gazeux, le flux de masse $\mathbf{J}_{\pi-s}$ avec $\pi = v, a$, se décompose en un flux correspondant à l'écoulement de Darcy ($m_\pi \mathbf{v}_{g-s}$), contrôlé par la vitesse barycentrique du gaz \mathbf{v}_{g-s} et en un flux correspondant à la diffusion [69] de Fick ($m_\pi \mathbf{v}_{\pi-g}$) de chaque constituant dans le mélange de gaz, contrôlé par le gradient de concentration de ce constituant.

Flux de chaleur Dans l'équation de conservation de l'énergie (2.15), le processus de conduction de la chaleur dans le milieu poreux peut être décrit par la loi de Fourier qui relie la température au flux de chaleur comme suit :

$$\mathbf{q} = -\lambda^m(S_l, T) \nabla T \quad (2.26)$$

où $\lambda^m(S_l, T)$ est la conductivité thermique effective de la matrice. Elle dépend de la température et du degré de saturation.

Isotherme de sorption-désorption Résoudre les équations présentées vise à déterminer la distribution spatiale et temporelle de la température, les masses des constituants et des pressions correspondantes dans le milieu poreux. En introduisant les équations constitutives précédentes, le problème à résoudre, à cette étape, contient comme inconnues principales (S_l, p_v, p_a, T) ou alternativement (S_l, p_c, p_g, T) . Cet ensemble est réduit par l'introduction d'une relation explicite supplémentaire [7, 2, 29, 91] :

$$S_l = S_l(p_c, T) = S_l(p_v, p_a, T) \quad (2.27)$$

qui est l'isotherme de sorption-désorption, décrivant la rétention de l'eau par le milieu poreux du fait de sa microstructure : distribution des tailles de pores et effet de la capillarité.

En utilisant cette relation complémentaire, l'ensemble des inconnues se réduit alors davantage à (p_v, p_a, T) où un choix est fait ici pour retenir les variables d'état (p_v, p_a) au lieu de (p_c, p_g) ou (p_l, p_a) .

2.2.2 Modélisation thermique des inclusions

Selon l'hypothèse précédente dans laquelle les effets hydriques sont négligés pour les granulats, un modèle thermique pur est adopté pour le comportement des inclusions. Pour cela, l'équation standard de la chaleur est considérée pour le domaine Ω^i :

$$\rho^i C_p^i \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q} = 0 \quad (2.28)$$

où ρ^i est la masse volumique des inclusions, $C_p^i(T)$ est la chaleur spécifique des inclusions qui dépend de la température et prend en compte certaines transformations chimiques qui se produisent dans des agrégats chauffés. Il est à rappeler que ces transformations ne se manifestent qu'à partir d'une température seuil de $500^\circ C$ (cf. § 1.3, chapitre 1).

Par ailleurs, le vecteur flux de chaleur \mathbf{q} est donné par la loi de Fourier :

$$\mathbf{q} = -\lambda^i(T) \nabla T \quad (2.29)$$

avec la conductivité thermique dépendant uniquement de la température $\lambda^i(T)$.

2.2.3 Conditions aux limites

Le problème thermo-hydrrique global consiste à déterminer la température T et les champs de pression p_v et p_a , satisfaisant les équations de conservation (2.6), (2.15), (2.10) et (2.28) dans les domaines Ω^m et Ω^i , avec les conditions aux limites et aux interfaces suivantes :

$$p_v = \bar{p}_v \quad \text{sur} \quad \Sigma_p^m \quad (2.30)$$

$$p_a = \bar{p}_a \quad \text{sur} \quad \Sigma_p^m \quad (2.31)$$

$$T = \bar{T} \quad \text{sur} \quad \Sigma_T = \Sigma_T^m \cup \Sigma_T^i \quad (2.32)$$

$$-\mathbf{J}_{v-s} \cdot \mathbf{n} = \bar{q}_v - h_g (\rho_v - \rho_v^\infty) \quad \text{sur} \quad \bar{\Sigma}_p^m \quad (2.33)$$

$$-\mathbf{J}_{a-s} \cdot \mathbf{n} = \bar{q}_a - h_g (\rho_a - \rho_a^\infty) \quad \text{sur} \quad \bar{\Sigma}_p^m \quad (2.34)$$

$$-\mathbf{J}_{l-s} \cdot \mathbf{n} = \bar{q}_l \quad \text{sur} \quad \bar{\Sigma}_p^m \quad (2.35)$$

$$-(\mathbf{q} - H_{vap} \mathbf{J}_{l-s}) \cdot \mathbf{n} = \bar{q}_T - h_T (T - T_\infty) - \epsilon \sigma (T^4 - T_\infty^4) \quad \text{sur} \quad \bar{\Sigma}_T^m \quad (2.36)$$

$$-\mathbf{q} \cdot \mathbf{n} = \bar{q}_T - h_T (T - T_\infty) - \epsilon \sigma (T^4 - T_\infty^4) \quad \text{sur} \quad \bar{\Sigma}_T^i \quad (2.37)$$

$$-\mathbf{J}_\bullet \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{sur} \quad \Sigma^{m-i} \quad (2.38)$$

$$[[T]] = 0 \quad \text{et} \quad [[-\mathbf{q} \cdot \mathbf{n}]] = 0 \quad \text{sur} \quad \Sigma^{m-i} \quad (2.39)$$

où Σ_{\bullet} est la partie de la frontière extérieure à laquelle la variable (température, pression) est connue, tandis que $\bar{\Sigma}_{\bullet}$ est la partie complémentaire (avec la normale extérieure d'unité \mathbf{n}) à laquelle les flux (chaleur, masse) sont imposés, \bar{q}_{π} sont les flux imposés, ρ_{π}^{∞} avec $\pi = v, a$, respectivement, T_{∞} sont les masses volumiques de vapeur et d'air sec, respectivement, la température dans le champ environnant lointain. Le coefficient h_g , respectivement h_T , est coefficient d'échange de convection de masse, respectivement de convection d'énergie [81]. L'émissivité est notée ϵ et σ est la constante de Stefan-Boltzmann. Le symbol $[[\bullet]]$ indiquent le saut d'une grandeur à l'interface.

En plus, les conditions initiales $p_v(\mathbf{x}, t = 0)$, $p_a(\mathbf{x}, t = 0)$, avec $\mathbf{x} \in \Omega^m$, et $T(\mathbf{x}, t = 0)$, avec $\mathbf{x} \in \Omega$, sont également à préciser, où \mathbf{x} est le vecteur des coordonnées spatiales.

Il est à noter que la condition d'interface (2.38) sur les champs hydriques traduit que les flux de masse et donc d'advection de chaleur ne peuvent traverser des inclusions. Par ailleurs, la condition (Eq. 2.39) exprime la nature parfaite de l'interface Σ_{m-i} .

2.2.4 Modèle élément fini

2.2.4.1 Discrétisation spatio-temporelle

Le modèle élément fini est établi à partir de la formulation faible du problème présenté précédemment. Ces formes faibles s'écrivent (p^* et T^* sont des fonctions de pondération nulles sur, respectivement, les frontières Σ_p et Σ_T) :

$$\int_{\Omega^m} p^* \frac{\partial m_w}{\partial t} d\Omega - \int_{\Omega^m} \nabla p^* \cdot \mathbf{J}_{w-s} d\Omega = \int_{\bar{\Sigma}_p^m} p^* (\bar{q}_l + \bar{q}_v - h_g (\rho_v - \rho_v^{\infty})) d\Sigma - \int_{\Omega^m} p^* \dot{m}_{dehyd} d\Omega \quad (2.40)$$

$$\int_{\Omega^m} p^* \frac{\partial m_a}{\partial t} d\Omega - \int_{\Omega^m} \nabla p^* \cdot \mathbf{J}_{a-s} d\Omega = \int_{\bar{\Sigma}_p^m} p^* (\bar{q}_a - h_g (\rho_a - \rho_a^{\infty})) d\Sigma \quad (2.41)$$

pour, respectivement, les équations de conservation de masse totale de l'eau liquide et vapeur (Eq. 2.10) et celle de l'air sec (Eq. 2.6) dans le sous-domaine Ω^m , et :

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega} T^* \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega^m} T^* (m_l C_l \mathbf{v}_{l-s} + m_g C_g \mathbf{v}_{g-s}) \cdot \nabla T d\Omega - \int_{\Omega^m} T^* H_{vap} \frac{\partial m_l}{\partial t} d\Omega \\
& + \int_{\Omega^m} T^* \nabla H_{vap} \cdot m_l \mathbf{v}_{l-s} d\Omega + \int_{\Omega^m} \nabla T^* \cdot H_{vap} m_l \mathbf{v}_{l-s} d\Omega \\
& - \int_{\Omega} \nabla T^* \cdot \mathbf{q} d\Omega - \int_{\Omega^m} T^* (H_{vap} + H_{dehyd}) \dot{m}_{dehyd} d\Omega \\
& = \int_{\bar{\Sigma}_T} T^* (\bar{q}_T - h_T (T - T_{\infty}) - \epsilon \sigma (T^4 - T_{\infty}^4)) d\Sigma
\end{aligned} \tag{2.42}$$

pour l'équation de conservation de l'énergie dans l'ensemble du domaine $\Omega = \Omega^m \cup \Omega^i$, en distinguant le comportement spécifique par sous-domaine.

Dans l'équation (2.42), le terme ρC_p représente de façon générique la capacité calorifique des inclusions et de la matrice selon l'intégration se fasse dans le domaine Ω^i ou Ω^m . Il en est de même pour le vecteur flux de chaleur \mathbf{q} .

En introduisant la discrétisation spatiale :

$$\begin{aligned}
p_{\pi} &= \mathbf{N}_p \mathbf{p}_{\pi} \quad ; \quad \frac{\partial p_{\pi}}{\partial t} = \mathbf{N}_p \dot{\mathbf{p}}_{\pi} \quad ; \quad p^* = \mathbf{N}_p \mathbf{p}^* \\
T &= \mathbf{N}_T \mathbf{T} \quad ; \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \mathbf{N}_T \dot{\mathbf{T}} \quad ; \quad T^* = \mathbf{N}_T \mathbf{T}^*
\end{aligned} \tag{2.43}$$

$$\nabla p_{\pi} = \mathbf{B}_p \mathbf{p}_{\pi} \quad ; \quad \nabla p^* = \mathbf{B}_p \mathbf{p}^* \quad ; \quad \nabla T = \mathbf{B}_T \mathbf{T} \quad ; \quad \nabla T^* = \mathbf{B}_T \mathbf{T}^*$$

ainsi que le schéma de discrétisation en temps θ -méthode pour l'intervalle de temps $[t^{(n)}, t^{(n+1)} = t^{(n)} + \Delta t]$, les formes faibles donnent le système d'équations algébriques non-linéaires à résoudre :

$$\tilde{\mathbf{K}}_{vv} \Delta \mathbf{p}_v^{(n+1)} + \mathbf{K}_{vv} \mathbf{p}_v^{(n)} = \mathbf{f}_v^{(n+\theta)} - \tilde{\mathbf{K}}_{va} \Delta \mathbf{p}_a^{(n+1)} - \mathbf{K}_{va} \mathbf{p}_a^{(n)} - \tilde{\mathbf{K}}_{vT} \Delta \mathbf{T}^{(n+1)} - \mathbf{K}_{vT} \mathbf{T}^{(n)} \tag{2.44}$$

$$\tilde{\mathbf{K}}_{aa} \Delta \mathbf{p}_a^{(n+1)} + \mathbf{K}_{aa} \mathbf{p}_a^{(n)} = \mathbf{f}_a^{(n+\theta)} - \tilde{\mathbf{K}}_{av} \Delta \mathbf{p}_v^{(n+1)} - \mathbf{K}_{av} \mathbf{p}_v^{(n)} - \tilde{\mathbf{K}}_{aT} \Delta \mathbf{T}^{(n+1)} - \mathbf{K}_{aT} \mathbf{T}^{(n)} \tag{2.45}$$

$$\tilde{\mathbf{K}}_{TT}\Delta\mathbf{T}^{(n+1)} + \mathbf{K}_{TT}\mathbf{T}^{(n)} = \mathbf{f}_T^{(n+\theta)} - \tilde{\mathbf{K}}_{Tv}\Delta\mathbf{p}_v^{(n+1)} - \mathbf{K}_{Tv}\mathbf{p}_v^{(n)} - \tilde{\mathbf{K}}_{Ta}\Delta\mathbf{p}_a^{(n+1)} - \mathbf{K}_{Ta}\mathbf{p}_a^{(n)} \quad (2.46)$$

avec :

$$\Delta\mathbf{p}_v^{(n+1)} = \mathbf{p}_v^{(n+1)} - \mathbf{p}_v^{(n)} \quad ; \quad \Delta\mathbf{p}_a^{(n+1)} = \mathbf{p}_a^{(n+1)} - \mathbf{p}_a^{(n)} \quad ; \quad \Delta\mathbf{T}^{(n+1)} = \mathbf{T}^{(n+1)} - \mathbf{T}^{(n)} \quad (2.47)$$

$$\tilde{\mathbf{K}}_{..} = \frac{\mathbf{C}_{..}}{\Delta t} + \theta\mathbf{K}_{..} \quad (2.48)$$

où Δt est le pas de temps, l'exposant n indique le temps $t^{(n)}$ et $n + \theta$ le temps $t^{(n)} + \theta\Delta t$. Les matrices $\mathbf{C}_{..}$ et $\mathbf{K}_{..}$ sont données en annexe A.

Ce système d'équations non-linéaires (2.44)-(2.46) doit être résolu de façon itérative. On procède à une résolution chaînée des trois équations en adoptant un algorithme à deux niveaux d'itérations. Le premier niveau (itération locale k) concerne le processus de convergence lors de la résolution d'une des trois équations pour une variable donnée, les deux autres variables étant maintenues constantes. Le deuxième niveau (itération globale j) concerne la convergence de l'interaction entre les trois équations en considérant simultanément les trois variables actualisées.

En outre, un algorithme itérative de type quasi-Newton est adopté ; chaque équation est résolue pour l'incrément total $\Delta\mathbf{x}_{\bullet}^{(n+1)}$ (avec $\Delta\mathbf{x}_v = \Delta\mathbf{p}_v$, $\Delta\mathbf{x}_a = \Delta\mathbf{p}_a$, $\Delta\mathbf{x}_T = \Delta\mathbf{T}$) en gardant toujours fixe le point de linéarisation au temps convergé précédent (instant $t^{(n)}$) et en cumulant les résidus au cours des itérations. En conséquence, la forme finale de l'ensemble des équations (2.44)-(2.46), à résoudre à chaque itération local ($k + 1$), est alors donnée sous la forme compacte suivante :

$$\tilde{\mathbf{K}}_{\alpha\alpha}^{(n)}\Delta\mathbf{x}_{\alpha}^{(n+1,j+1,k+1)} = \mathbf{R}_{\alpha}^{(n+\theta,j+1,k)} \quad (2.49)$$

avec :

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_{\alpha}^{(n+\theta,j+1,k)} = & \mathbf{f}_{\alpha}^{(n+\theta)} + \left(\tilde{\mathbf{K}}_{\alpha\alpha}^{(n)} - \tilde{\mathbf{K}}_{\alpha\alpha}^{(n+\theta,j+1,k)} \right) \Delta\mathbf{x}_{\alpha}^{(n+1,j+1,k)} - \mathbf{K}_{\alpha\alpha}^{(n+\theta,j+1,k)}\mathbf{x}_{\alpha}^{(n)} \\ & - \tilde{\mathbf{K}}_{\alpha\beta}^{(n+\theta,j+1,k)}\Delta\mathbf{x}_{\beta}^{(n+1,j)} - \mathbf{K}_{\alpha\beta}^{(n+\theta,j+1,k)}\mathbf{x}_{\beta}^{(n)} \\ & - \tilde{\mathbf{K}}_{\alpha\gamma}^{(n+\theta,j+1,k)}\Delta\mathbf{x}_{\gamma}^{(n+1,j)} - \mathbf{K}_{\alpha\gamma}^{(n+\theta,j+1,k)}\mathbf{x}_{\gamma}^{(n)} \end{aligned} \quad (2.50)$$

et $(\alpha = v, a, T)$, $(\beta, \gamma \neq \alpha)$, $(\beta \neq \gamma)$.

2.2.4.2 Conditions aux limites de convection de masse linéarisées

L'introduction des conditions aux limites de convection de masse (2.33) et (2.34) nécessite d'exprimer les masses volumiques ρ_α ($\alpha = v, a$) en fonction des variables du problème (p_v, p_a, T) :

$$\rho_v = \frac{M_v}{RT} p_v \quad ; \quad \rho_a = \frac{M_a}{RT} p_a \quad (2.51)$$

Néanmoins, ces relations sont non linéaires. Afin d'introduire les conditions aux limites (2.33) et (2.34) dans la forme algébrique (2.44)-(2.45), une solution consiste à linéariser les relations donnant, au temps $t^{(n+1)} = t^{(n)} + \Delta t$, les masses volumiques $(\rho_v^{(n+1)}, \rho_a^{(n+1)})$ au voisinage des valeurs $(p_v^{(n)}, p_a^{(n)}, T^{(n)})$ des variables au temps $t^{(n)}$:

$$\rho_\alpha^{(n+1)} \approx \rho_\alpha^{(n)} + \left. \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial p_v} \right|^{(n)} \Delta p_v^{(n+1)} + \left. \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial p_a} \right|^{(n)} \Delta p_a^{(n+1)} + \left. \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial T} \right|^{(n)} \Delta T^{(n+1)} \quad (2.52)$$

En outre, le vecteur second membre $\mathbf{f}_\alpha^{(n+\theta)}$ des équations (2.44) et (2.45) devient :

$$\mathbf{f}_\alpha^{(n+\theta)} = \int_{\bar{\Sigma}_p^m} \mathbf{N}^T \left(\bar{q}_\alpha^{(n+\theta)} - h_g^{(n+\theta)} (\rho_\alpha^{(n)} + \theta \Delta \rho_\alpha^{(n+1)} - \rho_\alpha^{\infty (n+\theta)}) \right) d\Sigma \quad (2.53)$$

où $\rho_\alpha^{\infty (n+\theta)}$ sont les masses volumiques de vapeur et d'air sec du champ lointain environnant le milieu. Ainsi, les incréments des masses volumiques à la frontière $\bar{\Sigma}_p^m$ s'écrivent :

$$\Delta \rho_\alpha^{(n+1)} \approx \left. \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial p_v} \right|^{(n)} \Delta p_v^{(n+1)} + \left. \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial p_a} \right|^{(n)} \Delta p_a^{(n+1)} + \left. \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial T} \right|^{(n)} \Delta T^{(n+1)} \quad (2.54)$$

En substituant l'équation (2.54) dans les équations (2.44)-(2.45), les vecteurs $\mathbf{f}_\alpha^{(n+\theta)}$ se réécrivent :

$$\mathbf{f}_v^{(n+\theta)} = \int_{\bar{\Sigma}_p^m} \mathbf{N}^T \left(\bar{q}_l^{(n+\theta)} + \bar{q}_v^{(n+\theta)} + h_g^{(n+\theta)} (\rho_v^{\infty (n+\theta)} - \rho_v^{(n)}) \right) d\Sigma \quad (2.55a)$$

$$\mathbf{f}_a^{(n+\theta)} = \int_{\tilde{\Sigma}_p^m} \mathbf{N}^T \left(\bar{q}_a^{(n+\theta)} + h_g^{(n+\theta)} (\rho_a^{\infty (n+\theta)} - \rho_a^{(n)}) \right) d\Sigma \quad (2.55b)$$

tandis que les opérateurs $\tilde{\mathbf{K}}_{\bullet\bullet}$ dans les équations (2.44)-(2.45) sont modifiés afin de lever leur singularité par la prise en compte des conditions aux limites de convection de masse tel que :

$$\tilde{\mathbf{K}}_{vv}^{(n)} = \tilde{\mathbf{K}}_{vv}^{(n)} + \theta \mathbf{K}_{vv-Conv}^{(n)} \quad ; \quad \tilde{\mathbf{K}}_{aa}^{(n)} = \tilde{\mathbf{K}}_{aa}^{(n)} + \theta \mathbf{K}_{aa-Conv}^{(n)} \quad (2.56a)$$

$$\tilde{\mathbf{K}}_{va}^{(n)} = \tilde{\mathbf{K}}_{va}^{(n)} + \theta \mathbf{K}_{va-Conv}^{(n)} \quad ; \quad \tilde{\mathbf{K}}_{av}^{(n)} = \tilde{\mathbf{K}}_{av}^{(n)} + \theta \mathbf{K}_{av-Conv}^{(n)} \quad (2.56b)$$

$$\tilde{\mathbf{K}}_{vT}^{(n)} = \tilde{\mathbf{K}}_{vT}^{(n)} + \theta \mathbf{K}_{vT-Conv}^{(n)} \quad ; \quad \tilde{\mathbf{K}}_{aT}^{(n)} = \tilde{\mathbf{K}}_{aT}^{(n)} + \theta \mathbf{K}_{aT-Conv}^{(n)} \quad (2.56c)$$

où :

$$\mathbf{K}_{vv-Conv}^{(n)} = \int_{\tilde{\Sigma}_p^m} h_g^{(n+\theta)} \left. \frac{\partial \rho_v}{\partial p_v} \right|^{(n)} \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Sigma \quad ; \quad \mathbf{K}_{aa-Conv}^{(n)} = \int_{\tilde{\Sigma}_p^m} h_g^{(n+\theta)} \left. \frac{\partial \rho_a}{\partial p_a} \right|^{(n)} \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Sigma \quad (2.57)$$

$$\mathbf{K}_{va-Conv}^{(n)} = \int_{\tilde{\Sigma}_p^m} h_g^{(n+\theta)} \left. \frac{\partial \rho_v}{\partial p_a} \right|^{(n)} \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Sigma \quad ; \quad \mathbf{K}_{av-Conv}^{(n)} = \int_{\tilde{\Sigma}_p^m} h_g^{(n+\theta)} \left. \frac{\partial \rho_a}{\partial p_v} \right|^{(n)} \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Sigma \quad (2.58)$$

$$\mathbf{K}_{vT-Conv}^{(n)} = \int_{\tilde{\Sigma}_p^m} h_g^{(n+\theta)} \left. \frac{\partial \rho_v}{\partial T} \right|^{(n)} \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Sigma \quad ; \quad \mathbf{K}_{aT-Conv}^{(n)} = \int_{\tilde{\Sigma}_p^m} h_g^{(n+\theta)} \left. \frac{\partial \rho_a}{\partial T} \right|^{(n)} \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Sigma \quad (2.59)$$

sont les corrections des opérateurs $\tilde{\mathbf{K}}_{\bullet\bullet}$ en question.

2.3 Modélisation mécanique à l'échelle mésoscopique

2.3.1 Comportement du béton à haute température

Quand le béton est soumis à une augmentation de la température (Fig. 2.3), sa déformation totale apparaît comme la somme de plusieurs composantes pouvant être groupées selon les classes suivantes [118] :

- Les déformations de nature mécanique : la déformation élastique, la déformation de fissuration et la déformation de fluage propre sont des composantes essentielles.
- Les déformations de nature thermo-hydrrique sont celles liées à l'occurrence de processus physico-chimiques au sein du matériau tels que la montée en température, la dessiccation, la déshydratation. La dilatation thermique et le retrait de dessiccation sont les deux composantes les plus importantes.
- Les déformations d'interaction sont des déformations additionnelles liées au fait que les processus physico-chimiques, mentionnés ci-dessus, aient lieu en présence de contraintes appliquées : la part additionnelle de la déformation élastique du fait de l'évolution du module d'Young avec la température, la déformation de fluage de dessiccation et du fluage de déshydratation [119, 120] sont des composantes.

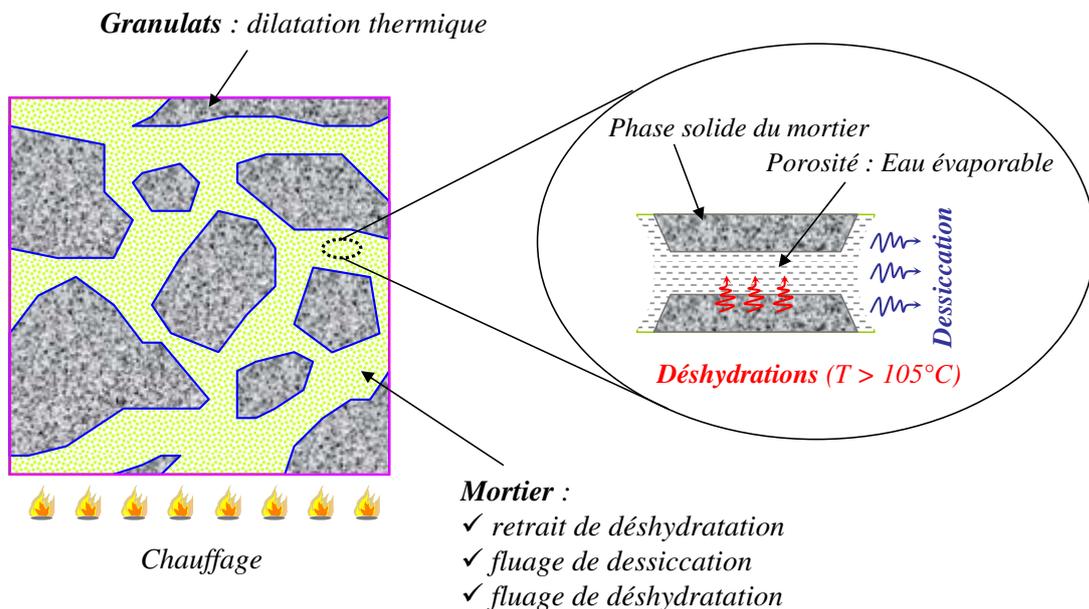


Figure 2.3 — Comportement à haute température du béton à l'échelle mésoscopique.

Dans ce qui suit, nous allons expliciter les composantes du tenseur de déformation des deux phases en présence : les gros granulats et le mortier considéré comme une matrice homogène. Ainsi, le tenseur de déformation des inclusions granulaires ϵ^i et le tenseur de déformation de la matrice ϵ^m se décomposent tel que :

$$\boldsymbol{\varepsilon}^i = \boldsymbol{\varepsilon}_e^i + \boldsymbol{\varepsilon}_{an}^i + \boldsymbol{\varepsilon}_t^i = \boldsymbol{\varepsilon}_M^i + \boldsymbol{\varepsilon}_t^i \quad \text{dans} \quad \Omega^i \quad (2.60)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}^m = \boldsymbol{\varepsilon}_e^m + \boldsymbol{\varepsilon}_{an}^m + \boldsymbol{\varepsilon}_t^m + \boldsymbol{\varepsilon}_r^m + \boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^m = \boldsymbol{\varepsilon}_M^m + \boldsymbol{\varepsilon}_t^m + \boldsymbol{\varepsilon}_r^m + \boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^m \quad \text{dans} \quad \Omega^m \quad (2.61)$$

où $\boldsymbol{\varepsilon}_e^i$ et $\boldsymbol{\varepsilon}_e^m$ sont respectivement les tenseurs de déformation élastique dépendant de la température du granulat et mortier, $\boldsymbol{\varepsilon}_{an}^i$ et $\boldsymbol{\varepsilon}_{an}^m$ sont respectivement les tenseurs de déformation anélastique permettant de décrire la fissuration du granulat et mortier, $\boldsymbol{\varepsilon}_M^i$ et $\boldsymbol{\varepsilon}_M^m$ sont respectivement les tenseurs de déformation de nature mécanique (déformation élastique + anélastique), $\boldsymbol{\varepsilon}_t^i$ et $\boldsymbol{\varepsilon}_t^m$ sont respectivement les tenseurs de déformation de dilatation thermique effective du granulat et mortier, $\boldsymbol{\varepsilon}_r^m$ est le tenseur de déformation de retrait de déshydratation du mortier et $\boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^m$ est le tenseur de déformation du fluage thermique transitoire du mortier. Il convient de préciser que pour le retrait, seule la composante de déshydratation [89] est considérée tel que détaillé au paragraphe 2.3.2.1.

La résultante des déformations de la dilatation thermique effective $\boldsymbol{\varepsilon}_t^m$ et du retrait de déshydratation $\boldsymbol{\varepsilon}_r^m$ donne la déformation thermique libre apparente $\boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m$ du mortier :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m = \boldsymbol{\varepsilon}_t^m + \boldsymbol{\varepsilon}_r^m \quad (2.62)$$

mesurée expérimentalement sur une éprouvette de mortier pour une vitesse de sollicitation donnée. En d'autres termes, cette déformation dépend de l'évolution de l'état hydrique transitoire du mortier, ce qui nécessite de recourir à des simulations pour identifier ses composantes intrinsèques [89].

De façon similaire, la déformation thermique libre du béton $\boldsymbol{\varepsilon}_{th}$ est une déformation apparente qui s'obtient à partir de la dilatation intrinsèque des granulats $\boldsymbol{\varepsilon}_t^i$ et de la dilatation apparente du mortier $\boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m$.

Dans le cadre de cette étude, la déformation de fluage propre du mortier est négligée car les hautes températures conduisent à une dessiccation rapide du matériau sans possibilité que le fluage ait le temps de se développer. Ainsi, la déformation mesurée expérimentalement quand le béton est soumis à l'action combinée de la dessiccation et de la température sous un chargement mécanique constant correspond à la déformation du fluage thermique transitoire du mortier. Cette dernière est liée à l'évolution de l'hygro-métrie et à celle de la déshydratation du matériau sous contrainte.

2.3.2 Equations constitutives

La modélisation du comportement de la matrice est établie dans le cadre d'une approche poro-mécanique, avec la prise en compte de l'endommagement d'origine thermochimique D_T^m et mécanique D_M^m . Dans ce cas la relation contrainte-déformation est

donnée par :

$$\boldsymbol{\sigma}^m = (1 - D_T^m)(1 - D_M^m) \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^m - b p_s \boldsymbol{\delta} \quad (2.63)$$

où $\boldsymbol{\sigma}^m$ est la contrainte apparente dans la matrice, $\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^m$ est la contrainte effective, p_s est la pression appliquée au squelette solide par les fluides dans le réseau poreux, b est le coefficient de Biot et $\boldsymbol{\delta}$ est le tenseur unité du second ordre.

Le coefficient de Biot dépend de l'endommagement total D^m de la matrice :

$$D^m = 1 - (1 - D_T^m)(1 - D_M^m) \quad (2.64)$$

selon la relation :

$$b = b_0 + (1 - b_0) D^m \quad (2.65)$$

avec b_0 étant le coefficient de Biot initial.

La pression de pores p_s est donnée par la relation de Bishop [54] :

$$p_s = \chi_l p_l + (1 - \chi_l) p_g = p_g - \chi_l p_c \quad (2.66)$$

où χ_l est le coefficient de Bishop, p_g est la pression de gaz, p_l est la pression d'eau liquide ou alternativement p_c est la pression capillaire.

Le coefficient de Bishop χ_l traduit la fraction de surface de la phase liquide en contact avec la surface solide dans le pore capillaire. Cette fraction peut-être reliée à la saturation en liquide S_l (fraction volumique) selon la relation de proportionnalité suivante [89] :

$$\chi_l = \alpha_{rd} S_l \quad (2.67)$$

avec α_{rd} est un paramètre identifié à partir d'une essai de retrait de dessiccation [19] et dont les valeurs varient entre 0.6 et 1.

En ce qui concerne le comportement des inclusions, une approche thermomécanique endommageable est adoptée :

$$\boldsymbol{\sigma}^i = (1 - D_T^i)(1 - D_M^i) \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^i \quad (2.68)$$

où D_T^i et D_M^i sont, respectivement, les endommagements thermique et mécanique du granulat.

L'endommagement total des inclusions D^i s'écrit :

$$D^i = 1 - (1 - D_T^i) (1 - D_M^i) \quad (2.69)$$

Pour les deux phases $\pi = (m, i)$, la contrainte effective $\tilde{\sigma}^\pi$ s'écrit de façon générique :

$$\tilde{\sigma}^\pi = \mathbf{E}^\pi : \boldsymbol{\varepsilon}_e^\pi \quad (2.70)$$

en fonction du tenseur de déformation élastique $\boldsymbol{\varepsilon}_e^\pi$ qui dépend de la décomposition adoptée pour la déformation totale $\boldsymbol{\varepsilon}^\pi$ pour chaque phase tel que présenté au paragraphe 2.3.1. Dans l'équation (2.70), \mathbf{E}^π désigne le tenseur de rigidité à la condition de référence.

Il s'agit dans la suite de donner les relations constitutives pour chaque composante de la déformation.

2.3.2.1 Dilatation et retrait

Pour les inclusions, la déformation thermique libre est considérée comme étant donnée de façon intrinsèque par la relation classique :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_t^i = \alpha_t^i(T) \dot{T} \boldsymbol{\delta} \quad (2.71)$$

où $\alpha_t^i(T)$ est le coefficient de dilatation thermique des granulats.

Concernant la matrice (mortier), la déformation thermique libre est la résultante apparente d'une dilatation effective et d'un retrait. Ainsi, cette déformation peut être prise en compte de façon simple en reliant classiquement la composante $\boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m$ à la température par :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{th}^m = \alpha_{th}^m(T) \dot{T} \boldsymbol{\delta} \quad (2.72)$$

où $\alpha_{th}^m(T)$ est le coefficient de dilatation apparent, identifié à partir d'un essai de déformation thermique libre du mortier.

Cette relation (2.72) perd alors son caractère intrinsèque car le retrait dépend du comportement hydrique transitoire dont le temps caractéristique est beaucoup plus faible que celui du processus thermique [103]. Ainsi, différentes dilatations thermiques apparentes peuvent être obtenues selon la vitesse de montée en température.

Une approche alternative consiste alors à introduire des lois de comportement explicites pour les deux sous-composantes de la dilatation apparente $\boldsymbol{\varepsilon}_t^m$ et $\boldsymbol{\varepsilon}_r^m$:

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m = \boldsymbol{\varepsilon}_t^m + \boldsymbol{\varepsilon}_r^m \quad (2.73)$$

Pour la dilation effective, la relation standard est adoptée :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_t^m = \alpha_t^m(T) \dot{T} \boldsymbol{\delta} \quad (2.74)$$

où $\alpha_t^m(T)$ est le coefficient de dilatation intrinsèque du mortier, essentiellement due aux inclusions à cette échelle.

En ce qui concerne le retrait, il s'agit d'abord de distinguer le retrait de dessiccation et le retrait de déshydratation. Dans une approche poro-viscoélastique unifiée, Benboudjema et al. [19] ont montré que le retrait se présente comme du fluage sous l'effet de dépression capillaire. Le développement de la déformation de retrait est une convolution entre le séchage du matériau (dont la cinétique dépend des propriétés de transfert) et le fluage du squelette sous l'effet du terme $\chi_l p_c$ dans l'expression de la pression de pores (Eq. 2.66). Or sous haute température, ce terme tend rapidement vers zéro et ne permet pas le développement du retrait de dessiccation.

Ceci nous conduit à ne considérer donc que le retrait de déshydratation qui se présente comme un bilan volumique liée au départ de l'eau chimique liée par déshydratation [89]. La relation linéaire, proposée par Meftah [89], entre le tenseur de taux de déformation de retrait et le taux de déshydratation du milieu est adoptée :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_r^m = \kappa_{rh} \dot{m}_{hyd} \boldsymbol{\delta} \quad (2.75)$$

où κ_{rh} est le coefficient de proportionnalité et \dot{m}_{hyd} est le taux de masse d'eau par unité de volume, libérée par la déshydratation de la pâte de ciment.

Meftah [89] a estimé le paramètre κ_{rh} par une simple loi de mélange en considérant que seule la pâte est le siège du retrait : $\kappa_{rh} \approx f_p \kappa_{rh}^{pâte}$ avec f_p étant la fraction volumique de la pâte et $\kappa_{rh}^{pâte}$ étant le paramètre de la pâte $\kappa_{rh}^{pâte} \approx 5,6 \cdot 10^{-5} \text{kg}^{-1} \text{m}^3$.

Concernant le taux de déshydratation \dot{m}_{hyd} , la relation donnée par Sabeur et al. [118, 119] est adoptée :

$$\dot{m}_{hyd} = \frac{\langle m_{hyd}^{eq}(T) - m_{hyd} \rangle}{\tau_{hyd}(T)} \mathcal{H}(T - \hat{T}) \quad (2.76)$$

où \mathcal{H} est la fonction de Heaviside, le symbole $\langle \cdot \rangle$ correspond à la part positive, \hat{T} est la valeur seuil de 105°C de la température où la déshydratation commence à s'amorcer, τ_{hyd} est le temps caractéristique de la perte de masse dont la valeur est supposée constante pour des températures comprises entre 105°C et 400°C (température maxi-

male de notre étude) et m_{hyd}^{eq} est la masse de déshydratation à l'équilibre obtenue pour une vitesse de montée en température suffisamment lente.

Il est à noter que la cinétique, relativement rapide, de la déshydratation permet le développement de la déformation de retrait correspondante pour les vitesses de chauffage considérées dans cette étude.

2.3.2.2 Fluage thermique transitoire

Le fluage thermique transitoire est la propriété du béton de se déformer de façon très importante lorsqu'il est soumis à une sollicitation mécanique et à une augmentation de la température. La déformation ainsi obtenue est largement supérieure à celle obtenue par la déformation élastique et le fluage propre du matériau [67, 121, 103]. En outre, ce phénomène se développe dans la pâte de ciment et les agrégats tendent à le restreindre [67]. Dans la littérature, plusieurs modèles ont été élaborés afin de modéliser le fluage thermique transitoire [125, 48, 104, 1, 119, 91, 118].

Dans la gamme de température [$20^{\circ}C - 400^{\circ}C$] qui est celle de notre étude, les deux processus les plus importants qui se produisent au sein de la pâte de ciment et qui concernent le fluage transitoire sont la dessiccation et la déshydratation. Une approche utilisée dans ce modèle est celle proposée par Meftah et al. [119, 91, 118] dans laquelle la déformation thermique transitoire est explicitement reliée à ces deux mécanismes moteurs :

- l'évolution de l'hygrométrie du milieu sous charge conduit dans le cas isotherme à une composante additionnelle du fluage, dite fluage de dessiccation [10, 16]. La prise en compte de ce processus est alors étendue au cas des hautes températures. Le fluage de dessiccation est essentiellement relié à la diffusion de l'humidité dans le réseau poreux. Dans cette théorie, le taux de fluage de dessiccation est relié au changement relatif de l'humidité h_r dans le réseau poreux.
- l'évolution de la microstructure du matériau du fait de la déshydratation se fait de façon différente lorsqu'une charge est appliquée. On introduit alors une nouvelle composante de fluage, dite fluage de déshydratation [119]. Le fluage de déshydratation, quand à lui, est dû au départ de l'eau chimiquement liée. Ainsi, la variable de déshydratation m_{hyd} est considérée comme le moteur du fluage de déshydratation pour des taux de contrainte qui ne dépassent pas les 40 % de la résistance à la compression à température ambiante et des températures ne dépassant pas les $400^{\circ}C$.

Le taux de la déformation de fluage thermique transitoire $\dot{\epsilon}_{tc}^m$ du mortier est donnée par :

$$\dot{\epsilon}_{tc}^m = (1 - D^m) \left(\frac{\alpha_{dc}}{f_c^m} \left| \dot{h}_r \right| + \frac{\alpha_{hc}(m_{hyd})}{f_c^m} \dot{m}_{hyd} \mathcal{H}(T - \hat{T}) \right) \mathbf{Q} : \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^m \quad (2.77)$$

où $\left| \dot{h}_r \right|$ est la valeur absolue de la variation de l'humidité relative, f_c^m est la résistance

en compression du mortier, \dot{m}_{hyd} est le taux de déshydratation donné par la formule (2.76), α_{dc} et α_{hc} sont respectivement les paramètres de fluage de dessiccation et de déshydratation identifiés par expériences. Sabeur et al. [118] ont identifié ces paramètres pour un béton à haute performance M100FS et ont donné le paramètre du fluage de dessiccation $\alpha_{dc} = 2,7 \cdot 10^{-3} MPa^{-1}$ et le paramètre du fluage de déshydratation $\alpha_{hc} = 7 \cdot 10^{-7} m_{hyd}$.

Dans la formule 2.77, \mathbf{Q} est le tenseur d'ordre 4 donné dans le cas isotrope par :

$$\mathbf{Q} = (1 + \nu_{tc}) \boldsymbol{\delta} \otimes \boldsymbol{\delta} - \nu_{tc} \boldsymbol{\delta} \otimes \boldsymbol{\delta} \quad (2.78)$$

où ν_{tc} est le coefficient de Poisson de fluage thermique transitoire, \otimes est le symbole du produit tensoriel et \otimes du produit tensoriel symétrique.

La relation (2.77) est basée sur la corrélation entre la cinétique du fluage thermique transitoire et celle de la déshydratation [120]. Elle a permis de reproduire correctement la déformation de fluage thermique transitoire de différentes formulations de bétons [120].

Notons que l'utilisation de la valeur absolue de la variation de l'humidité relative pour le fluage de dessiccation traduit l'irréversibilité de cette déformation lors d'une réhumidification. En outre, l'équation (2.77) montre bien que la composante de déshydratation du fluage thermique transitoire est contrôlée par la cinétique du processus de déshydratation.

2.3.2.3 Endommagements

L'endommagement thermique du béton observé expérimentalement est en fait la résultante de plusieurs mécanismes élémentaires qui se produisent à différentes échelles. Dans ce modèle on distingue deux composantes pour l'endommagement : la première est l'endommagement thermique d'origine mécanique notée D_M (accompagné des déformations) et appelé ensuite "endommagement mécanique", la seconde est l'endommagement thermique d'origine physico-chimique noté D_T (non accompagné de déformations) et appelé ensuite "endommagement thermique" qui est due essentiellement à la perte de rigidité du matériau causée par les transformations physico-chimiques.

L'endommagement thermique est classiquement donné par l'évolution du module d'élasticité $E^\pi(T)$ en fonction de la température :

$$\begin{aligned} D_T^i &= 1 - \frac{E^i(T)}{E^i(T_0)} & \text{dans} & \quad \Omega^i \\ D_T^m &= 1 - \frac{E^m(T)}{E^m(T_0)} & \text{dans} & \quad \Omega^m \end{aligned} \quad (2.79)$$

où T_0 est la température de référence.

L'endommagement mécanique D_M est relié à la déformation et peut être calculé en utilisant les modèles d'endommagement classique Mazars [87, 88] ou MODEV [130, 102].

Modèle d'endommagement de Mazars Le modèle d'endommagement développé par Mazars [87, 88] considère que les microfissures sont provoquées par les extensions suivant les directions principales du tenseur de déformation. Pour décrire le comportement du matériau, Mazars a développé un modèle couplé en élasticité-endommagement en ignorant toute manifestation de plasticité et de viscosité, il a postulé que l'endommagement est responsable des modifications du comportement élastique du matériau mais n'est pas responsable de l'apparition des déformations permanentes. Son approche consiste donc à attribuer l'ensemble des phénomènes à une baisse de rigidité matériau.

Afin de simplifier l'identification et les calculs de structure, et pour réduire le nombre de variables, l'auteur a fait le choix d'une seule variable d'endommagement isotrope, ce choix ne compromet pas la prise en compte de la dissymétrie entre les comportements de traction et de compression.

La déformation équivalente $\tilde{\varepsilon}$ est introduite pour traduire l'état local d'extension d'un matériau. L'endommagement apparaît donc lorsque la déformation équivalente atteint un certain seuil K . Pour un état d'endommagement donné D_M , le seuil d'évolution est exprimé par :

$$f(\boldsymbol{\varepsilon}_M, K) = \tilde{\varepsilon} - K(D_M) = 0 \quad (2.80)$$

avec K est une fonction qui représente le seuil d'endommagement :

$$K = K(D_M) \quad (2.81)$$

La forme proposée par Mazars pour $\tilde{\varepsilon}$ est la suivante :

$$\tilde{\varepsilon} = \sqrt{\langle \varepsilon_1 \rangle_+^2 + \langle \varepsilon_2 \rangle_+^2 + \langle \varepsilon_3 \rangle_+^2} \quad (2.82)$$

où ε_1 , ε_2 , et ε_3 sont les trois déformation principales du tenseur $\boldsymbol{\varepsilon}_M$, $\langle \varepsilon_i \rangle_+$ est la partie positive de la déformation.

Pour le comportement dissymétrique du béton, Mazars propose deux modes d'endommagement D_T de traction et D_C de compression. La combinaison linéaire de ces deux endommagements donne l'endommagement global isotrope :

$$D_M = \alpha_T D_T + (1 - \alpha_T) D_C \quad (2.83)$$

La détermination de α_T est effectuée en distinguant les extensions dues à des contraintes positives et celles dues à des contraintes négatives :

$$\alpha_T = \sum \frac{H_i \varepsilon_{T_i} (\varepsilon_{T_i} + \varepsilon_{C_i})}{(\tilde{\varepsilon})^2} \quad \begin{cases} H_i = 0 & \text{si } \varepsilon_i < 0 \\ H_i = 1 & \text{si } \varepsilon_i > 0 \end{cases} \quad (2.84)$$

L'évolution de D_T et D_C est de a la forme :

$$D_{\bullet} = 1 - \frac{\varepsilon_{D0} (1 - A_{\bullet})}{\tilde{\varepsilon}_M} - \frac{A_{\bullet}}{\exp [B_{\bullet} (\tilde{\varepsilon}_M - \varepsilon_{D0})]} \quad (2.85)$$

où les coefficients A_{\bullet} (A_C et A_T) et B_{\bullet} (B_C et B_T) sont des caractéristiques du matériau déterminés à partir des essais de traction et de flexion, ε_M est la déformation équivalente maximale atteinte, ε_{D0} est le seuil d'endommagement.

Modèle d'endommagement MODEV Le modèle d'endommagement isotrope MODEV développé par Ung et al. [130, 102, 123] présente 2 modes d'endommagement : un endommagement par déformation déviatorique et un endommagement par extension sphérique. Le tenseur de déformation totale est décomposé en une partie sphérique et une autre partie déviatorique responsables respectivement de l'endommagement "sphérique" et "déviatorique" :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_M = \boldsymbol{\varepsilon}_s + \boldsymbol{\varepsilon}_d \quad (2.86)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_s = \frac{1}{3} \text{tr} (\boldsymbol{\varepsilon}_M) \boldsymbol{\delta} \quad (2.87)$$

où $\boldsymbol{\varepsilon}_M$ est le tenseur de déformation d'origine mécanique, $\boldsymbol{\varepsilon}_d$ est le partie déviatorique du tenseur de déformation et $\boldsymbol{\varepsilon}_s$ est le partie sphérique du tenseur de déformation.

L'endommagement "sphérique" est activé si et seulement s'il y a l'extension. Dans ce modèle, cet endommagement évolue quand il y a évolution de la déformation hydrostatique positive. Tandis que l'endommagement "déviatorique" est considéré comme "permanent". Contrairement à l'endommagement sphérique, l'endommagement déviatorique existe à la fois en extension et en confinement.

Le modèle est basé sur la mécanique de l'endommagement et la thermodynamique

des processus irréversibles [80]. Le modèle est formulé dans le cadre d'une transformation isotherme, un couplage endommagement élasticité entre les deux modes de fissure a été considéré. Un critère non symétrique en déformation a été utilisé. Par analogie avec la déformation équivalente au sens de Mazars [87, 88], traduisant l'état local d'extension d'un matériau, deux nouvelles déformations équivalentes ont été introduites, traduisant respectivement le glissement local dans les microfissures et l'état d'extension hydrostatique. Elles sont respectivement calculées à partir des tenseurs de déformations déviatoriques et sphériques. On a ainsi deux valeurs d'endommagement, correspondant respectivement à chacun des deux mécanismes de dégradation. Chaque endommagement, ayant sa propre loi, évolue lorsque sa déformation équivalente atteint un certain seuil K . Pour chaque état d'endommagement donné D_M , le seuil d'évolution est exprimé par une loi d'évolution de type :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_M = \boldsymbol{\varepsilon}_d + \boldsymbol{\varepsilon}_s = \boldsymbol{\varepsilon}_d + \varepsilon_H \boldsymbol{\delta} \quad (2.88)$$

$$f_s(\boldsymbol{\varepsilon}_M, K_s) = \tilde{\varepsilon}_s - K_s(D_s) = 0 \quad (2.89)$$

$$f_d(\boldsymbol{\varepsilon}_M, K_d) = \tilde{\varepsilon}_d - K_d(D_d) = 0 \quad (2.90)$$

où ε_H est la déformation hydrostatique, $K_s(D_s)$ et $K_d(D_d)$ sont les fonctions seuil des endommagements sphérique et déviatorique.

La déformation sphérique équivalente $\tilde{\varepsilon}_s$ et la déformation déviatorique équivalente $\tilde{\varepsilon}_d$ traduisant l'état local de glissement du matériau sont définies de la manière suivante :

$$\tilde{\varepsilon}_d = \sqrt{(\boldsymbol{\varepsilon}_d - \boldsymbol{\varepsilon}_{d, an}) : (\boldsymbol{\varepsilon}_d - \boldsymbol{\varepsilon}_{d, an})} + \alpha \varepsilon_H \quad (2.91)$$

ou bien :

$$\tilde{\varepsilon}_d = \sqrt{\boldsymbol{\varepsilon}_{d, e} : \boldsymbol{\varepsilon}_{d, e}} + \alpha \varepsilon_H \quad (2.92)$$

$$\tilde{\varepsilon}_s = \langle \varepsilon_H \rangle \quad (2.93)$$

où α est un coefficient de couplage sphérique - déviatorique identifié par des essais (pour le béton, on peut prendre $\alpha = 2, 1$) et $\langle X \rangle = \frac{X + |X|}{2}$.

Le seuil initial d'endommagement pour chaque type est identifié par des essais élémentaires disponibles en traction uniaxiale et en cisaillement pur.

$$\tilde{\varepsilon}_{0s} = K_{0s} (D_s = 0) = \frac{f_t}{\sqrt{3}E} (1 - 2\nu) \quad (2.94)$$

$$\tilde{\varepsilon}_{0d} = K_{0d} (D_d = 0) = \frac{\sqrt{2}f_{cis}}{2G} = \frac{\sqrt{2}f_{cis}}{E} (1 + \nu) \quad (2.95)$$

où E, G, ν, f_t, f_{cis} sont respectivement le module d'Young, le module de cisaillement, le coefficient de Poisson, la résistance en traction et la résistance en cisaillement pur du matériau qui dépendent de la température.

L'endommagement global est déduit par combinaison des endommagements correspondant à chaque mécanisme :

$$D_M = 1 - (1 - D_s)(1 - D_d) \quad (2.96)$$

La pente de la partie adoucissante de la loi de comportement est liée à l'énergie de fissuration G_f afin d'assurer une objectivité vis-à-vis à la taille des éléments [62, 117]. L'approche non locale permet d'introduire, l'énergie de fissuration G_f en fonction de la température :

$$G_f = \frac{l_c \times (f_t)^2}{E} \quad (2.97)$$

Les évolutions de l'endommagement sphérique et de l'endommagement déviatorique adoptées sont adaptées avec celles de Mazars [87, 88] :

$$D_s = 1 - \frac{\tilde{\varepsilon}_{0s}}{\tilde{\varepsilon}_s} \exp[-B_t (\tilde{\varepsilon}_s - \tilde{\varepsilon}_{0s})] \quad (2.98)$$

$$D_d = 1 - \exp[-B_c (\tilde{\varepsilon}_d - \tilde{\varepsilon}_{0d})] \quad (2.99)$$

où B_t, B_c , sont des coefficients de l'endommagement caractéristiques du matériau.

L'écroissance de l'endommagement sphérique B_t dépend de l'énergie de fissuration par unité de surface G_f , la taille caractéristique des éléments l_c et la contrainte de traction au pic f_t : $B_t = f(l_c, f_t, G_f)$.

Les évolutions de la déformation anélastique pour le béton sont donnés par :

$$\dot{\epsilon}_{s, an} = \mathcal{H}(\dot{D}_s) \mu_s f(D_s) \dot{\epsilon}_s \quad (2.100)$$

$$\dot{\epsilon}_{d, an} = \mathcal{H}(\dot{D}_d) \mu_d f(D_d) \dot{\epsilon}_d \quad (2.101)$$

où $\mathcal{H}(\dot{D}_s)$ et $\mathcal{H}(\dot{D}_d)$ sont les fonctions de Heaviside, μ_s et μ_d sont des coefficients d'hétérogénéité sphérique et déviatorique, $f(D_s)$ et $f(D_d)$ sont des fonctions représentant l'évolution de la déformation anélastique sphérique et déviatorique identifiées à partir d'essais. D'ailleurs, μ_s , μ_d , $f(D_s)$ et $f(D_d)$ varient entre 0 pour un matériau homogène et 1 pour un matériau hétérogène.

2.3.3 Equation d'équilibre

En l'absence de force de volume et pour des transformations quasistatiques, elle est donnée par :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0} \quad \text{dans} \quad \Omega \quad (2.102)$$

où $\boldsymbol{\sigma}$ est le tenseur de contrainte apparente.

Dans l'équation (2.102), le tenseur $\boldsymbol{\sigma}$ représente de façon générique la contrainte apparente des inclusions et de la matrice dans le domaine Ω^i ou Ω^m .

2.3.4 Conditions aux limites

Le problème mécanique global consiste à déterminer les champs de contrainte $\boldsymbol{\sigma}$ et de déplacement \mathbf{u} dans sous domaines Ω^m et Ω^i et devant satisfaire les conditions aux limites (sur la frontière externe Σ du domaine Ω ainsi qu'aux interfaces Σ^{m-i} entre Ω^m et Ω^i) suivantes :

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} \quad \text{sur} \quad \Sigma_u = \Sigma_u^m \cup \Sigma_u^i \quad (2.103)$$

$$\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{t} \quad \text{sur} \quad \Sigma_\sigma = \Sigma_\sigma^m \cup \Sigma_\sigma^i \quad (2.104)$$

$$[[\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}]] = \mathbf{0} \quad \text{sur} \quad \Sigma^{m-i} \quad (2.105)$$

$$[[\mathbf{u}]] = \mathbf{0} \quad \text{sur} \quad \Sigma^{m-i} \quad (2.106)$$

où \mathbf{n} désigne la normale unitaire extérieure à la surface considérée, Σ_u^π est la partie de la frontière extérieure à laquelle un déplacement est imposé, Σ_σ^π est la partie de la frontière extérieure à laquelle une force est imposée.

2.3.5 Modèle élément fini

2.3.5.1 Résolution globale

Le modèle élément fini est établi à partir de la forme faible du problème mécanique. On considère une fonction de pondération \mathbf{u}^* s'annulant sur la frontière Σ_u et possédant les propriétés de régularités requises [135, 136]. La formulation faible associée au problème mécanique est obtenue en pondérant l'équation d'équilibre (2.102), en procédant à une intégration par partie et en introduisant les conditions aux limites statiques, ce qui donne :

$$\int_{\Omega} \boldsymbol{\varepsilon}^* : \boldsymbol{\sigma} d\Omega = \int_{\Sigma_\sigma} \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{t} d\Sigma \quad (2.107)$$

avec $\boldsymbol{\varepsilon}^* = \nabla \otimes \overline{\mathbf{u}^*}$. En introduisant la discrétisation spatiale conventionnelle et l'interpolation des champs :

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \mathbf{N}_u \mathbf{U} & \mathbf{u}^* &= \mathbf{N}_u \mathbf{U}^* & p_s &= \mathbf{N}_p \mathbf{p}_s \\ \boldsymbol{\varepsilon} &= \mathbf{B}_u \mathbf{U} & \boldsymbol{\varepsilon}^* &= \mathbf{B}_u \mathbf{U}^* \end{aligned} \quad (2.108)$$

ainsi que la discrétisation en temps pour l'intervalle $[t^{(n)}; t^{(n+1)} = t^{(n)} + \Delta t^{(n+1)}]$, la formulation faible donne le système d'équations algébriques suivant :

$$\mathbf{K}_{uu}^{(n+1)} \Delta \mathbf{U}^{(n+1)} = \mathbf{f}_{ext}^{(n+1)} - \mathbf{f}_{int}^{(n)} + \Delta \mathbf{f}_t^{(n+1)} + \Delta \mathbf{f}_{th}^{(n+1)} + \Delta \mathbf{f}_{tc}^{(n+1)} + \Delta \mathbf{f}_{ps}^{(n+1)} \quad (2.109)$$

où la matrice \mathbf{K}_{uu} et les termes du second membre sont explicités dans l'annexe A.

L'équation (2.109) peut être écrit sous forme compacte :

$$\mathbf{K}_{uu}^{(n+1)} \Delta \mathbf{U}^{(n+1)} = \mathbf{R}^{(n+1)} \quad (2.110)$$

avec $\mathbf{R}^{(n+1)} = \mathbf{f}_{ext}^{(n+1)} - \mathbf{f}_{int}^{(n)} + \Delta \mathbf{f}_t^{(n+1)} + \Delta \mathbf{f}_{th}^{(n+1)} + \Delta \mathbf{f}_{tc}^{(n+1)} + \Delta \mathbf{f}_{ps}^{(n+1)}$ le vecteur qui sera

utilisé comme vecteur résidu lors du processus itératif de résolution (type Newton-Raphson).

L'équation non linéaire (2.110) doit être résolue de façon itérative. Pour cela, l'opérateur $\mathbf{K}_{uu}^{(n+1)}$ est d'abord calculé au temps précédent $t^{(n)}$ puis on procède à une première résolution de l'équation $\mathbf{K}_{uu}^{(n)} \Delta \mathbf{U}^{(n+1,1)} = \mathbf{R}^{(n+1)}$ qui donne l'incrément de déplacement $\Delta \mathbf{U}^{(n+1,1)}$ générant un état de déformation $\boldsymbol{\varepsilon}^{(n+1,1)} = \boldsymbol{\varepsilon}^{(n)} + \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^{(n+1,1)}$. A partir de cet état de déformation, nous calculons l'état de contrainte $\boldsymbol{\sigma}^{(n+1,1)}$, et d'endommagement $D^{(n+1,1)}$ par un processus local qui est détaillé dans le paragraphe 2.3.5.2. Ensuite, l'opérateur de raideur $\mathbf{K}_{uu}^{(n+1,1)}$ et le champs des efforts internes $\mathbf{f}_{int}^{(n+1,1)}$ sont recalculés à partir du nouvel état : $\boldsymbol{\sigma}^{(n+1,1)}$, $\boldsymbol{\varepsilon}^{(n+1,1)}$ et $D^{(n+1,1)}$. Le vecteur résidu $\mathbf{R}^{(n+1)}$ est alors réactualisé et le processus itératif global se poursuit jusqu'à la convergence. En conséquence, la forme finale de l'équation (2.110) à résoudre à l'itération $(k+1)$ est alors donnée par :

$$\mathbf{K}_{uu}^{(n+1,k)} \Delta \Delta \mathbf{U}^{(n+1,k+1)} = \mathbf{R}^{(n+1,k)} \quad (2.111)$$

avec :

$$\mathbf{R}^{(n+1,k)} = \mathbf{f}_{ext}^{(n+1)} - \mathbf{f}_{int}^{(n+1,k)} + \Delta \mathbf{f}_t^{(n+1)} + \Delta \mathbf{f}_{th}^{(n+1)} + \Delta \mathbf{f}_{tc}^{(n+1)} + \Delta \mathbf{f}_{ps}^{(n+1)} \quad (2.112)$$

L'incrément de déplacement est alors corrigé selon :

$$\Delta \mathbf{U}^{(n+1,k+1)} = \Delta \mathbf{U}^{(n+1,k)} + \Delta \Delta \mathbf{U}^{(n+1,k+1)} \quad (2.113)$$

2.3.5.2 Résolution locale

La résolution du modèle thermo-hydrigue à l'instant $t^{(n+1)}$ permet d'avoir la température $T^{(n+1)}$, la pression de pore $p_s^{(n+1)}$ et l'humidité relative $h_r^{(n+1)}$. La résolution globale de l'équation (2.110) à l'instant $t^{(n+1)}$ permet de calculer la déformation totale $\boldsymbol{\varepsilon}^{(n+1)}$. En plus, la connaissance de $T^{(n+1)}$ permet de calculer directement l'endommagement thermique $D_T^{(n+1)}$ selon l'équation (2.79).

Ainsi, la contrainte $\boldsymbol{\sigma}^{(n+1)}$ et l'endommagement mécanique $D_M^{(n+1)}$ peuvent être calculés selon l'algorithme de mise à jour suivant :

- La déformation thermique libre au temps $t^{(n+1)}$ s'obtient :

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\varepsilon}_t^i{}^{(n+1)} &= \boldsymbol{\varepsilon}_t^i{}^{(n)} + \alpha_t^i(T^{(n+1)}) \Delta T^{(n+1)} \boldsymbol{\delta} \\ \boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m{}^{(n+1)} &= \boldsymbol{\varepsilon}_t^m{}^{(n)} + \alpha_t^m(T^{(n+1)}) \Delta T^{(n+1)} \boldsymbol{\delta} + \boldsymbol{\varepsilon}_r^m{}^{(n)} + \kappa_{rh} \Delta m_{hyd}^{(n+1)} \boldsymbol{\delta} \end{aligned} \quad (2.114)$$

avec Δm_{hyd}^{n+1} donné par :

$$\Delta m_{hyd}^{(n+1)} = \left(m_{hyd}^{eq} (T^{(n+1)}) - m_{hyd}^{(n)} \right) \left(1 - e^{-\Delta t^{(n+1)}/\iota_{hyd}} \right) \quad (2.115)$$

où $\Delta t^{(n+1)} = t^{(n+1)} - t^{(n)}$.

– La déformation de fluage thermique transitoire au temps $t^{(n+1)}$ s'obtient :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^{m(n+1)} = \boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^{m(n)} + \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^{m(n+1)} = \boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^{m(n)} + \Delta w^{(n+1)} \mathbf{Q} : \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^{m(n+1)} \quad (2.116)$$

avec $\Delta w^{(n+1)}$ donné par :

$$\Delta w^{(n+1)} = \left(1 - D^{m(n+1)} \right) \left(\frac{\alpha_{dc}}{f_c^{m(n+1)}} \left| \Delta h_r^{(n+1)} \right| + \frac{\alpha_{hc} \left(m_{hyd}^{(n+1)} \right)}{f_c^{m(n+1)}} \Delta m_{hyd}^{(n+1)} \mathcal{H} \left(T^{(n+1)} - \hat{T} \right) \right) \quad (2.117)$$

où $\Delta h_r^{(n+1)} = h_r^{(n+1)} - h_r^{(n)}$

– La déformation d'origine mécanique (déformation élastique + anélastique) s'écrit :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_M^i(n+1) = \boldsymbol{\varepsilon}^i(n+1) - \boldsymbol{\varepsilon}_t^i(n+1) = \boldsymbol{\varepsilon}_e^i(n+1) + \boldsymbol{\varepsilon}_{an}^i(n+1) \quad (2.118)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_M^m(n+1) = \boldsymbol{\varepsilon}^m(n+1) - \boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m(n+1) - \boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^m(n+1) = \boldsymbol{\varepsilon}_e^m(n+1) + \boldsymbol{\varepsilon}_{an}^m(n+1)$$

– L'incrément de la déformation d'origine mécanique est alors :

$$\begin{aligned} \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_M^i(n+1) &= \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^i(n+1) - \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_t^i(n+1) = \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_e^i(n+1) + \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_{an}^i(n+1) \\ \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_M^m(n+1) &= \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^m(n+1) - \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m(n+1) - \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^m(n+1) = \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_e^m(n+1) + \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_{an}^m(n+1) \end{aligned} \quad (2.119)$$

– Injection dans le modèle d'endommagement MODEV ou Mazars pour obtenir $D_M^{(n+1)}$ et $\boldsymbol{\sigma}_M^{(n+1)}$:

$$\left(\boldsymbol{\varepsilon}_M^{(n)}, \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_M^{(n+1)}, D_M^{(n)} \right) \rightarrow \left(D_M^{(n+1)}, \boldsymbol{\sigma}_M^{(n+1)} \right) \quad (2.120)$$

avec $\sigma_M^{(n+1)}$ est la partie de contrainte à l'instant $t^{(n+1)}$ sans prendre en compte de la pression de pore :

$$\sigma_M^{(n+1)} = \left(1 - D_M^{(n+1)}\right) \left(1 - D_T^{(n+1)}\right) \mathbf{E} : \left(\varepsilon_M^{(n+1)} - \varepsilon_{an}^{(n+1)}\right) \quad (2.121)$$

– La contrainte apparente à l'instant $t^{(n+1)}$ s'obtient finalement tel que :

$$\begin{aligned} \sigma^i{}^{(n+1)} &= \sigma_M^i{}^{(n+1)} \\ \sigma^m{}^{(n+1)} &= \sigma_M^m{}^{(n+1)} - b^{n+1} p_s^{n+1} \delta \end{aligned} \quad (2.122)$$

2.4 Conclusions

Dans ce chapitre, un modèle Thermo-Hydro-Mécanique tridimensionnel adaptés à l'échelle mésoscopique a été présenté. Il permet de prendre en compte les couplages entre les mécanismes de transport de masses et de transfert d'énergie et de rendre compte de l'effet de l'hétérogénéité sur le comportement du béton à haute température. A cette échelle mésoscopique, les inclusions granulaires ont un comportement thermo-mécanique alors que le comportement de la matrice est décrit par une approche thermo-hygro-poro-mécanique qui prend en compte des phénomènes de déshydratation, de retrait, de fluage thermique transitoire et de pression de pore. Ceci permettra d'évaluer l'effet de l'incompatibilité de comportement de la matrice mortier par rapport à celui des inclusions granulaires, tout en intégrant explicitement la morphologie et la distribution granulaire. Ce modèle de couplage thermo-hygro-mécanique a été implanté dans un code aux éléments finis Cast3M [82].

Le modèle a été validé d'abord par les simulations numériques de certaines configurations et essais à l'échelle macroscopique. Une étude de sensibilité sur tous les paramètres du modèle a été également faite afin d'évaluer la sensibilité des résultats vis-à-vis de la variation de ces paramètres. La validation du modèle numérique ainsi que l'étude paramétrique n'ont volontairement pas été présentés pour ne pas encombrer la présentation. Ces détails sont disponibles dans les références [76, 77, 24].

3.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'analyser l'influence de la morphologie et de la distribution des granulats sur le comportement du béton à haute température. Pour cela, plusieurs configurations éléments finis de volumes élémentaires représentatifs (VER) du béton sont générées en distinguant le mortier et des granulats. Différentes morphologies et tailles des granulats sont considérées pour ces VER. Il convient alors de voir si la prise en compte de la mésostructure dans la modélisation THM adoptée permet de restituer les observations expérimentales. Il convient également d'analyser le rôle de cette mésostructure et de la façon dont elle est modélisée (morphologie réelle versus morphologie idéalisée) sur le comportement THM local et global.

Les simulations sont menées pour quantifier l'effet de l'hétérogénéité sur les différents champs (thermique, hydrique et mécanique) qui régissent le comportement THM. Les simulations sont effectuées aussi bien avec des configurations bi que tri-dimensionnelles de VER.

Concernant le modèle d'endommagement, nous avons utilisé dans cette partie le modèle d'endommagement de Mazars [87, 88] aussi bien pour les granulats que pour le mortier, avec deux jeux de paramètres spécifiques à chaque phase. Le choix du modèle de Mazars est essentiellement motivé par sa formulation explicite (ne nécessitant pas le recours à un algorithme itératif de type prédicteur-correcteur pour la loi constitutive) qui permet de réduire considérablement les temps de calcul, notamment pour les configurations tri-dimensionnelles.

3.2 Caractéristiques des composantes du béton

Le béton étudié dans cette partie est un béton ordinaire avec des granulats silico-calcaire référencé par B40SC dans le travail de thèse de Mindeguia [96]. La raison pour laquelle nous avons choisi ce béton est qu'il présente beaucoup plus de fissuration lors de chauffage par rapport à l'autre type de béton de même marque étudié, la dilatation

thermique des granulats siliceux sont très important lors de chauffage alors que la pâte de ciment a eu le retrait. Les incompatibilités entre granulats/pâte de ciment ou bien entre granulats/mortier doivent être importants. C'est pour quoi il est intéressant de faire des études sur ce béton pour le comprendre.

Concernant les données sur ce béton et ses constituants (pâte, mortier, agrégats SC), seules quelques propriétés thermiques, hydriques et mécaniques principales sont disponibles dans la littérature [93, 44]. Les paramètres manquants sont alors estimés à partir des propriétés mesurées dans [96] par une analyse inverse, utilisant des schémas d'homogénéisation détaillés dans l'annexe D.

La fraction volumique de la phase mortier est de 58% et donc celle des granulats (de diamètre caractéristique supérieur à 5 mm) est de 42%.

Les tableaux 3.1 - 3.5 donnent quelques propriétés des constituants du B40SC à différentes températures.

	20°C	150°C	300°C	600°C
Mortier	1.70	1.65	1.56	1.53
Granulat	3.54	2.40	1.51	0.39

Tableau 3.1 — Conductivité thermique [$W.m^{-1}.K^{-1}$].

	20°C	100°C	200°C	400°C	500°C	600°C
Mortier	940.7	1015.7	1294.5	1150.6	2530.1	1248.6
Granulat	891.4	949.0	664.7	720.5	77.4	1466.2

Tableau 3.2 — Chaleur spécifique [$J.kg^{-1}.K^{-1}$].

	20°C	80°C	120°C	250°C	400°C	600°C
Mortier	$5.85E - 16$	$6.26E - 16$	$3.61E - 16$	$1.18E - 15$	$9.35E - 13$	$2.19E - 12$

Tableau 3.3 — Perméabilité intrinsèque du mortier associé au B40SC [m^2].

	80°C	120°C	250°C	400°C
Mortier	26.29	26.29	28.88	30.17

Tableau 3.4 — Porosité du mortier [%].

	80°C	120°C	250°C	400°C
Mortier	2005	2051	1944	1929
Granulat	2520	2520	2520	2520

Tableau 3.5 — Densité des composants du B40SC [$kg.m^{-3}$].

Pour la perméabilité intrinsèque, nous avons utilisé la courbe de tendance $K = 10^{-16}e^{0.0169T}$ [m^2] avec T en °C obtenue à partir des valeurs indiquées dans le tableau

3.3. Le fluide utilisé pour la mesure de la perméabilité intrinsèque est le gaz. Comme la perméabilité intrinsèque mesurée en utilisant un gaz comme fluide de pénétration est souvent plus grande que celle mesurée avec un liquide [83, 27, 6], les valeurs de la perméabilité intrinsèques considérées dans les simulations sont prises égales à 10^{-2} celles indiquées dans le tableau 3.3.

Les caractéristiques mécaniques (modules de Young, coefficients de dilatation thermique) du mortier et des granulats sont données par les tableaux suivants (Tableau 3.6 et 3.7). Les valeurs du module Young sont tirées des travaux [93] et [57] et sont adaptées par une homogénéisation pour avoir les valeurs moyennes des constituants permettant de réaliser celles du béton B40SC mesurées par Mindeguia [96]. Concernant le coefficient de dilatation thermique, Gaweska-Hager [44] a montré que celui des granulats est similaire avec celui du béton constitué de ces granulats. Par manque des données expérimentales, la valeur du coefficient de dilatation des granulats SC est prise égale à celle du coefficient de dilatation du béton B40SC mesuré par Mindeguia [96], valeur similaire à celle du béton silico-calcaires dans [44]. Concernant le mortier, son coefficient est obtenu par une loi de mélange à partir des valeurs de la pâte de ciment et du sable. Il est à noter que le coefficient de dilatation de la pâte de ciment n'est pas un paramètre intrinsèque : les valeurs mesurées dépendent des cinétiques de séchage et de déshydratation. Ainsi, le coefficient de dilatation du mortier ainsi identifié (Tab. 3.7) est une estimation qui reporte cette pathologie à l'échelle du mortier. Une façon, plus rigoureuse aurait été de simuler le comportement THM du mortier à l'échelle de la pâte.

	20°C	250°C	400°C
Mortier	18	5.4	3.6
Granulat	55	38.5	23.1

Tableau 3.6 — Module de Young des constituants du B40SC [*GPa*].

	20°C	100°C	150°C	300°C	400°C
Mortier	5.04	6.04	6.12	4.62	4.35
Granulat	5.63	5.63	11.2	11.2	41.17

Tableau 3.7 — Coefficient de dilatation thermique des constituants du B40SC [$\times 10^{-6}$ ($^{\circ}C^{-1}$)].

3.3 Analyse préliminaire

Une simulation préliminaire est réalisé pour quantifier (dans une configuration élémentaire) le contraste des comportements des deux phases en présence : le mortier et le granulat.

Les résultats de cette analyse apportent des éléments qui permettront de comprendre les résultats, présentés après, obtenus dans les configurations complexes intégrant la mésostructure.

Il s'agit, notamment, de voir si les propriétés thermo-hydriques de chaque phase conduisent à des propagations très contrastées ou non du front de chaleur dans ces phases.

La modélisation est faite dans une premier temps avec deux couches séparées pour étudier leurs comportement intrinsèque, puis avec deux couches jointes avec une interface parfaite, pour mesurer l'interaction des deux phases (Fig. 3.1). Une faible épaisseur (2 mm) est considérée par rapport à la longueur (200 mm) pour qualifier la propagation axiale du front de chaleur tout en minimisant l'inertie dans le sens transversal dans le cas des couches jointes.

On chauffe sur un côté de 20°C jusqu'à 50°C à la vitesse de $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ en imposant la température de la surface (condition de type Dirichlet).

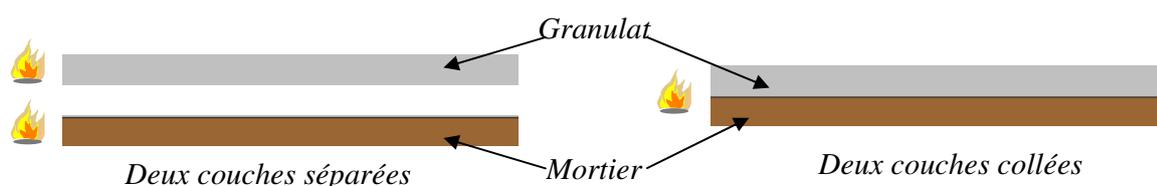


Figure 3.1 — Configuration d'étude de deux couches.

Les évolutions de la température dans les deux couches sont présentées dans la figure 3.2.

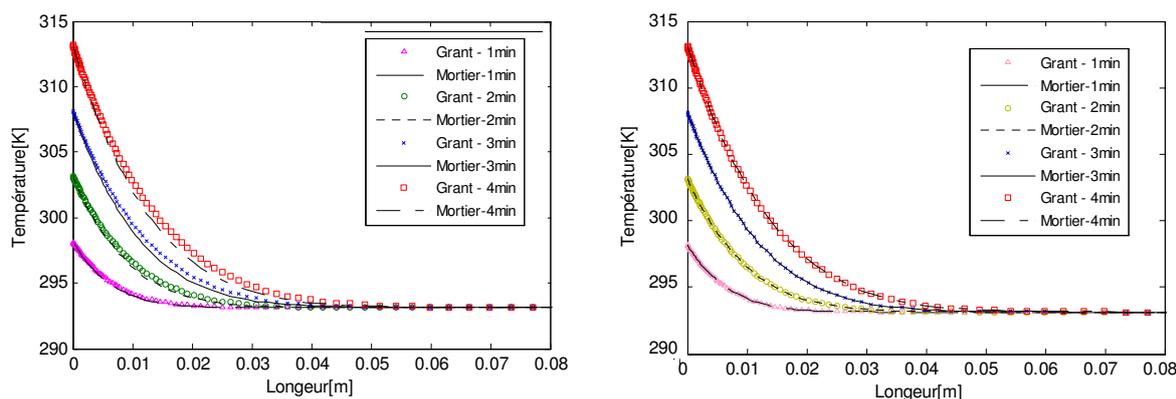


Figure 3.2 — Profils de température dans le cas des couches séparées (gauche) et jointes (droite) à différents instants.

Selon la figure 3.2, dans le cas des couches séparées, la pénétration du front de chaleur, donnée par les profils de température à différents instants, montre un profil de température légèrement en retrait dans la couche “mortier” par rapport à la couche “granulat”. Lorsque les deux couches sont en contact, alors les températures se superposent.

Ainsi, ces résultats préliminaires indiquent que bien que les conductivités, respectivement, les capacités calorifiques du mortier et granulats soient différentes, elles ne sont pas suffisamment contrastées pour induire des différences dans la réponse thermique.

Ce résultat se confirmera au travers des simulations effectuées dans le cadre de cette thèse.

3.4 Modélisation bi-dimensionnelle à l'échelle mésoscopique

3.4.1 Configuration d'étude

Pour étudier les effets de la microstructure sur le comportement du matériau à haute température, des éprouvettes de dimensions $100 \times 100 \times 300 \text{ mm}^3$ d'un béton ordinaire, avec les granulats silico-calcaires (SC) et un rapport E/C de 0.54 (B40SC) sont modélisées. Les spécimens sont coupés en plusieurs tranches (Fig. 3.3) puis ces dernières sont numérisées pour générer les maillages éléments finis. La taille maximale des granulats ne dépasse pas 25 mm . Les dimensions $100 \times 100 \text{ mm}^2$ des coupes confèrent aux tranches la caractéristique d'être des volumes élémentaires représentatifs. On suppose que seuls les gros granulats ont des effets significatifs sur le comportement du béton à haute température, ainsi, on ne considère que des granulats qui ont une taille caractéristique dans le plan supérieure à 5 mm . La partie complémentaire est considérée comme une matrice homogène correspondant au mortier. La fraction volumique moyenne du mortier est environ 58% et donc celle des gros granulats est de 42%. Les concentrations surfaciques, calculées après génération du maillage, donnent des valeurs comparables.

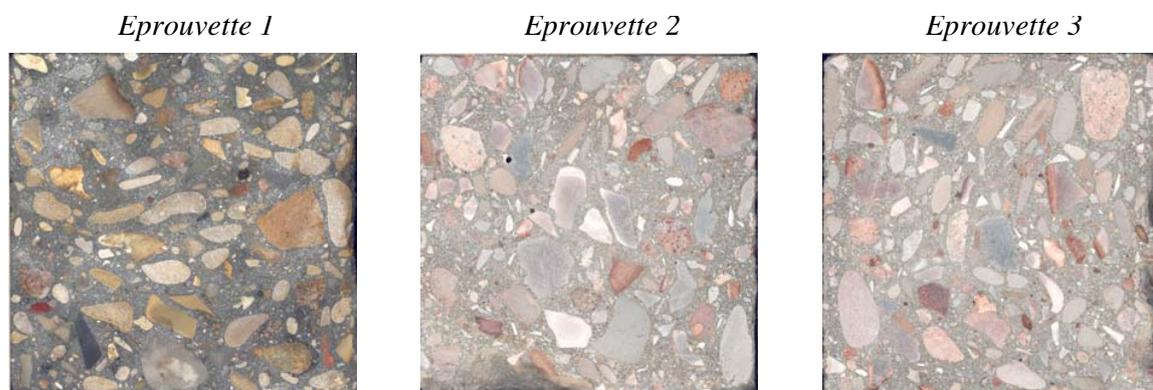


Figure 3.3 — Images numérisées des trois coupes du béton B40SC.

3.4.2 Maillage du béton

Les coupes des spécimens (Fig. 3.3) sont numérisées de sorte à pouvoir récupérer les contours des granulats de taille supérieure à 5 mm et générer automatiquement le maillage morphologique avec le code aux éléments finis Cast3M. Ces maillages sont référencés par “maillages réels” puisqu’il restituent les formes numérisées des granulats.

Par ailleurs, des maillages alternatifs référencés par “maillages idéalisés” sont également générés (Figs. 3.4 - 3.6). Pour ces maillages, les granulats sont représentés par des disques circulaires. Chaque granulat idéalisé est centré au barycentre du granulat réel correspondant et son rayon est calculé en égalisant les aires. Il est à préciser que si l’algorithme détecte une interpénétration de deux granulats, alors celui ayant le petit diamètre sera déplacé de sorte à satisfaire le critère de non interpénétration.

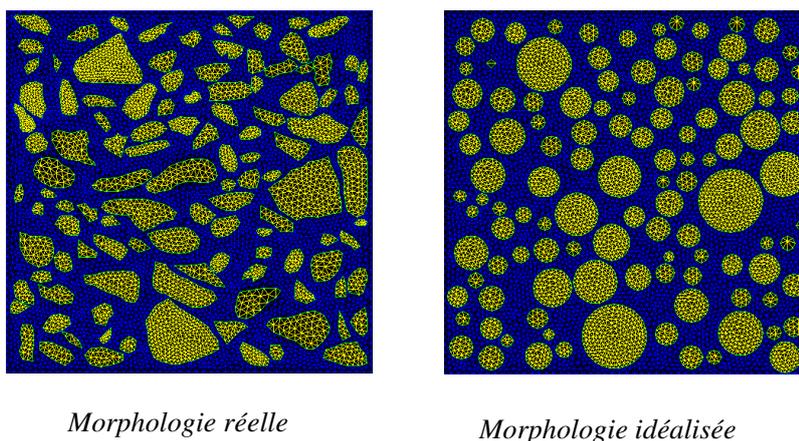


Figure 3.4 — Maillage réel (gauche) et idéalisé (droite) de l'éprouvette 1.

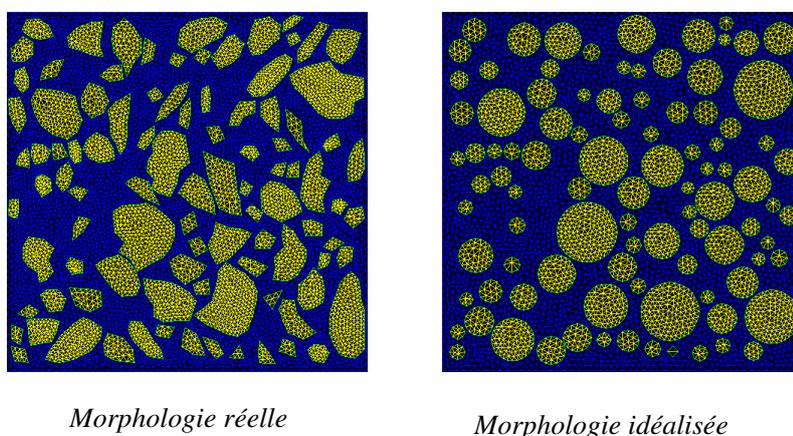


Figure 3.5 — Maillage réel (gauche) et idéalisé (droite) de l'éprouvette 2.

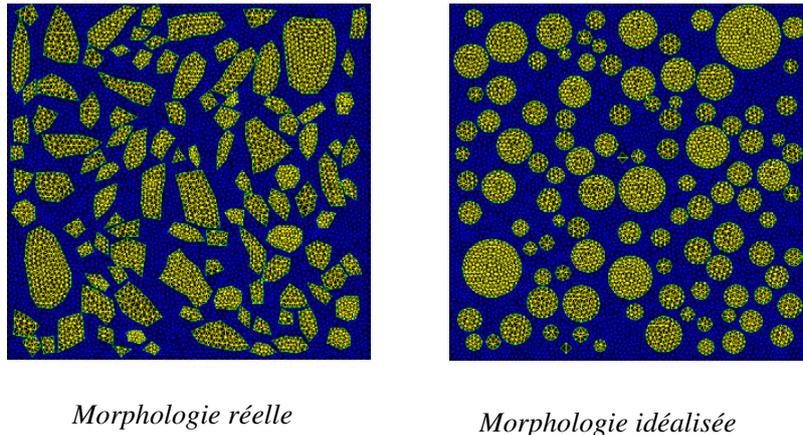


Figure 3.6 — Maillage réel (gauche) et idéalisé (droite) de l'éprouvette 3.

3.4.3 Condition initiale et condition aux limites

L'état initial est caractérisé par une température égale à 20°C et une teneur en eau massique égale à 3.9% correspondant à une saturation égale à 63%.

Concernant les conditions aux limites, les éprouvettes sont chauffées sur tous les côtés de 20°C jusqu'au palier à 400°C . Pour chaque éprouvette étudiée, deux vitesses de chauffages sont considérées : $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (Fig. 3.7). Une condition de type Dirichlet est appliquée pour la température (température imposée). L'humidité relative de l'environnement extérieur est prise égale à 50% et les conditions aux limites de convection de masse sont considérées entre les côtés de l'éprouvette et le milieu environnant.

La vitesse de chauffage lente $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ est choisie afin d'avoir une distribution de température quasi-homogène dans toute l'éprouvette. Ceci correspond aux conditions d'essai supposées permettre l'identification du comportement constitutif du matériau en température du fait de l'absence de gradients thermiques. Néanmoins, des gradients hydriques existent et la réponse de l'éprouvette n'est pas homogène. Il convient alors d'analyser l'effet additionnel de la mésostructure. La vitesse de chauffage rapide $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ correspond en moyenne au chauffage modéré de l'essai PTM [96] étudié au chapitre 4. Cette vitesse génère des gradients thermiques dans l'éprouvette en plus des gradients hydriques. Il convient alors d'analyser l'interaction des ces gradients thermo-hydriques avec la mésostructure.

Concernant les conditions aux limites mécaniques, elles sont introduites de sorte à réaliser une configuration iso-statique correspondant à un essai de déformation libre. Il n'y a pas de chargement mécanique. Ainsi, le comportement mécanique (endommagement, déformation, contrainte,...) de ces VER est dû seulement aux champs thermiques et hydriques.

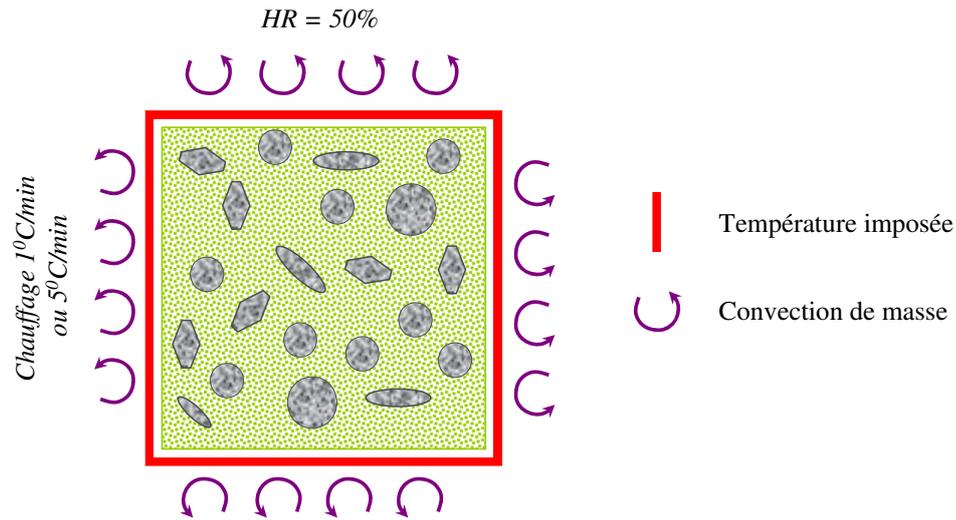


Figure 3.7 — Conditions aux limites.

3.4.4 Dispositif de mesure de pression et de température

Dans cette étude paramétrique, les champs de température et de pression de gaz seront présentés. Expérimentalement, ces grandeurs sont mesurées en utilisant des capteurs spécifiques développés au CSTB [65, 64]. Ainsi, les résultats des simulations effectuées seront représentés de façon à s'approcher au mieux d'une mesure expérimentale, notamment en ce qui concerne la taille définie du capteur. Ce dernier, se présente comme une sonde dont l'extrémité consiste (Fig. 5.3) en un disque de métal fritté (micro-poreux) de 12 mm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur [96]. Le disque est serti dans une capsule en acier et les dimensions hors-tout correspondent à un diamètre de 13 mm et une épaisseur de 2 mm . La capsule est soudée à un tube en inox de 2 mm de diamètre extérieur et de 1.6 mm de diamètre intérieur. L'extrémité du tube équipée du disque en métal fritté est placée dans le béton à l'endroit de la mesure. L'autre extrémité du tube, qui sort sur la face de l'éprouvette, est munie d'un connecteur permettant de relier la sonde au dispositif d'acquisition. Le connecteur permet également de glisser un thermocouple chemisé ($\phi 1.5\text{ mm}$) dans le tube inox en laissant un volume libre (volume du tube non occupé par le thermocouple) pour le gaz. De cette façon, le dispositif permet de mesurer la pression et la température simultanément et au même endroit dans l'éprouvette.

Dans la suite, lors de l'étude de la pression de gaz nous calculerons la pression moyenne dans un rectangle de $2 \times 12\text{ mm}^2$ qui représente approximativement la coupe dans le plan de symétrie de l'extrémité de disque du capteur. La moyenne spatiale de la pression dans ce rectangle sera la valeur de la pression considérée équivalente à la mesure expérimentale du domaine étudié.

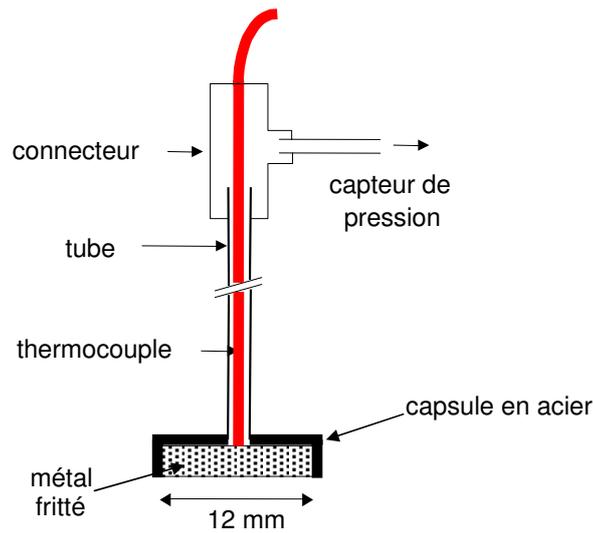


Figure 3.8 — Coupe d'une sonde de mesure de pression et de température.

3.4.5 Résultats et analyse

Dans cette partie, nous présentons les résultats des simulations de l'étude paramétrique. Nous analyserons, les réponses en terme de perte de masse, de température, de pression de gaz, d'endommagement et de déformée des spécimens étudiés.

La perte de masse permet de mesurer la variabilité éventuelle de la réponse THM globale des différentes configurations étudiées. L'analyse des champs de température, de pression et d'endommagement permet d'analyser la variabilité locale de la réponse THM mésoscopique et sa déviation par rapport à une approche macroscopique.

Concernant les évolutions de la pression dans la matrice (mortier), nous étudions les évolutions au centre des VER ainsi qu'aux quatre points sur les deux lignes de symétrie des VER et localisés à 10 mm par rapport au bord chauffé (Fig. 3.9). Il s'agit des positions habituellement choisies pour placer les capteurs de pression et de température [96]. A ces différentes localisations, nous calculons les valeurs moyennes de la pression ainsi que l'intervalle de dispersion (min-max).

Ces valeurs sont déterminées dans une section de $2 \times 12 \text{ mm}^2$ équivalente au capteur comme indiqué précédemment. Pour le centre de l'éprouvette, nous retenons une section circulaire de 12 mm de diamètre.

Concernant les évolutions de la température, nous allons étudier le rapport de la température au centre du spécimen à celle de la surface chauffée. La température au centre est obtenue en moyennant sur un disque suffisamment large pour être représentative de la concentration en granulats et mortier de l'ensemble du spécimen. Dans les cas étudiés, le disque utilisé pour la pression a été suffisant pour l'homogénéisation de la température.

Les profils d'endommagement et les déformées sont donnés sur la totalité de la

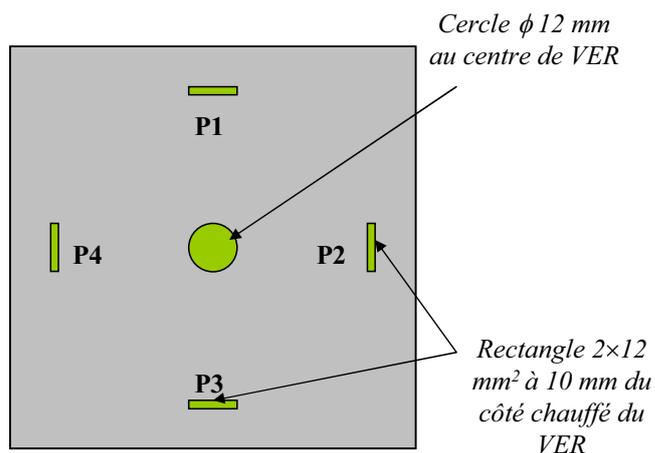


Figure 3.9 — Zones de l'étude des champs de pressions.

section de chaque spécimen étudié.

3.4.5.1 Perte de masse globale

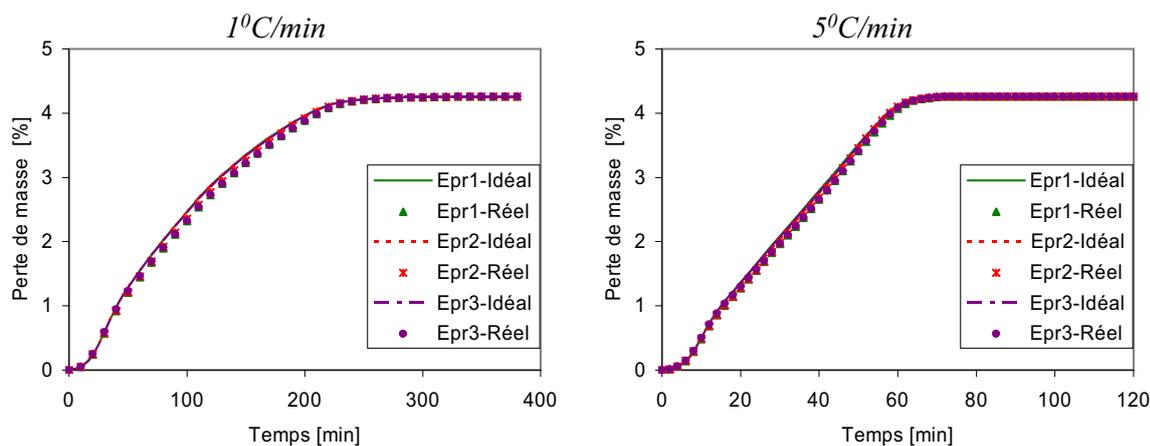


Figure 3.10 — Evolution de la perte de masse des éprouvettes dans le temps :
Chauffage $1^\circ\text{C}/\text{min}$ (gauche) - Chauffage $5^\circ\text{C}/\text{min}$ (droite).

La figure 3.10 montre les résultats de la perte de masse des trois éprouvettes étudiées avec la morphologie réelle et celle idéalisée des agrégats et ce pour les deux vitesses de chauffage considérées : $1^\circ\text{C}/\text{min}$ et $5^\circ\text{C}/\text{min}$. Les pertes de masse de toutes les éprouvettes sont similaires pour les deux vitesses de chauffage. Egalement, la morphologie et la distribution des granulates semblent ne pas avoir d'effet significatif sur la réponse globale des éprouvettes. Une représentation idéalisée des granulates semble donc

acceptable pour décrire la perte en masse globale : les spécimens étudiés constituent des VER statistiquement isotropes vis-à-vis de cette grandeur.

3.4.5.2 Température

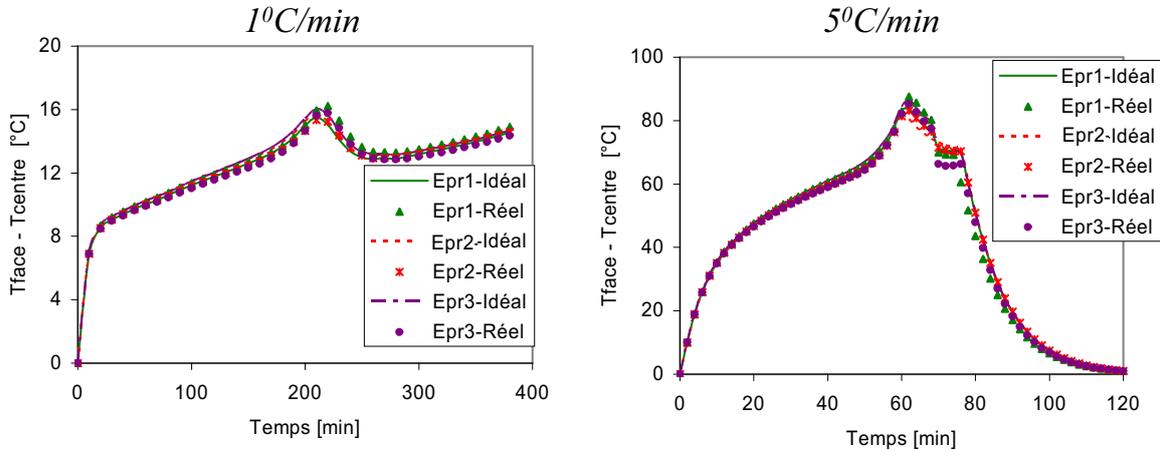


Figure 3.11 — Evolution dans le temps des différences entre la température au bord et celle au centre : Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (gauche) - Chauffage $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (droite).

Evolution de l'écart de température bord - centre Les évolutions dans le temps de la différence de la température entre les surfaces chauffées et celle dans la zone centrale de l'éprouvette sont présentées sur la figure 3.11 pour les deux vitesses de chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$. L'écart donné par la figure 3.11 est obtenu à partir de la valeur moyenne de la température dans le disque de 12 mm de diamètre. Les valeurs extraites dans ce disque ne présentent pas de fluctuations notables et ce indifféremment de la phase considérée : mortier ou granulat. Pour une vitesse de chauffage donnée, l'évolution de la température au centre ne semble donc pas influencée par le tirage de la mésostructure : trois morphologies réelles et trois morphologies idéalisées donnent la même réponse.

Pour le chauffage lent $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$, une augmentation du différentiel bord-centre de la température continue jusqu'à un pic d'environ 16°C à 210 minutes de chauffage. A ce moment, la température à la surface extérieure est égale à 230°C . Après le pic, une diminution de la différence de température est constatée jusqu'à 250 minutes de chauffage. Après ce temps, l'écart commence à augmenter de nouveau, très probablement du fait des changements de phases (déshydratation), pris en compte dans le modèle, qui deviennent importants à ces niveaux de température atteints. Le premier pic semble donc lié au départ de l'eau évaporable, disponible dans le réseau poreux. Comme les éprouvettes sont déjà complètement séchées, nous arrêtons le calcul à 380 minutes correspond à une température au bord de 400°C .

Pour la vitesse de $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$, l'écart entre la température au centre et au bord est plus important que dans le cas précédent indiquant un gradient thermique plus important. L'écart augmente jusqu'au pic de 90°C à 62 min de chauffage correspondant

à une température au bord de 330°C . Après le pic, l'écart entre ces deux températures commence à diminuer en passant par un court plateau entre 70 et 76 min de chauffage (correspondant respectivement à une température au bord de 370°C et 400°C). Après 76 min, la température de la surface atteint le plateau de la consigne à 400°C , et l'écart entre les deux températures commence alors à diminuer rapidement. La température au centre atteint l'équilibre à 120 min, après épuisement des processus de changement de phases.

Il est à noter que des tendances similaires sont obtenues par Kanema et al. [66] avec une approche macroscopique dans laquelle il a montré que l'amplitude du pic de la différence de température entre la surface et le centre des éprouvettes est contrôlé par la teneur en eau initiale de la pâte de ciment.

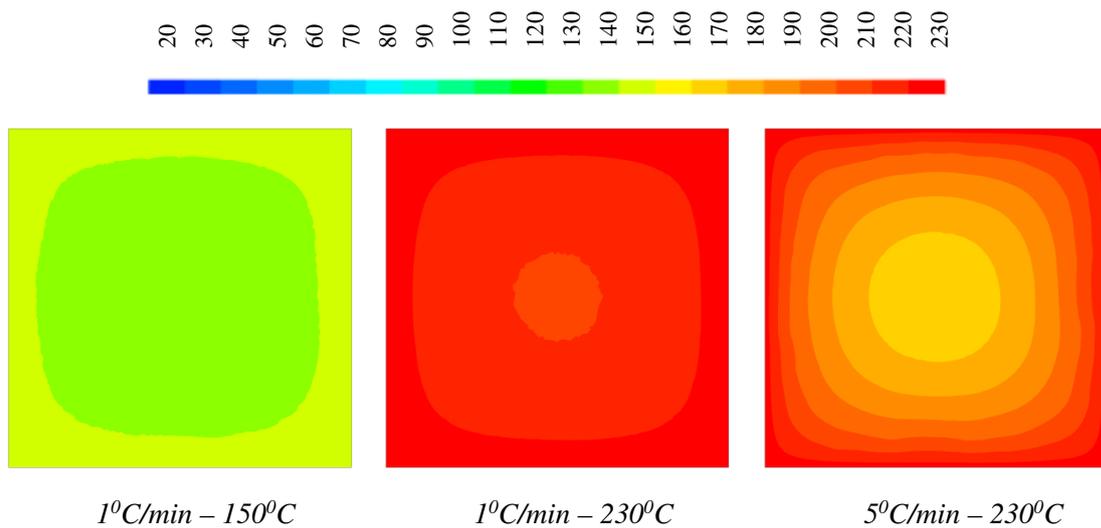


Figure 3.12 — Iso-valeurs de la température de l'éprouvette 1 - Maillage réel quand la température au bord atteint 150°C et 230°C .

Iso-valeurs de la température En ce qui concerne la distribution de la température dans l'éprouvette, la figure 3.12 présente les iso-valeurs de la température de l'éprouvette 1 avec la morphologie réelle quand la température au bord est égale à 150°C et 230°C (ce dernier cas correspond avec l'écart maximal de la température pour la vitesse $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (Fig. 3.11)). La distribution de la température est quasi-homogène pour le chauffage lent ($1^{\circ}\text{C}/\text{min}$) : un faible écart entre la température au bord et au centre est relevé. Pour le chauffage à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$, nous constatons des températures différentes dans le VER correspondant uniquement au gradient macroscopique lié à la taille de l'éprouvette et à la vitesse de chauffage. En effet, pour les deux vitesses, nous n'avons pas constaté d'effet de la morphologie et distributions des granulates sur la répartition spatiale de la température : pas de gradients locaux liés à la présence des deux phases. En fait, les iso-valeurs de toutes les autres éprouvettes ressemblent à celles montrées par la figure 3.12. Ce résultat correspond, certes pour une morphologie plus complexe, au résultat de l'étude préliminaire réalisées avec deux couches ayant les

mêmes propriétés de transfert que le mortier et les granulats.

Ainsi, les propriétés des ces deux phases conjuguées à une interface parfaite montrent qu'une approche macroscopique du champ de température est suffisante.

L'approche élément fini séquentielle adoptée dans le cadre de ce travail autorise, sur le principe, que le transfert thermique soit résolu de façon macroscopique puis le champ de température projeté sur le maillage mésoscopique pour la résolution des transports de masses. Une telle approche pourrait permettre un gain de temps non négligeable notamment pour les calculs 3D.

3.4.5.3 Pression de gaz

Dans cette partie nous discutons les effets de la distribution et la morphologie des granulats sur la pression de gaz dans le mortier, puisque les agrégats sont considérés comme inertes hydriquement.

Evolution dans le temps de la pression de gaz au centre des éprouvettes La figure 3.13 montre ces évolutions pour les deux vitesses de chauffages considérées

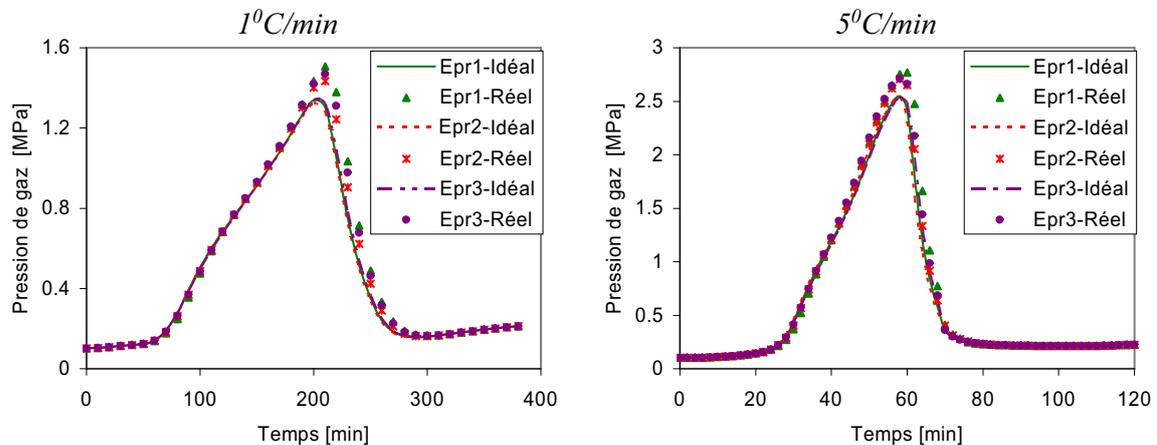


Figure 3.13 — Evolution dans le temps de la pression de gaz au centre des éprouvettes : Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (gauche) - Chauffage $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (droite).

Concernant le chauffage lent ($1^{\circ}\text{C}/\text{min}$), la pression de gaz augmente et atteint un pic à environ 210 minutes de chauffage, puis, une diminution se produit rapidement jusqu'à une valeur proche de la pression atmosphérique (vers 280 minutes de chauffage quand les éprouvettes ont quasiment séché). Ce résultat est commun à toutes les éprouvettes étudiées indépendamment de la morphologie et la distribution des granulats. Cependant, il existe un léger écart d'environ 11% entre les configurations avec une morphologie réelle et celles avec une morphologie idéalisée : les pressions relevées sont plus importantes dans le premier cas.

Concernant le chauffage à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$, le pic de pression est atteint vers 60 minutes de chauffage. Après le pic, la pression diminue très rapidement et tend vers la pression atmosphérique pour l'atteindre après 10 minutes seulement. Cet instant correspond également avec le moment où les éprouvettes sont complètement séchées. Comme pour le cas précédant, la pression relevée dans le cas de la morphologie réelle est plus importante que dans le cas de la morphologie idéalisée. Le niveau maximal de pression atteint dans ce cas est près de deux fois plus important que celui obtenu par le chauffage lent. Ce résultat est contradictoire avec les résultats de Mindeguia [96] où la pression dans le spécimen mesurée par un chauffage rapide est plus faible que celle du chauffage lent. Si nous écartons un possible dysfonctionnement du capteur, il est possible que cette contradiction soit liée aux fluctuations dans la mesure de la pression tel que montré ci-après : selon la position du capteur, à une même profondeur donnée, il est possible de mesurer des pressions différentes en conjonction avec les présences de gros granulats au voisinage du capteur. Par ailleurs, il est également possible que la valeur adoptée pour la perméabilité intrinsèque soit suffisamment importante pour autoriser des flux de masses importants vers le centre de l'éprouvette et donc des pressions de gaz plus importantes.

En outre, une comparaison entre la figure 3.11 et la figure 3.13 montre que le moment d'apparition du pic de pression de gaz (à 210 minutes pour la vitesse $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et à 60 minutes pour la vitesse $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$) coïncide avec le moment où l'écart de température entre la surface chauffée et le centre des éprouvettes, atteint son maximum. Cela signifie que pour la vitesse de chauffage considérée, le cinétique des processus thermique et hydrique conduit simultanément à des amplitudes significatives des contraintes thermiques, liées aux gradients de température, et des contraintes hydriques, induites par les pressions de pores. Ces mécanismes sont généralement admis pour écaillage du béton chauffé [49].

Iso-valeurs de la pression de gaz Les figures 3.14 - 3.15 présentent les iso-valeurs de la pression de gaz pour les éprouvettes 1 et 3, réelles et idéalisées, pour les deux vitesses de chauffage. Les iso-valeurs de pression sont données pour des valeurs particulières de la température de surface du spécimen. En particulier, elles sont données lors de l'occurrence du maximum du gradient thermique et du pic de pression (température de surface de 230°C).

Selon les figures 3.14 et 3.15, la pression de gaz dans le mortier diffère selon la représentation mésoscopique du VER : des effets locaux de concentration de pression de gaz entre des agglomérations de gros granulats sont visibles. Ainsi, les gros granulats jouent un rôle important dans l'évolution du champ de pression de gaz aussi bien par leur distribution que par leur morphologie. En effet, pour une même localisation des granulats, le passage de la morphologie réelle à celle idéalisée par une équivalence des aires conduit à des variations significatives dans la répartition spatiale et les amplitudes de la pression. L'idéalisation des granulats par des cercles efface les rapports d'aspects des granulats réels qui semblent être à l'origine des "poches" de surpressions localisées. Il est noter que des granulats avec une géométrie irrégulière peuvent conduire à des concentrations de contraintes à l'origine de l'amplification de la fissuration induite

par l'incompatibilité inclusion-matrice. Cette irrégularité géométrique des inclusions conjuguerait donc ces concentrations de contraintes aux surpressions précédemment décrites et pourraient conduire à une fissuration plus sévère (des ouvertures de fissures plus importantes) localisée au niveau des gros granulats.

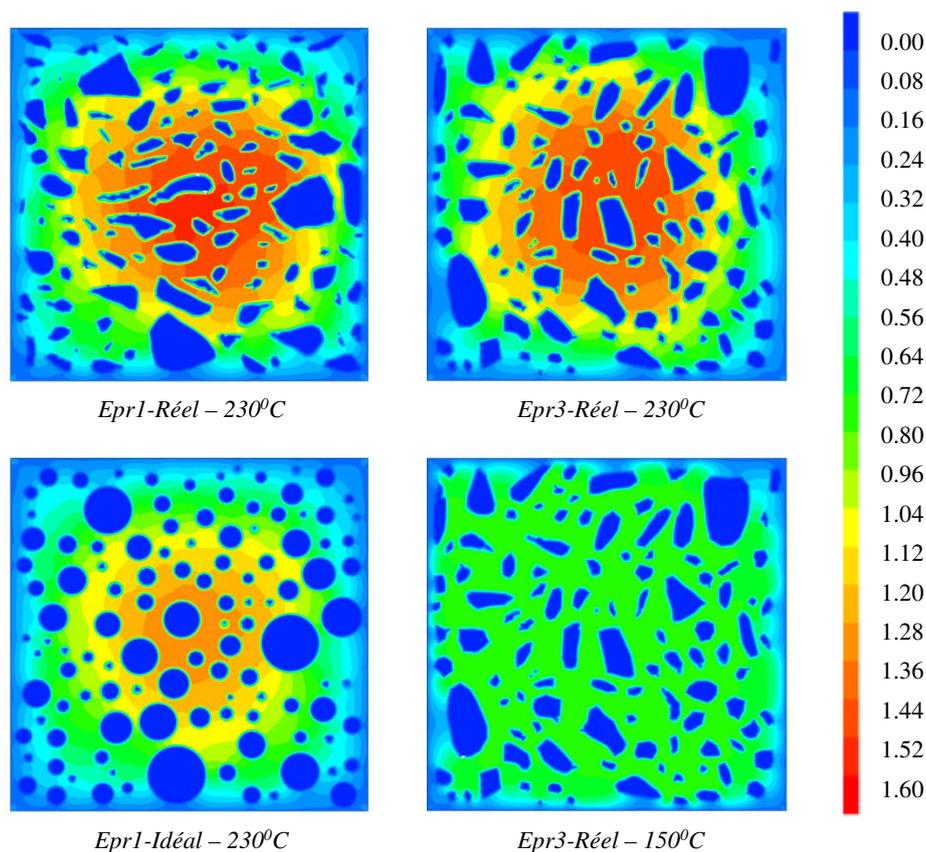


Figure 3.14 — Iso-valeurs de la pression de gaz de l'éprouvette 1 idéalisée et réelle et l'éprouvette 3 réelle - Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

Evolution dans le temps de la pression de gaz à 10 mm par rapport à la surface chauffée Les figures des iso-valeurs de la pression de gaz (Fig. 3.14 3.15) montrent des fluctuations importantes de la pression de gaz à partir des bords chauffés. Il convient alors de présenter et analyse les variations de la pression de gaz dans cette zone. Pour cela et du fait de la symétrie du chauffage, nous étudions la pression de gaz aux points P1, P2, P3 et P4 (Fig. 3.9) par sa composante moyenne ainsi que ses intervalles de fluctuation induits par la prise en compte de la mésostructure. Ces points sont localisés à 10 mm de la surface chauffée.

La figure 3.16 présente les évolutions dans le temps de la pression de gaz moyenne aux points indiqués pour les deux vitesses de chauffage. La tendance de ces évolutions est similaire avec celle de la pression au centre de l'éprouvette (Fig. 3.13). Pour la

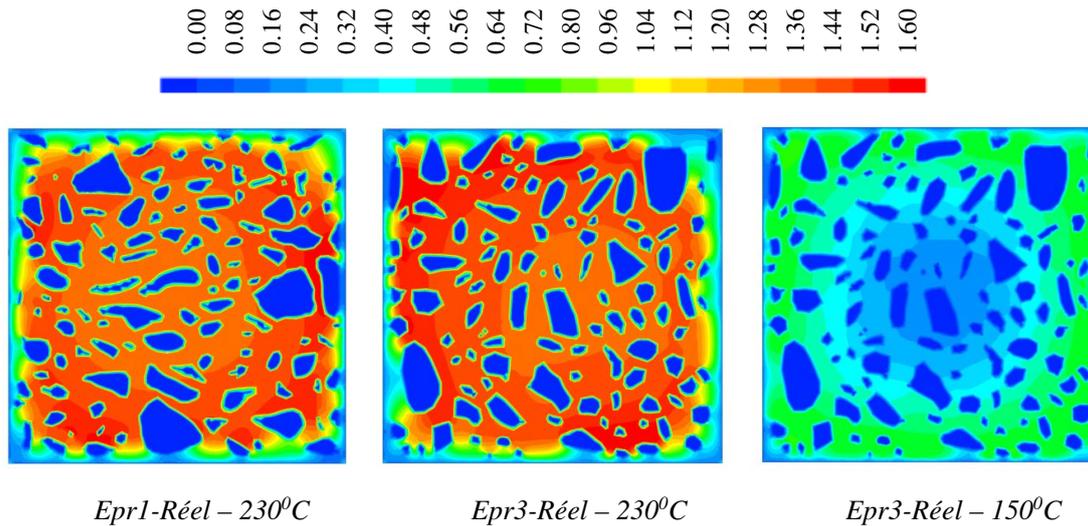


Figure 3.15 — Iso-valeurs de la pression de gaz de l'éprouvette 1 et 3 réelle - Chauffage $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

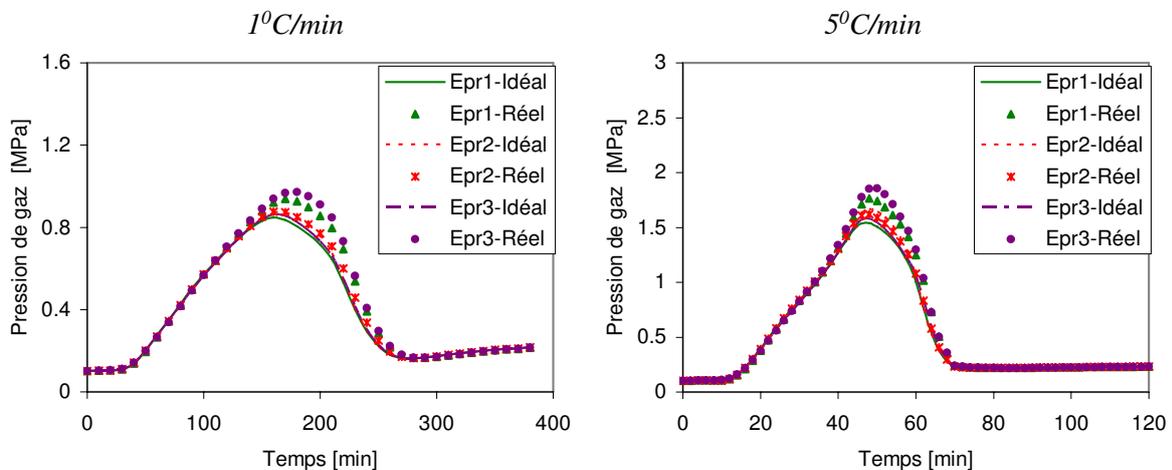


Figure 3.16 — Evolution dans le temps de la pression de gaz moyenne à 10 mm par rapport au bord chauffé : Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (gauche) - Chauffage $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (droite).

vitesse de $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$, la pression de gaz atteint un pic de 0.97 MPa vers 180 minutes de chauffage, une valeur inférieure à celle au centre. La pression de gaz dans les éprouvettes réelles (0.97 MPa au pic) semble plus importante que celle dans des éprouvettes idéalisées (0.85 MPa au pic), une différence d'environ 13%.

Pour la vitesse de $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$, le pic de pression est de 1.86 MPa vers 50 minutes de chauffage. La valeur du pic est également inférieure à celle au centre et apparaît plus tôt. La pression pour les configurations réelles (1.86 MPa au pic) semble également plus grande que celle des configurations idéalisées (1.54 MPa au pic).

La moyenne de la pression de gaz aux quatre zones de mesure (points P1, P2, P3 et P4) n'est pas beaucoup influencée par la distribution et morphologie des granulats. Cependant, nous avons remarqué que les pressions dans ces quatre zones très différentes. Les figures 3.17 et 3.18 montrent les évolutions de la pression dans ces zones, respectivement, pour la vitesse $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$. Les évolutions obtenues pour l'éprouvette 2 idéalisée et réelle sont assez similaires avec celles de l'éprouvette 1. Nous présentons donc uniquement les résultats de cette dernière. Nous reportons à la fois la valeur moyenne et l'amplitude de l'intervalle de fluctuation (valeurs minimales et maximales constatées dans la zone de mesure).

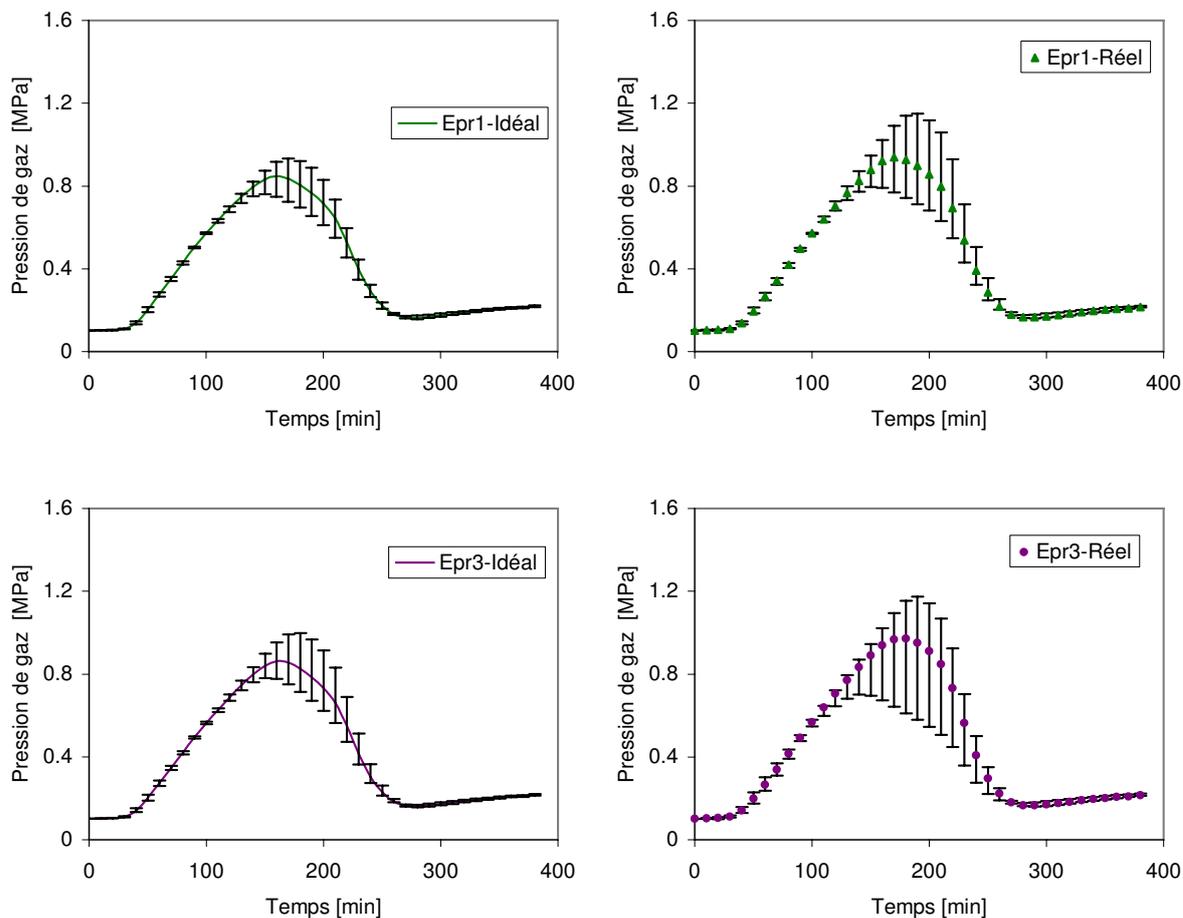


Figure 3.17 — Evolution dans le temps de la pression de gaz dans les zones de mesure à 10 mm du bord chauffé : Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

Pour les deux vitesses, nous constatons que la pression obtenue avec la configuration réelle varie plus que celle de la configuration idéalisée. Le tableau 3.8 donne les amplitudes des intervalles de fluctuations dans chaque cas.

La variation maximale est observée dans l'éprouvette 3 réelle : 0.60 MPa de variation par rapport à 0.97 MPa de pression moyenne pour le chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$; 1.21 MPa de variation par rapport à 1.86 MPa de pression moyenne pour le chauffage $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$. Ce résultat met clairement en évidence que la valeur (nécessairement

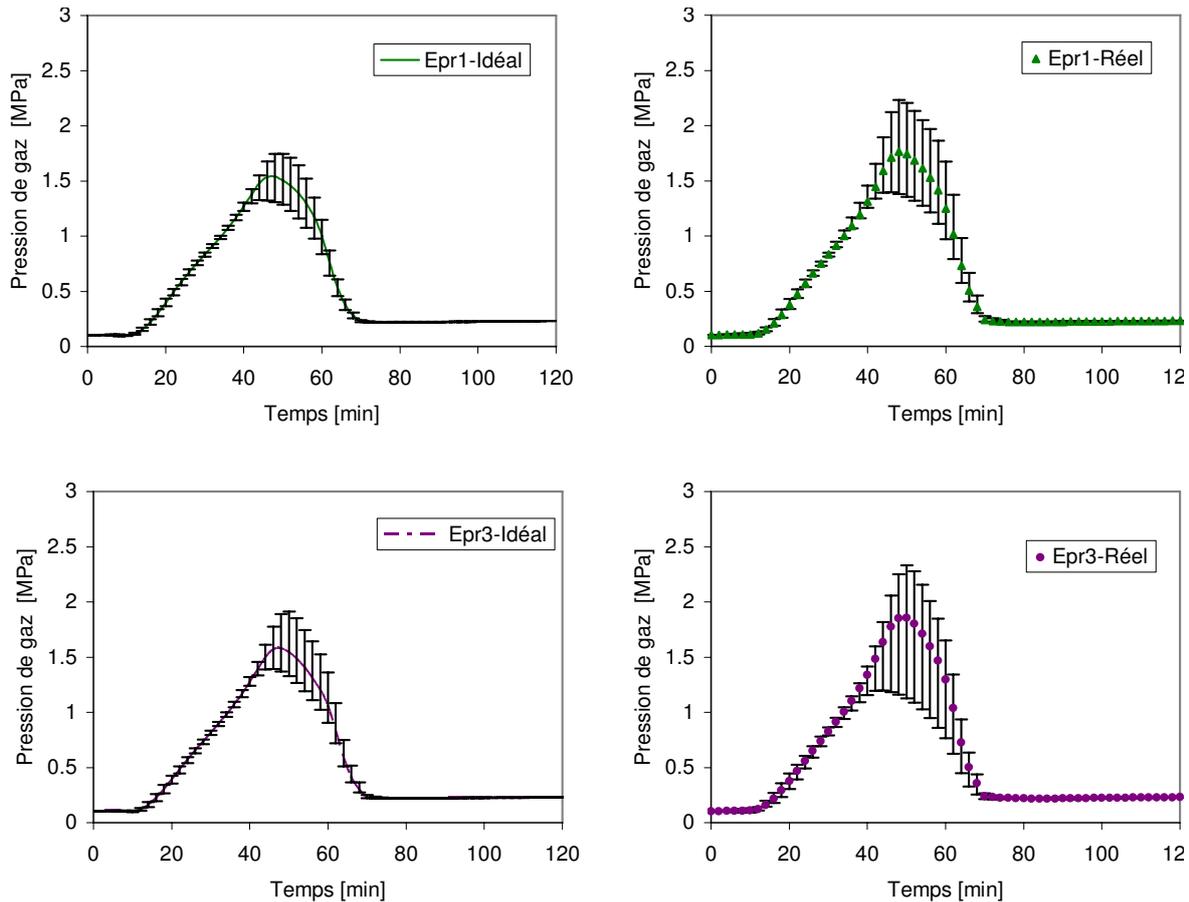


Figure 3.18 — Evolution dans le temps de la pression de gaz dans les zones de mesure à 10 mm du bord chauffé : Chauffage 5°C/min.

Chauffage	Epr1-Idéal	Epr1-Réel	Epr2-Idéal	Epr2-Réel	Epr3-Idéal	Epr3-Réel
1°C/min	0.23	0.45	0.32	0.48	0.30	0.60
5°C/min	0.49	0.86	0.87	0.97	0.58	1.21

Tableau 3.8 — Amplitude des intervalles de fluctuation de la pression de gaz dans les zones de mesure en MPa.

moyenne) mesurée par le capteur de pression (ici virtuel, mais ceci peut également être le cas du capteur de pression utilisé lors des essais) peut lisser des pics locaux de pression qui dépassent de façon sensible la valeur moyenne mesurée. En outre cette moyenne dépend de la taille du capteur et il convient d'identifier la taille minimale de celui-ci qui permet une mesure objective.

La mesure de la pression introduite donc une exigence supplémentaire sur le choix de la taille du capteur qui ne se pose pas pour la mesure de la température.

Evolution de la pression de gaz selon l'épaisseur Nous présentons dans cette partie les évolutions de la pression selon les deux lignes *AB* et *CD* de l'éprouvette 3,

réelle et idéalisée, au moment où la fluctuation de la pression dans les zones de mesure est maximale (Fig. 3.19) : à 180 minutes pour le chauffage à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (température au bord de 200°C) et à 50 minutes pour le chauffage à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (température au bord de 270°C).

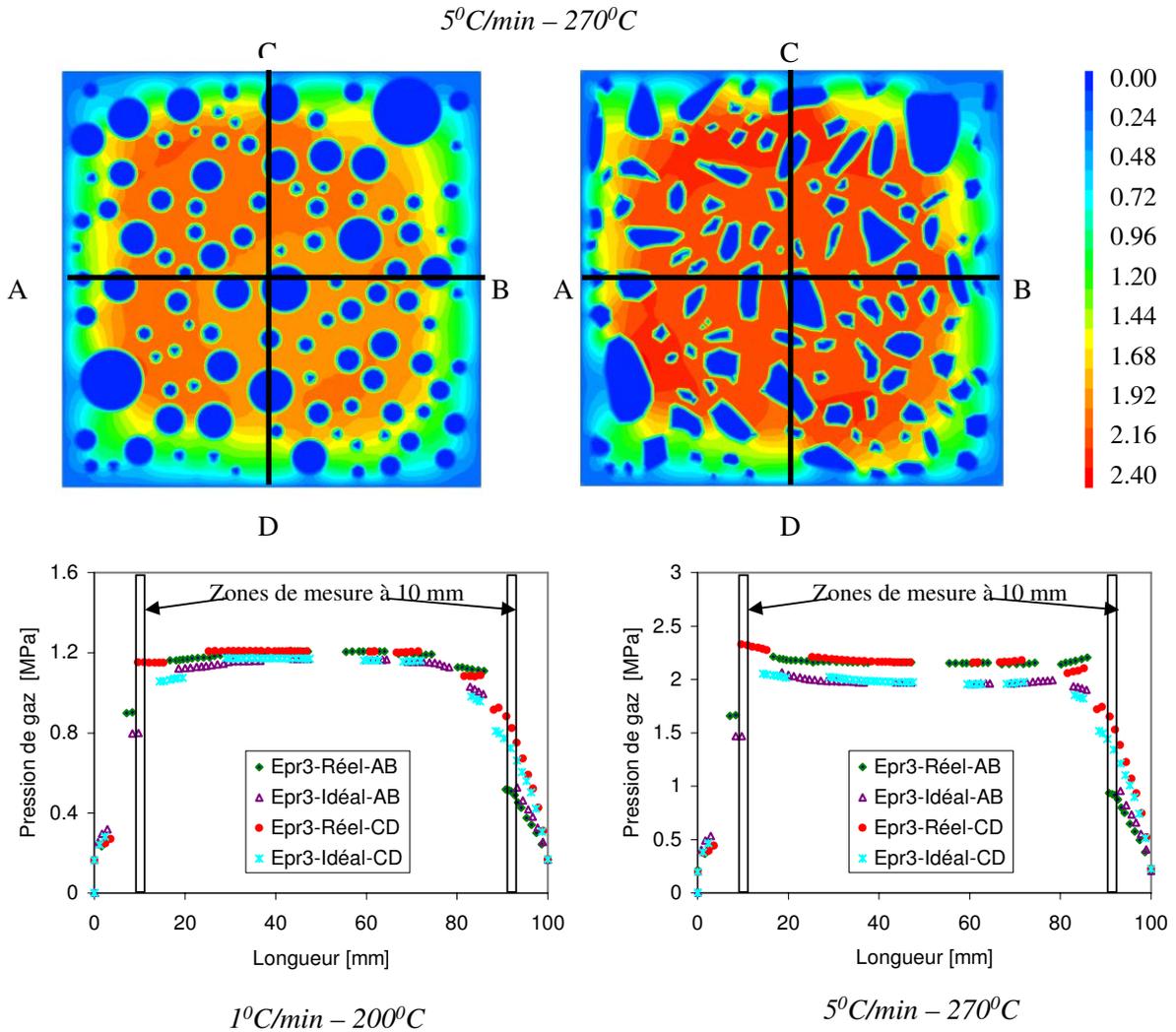


Figure 3.19 — Evolution de la pression de gaz selon l'épaisseur de l'éprouvette 3 réelle et idéalisée : Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (gauche) - Chauffage $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (droite).

Cette représentation montre clairement que la zone centrale est moins sujette à la fluctuation de la pression de gaz qui évolue de façon relativement homogène. A contrario, la pression dans la couche limite est très sensible à la distribution et morphologie granulaire : la présence de gros granulat conduit des sauts importants dans la pression. Ces fortes fluctuations locales mettent en évidence le besoin de prendre des précautions dans l'interprétation des mesures de pression dans les zones proches de la surface. Une faible valeur de pression peut être un aléa local et non pas un comportement d'ensemble de la couche.

3.4.5.4 Endommagement et déformation des éprouvettes

Le comportement mécanique est analysé en termes des profils d'endommagement et des déformées des éprouvettes.

Les figures 3.20 - 3.22 montrent l'endommagement et la déformée de l'éprouvette 1 réelle, l'éprouvette 2 réelle et idéalisée pour la vitesse $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ à des instants de 130 min (température au bord égale à 150°C) et 210 min (température au bord de 230°C , correspondant au moment où le gradient de température est maximal et les pics de pression de gaz se produisent).

La figure 3.23 présente l'endommagement et la déformée de l'éprouvette 1 et 2 réelle quand la température au bord atteint 150°C pour la vitesse $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

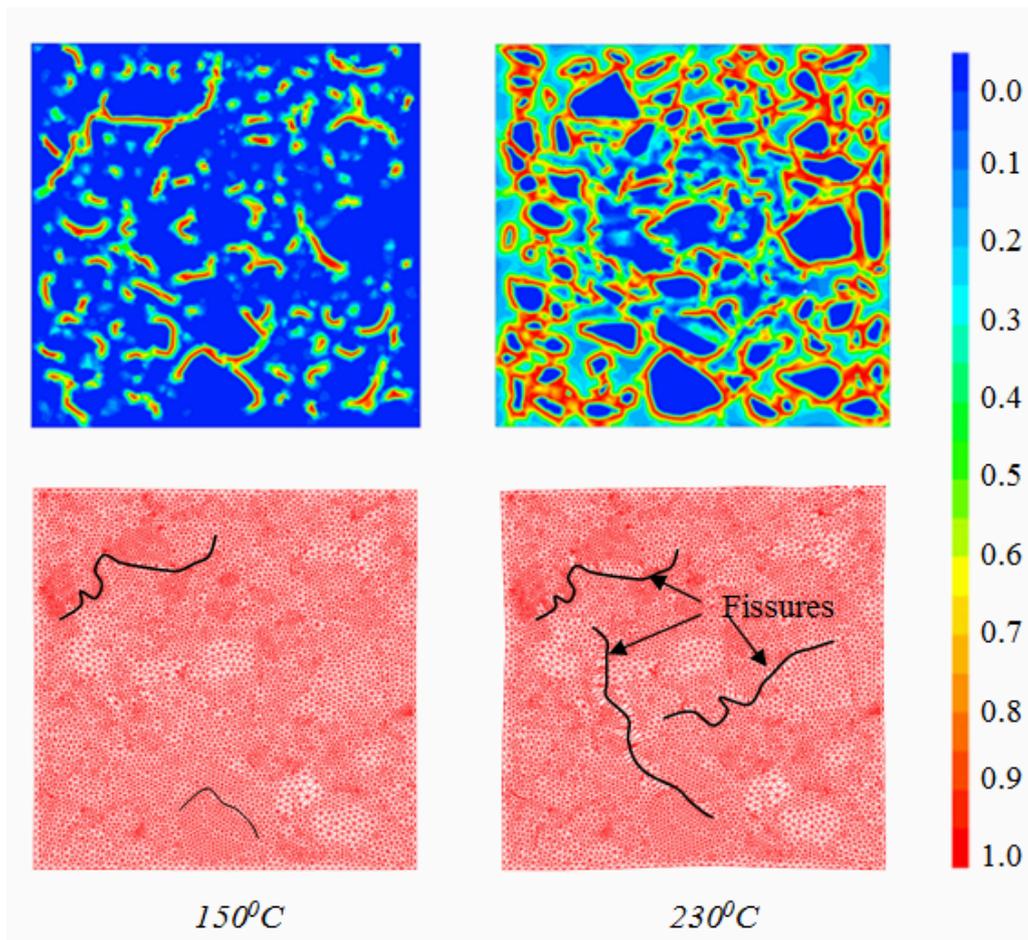


Figure 3.20 — Eprouvette 1– Réelle : Profil d'endommagement (en haut), déformée (en bas) - Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

Concernant la vitesse $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et pour une température au bord de 150°C on peut observer que l'endommagement se produit principalement dans le mortier autour des granulats. La montée de la température du bord à 230°C amplifie l'endommagement au niveau des interfaces mortier-granat et conduit à la propagation à l'ensemble de

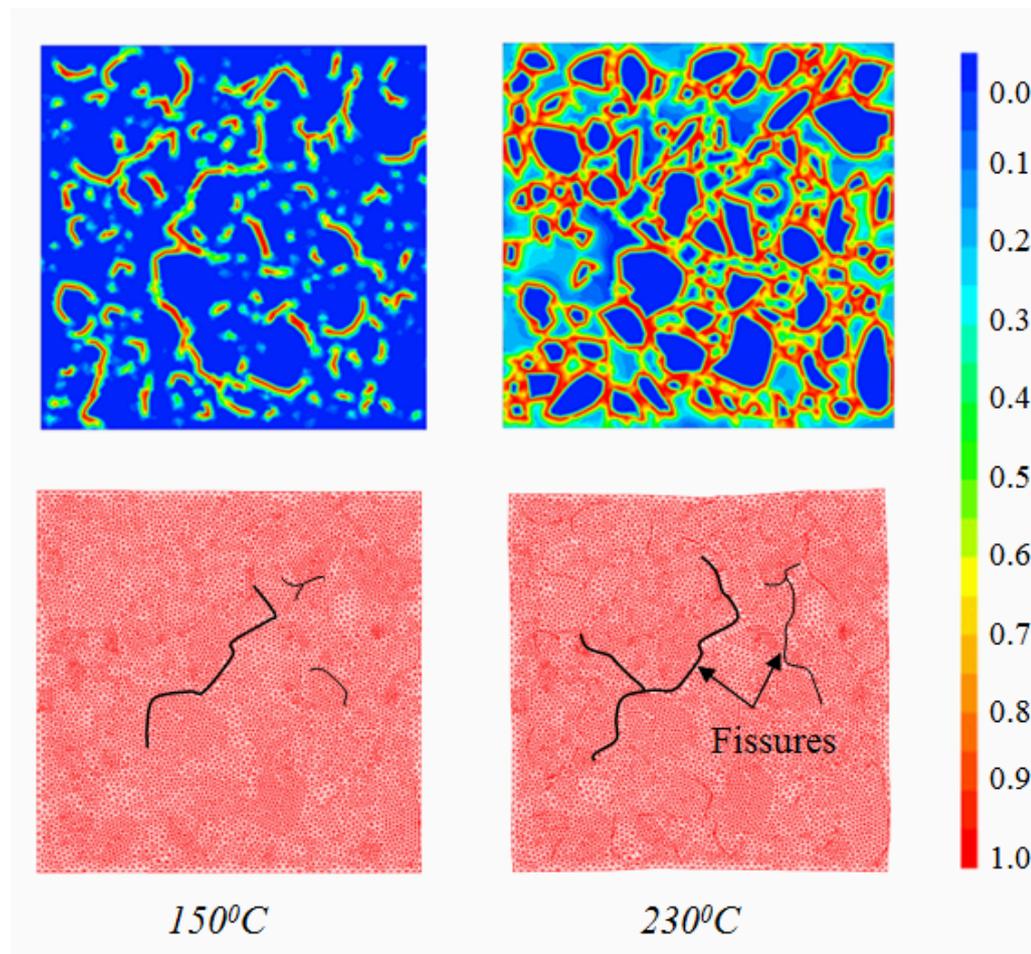


Figure 3.21 — Eprouvette 2 – Réelle : Profil d'endommagement (en haut), déformée (en bas) - Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

la matrice. Une comparaison des trois figures 3.20 - 3.22 montre que l'endommagement dans le mortier à 210 minutes de chauffage des configurations réelles semble plus important que celui des configurations idéalisées. Les micro-fissures dans ces éprouvettes sont initiées autour des gros granulats pour se propager par la suite selon des chemins préférentiels clairement contrôlés par la morphologie et distribution granulaire : les orientation et facteurs d'aspect des plus petits granulats constituent ces chemins préférentiels selon lesquels les fissures initiées autour des plus gros granulats percolent. La percolation des micro-fissures pour former quelques macro-fissures peut déjà être remarquée après 210 minutes de chauffage.

Concernant la vitesse $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$, les lignes de percolation des faciès d'endommagement semblent être formées dès que la température de surface atteint 150°C pour les deux éprouvettes 1 et 2 avec les morphologies réelles.

L'effet de la morphologie peut être évaluée par comparaison de profils d'endommagement et les chemins de fissures donnée par les figures 3.21 et 3.22 qui concernent les éprouvettes pour lesquels la morphologie des agrégats est la seule différence (réelle

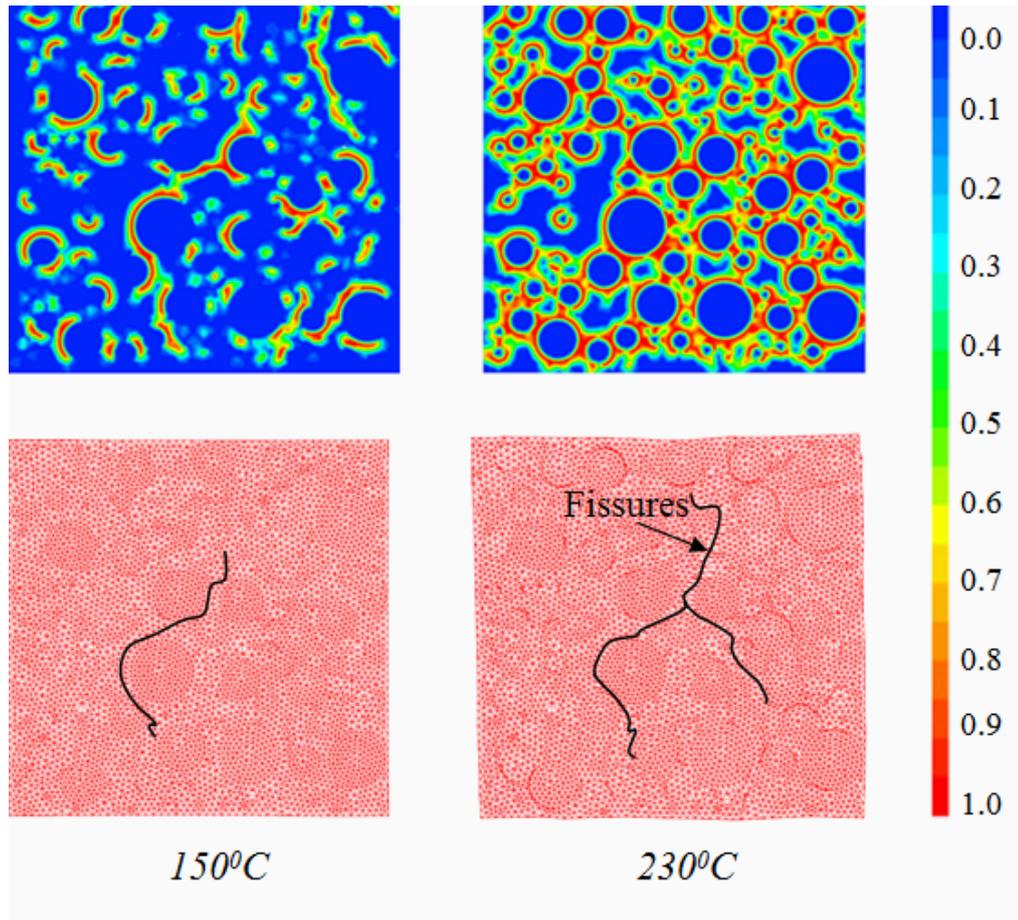


Figure 3.22 — Epreuve 2 – Idéale : Profil d'endommagement (en haut), déformée (en bas) - Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

par rapport à idéalisée), tandis que la même distribution est maintenue. Nous constatons que les fissures se propagent suivant des chemins différents au cours du chauffage, principalement lors des phases finales lorsque se forme des macro-fissures localisées. Notez que les effets combinés de la distribution et morphologie sont mis en évidence en comparant les chemins de fissures de l'éprouvette 1 réelle (Fig. 3.20) et éprouvette 2 réelle (Fig. 3.21).

Des comportements similaires ont déjà été observés expérimentalement par Mindaigua [96], dont la figure 3.24 donne une illustration. Le réseau de fissures se développent à l'interface mortier-granulats et puis se propagent dans l'éprouvette que nous pouvons observer visuellement.

En résumé, l'effet de la morphologie et de la distribution des granulats sur la stabilité du béton à hautes températures n'est pas négligeable. Cela pourrait expliquer la forte variabilité dans les réponses de spécimens de bétons sous ces sollicitations. La mésostructure constitue un aléa qu'il convient de prendre en compte pour cerner la variabilité expérimentalement constatée [96].

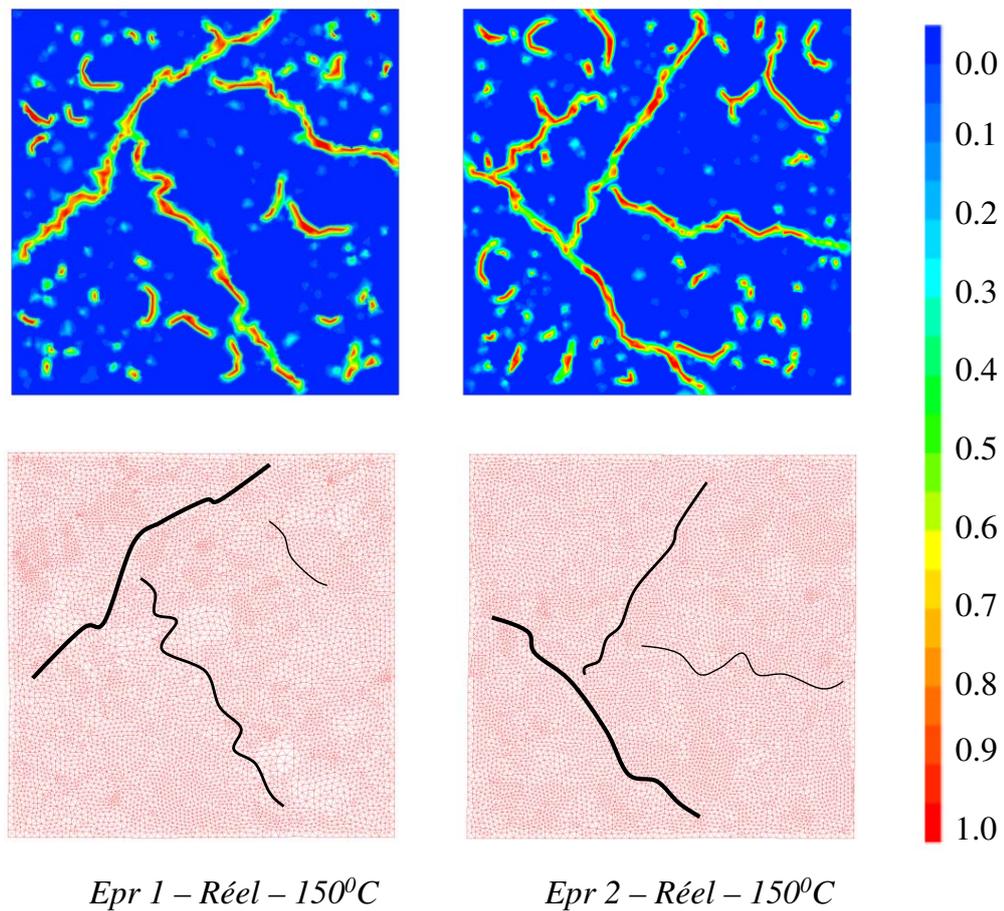


Figure 3.23 — Eprouvette 1 et 2 - Réelle : Profil d'endommagement (en haut), déformée (en bas) quand la température au bord est égale à 150°C - Chauffage 5°C/min.

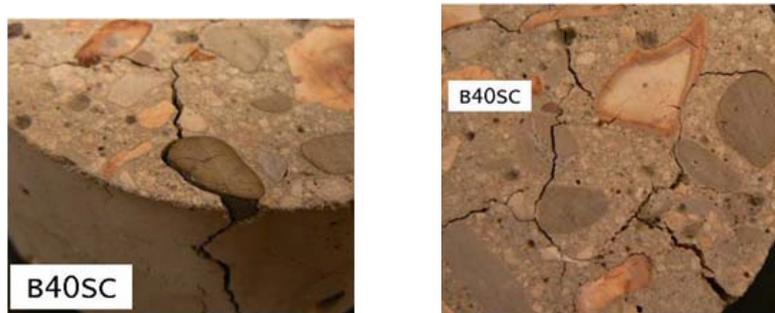


Figure 3.24 — Observations visuelles de l'éprouvette B40SC à 400°C [96].

3.5 Modélisation mésoscopique tri-dimensionnelle

3.5.1 Configuration d'étude

Le but dans cette partie d'étude est de procéder à la simulation tri-dimensionnelle du comportement thermo-hydro-mécanique d'un béton à l'échelle mésoscopique. Ainsi, un volume élémentaire représentative cubique ($100 \times 100 \times 100 \text{ mm}^3$) avec des inclusions multi-tailles aléatoirement distribuées est étudié. Le type de béton pour la modélisation de ce VER 3D est le même que celui dans l'étude bi-dimensionnelle. La fraction de volume de mortier est égale à 58%, la fraction volumique des gros granulats (taille caractéristique dans l'intervalle de 5 à 25 mm) est de 42%.

Le maillage élément fini de ce VER est généré en distinguant le mortier et des gros granulats. Ce maillage est d'abord généré grâce au logiciel SALOME et puis un script est utilisé pour le transformer au format Cast3M-compatible. Le nombre d'éléments du maillage est d'environ 700 000 éléments. Les inclusions ont des formes idéalisées de type sphérique. La figure 3.25 présente le maillage de ce VER. La partie de couleur jaune présente des agrégats et le reste de couleur verte est le mortier.

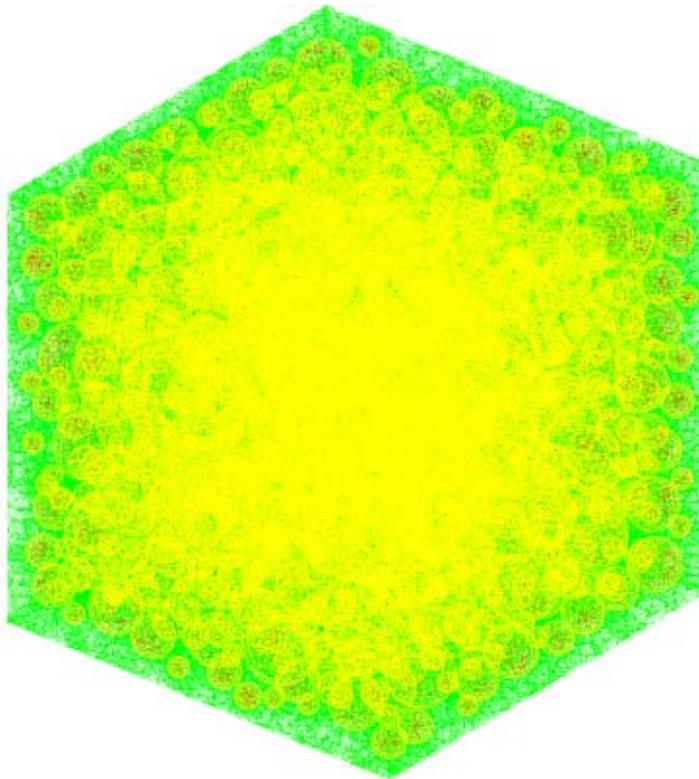


Figure 3.25 — Maillage tri-dimensionnel d'un VER cubique.

Concernant les conditions aux limites, le VER est chauffé sur ses quatre faces latérales, les deux autres faces étant isolées : aucun échange thermique ni hydrique

sur ces deux faces. Deux vitesses de chauffage sont également considérées : avec une vitesse de $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et une vitesse de $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ à partir d'une température initiale de 20°C (Fig. 3.26). Une condition aux limites de type Dirichlet est imposée pour la température. Des convections de masses sont appliquées pour les conditions aux limites hydriques (pression d'air et humidité relative ambiante). Pour la condition initiale, la température est de 20°C et la saturation est de 63%. Ces conditions sont identiques avec les configurations bi-dimensionnelles étudiées dans la partie précédente. Ainsi, nous pouvons considérer que les configurations bi-dimensionnelles précédemment considérées correspondent à une coupe courante dans le plan de chauffage. La simulation tri-dimensionnelle exige beaucoup de temps de calcul, nous avons donc limité l'analyse à une montée en température jusqu'à 250°C au lieu de 400°C .

Enfin, les conditions aux limites mécaniques correspondent à une configuration isostatique non chargée.

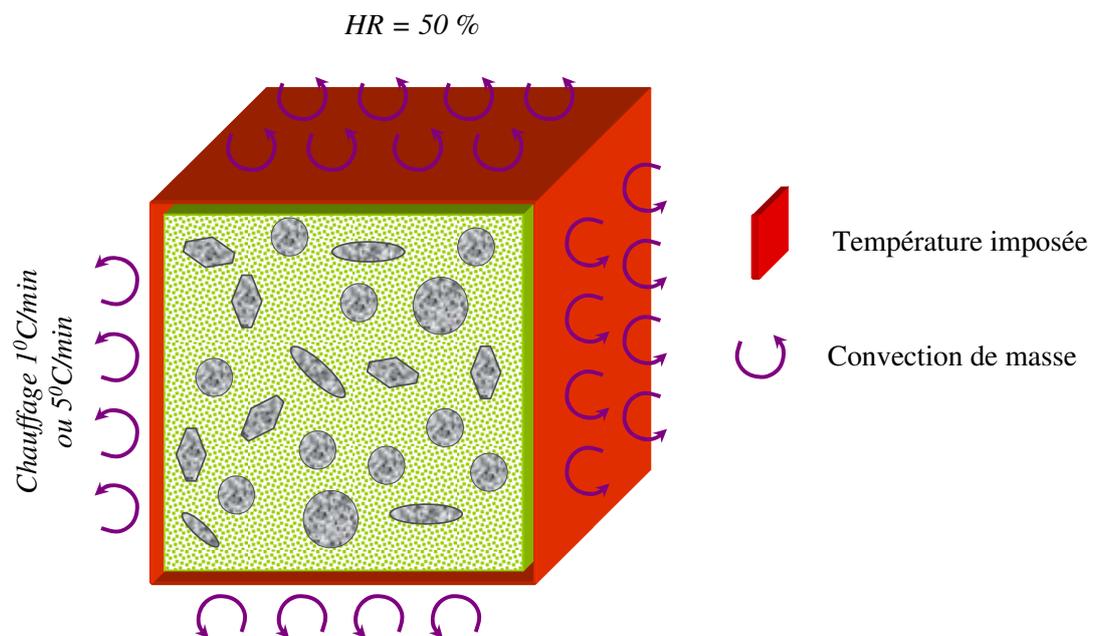


Figure 3.26 — Conditions aux limites.

3.5.2 Résultats et analyse

Comme dans le cas de la simulation bi-dimensionnelle, nous présentons ici la perte de masse globale, la température, la pression de gaz ainsi que le profil d'endommagement dans le VER.

Concernant les évolutions de la pression dans le mortier (matrice), nous étudions les évolutions au centre du VER ainsi qu'aux quatre points situés sur les plans de symétrie du VER à une distance de 10 mm de la surface chauffée (Fig. 3.27). La figure 3.27 indiquent également les zones de mesure dans certaines localisations du spécimen.

Les capteurs (virtuels) de pression (de 12 mm de diamètre et de 2 mm d'épaisseur) sont supposés placés de façon aléatoire au niveau des zones de mesure définies par les parallélépipèdes en retrait de 10 mm des surfaces exposées du spécimen et par le cylindre en son centre.

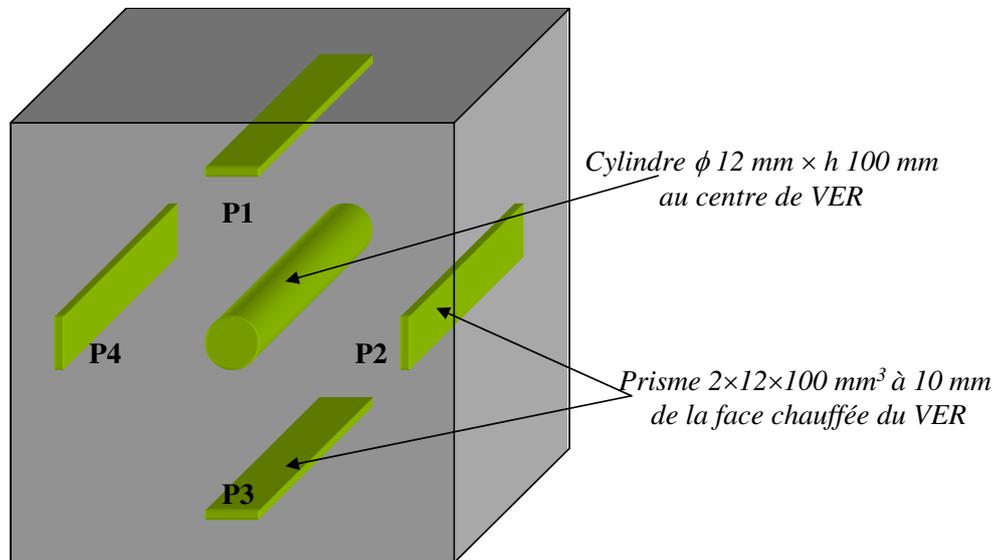


Figure 3.27 — Zones de post-traitement du champ de pression dans le VER 3D.

Concernant les évolutions de la température, nous allons également étudier la différence de la température au centre et à la surface chauffée. La température au centre est obtenue en moyennant sur le cylindre central déjà utilisé pour le post-traitement de la pression.

Les profils d'endommagement sont donnés pour tout VER ainsi que selon des coupes dans le plan de chauffage pour confronter avec l'analyse bi-dimensionnelle.

3.5.2.1 Perte de masse globale

La figure 3.28 montre la perte de masse du VER 3D (uniquement idéalisé) comparée avec celle des deux VER 2D réel et idéalisé de l'éprouvette 1. Les résultats sont donnés pour les deux vitesses de chauffage : $1^\circ\text{C}/\text{min}$ et $5^\circ\text{C}/\text{min}$. Pour les deux vitesses de chauffage, il n'y a pas de différence significative entre les pertes de masse ainsi obtenues en 2D et 3D. Dans ce dernier cas cependant, les flux de masse locaux sont complétement 3D autour des granulats. Les chemins de transport de masse, autour des inclusions sphériques, sont équiprobables aussi bien dans le plan de chauffage que hors de ce plan. Néanmoins, pour les conditions aux limites adoptées, macroscopiquement 2D, les deux types d'analyses donnent une perte en masse équivalente effaçant la nature 3D des flux locaux. Sous de telles conditions aux limites, l'analyse 2D semble donc être suffisante pour étudier la perte en masse.

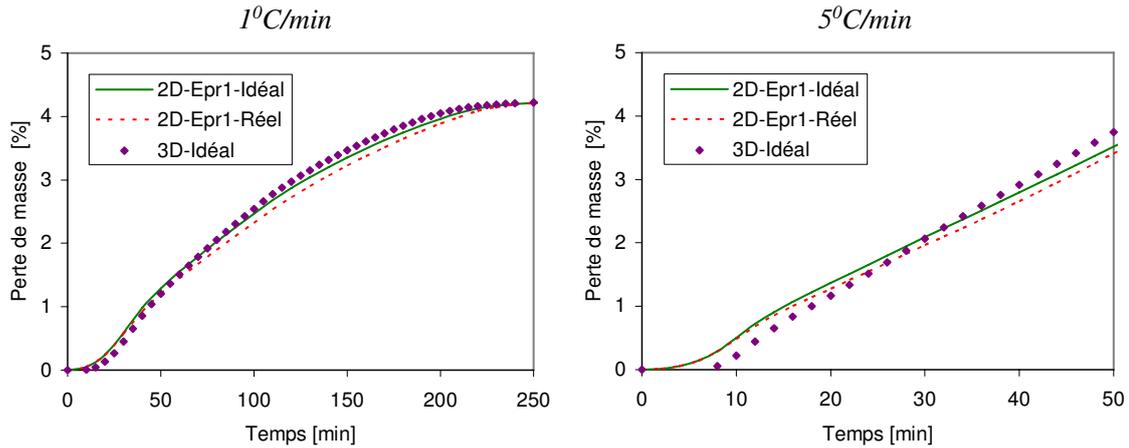


Figure 3.28 — Comparaison des évolutions de la perte de masse globale du VER 3D avec deux VER 2D de l'éprouvette 1 réelle et idéalisée : Chauffage 1°C/min (gauche) - Chauffage 5°C/min (droite).

3.5.2.2 Température

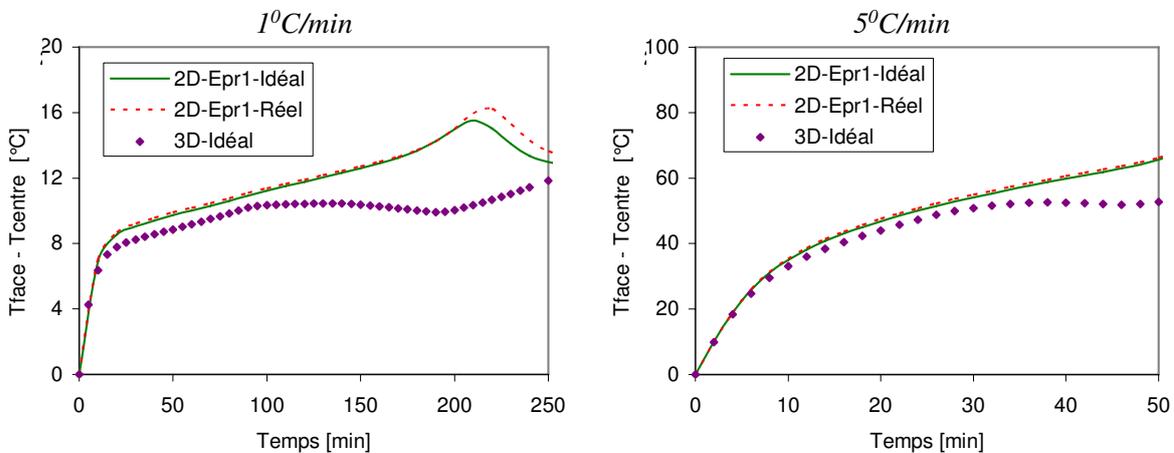


Figure 3.29 — Evolution dans le temps de la différence entre la température à la surface chauffée et celle au centre du VER 3D ainsi que sa comparaison avec les VER 2D : Chauffage 1°C/min (gauche) - Chauffage 5°C/min (droite).

Evolution de la température au centre du VER La figure 3.29 présente l'évolution de la différence de la température imposée à la surface et de la température au centre du VER ainsi que la comparaison de cette évolution avec celles obtenues avec les deux maillages 2D (réel et idéalisé) de l'éprouvette 1. La température au centre du VER 3D est obtenu en faisant la moyenne sur un cylindre de 12 mm de diamètre (Fig. 3.27), ce cylindre est représentatif d'un mélange de granulats et du mortier.

La comparaison entre le calcul 3D et 2D montre une première phase où les températures évoluent de façon similaire : une augmentation rapide suivie d'une tendance à la stabilisation. A la fin de cette phase, les résultats 3D s'écartent des résultats

2D tout en présentant les allures observées pour le 2D : un pic de température suivi par une décroissance relativement rapide puis d'une augmentation à nouveau. En fait, tout se passe pour le calcul 3D de façon similaire au cas 2D mais avec des instants d'amorce de chaque phase plus courts. Il est à noter également que le gradient de température semble plus faible dans le cas 3D : les écarts de température surface-centre ne présentent quasiment pas de pic dans ce cas. Cette tendance pourrait s'expliquer par des flux de masse plus réguliers (mais pas plus importants puisque la dessiccation 2D et 3D sont comparables) dans le cas 3D ce qui préserve une certaine homogénéité de la température dans ce cas.

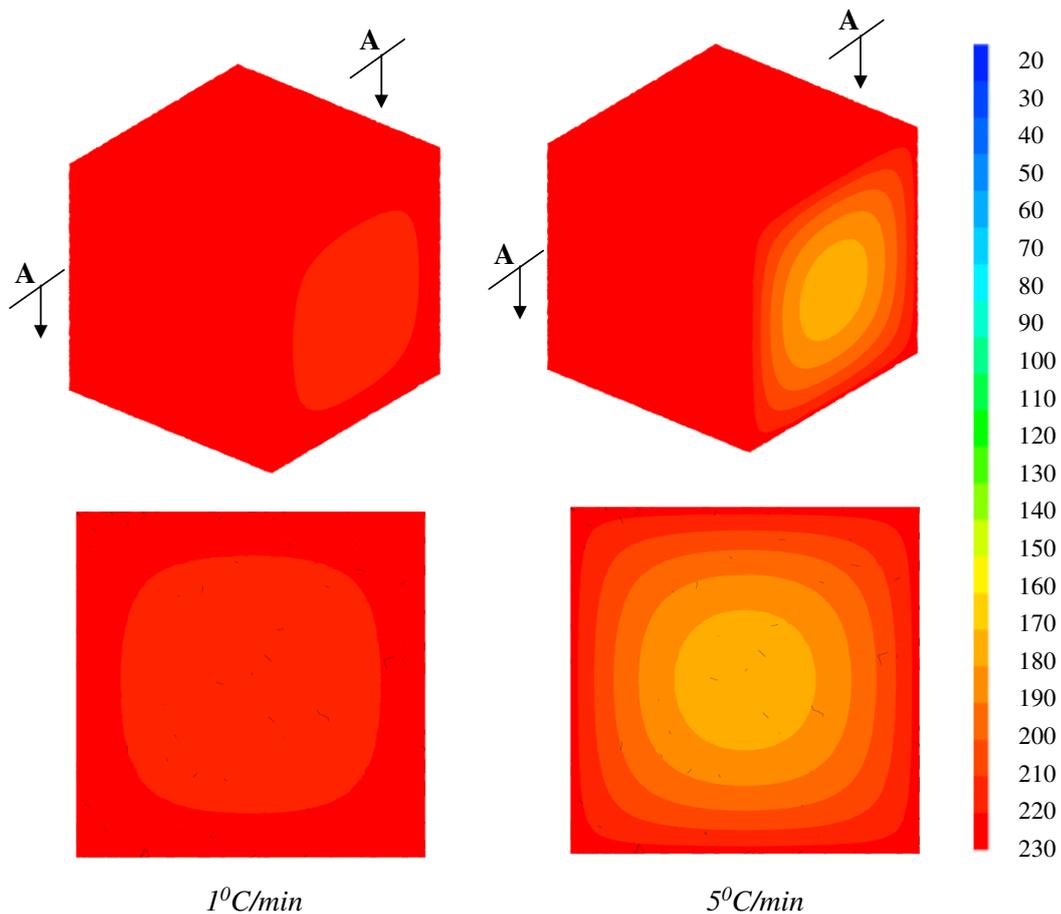


Figure 3.30 — Iso-valeurs de la température du VER 3D et une coupe courante dans le plan de chauffage quand la température au bord est égale à 230°C : Chauffage $1^\circ\text{C}/\text{min}$ (gauche) - Chauffage $5^\circ\text{C}/\text{min}$ (droite).

Enfin, il est à noter que les fluctuations de la température dans le cas 3D sont également faibles ce qui confirme qu'une approche macroscopique pour la température est suffisante. En effet, les iso-valeurs de la température d'une coupe courante dans le plan de chauffage (Fig. 3.30) montre des profils comparables à ceux obtenus avec une analyse 2D et ce pour les deux vitesses de chauffage considérées : $1^\circ\text{C}/\text{min}$ et $5^\circ\text{C}/\text{min}$.

3.5.2.3 Pression de gaz

Evolution de la pression de gaz au centre du VER La figure 3.31 montre l'évolution au cours du temps de la pression de gaz au centre du VER 3D et la comparaison de celle-ci avec les VER 2D (réel et idéalisé) de l'éprouvette 1 pour les deux vitesses de chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

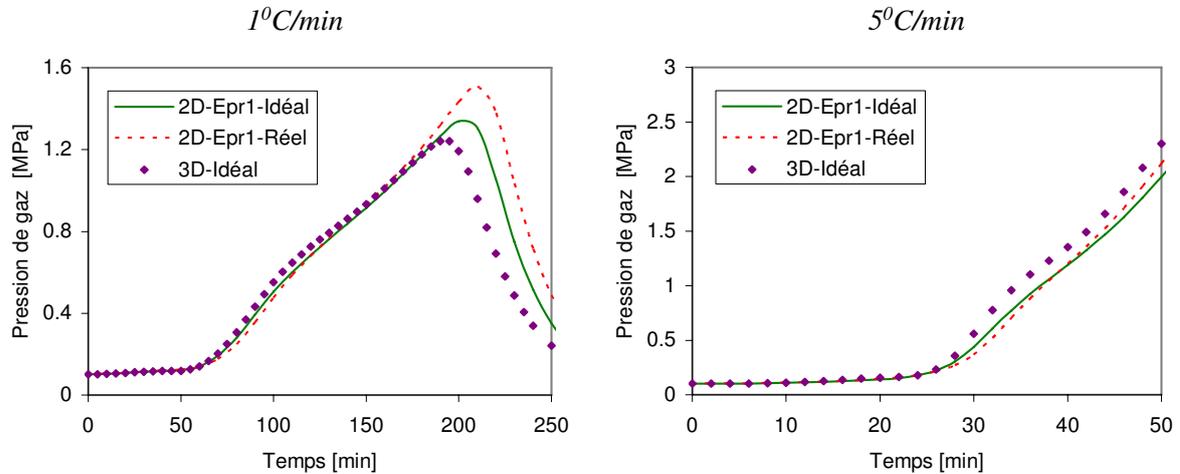


Figure 3.31 — Evolution dans le temps de la pression de gaz au centre du VER 3D ainsi que sa comparaison avec celle des VER 2D : Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (gauche) - Chauffage $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (droite).

Les résultats montrent que l'analyse 3D donne une évolution de pression similaire à l'analyse 2D. Cependant, l'amplitude et le temps d'occurrence du pic de pression sont légèrement en retrait dans le cas 3D. Dans le cas du chauffage à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$, la valeur du pic de pression de VER 3D est de 1.24 MPa contre 1.34 MPa du VER 2D idéalisé et 1.51 MPa du VER 2D réel. Le pic de pression dans le cas 3D apparaît à 195 minutes de chauffage contre 210 minutes pour le cas 2D. Concernant la vitesse $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$, après 50 minutes de chauffage, la pression au centre n'a pas encore atteint son pic. Cependant, nous pouvons remarquer que la pression de la configuration 3D est légèrement plus grande que celle en 2D lors de la phase de montée en pic.

Une remarque est que la pression du gaz dans l'ensemble du cylindre de 12 mm au centre du VER 3D (Fig. 3.27) est quasiment homogène. Ainsi, si un capteur de pression est placé dans cette zone, la valeur de pression mesurée ne devrait pas présenter de fluctuations significatives selon l'emplacement du capteur dans cette zone.

Iso-valeurs de la pression de gaz La figure 3.32 présente les iso-valeurs de la pression de gaz du VER 3D et d'une coupe perpendiculaire dans le plan de chauffage quand la température au bord atteint 230°C pour les deux vitesses $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

Sur les faces externes isolées, la pression de gaz ne présente aucune fluctuation locale car il n'y a pas de granulats émergents. Seuls donc les gradients macroscopiques sont visibles. Dans la coupe courante, nous retrouvons des profils de pression similaires à

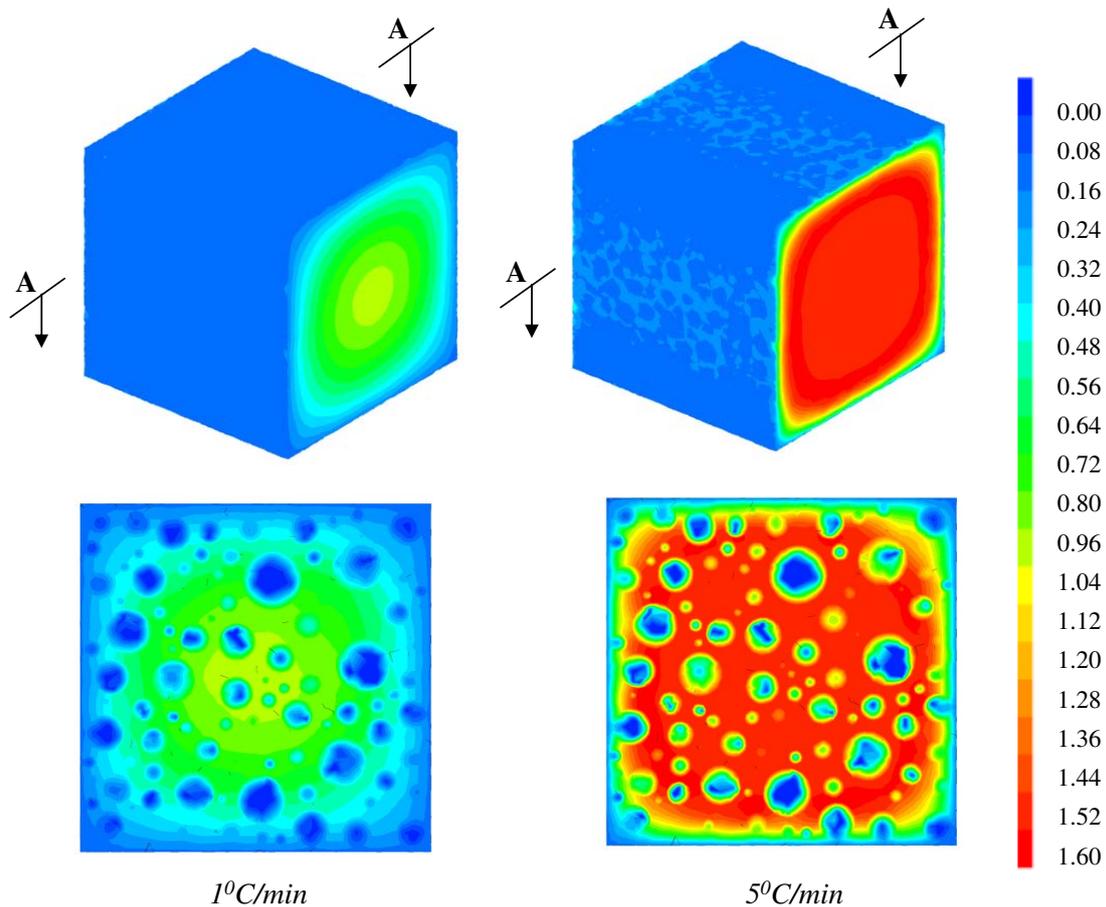


Figure 3.32 — Iso-valeurs de la pression de gaz du VER 3D quand la température au bord égale à 230°C : Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (gauche)- Chauffage $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (droite).

ceux obtenus avec l'analyse 2D (Figs.3.14 - 3.15). Ces profils montrent des fluctuations locales autour des gros granulats. Cependant, elles sont davantage comparables à celles de la morphologie 2D idéalisée (granulats circulaires).

Evolution de la pression de gaz à 10 mm de la surface chauffée Nous menons ici une analyse comparable au cas 2D en étudiant les amplitudes des fluctuations locales aux zones de mesure localisées à 10 mm depuis la surface chauffée. L'analyse de dispersion se fait en considérant les valeurs de pression à cette profondeur des points appartenant au mortier situés dans quatre prismes $P1$, $P2$, $P3$ et $P4$ de dimensions $2 \times 12 \times 100 \text{ mm}^3$ (Fig. 3.27).

Les figures 3.33 et 3.34 présentent, respectivement, les évolutions de la pression de gaz à l'intérieur du prisme $P1$ (les résultats avec les autres prismes sont comparables) pour le chauffage à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$. Les pressions moyennes dans les quatre prismes sont similaires pour les deux vitesses. Cependant, sous l'effet de la présence des granulats, la pression de gaz fluctue. La variation peut atteindre 0.78 MPa pour

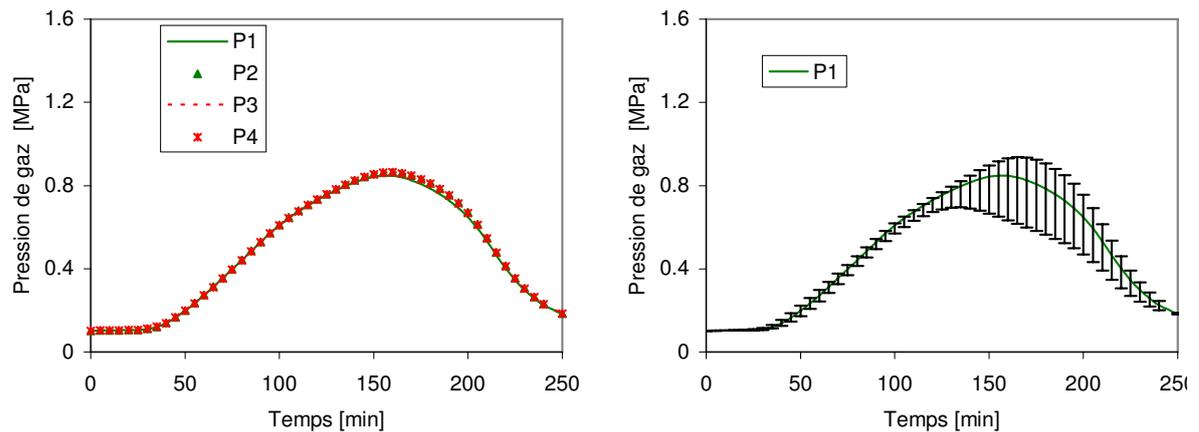


Figure 3.33 — Evolution dans le temps de la pression de gaz à 10 mm par rapport à la surface chauffée du VER pour le chauffage $1^\circ\text{C}/\text{min}$: valeurs moyennes des quatre prismes (gauche) - Evolution dans le prisme $P1$ (droite).

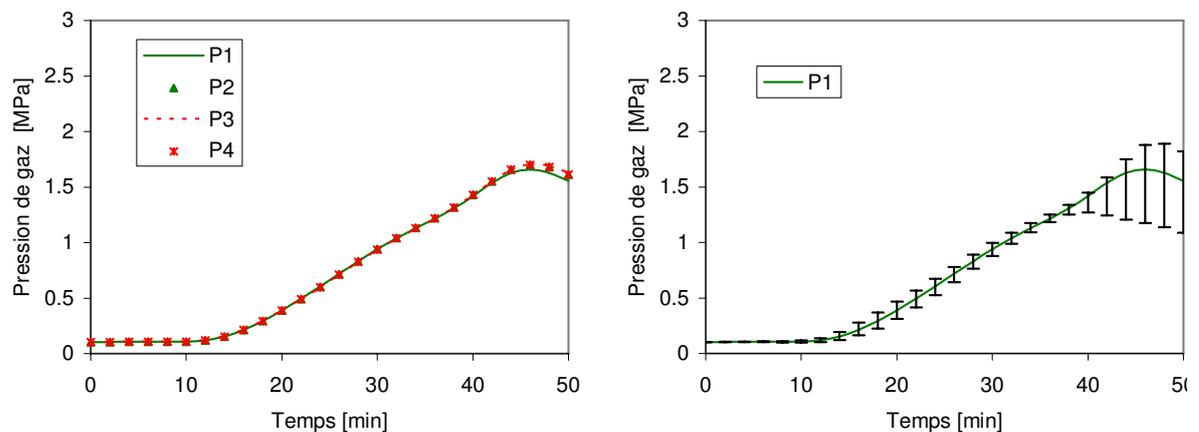


Figure 3.34 — Evolution dans le temps de la pression de gaz à 10 mm par rapport à la surface chauffée du VER pour le chauffage $5^\circ\text{C}/\text{min}$: valeurs moyennes des quatre prismes (gauche) - Evolution dans le prisme $P1$ (droite).

la vitesse $5^\circ\text{C}/\text{min}$ et 0.36 MPa pour la vitesse $1^\circ\text{C}/\text{min}$. Nous mettons également en évidence au travers de cette analyse 3D l'existence d'une couche limite proche de surface où la pression de gaz est fortement perturbée par la présence des gros granulats : la présence localement de chemins 3D des flux de masse n'atténue pas les fluctuations de la pression dans cette couche limite.

3.5.3 Endommagement du VER

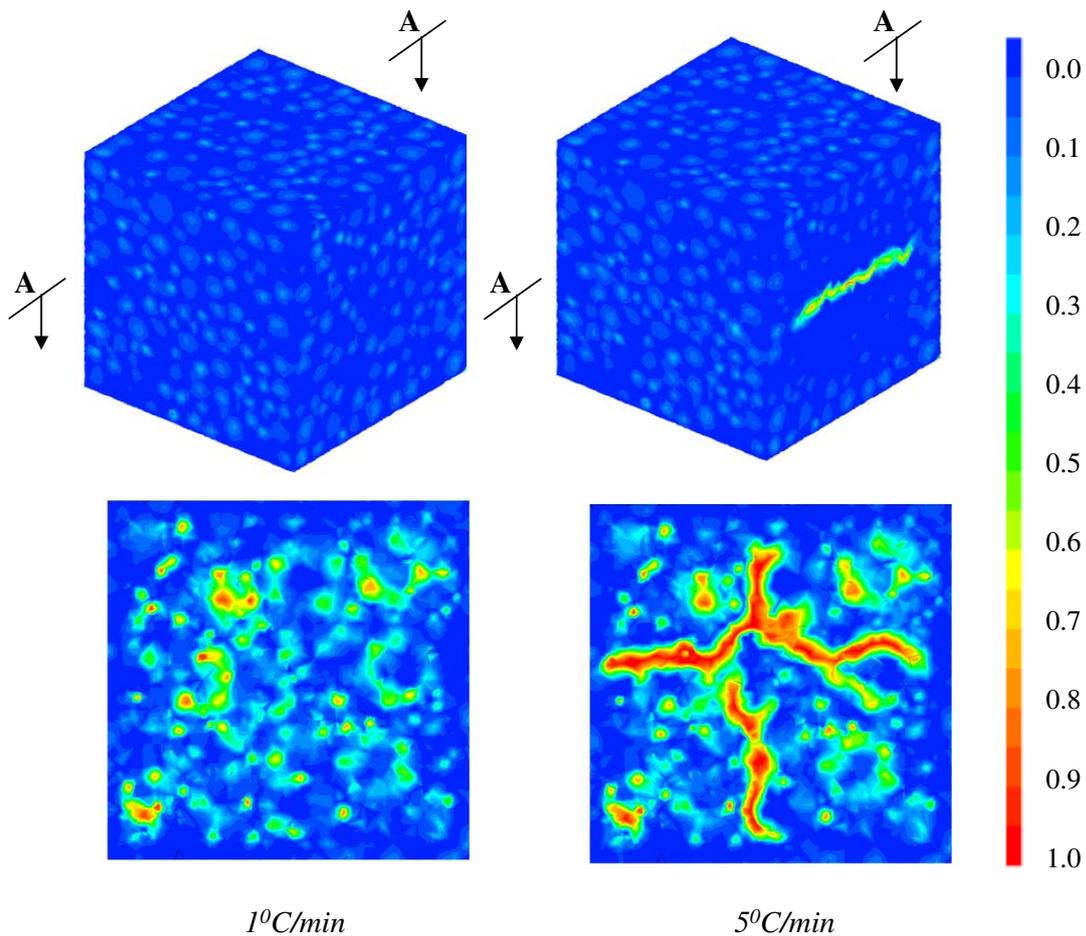


Figure 3.35 — Iso-valeurs de l'endommagement du VER 3D et d'une coupe courante dans le plan de chauffage quand la température au bord est égale à 150°C : Chauffage $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (gauche) - Chauffage $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (droite).

La figure 3.35 montre les iso-valeurs de l'endommagement du VER 3D et d'une coupe courante dans le plan de chauffage pour les deux vitesses considérées ($1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$) quand la température au bord est égale à 150°C .

La valeur ajoutée de cette analyse 3D est notamment de montrer comment les fissures peuvent se développer (de façon latente) à l'intérieur du spécimen, autour des gros granulats comme dans l'analyse 2D, pour se propager ensuite et émerger en surface. L'émergence de fissures en surface se fait selon des chemins préférentiels contrôlés par la distribution granulaire. L'émergence de plusieurs fissures de surface (ici la configuration étudiée a donné lieu à une seule fissure en surface) peut constituer le critère de délimitation d'une écaille. Ceci pose donc les prémices d'une approche mésostructurale de l'écaillage du béton en plus de l'effet combiné des gradients thermiques et des pressions de pores.

3.6 Conclusions

Une étude numérique paramétrique sur les effets de la morphologie et de la distribution des granulats ainsi qu’une analyse comparative entre une approche bi-dimensionnelle et tri-dimensionnelle sur le comportement THM du béton ont été menées.

Les résultats obtenus montrent que l’hétérogénéité n’a pas d’impact significatif ni sur le comportement global du matériau (donné par la perte de masse globale) pourvu qu’un VER est considéré, ni sur l’évolution et la distribution spatiale de la température au sein du VER. Ce résultat suggère qu’il est possible d’adopter une approche macroscopique homogène pour le champ de température couplée à une approche mésoscopique pour les transports de masse.

Pour ce qui est des champs hydriques, notamment de la pression de gaz composante essentielle de la pression dans le pore capillaire sous hautes températures, une fluctuation importante a été mise en évidence de façon quantitative (aussi bien en 2D qu’en 3D). Ces fluctuations dépendent de la distribution (essentiellement) et de la morphologie (de façon relativement secondaire) granulaires. Ces fluctuations sont plus importantes dans les zones proches des surfaces chauffées, là où ont lieu de forts gradients. Elles montrent également que des “poches” de surpressions peuvent avoir lieu dans des zones de concentration de gros granulats. Pour une même configuration d’essai, la variabilité des mesures peut ainsi être liée à la localisation du capteur par rapport aux gros granulats.

L’utilisation de configurations idéalisées, avec des maillages plus simples à construire, donne des résultats relativement satisfaisants pour le champ de pression. Cependant, il convient de faire des comparaisons pour d’autres vitesses de chauffage. Cet aspect sera également abordé au chapitre 4.

En outre, l’analyse quantitative de ces fluctuations met en évidence l’existence d’une exigence sur la taille des capteurs de pression devant être utilisés lors des essais. Le capteur mesure une valeur moyenne qui dépend de la taille de sa base de mesure. Selon cette taille, la mesure peut donner lieu à un effacement plus ou moins partiel des pics de pression localement présents.

Concernant le comportement mécanique, la morphologie granulaire joue un rôle aussi important que la distribution. En effet, la fissuration induite par l’incompatibilité inclusion-matrice se propage et percole selon des chemins préférentiels contrôlés par la localisation et l’orientation des granulats. Cette fissuration prend naissance à l’interface inclusion-matrice puis se propage dans la matrice. Il n’a pas été observé de fissuration traversant les granulats pour les configurations étudiées. En outre, l’analyse 3D a montré l’émergence d’une fissuration de surface essentiellement due à la mésostructure (pour contraster avec la fissuration induite par les gradients macroscopiques) qui pose la question de son rôle sur l’occurrence de l’écaillage et notamment de sa forte nature aléatoire.

Analyse d'un essai PTM - Confrontation entre approche macroscopique et mésoscopique

4.1 Introduction

Il s'agit dans ce chapitre de modéliser l'essai PTM (P pour la pression, T pour la température et M pour la masse, grandeurs mesurées durant l'essai) du CSTB [96] avec le modèle THM macroscopique puis celui mésoscopique. Un premier objectif est de valider la modélisation mésoscopique et notamment la démarche d'identification des propriétés à cette échelle. Le second objectif est de mettre en évidence l'effet de la morphologie et distribution granulaire sur la réponse THM, et notamment en termes de fluctuations des champs.

L'essai PTM, réalisée par Mindeguia dans le cadre de son travail de thèse [96] avec un chauffage modéré et un béton B40C (béton ordinaire avec des granulats calcaires), est choisi pour la modélisation. La raison pour laquelle nous avons choisi cet essai est que le B40C est le béton référence du travail de thèse de Mindeguia [96] avec une base de données expérimentales relativement complète (formulation, paramètres matériels, température, pression et permet de masse).

Concernant le comportement mécanique, nous avons utilisé dans cette partie le modèle d'endommagement MODEV [130, 102, 123] pour l'ensemble des deux phases (granulats et mortier) en spécifiant les paramètres mécaniques pour chaque phase. Par ailleurs, l'interface entre les agrégats et la matrice de mortier est considérée parfaite. Ceci est relativement réaliste pour un béton avec des granulats calcaires, lesquels permettent une bonne adhérence de la pâte cimentaire.

4.2 Configuration d'essai étudiée

Dans ce chapitre, le modèle THM est utilisé pour simuler à l'échelle mésoscopique puis macroscopique l'essai PTM réalisé par Mindeguia [96] utilisant le dispositif expérimental développé au CSTB par Kalifa et Menneteau [65, 64].

L'essai consiste à imposer une sollicitation thermique sur la face supérieure d'une éprouvette de béton de forme prismatique ($300 \times 300 \times 120 \text{ mm}^3$), tandis que les 4 faces latérales sont isolées thermiquement par des blocs de céramique poreuse. La face inférieure (opposée de la face chauffée) est soumise à des conditions thermo-hydriques ambiantes. La configuration d'essai permet donc un comportement thermo-hygrique quasi-unidirectionnel dans la partie centrale de l'éprouvette.

Le chauffage est assuré par un appareil chauffant radiant qui couvre la surface de l'éprouvette et placé à 3 cm au-dessus d'elle. La température des éléments radiant est augmenté rapidement pour atteindre 600°C puis est stabilisée durant l'essai dont la durée est environ $5h$. Le chauffage de cet essai est de type modéré, avec une vitesse de montée en température en surface de moins de 10°C par minute. Cet essai a été réalisé deux fois [96]. Ainsi, nous avons deux résultats expérimentaux pour comparer avec nos résultats numériques.

Le béton des éprouvettes de l'essai est de type ordinaire avec des granulats calcaires (B40C). La résistance en compression, le module de Young et la résistance en traction de ce béton à 28 jours sont respectivement égaux à 37 MPa , 36 GPa et 2.40 MPa .

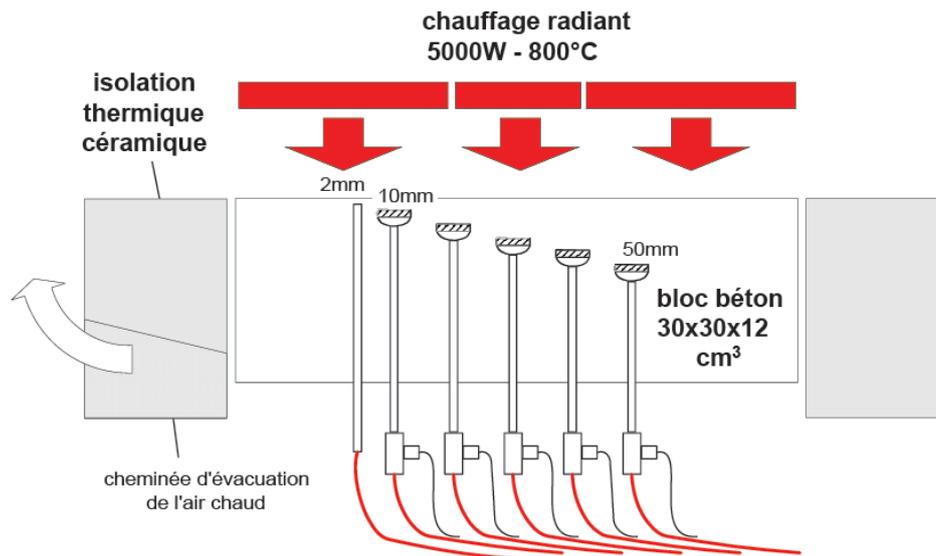


Figure 4.1 — Schéma du dispositif expérimental [96].

Les deux éprouvettes sont instrumentées lors de leur mise en œuvre à l'aide de cinq sondes permettant de faire des mesures de pression et de température simultanément

et au même endroit dans la zone carrée centrale de dimension $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Cinq sondes ont été placées respectivement à 10, 20, 30, 40 et 50 mm de la surface chauffée pour les mesures de pression et de température à ces profondeurs. Il y a également un tube qui est placé à 2 mm de la surface chauffée pour la mesure de la température de surface (approximativement). De même, l'éprouvette est placée durant l'essai sur une balance à l'aide d'un trépied afin de faire des mesures de la perte de masse globale au cours du chauffage. Les mesures de température, pression et perte de masse sont faites en continu. La figure 4.1 présente le schéma du dispositif expérimental.

4.3 Caractéristiques du béton et de ses constituants

La composition du béton B40C est présentée en détail dans le tableau 4.1 [96]. Il s'agit d'un béton ordinaire qui contient une pâte de ciment avec un rapport $E/C = 0.54$, des agrégats calcaires (Chalonnnes sur Loire) et du sable (Chazé). Le ciment utilisé est de type Ciment CEM II 42.5 R (Airvault). La fraction volumique de la phase mortier est de 58% et donc celle des granulats est de 42%.

Composant	Dosage [$kg.m^{-3}$]
Ciment CEM II 42.5 R	350
Gravillon 8/12.5 calcaire	330
Gravillon 12.5/20 calcaire	720
Sable 0/2	845
Eau	188
Adjuvant (% par masse de ciment)	1%
Rapport E/C	0.54

Tableau 4.1 — Composition du béton B40C [96].

Les principales propriétés thermiques, hydriques et mécaniques du béton B40C sont obtenues expérimentalement par Mindeguia [96]. Les autres propriétés du béton et de ses constituants (mortier et granulats calcaires) sont disponibles dans la littérature pour le béton associé [35, 93, 94, 44, 9, 34, 127]. En outre, les paramètres manquants sont estimés, quand c'est possible, par une analyse inverse en utilisant des schémas d'homogénéisation qui est détaillée dans l'annexe D. Les propriétés thermiques, hydriques et mécaniques du béton, de son mortier et de ses granulats sont supposées dépendre de la température. Dans ce qui suit, nous présentons quelques propriétés thermiques, hydriques et mécaniques principales du béton B40C et de ses constituants.

Le tableau 4.2 donne la conductivité thermique à différentes températures.

	20°C	150°C	300°C	600°C
Béton	2.55	1.97	1.45	1.21
Mortier	1.70	1.65	1.56	1.53
Granulats	4.33	2.49	1.30	0.84

Tableau 4.2 — Conductivité thermique [$W.m^{-1}.K^{-1}$].

Le tableau 4.3 donne la chaleur spécifique à différentes températures.

	20°C	100°C	200°C	400°C	500°C	600°C
Béton	910	1020.8	1030	970	1500	560
Mortier	933.7	1039	1294.5	1150.6	2530.1	699.3
Granulats	877.3	995.6	664.7	720.5	77.4	367.6

Tableau 4.3 — Chaleurs spécifiques [$J.kg^{-1}.K^{-1}$].

Le tableau 4.4 donne la perméabilité intrinsèque différentes températures. Il est à noter qu'il s'agit ici de perméabilité résiduelle.

	20°C	80°C	120°C	250°C	400°C	600°C
Béton	$5.17E - 16$	$5.53E - 16$	$5.93E - 16$	$1.07E - 15$	$4.20E - 15$	$1.19E - 13$
Mortier	$1.08E - 15$	$1.15E - 15$	$1.24E - 15$	$2.23E - 15$	$8.76E - 15$	$2.48E - 13$

Tableau 4.4 — Perméabilité intrinsèque au gaz [m^2].

Cependant, comme nous l'avons présenté dans le chapitre précédent, le fluide utilisé pour la mesure de la perméabilité intrinsèque est le gaz. Comme la perméabilité intrinsèque au gaz est souvent plus grand que celle à l'eau [83, 27, 6], nous considérons que la perméabilité intrinsèque au liquide égale à 10^{-2} [83, 27] celle au gaz (donnée dans le tableau 4.4).

Le tableau 4.5 donne la porosité à différentes températures.

	80°C	120°C	250°C	400°C
Béton	13.85	13.70	14.30	15.95
Mortier	23.88	23.62	24.66	27.50

Tableau 4.5 — Porosité [%] du béton B40C et du mortier associé.

Le tableau 4.6 donne la masse volumique du béton B40C et ses constituants à différentes températures.

	80°C	120°C	250°C	400°C
Béton	2285	2294	2287	2245
Mortier	1948	1964	1952	1879
Granulats	2750	2750	2750	2750

Tableau 4.6 — Masse volumique [$kg.m^{-3}$].

Les valeurs du module de Young non disponibles sont estimées en adoptant une approche similaire à celle de Grondin [57] et Menou [93]. Une homogénéisation numérique est utilisée pour identifier les valeurs moyennes des constituants permettant de réaliser celles du béton B40C mesurées par Mindeguia [96]. Le tableau 4.7 donne le module de Young du béton B40C et ses constituants à différentes températures.

	20°C	250°C	400°C
Béton	24.1	12.7	8.4
Mortier	18	5.4	3.6
Granulats	46	39.1	27.6

Tableau 4.7 — Module de Young [GPa].

Concernant le coefficient de dilatation thermique, Gaweska-Hager [44] a montré que celui des granulats est similaire à celui du béton ayant le même type de granulats. Ceci est lié au fait que les granulats (sable et gros granulats) constituent la phase dominante dans le béton (plus de 70% de concentration volumique). Ainsi, le coefficient de dilatation des granulats utilisé dans les simulations est directement pris égal à celui du B40C, mesuré par Mindeguia [96]. Concernant le mortier, son coefficient est déterminé par une simple loi de mélange à partir de celui de la pâte de ciment et du sable. Il est à noter que le coefficient de dilatation de la pâte de ciment [44] n'est pas un paramètre intrinsèque : les valeurs mesurées dépendent des cinétiques de séchage et de déshydratation. Ainsi, le coefficient de dilatation du mortier ainsi identifié (Tab. 4.8) est une estimation qui reporte cette pathologie à l'échelle du mortier. Une façon, plus rigoureuse aurait été de simuler le comportement THM du mortier à l'échelle de la pâte.

	20°C	100°C	150°C	300°C	400°C
Béton	5.04	5.04	8.23	8.23	14.69
Mortier	5.04	6.04	6.12	4.62	4.35
Granulat	5.04	5.04	8.23	8.23	14.69

Tableau 4.8 — Coefficient de dilatation thermique [$\times 10^{-6} (^{\circ}C^{-1})$].

4.4 Simulations numériques

4.4.1 Domaine étudié

L'éprouvette de béton est un prisme avec des dimensions de $300 \times 300 \times 120 \text{ mm}^3$. Comme indiqué au paragraphe 4.2, la partie centrale de l'éprouvette présente un comportement thermo-hydrrique quasi-unidirectionnel. Nous supposons que cette partie est un cube de dimensions de $120 \times 120 \times 120 \text{ mm}^3$ au centre de l'éprouvette.

Selon les analyses paramétriques menées au chapitre 3, une simulation bidimensionnelle apparaît comme une représentation satisfaisante pour décrire le comportement thermo-hydrrique du béton à haute température. Dans cette étude, nous privilégions donc une analyse bidimensionnelle à une approche tridimensionnelle (plus coûteuse en temps de calcul et limitée à des inclusions idéalisées) pour être également en mesure de considérer des morphologies granulaires autres qu'idéalisées. Il sera alors possible de vérifier si les conclusions du chapitre 3 concernant le passage morphologie réelle - morphologie idéalisée restent transposables à la vitesse de chauffage de l'essai PTM.

La simulation numérique est donc effectuée sur une section centrale carrée $120 \times 120 \text{ mm}^2$ (figure 4.2).

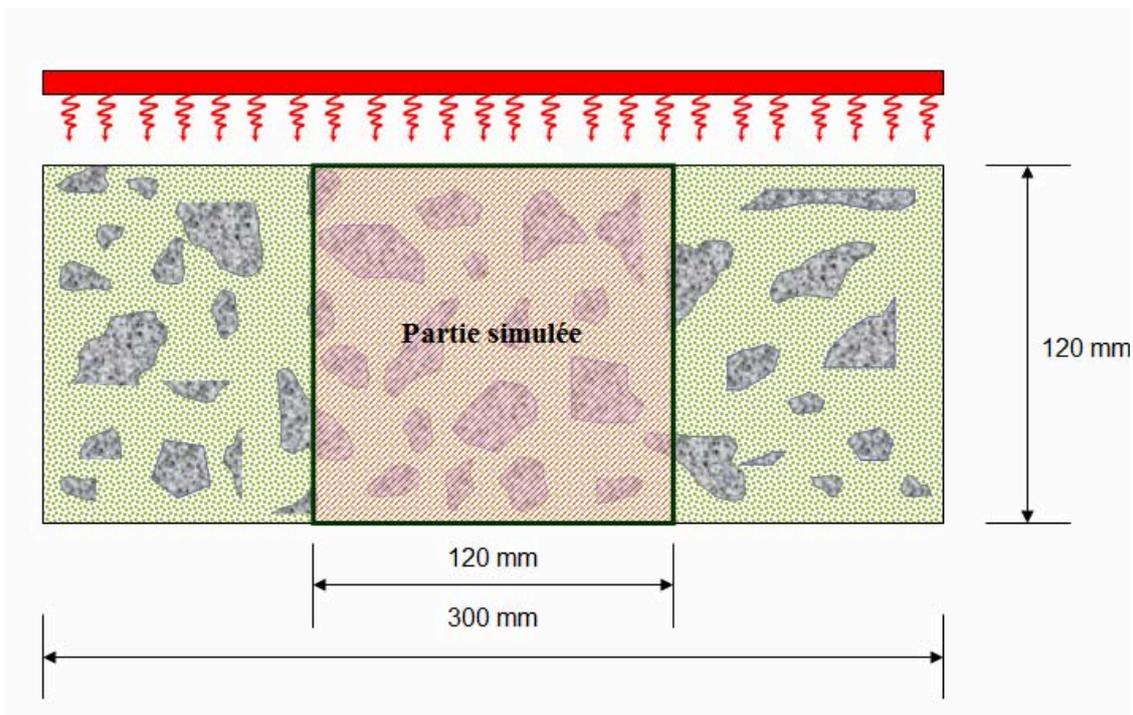


Figure 4.2 — Section à simuler.

Le côté supérieur de cette section correspond à la face de l'éprouvette exposée au chauffage.

Le côté inférieur de cette section correspond à la face mise en contact avec l'environnement extérieur, défini par une température de 20°C et une humidité relative

égale à 50%.

Les deux côtés latéraux sont considérés comme isolés thermiquement et hydriquement.

4.4.2 Maillage

Afin de réaliser des simulations bidimensionnelles à l'échelle mésoscopique, nous devons générer des maillages éléments finis qui distinguent les deux phases : les gros granulats et le mortier. Pour cela, nous avons considérés des coupes de dimensions $120 \times 120 \text{ mm}^2$ (Fig. 4.3) d'éprouvettes d'un béton ordinaire ayant des granulats calcaires, similaires à ceux du B40C. Ces coupes sont numérisées de sorte à pouvoir récupérer les contours des granulats de taille supérieure à 5 mm et générer automatiquement le maillage morphologique.

Pour la simulation à l'échelle macroscopique, nous avons utilisé le maillage morphologique mais avec des propriétés homogènes, celles du béton. L'idée est d'éviter toute dispersion éventuelle, liée à un changement de maillage, dans l'analyse locale des fluctuations des champs entre la modélisation mésoscopique et celle macroscopique.

La figure 4.4 présente les maillages réalisés pour les deux types de simulations. Dans la suite, nous indiquerons par Simul-Méso-1 et Simul-Méso-2 les résultats des simulations faites, respectivement, avec le premier et second maillage morphologique.

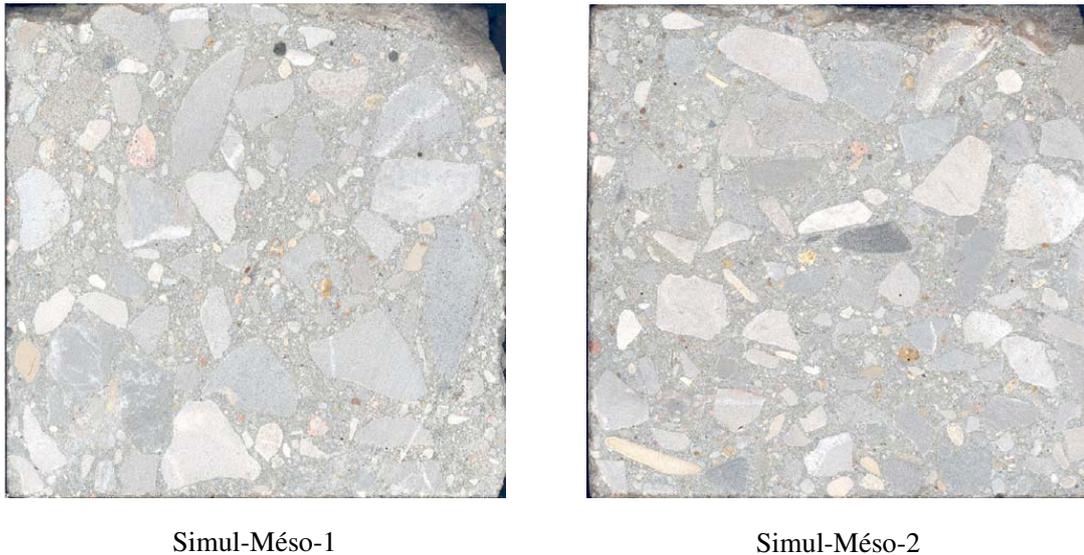


Figure 4.3 — Images numérisées d'une coupe de $120 \times 120 \text{ mm}^2$ d'un béton ordinaire avec des granulats calcaires.

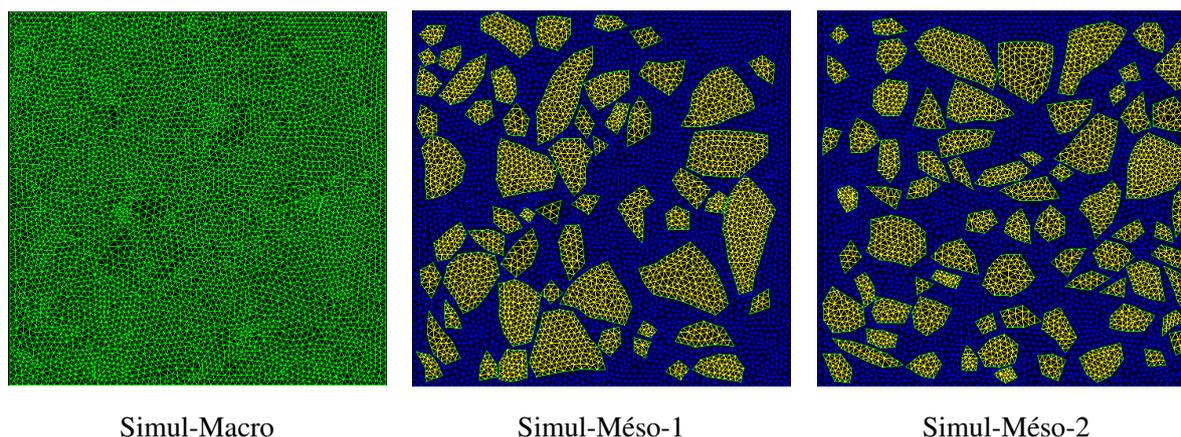


Figure 4.4 — Maillages pour une simulation à l'échelle macroscopique et deux simulations à l'échelle mésoscopique.

4.4.3 Conditions initiales et aux limites

La figure 4.5 présente les conditions initiales et aux limites de la section étudiée de l'éprouvette PTM.

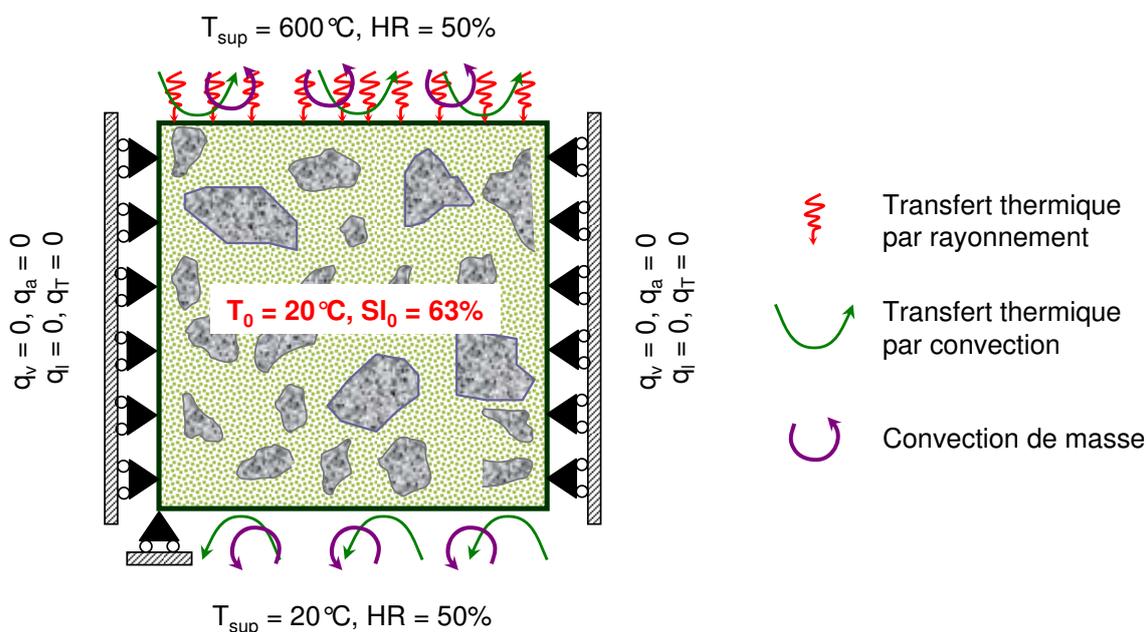


Figure 4.5 — Conditions initiales et aux limites.

Dans la simulation numérique, le côté supérieur est chauffé en imposant une température de l'air de 600°C tandis que la température de l'air au niveau du côté opposé est égale à 20°C . Des conditions standards de transfert thermique par convection

et rayonnement sont alors utilisées. L'humidité relative de l'environnement extérieur est de 50%. Des conditions aux limites de convection de masse sont appliquées pour décrire l'échange de masse entre l'éprouvette et le milieu environnant.

Les deux côtés latéraux sont isolés thermiquement et hydriquement. Donc, des conditions de flux nul pour la chaleur, le liquide et les gaz sont considérées sur ces deux côtés.

En ce qui concerne la condition initiale, les éprouvettes sont stockées dans une salle climatisée à $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($\pm 2\text{ }^{\circ}\text{C}$) et 50 % ($\pm 5\text{ }%$) d'humidité relative pendant 20 jours pour le premier essai et pendant 21 jours pour le deuxième essai. La teneur en eau massique et le degré de saturation de l'éprouvette au jour du test sont respectivement égales à 3.82 % et 63 % [99]. La température initiale est égale à 20°C . Il est à noter que la saturation initiale donnée correspond à une valeur moyenne dans l'éprouvette. Cette dernière ayant séché de façon non uniforme, une description plus réaliste du profil de la saturation initiale aurait été de simuler le processus de séchage lors de la phase de stockage. Cependant, il aurait fallu disposer de l'état hydrique au démoulage, non mesuré pour cet essai. En plus, l'état d'avancement de l'hydratation au démoulage est une inconnue supplémentaire. Pour palier à cette difficulté, nous avons intégré dans le protocole expérimental, des essais que nous avons réalisés et qui font l'objet du chapitre 5, une procédure pour maîtriser les conditions hydriques initiales des spécimens testés.

Concernant les conditions aux limites mécaniques, les déplacements selon l'axe horizontal sont imposés égaux à zéro sur les deux côtés latéraux, ce qui correspond à une condition moyenne de déformation plane. Il est très probable que cette condition soit plus restrictive que les conditions réelles dans la zone centrale de l'éprouvette.

4.5 Confrontation des résultats de simulations et comparaison avec les essais

Cette partie de l'étude est consacrée à la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques du modèle THM selon les approches mésoscopique et macroscopique. Cette comparaison a été limitée aux champs de température, de pression de gaz et de la perte de masse globale. Les résultats mécaniques présentés sont limités au champ d'endommagement. Il s'agit alors d'une analyse qualitative entre les simulations aux deux échelles. Cette limitation dans l'analyse mécanique est essentiellement due au manque de données sur les propriétés mécaniques des constituants et leurs évolutions avec la température. Celles-ci ont juste été estimées pour mener cette analyse. En outre, l'essai PTM n'est pas conçu pour mesurer des déformations, nécessaires pour une validation quantitative de la partie mécanique du modèle.

La figure 4.6 montre les lignes de positions dans la profondeur de l'éprouvette le long desquelles les analyses locales des champs, obtenus avec les différentes configurations, sont menées. Ces profondeurs correspondent aux positions des capteurs utilisés dans l'essai : 10, 20, 30, 40 et 50 *mm* à partir de la surface chauffée.

Pour chaque profondeur, les valeurs de la température et la pression de gaz aux points de la ligne correspondante sont analysées en distinguant, le cas échéant, les points dans les granulats de ceux dans le mortier. Les valeurs moyennes (spatiales), minimales et maximales (fluctuations) sont alors reportées.

Par ailleurs, la perte de masse correspond à la moyenne spatiale sur l'ensemble du domaine des pertes de masses locales du mortier.

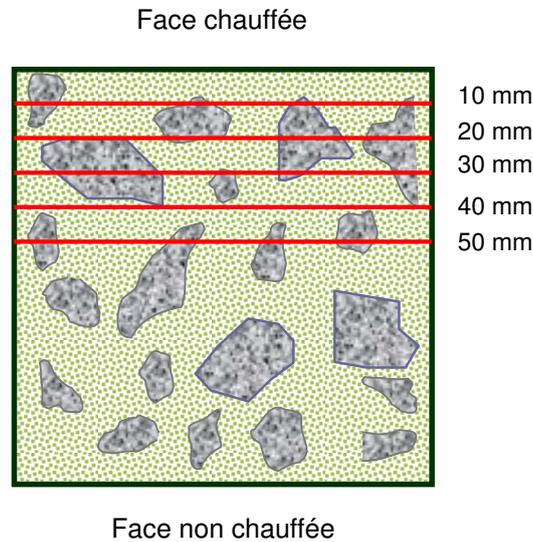


Figure 4.6 — Positions de comparaison dans l'éprouvette.

4.5.1 Perte de masse globale

Tout d'abord, nous étudions la réponse thermo-hydrrique globale des éprouvettes. La figure 4.7 montre les évolutions de la perte de masse des éprouvettes en fonction du temps, obtenues par les simulations à l'échelle macroscopique, mésoscopique et par les essais.

La figure 4.7 montre que les résultats numériques aux deux échelles sont en bon accord avec les deux résultats expérimentaux. Les résultats des simulations aux deux échelles (macro et méso) sont quasi similaires. Ceci est physiquement correct et montre également que les paramètres de transfert (estimés par les schémas d'homogénéisation) utilisés dans la simulation mésoscopique permettent de retrouver le comportement effectif du milieu et ce en ayant considéré la distribution et morphologie granulaire, non prise en compte lors de l'homogénéisation analytique utilisée. Ainsi, les résultats globaux thermo-hydrrique du modèle THM ont été validés à l'échelle macroscopique et mésoscopique.

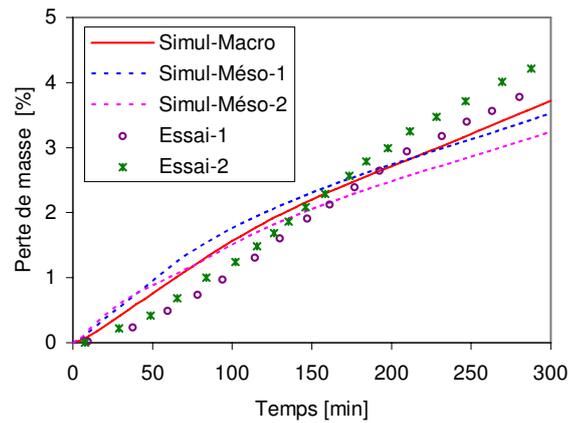


Figure 4.7 — Evolutions de la perte de masse (mesurée et calculée) des éprouvettes en fonction du temps.

4.5.2 Température

4.5.2.1 Iso-valeurs de la température

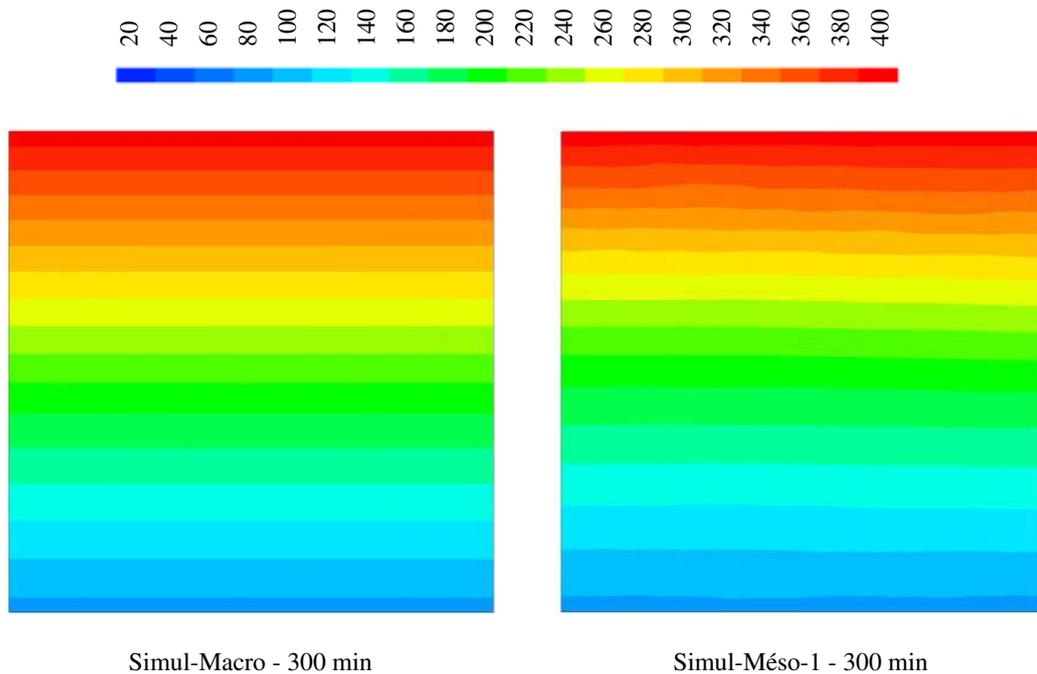


Figure 4.8 — Iso-valeurs de la température [$^{\circ}C$] après 300 min de chauffage obtenues par la simulation macroscopique et mésoscopique.

Maintenant, nous analysons la distribution de la température dans l'éprouvette. La figure 4.8 présente les iso-valeurs de la température de l'éprouvette obtenues par la

simulation macroscopique et mésoscopique après 300 min de chauffage. Nous n'avons pas remarqué des différences significatives entre les iso-valeurs obtenues par ces deux échelles de simulation. Par conséquent, la température semble ne pas être affectée par l'hétérogénéité des matériaux. Ceci est déjà remarqué lors de l'analyse des champs de températures dans le chapitre 3 pour une vitesse de chauffage plus faible.

4.5.2.2 Evolution de la température en fonction du temps à différentes positions

Les figures 4.9 - 4.11 montrent une comparaison des évolutions en fonction du temps de la température à cinq positions 10 mm, 20 mm, 30 mm, 40 mm et 50 mm de la surface chauffée obtenues par la simulation macroscopique, les deux simulations mésoscopiques et les deux essais. Cette comparaison montre un bon accord qualitatif et quantitatif entre l'essai et les deux approches de simulations et ce pour les différentes positions. Les résultats obtenus par les simulations macroscopiques et mésoscopiques sont semblables. Le calcul des valeurs minimales et maximales de la température sur toute la ligne à cinq positions dans la simulation mésoscopique montre qu'il n'y a pas de dispersions significatives de la température à la même profondeur. Les microstructures ne semblent donc pas avoir d'impact majeur sur les champs de température. En effet, lors de l'expérience, Mindeguia [96] et Kalifa [65], [64] ont également obtenu des températures semblables à la même profondeur dans des configurations d'essai identiques. Ces résultats, obtenus pour des conditions initiales et une vitesse de chauffage différentes de celles considérées au chapitre 3, vont dans le sens de la confirmation qu'une approche macroscopique pour le champ de température est suffisante pour décrire le comportement THM du béton.

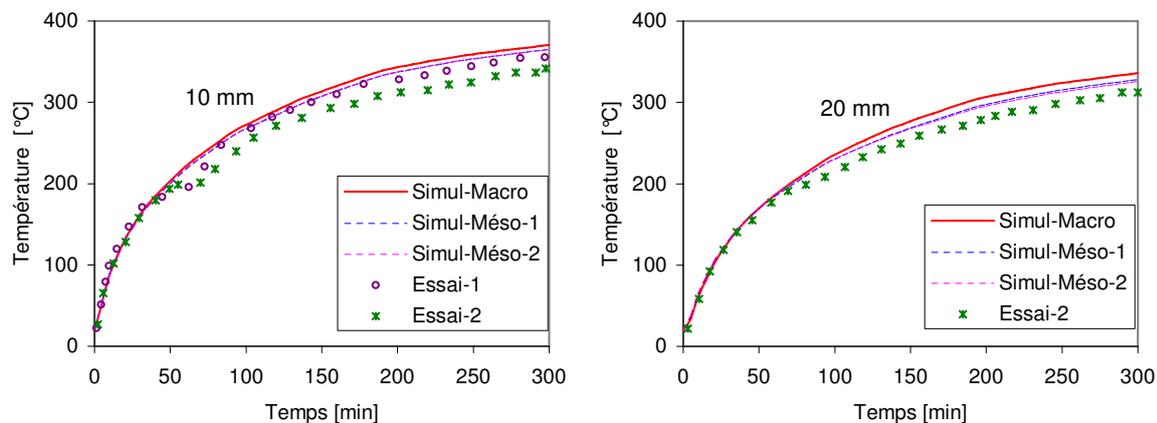


Figure 4.9 — Évolutions de la température (mesurée et calculée à l'échelle macroscopique et mésoscopique) en fonction du temps à 10 mm (gauche) et 20 mm (droite) de la surface chauffée.

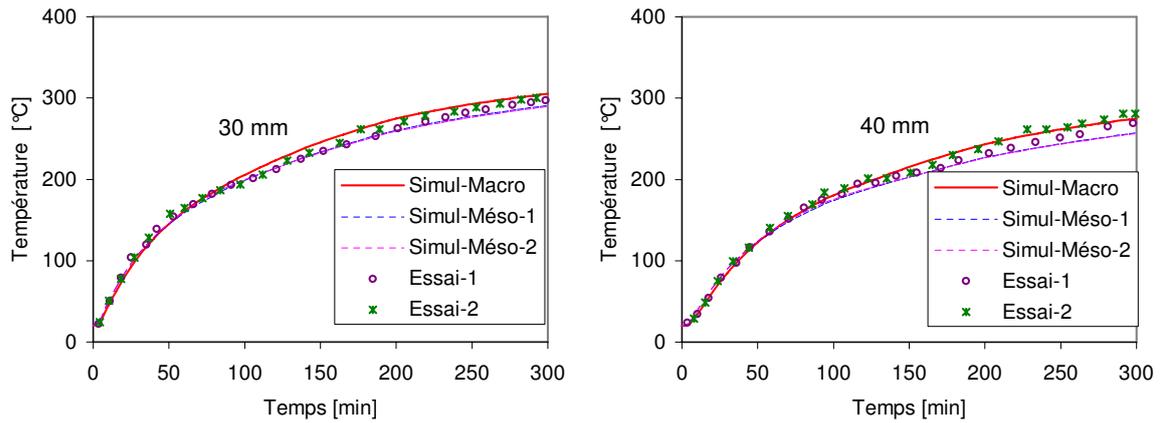


Figure 4.10 — Évolutions de la température (mesurée et calculée à l'échelle macroscopique et mésoscopique) en fonction du temps à 30 mm (gauche) et 40 mm (droite) de la surface chauffée.

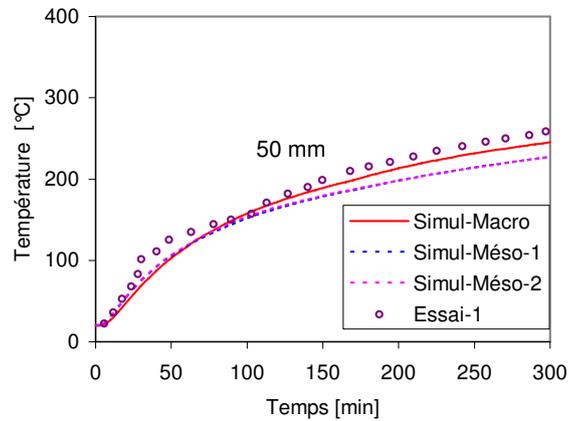


Figure 4.11 — Évolutions de la température (mesurée et calculée à l'échelle macroscopique et mésoscopique) en fonction du temps à 50 mm de la surface chauffée.

4.5.3 Pression de gaz

Ici, nous présentons la pression de gaz dans l'éprouvette de béton homogène (pour la simulation macroscopique) et dans la matrice mortier seulement, car les granulats sont inertes hydriquement (pour la simulation mésoscopique).

4.5.3.1 Iso-valeurs de la pression de gaz

Les figures 4.12 - 4.14 présentent respectivement les iso-valeurs de la pression de gaz à 60 min et 110 min de chauffage dans l'éprouvette obtenues par la simulation macroscopique et les deux simulations mésoscopiques.

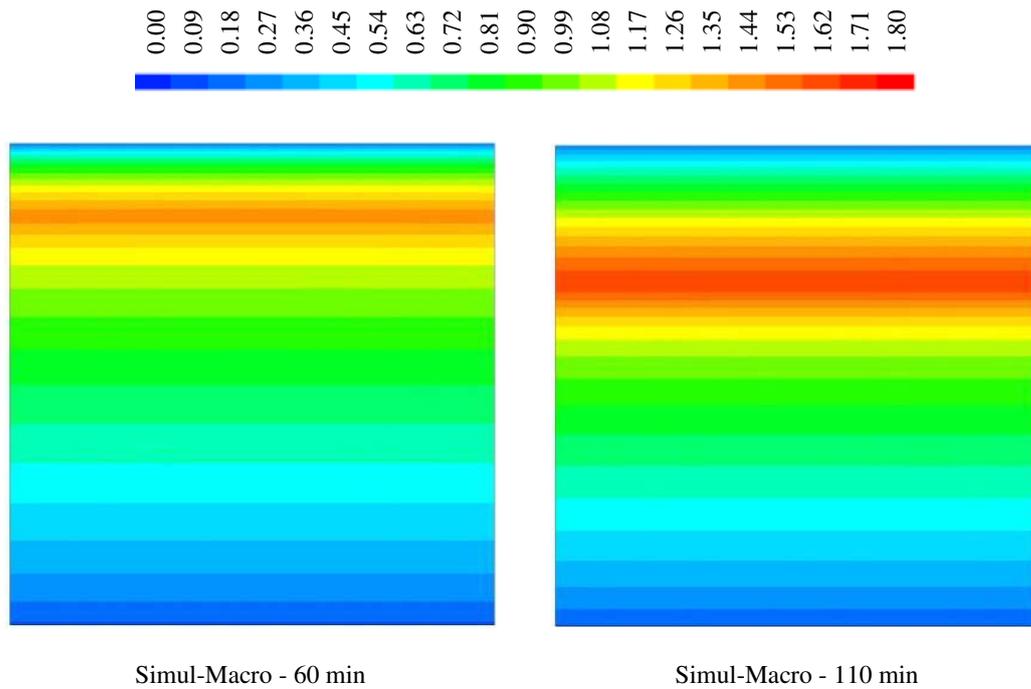


Figure 4.12 — Iso-valeurs de la pression de gaz [MPa] à 60 min (gauche) et 110 min (droite) de chauffage - Cas de la simulation macroscopique.

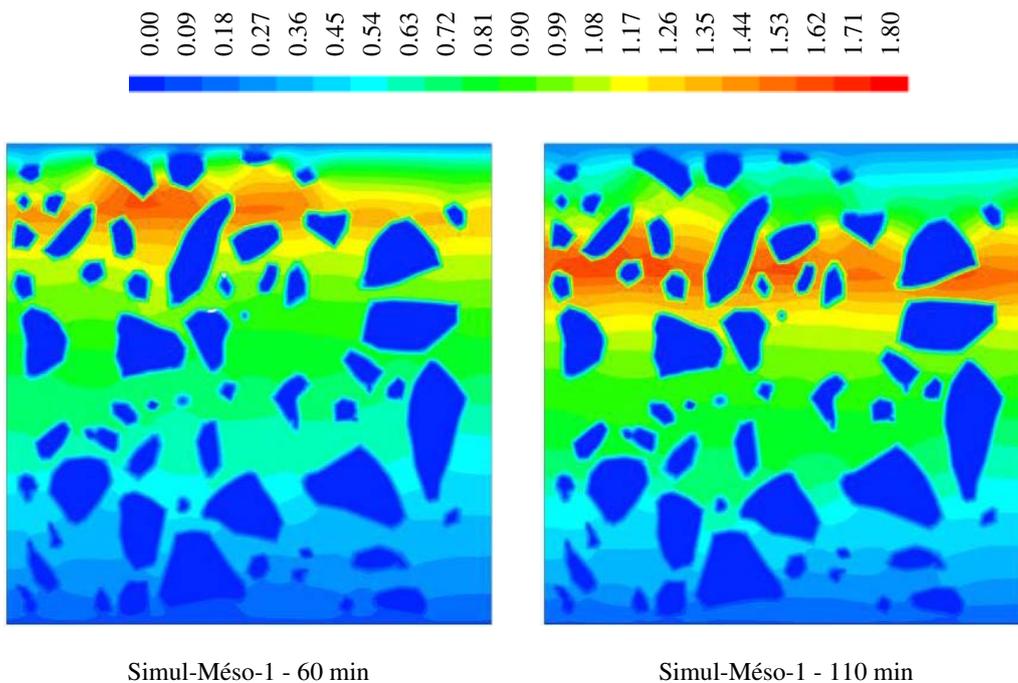


Figure 4.13 — Iso-valeurs de la pression de gaz [MPa] à 60 min (gauche) et 110 min (droite) de chauffage - Cas de la première simulation mésoscopique.

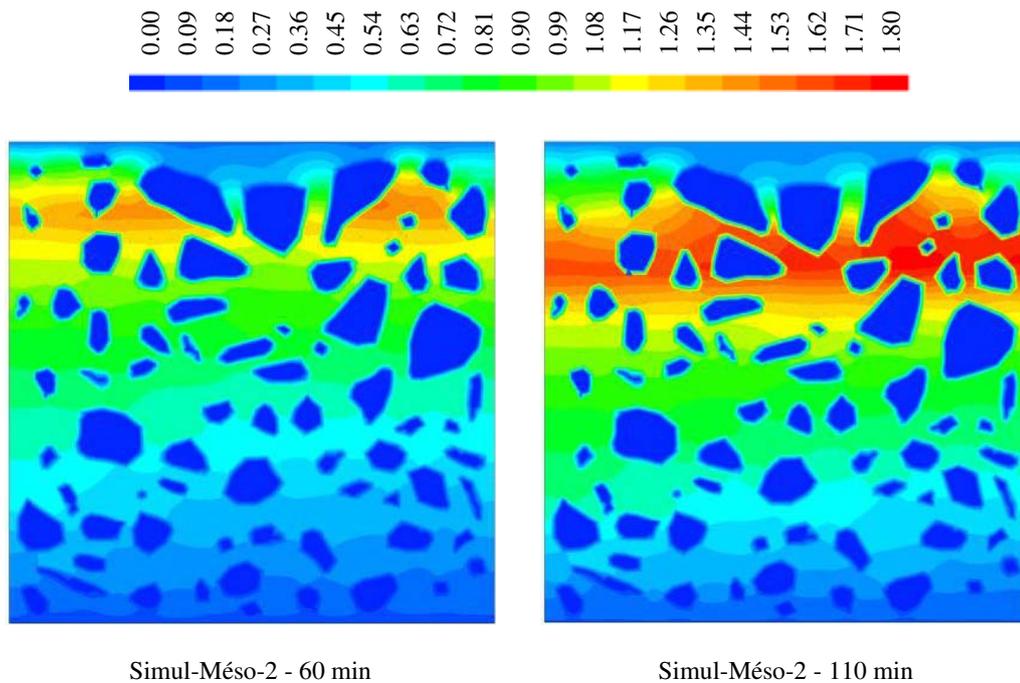


Figure 4.14 — Iso-valeurs de la pression de gaz [MPa] à 60 min (gauche) et 110 min (droite) de chauffage - Cas de la deuxième simulation mésoscopique.

Le premier instant (60 min) correspond au moment où la pression, à 10 mm par rapport à la surface chauffée, atteint son maximum. Le deuxième instant (110 min) correspond au moment où la pression, à 30 mm par rapport à la surface chauffée, atteint son maximum.

Dans la simulation à l'échelle macroscopique, la distribution de la pression de gaz est homogène à la même profondeur par rapport à la surface chauffée.

Dans le cas des simulations mésoscopiques, la distribution de la pression de gaz montre de fortes dispersions locales. Les valeurs de la pression de gaz, à la même profondeur par rapport à la surface chauffée, fluctuent le long de cette profondeur, des fluctuations affectées par la présence des granulats. Les fluctuations les plus importantes sont relevées au voisinage des plus gros granulats qui affectent davantage les transports de masses (et donc les champs hydriques) dans la matrice. En outre, nous pouvons constater que la perturbation de la pression de gaz est plus importante dans la zone entre les positions des pics de pression et la surface chauffée.

En effet, l'apparition des pics de pression dans le réseau poreux est dû au fait qu'une partie de l'eau vaporisée (eau libre initialement disponible ou chimiquement liée apportée par déshydratation) s'évacue vers la face chauffée et une autre partie migre à l'intérieur de l'éprouvette. La présence de granulats entrave cette migration dans les deux sens. Ce phénomène est d'autant plus important que la taille du granulat est importante : des "poches" de surpressions de gaz entre agglomérats de granulats se forment (Fig. 4.13). Ceci entraîne la formation d'une zone de forte concentration

en vapeur d'eau et potentiellement de sa condensation lorsque les conditions thermodynamiques dans les pores le permettent. Ainsi, l'effet bouchon et les pics de pression de gaz associés apparaissent comme le résultat de l'effet conjugué des granulats et du processus de re-saturation par condensation de la vapeur en migration vers les zones moins chaudes.

Cet effet conjugué, mis en évidence grâce à la modélisation mésoscopique, peut expliquer les fluctuations expérimentales des pressions mesurées pour des configurations d'essai identiques. A une profondeur donnée, à partir de la surface chauffée, la proximité ou non de gros granulats peut donner lieu à des amplitudes de pressions dont les intervalles de fluctuations sont illustrés dans ce qui suit. Les valeurs mesurées par les capteurs dépendent alors de la taille des capteurs qui en fait mesure des valeurs moyennes (homogénéisées).

4.5.3.2 Evolution de la pression de gaz en fonction de l'épaisseur à différents instants

Les figures 4.15 et 4.16 montrent les évolutions de la pression de gaz selon l'épaisseur de l'éprouvette calculées par une simulation à l'échelle macroscopique et les deux simulations à l'échelle mésoscopique.

L'épaisseur égale à 0 mm correspond à la surface chauffée et celle égale à 120 mm correspond à la surface opposée non chauffée. La ligne continue présente l'évolution de la pression de gaz obtenue par la simulation macroscopique. Les lignes discontinues avec les amplitudes des intervalles des fluctuations présentent les évolutions de la pression de gaz obtenues par les deux simulations mésoscopiques. La moyenne spatiale de la pression de gaz à chaque profondeur est calculée par la relation suivante :

$$\bar{p}_g^k = \frac{1}{l^k} \int_{l^k} p_g^k dl \quad (4.1)$$

où p_g^k est la pression de gaz à la profondeur k , \bar{p}_g^k est la valeur moyenne de p_g^k , l^k est la longueur cumulée de la phase matrice de mortier à la profondeur k . Pour chaque profondeur k , Dp_g^k donne l'amplitude de l'intervalle de fluctuation, différence entre la valeur maximale et minimale de p_g^k .

En regardant les deux figures 4.15 et 4.16, nous pouvons remarquer que pour toutes les simulations, la pression de gaz commence à augmenter à partir de la valeur de pression atmosphérique (à la surface chauffée) jusqu'au pic, puis la pression diminue jusqu'à atteindre la valeur de pression atmosphérique (à la surface non chauffée). Le pic de pression se forme près de la surface chauffée et puis se déplace vers l'intérieur de l'éprouvette. A 60 min de chauffage, la pression maximale se trouve à 19 mm dans la Simul-Macro, 15 mm dans la Simul-Méso-1 et 17 mm dans la Simul-Méso-2. A 110 min de chauffage, la pression maximale se trouve à 35 mm dans la Simul-Macro, 31 mm dans la Simul-Méso-1 et 31 mm dans la Simul-Méso-2. Ainsi, le pic de pression

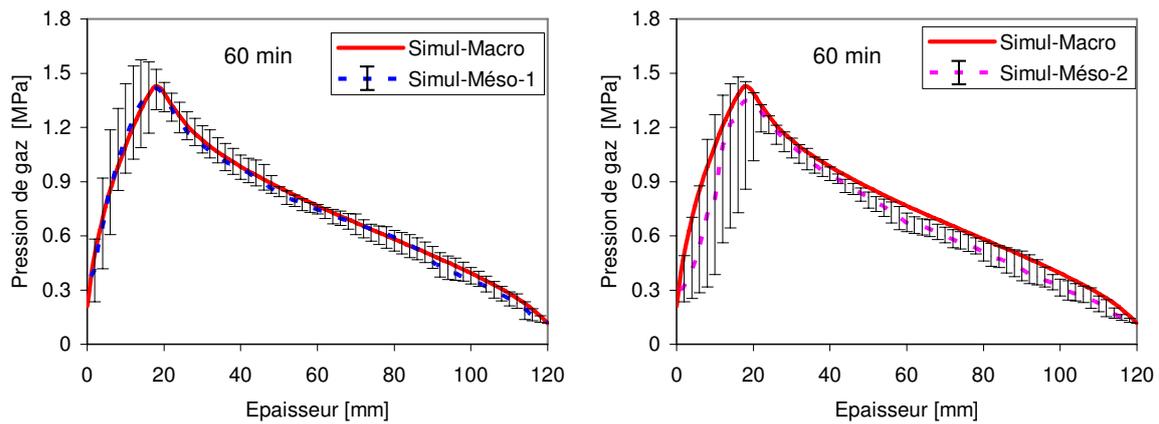


Figure 4.15 — Profil de la pression de gaz selon la profondeur à 60 min de chauffage.

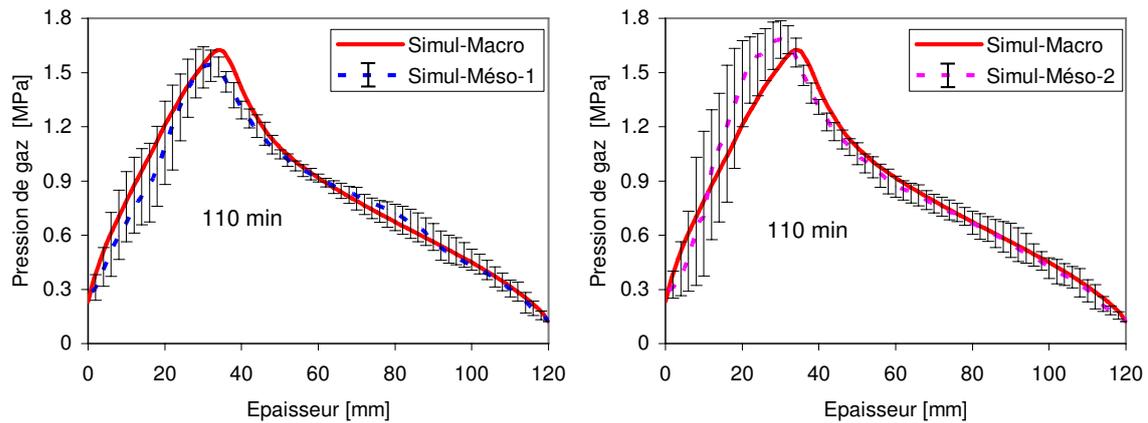


Figure 4.16 — Profil de la pression de gaz selon la profondeur à 110 min de chauffage.

dans toutes les simulations apparaît à des profondeurs quasi-similaires.

Nous pouvons remarquer également que les évolutions de la pression moyenne des deux simulations mésoscopiques sont assez similaires avec l'évolution de la pression de gaz de la simulation macroscopique.

D'ailleurs, comme nous l'avons déjà remarqué dans l'analyse des iso-valeurs (cf. 4.5.3.1), la pression de gaz présente de grandes fluctuations lorsque celle-ci est en phase de relaxation. Dans les zones se trouvant entre la surface chauffée et le pic spatial de pression, la variation atteint 0.89 MPa dans la Simul-Méso-2 (soit égale à 65.9% de la valeur de pression moyenne au pic) et 0.69 MPa dans la Simul-Méso-1 (soit égale à 48.6% de la valeur de pression moyenne au pic). Dans les zones se trouvant après le pic spatial de pression et pour lesquelles les valeurs de pression de gaz augmentent, la variation est moins importante, elle atteint 0.19 MPa seulement (soit égale à 11.3% de la valeur de pression moyenne au pic). Dans la deuxième simulation à l'échelle mésoscopique, le fait d'avoir trois grands granulats près de la surface chauffée perturbe

davantage la pression dans cette zone.

Le tableau 4.9 présente les valeurs maximales de la pression de gaz des différentes simulations ainsi que les amplitudes maximales de variation de pression. Le tableau 4.10 présente en pourcentage les rapports de l'amplitude maximale de variation de pression et de la valeur maximale de la pression moyenne de gaz. Dans ces deux tableaux, $p_{g(\max)}$ est la pression maximale, $\bar{p}_{g(\max)}$ est la pression moyenne maximale de la simulation mésoscopique, $Dp_{g(\max)}^c$ est l'amplitude maximale de variation de p_g à une profondeur donnée dans la zone entre le pic et la surface chauffée, $Dp_{g(\max)}^{nc}$ correspond au même calcul mais dans la zone entre le pic et la surface non chauffée.

		60 min	110 min
Simul-Macro	$p_{g(\max)}$	1.43	1.62
Simul-Méso-1	$p_{g(\max)}$	1.60	1.66
	$\bar{p}_{g(\max)}$	1.42	1.54
	$Dp_{g(\max)}^c$	0.69	0.48
	$Dp_{g(\max)}^{nc}$	0.17	0.18
Simul-Méso-2	$p_{g(\max)}$	1.50	1.80
	$\bar{p}_{g(\max)}$	1.35	1.68
	$Dp_{g(\max)}^c$	0.89	0.80
	$Dp_{g(\max)}^{nc}$	0.16	0.19

Tableau 4.9 — Pression de gaz maximale [MPa] ainsi que son amplitude de variation [MPa] à 60 et 110 min de chauffage.

		60 min	110 min
Simul-Méso-1	$\frac{Dp_{g(\max)}^c}{\bar{p}_{g(\max)}}$	48.6	31.2
	$\frac{Dp_{g(\max)}^{nc}}{\bar{p}_{g(\max)}}$	12.0	11.7
	$\frac{Dp_{g(\max)}^c}{\bar{p}_{g(\max)}}$	65.9	47.6
	$\frac{Dp_{g(\max)}^{nc}}{\bar{p}_{g(\max)}}$	11.9	11.3

Tableau 4.10 — Rapport [%] de l'amplitude maximale de variation et de la pression moyenne maximale à 60 et 110 min de chauffage.

4.5.3.3 Evolution de la pression de gaz en fonction du temps à différentes positions

Les figures 4.17 - 4.21 montrent une comparaison entre les évolutions de la pression de gaz mesurée et calculée en fonction du temps à cinq profondeurs (10, 20, 30, 40 et 50 mm) de la surface chauffée. Il est à noter que certaines courbes expérimentales sont

manquantes du fait de la défaillance de certains capteurs lors de essais. Dans ce cas, seule une courbe est représentée.

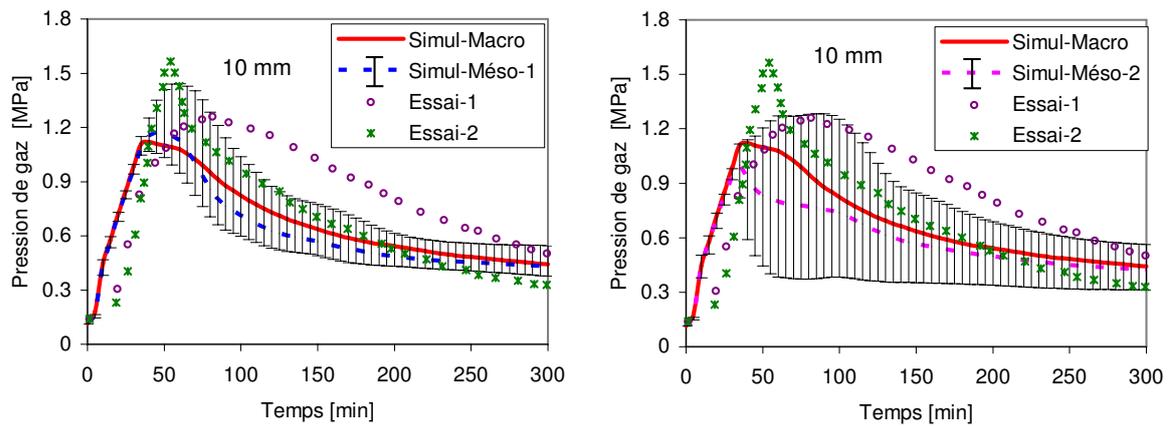


Figure 4.17 — Évolution de la pression de gaz en fonction du temps à 10 mm de la surface chauffée.

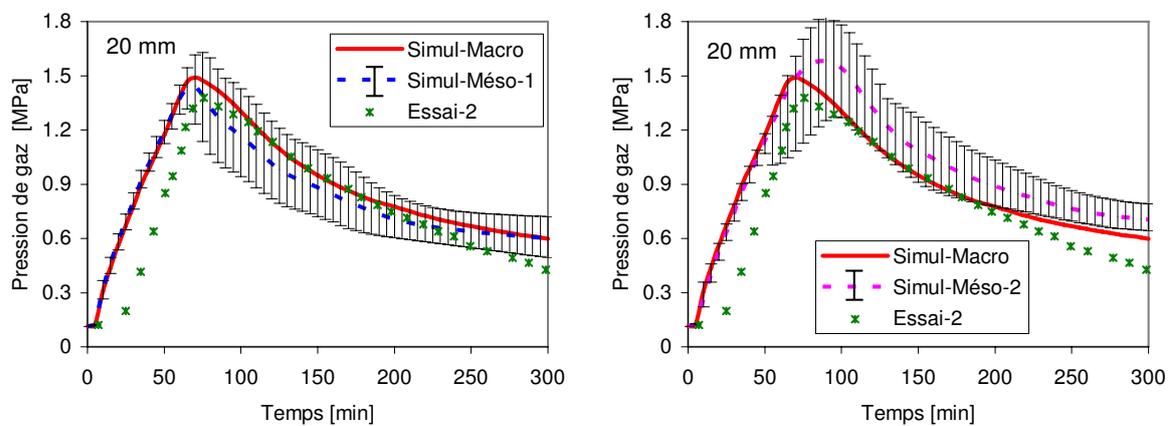


Figure 4.18 — Évolution de la pression de gaz en fonction du temps à 20 mm de la surface chauffée.

Dans la simulation macroscopique, la pression de gaz est homogène à la même profondeur. Ainsi, nous avons obtenus des valeurs identiques de pression à la même profondeur. Les courbes en ligne continue présentent les évolutions de la pression de gaz obtenues par la simulation macroscopique.

Les valeurs expérimentales de la pression de gaz présentées dans [96] sont celles relatives à la pression atmosphérique. Les valeurs expérimentales données dans les figures 4.17 - 4.21 sont des valeurs absolues (prenant en compte la pression atmosphérique). Les deux spécimens testés lors de cet essai PTM ont donné des évolutions similaires de la température à la même profondeur. Par contre, la pression de gaz mesurée à une profondeur donnée présente des écarts d'un spécimen à l'autre. Ces écarts deviennent

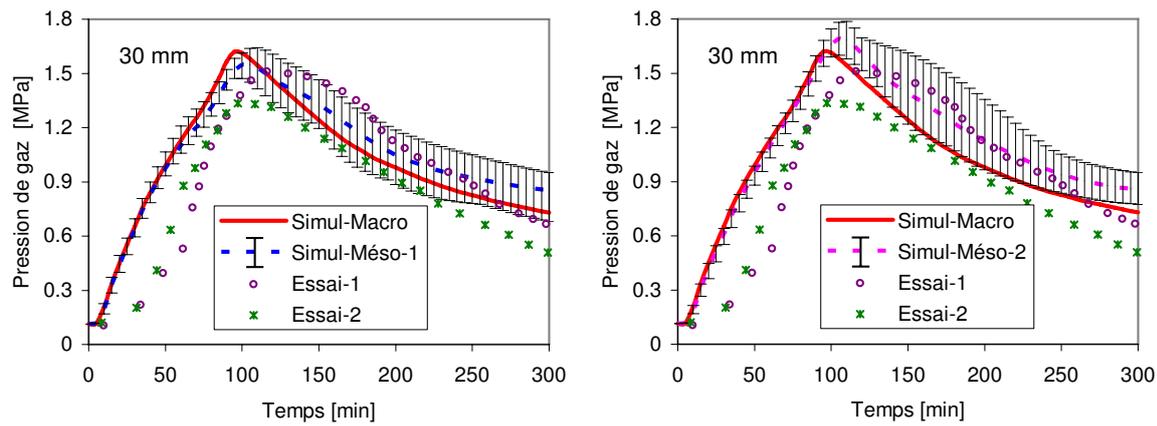


Figure 4.19 — Évolution de la pression de gaz en fonction du temps à 30 mm de la surface chauffée.

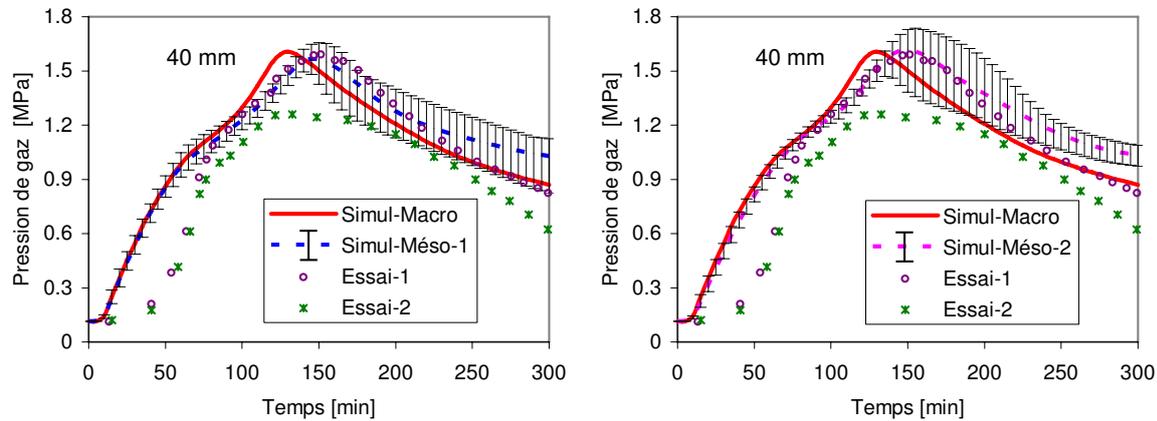


Figure 4.20 — Évolution de la pression de gaz en fonction du temps à 40 mm de la surface chauffée.

importants lorsque la pression de gaz commence à se former le pic. L'écart entre les deux valeurs mesurées de la pression de gaz à la même profondeur (10 mm) atteint 0.4 MPa à 55 min (soit égale à 28.5% de la valeur moyenne de deux pics de pression). Le pic de pression de gaz mesurée à 10 mm de la surface chauffée a lieu avec 25 min de décalage dans le temps. Notons que Kalifa [64] a obtenu lui aussi des variations importantes de la pression mesurée à la même profondeur lors d'essais réalisées sous les mêmes conditions.

Dans la simulation mésoscopique, la pression de gaz est hétérogène à la même profondeur et au même instant. Elle fluctue autour d'une valeur moyenne. Les courbes en ligne discontinue avec fluctuation présentent les évolutions de la pression de gaz à chaque profondeur obtenues par les deux simulations à l'échelle mésoscopique. Ces lignes présentent des pressions moyennes \bar{p}_g qui sont calculées selon la formule 4.1 aux profondeurs (10, 20, 30, 40 et 50 mm). La variation de la pression est la différence entre

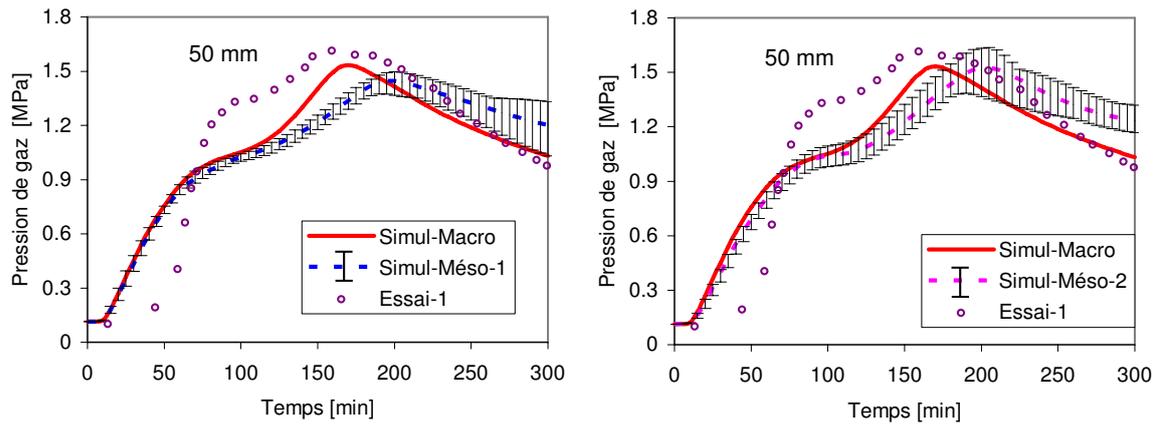


Figure 4.21 — Évolution de la pression de gaz en fonction du temps à 50 mm de la surface chauffée.

la valeur maximale et minimale de la pression à la même profondeur. Cette variation peut atteindre 0.59 MPa à 75 min dans la première simulation mésoscopique (soit égale à 50.4% de la valeur de pression moyenne au pic) et 0.91 MPa à 85 min dans la deuxième simulation mésoscopique (soit égale à 91% de la valeur de pression moyenne au pic). Comme les deux essais, la variation maximale a lieu à la profondeur 10 mm , la plus proche de la surface chauffée.

Le tableau 4.11 présente les valeurs maximales de la pression, mesurées et calculées ainsi que l'instant d'apparition de cette pression maximale. Pour les simulations mésoscopiques, nous présentons également les valeurs maximales de la pression moyenne et les variations maximales de pression.

Dans le tableau 4.11, $p_{g(\max)}$ est la pression maximale, $\bar{p}_{g(\max)}$ et $Dp_{g(\max)}$ sont respectivement la valeur moyenne maximale et la variation maximale de p_g à la même profondeur de la simulation mésoscopique.

De façon similaire aux résultats expérimentaux, la fluctuation de la pression à une profondeur donnée devient importante à partir du moment où le pic de pression se forme. Au début du chauffage, quand le pic de pression n'est pas encore apparu, la variation de pression reste faible.

La fluctuation de la pression de gaz obtenue par les simulations à l'échelle mésoscopique peut donc expliquer la variabilité de la pression de gaz remarquée lors des essais expérimentaux. Il convient de préciser que la mesure expérimentale est un moyenne partielle (sur la taille du capteur) des fluctuations locales. Ceci peut expliquer que les amplitudes des fluctuations locales (au point matériel) obtenues par simulation soient plus importantes.

Globalement, la pression moyenne de gaz dans les simulations mésoscopiques est assez similaire avec la pression de la simulation macroscopique. En outre, ces résultats numériques obtenus montrent un bon accord avec ceux de l'expérience. Le pic de pression de gaz est relativement bien prévu en temps et en amplitude.

		10 mm	20 mm	30 mm	40 mm	50 mm
Simul-Macro	$p_{g(\max)}$	1.12 (40 min)	1.49 (70 min)	1.62 (95 min)	1.61 (130 min)	1.53 (170 min)
Simul-Méso-1	$p_{g(\max)}$	1.44 (60 min)	1.63 (75 min)	1.64 (110 min)	1.66 (150 min)	1.50 (200 min)
	$\bar{p}_{g(\max)}$	1.17 (50 min)	1.44 (70 min)	1.55 (105 min)	1.57 (145 min)	1.45 (200 min)
	$Dp_{g(\max)}$	0.59 (75 min)	0.53 (80 min)	0.33 (165 min)	0.32 (165 min)	0.30 (300 min)
Simul-Méso-2	$p_{g(\max)}$	1.28 (85 min)	1.82 (90 min)	1.79 (110 min)	1.74 (155 min)	1.64 (205 min)
	$\bar{p}_{g(\max)}$	1.00 (35 min)	1.59 (90 min)	1.69 (105 min)	1.62 (150 min)	1.52 (205 min)
	$Dp_{g(\max)}$	0.91 (85 min)	0.59 (80 min)	0.42 (165 min)	0.40 (170 min)	0.28 (210 min)
Essai-1	$p_{g(\max)}$	1.26 (80 min)	—	1.5 (125 min)	1.59 (150 min)	1.60 (170 min)
Essai-2	$p_{g(\max)}$	1.55 (55 min)	1.37 (80 min)	1.34 (100 min)	1.24 (140 min)	—
Dp_g des essais	$Dp_{g(\max)}$	0.40 (55 min)	—	0.33 (170 min)	0.36 (150 min)	—

Tableau 4.11 — Pression de gaz maximale [MPa] ainsi que sa variation maximale [MPa] à différentes profondeurs (10, 20, 30, 40 et 50 mm).

4.5.4 Endommagement

Dans cette partie de l'étude, une comparaison qualitative des évolutions de l'endommagement dans l'éprouvette est faite en simulation macroscopique et mésoscopique.

Les figures 4.22 - 4.24 présentent, respectivement, les iso-valeurs de l'endommagement à 45 min et 75 min de chauffage dans l'éprouvette obtenues par la simulation macroscopique et les deux simulations mésoscopiques. Il est à noter qu'il s'agit de la composante mécanique de l'endommagement.

La figure 4.22 montre que l'endommagement macroscopique a lieu dans la partie supérieure chauffée. La distribution de l'endommagement est assez homogène dans le sens de la largeur. Les quelques fluctuations observées sont essentiellement dues à la nature semi-locale du modèle où seule l'énergie dissipée est préservée alors que le faciès de l'endommagement reste affecté par les biais du maillage. Notons ici que le maillage utilisé dans la simulation macroscopique est exactement celui utilisé dans la première simulation mésoscopique. L'endommagement à 45 min reste relativement faible, tandis que, à 75 min, l'endommagement devient important sur une couche d'environ 7 mm à partir de la surface chauffée.

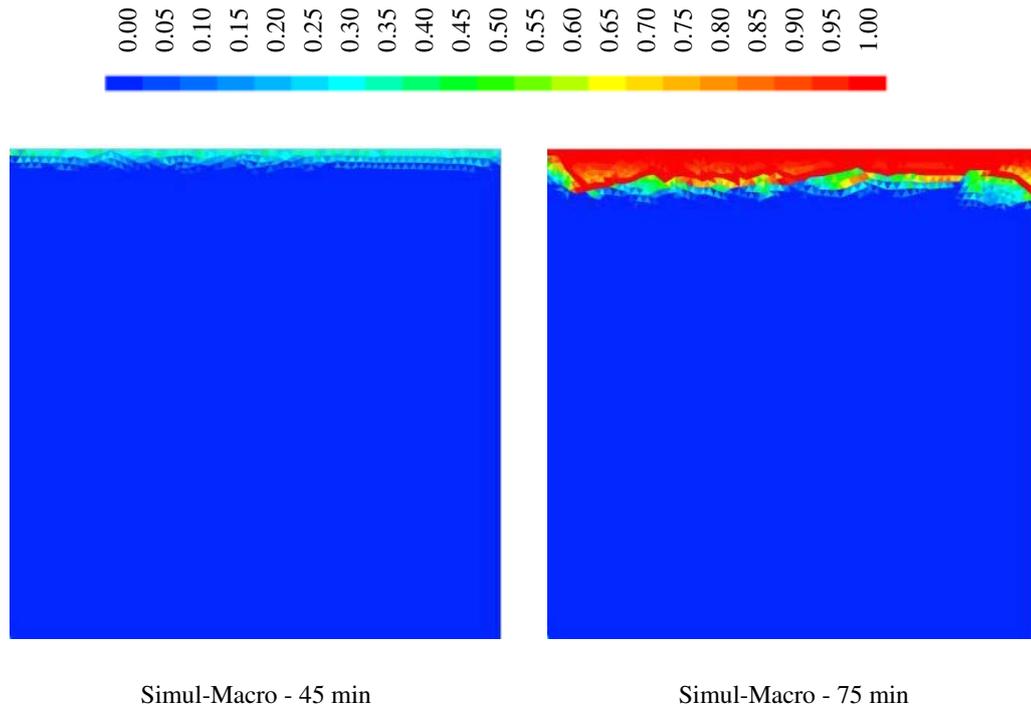


Figure 4.22 — Iso-valeurs de l'endommagement à 45 min (gauche) et 75 min (droite) de chauffage de la simulation macroscopique.

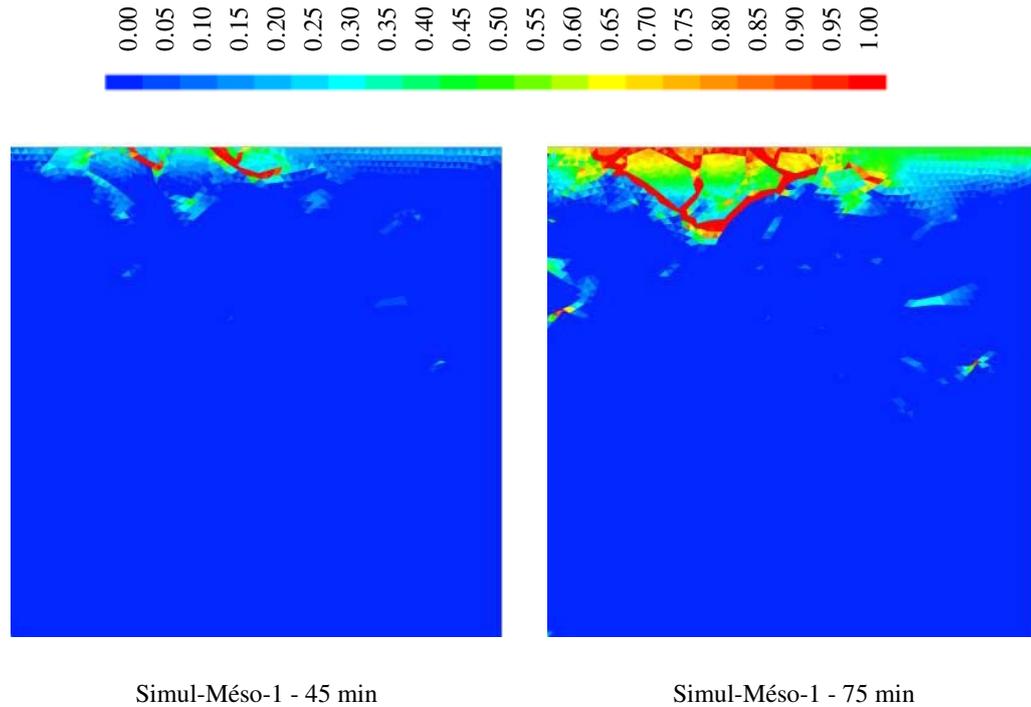


Figure 4.23 — Iso-valeurs de l'endommagement à 45 min (gauche) et 75 min (droite) de chauffage de la première simulation mésoscopique.

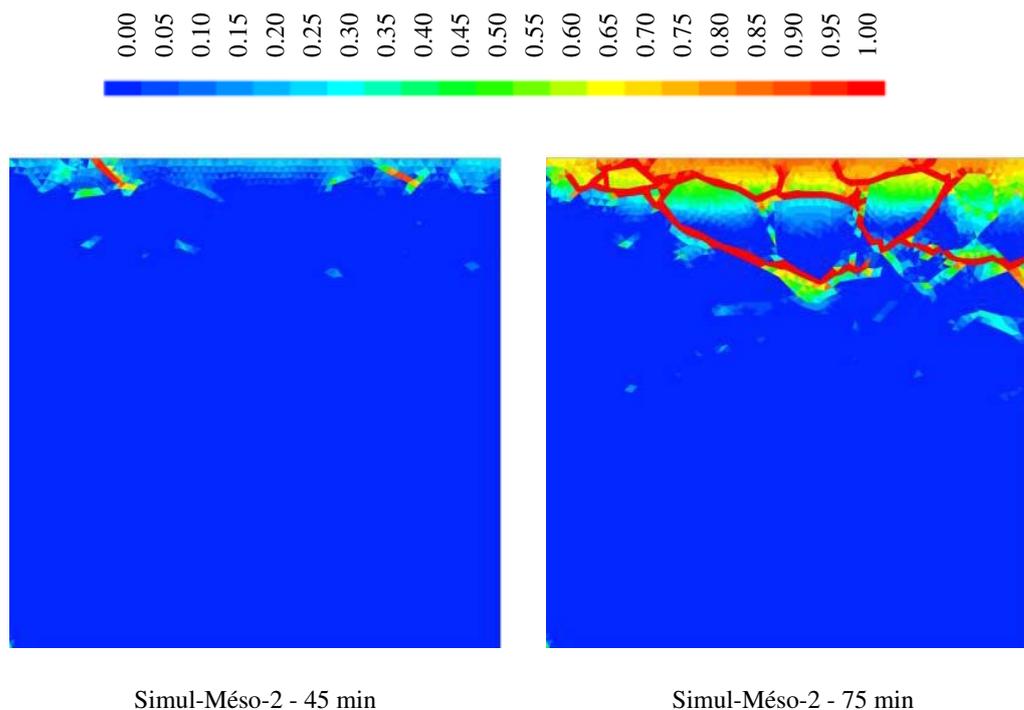


Figure 4.24 — Iso-valeurs de l'endommagement à 45 min (gauche) et 75 min (droite) de chauffage de la deuxième simulation mésoscopique.

Les figures 4.23 et 4.24 montrent les iso-valeurs de l'endommagement de deux simulations à l'échelle mésoscopique. L'endommagement se développe également à partir de la surface chauffée mais la distribution de l'endommagement n'est plus homogène. Dès 45 min, nous remarquons qu'un endommagement important s'amorce à certaines interfaces entre les granulats et le mortier. Puis, il se développe et se propage suivant quelques chemins préférentiels (dépendant de la présence des granulats) à l'intérieur de l'éprouvette. Les chemins de percolation des faciès de l'endommagement présentent alors une évolution aléatoire qui est contrôlée par la présence des granulats. En d'autres termes, la morphologie et la distribution granulaires semblent rendre les faciès de fissuration non équivalents géométriquement à un faciès diffus obtenu par une approche macroscopique. Cette non-équivalence géométrique des faciès de fissuration ne saurait être effacée par une approche d'homogénéisation dans la mesure où la percolation de cette fissuration mésoscopique constituerait un indicateur du phénomène d'écaillage. Ainsi, nous ouvrons, au travers de cette analyse, une autre voie (complémentaire aux effets des auto-contraintes macroscopiques induites par les déformations thermiques empêchées et aux pressions de pores) dans l'inventaire des mécanismes moteur de l'écaillage. Il est à rappeler que les études expérimentales mettent en évidence, de façon certes macroscopique, une influence de la nature des granulats sur l'écaillage [96].

4.6 Morphologie réelle vs. morphologie idéalisée

Dans ce qui suit, nous limitons la présentation à quelques résultats pour confronter l'analyse faite précédemment avec une morphologie granulaire réelle à celle idéalisée. La figure 4.25 montrent que l'utilisation de configuration idéalisée donne des résultats comparables pour le champ de pression. Concernant le comportement mécanique, la figure 4.26 montre en plus que la morphologie granulaire joue un rôle aussi important que la distribution parce que la fissuration induite par l'incompatibilité inclusion-matrice se propage et percole selon des chemins préférentiels contrôlés par la localisation et l'orientation des granulats.

Il est à préciser que ces résultats sont obtenus pour une vitesse de montée en température (celle de l'essai PTM) qui est supérieure à celle adoptée au chapitre 3.

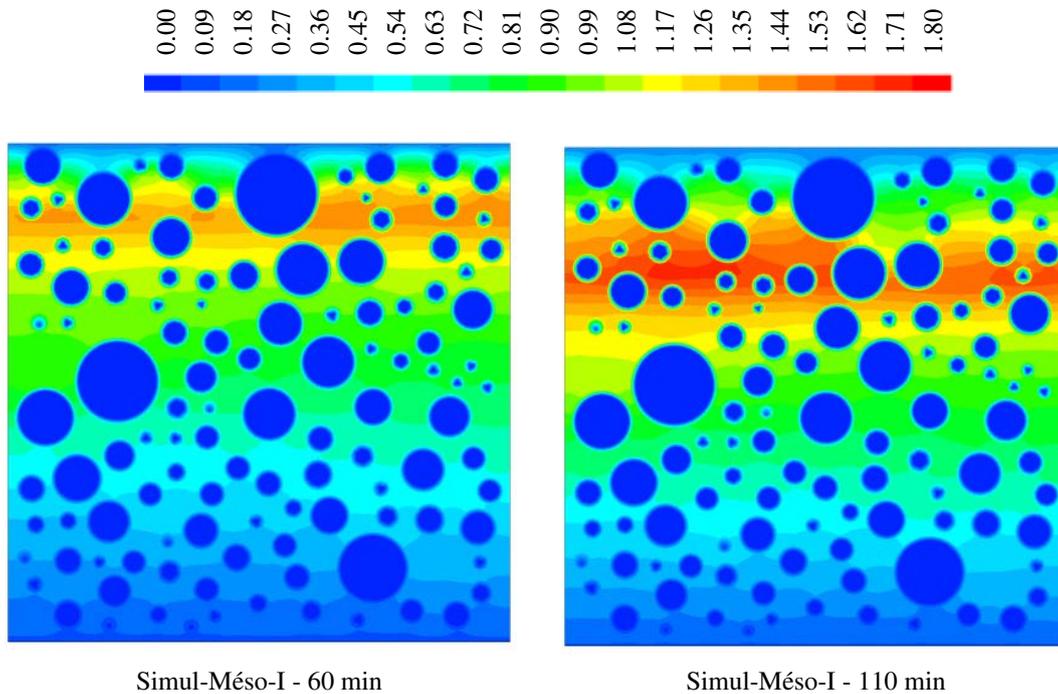


Figure 4.25 — Iso-valeurs de la pression de gaz [MPa] à 60 min (gauche) et 110 min (droite) de chauffage - Cas de la simulation mésoscopique avec morphologie idéalisée.

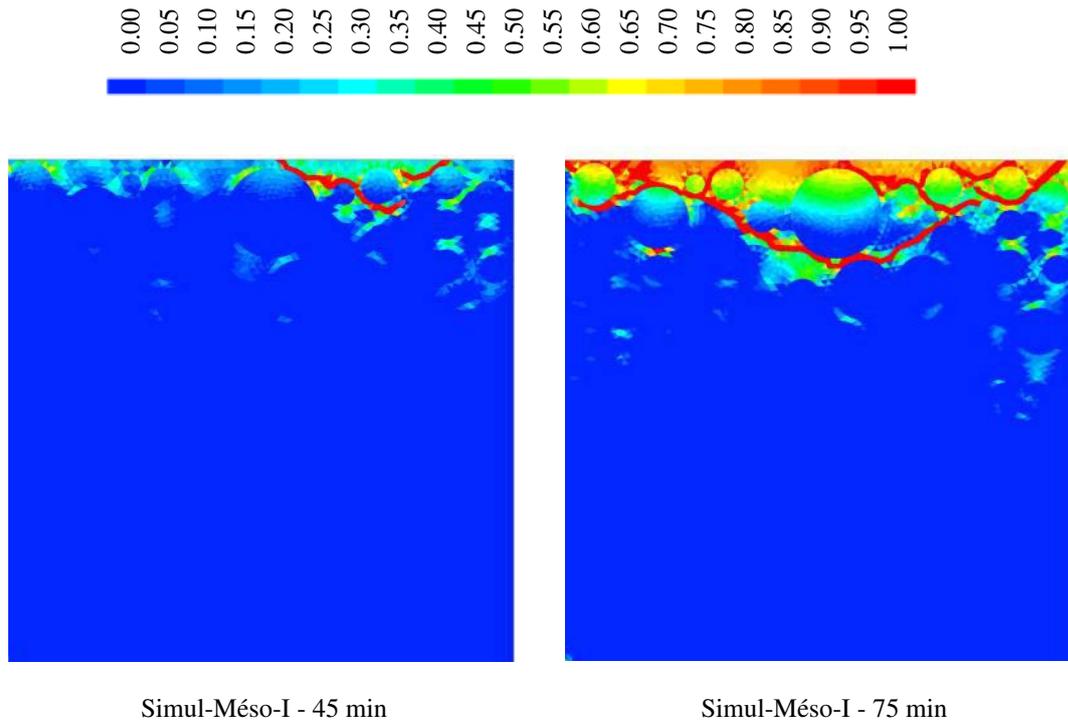


Figure 4.26 — Iso-valeurs de l'endommagement à 45 min (gauche) et 75 min (droite) de chauffage de la simulation mésoscopique avec morphologie idéalisée.

4.7 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'analyse THM de l'essai PTM, réalisé par Mindeguia [96], par une approche macroscopique versus une approche mésoscopique. L'objectif a été double : d'une part, confronter les deux approches de modélisation à un essai de références pour mettre en évidence leur capacité à retrouver les résultats d'essai. D'autre part, il s'agissait de mettre en évidence, au travers de la modélisation morphologique à l'échelle mésoscopique, l'existence ou non d'effets significatifs de la microstructure sur les champs thermique, hydriques et mécaniques. Des effets, qui peuvent discriminer la seule analyse du comportement THM à l'échelle macroscopique.

Les résultats obtenus montrent encore une fois que l'hétérogénéité n'a d'effet ni sur la perte en masse globale de l'éprouvette, ni sur l'évolution et la distribution de la température. En revanche, le comportement hydrique et la dégradation mécanique sont fortement affectés par la microstructure du matériau.

Les résultats de la perte de masse et de la température obtenus montrent un bon accord entre les essais expérimentaux et les calculs aux deux échelles. Le fait que les microstructures n'ont pas affecté les résultats de la perte de masse et de la température dans la simulation mésoscopique correspond également à ce qui constaté expérimentalement. En effet, pour ces deux grandeurs, les différents spécimens testés sous une même configuration donnent des valeurs mesurées de la perte en masse et de la température qui

sont très peu dispersées.

Concernant les champs hydriques, la simulation mésoscopique montre que la pression de gaz est fortement hétérogène à la même profondeur par rapport à la surface chauffée. La distribution de la pression dans le mortier dépend beaucoup de la présence des granulats. La pression de gaz moyenne à la même profondeur dans la simulation mésoscopique est assez similaire avec la pression de la simulation macroscopique. Globalement, les pics de pression dans les deux modes de simulations sont bien prédits en termes de temps et aussi d'amplitude. Cependant, à la même profondeur dans la simulation mésoscopique, la pression de gaz fluctue autour de sa valeur moyenne. Cette fluctuation est plus importante dans la zone plus proche de la surface chauffée, lorsque la pression est en phase de relaxation après le passage du pic. Les résultats expérimentaux montrent également des fluctuations dans les mesures de pressions sous conditions d'essais identiques. Ainsi, l'effet des granulats peut expliquer en partie (lorsqu'il ne s'agit pas de défaillance du capteur) les fluctuations des valeurs expérimentales [64, 96].

Un autre aspect important qui ressort de l'analyse mésoscopique, est que selon la taille du capteur, ce dernier mesure localement une pression moyenne qui efface partiellement les pics de pression. Ainsi, les résultats expérimentaux peuvent indiquer des pressions plus faibles alors que le matériau subit effectivement des pressions pouvant conduire à sa fissuration.

En ce qui concerne le comportement mécanique, les résultats numériques montrent que l'endommagement se produit de façon plus importante à l'interface mortier/granulats dans la simulation mésoscopique. Il se développe ensuite selon des chemins préférentiels contrôlés par la répartition et taille des inclusions préfigurant ainsi le schéma de percolation des réseaux de fissures. Il est donc nécessaire de recourir à une analyse mésoscopique pour rendre compte de l'importance ou non de la percolation de ses fissures dans la formation des écailles en rapport avec la nature et la morphologie granulaire. Ceci ajoute donc la microstructure comme un troisième mécanisme pour expliquer l'occurrence de l'écaillage.

Programme expérimental pour l'étude multi-échelle des bétons à haute température

5.1 Introduction

Les simulations numériques à l'échelle mésoscopique présentées au chapitre 3 et 4 montrent le besoin de mettre en œuvre une approche expérimentale cohérente avec une analyse multi-échelle pour : d'une part, caractériser des propriétés (thermiques, hydriques et mécaniques) de chaque constituant et d'autre part étudier des évolutions des champs du fait de l'hétérogénéité.

C'est pour cela que nous avons construit un programme expérimental pour l'étude du comportement multi-échelle des bétons pour compléter la démarche de modélisation de thèse. Ce programme d'essai est établi en se basant sur des contraintes technico-économiques, de temps et de planning : instrumentation des corps d'épreuve, disponibilité des techniciens, des équipements expérimentaux, ... Initialement non prévu dans cette thèse, sa programmation est intervenue en dernière année suite à un retour d'expérience suffisant en terme de modélisation pour définir le contour de ce programme.

Ainsi, il s'agit dans ce chapitre de présenter cette campagne expérimentale et les premiers résultats obtenus.

Cette campagne a pour objectifs :

- de valider les résultats obtenus par la simulation numérique présentés au chapitre 3 et 4,
- d'étudier la variabilité des mesures de pressions constatées expérimentalement,
- d'étudier l'influence de la distribution et du type de granulats sur les champs thermo-hydriques et la fissuration,
- d'analyser l'effet de la vitesse de chauffage sur les champs thermo-hydriques et la

- fissuration,
- d’alimenter les simulations numériques en données d’entrée, notamment pour le mortier.

Pour cette fin, différentes formulations de bétons et mortiers sont considérées avec les nomenclatures suivantes : un béton à granulats calcaires (B40C), un béton à granulats silico-calcaires (B40SC), un mortier commun à ces deux bétons (M40). La raison motivant le choix de ces formulations relève de l’existence d’une base de données expérimentales relativement complète (formulation, paramètres,...) pour ces deux bétons. [99, 96].

5.2 Matériel expérimental

Le matériel utilisé dans le cadre de cette étude a été développé au CSTB par Kalifa et al. [65, 64]. Ce matériel a été utilisé par Mindeguia et Pimienta [99, 96]. L’objectif du matériel est de mesurer la perte de masse en continu, la température et la pression d’une éprouvette chauffée à une face. Ainsi, les essais sont appelés essais “PTM” (P - Pression, T - Température et M - Masse). Les essais ont été réalisés au CSTB par les laboratoires de la division Etudes et Essais Mécaniques.

5.2.1 Dispositif expérimental

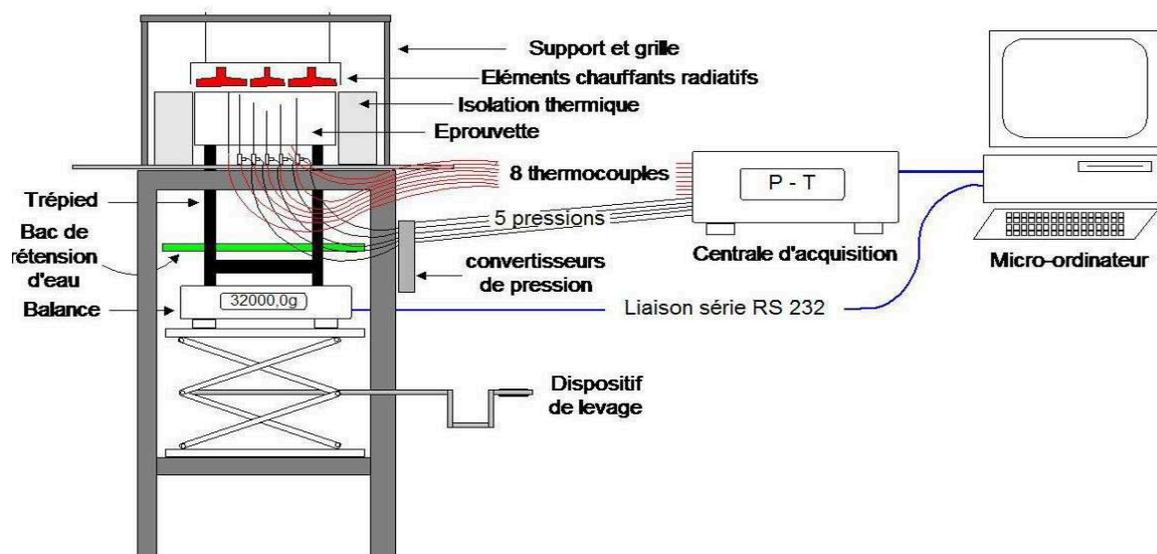


Figure 5.1 — Vue d’ensemble du dispositif “PTM” de caractérisation thermo-hydraulique des bétons.

Le dispositif mis au point (Fig. 5.1) a pour objectif d’imposer une sollicitation

thermique sur la face supérieure d'une éprouvette de béton prismatique ($300 \times 300 \times 120 \text{ mm}^3$), tandis que les 4 faces latérales sont entourées d'une isolation thermique. Il fournit donc une sollicitation thermique qui s'approche de conditions unidirectionnelles. Du point de vue de l'interface avec l'extérieur, les surfaces de l'éprouvette sont libres d'échange hydrique (éprouvette non étanchée).

Les éprouvettes sont instrumentées lors de leur coulage des sondes permettant de faire des mesures de pression et de température simultanément et au même endroit. Le nombre maximal des sondes qui peut être mis dans l'éprouvette est égale à 5.

L'éprouvette pèse environ 25 kg . Durant l'essai, elle est placée en équilibre sur une balance de capacité 32 kg au moyen d'un trépied. Un bac de rétention est placé entre l'éprouvette et la balance de façon à retenir l'eau sortant par la face arrière de l'éprouvette afin qu'elle ne s'écoule pas sur la balance et qu'elle ne soit pas prise en compte dans la pesée de l'éprouvette au cours du chauffage. Le bac de rétention est placé de façon à ne pas perturber la pesée de l'éprouvette.

Le dispositif de chauffage est constitué d'un ensemble d'éléments radiants, couvrant toute la surface de l'éprouvette et situé à 3 cm au-dessus de celle-ci. Sa puissance est de 5 kW et peut monter jusqu'à $800 \text{ }^\circ\text{C}$. Une grille qui protège des éléments chauffants et éventuellement éclatements du béton est mis en place.

5.2.2 Implantation des sondes dans l'éprouvette

La dimension de l'éprouvette PTM est de $300 \times 300 \times 120 \text{ mm}^3$. Il est possible de placer au maximum cinq sondes à l'intérieur de l'éprouvette. Comme nous avons fait deux essais par cas, pour chaque cas nous avons réalisé deux groupes de deux sondes, chaque groupe placé à la même profondeur mais à deux endroits différents d'une même éprouvette. Dans l'autre éprouvette, nous avons réalisé une même profondeur de mesure que pour la première éprouvette pour un groupe de deux sondes et pour l'autre groupe une profondeur non considérée précédemment. Les profondeurs où nous avons mis des sondes sont à 20 , 40 et 60 mm de distance de la surface chauffée. Ainsi, chaque éprouvette prismatique est munie de quatre sondes placées à chaque sommet d'un carré central de $100 \times 100 \text{ mm}^2$, deux de ces sondes sont placées à 20 mm de la surface chauffée, les deux autres sont soit à 40 mm soit à 60 mm . En outre, pour chaque éprouvette, nous avons équipé un tube simple à la profondeur de 2 mm de la surface chauffée pour le passage d'un thermocouple. Ce thermocouple est utilisé pour contrôler la température à la surface de l'éprouvette.

La figure 5.2 présente la position des capteurs dans deux éprouvettes de deux essais pour chaque cas d'étude.

5.2.3 Description des sondes

Les sondes pour la mesure de température et de pression sont constituées à l'une de leur extrémité d'un disque de métal fritté (taille maximale de pores $30 \text{ }\mu\text{m}$) de diamètre

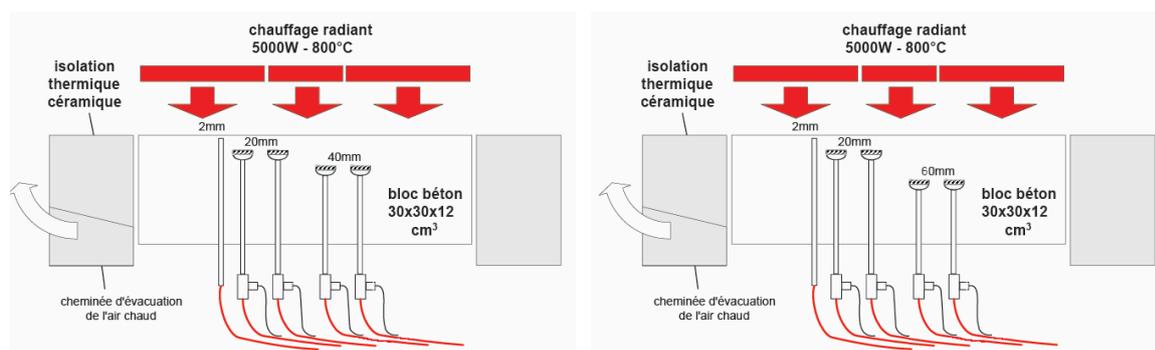


Figure 5.2 — Disposition des sondes dans l'éprouvette.

12 *mm* et d'épaisseur 1 *mm*, serti dans une capsule en acier, elle-même soudée à un tube inox de diamètre extérieur 2 *mm* et de diamètre intérieur 1.6 *mm* (Fig. 5.3). L'extrémité du tube équipée de ce disque de métal fritté est placée dans le béton lors du coulage. L'autre extrémité du tube, qui sort sur la face inférieure (non chauffée) de l'éprouvette, est munie d'un connecteur étanche permettant en premier lieu de relier la sonde à un transducteur de pression piézo-électrique fixé sur le bâti. Cette connexion est faite via un tube flexible rempli d'huile silicone résistant à haute température. Le connecteur permet en second lieu de glisser un thermocouple chemisé (ϕ 1.5 *mm*) dans le tube inox de façon à ce que la soudure chaude touche le disque en métal fritté. De cette façon, le dispositif permet de mesurer la pression de gaz et la température simultanément et au même endroit dans l'éprouvette de béton.

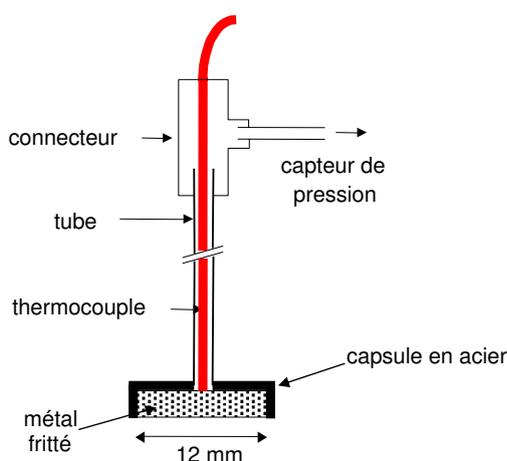


Figure 5.3 — Coupe de principe sur une sonde de mesure de pression et de température.

5.3 Formulation des bétons et mortier

Les formulations des bétons étudiés ici sont celles de base de la thèse de Mindeguia [96]. Le choix de ces deux bétons nous permet d'avoir le maximum de données à haute température. Ainsi, deux bétons ordinaires calcaires (B40C) et silico-calcaires (B40SC) (rapport eau / ciment = 0.54) ont été choisis. Afin d'étudier l'effet de la présence des granulats sur les champs thermiques, hydriques et mécaniques, nous avons étudié un mortier ordinaire (M40) qui a la même formulation avec le mortier de deux bétons.

Les formules de deux bétons et du mortier sont données dans le tableau 5.1.

Dosage ($kg.m^{-3}$)	B40C	B40SC	M40
Ciment CEM II/A-LL 42.5 R PM-CP2	350	350	603
Gravillon 8/12.5 calcaire	330	—	—
Gravillon 12.5/20 calcaire	720	—	—
Gravillon 5/20 silico-calcaire	—	1050	—
Sable 0/2	845	845	1457
Eau	188	188	324
Adjuvant (% par masse de ciment)	1	1.5	1
Rapport E/C	0.54	0.54	0.54

Tableau 5.1 — Compositions des bétons et mortier de l'étude.

- **Ciment** : Le ciment utilisé provient de l'usine d'Airvault (79), du cimentier Calcia. C'est un ciment Portland composé de 92% de clinker, 6% de calcaire. Sa résistance à la compression à 28 jours est de 53.7 MPa et à 2 jours est de 32.4 MPa. Son retrait à 28 jours est de 720 ($\mu m/m$), son début de prise est à 225 (min). Sa masse volumique est de 3130 (kg/m^3). Sa chaleur d'hydratation est égale à 315 (kJ/kg) à 41h.
- **Granulats** : Les granulats utilisés pour la fabrication du B40C proviennent de la carrière CTC à Chalonnes sur Loire (49). Deux classes granulaires de gravillons sont utilisées dans le B40 : 8/12.5 et 12.5/20. Ce sont des gravillons concassés dont la nature pétrographique est calcaire (composés à plus de 99% de $CaCO_3$). Certaines de leurs propriétés sont rassemblées dans le tableau 5.2. Pour le béton B40SC contenant des granulats siliceux, à partir de la formulation du B40C, les gravillons purement calcaires sont substitués par des gravillons silico-calcaires de classe granulaire 5/20. Il s'agit de gravillons alluvionnaires semi-concassés lavés, provenant de la sablière de la Seine située à Montereau-Fault-Yonne (77). La nature pétrographique de ces gravillons est reprise dans le tableau 5.3. Leurs propriétés sont reportées dans le tableau 5.4.

Gravillons 8/12.5 et 12.5/20	
Masse volumique réelle (kg/m^3)	2750
Coefficient Los Angeles (résistance à la fragmentation)	30
Absorption d'eau (%)	1.2
Réaction alcali-silice	Non réactifs

Tableau 5.2 — Principales caractéristiques des gravillons calcaires 8/12.5 et 12.5/20.

Nature pétrographique (%)					
Silex	Quartz	Grès	Granitoïde	Calcaire	Roches volcaniques
49.6	0.3	0.2	6.9	41.1	1.9

Tableau 5.3 — Nature pétrographique des granulats silico-calcaires.

Gravillons 5/20 silico-calcaires	
Masse volumique réelle (kg/m^3)	2520
Coefficient Los Angeles (résistance à la fragmentation)	23
Absorption d'eau (%)	1.70
Réaction alcali-silice	Potentiellement réactifs

Tableau 5.4 — Principales caractéristiques des gravillons silico-calcaires 5/20.

- **Sable** : Le sable utilisé provient de la sablière de Chazé (49). La classe granulaire du sable utilisé est 0/2. Il s'agit d'un sable alluvionnaire roulé et lavé, composé à plus de 97% de SiO_2 . Quelques propriétés de ce sable sont rassemblées dans le tableau 5.5.

Sable 0/2	
Masse volumique réelle (kg/m^3)	2580
Module de finesse	2.81
Absorption d'eau (%)	0.58
Réaction alcali-silice	Non réactifs

Tableau 5.5 — Principales caractéristiques du sable de l'étude.

Les courbes granulométriques des gravillons et du sable sont portées sur la figure 5.4.

- **Adjuvant** : Afin de maintenir une maniabilité satisfaisante lors du coulage des corps d'épreuve, un plastifiant réducteur d'eau est utilisé. Le produit utilisé est le PRELOM300, du fabricant Degussa. Il s'agit d'un adjuvant liquide formulé à partir d'éthers polycarboxyliques modifiés. Sa masse volumique est de $1030 kg/m^3$ et sa quantité d'extraits secs est de $14 \pm 1.4\%$.

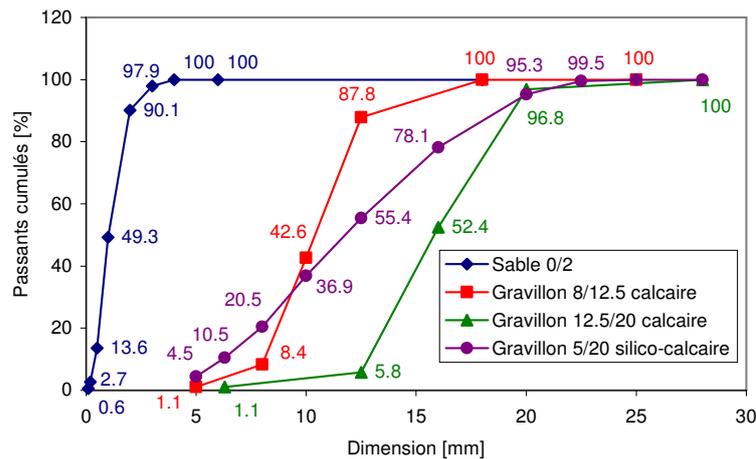


Figure 5.4 — Courbes granulométriques des différents granulats de l'étude.

5.4 Confection, conservation et état hydrique des corps d'épreuve avant essai

5.4.1 Confection des corps d'épreuve

Les coulages des corps d'épreuve de l'étude ont été effectués grâce à un malaxeur électrique (80 litres / gâchée de béton).

Le déroulement des gâchées de béton est comme suit :

- pré-mouillage du malaxeur,
- de t_0 à $(t_0 + 1')$: mélange à sec des constituants solides (granulats, ciment),
- de $(t_0 + 1')$ à $(t_0 + 1'30'')$: ajout du mélange eau/adjuvant (le superplastifiant est ajouté à l'eau préalablement au gâchage),
- de $(t_0 + 1'30'')$ à $(t_0 + 3')$: malaxage,
- de $(t_0 + 3')$ à $(t_0 + 5')$: rajout éventuel de superplastifiant (en fonction de la maniabilité) et fin du malaxage.

Le serrage du béton frais : serrage par table vibrante en deux couches.

5.4.2 Conservation et état hydrique initial des corps d'épreuve

L'état de conservation des éprouvettes est décrit comme suivant :

- Après coulage, les éprouvettes sont conservées à proximité du malaxeur (hall abrité) dans leur moule pendant 24 heures. Les moules sont recouverts d'une bâche plastique ou de couvercles en plastique afin d'éviter une évaporation trop importante de l'eau.
- Les éprouvettes sont ensuite démoulées et stockées dans un sac plastique et placées dans une chambre climatisée à 20°C ($\pm 2^\circ\text{C}$) et à humidité relative de

50% ($\pm 5\%$) jusqu'au jour de l'essai. Avec cette méthode, nous pouvons avoir un état initial quasi-homogène dans les éprouvettes.

- Les éprouvettes témoins sont fabriquées le même jour et stockées dans les mêmes conditions. Pour chaque type de formulation du béton et mortier, on a fait une éprouvette témoin pour étudier l'état hydrique initiale. Ces éprouvettes sont cylindriques de diamètre 104 mm et de hauteur 120 mm (c'est l'épaisseur de l'éprouvette prismatique de l'essai PTM). Afin que leur teneur en eau soit la plus proche possible de celle des corps d'épreuve, les éprouvettes témoins sont étanchées sur la périphérie par le film aluminium avant de mettre dans le sac plastique.
- La teneur en eau avant essai des corps d'épreuve est déterminée par ces éprouvettes de témoin. Elles sont placées en étuve à 80°C le jour du premier essai de la campagne expérimentale pour sécher complètement afin de déterminer leur teneur en eau massique initiale. Les éprouvettes de témoin sont considérées secs lorsque la différence entre deux pesées successives espacées de 24 heures est de l'ordre de la résolution de la balance utilisée (0.1 g dans notre cas). La teneur en eau massique et la saturation de ces éprouvettes sont alors considérées nulles. La teneur en eau massique des éprouvettes est déterminée selon l'équation (5.1).

$$w_0 = \frac{m_0 - m_{\text{sec}}}{m_0} \times 100 \text{ (en \%)} \quad (5.1)$$

avec m_0 est la masse initiale de l'éprouvette témoin et m_{sec} est la masse de l'éprouvette témoin après séchage total à 80°C.

- Les éprouvettes témoins sont ensuite resaturées complètement pour déterminer la teneur en eau à l'état complètement saturé. Pour cela, après séchage complet, toutes les éprouvettes témoins ont été mises dans l'eau pendant quatre mois, après cette période, nous avons effectué plusieurs pesées successives espacées de 24 heures. Les éprouvettes témoins sont considérées comme saturées lorsque la différence entre deux pesées successives est de l'ordre de la résolution de la balance utilisée (0.1 g dans notre cas). A partir du poids en état saturé des éprouvettes nous pouvons déterminer leur saturation initiale selon la formule suivant :

$$S_l^0 = \frac{m_l^0}{m_l^{\text{sat}}} \times 100 = \frac{m_0 - m_{\text{sec}}}{m_{\text{sat}} - m_{\text{sec}}} \times 100 \text{ (en \%)} \quad (5.2)$$

avec m_l^0 est la masse initiale de l'eau dans l'éprouvette, m_l^{sat} est la masse de l'eau dans l'éprouvette saturé et m_{sat} est la masse de l'éprouvette saturé.

- Nous pouvons également estimer la porosité initiale (Eq. 5.3) et la masse volumique initiale des corps d'épreuve selon les formules suivante :

$$\phi_0 = \frac{m_l^{\text{sat}}}{V \times \rho_l} \quad (5.3)$$

$$\rho_0 = \frac{m_0}{V} \quad (5.4)$$

avec ρ_l est la masse volumique de l'eau liquide soit $1000 \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$ et V est le volume de l'éprouvette de témoin : $V = \frac{\pi \times 0.104^2}{4} \times 0.120 = 0.00102 \text{ (m}^3\text{)}$.

L'état hydrique initial des éprouvettes est donné en détail dans le tableau 5.6.

	B40SC	B40C	M40
Durée de la conservation (jours)	90	124	115
Teneur en eau massique (%)	4.06	3.89	6.94
Saturation (%)	77.03	76.76	78.02
Porosité (%)	14.52	13.93	22.76
Masse volumique (kg/m^3)	2751.66	2746.76	2559.39

Tableau 5.6 — Etat hygrique initial des matériaux au jour du premier essai de leur campagne expérimentale.

Les valeurs de la porosité de deux bétons estimées dans cette étude sont quasi similaires avec celles mesurées par Mindeguia [96]. La porosité du mortier est quasi similaire avec celle estimé par la loi de mélange présenté dans les deux chapitres de simulation numérique.

Les saturations initiales de trois matériaux sont similaires. Ceci est grâce à la méthode de conservation dans le sac plastique. Avec cette méthode, cette saturation est quasi homogène dans le mortier des corps d'épreuve.

La figure 5.5 présente les évolutions de la perte de masse des éprouvettes de témoin dans l'étuve à 80°C .

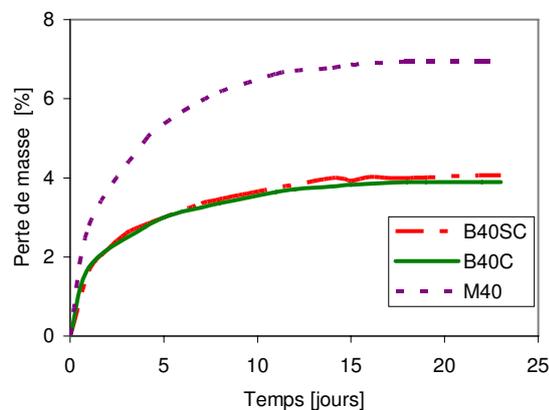


Figure 5.5 — Evolutions de la perte de masse des éprouvettes de témoin dans l'étuve à 80°C .

5.5 Résistance à la compression à 28 jours

Un moyen de contrôle de la fabrication des bétons est la mesure de leurs propriétés mécaniques de base à 28 jours après le coulage. La connaissance de la résistance en compression à 28 jours des bétons est de plus reprise pour la dénomination des bétons de l'étude.

Pour déterminer cette résistance, trois essais pour chaque matériau ont été réalisés à 28 jours après le coulage sur des éprouvettes cylindriques $\phi 160\text{mm} \times h 320\text{mm}$ rectifiées au lapidaire. L'application de la charge mécanique est effectuée via une presse hydraulique de capacité 5000 kN . La charge de compression est appliquée de façon monotone (sans cycles) à la vitesse de $10\text{ kN}\cdot\text{s}^{-1}$ jusqu'à rupture de l'éprouvette.

Le tableau 5.7 présente la résistance en compression à 28 jours des différents matériaux de l'étude.

		R_c (MPa)
B40SC	Essai 1	37.40
	Essai 2	38.50
	Essai 3	35.36
	Moyenne	37.09
B40C	Essai 1	41.13
	Essai 2	44.86
	Essai 3	43.17
	Moyenne	43.05
M40	Essai 1	33.52
	Essai 2	37.00
	Essai 3	33.27
	Moyenne	34.60

Tableau 5.7 — Résistance en compression à 28 jours des différents matériaux de l'étude.

La résistance en compression à 28 jours du B40C est plus grande que celle du B40SC. Cependant, toutes ces deux résistances sont plus ou moins proche de 40 MPa . La résistance de compression du mortier est plus faible par rapport au deux bétons.

5.6 Sollicitations thermiques

Les vitesses choisies pour la montée en température à la surface de l'éprouvette sont égales à $1^\circ\text{C}/\text{min}$ et $5^\circ\text{C}/\text{min}$ jusqu'à 400°C puis stabilisation à cette température jusqu'à l'équilibre de la masse.

Dans le cadre de notre étude, nous voulons contrôler la température à la surface des éprouvettes. Cependant, il est très difficile d'obtenir la température à la surface chauffée de l'éprouvette par le thermocouple. Ainsi, nous avons utilisé le thermocouple

à 2 mm de la surface chauffée pour contrôler la courbe de température. Des simulations préliminaires montrent que la courbe de température à la surface chauffée et à 2 mm par rapport à elle sont similaires. La différence maximale de ces deux températures pour la vitesse $1^\circ\text{C}/\text{min}$ est de 1.27% et pour la vitesse $5^\circ\text{C}/\text{min}$ est de 3.52%. La figure 5.6 présente la comparaison des évolutions de température à ces deux positions selon le temps.

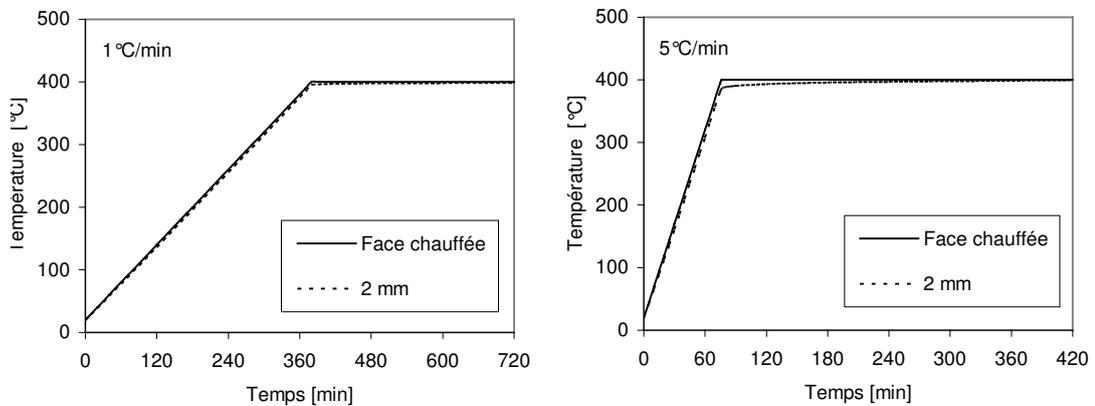


Figure 5.6 — Comparaison par simulation des évolutions de la température à la surface chauffée et à 2 mm : écart limité à 1.27% pour le chauffage à $1^\circ\text{C}/\text{min}$ et de 3.52% pour le chauffage à $5^\circ\text{C}/\text{min}$.

Ainsi, nous avons contrôlé la courbe de température à 2 mm pour la maintenir à la vitesse de $1^\circ\text{C}/\text{min}$ ou $5^\circ\text{C}/\text{min}$ et puis stabiliser à 400°C .

La figure 5.7 montre les profils des températures souhaitée et obtenue à 2 mm de la surface chauffée pour les deux chauffages à $1^\circ\text{C}/\text{min}$ et $5^\circ\text{C}/\text{min}$.

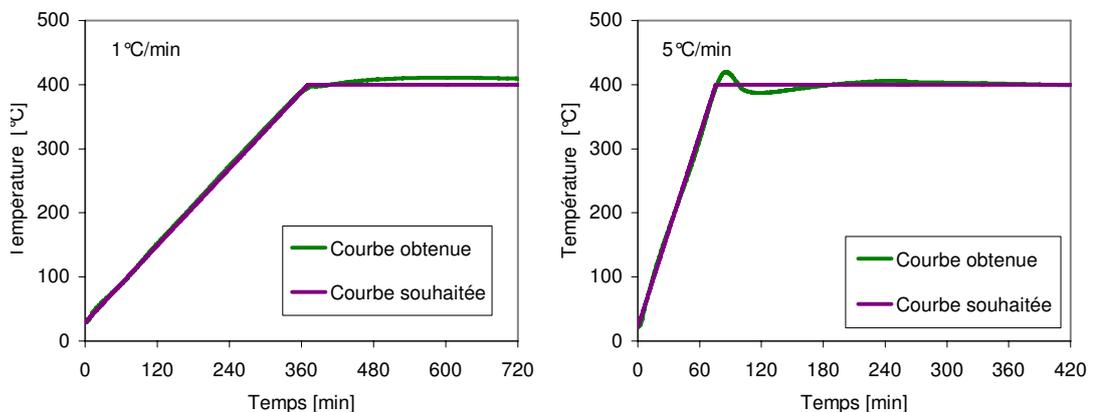


Figure 5.7 — Profil des températures souhaitée et obtenue à 2 mm de la surface chauffée pour le chauffage à $1^\circ\text{C}/\text{min}$ (gauche) et à $5^\circ\text{C}/\text{min}$ (droite).

Le nombre des essais “PTM” réalisé est résumé dans le tableau 5.8 :

	1°C/min	5°C/min
Mortier M40	2	2
Béton B40C	2	2
Béton 40SC	2	2
Total d'essai	12	

Tableau 5.8 — Nombre des essais “PTM”.

5.7 Résultats et discussions

Comme pour chaque matériau et vitesse de chauffage, nous avons fait deux essais : l'un avec deux groupes de capteurs à 20 mm et 40 mm, l'autre avec deux groupes de capteurs à 20 mm et 60 mm.

Ainsi, concernant les graphiques présentés dans ce chapitre, la légende “20 × 40” correspond avec l'éprouvette ayant des capteurs à 20 mm et 40 mm, la légende “20 × 60” correspond à l'éprouvette ayant des capteurs à 20 mm et 60 mm. La partie après le trait dans les légendes correspond avec la position du capteur.

5.7.1 Chauffage 1°C/min

5.7.1.1 Température

La figure 5.8 présente des évolutions de la température en fonction du temps dans des éprouvettes PTM pour le chauffage à 1°C/min.

Globalement, les évolutions de la température à la même profondeur dans des éprouvettes de même type de matériau sont similaires. Il n'y a pas de différence significative entre les températures des éprouvettes en béton B40C et B40SC. Ceci est attribué aux propriétés thermiques relativement proches de ces deux bétons. Cependant, les températures mesurées dans des éprouvettes en mortier sont plus faibles que celles des deux bétons à toutes les profondeurs (Fig. 5.9). Le gradient thermique dans le mortier semble plus grand que dans le béton. Cette différence est due à la faible conductivité thermique du mortier par rapport aux granulats.

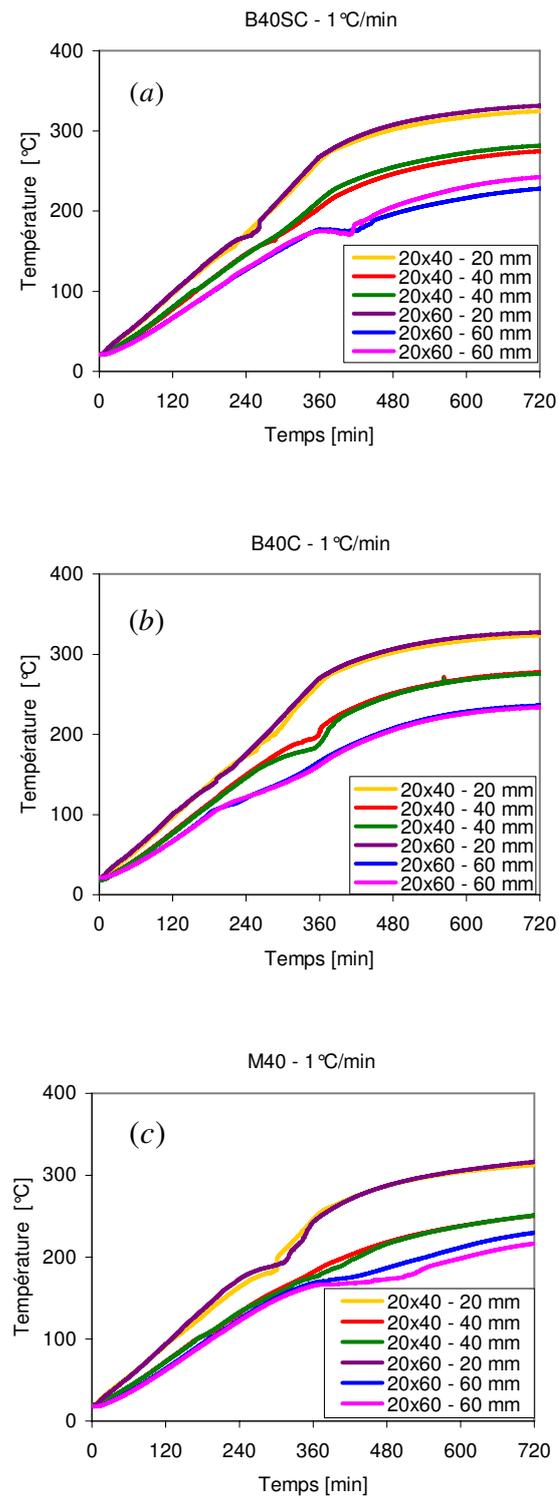


Figure 5.8 — Evolutions de la température en fonction du temps pour le chauffage à 1°C/min : (a) - Pour le béton B40SC, (b) - Pour le béton B40C et (c) - Pour le mortier M40.

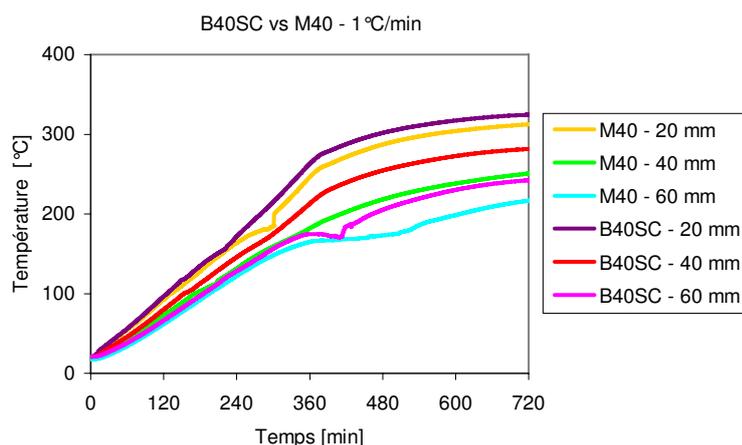


Figure 5.9 — Comparaison des évolutions de la température en fonction du temps pour le chauffage à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$ entre le béton B40SC et le mortier M40.

5.7.1.2 Perte de masse

La figure 5.10 présente des évolutions de la perte de masse en fonction du temps dans des éprouvettes PTM pour le chauffage à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

Globalement, la perte de masse est similaire pour le même type de matériau surtout pour le B40SC. Pour le béton B40C et le mortier M40, la perte de masse dans l'éprouvette ayant les sondes à 20 mm et 60 mm semble plus grande que l'autre.

5.7.1.3 Pression

La figure 5.11 présente des évolutions de la pression de gaz en fonction du temps dans des éprouvettes PTM pour le chauffage à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

Globalement, nous avons obtenu le profil en “cloche” de toutes les courbes de pression de six essais : une première phase de génération des pressions suivie d'une deuxième phase de décroissance des pressions. Les pressions mesurées dans tous les trois matériaux sont globalement faibles. Ceci est dû au chauffage relativement faible, c'est pourquoi la diffusion de la chaleur est suffisamment lente pour permettre aux fluides de se déplacer (séchage du matériau) sans engendrer d'importantes pressions.

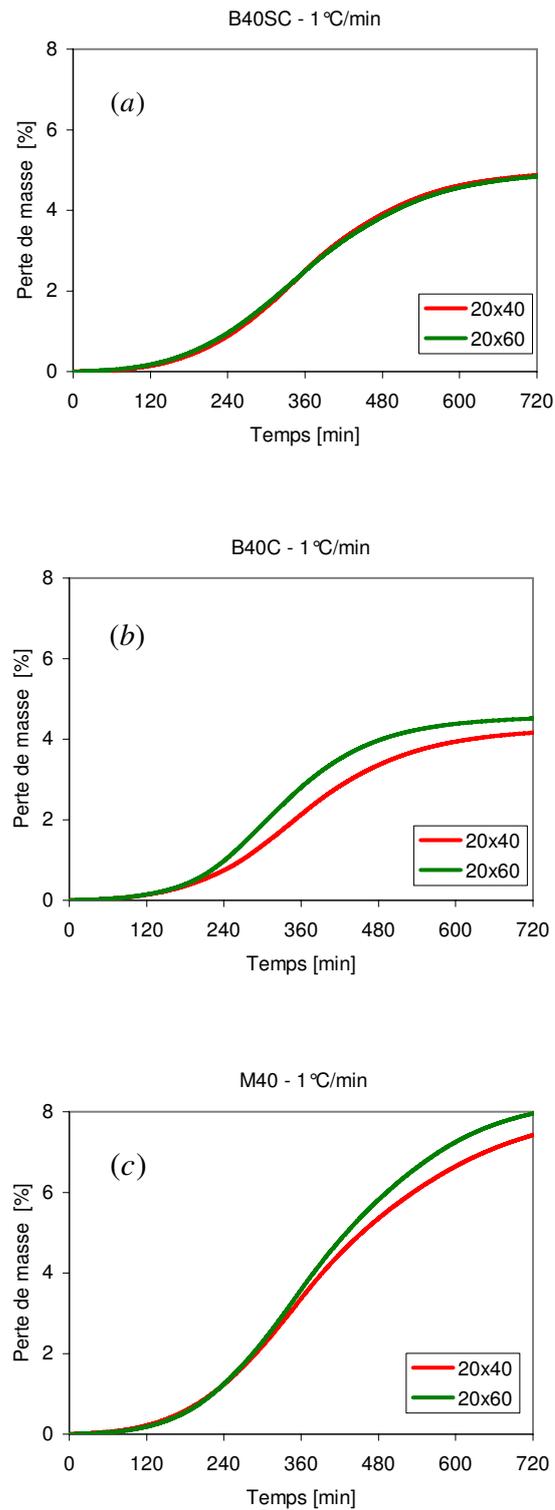


Figure 5.10 — Evolutions de la perte de masse en fonction du temps pour le chauffage à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$: (a) - Pour le béton B40SC, (b) - Pour le béton B40C et (c) - Pour le mortier M40.

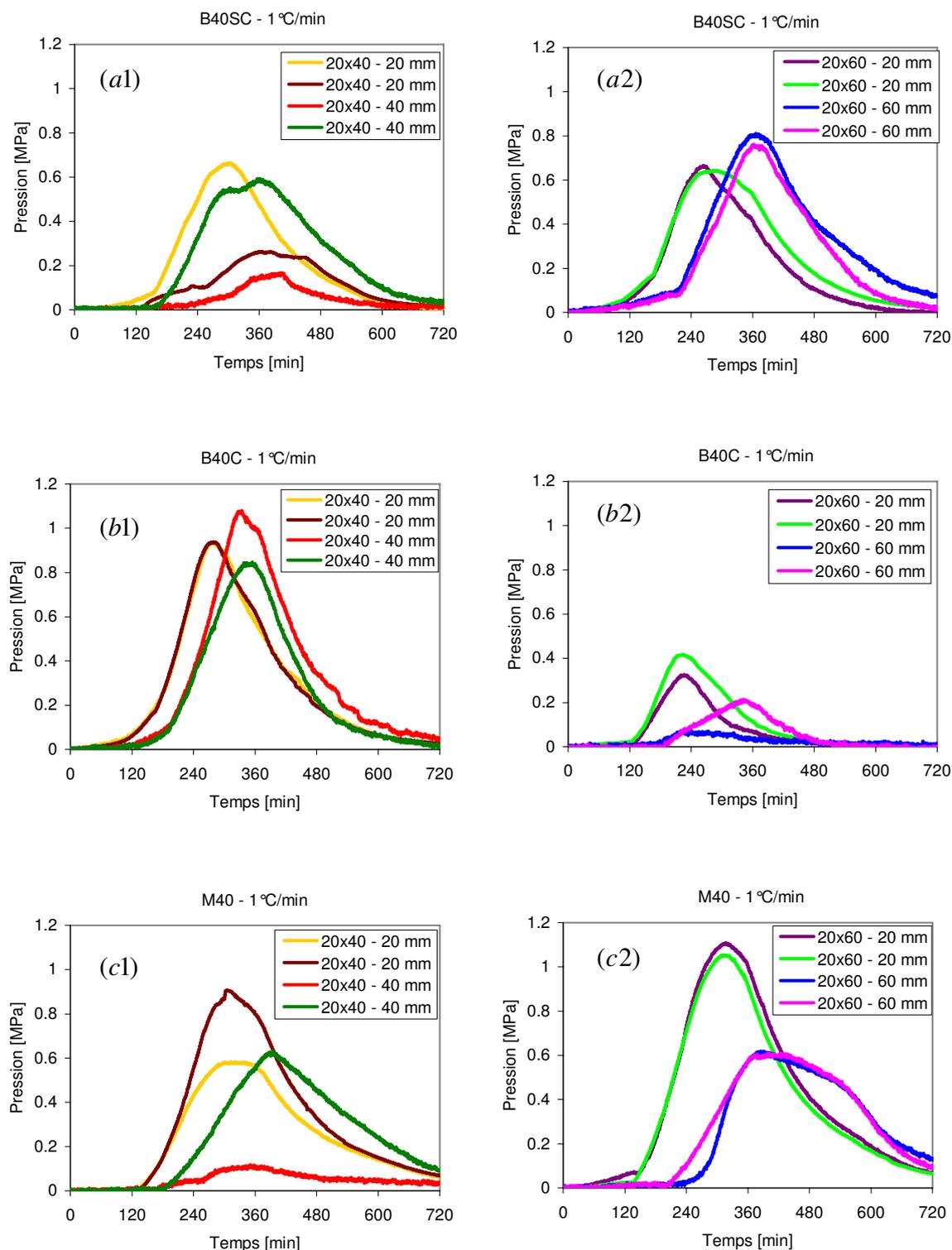


Figure 5.11 — Evolutions de la pression en fonction du temps pour le chauffage à 1°C/min : (a1) - Epruvette B40SC avec les sondes à 20 mm et 40 mm, (a2) - Epruvette B40SC avec les sondes à 20 mm et 60 mm, (b1) - Epruvette B40C avec les sondes à 20 mm et 40 mm, (b2) - Epruvette B40C avec les sondes à 20 mm et 60 mm, (c1) - Epruvette M40 avec les sondes à 20 mm et 40 mm, (c2) - Epruvette M40 avec les sondes à 20 mm et 60 mm.

La figure 5.11 - a1 présente les pressions mesurées dans l'éprouvette B40SC 20×40 . Sur cette figure nous pouvons remarquer que l'une des sondes de pression à 20 mm de la surface chauffée (courbe de couleur brun) ainsi que l'une des sondes à 40 mm (courbe de couleur rouge), donnent des pressions beaucoup plus faibles que l'autre sonde située à la même profondeur. Ceci pourrait être dû à une fuite de gaz au niveau des connecteurs de ces deux sondes. En effet, lors de l'essai, nous avons observé une fuite de gaz au niveau des connecteurs et des bulles d'air dans le tube flexible rempli d'huile silicone qui relie la sonde au transducteur de pression. Il est à noter que l'essai sur le B40SC 20×40 a été le premier essai réalisé, nous avons corrigé ce problème par la suite. Ainsi, les résultats de pression de ces deux sondes ne semblent pas valides. Sur les deux autres sondes de cette éprouvette, nous n'avons pas observé d'événements particuliers. Tout semble bien fonctionner et nous avons obtenu une pression maximale de 0.66 MPa à 20 mm de profondeur et de 0.58 MPa à 40 mm de profondeur.

La figure 5.11 - a2 présente les pressions mesurées dans l'éprouvette B40SC 20×60 . Nous avons obtenu quatre courbes de pression concordantes avec les estimations par simulation numérique. Aucun événement particulier n'est observé tout au long de cet essai. Les deux courbes de pression à 20 mm ainsi que la courbe valide à 20 mm pour l'éprouvette 20×40 sont similaires. Les deux courbes de pression à 60 mm sont également proches. La pression maximale au pic à 60 mm est égale à 0.81 MPa . La dispersion de pression à la même profondeur est faible. Ceci est certainement favorisé par la vitesse de chauffage qui est faible ($1^\circ\text{C}/\text{min}$).

La figure 5.11 - b1 présente les pressions mesurées dans l'éprouvette B40C 20×40 . Nous n'avons pas constaté d'événement particulier pour cet essai. Les deux courbes obtenues à 20 mm sont très proches, la valeur de pression au pic à cette profondeur est égale à 0.94 MPa , et donc plus grande que celle du B40SC. Les deux courbes à 40 mm présente une différence de l'ordre de 0.22 MPa , la valeur maximale au pic est égale à 1.06 MPa . La raison pour laquelle les pressions générées dans le B40SC sont plus faibles que celles générées dans le B40C peut être attribuée à la perméabilité au gaz du B40SC plus élevée que celle du B40C dès 250°C [96]. Cette dernière selon [96] est due à un endommagement dans l'éprouvette B40SC à cause de la nature siliceuse de certains de ses granulats, et plus particulièrement des silix.

La figure 5.11 - b2 présente les pressions mesurées dans l'éprouvette B40C 20×60 . Les pressions à ces deux profondeurs dans cet essai sont très faibles par rapport à l'essai sur B40C 20×40 . Un contrôle des sondes effectué avant l'essai montre l'existence d'un jeu entre les tubes inox et le mortier et ces tubes peuvent bouger. Ceci est certainement dû à un contact accidentel lors de la manipulation. Ces jeux peuvent permettre à la vapeur d'eau s'évacuer rapidement de l'intérieur à l'extérieur de l'éprouvette. Ceci peut être la raison pour laquelle les pressions mesurées par les quatre sondes de cette éprouvette sont très faibles.

La figure 5.11 - c1 présente les pressions mesurées dans l'éprouvette M40 20×40 . Nous n'avons pas observé d'événements particuliers tout au long de l'essai. Cependant, nous avons obtenu les pressions qui sont très variées à toutes les deux profondeurs (20 mm et 40 mm). Une courbe de pression à 40 mm de profondeur est quasi-constante.

Ainsi, nous avons fait la découpe de cette éprouvette à la position des sondes. A partir de la découpe, nous avons observé visuellement que les deux sondes à 40 mm de la surface chauffée ne sont pas enrobées du mortier (Fig. 5.12). Cela s'est passé au moment du coulage. Comme les sondes ne sont pas en contact avec le mortier et l'espace entre eux est assez important, ces sondes donnent effectivement des valeurs de pressions invalides qui ne correspondent pas à celles réelles dans le mortier. La découpe de l'éprouvette n'a malheureusement pas permis de bien visualiser les deux sondes à 20 mm car elle était légèrement décalée par rapport au centre de ces dernières. Dans la figure 5.12 nous reproduisons schématiquement l'image de la découpe de l'éprouvette M40 20×40 à la position des sondes à 40 mm . Les photographies ne sont pas présentées ici pour des raisons de confidentialité sur la technique de fabrication des sondes.

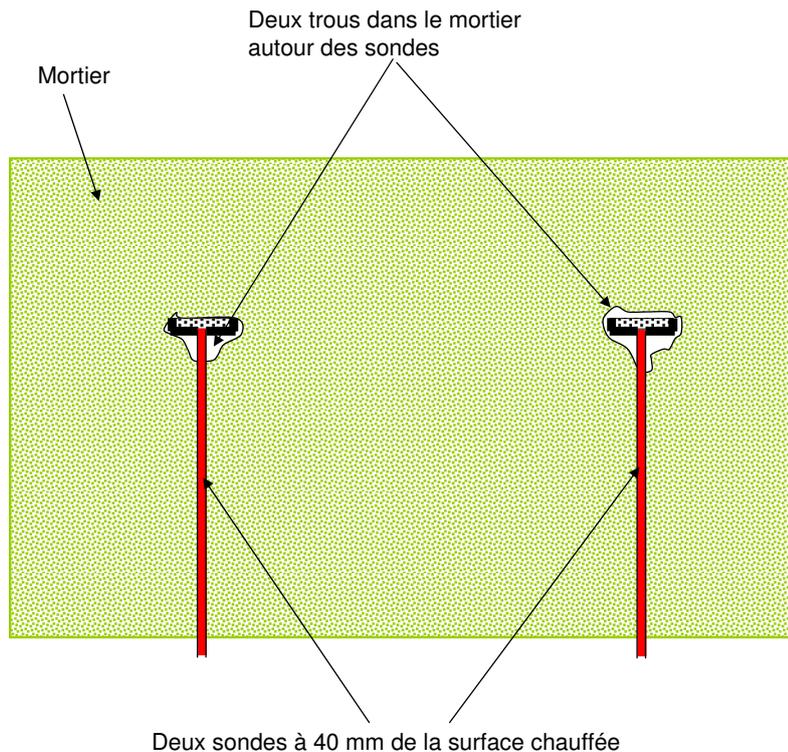


Figure 5.12 — Découpe de l'éprouvette M40 20×40 à la position des deux sondes à 40 mm .

La figure 5.11 - c2 présente les pressions mesurées dans l'éprouvette M40 20×60 . Nous n'avons pas observé d'événements particuliers tout au long de l'essai. Pour chaque profondeur (20 ou 60 mm), la pression mesurée est quasiment la même. La pression maximale au pic à 20 mm est égale 1.1 MPa et est plus grande que celle des deux bétons B40SC et B40C. Par contre, la pression maximale au pic à 60 mm est égale 0.6 MPa et est plus faible que celle du B40SC. Ceci est probablement dû à la porosité plus grande ainsi la vapeur peut s'évacuer plus facilement et au cours du temps la pression décroît plus rapidement que dans les deux bétons. Afin d'assurer que les résultats de pression de l'éprouvette M40 20×60 sont valides, nous avons réalisé la découpe de cette

épreuve à la position de toutes ces quatre sondes. Cette découpe montre que toutes les quatre sondes sont bien enrobées et adhésives avec le mortier. Ainsi, les pressions mesurées par ces sondes semblent correctes.

L'éprouvette B40C 20 × 40, qui a donné des pressions qui nous paraissent raisonnables, a été découpée afin d'étudier l'effet des granulats sur les pressions d'une part et de vérifier la bonne qualité de l'adhésion sonde-mortier d'une autre part. La figure 5.13 présente un dessin reproduit à partir des photographies de cette découpe. Cette découpe montre que toutes les quatre sondes sont bien enrobées et adhésives avec le mortier. C'est pourquoi, les valeurs des pressions mesurées sont réalistes et correspondent bien à des pressions dans la matrice constitutive de l'éprouvette béton B40C 20 × 40. Selon la figure 5.11 - b1 les deux pressions à 20 mm de la surface chauffée sont très proches. Celles mesurées à 40 mm de la surface chauffée présentent une différence de l'ordre de 0.22 MPa. Deux raisons favorisent certainement cette faible différence de pression dans cette éprouvette : d'une part, le chauffage est relativement lent, d'autre part, la valeur mesurée par la sonde semble correspondre à la pression moyenne dans la zone de $12 \times 2 \text{ mm}^2$ comme montré dans le chapitre 3 (cf. paragraphe 3.4.4 et 3.4.5).

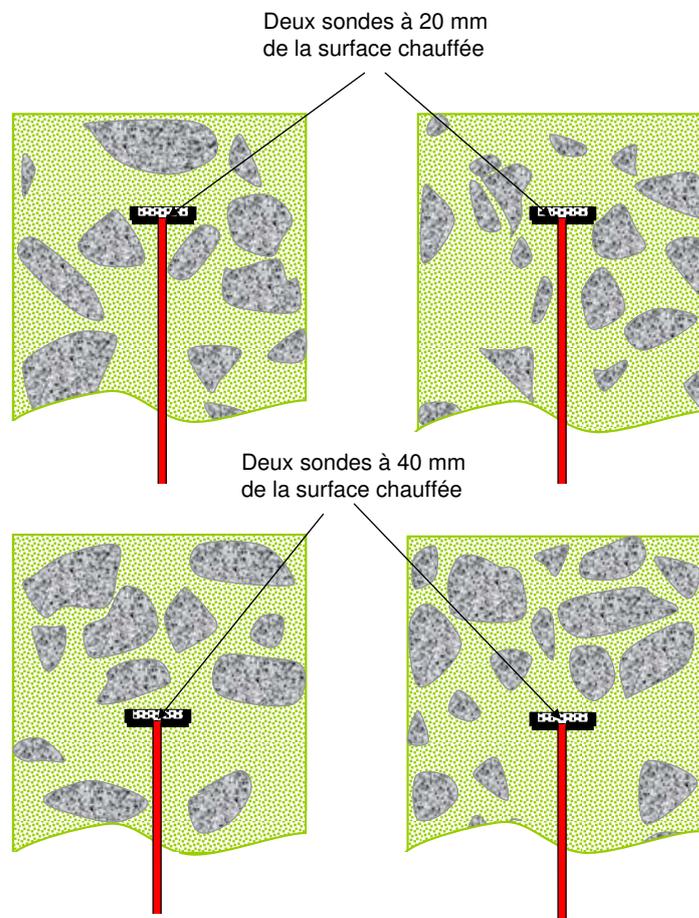


Figure 5.13 — Découpe de l'éprouvette B40C 20 × 40 à des positions des sondes.

5.7.2 Chauffage $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$

5.7.2.1 Température

La figure 5.14 présente des évolutions de la température en fonction du temps dans des éprouvettes PTM pour le chauffage à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

Comme pour le chauffage à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$, les évolutions de la température à la même profondeur dans des éprouvettes du même matériau sont similaires. Il n'y a pas de différence significative entre les températures des éprouvettes en béton B40C et B40SC.

La figure 5.15 présente la comparaison des températures mesurées dans des éprouvettes de mortier M40 et de béton B40SC. Les températures du mortier sont plus faibles que celles des deux bétons à toutes les profondeurs. Cette différence peut atteindre 80°C . En effet, le mortier a une conductivité plus faible et un réseau poreux plus important par rapport au béton. Ceci peut être la raison pour laquelle le gradient thermique dans le mortier est plus grand que celui dans le béton.

5.7.2.2 Perte de masse

La figure 5.16 présente des évolutions de la perte de masse en fonction du temps dans des éprouvettes PTM pour le chauffage à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

La variabilité de la mesure de la perte de masse entre deux éprouvettes du même matériau est très faible, notamment pour le B40SC. Pour le béton B40C, la perte de masse dans l'éprouvette 20×60 semble également plus grande que celle 20×40 . Pour le mortier M40, la différence de perte de masse de deux essais est faible.

Contrairement aux essais à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$, nous avons observé une augmentation brusque de la perte de masse pour chacune des éprouvette chauffées à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ après un peu plus d'une heure de chauffage. Ceci a lieu vers 70 min de chauffage pour les deux éprouvettes B40SC, vers 77 min de chauffage pour les deux éprouvettes B40C et vers 60 min de chauffage pour les deux éprouvettes en mortier M40. En effet, lors de l'essai, toutes les éprouvettes laissent s'échapper de l'eau sous forme liquide aux faces latérales et inférieure. L'écoulement de l'eau vers l'extérieur est très important à ces moments d'augmentation brusque de la perte de masse. Cet écoulement de l'eau est dû probablement à un réseau de fissures créé lors du chauffage dans l'éprouvette. Ce réseau de fissures forme un chemin préférentiel pour que l'eau puisse s'écouler facilement à l'extérieur.

La figure 5.17 montre l'apparition de l'eau autour d'une fissure à une face latérale lors de l'essai, cet écoulement de l'eau a fait humidifier une grande partie à la face inférieure de l'éprouvette. Sur la figure 5.18 nous pouvons voir des traces laissées par le départ d'eau à une face latérale des éprouvettes ainsi que les fissures à cette face. Sur la figure 5.19 nous pouvons voir l'apparition de l'eau autour des sondes de pressions. Ceci est probablement dû à la décohésion entre la sonde en acier et le mortier causée par l'incompatibilité de comportement de ces deux matériaux à haute température. Nous pouvons observer visuellement cette décohésion sur la figure 5.19 Notons que

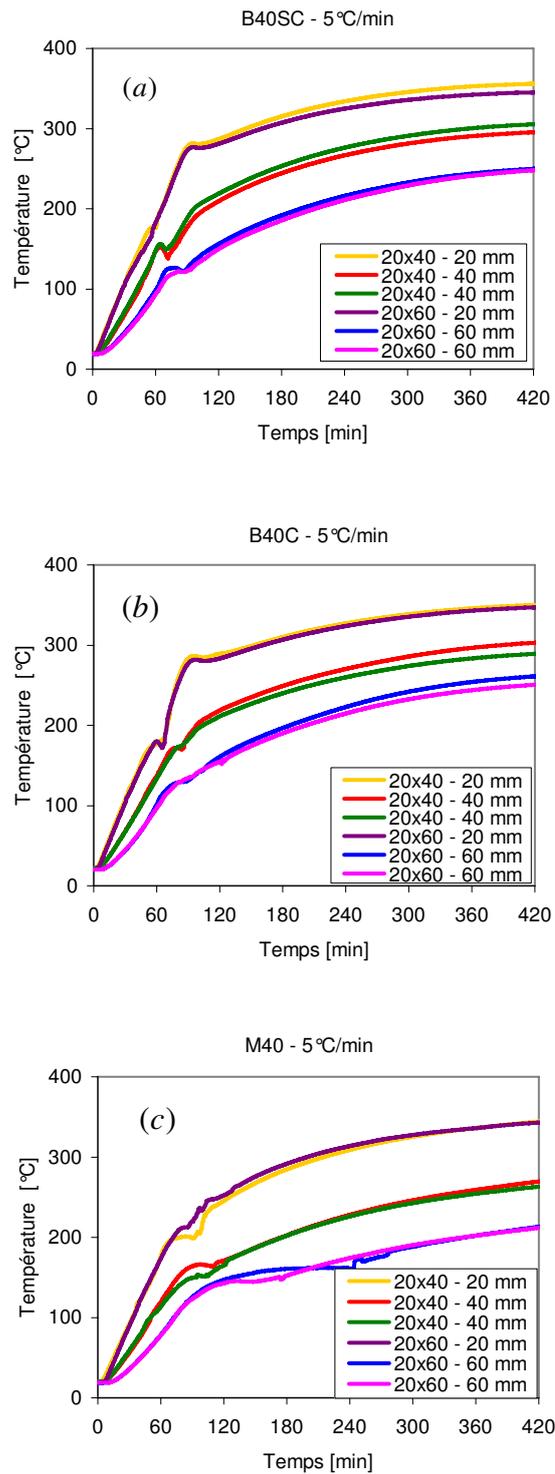


Figure 5.14 — Evolutions de la température en fonction du temps pour le chauffage à 5°C/min : (a) - Pour le béton B40SC, (b) - Pour le béton B40C et (c) - Pour le mortier M40.

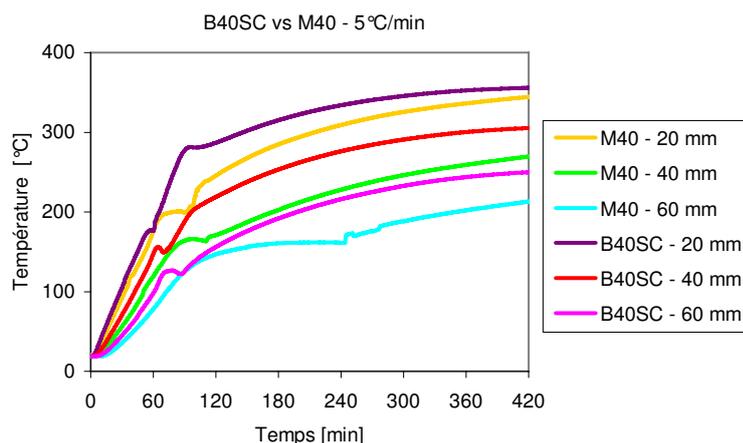


Figure 5.15 — Comparaison des évolutions de la température en fonction du temps pour le chauffage à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ entre le béton B40SC et le mortier M40.

l'apparition de l'eau aux faces latérales et autour des sondes de pression a lieu pour tous les essais avec le chauffage à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$. L'eau a apparu fortement entre 60 – 90 min de chauffage et forme des zones humides. Et puis, ces zones humides commencent à sécher, cependant nous avons remarqué que des goûtes d'eau continuent à s'écouler lentement à partir de la zone de décohésion et puis le long du tube inox jusqu'à $2\text{h}30$ min de chauffage. Notons également que cette apparition de l'eau autour des sondes et aux faces latérales n'a presque pas lieu lors du chauffage à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$.



Figure 5.17 — Apparition de l'eau à une face latérale et puis à la face inférieure au cours de l'essai.

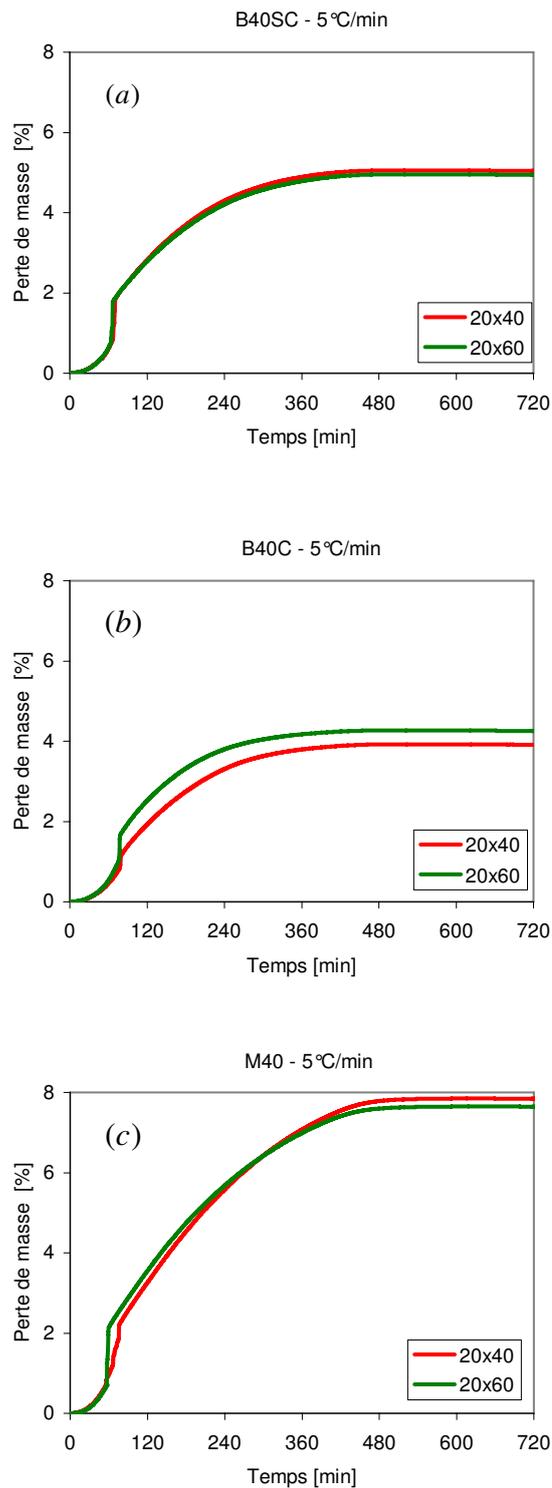


Figure 5.16 — Evolutions de la perte de masse en fonction du temps pour le chauffage à 5°C/min : (a) - Pour le béton B40SC, (b) - Pour le béton B40C et (c) - Pour le mortier M40.

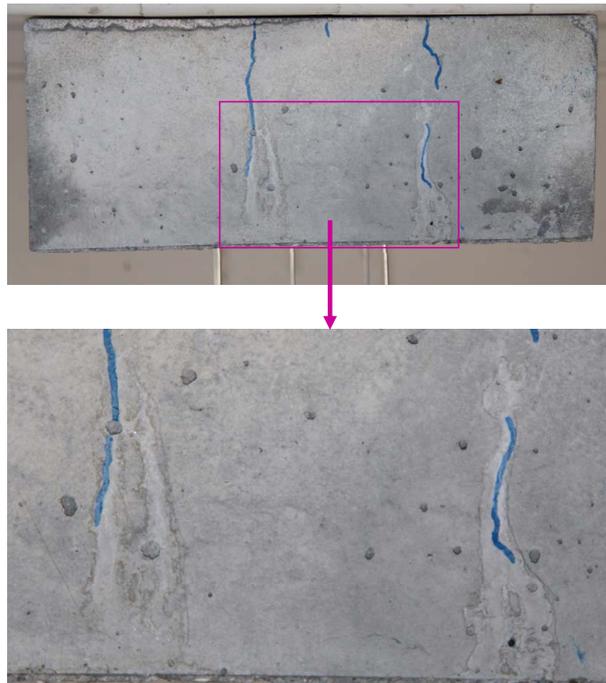


Figure 5.18 — Traces laissées par le départ d'eau à une face latérale des éprouvettes ainsi que les fissures à cette face.

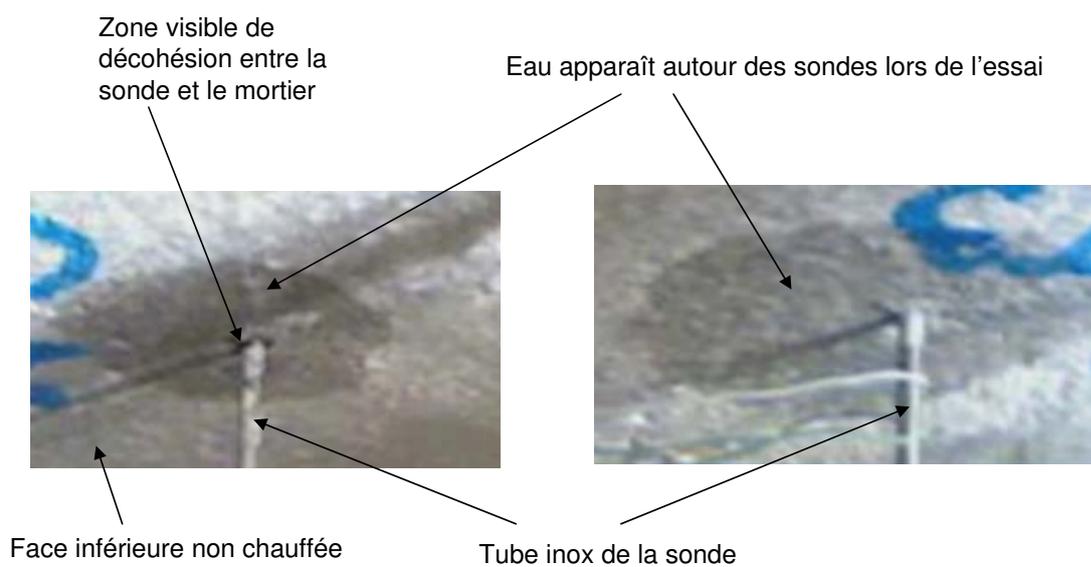


Figure 5.19 — Apparition de l'eau autour des sondes de pressions pendant l'essai avec le chauffage à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

5.7.2.3 Pression

La figure 5.20 présente des évolutions de la pression en fonction du temps dans des éprouvettes PTM pour le chauffage à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

Comme le chauffage à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$, nous avons obtenu le profil en “cloche” de toutes les courbes de pression de six essais : une première phase de génération des pressions suivie d'une deuxième phase de décroissance des pressions. Cependant, la largeur entre ces deux phases est plus étroite que celle observée lors des essais avec le chauffage lent.

Concernant le béton B40SC (Fig. 5.20 - *a1* & *a2*), les pressions obtenues sont faibles, les pics de pression aux trois profondeurs ont lieu entre 60 – 70 min de chauffage. Après le pic, la pression diminue très rapidement.

Concernant le béton B40C (Fig. 5.20 - *b1* & *b2*), l'une des deux pressions à 20 mm (1.6MPa) est 2 fois plus grande que l'autre (0.8MPa). La pression mesurée dans les éprouvettes B40C semble plus grande que celle du B40SC aux trois profondeurs. La pression du B40C diminue plus lentement après le pic que celle du béton B40SC.

Concernant le mortier M40 (Fig. 5.20 - *c1* & *c2*), les quatre courbes de pression à 20 mm sont assez similaires. Ses valeurs maximales au pic sont de même l'ordre de grandeur (maximum : 1.74MPa , minimum : 1.37MPa). Trois pics ont lieu à 83.5 min de chauffage, le quatrième à 87 min de chauffage. Ces quatre courbes de pression sont aussi similaires avec l'une des deux courbes de pression à 20 mm du B40C (courbe de couleur brun ayant la valeur au pic de 1.6MPa). Les pressions obtenues à 40 mm sont plus faibles, par contre à 60 mm elles sont plus grandes que celles du B40C.

Globalement pour tous les trois matériaux, la deuxième phase de décroissance des pressions commence lors de la perte brusque de masse (Fig. 5.16). Comme évoqué dans la partie d'analyse de la perte de masse, nous avons observé après les six essais à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ des réseaux de fissures sur la face exposée des éprouvettes ainsi que des fissures verticales sur ses faces latérales. D'importantes traces d'humidité sont également observées autour des fissures sur des faces latérales, témoignant de la création de chemins de passage privilégiés aux fluides vers l'extérieur de l'éprouvette lors du chauffage (il est important de noter qu'après les essais sous chauffage lent $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$, aucune fissure de ce type n'est observée sur toutes les éprouvettes). Ces observations sont en accord avec celles de Mindeguia et al. [99, 96].

En outre, l'endommagement de l'éprouvette de B40SC est plus important par rapport à celle du B40C. Ceci est attribué à la forte teneur en silex des granulats du B40SC. En effet, ces derniers présentent des phénomènes de clivage lorsqu'ils sont chauffés, générant par conséquent un endommagement important (fissuration) du béton. Ces observations sont également en accord avec celles de Mindeguia et al. [99], [96]. Lors des essais sur le B40SC, un comportement particulier a été observé : des crépitements en surface exposée sont audibles aux alentours de 70 – 80 min de chauffage (moment de perte importante de masse). Ces sons ne sont pas audibles pour les essais sur le B40C et M40. Ces crépitements semblent correspondre à l'ouverture de nombreuses micro-fissures à proximité de la surface exposée, pouvant par conséquent accélérer le transport des fluides.

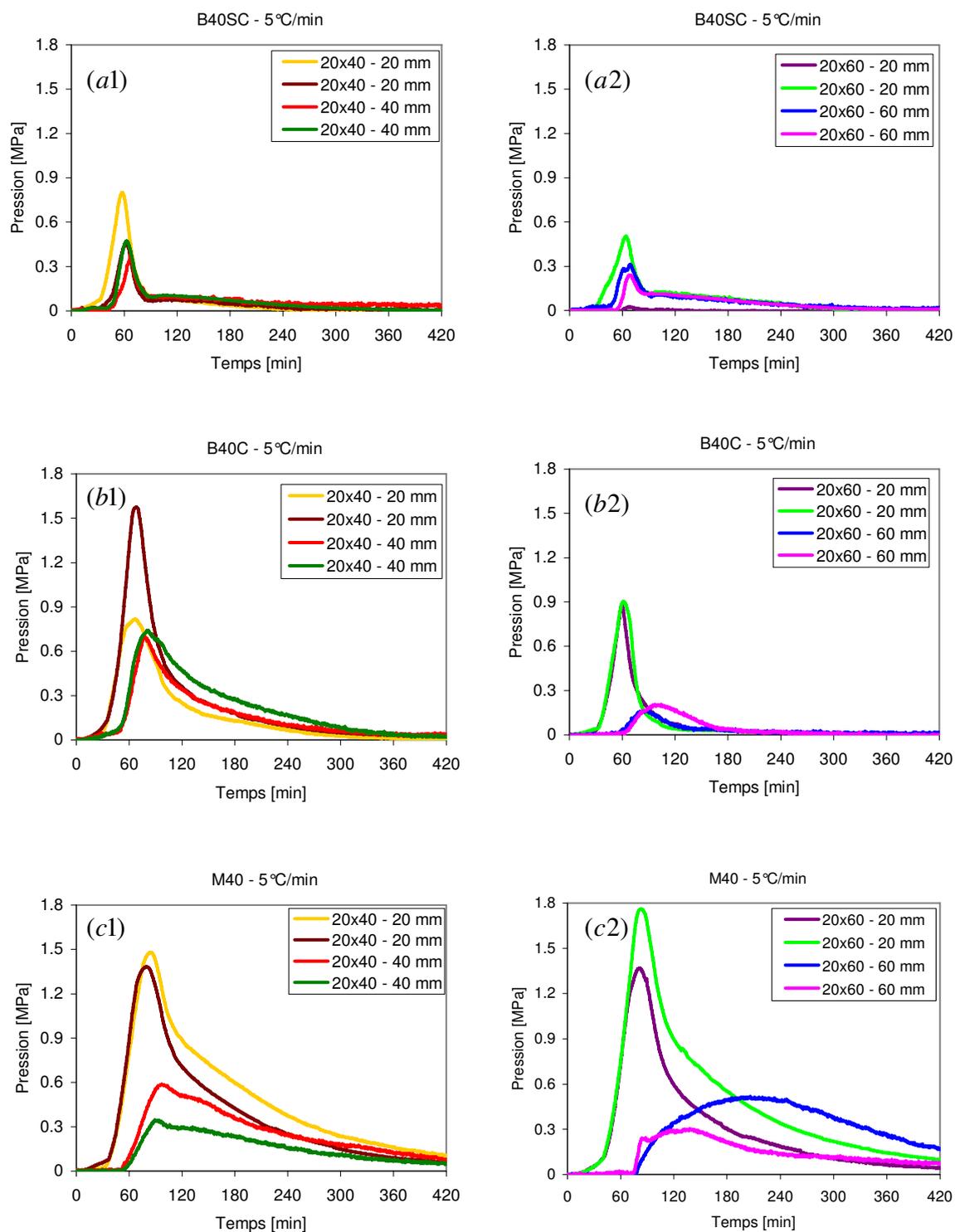


Figure 5.20 — Evolutions de la pression en fonction du temps pour le chauffage à 5°C/min : (a1) - Epruvette B40SC avec les sondes à 20 mm et 40 mm, (a2) - Epruvette B40SC avec les sondes à 20 mm et 60 mm, (b1) - Epruvette B40C avec les sondes à 20 mm et 40 mm, (b2) - Epruvette B40C avec les sondes à 20 mm et 60 mm, (c1) - Epruvette M40 avec les sondes à 20 mm et 40 mm, (c2) - Epruvette M40 avec les sondes à 20 mm et 60 mm.

Sur la figure 5.21, nous pouvons voir le réseau de fissures ainsi que des écailles sur la surface exposée d'une éprouvette B40SC. Notons que sur les éprouvettes B40C et M40, nous avons également observé des réseaux de fissures assez similaires à celles de l'éprouvette B40SC mais nous n'avons pas observé d'écailles.

Par ailleurs, nous avons également observé que les éprouvettes B40C sont plus fissurées que celles M40. Cette différence peut être expliquée par les incompatibilités de déformation entre les agrégats et la pâte de ciment qui peut ainsi causer un endommagement plus important dans le béton B40C.

Plus l'endommagement dans l'éprouvette est important, plus les transports des fluides de l'intérieur vers l'extérieur de l'éprouvette augmentent et la pression diminue. Nous pouvons ainsi expliquer les pressions plus importantes observées dans le mortier M40 et celles plus faibles dans le béton B40SC.

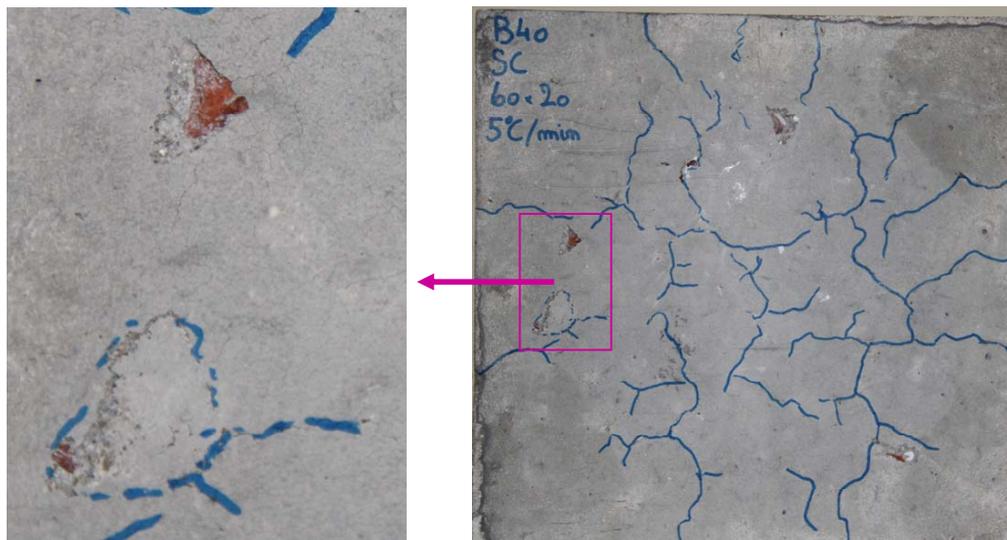


Figure 5.21 — Réseau de fissures ainsi que des écailles sur la surface exposée d'une éprouvette B40SC chauffée à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

Nous avons décrit dans le paragraphe sur la perte de masse les observations réalisées. Lorsque les éprouvettes sont chauffées à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$, celles-ci présentent des fissures et des écoulements d'eau sur les faces latérales et inférieure. Nous avons également observé la présence d'humidité au niveau de toutes les sondes (Fig. 5.19). Ceci pourrait être dû à la décohésion entre la sonde en acier et le mortier causée par l'incompatibilité de ses comportements. Mindeguia et al. [99, 98, 97, 96] ont également observé lors de certains essais que les zones autour des sondes pouvaient être humides.

La figure 5.22 présente un schéma de principe de transport de fluides à travers la zone de décohésion sonde-béton à l'extérieur de l'éprouvette. Ainsi, la pression au niveau de la sonde pourrait être plus faible que celle existant dans les zones situées à la même distance de la surface chauffée et éloignées des sondes.

Ainsi, nos observations ont montré que le chauffage à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ conduit à une fissuration des éprouvettes et un écoulement d'eau plus important. Cette plus grande perméabilité pourrait entraîner des valeurs de pression plus faibles. Cependant, ces mesures de pression pourraient être également diminuées par l'effet des fuites d'eau le long des tubes de sondes.

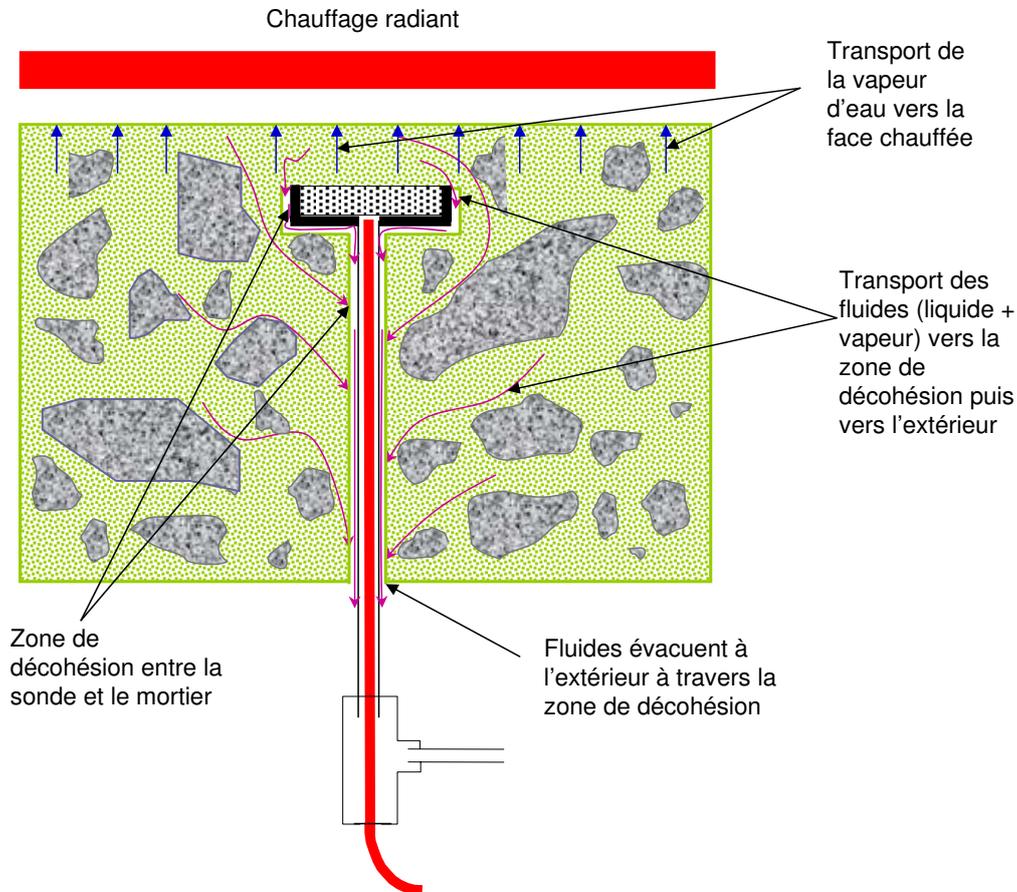


Figure 5.22 — Schématisation sur le transport des fluides de l'intérieur de l'éprouvette à travers la zone de décohésion vers la face inférieure de l'éprouvette.

5.8 Conclusions

Nous avons mis en œuvre un programme expérimental pour l'étude du comportement multi-échelle des bétons à haute température. Afin d'étudier l'effet de la présence et du type de granulats, nous avons testé un béton à granulats calcaires (B40C), un béton à granulats silico-calcaires (B40SC), ainsi que le mortier commun à ces deux bétons. Nous avons considéré deux points de mesure par profondeur et deux éprouvettes par essai pour étudier la variabilité des champs de pression. L'effet de la vitesse de chauffage a été pris en compte en adoptant deux vitesses différentes : une vitesse relativement lente à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$, et une autre suffisamment rapide à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$. Notons que

ces deux vitesses correspondent à la vitesse d'augmentation de la température à la surface chauffée des éprouvettes.

Pour les essais réalisés sous chauffage lent ($1^{\circ}\text{C}/\text{min}$), et en ne considérant que les essais valides, c'est à dire ne présentant pas de décohésion sonde-béton/mortier ou de mauvais enrobage des sondes, les pressions mesurées sont raisonnables. La variabilité de la pression à une profondeur donnée dans le mortier (épreuve M40 20×60) est quasi nulle. Concernant les éprouvettes en bétons B40C et B40SC la variabilité de la pression reste relativement faible. Ceci est favorisé d'une part par la vitesse de chauffage lente et d'autre part par l'homogénéisation de la pression et l'effet intrusif des capteurs introduits dans le béton. En effet, la pression mesurée par la sonde correspond très certainement à la pression moyenne dans la zone de $12 \times 2 \text{ mm}^2$ correspondant à la taille du capteur. Les simulations numériques menées au chapitre 3 renforcent également cette dernière hypothèse.

Concernant le chauffage plus rapide à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$, tous les essais montrent l'apparition d'un important réseau de fissures sur la surface chauffée et aux faces latérales de l'éprouvette. Les fissures situées sur la surface chauffée sont distribuées d'une manière isotrope, alors que les fissures situées sur les faces latérales sont plutôt verticales. Il est à noter que les essais sous chauffage lent ($1^{\circ}\text{C}/\text{min}$) n'engendrent pas de fissures apparentes sur les faces des éprouvettes.

Contrairement aux essais à $1^{\circ}\text{C}/\text{min}$, où l'évolution de la perte de masse est régulière durant toute la phase de chauffage, les essais à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ sont caractérisés par une augmentation brusque et rapide de la perte de masse dans les éprouvettes après un peu plus d'une heure de chauffage. Ce départ d'eau s'effectue selon deux directions privilégiées ; latéralement de l'intérieur vers l'extérieur de l'éprouvette à travers les fissures apparentes sur les faces latérales d'une part, et à travers les zones de décohésion sonde-béton/mortier vers la face inférieure d'une autre part.

Lors des essais à $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$, les pressions les plus importantes sont constatées dans le matériau le moins fissuré des trois c'est à dire mortier M40 et celles les plus faibles dans le béton le plus fissuré c'est-à-dire le B40SC. En effet, la fissuration des éprouvettes B40SC est plus importante par rapport à celles du B40C à cause de l'incompatibilité pâte / granulats plus importante dans le B40SC.

Enfin, nous avons pu montrer la bonne correspondance entre certaines mesures de pression plus faibles et un mauvais enrobage des sondes. Il est donc très important de bien s'assurer de ce bon enrobage en particulier lorsque nous sommes en présence de bétons peu maniables.

De même, nous avons noté des écoulements d'eau au niveau des sondes. Ces mouvements d'eau à l'interface entre les sondes et le béton pourraient entraîner une sous estimation de la pression réelle vis-à-vis des zones de béton à la même distance de la surface exposée mais sans présence de sonde. Cette étude est à approfondir encore plus dans des futures recherches.

Enfin, les données collectées lors de cette campagne expérimentale, vont servir à alimenter et à affiner les simulations numériques futures.

Conclusions et Perspectives

L'objectif de cette thèse a été de développer un outil numérique étayé d'une campagne expérimentale pour l'étude du comportement thermo-hydro-mécanique (THM) des matériaux cimentaires avec la prise en compte explicite de la mésostructure. La modélisation proposée est développée dans le cadre des milieux poreux quasi-fragiles (endommageables) partiellement saturés.

La prise en compte de la mésostructure a notamment porté sur l'analyse de la distribution et de la morphologie granulaires sur le comportement THM pour pallier aux limitations d'une approche macroscopique homogène, mises en évidence dans le chapitre bibliographique de ce mémoire. L'hétérogénéité du matériau suggère naturellement le recours à des approches multi-échelles pour quantifier l'incidence des différents mécanismes intervenant dans le comportement en température aux échelles inférieures sur le comportement macroscopique. Cette approche mésoscopique constitue une première approche dans ce sens.

Ainsi, nous avons présenté au chapitre 2 une approche THM tridimensionnelle basée sur un algorithme itératif de résolution séquentielle à deux niveaux. Cette stratégie de résolution permet de traiter des problèmes THM 3D sans surcoût en terme de taille de mémoire par rapport à une approche TM. Ce modèle a été implanté dans le code aux éléments finis Cast3M afin d'exploiter la structure objet du code pour traiter des comportements différents par phase (ici le mortier et les granulats). Nous avons également adopté la pression de vapeur et la pression d'air sec comme variables primales pour le transport de masse. Le choix de ces variables nous semble plus adapté pour le comportement en température. Une meilleure convergence est constatée dans certains tests préliminaires par rapport au modèle originel faisant intervenir la pression capillaire et la pression de gaz. Les conditions aux limites de convection de masse, ayant fait l'objet d'une linéarisation adaptée à l'algorithme de résolution, sont plus faciles à introduire pour notre choix de variables.

Les études numériques qui ont suivi aux chapitres 3 et 4 ont eu pour but d'analyser l'effet de la mésostructure sur le comportement THM au travers de différentes configurations. L'investigation a notamment porté sur l'effet des vitesses de montée en température et du choix de la modélisation morphologique adoptée (bidimensionnelle ou tridimensionnelle, réelle ou idéalisée). Nous avons alors confronté les résultats de

l'approche mésoscopique soit à ceux d'une approche macroscopique soit à des résultats d'essais quand disponibles. Ce travail a permis un certain nombre de conclusions qu'il convient de résumer ici :

- La réponse thermo-hydrrique globale d'un spécimen suffisamment grand pour être un VER est indifférente vis-à-vis de la mésostructure : les analyses macroscopiques, mésoscopiques 2D ou mésoscopiques 3D des configurations étudiées ont donné des réponses comparables. Cependant, les cinétiques locales semblent plus rapides dans le cas d'une analyse 3D et les gradients globaux moins importants.
- Le champ de température n'est pas affecté par la mésostructure et une approche macroscopique homogène semble suffisante pour décrire les transferts de chaleur.
- Les champs hydriques tels que la saturation ou les pressions des fluides présentent, en plus des gradients macroscopiques, des fluctuations locales liées à la présence d'inclusions inertes hydriquement. Ces fluctuations sont plus importantes dans les zones où les gradients macroscopiques sont importants et contribuent à leur amplification.
- Les niveaux des fluctuations à une localisation donnée dépendent essentiellement de la proximité de gros granulats qui créent des zones de rétention des fluides et des "poches" de surpressions. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la zone en question est proche de la frontière du domaine.
- La prise en compte de la mésostructure par une approche morphologique idéalisée, plus simple à mettre en œuvre, semble suffisante pour rendre compte des fluctuations locales des champs hydriques.
- Les morphologies réelles donnent lieu à l'occurrence d'une fissuration selon des chemins préférentiels contrôlés par l'orientation des granulats. Ce phénomène est d'autant plus marqué que le rapport d'aspect des granulats est important.
- La fissuration est initiée à l'interface inclusion-matrice puis se propage dans la matrice en percolant selon ces chemins préférentiels. Les configurations analysées ne font pas état de fissuration traversant les inclusions granulaires.
- L'émergence de fissures localisées en surface est donc contrôlée par la distribution et morphologie granulaire. Pour des vitesses de chauffage élevées, cette fissuration est suffisamment importante pour créer des zones totalement délimitées par des fissures pouvant préfigurer le mécanisme de formation des écailles.

Les résultats obtenus trouvent également une exploitation sur le plan expérimental. En effet, il a été montré que les valeurs des pressions mesurées expérimentalement peuvent présenter une dépendance pathologique à la taille du capteur de pression. En effet, les simulations ont mis en évidence que selon la taille de la base de mesure du capteur virtuel, il y a un effacement partiel plus ou moins important des fluctuations locales. En outre, selon la localisation du capteur et notamment de la proximité ou non d'agglomérats de gros granulats les valeurs des pressions mesurées peuvent varier du simple au double. D'ailleurs, ceci peut expliquer les dispersions expérimentales dans les mesures de pression pour des configurations d'essais identiques. Enfin, une faible ou forte valeur de pression mesurée par un capteur ne traduit pas nécessairement une réponse d'ensemble dans une démarche de corrélation avec le mécanisme d'écaillage.

La validation de l'outil-modèle développé, par des confrontations quantitatives, lors

que c'est possible, avec des résultats d'essais ou des confrontations qualitatives en analysant le résultat du calcul par rapport à la tendance expérimentale, a été probante. L'approche mésoscopique a nécessité d'identifier les paramètres et lois de comportement des différentes phases en présence à l'échelle adaptée. Des estimations ont été faites lorsque les données ne sont pas disponibles.

Pour améliorer une telle démarche de modélisation à l'échelle mésoscopique, nous avons complété notre travail de modélisation par une partie expérimentale réalisée à la lumière des études numériques précédemment réalisées. Cette étude expérimentale, ayant fait l'objet du cinquième chapitre, a consisté en réalisation d'une série d'essais pour étudier le comportement en température de deux bétons ordinaires, B40C et B40SC, et du mortier M40 associé. Cette étude qui se poursuit encore, a pour but de mettre en place une base de données suffisamment riche pour mener à bien l'analyse à partir de l'échelle mésoscopique. D'autre part, elle a permis d'analyser avec plus de finesse les dispersions observées expérimentalement sur les mesures des pressions. Le poste traitement de l'état des capteurs a par exemple permis de mettre en évidence la nécessité de prendre des précautions particulières, lors de la mise en œuvre, pour s'assurer de la continuité entre la matrice et le capteur. Concernant les résultats obtenus sur les mesures de pression, il ressort de faibles fluctuations des pressions mesurées pour le mortier par rapport aux deux bétons. Ceci va dans le sens des résultats obtenus par la modélisation mésoscopique reliant ces fluctuations à la présence de gros granulats.

En perspective à ce travail, nous proposons trois orientations possibles :

- Une démarche qui s'inscrit dans le dialogue modélisation-expérimentation pour optimiser le dispositif de mesure des pressions. Il s'agit de modéliser explicitement le capteur de pression avec la prise en compte de la mésostructure. Ceci permettra à la fois de quantifier les éventuellement perturbations additionnelles introduites par le capteur et d'en optimiser la forme pour limiter l'effacement partielle des fluctuations locales des pressions. Il est à noter que des travaux expérimentaux dans ce sens ont été présentés en 2010 au meeting annuel du TC HPB de la Rilem.
- Une démarche qui exploite davantage l'outil-modèle développé pour analyser le comportement constitutif de béton à haute température en prenant en compte la mésostructure. Il s'agit par exemple de réaliser des essais virtuels sur des spécimens chauffés pour identifier les parts méso-structurales de la déformation et de l'endommagement thermiques, liés à la fissuration induite par l'incompatibilité inclusion-matrice. Egalement, une approche méso-structurale du fluage thermique transitoire est rendue possible par le modèle développé.
- Une démarche à l'échelle de la structure, où il s'agit de développer des approches THM hybrides de l'écaillage couplant une description mésoscopique fine du matériau, à proximité des surfaces exposées au feu, complétée par une description macroscopique pour le reste de la structure. Une telle démarche permettra de compléter les hypothèses historiques avancées pour expliquer l'origine de l'écaillage (effet conjugué des pressions et des gradients thermiques) par un troisième mécanisme lié à l'effet de la mésostructure sur la délimitation des écailles formées.

Annexes

A

Opérateurs du modèle thermo- hydro-mécanique

Les opérateurs \mathbf{C} , \mathbf{K} et les vecteurs \mathbf{f} qui dérivent à partir de la formulation faible des équations de conservation (2.40)-(2.42) s'écrivent :

$$\mathbf{C}_{vv} = \int_{\Omega^m} \phi^m \left((1 - S_l) \frac{M_v}{RT} - \frac{\partial S_l (\rho_l - \rho_v)^2}{\partial p_c \rho_v} \right) \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{C}_{va} = \int_{\Omega^m} \phi^m (\rho_l - \rho_v) \frac{\partial S_l}{\partial p_c} \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_{vT} = & \int_{\Omega^m} \left((1 - \phi^m) \left(S_l \frac{\rho_l}{\rho_s} + (1 - S_l) \frac{\rho_v}{\rho_s} \right) \frac{\partial \rho_s}{\partial T} + S_l \phi^m \frac{\partial \rho_l}{\partial T} \right. \\ & - \left. \left(S_l \frac{\rho_l}{\rho_s} + (1 - S_l) \frac{\rho_v}{\rho_s} - 1 \right) \frac{\partial m_{dehyd}}{\partial T} - (1 - S_l) \phi^m \frac{\rho_v}{T} \right. \\ & \left. + \phi^m (\rho_l - \rho_v) \left(\frac{\partial S_l}{\partial T} + \frac{\partial S_l}{\partial p_c} \frac{\partial p_c}{\partial T} \right) \right) \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega \quad (\text{A.3}) \end{aligned}$$

$$\mathbf{K}_{vv} = \int_{\Omega^m} \left(K \left(\frac{\rho_l k_{rl}}{\mu_l} \frac{\rho_l}{\rho_v} + \frac{\rho_v k_{rg}}{\mu_g} \right) + D \frac{M_v}{RT} \frac{\rho_a}{\rho_g} \right) \mathbf{B}^T \mathbf{B} d\Omega \quad (\text{A.4})$$

$$\mathbf{K}_{va} = \int_{\Omega^m} \left(K \frac{\rho_v k_{rg}}{\mu_g} - D \frac{M_a \rho_v}{RT \rho_g} \right) \mathbf{B}^T \mathbf{B} d\Omega \quad (\text{A.5})$$

$$\mathbf{K}_{vT} = - \int_{\Omega^m} K \frac{\rho_l k_{rl}}{\mu_l} \frac{\partial p_c}{\partial T} \mathbf{B}^T \mathbf{B} d\Omega \quad (\text{A.6})$$

$$\mathbf{C}_{aa} = \int_{\Omega^m} \phi^m \left((1 - S_l) \frac{M_a}{RT} - \rho_a \frac{\partial S_l}{\partial p_c} \right) \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega \quad (\text{A.7})$$

$$\mathbf{C}_{av} = - \int_{\Omega^m} \rho_a \phi^m \frac{\partial S_l}{\partial p_c} \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_{aT} = \int_{\Omega^m} & \left((1 - S_l) (1 - \phi^m) \frac{\rho_a}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s}{\partial T} - \rho_a \phi^m \left(\frac{\partial S_l}{\partial T} + \frac{\partial S_l}{\partial p_c} \frac{\partial p_c}{\partial T} \right) \right. \\ & \left. - (1 - S_l) \phi^m \frac{\rho_a}{T} - (1 - S_l) \frac{\rho_a}{\rho_s} \frac{\partial m_{dehyd}}{\partial T} \right) \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

$$\mathbf{K}_{aa} = \int_{\Omega^m} \left(K \frac{\rho_a k_{rg}}{\mu_g} + D \frac{M_a \rho_v}{RT \rho_g} \right) \mathbf{B}^T \mathbf{B} d\Omega \quad (\text{A.10})$$

$$\mathbf{K}_{av} = \int_{\Omega^m} \left(K \frac{\rho_a k_{rg}}{\mu_g} - D \frac{M_v \rho_a}{RT \rho_g} \right) \mathbf{B}^T \mathbf{B} d\Omega \quad (\text{A.11})$$

$$\mathbf{K}_{aT} = \mathbf{0} \quad (\text{A.12})$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{C}_{TT} = & \int_{\Omega} \rho C_p \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega - \int_{\Omega^m} \left(H_{vap} \left((1 - \phi^m) S_l \frac{\rho_l}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s}{\partial T} + S_l \phi^m \frac{\partial \rho_l}{\partial T} \right) \right. \\
& + \left. \left(H_{vap} \left(1 - S_l \frac{\rho_l}{\rho_s} \right) + H_{dehyd} \right) \frac{\partial m_{dehyd}}{\partial T} \right. \\
& \left. + H_{vap} \rho_l \phi^m \left(\frac{\partial S_l}{\partial T} + \frac{\partial S_l}{\partial p_c} \frac{\partial p_c}{\partial T} \right) \right) \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega
\end{aligned} \tag{A.13}$$

$$\mathbf{C}_{Tv} = - \int_{\Omega^m} H_{vap} \rho_l \phi^m \frac{\partial S_l}{\partial p_c} \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega \tag{A.14}$$

$$\mathbf{C}_{Ta} = - \int_{\Omega^m} H_{vap} \rho_l \phi^m \frac{\partial S_l}{\partial p_c} \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega \tag{A.15}$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{K}_{TT} = & \int_{\Omega} \lambda \mathbf{B}^T \mathbf{B} d\Omega + \int_{\Omega^m} \left(H_{vap} K \frac{\rho_l k_{rl}}{\mu_l} \frac{\partial p_c}{\partial T} + C_l K \frac{\rho_l k_{rl}}{\mu_l} \frac{\partial p_c}{\partial T} \mathbf{N}^T \mathbf{T}^T \right. \\
& \left. - K \left(C_l \frac{\rho_l k_{rl}}{\mu_l} \frac{\rho_l}{\rho_v} + C_g \frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \right) \mathbf{N}^T \mathbf{p}_v^T - C_g K \frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \mathbf{N}^T \mathbf{p}_a^T \right) \mathbf{B}^T \mathbf{B} d\Omega
\end{aligned} \tag{A.16}$$

$$\mathbf{K}_{Tv} = - \int_{\Omega^m} H_{vap} K \frac{\rho_l k_{rl}}{\mu_l} \frac{\rho_l}{\rho_v} \mathbf{B}^T \mathbf{B} d\Omega \tag{A.17}$$

$$\mathbf{K}_{Ta} = \mathbf{0} \tag{A.18}$$

$$\mathbf{f}_v = \int_{\Sigma_p^m} \mathbf{N}^T (\bar{q}_l + \bar{q}_v - h_g (\rho_v - \rho_v^\infty)) d\Sigma \tag{A.19}$$

$$\mathbf{f}_a = \int_{\Sigma_p^m} \mathbf{N}^T (\bar{q}_a - h_g (\rho_a - \rho_a^\infty)) d\Sigma \tag{A.20}$$

$$\mathbf{f}_T = \int_{\bar{\Sigma}_T} \mathbf{N}^T (\bar{q}_T - h_T (T - T_\infty) - \epsilon \sigma (T^4 - T_\infty^4)) d\Sigma \quad (\text{A.21})$$

La matrice \mathbf{K}_{uu} et les efforts \mathbf{f} aux seconds membres de l'équation 2.109 s'écrivent :

$$\mathbf{K}_{uu} = \int_{\Omega} \mathbf{B}_u^T \mathbf{E}_D \mathbf{B}_u d\Omega \quad (\text{A.22})$$

avec \mathbf{E}_D désigne le tenseur de rigidité en prenant en compte de l'endommagement total.

$$\mathbf{f}_{ext} = \int_{\Sigma\sigma} \mathbf{N}_u^T \mathbf{t} d\Sigma \quad (\text{A.23})$$

$$\mathbf{f}_{int} = \int_{\Omega} \mathbf{B}_u^T \boldsymbol{\sigma} d\Omega \quad (\text{A.24})$$

$$\mathbf{f}_t = \int_{\Omega^i} \mathbf{B}_u^T \boldsymbol{\sigma}_t^i d\Omega \quad \text{avec} \quad \boldsymbol{\sigma}_t^i = \mathbf{E}_D^i : \boldsymbol{\varepsilon}_t^i \quad (\text{A.25})$$

$$\mathbf{f}_{th} = \int_{\Omega^m} \mathbf{B}_u^T \boldsymbol{\sigma}_{th}^m d\Omega \quad \text{avec} \quad \boldsymbol{\sigma}_{th}^m = \mathbf{E}_D^m : \boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m. \quad (\text{A.26})$$

$$\mathbf{f}_{tc} = \int_{\Omega^m} \mathbf{B}_u^T \boldsymbol{\sigma}_{tc}^m d\Omega \quad \text{avec} \quad \boldsymbol{\sigma}_{tc}^m = \mathbf{E}_D^m : \boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^m \quad (\text{A.27})$$

$$\mathbf{f}_{ps} = \int_{\Omega^m} b \mathbf{B}_u^T \delta \mathbf{N}_p \mathbf{p}_s d\Omega \quad (\text{A.28})$$

B

Algorithme de résolution du modèle thermo-hydrique

La mise en oeuvre de l'algorithme de résolution pour une boucle sur le pas de temps $(n) \rightarrow (n+1)$ est résumée ci-dessous :

1. Récupération $\mathbf{T}^{(n)}$, $\mathbf{p}_v^{(n)}$, $\mathbf{p}_a^{(n)}$
2. Calcul des opérateurs $\mathbf{K}_{\bullet\bullet}^{(n)}$, $\tilde{\mathbf{K}}_{\bullet\bullet}^{(n)}$ et des seconds membres $\mathbf{F}_{\bullet}^{(n+\theta)}$
3. Premiers résidus : $\mathbf{R}_{\alpha}^{(n+\theta)} = \mathbf{F}_{\alpha}^{(n+\theta)} - \mathbf{K}_{\alpha\alpha}^{(n)}\mathbf{x}_{\alpha}^{(n)} - \mathbf{K}_{\alpha\beta}^{(n)}\mathbf{x}_{\beta}^{(n)} - \mathbf{K}_{\alpha\gamma}^{(n)}\mathbf{x}_{\gamma}^{(n)}$
avec $\mathbf{x}_v = \mathbf{p}_v$, $\mathbf{x}_a = \mathbf{p}_a$, $\mathbf{x}_T = \mathbf{T}$
4. Début de la boucle d'interaction entre processus $(j) \rightarrow (j+1)$
 - 4.1. Début de la boucle convergence thermique : $(k) \rightarrow (k+1)$
 - * Résolution : $\tilde{\mathbf{K}}_{TT}^{(n)}\Delta\mathbf{T}^{(n+1,j+1,k+1)} = \mathbf{R}_T^{(n+\theta,j+1,k)}$
 - * Affectation : $\mathbf{T}^{(n+1,j+1,k+1)}$ et $\mathbf{T}^{(n+\theta,j+1,k+1)}$
 - * Si convergence \rightarrow *Quitter la boucle température*
 - * Calcul des opérateurs $\mathbf{K}_{\bullet\bullet}^{(n+\theta,j+1,k+1)}$, $\tilde{\mathbf{K}}_{\bullet\bullet}^{(n+\theta,j+1,k+1)}$
 - * Nouveau résidu : $\mathbf{R}_T^{(n+\theta,j+1,k+1)}$ (Eq. 2.50)
 - * Incrémentation $(k) = (k+1) \rightarrow$ *Revenir à 4.1*
 - 4.2. Fin de la boucle convergence thermique
 - 4.3. Affectation : $\Delta\mathbf{T}^{(n+1,j+1)} = \Delta\mathbf{T}^{(n+1,j+1,k+1)}$, $\mathbf{T}^{(n+\theta,j+1)} = \mathbf{T}^{(n)} + \theta\Delta\mathbf{T}^{(n+1,j+1,k+1)}$
 - 4.4. Début de la boucle convergence vapeur : $(k) \rightarrow (k+1)$
 - * Résolution : $\tilde{\mathbf{K}}_{vv}^{(n)}\Delta\mathbf{p}_v^{(n+1,j+1,k+1)} = \mathbf{R}_v^{(n+\theta,j+1,k)}$
 - * Affectation : $\mathbf{p}_v^{(n+1,j+1,k+1)}$ et $\mathbf{p}_v^{(n+\theta,j+1,k+1)}$
 - * Si convergence \rightarrow *Quitter la boucle vapeur*
 - * Calcul des opérateurs $\mathbf{K}_{\bullet\bullet}^{(n+\theta,j+1,k+1)}$ et $\tilde{\mathbf{K}}_{\bullet\bullet}^{(n+\theta,j+1,k+1)}$
 - * Nouveau résidu : $\mathbf{R}_v^{(n+\theta,j+1,k+1)}$ (Eq. 2.50)

* Incrémentation $(k) = (k + 1) \longrightarrow$ *Revenir à 4.4*

4.5. Fin de la boucle convergence vapeur

4.6. Affectation : $\Delta \mathbf{p}_v^{(n+1,j+1)} = \Delta \mathbf{p}_v^{(n+1,j+1,k+1)}$, $\mathbf{p}_v^{(n+\theta,j+1)} = \mathbf{p}_v^{(n)} + \theta \Delta \mathbf{p}_v^{(n+1,j+1,k+1)}$

4.7. Début de la boucle convergence air sec : $(k) \longrightarrow (k + 1)$

* Résolution : $\tilde{\mathbf{K}}_{aa}^{(n)} \Delta \mathbf{p}_a^{(n+1,j+1,k+1)} = \mathbf{R}_a^{(n+\theta,j+1,k)}$

* Affectation : $\mathbf{p}_a^{(n+1,j+1,k+1)}$ et $\mathbf{p}_a^{(n+\theta,j+1,k+1)}$

* Si convergence \longrightarrow *Quitter la boucle air sec*

* Calcul des opérateurs $\mathbf{K}_{\bullet\bullet}^{(n+\theta,j+1,k+1)}$ et $\tilde{\mathbf{K}}_{\bullet\bullet}^{(n+\theta,j+1,k+1)}$

* Nouveau résidu : $\mathbf{R}_a^{(n+\theta,j+1,k+1)}$ (Eq 2.50)

* Incrémentation $(k) = (k + 1) \longrightarrow$ *Revenir à 4.7*

4.8. Fin de la boucle convergence air sec

4.9. Affectation : $\Delta \mathbf{p}_a^{(n+1,j+1)} = \Delta \mathbf{p}_a^{(n+1,j+1,k+1)}$, $\mathbf{p}_a^{(n+\theta,j+1)} = \mathbf{p}_a^{(n)} + \theta \Delta \mathbf{p}_a^{(n+1,j+1,k+1)}$

4.10. Test de convergence globale. Si convergence \longrightarrow *Quitter la boucle d'interaction*

4.11. Calcul des opérateurs : $\mathbf{K}_{\bullet\bullet}^{(n+\theta,j+1)}$, $\tilde{\mathbf{K}}_{\bullet\bullet}^{(n+\theta,j+1)}$

4.12. Calcul des nouveaux résidus :

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_\alpha^{(n+\theta,j+1)} = & \mathbf{F}_\alpha^{(n+\theta)} + \left(\tilde{\mathbf{K}}_{\alpha\alpha}^{(n)} - \tilde{\mathbf{K}}_{\alpha\alpha}^{(n+\theta,j+1)} \right) \Delta \mathbf{x}_\alpha^{(n+1,j+1)} - \mathbf{K}_{\alpha\alpha}^{(n+\theta,j+1)} \mathbf{x}_\alpha^{(n)} \\ & - \tilde{\mathbf{K}}_{\alpha\beta}^{(n+\theta,j+1)} \Delta \mathbf{x}_\beta^{(n+1,j+1)} - \mathbf{K}_{\alpha\beta}^{(n+\theta,j+1)} \mathbf{x}_\beta^n - \\ & \tilde{\mathbf{K}}_{\alpha\gamma}^{(n+\theta,j+1)} \Delta \mathbf{x}_\gamma^{(n+1,j+1)} - \mathbf{K}_{\alpha\gamma}^{(n+\theta,j+1)} \mathbf{x}_\gamma^{(n)} \end{aligned}$$

4.13. Incrémentation $(j) = (j + 1) \longrightarrow$ *Revenir à 4*

5. Fin de la boucle interaction

6. Affectation $\Delta \mathbf{x}_\bullet^{(n+1)} = \Delta \mathbf{x}_\bullet^{(n+1,j+1)}$, $\mathbf{x}_\bullet^{(n+1)} = \mathbf{x}_\bullet^{(n)} + \Delta \mathbf{x}_\bullet^{(n+1)}$

C

Algorithme de résolution du modèle mécanique

La mise en oeuvre de l'algorithme de résolution pour une boucle sur le pas de temps $(n) \rightarrow (n+1)$ est résumée ci-dessous :

1. Calcul thermo-hydrigue : $T^{(n+1)}, p_s^{(n+1)}, h_r^{(n+1)}$ (Algorithme dans l'annexe B).
2. Début du calcul mécanique :
 - 2.1. Récupération : $\mathbf{u}^{(n)}, \boldsymbol{\sigma}^{(n)}, \boldsymbol{\varepsilon}^{(n)}, D^{(n)}$
 - 2.2. Matrice de rigidité : $\mathbf{K}^{(n)}$
 - 2.3. Déformation d'origine thermique $\boldsymbol{\varepsilon}_t^{i(n+1)}$, thermo-hydrigue $\boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m(n+1)$, fluage thermique transitoire $\boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^m(n+1)$
 - 2.4. Calcul des incréments des déformations : $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}_t^{i(n+1)}, \Delta\boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m(n+1), \Delta\boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^m(n+1)$
 - 2.5. Premier résidu : $\mathbf{R}^{(n)}$
 - 2.6. Début de la boucle convergence interne $(k) \rightarrow (k+1)$:
 - * Résolution : $\mathbf{K}^{(n+1,k)} \Delta\Delta\mathbf{u}^{(n+1,k+1)} = \mathbf{R}^{(n+1,k)}$
 - * Incrément de déplacement total : $\Delta\mathbf{u}^{(n+1,k+1)} = \Delta\mathbf{u}^{(n+1,k)} + \Delta\Delta\mathbf{u}^{(n+1,k+1)}$
 - * Déplacement total : $\mathbf{u}^{(n+1,k+1)} = \mathbf{u}^{(n+1,k)} + \Delta\mathbf{u}^{(n+1,k+1)}$
 - * Incrément de déformation totale : $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}^{(n+1,k+1)}$
 - * Incrément de déformation d'origine mécanique :

$$\Delta\boldsymbol{\varepsilon}_M^{i(n+1,k+1)} = \Delta\boldsymbol{\varepsilon}^{i(n+1,k+1)} - \Delta\boldsymbol{\varepsilon}_t^{i(n+1)}$$

$$\Delta\boldsymbol{\varepsilon}_M^m(n+1,k+1) = \Delta\boldsymbol{\varepsilon}^m(n+1,k+1) - \Delta\boldsymbol{\varepsilon}_{th}^m(n+1) - \Delta\boldsymbol{\varepsilon}_{tc}^m(n+1)$$
 - * Résolution par le modèle d'endommagement MODEV ou Mazars :

$$\left(\boldsymbol{\varepsilon}_M^{(n)}, \Delta\boldsymbol{\varepsilon}_M^{(n+1,k+1)}, D_M^{(n)} \right) \rightarrow \left(D_M^{(n+1,k+1)}, \boldsymbol{\sigma}_M^{(n+1,k+1)} \right)$$
 - * Prendre en compte de la pression :

$$\boldsymbol{\sigma}^{i(n+1,k+1)} = \boldsymbol{\sigma}_M^{i(n+1,k+1)}$$

$$\boldsymbol{\sigma}^{m(n+1,k+1)} = \boldsymbol{\sigma}_M^{m(n+1,k+1)} - b^{n+1} p_s^{n+1} \boldsymbol{\delta}$$

* Si convergence \longrightarrow *Quitter la boucle convergence interne*

* Nouveau résidu : $\mathbf{R}^{(n+1,k+1)}$

2.7. Fin de la boucle convergence interne

2.8. Affectation : $\mathbf{u}^{(n+1)}$, $\boldsymbol{\sigma}^{(n+1)}$, $\boldsymbol{\varepsilon}^{(n+1)}$, $D_M^{(n+1)}$

3. Fin du calcul mécanique.

D Homogénéisation des paramètres du modèle THM

Certains paramètres clés pour le comportement THM du béton B40SC et B40C sont identifiés par l'expérience de Mindeguia [96]. Ces paramètres sont généralement la superposition de ceux des constituants du béton. Pour chaque constituant granulat ou mortier, certains sont trouvés dans la littérature pour les constituants des bétons associés. En connaissant les paramètres du béton et l'un de ses deux constituants, les paramètres de l'autre constituant peuvent donc être calculés en utilisant un schéma d'homogénéisation (Mori-Tanaka, Borne de Voigt et Reuss, ...) ou la méthode numérique d'homogénéisation.

Dans cette annexe, nous présentons brièvement le calcul de certains paramètres clés manquants de l'un des deux constituants du béton B40C et B40SC.

– Conductivité thermique

La conductivité thermique des bétons B40SC et B40C a été mesurée par Mindeguia [96], celle du mortier ordinaire associé est trouvée dans [35, 94, 93]. Ainsi, nous avons utilisé le schéma d'homogénéisation inverse de Mori-Tanaka [21] pour estimer la conductivité thermique des agrégats silico-calcaires et calcaires de ces deux bétons.

$$\lambda_i = \lambda_m \left(1 + \frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda_m - \frac{1}{3}f_m(\lambda + 2\lambda_m)} \right) \quad (\text{D.1})$$

où λ_i est la conductivité thermique des inclusions granulats, λ_m est celle de la matrice de mortier, λ est celle du béton et f_m est la fraction volumique du mortier.

– Perméabilité intrinsèque

La perméabilité intrinsèque des bétons B40SC et B40C est obtenue expérimentalement par Mindeguia [96] à 80°C , 120°C , 250°C , 400°C et 600°C . Celle à 20°C est estimée à partir de la valeur mesurée à 80°C par l'évolution donnée par Choinska et al. [26]. Des agrégats sont considérés inertes hydriquement, ainsi leur perméabilité intrinsèque est négligeable par rapport à celle du mortier. La perméabilité intrinsèque du mortier de chaque béton peut être calculé par le schéma d'homogénéisation inverse de Mori-Tanaka comme la conductivité thermique :

$$K_m = \frac{1 + 0.5(1 - f_m)}{f_m} K \quad (\text{D.2})$$

où K_m est la perméabilité intrinsèque du mortier, K est celle du béton. Pour $f_m = 0.58$ nous avons $K_m = 2.09K$.

– Porosité

La porosité des bétons B40SC et B40C est également obtenue par Mindeguia [96], celle des granulats est négligeable. Ainsi, la porosité du mortier peut être estimée par la formulation suivant :

$$\phi_m = \frac{\phi}{f_m} \quad (\text{D.3})$$

où ϕ_m est la porosité du mortier et ϕ est celle du béton.

– Masse volumique

La masse volumique des bétons B40SC et B40C et des granulats calcaires et silico-calcaires est mesurée par Mindeguia [96], la masse volumique du mortier est obtenue par la formulation suivante :

$$\rho_m = \frac{\rho - \rho_i(1 - f_m)}{f_m} \quad (\text{D.4})$$

où ρ_m , ρ_i et ρ sont respectivement les masses volumiques de la matrice mortier, des inclusions granulats et du béton.

– Chaleur spécifique

La chaleur spécifique d'un matériau hétérogène peut être obtenu par une simple loi de mélange du type [40] :

$$C_p = \sum_i f_i C_i \quad (\text{D.5})$$

avec C_p est la chaleur spécifique du matériau hétérogène, C_i est la chaleur spécifique de la phase i et f_i est la fraction volumique de la phase i .

La chaleur spécifique des bétons B40SC et B40C est mesurée par Mindeguia [96]. Les évolutions de la chaleur spécifique pour des différentes pâtes de ciment en fonction de la température sont obtenues dans [60]. La fraction volumique de la pâte de ciment dans l'ensemble de ces deux bétons est environ 29%. Supposons que les chaleurs spécifiques des gros granulats et du sable sont pareilles. Ainsi, dans un premier temps, nous avons estimé la chaleur spécifique des inclusions (gros granulats + sable) à partir de celles du béton et de la pâte de ciment en utilisant un calcul inverse du formule (D.5). Et puis, nous avons estimé la chaleur spécifique du mortier à partir de celles du béton et des granulats.

– Module de Young

Les paramètres caractérisant le comportement mécanique comme le module d'Young des composants du béton peuvent être estimés par une approche numérique d'homogénéisation du modèle Béton Numérique développé au CSTB [100, 57].

E Paramètres caractéristiques du comportement thermo-hydrigue

Dans cet annexe nous présentons brièvement certains paramètres principaux utilisés dans le modèle THM pour caractériser le comportement thermo-hydrigue du béton et mortier.

– Isotherme de sorption-désorption

L'équation suivante entre la pression capillaire, la température et la saturation est obtenue à partir du travail de Bendar [20] :

$$S_l(p_c, T) = S_l(p_c) \frac{\sigma(T)}{\sigma(T_0)} \quad (\text{E.1})$$

où $\sigma(T)$ est la tension superficielle de l'eau qui dépend de la température, et peut être donnée par Le Neindre [79] comme suit :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \left(1 - \frac{T}{T_{cr}}\right)^n \quad (\text{E.2})$$

avec $\sigma_0 = 0,155[N.m^{-1}]$ et $n = 1,26$.

D'ailleurs, une relation entre la pression capillaire et la saturation en eau liquide est proposée par Van Genuchten [131] :

$$S_l(p_c) = \left[1 + \left(\frac{|p_c|}{B}\right)^{1/(1-A)}\right]^{-A} \quad (\text{E.3})$$

où A , B sont des paramètres du matériau.

Enfin, nous avons la relation entre la saturation avec la température et la pression capillaire :

$$S_l(p_c, T) = \left[1 + \left(\frac{|p_c|}{B} \right)^{1/(1-A)} \right]^{-A} \cdot \left(\frac{T_{cr} - T}{T_{cr} - T_0} \right)^n \quad (\text{E.4})$$

– Pression de vapeur saturante

Une formulation empirique de la pression de vapeur saturante proposée par Hyland-Wexler [63] est utilisée :

$$p_{vs}(T) = \exp \left[\frac{c_1}{T} + c_2 + c_3 T + c_4 T^2 + c_5 T^3 + c_6 \ln(T) \right] \quad (\text{E.5})$$

avec $c_1 = -5800.2206$, $c_2 = 1.3914993$, $c_3 = -4.8640239 \times 10^{-2}$, $c_4 = 4.1764768 \times 10^{-5}$, $c_5 = -1.4452093 \times 10^{-8}$, $c_6 = 6.5459673$.

– Masse volumique de l'eau

La relation utilisée est une expression non-linéaire empirique de Furbish [43] :

$$\rho_l = \sum_{n=0}^5 b_n T^n + (p_{l-1} - p_{l-2}) \sum_{n=0}^5 a_n T^n \quad (\text{E.6})$$

avec $p_{l-1} = 10 \text{ MPa}$ et $p_{l-2} = 20 \text{ MPa}$.

Les coefficients a_n et b_n sont donnés dans le tableau.

a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
$4.89e-07$	$-1.65e-09$	$1.86e-12$	$2.43e-13$	$-1.60e-15$	$3.37e-18$
b_0	b_1	b_2	b_3	b_4	b_5
$1.02e03$	$-7.74e-01$	$8.77e-03$	$-9.21e-05$	$3.35e-07$	$-4.40e-10$

Tableau E.1 — Coefficients a_n et b_n pour l'évolution de la masse volumique de l'eau.

– Perméabilité relative à l'eau

La saturation peut être utilisée pour calculer les expressions des perméabilités relatives à l'eau et au gaz. Van Genuchten [131] propose l'expression suivante pour décrire la perméabilité relative à l'eau :

$$k_{rl} = \sqrt{S_l} \left(1 - \left(1 - S_l^{1/A_l} \right)^{A_l} \right)^2 \quad (\text{E.7})$$

avec A_l un paramètre dépend du matériau et S_l le degré de saturation.

– Perméabilité relative au gaz

La perméabilité relative au gaz au sein du béton dépend elle aussi de la saturation. Ainsi, Luckner et al. [84] propose l'expression suivante :

$$k_{rg} = \sqrt{1 - S_l} \cdot \left(1 - S_l^{1/A_g} \right)^{2A_g} \quad (\text{E.8})$$

avec A_g un paramètre constant.

– Diffusivité

Le diffusivité de la vapeur dans l'air à la température T et la pression p_g est donné dans Daian [28] comme suit :

$$D_{v-a} = \frac{p_{g-0}}{p_g} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{A_v} D_{v-0} \quad (\text{E.9})$$

avec $D_{v-0} = 2,58 \times 10^{-5} [m^2 \cdot s^{-1}]$ est le coefficient de diffusion de la phase vapeur dans le mélange gazeux à la température $T_0 = 273,15 [K]$ et à la pression atmosphérique $p_{g-0} = 101325 [Pa]$, A_v est un coefficient constant.

Comme le réseau poreux dans le béton est très complexe et a une forte influence sur la diffusion de la vapeur. Ainsi, plusieurs auteurs [110, 95, 85] ont défini le coefficient de diffusion effective dans le milieu poreux, de prendre en compte la réduction de l'espace offert à la diffusion des constituants gazeux, tel que :

$$D_{eff} = \tau \phi (1 - S_l)^{B_v} D_{v-a} \quad (\text{E.10})$$

où B_v est un coefficient constant dont la valeur est généralement dans l'intervalle $[1 - 3]$, τ est le facteur de tortuosité du réseau poreux :

$$\tau = \phi^{1/3} (1 - S_l)^{7/3} \quad (\text{E.11})$$

où ϕ est la porosité du matériau.

– Viscosité de l'eau liquide

La viscosité de l'eau liquide μ_l dépendant de la température [116] et peut être approchée avec la formule suivante [126] :

$$\mu_l = 0,6612. (T - 229)^{-1,562} \quad (\text{E.12})$$

– Viscosité de l'air humide

La viscosité dynamique du mélange gazeux (air sec et vapeur) μ_g est fonction de la température et de la concentration des constituants air sec et vapeur. Elle peut être approchée, en utilisant les données de Mason et Monchic [86], par la formule suivante de Forsyth et Simpson [42] :

$$\mu_g = \mu_v + (\mu_a - \mu_v) \left(\frac{p_a}{p_g} \right)^{0,608} \quad (\text{E.13})$$

avec μ_v est la viscosité dynamique de la vapeur d'eau :

$$\mu_v = \mu_{v-0} + \alpha_v (T - T_0) \quad (\text{E.14})$$

et μ_a la viscosité dynamique de l'air sec donnée par :

$$\mu_a = \mu_{a-0} + \alpha_a (T - T_0) + \beta_a (T - T_0)^2 \quad (\text{E.15})$$

avec $\mu_{v-0} = 8,85 \times 10^{-6} [Pa.s]$, $\alpha_v = 3,53 \times 10^{-8} [Pa.s.K^{-1}]$, $\mu_{a-0} = 17,17 \times 10^{-6} [Pa.s]$, $\alpha_a = 4,73 \times 10^{-8} [Pa.s.K^{-1}]$, $\beta_a = 2,22 \times 10^{-11} [Pa.s.K^{-2}]$.

– Enthalpie de vaporisation

L'enthalpie de vaporisation est fonction de la température. Elle est approchée par la formule de Watson [116, 42] :

$$\Delta H_{vap} = 2,672 \cdot 10^5 \cdot (T_{cr} - T)^{0,38} \quad (\text{E.16})$$

avec $T_{cr} = 647,3K$ est la température critique de l'eau.

– Déshydratation

La déshydratation est donnée par [111], [29] :

$$m_{dehy}(T) = f_s \cdot m \cdot c \cdot f(T) \quad (\text{E.17})$$

où c est la masse de ciment par m^3 de béton, f_s est un facteur stoechiométrique, m est un paramètre qui prend en compte l'âge du béton et $f(T)$ est une fonction de la température (en Celsius) donnée par la relation suivante :

$$f(T) = \begin{cases} 0 & \text{pour } T < 105^\circ C \\ \frac{\left[1 + \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot (1 - 2 \exp(-4 \cdot 10^{-3} \cdot (T - 105)))\right)\right]}{2} & \text{pour } T > 105^\circ C \end{cases} \quad (\text{E.18})$$

Bibliographie

- [1] A. Al Najim. *Modelling and simulation of concrete behaviour subjected to high temperature by a thermo-hydro-mechanical approach. Application to accidental situations*. PhD thesis, Univ. Marne la Vallée, 2004.
- [2] A. Al Najim, F. Meftah, and A. Mebarki. A non-saturated porous medium approach for the modelling of concrete behaviour submitted to high temperatures. Euro-C, March 2003.
- [3] L. Alarcon-Ruiz. *Analyse de l'évolution des propriétés microstructurales des bétons lors d'une élévation de la température*. PhD thesis, ENPC, 2003.
- [4] C. Alonso, C. Andrade, and G.A. Khoury. Porosity and microcracking, 2003. Course on effect of heat on concrete. Udine, Italy.
- [5] Y. Anderberg and S. Thelandersson. Stress and deformation characteristics of concrete at high temperature, 1976. 2. Bulletin 54, Lund Institute of Technology, Lund.
- [6] S. Baraka-Lokmane. Hydraulic versus pneumatic measurements of fractured sandstone permeability. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 36 :183–192, 2002.
- [7] V. Baroghel-Bouny. *Caractérisation microstructurale et hydrique des pâtes de ciment et des bétons ordinaires et à très hautes performances*. PhD thesis, ENPC, Paris, 1994.
- [8] J. Baron and J.-P. Ollivier. *LES BETONS. Bases et données pour leur formulation*. Construction Béton. Atilh, 2002.
- [9] Z. Bazant and M. Kaplan. *Concrete at high temperatures : material properties and mathematical models*. Concrete Design and Construction Series. Longman, 1996.
- [10] Z.P. Bazant and J.C. Chern. Concrete creep at variable humidity : constitutive law and mechanism. *Materials and Structures*, 18 :1–20, 1985.
- [11] Z.P. Bazant and Y.N. Li. Cohesive crack model with rate dependent crack opening and viscoelasticity. *Int.J.Fract.*, 86 :247–265, 1997.
- [12] Z.P. Bazant and G. Pijaudier-Cabot. Measurement of characteristic length of non-local continuum. *ASCE Journal of Engineering Mechanics*, 115 :755–767, 1989.

- [13] J. Bear. *Dynamics in fluids in porous media*. Dover, New York, 1979.
- [14] J. Bear and Y. Bachmat. *Introduction to modeling of transport in porous media*. Kluwer, 1990.
- [15] J. Bear and J.M. Buchlin. *Modelling and application of transport phenomena in porous media*. Kluwer, Academic Publisher, 1991.
- [16] F. Benboudjema. *Modélisation des déformations différées du béton sous sollicitations biaxiales. Application aux enceintes de confinement de bâtiments réacteurs des centrales nucléaires*. PhD thesis, Université de Marne-la-Vallée, 2002.
- [17] F. Benboudjema, F. Meftah, and J.M. Torrenti. Interaction between drying, shrinkage, creep and cracking phenomena in concrete. *Engineering Structures*, 27 :239–250, 2005.
- [18] F. Benboudjema, F. Meftah, and J.M. Torrenti. On the structural effect of drying shrinkage. *ASCE Journal of Engineering Mechanics*, 131 :1195–1199, 2005.
- [19] F. Benboudjema, F. Meftah, and J.M. Torrenti. A viscoelastic approach for the assessment of the drying shrinkage behaviour of concrete. *RILEM Materials and Structures*, 40(2) :163–174, 2007.
- [20] T. Bendar. *Approximation of liquid moisture transport coefficient of porous building materials by suction and drying experiment. Demands on determination of drying curve*. Building physic - 6th Nordic symposium, 2002.
- [21] Y. Benveniste. On the effective thermal conductivity of multiphase composites. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 37 :696–713, 1986.
- [22] Y. Billard. *Contribution à l'étude des transferts de fluides au sein d'une paroi en béton, application au cas des enceintes de confinement en condition d'épreuve et accidentelle*. PhD thesis, INSA, Lyon, 2003.
- [23] Y. Billard, M. Shekarchi, G. Debicki, L. Granger, and Chauvel D. Heat and mass transfers in a concrete wall with composite liner under accidental conditions. *Nuclear Engineering and Design*, 1-3(228) :261–272, 1968.
- [24] H. Boussa and T.T.H. Le. Modélisation dans cast3m du comportement thermo-hydrrique du béton à hautes températures, Juin 2009. Rapport CSTB/EHPOC.
- [25] A. Breunese. Tensile properties of concrete during fire, 2001. Master Thesis, TNO report 2001-CVB-R04634, Delft University of Technology.
- [26] M. Choinska, A. Khelidj, G. Chatzigeorgiou, and G. Pijaudier-Cabot. Effects and interactions of temperature and stress-level related damage on permeability of concrete. *Cement and Concrete Research*, 37 :79–88, 2007.
- [27] Jae H. Chung and Gary R. Consolazio. Numerical modeling of transport phenomena in reinforced concrete exposed to elevated temperatures. *Cement and Concrete Research*, 35 :597–608, 2004.
- [28] J. F. Daian. Condensation and isothermal water transfer in cement mortar, part 2 - transient condensation of water vapour. *Transp. Porous Media*, 4 :1–16, 1989.
- [29] S. Dal Pont. *Lien entre la perméabilité et l'endommagement dans les bétons à haute temperature*. PhD thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2004.

- [30] S. Dal Pont, S. Durand, and B.A. Schrefler. A multiphase thermo-hydro-mechanical model for concrete at high temperatures - finite element implementation and validation under loca load. *Nuclear Engineering and Design*, 237(22) :2137–2150, 2007.
- [31] S. Dal Pont and A. Ehrlacher. Numerical and experimental analysis of chemical dehydration, heat and mass transfer in a concrete hollow cylinder submitted to high temperatures. *Int.J.Heat and Mass transfer*, 1(47) :135–147, 2004.
- [32] C. De Sa, F. Benboudjema, and J. Sicard. Approche à l'échelle méso de la modélisation du comportement du béton à haute température. Septième édition des Journées scientifiques du Regroupement francophone pour la recherche et la formation sur le béton, France, Juin 2006.
- [33] Centre d'Etude et de Recherches de l'Industrie du Béton (CERIB). Promethee - nouveau centre d'essais de résistance au feu des structures. <http://www.cerib.com>.
- [34] G. Dreux and J. Festa. *Nouveau guide du béton*. Eyrolles, 1995.
- [35] DTU. Comportement au feu des structures en béton, 1987. Règles FB, Feu et Béton, 42p.
- [36] Centre Scientifique et Technique du bâtiment (CSTB). Une offre diversifiée pour la sécurité incendie. <http://www.cstb.fr/competences/prevention-des-risques/incendie>.
- [37] R.F. Feldman and P.J. Sereda. A model of hydrated portland cement paste as deduced from sorption length-change and mechanical properties. *Mat. and Struct. RILEM*, 1(6) :509–520, 1968.
- [38] A. Feraille. *Le rôle de l'eau dans le comportement á haute température des bétons*. PhD thesis, ENPC, Paris, 2000.
- [39] Fib. Fire design of concrete structures - materials, structures and modelling, 2007. International federation for structural concrete.
- [40] D. R. Flynn. Response of high performance concrete to fire conditions, 1999. review of thermal properties and measurement techniques, NIST.
- [41] D. Fokwa and Y. Berthaud. Heterogeneous materials : experimental analysis of localization and influence of size of heterogeneities on the behaviour in tension. *Materials and Structures*, 26 :136–143, 1993.
- [42] P.A. Forsyth and R.B. Simson. A two phase, two component model for natural convection in a porous medium. *Int.J. for Numer.Meth. in Fluids*, 12 :665–682, 1991.
- [43] D. J. Furbish. *Fluid Physics in Geology. An introduction to fluid motion on earth surface and within its crust*. Oxford University Press., 1997.
- [44] I. Gaweska Hager. *Comportement á haute température des bétons á haute performance - Evolution des principales propriétés mécaniques*. PhD thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2004.

- [45] D. Gawin, M. Lefik, and B.A. Schrefler. An approach to sorption hysteresis within a coupled hygro-thermal-mechanical FE analysis. *Int.J.Numer.Meth.Engng*, 50 :299–323, 2001.
- [46] D. Gawin, C.E. Majorana, and B.A. Schrefler. Numerical analysis of hygro-thermal behaviour and damage of concrete at high temperature. *Mech.Cohes.-Fric.Mater.*, 4 :37–74, 1999.
- [47] D. Gawin, F. Pesavento, and B.A. Schrefler. Modelling of hygro-thermal behaviour of concrete at high temperature with thermo-chemical and mechanical material degradation. *Comput. Methods. Appl. Mech. Engng.*, 192 :1731–1771, 2003.
- [48] D. Gawin, F. Pesavento, and B.A. Schrefler. Modelling of deformations of high strength concrete at elevated temperatures. *Materials and Structures*, 37 :218–236, 2004.
- [49] D. Gawin, F. Pesavento, and B.A. Schrefler. Towards prediction of the thermal spalling risk through a multi-phase porous media model of concrete. *Comput. Methods Appl. Mech. Engng.*, 2005.
- [50] D. Gawin, B.A. Schrefler, and F. Pesavento. Modelling of hygro-thermal behavior and damage of concrete at temperature above the critical point of water. *Int.J.Numer.Anal.Meth.Geomech*, (26) :537–562, 2002.
- [51] W.G. Gray and S.M. Hassanizadeh. General conservation equations for multi-phase systems : 1. averaging technique. *Adv.Water.Res*, 2 :131–144, 1979.
- [52] W.G. Gray and S.M. Hassanizadeh. General conservation equations for multi-phase systems : 2. mass, momenta, energy and entropy transfer. *Adv.Water.Res*, 2 :191–203, 1979.
- [53] W.G. Gray and S.M. Hassanizadeh. General conservation equations for multi-phase systems : 3. constitutive theory for porous media. *Adv.Water.Res*, 3 :25–40, 1980.
- [54] W.G. Gray and B.A. Schrefler. Thermodynamic approach to effective stress in partially saturated porous media. *Eur. J. Mech. A/Solids*, 20 :521–538, 2001.
- [55] F. Grondin, H. Dumontet, A. Ben Hamida, and H. Boussa. Micromechanical contributions to the behaviour of cement-based materials : Two-scale modelling of cement paste and concrete in tension at high temperatures. *Cement and Concrete Composites*, 2010.
- [56] F. Grondin, H. Dumontet, A. Ben Hamida, G. Mounajed, and H. Boussa. Multi-scales modelling for the behaviour of damaged concrete. *Cement and Concrete Research*, 37 :1453–1462, 2007.
- [57] F. A. Grondin. *Modélisation Multi-Échelles du Comportement Thermo-Hydro-Mécanique des Matériaux Hétérogènes. Applications aux Matériaux Cimentaires sous Sollicitations Sévères*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2005.
- [58] I. Hager and P. Pimienta. Déformation thermique transitoire des bétons à haute performance : Etude expérimentale. *Rev Eur Genie Civil*, 3(9) :373–383, 2005.

- [59] T. Z. Harmathy. Effect of moisture on the fire endurance of building elements, 1965. Research paper 270. Ottawa, Division of Building Research.
- [60] T.Z. Harmathy. Thermal properties of concrete at elevated temperatures. *Journal of mechanics, JMLSA*, 5(1) :47–74, 1970.
- [61] T.Z. Harmathy and L.W. Allen. Thermal properties of selected masonry unit concretes. *Journal of American Concrete Institute*, 70(2) :132–142, 1966.
- [62] A. Hillerborg, M. Modeer, and P.E. Petersson. Analysis of crack formation and crack growth in concrete by means of fracture mechanics. *Cement and concrete research*, 6 :773–782, 1976.
- [63] Z.P. Hyland. *Aathemtical Aodeling of Creep and Shrinkage of Concrete*. John Wiley & Sons, 1983.
- [64] P. Kalifa, G. Chene, and C. Galle. High-temperature behaviour of hpc with polypropylene fibres, from spalling to microstructure. *Cement and Concrete Research*, (31) :1487–1499, 2001.
- [65] P. Kalifa, F.-D. Menneteau, and D. Quenard. Spalling and pore pressure in hpc at high temperatures. *Cement and Concrete Research*, (30) :1915–1927, 2000.
- [66] M. Kanema, M.V.G. De Morais, A. Noumowe, J.-L. Gallias, and R. Cabraillac. Experimental and numerical studies of thermo-hydrous transfers in concrete exposed high temperature. *Heat and Mass Transfer*, 44(2), 2007.
- [67] G. Khoury, P. Sullivan, and B. Grainger. Transient thermal strain of concrete : literature review, conditions within specimen and individual constituent behaviour. *Mag.Conc. Research*, 37 :131–144, 1985.
- [68] G.A. Khoury. Strain components of nuclear-reactor-type concrete during first heat cycle. *Nuclear Engineering and Design*, (156) :313–321, 1995.
- [69] G.D.C. Kuiken. *Thermodynamics of irreversible processes. Applications to diffusion and rheology*. J. Wiley&Sons, 1994.
- [70] C. La Borderie, C. Lawrence, and G. Sornin. Approche mésoscopique du comportement du béton - apport de la représentation géométrique. 24èmes Rencontres Universitaires de Génie Civil, 2006.
- [71] A. Laghcha. *Contribution à l'étude des transferts gazeux et liquide au sein des parois en béton endommagées sous sollicitation thermo-hydrique. Application au cas des enceintes de confinement en conditions d'épreuve et accidentelle*. PhD thesis, INSA de Lyon, 2006.
- [72] D. R. Lankard, D. L. Birkimer, F.F. Fondriest, and M.J. Snyder. Effects of moisture content on the structural properties of portland cement concrete exposed to temperatures up to 500 f. 21st ACI Fall Meeting, Memphis, Tennessee., 1971.
- [73] T.T.H. Le, H. Boussa, and F. Meftah. Effect of aggregates morphology on the thm behaviour of concrete at high temperatures. 7th International Conference on Fracture Mechanics of Concrete and Concrete Structures - FraMCoS-7, May 2010.

- [74] T.T.H. Le, H. Boussa, and F. Meftah. Modelling of the thm behaviour of concrete at the macroscopic and mesoscopic scale. EURO-C 2010 Conference - Computational Modelling of Concrete Structures, March 2010.
- [75] T.T.H. Le, H. Boussa, F. Meftah, P. Pimienta, and J.-C. Mindeguia. Programme expérimental pour la modélisation multi-échelle des bétons à haute température, Janvier 2010. Rapport CSTB SN/RNA, 36 p.
- [76] T.T.H. Le, F. Meftah, and H. Boussa. Modèles de comportement thermo-hydrrique : Généralités, algorithmes et validation de la programmation, Mars 2008. Rapport d'avancement de thèse N1, 75p.
- [77] T.T.H. Le, F. Meftah, and H. Boussa. A multi-scale thermo-hydral modelling of concrete behaviour at high temperatures. Poro-Mechanics IV - The Fourth Biot Conference on Poromechanics, June 2009.
- [78] T.T.H. Le, F. Meftah, H. Boussa, and K. Zibouche. Three-dimensional finite element meso-scale modelling of thermo-hydro-mechanical behavior of concrete exposed to elevated temperatures. IV European Conference on computational Mechanics - ECCM10, May 2010.
- [79] B. Le Neindre. Tensions superficielles des composés inorganiques et des mélanges. *Techniques de l'ingénieur*, article K476, 1993.
- [80] J. Lemaitre and J. L. Chaboche. *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, 1988.
- [81] R.W. Lewis and B.A. Schrefler. *The Finite Element Method in the static and dynamic deformation and consolidation of porous media*. J.Wiley&Sons, 1998.
- [82] Commissariat à l'énergie Atomique (CEA). Cast3m. <http://www-cast3m.cea.fr>.
- [83] H. Loosveldt, Z. Lafhaj, and F. Skoczylas. Experimental study of gas and liquid permeability of a mortar. *Cement and Concrete Research*, 32 :1357–1363, 2002.
- [84] L. Luckner, M. T. Van Genuchten, and D. R. Nielsen. A consistent set of parametric models for the two-phase-flow of immiscible fluids in the subsurface. *Water Res.*, 25 :2225–2245, 1989.
- [85] M. Mainguy, O. Coussy, and V. Baroghel-Bouny. Role of air pressure in drying of weakly permeable materials. *J. Eng. Mech.*, 127 :582–592, 2001.
- [86] E.A. Mason and L. Monchick. Survey of the equation of state and transport properties of moist gases. *Humidity and moisture Measurement and Control Science*, 3 :257–272, 1965.
- [87] J. Mazars. *Application de la mécanique de l'endommagement au comportement non-linéaire et à la rupture du béton de structure*. PhD thesis, Université Paris 6, 1984.
- [88] J. Mazars and G. Pijaudier-Cabot. Continuum damage theory -application to concrete. *J.Eng.Mech. ASCE*, 115(2) :345–365, 1989.
- [89] F. Meftah. Contributions à la modélisation du comportement fissurant, différé et au feu des matériaux cimentaires par des approches thermo-hydro-mécaniques couplées, 2007. Memoire d'Habilitation a Diriger des Recherches Domaine Genie Civil, 73p.

- [90] F. Meftah, S. Dal Pont, and B.A. Schrefler. A three-dimensional staggered finite element approach for modelling thermo-hygral coupled phenomena in porous media. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, doi :10.1002/nag.1017, 2011.
- [91] F. Meftah and H. Sabeur. A thermo-hydro damage model for the dehydration creep of concrete subjected to high temperature. ECCOMAS / ECCM III, June 2006.
- [92] P.K. Mehta. *Concrete, structure, properties and materials*. New Jersey USA : Prentice-Hall Inc., 1986.
- [93] A. Menou. *Etude du comportement thermomécanique des bétons à haute température : Approche multiéchelles de l'endommagement thermique*. PhD thesis, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2004.
- [94] A. Menou, G. Mounajed, H. Boussa, A. Pineaud, and H. Carre. Residual fracture energy of cement paste, mortar and concrete subject to high temperature. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, 45, 2006.
- [95] R. J. Millington. Gas diffusion in porous media. *Science*, 130 :100–102, 1959.
- [96] J.-C. Mindeguia. *Contribution expérimentale à la compréhension des risques d'instabilité thermique des bétons*. PhD thesis, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2009.
- [97] J.-C. Mindeguia. Essais dalettes - programme expérimental et sommaire, Mars 2009. Rapport interne CSTB, 49p.
- [98] J.-C. Mindeguia. Essais ptm - programme expérimental et sommaire, Mars 2009. Rapport interne CSTB, 58p.
- [99] J.-C. Mindeguia, P. Pimienta, H. Carre, and C. La Borderie. Experimental study on the contribution of pore vapour pressure to the thermal instability risk of concrete. 1st International Workshop on Concrete Spalling due to Fire Exposure, September 2009.
- [100] G. Mounajed. Expérience théorie et modèles numériques -des méthodes combinées pour l'étude du comportement multi physiques et multi echelles des structures et matériaux, Décembre 2004. Habilitation à Diriger des Recherches.
- [101] G. Mounajed and W. Obeid. Un modèle thermo-hygro-mécanique pour la simulation du comportement au feu des bétons. Première conférence internationale Albert CAQUOT, modélisation et simulation en génie civile : de la pratique à la théorie, ENPC, 2001.
- [102] G. Mounajed, H. Ung Quoc, and H. Boussa. Development of a new concrete damage model “modeve” in symphonie f.e. code : Application to metallic anchor bolts. The Second Biot Conference on Poromechanics, August 2002.
- [103] Y. Msaad. *Analyse des mécanismes d'écaillage du béton soumis à des températures élevées*. PhD thesis, ENPC Paris, 2005.
- [104] W. Nechnech. *Contribution à l'étude numérique du comportement du béton et des structures en béton armé soumises à des sollicitations thermiques et mécaniques*

- couplées : Une approche thermo-élastoplastique endommageable.* PhD thesis, INSA de Lyon, 2000.
- [105] NIST. Object oriented finite element analysis of real material microstructure working group, 1998.
- [106] A. Noumowé. *Effet de hautes températures (20-600 °C) sur le béton. Cas particulier du béton à hautes performances.* PhD thesis, INSA de Lyon, 1995.
- [107] W. Obeid, G. Mounajed, and A. Alliche. Mathematical formulation of thermo-hygro-mechanical coupling problem in non saturated porous media. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, 190 :5105–5122, 2001.
- [108] Mitsuo Ozawa, Tetsutaro Iizuka, Keitetsu Rokugo, and Hiroaki Morimoto. Relationship between spalling behaviour and internal vapour pressure of high-strength concrete reinforced with natural fibre under high temperature. pages 140–149. 1st Internal Workshop on Concrete Spalling due to Fire Exposure, September 2009.
- [109] D. Pasquero. *Contribution à l'étude de la déshydratation dans les pétes de ciment soumise é haute température.* PhD thesis, ENPC, 2004.
- [110] P. Perre. Measurements of softwoods' permeability to air : importance upon the drying model. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 14 :519–529, 1987.
- [111] F. Pesavento. *Non linear modelling of concrete as a multiphase material in high temperature conditions.* PhD thesis, Universita degli Studi di Padova, 2000.
- [112] L.T. Phan. High-strength concrete at high temperature : An overview. utilization of high strength/high performance concrete. 6th International Symposium. Leipzig, Germany, 2002.
- [113] L.T. Phan, J.R. Lawson, and F. Davis. Mechanical properties of high performance concrete after exposure to elevated temperatures. Technical report, NIST, 2000.
- [114] P. Pimienta and I. Hager. Mechanical behaviour of hpc at high temperature. 6th International symposium on utilisation of high strength/high performance concrete, 2002.
- [115] G. Ranc, J. Sercombe, and S. Rodrigues. Comportement à haute température du béton de structure, impact de la fissuration sur les transferts hydriques, 2001. Laboratoire d'Etude du Comportement des Betons et des Argiles, CEA SACLAY.
- [116] R.C. Reid, J.M. Praunsnitz, and E.P. Bruce. *The properties of gases and liquids.* McGraw Hill - 4th ed., 1987.
- [117] J.C. Rots. *Computational modeling of concrete fracture.* PhD thesis, Delft University, Delft, 1988.
- [118] H. Sabeur. *Etude du comportement du béton à hautes températures. Une nouvelle approche Thermo-Hygro-Mécanique couplée pour la modélisation du fluage thermique transitoire.* PhD thesis, Université de Marne-la-Vallée, 2006.
- [119] H. Sabeur and F. Meftah. Dehydration creep of concrete at high temperatures. *Materials and Structures*, 41(1) :17–30, 2008.
- [120] H. Sabeur, F. Meftah, H. Colina, and G. Plateret. Correlation between transient creep of concrete and its dehydration. *Magazine of Concrete Research*, 60(3) :157–163, 2008.

- [121] U. Schneider. Concrete at high temperatures : A general review. *Fire safety Journal*, 13 :55–68, 1988.
- [122] B.A. Schrefler. Mechanics and thermodynamics of saturated/unsaturated porous materials and quantitative solutions. *Appl.Mech.Rev.*, 4 :351–388, 2002.
- [123] A. Sichaib. *Comportement Mécanique des Chevilles de Fixation Sous Sollicitations Accidentelles Type Sismique*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2007.
- [124] H. Taylor. The chemistry of cements. Academic press, London.
- [125] M.J. Terro. Numerical modeling of the behavior of concrete structures in fire. *ACI Structural Journal*, 95(2) :183–193, 1998.
- [126] H.R. Thomas and M.R. Sansom. Fully coupled analysis of heat, moisture and air transfer in unsaturated soil. *J.Engng.Mech.*, 121 :392–405, 1995.
- [127] C. Tourenq, J.-L. Durville, and E. Massieu. *Les propriétés des roches : guide pratique*. Mémento, Mines et Carrières. LCPC, 1997.
- [128] F.J. Ulm, P. Acker, and M. Levy. The “chunnel” fire. 2 : analysis of concrete damage. *J.Eng.Mech.*, pages 283–289, 3 1999.
- [129] F.J. Ulm, O. Coussy, and Z. Bazant. The “chunnel” fire. 1 : chemoplastic softening in rapidly heated concrete. *J.Eng.Mech.*, pages 272–282, 3 1999.
- [130] H. Ung Quoc. *Développement de nouveaux modèles de comportement de béton. Application à la fixation métallique dans le béton*. PhD thesis, ENPC, Paris, 2003.
- [131] M. Th. VanGenuchten. A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Soil Science Society of America*, 44 :892–898, 1980.
- [132] H.-D. Vosteen and R. Schellschmidt. Influence of temperature on thermal conductivity, thermal capacity and thermal diffusivity for different types of rock. *Physics and Chemistry of the Earth*, 28 :499–509, 2003.
- [133] A. Witek, D. Gawin, F. Pesavento, and B.A. Schrefler. Finite element analysis of various methods for protection of concrete structures against spalling during fire. *Comput. Mech.*, pages 271–292, 2006.
- [134] G. Ye, X. Liu, G. De Schutter, L. Taerwe, and P. Vandeveld. Phase distribution and microstructural changes of self-compacting cement paste at elevated temperature. *Cement and Concrete Research*, 37 :978–987, 2007.
- [135] O.C. Zienkiewicz and R.L. Taylor. *The finite element method : its basis and fundamentals*. McGraw-Hill, 1967.
- [136] O.C. Zienkiewicz and R.L. Taylor. *The finite element method : Solid mechanics, Volume 2*. 2002.