



HAL
open science

Fracturation électrique des géomatériaux Etude de l'endommagement et de la perméabilité

Wen Chen

► **To cite this version:**

Wen Chen. Fracturation électrique des géomatériaux Etude de l'endommagement et de la perméabilité. Matériaux. Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2010. Français. NNT : . tel-00577790

HAL Id: tel-00577790

<https://theses.hal.science/tel-00577790>

Submitted on 17 Mar 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.



THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE de PAU et des PAYS de l'ADOUR

**ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES EXACTES ET DE
LEURS APPLICATIONS**

par

Wen CHEN

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : **Génie Civil**

Fracturation électrique des géomatériaux Etude de l'endommagement et de la perméabilité

Soutenue le 8 décembre 2010

Jury

Rapporteurs :	M. Abdelhafid KHELIDJ	Professeur, Université de Nantes
	M. Rodrigue DESMORAT	Professeur, ENS Cachan
Examineurs :	M. Marco DI PRISCO	Professeur, Politecnico di Milano
	M. Denis AUBRY	Professeur, Ecole Centrale de Paris
	M. Olivier MAUREL	Maître de conférences, Université de Pau et des Pays de l'Adour
	M. Thierry REESS	Maître de conférences, Université de Pau et des Pays de l'Adour
	M. Franck REY-BETHBEDER	Ingénieur chercheur, Total
Invité :	M. Gilles PIJAUDIER-CABOT	Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour
	M. Antoine JACQUES	Ingénieur chercheur, Total
Directeur de thèse :	M. Christian La Borderie	Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour

Table des matières

Table des matières	1
Remerciement.....	5
Introduction générale	7
Problématique	7
Programme des travaux.....	8
Chapitre 1 : Etude bibliographique	11
1.1 Décharges électriques dans l'eau et les ondes de pression associées.....	11
1.1.1. Méthode PBT (Plasma Blasting Technolog)	11
1.1.2. Les décharges électriques subsoniques	12
1.1.3. Les ondes de chocs dans l'eau.....	15
1.1.3.1 Les résultats des travaux de Touya [TOU03, TOU06]	15
1.1.3.2 Méthode de mesure des ondes de choc avec un film de mesure de pression	16
1.1.3.3 Méthode de mesure des ondes de choc avec des capteurs piézoélectriques.....	17
1.1.4 Etude de la simulation de la propagation des ondes de chocs dans l'eau.....	18
1.1.4.1 Simulation de l'influence de la conductivité d'eau sur l'effet des ondes de choc	18
1.1.4.2 Simulation de la propagation des ondes de choc dans l'eau par EUROPLEXUS.....	19
1.2. Perméabilité du béton au gaz	21
1.2.1 Structure poreuse du béton.....	21
1.2.1.1 Porosité du béton.....	21
1.2.1.2 Distribution de la taille des pores.....	22
1.2.1.3 Connectivité des pores	22
1.2.1.4 Tortuosité des pores.....	22
1.2.2 Mesure de la perméabilité au gaz du béton	22
1.2.2.1 Loi de Darcy.....	23
1.2.2.2 Ecoulement du gaz en milieu poreux	24
1.2.2.3 Méthode de Klinkenberg pour déterminer la perméabilité du béton.....	25
1.2.2.4 Effet des sollicitations sur la perméabilité du béton.....	26
1.3 Modèles endommageable pour le béton en dynamique	29
1.3.1 Effet de la vitesse de déformation sur la résistance du béton.....	29
1.3.1.1 Effet de la vitesse de la déformation en compression	30
1.3.1.2 Effet de la vitesse de déformation en traction	31
1.3.2 Modèle du béton endommageable modifié pour tenir compte de l'effet de vitesse de déformation	33
1.3.2.1 Modèle viscoélastique viscoplastique endommageable	33
1.3.2.2 Modèle viscoplastique endommageable.....	35
1.3.2.3 Modèle 3D anisotrope élastique.....	38
1.3.2.3 Modèle anisotrope anélastique endommageable	43
1.4 Conclusion	45
Chapitre 2 : Expérimentation préliminaire.....	47

2.1. Programme expérimental	47
2.1.1 Présentation des dispositifs expérimentaux	47
2.1.1.1 Applications des ondes de chocs	48
2.1.1.2 Mesure de la perméabilité au gaz	51
2.1.2 Caractéristiques mécaniques du mortier	53
2.1.3 Déroulement des essais	53
2.2 Application des chocs électriques	54
2.3. Analyse des résultats expérimentaux	54
2.3.1. Evolution de la perméabilité avec l'intensité de la pression et le nombre de chocs	55
2.3.1.1 Influence du niveau de pression sur la perméabilité	55
2.3.1.2 Influence du nombre de chocs sur la perméabilité	57
2.3.2 Evolution de la perméabilité et de l'endommagement illustrée par (micro)tomographies	57
2.3.2.1 Observations en tomographie	58
2.3.2.2 Observations en micro-tomographie	60
2.3.3 Porosimétrie au mercure	62
2.4 Conclusions	64
Chapitre 3 : Expérimentation en puits	65
3.1 Programme expérimental	65
3.1.1 Principe du dispositif expérimental	65
3.1.2 Paramètres d'essais	67
3.1.3 Matériau étudié	68
3.1.4 Etalonnage du dispositif de confinement	69
3.1.4.1 Procédure d'étalonnage du confinement vertical	70
3.1.4.2 Procédure d'étalonnage du confinement radial	71
3.1.4 Mesure de perméabilité	76
3.1.5 Mesure ultrasonore	78
3.2 Dispositif de génération des chocs électriques	80
3.3 Analyse des résultats expérimentaux	80
3.3.1 Evolution de la perméabilité en fonction du niveau de chargement et nombre de chocs	80
3.3.1.1 Evolution de la perméabilité avec le niveau de chargement	80
3.3.1.2 Evolution de la perméabilité avec le nombre de choc sous confinement fort	83
3.3.2 Evolution de l'endommagement avec le niveau de chargement et le nombre de chocs	84
3.3.2.1 Evolution de l'endommagement avec le niveau de chargement	84
3.3.2.2 Evolution d'endommagement avec le nombre de choc	85
3.3.3 Couplage de l'endommagement et de la perméabilité	86
3.3.3.1 Couplage de l'endommagement et de la perméabilité avec le niveau de chargement	86
3.3.3.2 Couplage de l'endommagement et de la perméabilité en fonction du nombre de chocs	87

3.4 Conclusion	88
Chapitre 4: Simulation de la décharge électrique et de la propagation des ondes dans l'eau	90
4.1 Introduction.....	90
4.2 Introduction du code EUROPLEXUS.....	90
4.3. Principes théoriques de la simulation de la décharge électrique et la propagation des ondes dans l'eau.....	91
4.3.1 Théorie du modèle diphasique	91
4.3.1.1 Processus de résolution	91
4.3.1.2 Méthode numérique d'interpolation.....	92
4.3.1.3 Evolution du comportement thermodynamique en situation monophasique	94
4.3.1.4 Evolution du comportement thermodynamique diphasique.....	95
4.3.1.5 Injection d'énergie.....	98
4.3.2. Formulation ALE	99
4.3.2.1 Description Lagrangienne	99
4.3.2.2 Description Eulérienne.....	100
4.3.2.3 Description ALE.....	101
4.3.3. Interaction fluide-structure : formulation FSA.....	103
4.3.4. Exemple d'explosion vapeur.....	107
4.4 Qualification du modèle de l'explosion électrique dans l'eau	111
4.4.1 Identification des paramètres du modèle 'EAU' à partir du premier essai.....	111
4.4.1.1 Maillage et conditions aux limites.....	112
4.4.1.2 Utilisation de la première méthode	113
4.4.1.3 Utilisation de la seconde méthode :.....	116
4.4.1.4 Comparaison des résultats de l'expérience avec les deux méthodes de simulation d'application de l'énergie	119
4.4.2 Validation du modèle 'EAU' à partir des trois autres essais expérimentaux	120
4.4.2.1 Hypothèse et le maillage du calcul.....	120
4.4.2.2 Comparaison simulation - expérience	120
4.5 Conclusions.....	123
Chapitre 5 : Simulation de la décharge électrique dans l'eau et la propagation des ondes dans le béton.....	124
5.1 Introduction.....	124
5.2 Principe du modèle anisotrope développé pour le matériau béton.....	124
5.2.1 Déformation équivalente.....	125
5.2.2 Loi d'évolution de l'endommagement	125
5.2.2.1 Endommagement sous sollicitation statique	125
5.2.2.2 Endommagement sous sollicitation dynamique	127
5.2.3 Calcul de l'énergie de fissuration.....	128
5.3 Principes du calcul de la perméabilité au gaz	130
5.4 Résultats de la simulation (Simulation de l'expérimentation en puits).....	134
5.4.1 Simulation de l'expérimentation en puits en confinement nul.....	135
5.4.1.1 Evolution de l'endommagement en confinement nul.....	136

5.4.1.2 Couplage de l'endommagement et de la perméabilité en confinement nul	142
5.4.2 Simulation de l'expérimentation en puits en confinement moyen	143
5.4.2.1 Evolution de l'endommagement en confinement moyen	146
5.4.2.2 Couplage de l'endommagement et de la perméabilité en confinement moyen	148
5.4.3 Simulation de l'expérimentation en puits en confinement fort	150
5.4.3.1 Evolution de l'endommagement en puits en confinement fort	152
5.4.3.2 Couplage entre l'endommagement et la perméabilité en confinement fort	154
5.5 Conclusion	156
Conclusions et Perspectives	158
Références	161

Remerciement

Ce travail est le fruit d'une collaboration entre le Laboratoire de Sciences Appliquées au Génie Civil et Côtier (LaSAGeC²), le Laboratoire de Génie Electrique (LGE) et le Laboratoire de Thermodynamique et Energétique des Fluides Complexes (LFC) de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA), Durabilité des Ouvrages de l'Institut de Recherche en Génie Civil et Mécanique (GeM) et l'équipe de TOTAL.

Dans ce cadre je remercie vivement tout d'abord Université de Pau et des Pays de l'Adour qui a financé mes trois ans de thèse et un an d'ATER. Je remercie également TOTAL qui finance notre projet de recherche et mes six mois de Post-doctor après ma soutenance de thèse.

Je remercie chaleureusement Monsieur Christian La Borderie, mon directeur de thèse, sans qui cet ouvrage n'aurait probablement jamais vu le jour. Je suis très honorée de travailler avec lui pendant mes trois ans de thèse. Pour moi, il a l'esprit vraiment scientifique, c'est un professeur qui a pris un temps précieux pour diriger ce travail et m'a transmis ses connaissances et son savoir-faire ; c'est aussi un membre de ma famille qui me donne de précieux conseils sur mon avenir, mon travail...Il m'apprend non seulement les expériences scientifiques mais aussi l'esprit scientifique qui m'encourage à aller plus loin.

Je remercie particulièrement Monsieur Gilles Pijaudier-Cabot, responsable de mon projet de recherche (TGR) qui a présidé mon jury de thèse. Merci de m'avoir donné la chance de travailler sur ce sujet de thèse et de m'avoir piloté durant la réalisation de cette étude.

Je souhaite ensuite remercier Monsieur Olivier Maurel pour ses remarques qui ont permis d'améliorer le manuscrit que vous pouvez lire. Mes remerciements vont également à Messieurs Thierry Reess et Antoine Silvestre De Ferron pour leurs disponibilités et les conseils qu'ils m'ont prodigués.

Mes remerciements personnels s'adressent à Monsieur Abdelhafid KHELIDJ (GeM), pour tous les conseils et l'aide qu'il m'a donné au début de ma thèse pendant mes expérimentations à GeM. Je lui suis reconnaissante d'avoir aimablement accepté d'être mon rapporteur de thèse ainsi que pour le temps qu'il a consacré à la lecture du rapport.

Mes vifs remerciements s'adressent à Monsieur Rodrigue DESMORAT (LMT-Cachan) pour avoir accepté la charge de rapporteur de ce travail de thèse. Je lui exprime ma grande reconnaissance pour l'attention et les conseils qu'il a portés à ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur Marco Di Prisco pour accepter d'être le président de mon jury de thèse et je l'en remercie ainsi que pour ses encouragements. Je remercie également Franck Rey-Bethbeder et Antoine Jacques pour leur participation au jury et l'intérêt qu'ils ont pu montrer à l'égard de mon travail.

Je remercie beaucoup Monsieur Mohammed Matallah pour m'avoir suivi dans ce travail. Merci de m'avoir donné les conseils et transmis les connaissances surtout en Cast3M.

Je voudrais exprimer également ma gratitude envers les personnes ayant contribué à ce travail, Messieurs Hariddh Bung (CEA), Pascal Galon (CEA), Vincent Faucher (CEA) qui m'ont aidé à résoudre mes problèmes numériques que j'ai pu rencontrer sur EUROPLEXUS.

Bien évidemment, je remercie tous les collègues qui contribuent à la bonne ambiance dont j'ai pu bénéficier dans le laboratoire, spécialement Madame Hélène Carre, maître de conférences à ISABTP, Monsieur André Joie, directeur d'ISABTP et Marie, notre chère assistante. Merci pour le temps que vous avez passé avec moi. Sans votre aide et vos encouragements, je n'aurais jamais pu finir ma thèse.

Enfin, je voudrais remercier ma famille et mes parents. Même si vous êtes loin de moi, vous êtes toujours dans mon cœur, vous me donnez la force de concrétiser mes aspirations.

Introduction générale

Problématique

Dans le domaine pétrolier, certaines réserves pétrolières situées généralement à des profondeurs de l'ordre de 1500m sont piégées dans des roches très imperméables (0,1 mD). Le forage classique complété d'une fracturation hydraulique des roches en périphérie du puits ne donne l'accès qu'à une quantité limitée de ressources. La fracturation hydraulique consiste à fracturer la roche autour du puits en injectant un liquide sous forte pression. La fissuration ainsi créée permet généralement d'améliorer l'extraction de gaz, malheureusement, de façon insuffisante et généralement limitée dans le temps car les fissures ont tendance à se refermer sous l'effet du fort confinement vertical et horizontal. La fissuration est trop localisée et les débits décroissent très rapidement si la roche est trop peu perméable. Dans cette étude, nous nous intéressons à la mise au point et à la validation d'un procédé de fracturation innovant visant à augmenter la perméabilité de la roche environnante d'une façon plus distribuée (en volume) par rapport à la fracturation hydraulique tout en conservant la résistance de la roche et d'atteindre ces ressources pétrolières jusqu'à présent inexploitable. L'objectif est d'augmenter la perméabilité de la roche en modifiant sa microstructure sans affaiblir sa résistance.

Les études ont été, dans le cadre de ce travail de thèse menées sur du mortier présentant des caractéristiques mécaniques et physiques proches de celles des roches des « Tight Gas Reservoirs ». De nombreuses études ont été menées concernant la microstructure du béton, son évolution avec les sollicitations mécaniques, son endommagement et sa perméabilité. La perméabilité du béton caractérise la capacité d'un matériau à se laisser traverser par des fluides sous un gradient de pression totale. Elle dépend de la connectivité et de la taille des pores, de la porosité et de la présence de microfissures. En plus des caractéristiques de la composition (rapport Eau/Ciment, quantité des granulats...) et des contraintes internes (dues au fluage, au changement de la température, aux gradients thermiques), la perméabilité est influencée par les chargements extérieurs, statiques ou dynamiques. De nouvelles microfissures se forment et la connectivité des pores se développe pendant la période d'application des chargements extérieurs. Le chargement dynamique génère un réseau de microfissures plus homogène que celui généré par un chargement statique. Les microfissures peuvent se propager pendant le déchargement de contraintes de compression.

L'objectif de notre programme de recherche sera d'élaborer une méthode permettant d'augmenter la perméabilité de la roche en la soumettant à une charge dynamique rapide. Par rapport aux techniques basées sur des explosifs chimiques, il a été choisi, pour cette étude, de générer l'onde acoustique par une décharge électrique. Cette technique présente plusieurs avantages : absence de fumées néfastes et de produits polluants émis par l'explosif chimique, meilleure maîtrise du concassage,

coût restreint et répétabilité aisée autorisant les chocs multiples. La charge dynamique est une onde de chocs générée par décharge électrique. Le dispositif a été développé par le Laboratoire de Génie Electrique de l'Université de Pau et la société EFFITECH de façon à endommager des massifs rocheux par des ondes de pression générées par des décharges électriques dans de l'eau à pression et température ambiante.

Les travaux de recherche présentés dans ce travail s'inscrivent dans une opération de recherche pluridisciplinaire sur les réservoirs de gaz à faible perméabilité des massifs rocheux, dans le cadre d'une collaboration entre le Laboratoire de Sciences Appliquées au Génie Civil et Côtier (LaSAGeC²), le Laboratoire de Génie Electrique (LGE) et le Laboratoire de Thermodynamique et Energétique des Fluides Complexes (LFC) de Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA), Durabilité des Ouvrages de l'Institut de Recherche en Génie Civil et Mécanique (GeM), soutenue par Total et menée au sein de la fédération de recherche CNRS IPRA.

Programme des travaux

Une étude expérimentale et une étude numérique sont menées simultanément. Deux phases expérimentales ont été menées. La première, qui a essentiellement prouvé la faisabilité du dispositif expérimental a été menée avec une configuration géométrique simple pour étudier l'évolution de la microstructure et des propriétés de transfert du mortier, de coupler l'évolution de l'endommagement et de la perméabilité intrinsèque du matériau sous chargement dynamique en traction et en compression séparément [CAO 01]. Le chargement dynamique est généré par des ondes de chocs dues à la décharge électrohydraulique d'un arc (PAED) sous l'eau [CHI 98] [KIR 99]. L'amplitude de l'onde est définie en fonction de l'énergie électrique injectée et de la distance entre les électrodes et le point de mesure [TOU 06].

Dans l'expérimentation préliminaire, toute la partie haute tension du prototype et l'éprouvette mortier ont été placées à l'intérieur d'une enceinte faradisée. L'onde de choc est transmise à des échantillons cylindriques de mortier placés dans l'eau. Les éprouvettes sont endommagées par les ondes de compression. L'évolution de la fissuration et de l'endommagement est illustrée par celle de sa microstructure et de la perméabilité intrinsèque du matériau. Les états d'endommagement sont caractérisés par des mesures de perméabilité intrinsèque au gaz. La perméabilité augmente avec le niveau du pic de pression et le nombre de chocs. Les échantillons ont subi un examen au tomographe et au micro-tomographe pour observer la relation entre le chargement dynamique, la microstructure du matériel et la perméabilité mesurée. La distribution en taille des pores des échantillons et de son évolution avec les charges appliquées sont aussi étudiées à l'aide d'un dispositif de mesure de porosimétrie au mercure.

Dans la seconde phase expérimentale, afin de simuler les conditions de la roche dans un forage pétrolier, les chocs électriques sont appliqués dans la partie centrale (évidée) d'un cylindre creux de mortier confiné verticalement et radialement. Cette étude s'intéresse aux réserves pétrolières situées à des profondeurs de l'ordre de 1500

à 2000 mètres. Les confinements verticaux et radiaux sont appliqués pour simuler les pressions résultant de la gravité à ces profondeurs. La décharge électrique génère les ondes de choc qui sont transmises à l'intérieur des échantillons cylindriques. Les échantillons sont alors endommagés par les ondes générant une traction tangentielle. Les états d'endommagement sont caractérisés par des mesures ultrasoniques et de perméabilité intrinsèque au gaz. La perméabilité et l'endommagement augmentent avec le niveau du pic de pression et le nombre de chocs. Le seuil d'endommagement en énergie ou en pression maximale augmente avec l'intensité du confinement. Il a été mis en évidence une évolution quasi-exponentielle de la perméabilité avec l'endommagement moyen mesuré.

L'objectif de l'étude numérique est de simuler un processus de fissuration du mortier par ondes de choc générées par arc électrique dans l'eau et d'évaluer l'effet de la propagation des ondes de pressions sur la fracturation du massif. La totalité du processus, incluant la création de l'onde de pression, est simulée puis validée par les résultats expérimentaux afin de disposer d'un outil permettant d'effectuer des simulation sur de puits réels. Le code EUROPLEXUS est utilisé, il est développé par le CEA et EC (JRC Ispra, ISIS) depuis 1999 et produit par CASTEM-PLEXUS (CEA) et PLEXIS-3C (EC). Ce code qui est basé sur la méthode des éléments finis est bien adapté aux phénomènes dynamiques rapides, aux non linéarités géométriques et aux matériaux non-linéaires. L'étude de la simulation se décompose en deux parties, développées respectivement dans les chapitres 4 et 5, l'explosion d'origine électrique dans le fluide et la propagation des ondes de pression dans le mortier. Pour la première partie, un modèle diphasique est utilisé pour simuler la décharge électrique et la propagation des ondes de choc dans l'eau. Ce modèle d'explosion est validé par des essais et utilisé dans la deuxième phase de la simulation.

Pour la deuxième étape du travail de simulation du processus, il a été développé un modèle simulant l'effet de la propagation des ondes de pression sur la fracturation d'un massif en mortier ou rocheux sous chargement dynamique rapide. Ce modèle est basé sur le modèle anisotrope proposé par Desmorat [DES06] et l'introduction des effets de vitesse proposé par Dubé [DUB94] [DUB96]. Ce modèle couple endommagement et élasticité, et prend en compte l'effet des fermetures des microfissures et la variation d'énergie de la rupture G_f avec la taille d'élément. Finalement, nous proposons une généralisation aux cas anisotropes du modèle de couplage entre l'endommagement et la perméabilité proposé par Jason [JAS04], [JAS07].

L'étude numérique s'achève par la simulation du processus complet avec la décharge de l'énergie électrique, propagation de l'onde dans l'eau et le mortier et la fissuration du mortier. L'interface entre le fluide et le béton est simulée avec un modèle de comportement de type FSA. Les simulations de la propagation des ondes de choc dans la cellule (essais de l'étude préliminaire) et dans le puits (essais sous confinement) sont réalisées.

La contribution originale de ce travail a été d'observer le comportement du béton sous chargement dynamique rapide. Deux campagnes d'essais pour le projet TGR (Tight Gas Reservoirs) sont réalisées et nous ont permis de disposer de résultats expérimentaux permettant de valider les simulations effectuées. Un modèle anisotrope est développé qui couple endommagement et élasticité, et prend en compte l'effet de fermeture des microfissures et la variation d'énergie à la rupture G_f avec la taille d'élément. Nous avons implanté ce modèle dans le code éléments finis EUROPLEXUS afin de simuler les expérimentations. Une bonne corrélation est observée entre les résultats expérimentaux et de la simulation. Nous avons pu, notamment fournir une simulation réaliste du couplage endommagement-perméabilité et retrouver les résultats issus de la campagne expérimentale.

Chapitre 1 : Etude bibliographique

La première partie de ce chapitre bibliographique concerne les décharges électriques dans l'eau et la génération d'ondes de pression dynamiques. Des enregistrements de l'onde générée ainsi que les relations qui permettent de coupler l'énergie électrique commutée dans le liquide à l'amplitude du pic de pression vont être présentés.

Une étude bibliographique sur la méthode de mesure de la perméabilité et le couplage entre la perméabilité et l'endommagement du béton sera présentée dans la deuxième partie de ce chapitre. Divers modèles d'endommagement adaptés afin de tenir compte de l'effet de la vitesse de déformation sont disponibles dans la littérature.

Dans la dernière partie, nous proposons quelques rappels sur les principes des modèles de comportement du béton complétés d'une revue des modèles de comportement du béton adaptés aux sollicitations dynamiques.

Ce chapitre ne prétend pas être exhaustif, son but est d'introduire des notions et des résultats qui seront utiles pour la suite du document.

1.1 Décharges électriques dans l'eau et les ondes de pression associées

1.1.1. Méthode PBT (Plasma Blasting Technolog)

Par rapport aux techniques utilisant des explosifs chimiques, la génération d'une onde de pression par décharge électrique présente trois avantages: l'absence de fumées néfastes et de produits polluants émis par l'explosif chimique, une meilleure maîtrise du concassage et une répétabilité aisée du phénomène.

Basée sur la restitution rapide de fortes énergies électriques stockées par des condensateurs, la méthode PBT (Plasma Blasting Technology) permet de créer dans un liquide une onde de choc ayant une amplitude pouvant atteindre quelques centaines de mégapascal. Deux principes reposent sur cette méthode :

- le principe délocalisé ('Electro-Hydraulic Disintegration Process' ou 'EHDP') où l'onde de choc est transmise au matériau par l'intermédiaire d'un milieu liquide
- le principe localisé ('Electrical Disintegration Process' ou 'EDP') où la décharge se produit directement dans le matériau.

Les schémas des deux principes EHDP et EDP sont représentés par la figure I-1.

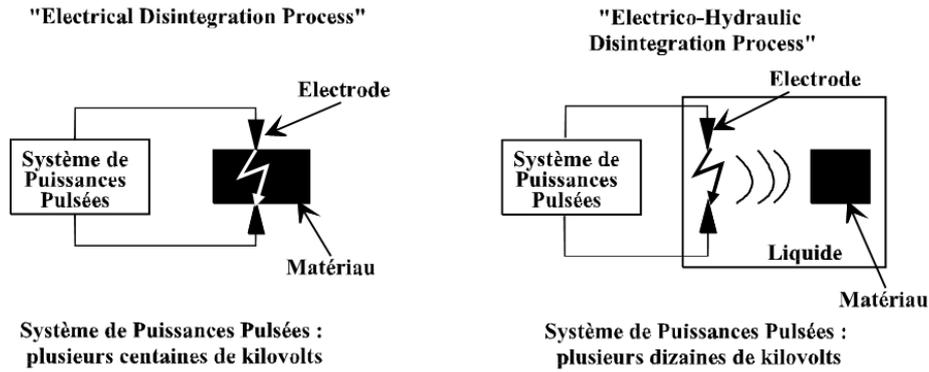


Fig. I-1 : Principe des méthodes EDP et EHDP

Le principe délocalisé consiste en un système de deux électrodes de décharge immergées dans un liquide et placées près du matériau à traiter. Le système capacitif délivre des puissances pulsées sous la forme d'impulsions de quelques dizaines de kilovolts déchargées à travers l'espace inter-électrodes. Un canal d'arc est créé entre les électrodes. L'expansion du canal d'arc génère des ondes de pression qui se propagent dans le liquide jusqu'au matériau à traiter.

Le principe localisé consiste à placer le matériau à traiter directement en contact entre les deux électrodes. Les deux électrodes sont connectées à un banc haut tension délivrant une impulsion de quelques centaines de kilovolts au système d'électrodes. Un arc est alors généré directement à travers le matériau. Résultant de l'expansion du canal d'arc dans le matériau solide, l'onde de pression fragmente aux alentours du lieu de la décharge. Les deux procédures de la méthode PBT sont très utilisées pour l'écroutage de matériaux, la destruction de grands ensembles bétonnés ou le perçage de galeries. Les microfissures générées par les ondes de choc sont plus diffuses dans le cas du système délocalisé que dans le cas du système localisé. Donc, il a été choisi, pour notre travail, d'utiliser un système délocalisé de la méthode de traitement PBT afin de générer une microfissuration diffuse dans le mortier lors des essais.

1.1.2. Les décharges électriques subsoniques

Dans le cas de la méthode PBT, les décharges électriques correspondent à des décharges dites 'subsoniques'. Ce mode de claquage dans l'eau repose sur des procédés thermiques conduisant à la formation de bulles de gaz dans lesquelles la décharge électrique se propage. Une partie de l'énergie électrique transférée à l'eau est donc dissipée dans une phase de chauffage puis de vaporisation. Les processus thermiques étant relativement lents, les constantes de temps et, par conséquent, les énergies mises en jeu dans ce type de claquage sont forcément importantes; typiquement du kilojoule à plusieurs dizaines de kilojoules. Au moment du court circuit de l'intervalle inter-électrodes, la densité de courant instantanée est telle que l'expansion brutale du canal d'arc conduit à la formation d'une onde de pression. Un exemple d'enregistrements relatifs à une décharge subsonique est présenté figure I-2.

Ces enregistrements montrent la phase de pré-décharge ($0 < t < 180 \mu s$) durant laquelle la tension chute d'environ 25%. Cette chute correspond à la décharge de la capacité équivalente du banc d'énergie dans la résistance équivalente du dispositif inter électrodes. Le courant, non lisible sur l'échelle adoptée, est de l'ordre de 50A. Concernant l'enregistrement de la lumière émise par la décharge, il est intéressant de remarquer que l'émission lumineuse ne commence que $30 \mu s$ après l'application de l'onde de tension. On note ensuite une émission plutôt continue qu'impulsionnelle, sauf, évidemment, au moment de l'arc. Cette séquence de pré-décharge correspond à la phase de dissipation de l'énergie électrique dans l'eau. Elle dépend bien évidemment de la conductivité de l'eau et de la géométrie du dispositif d'électrodes. A partir du claquage de l'intervalle, les enregistrements de la tension et du courant sont caractéristiques d'un régime pseudo-périodique correspondant à la décharge de la capacité C dans le circuit $R_{arc} \times L$ (avec R_{arc} la résistance d'arc et L l'inductance équivalente du circuit de décharge).

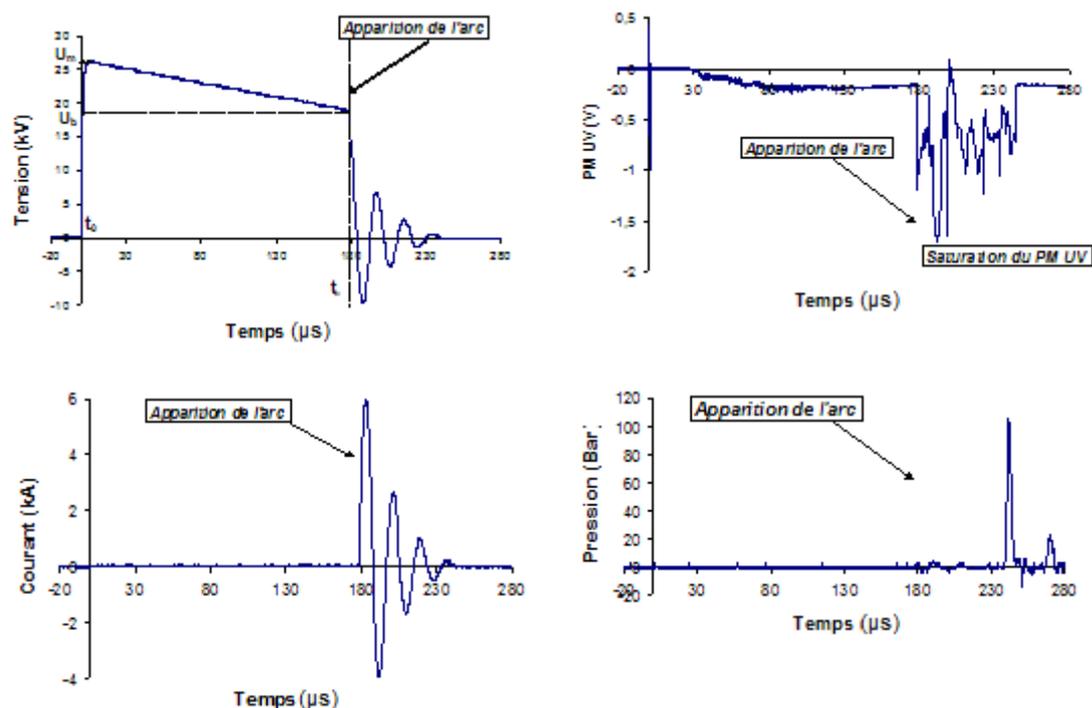


Fig. I-2. Enregistrements caractéristiques de la tension, du courant, du rayonnement UV émis par la décharge et de la pression générés par une décharge électrique dans l'eau en mode subsonique [TOU03]

En ce qui concerne l'onde de pression engendrée par l'arc dans l'eau (premier pic), elle survient $60 \mu s$ après l'apparition de l'arc. Le capteur étant situé à une distance $d=90mm$ de l'axe pointe - plan, l'onde de pression s'est donc propagée à une vitesse de $1500m/s$; cette valeur est en accord avec la vitesse de propagation du son dans l'eau.

Un exemple du développement d'une décharge dans l'eau sous de telles conditions et pour la polarité positive, est présenté figure I-3. Cette photographie est issue de la thèse de Gilles Touya. Elle a été prise au convertisseur d'images THOMSON TSN 506 fonctionnant en mode frame. La décharge était éclairée au moyen de la lampe flash placée contre un hublot de l'enceinte.

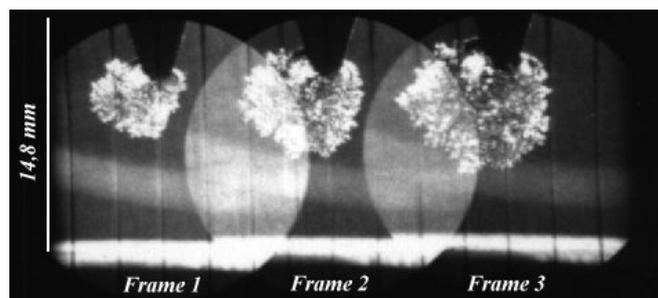


Fig. I-3. Convertisseur d'images en mode frame d'une décharge électrique subsonique [TOU03]

Il apparaît clairement que la rupture diélectrique de l'intervalle découle du développement depuis l'électrode portée à la haute tension, de bulles de gaz dans lesquelles la décharge se propage. D'une manière plus précise, des mesures strioscopiques ont mis clairement en évidence une première phase, non lumineuse, durant laquelle apparaît une variation d'indice de réfraction au niveau de la pointe qui est attribuée à du chauffage. L'apparition de bulles, détectables par notre dispositif, coïncide toujours avec celle d'une lumière émise par la décharge. Il s'agit, selon toute vraisemblance, de microclaquages dans les bulles. Ces microclaquages sont énergétiques (émission de lumière ultraviolette, blanche et infrarouge) : ils sont comparables à des leaders ou à des arcs avortés du fait de la résistance propre du volume d'eau qui limite le courant. (figure I-4).

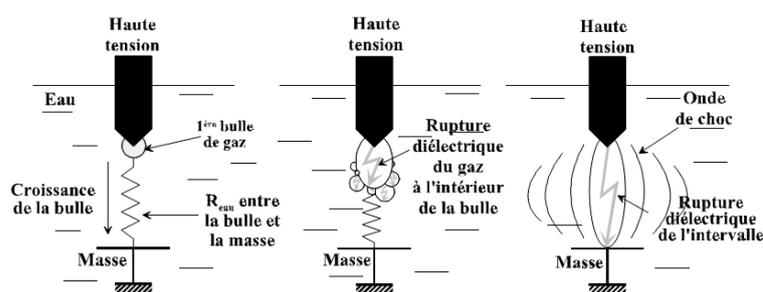


Fig. I-4. Schéma de principe de la propagation sous polarité positive d'une décharge électrique subsonique dans l'eau d'après Touya [TOU03]

1.1.3. Les ondes de chocs dans l'eau

1.1.3.1 Les résultats des travaux de Touya [TOU03, TOU06]

La principale difficulté dans la mesure de l'onde de pression générée par l'arc électrique est de trouver un capteur capable de mesurer des variations de plusieurs milliers de bar en quelques dizaines de nanosecondes. Le choix de Touya [TOU03] s'est porté vers une jauge de pression de choc dynamique développée à l'Institut Saint Louis (ISL) et commercialisée par la société Piezotech. Le principe de cette jauge est basé sur les propriétés piézoélectriques du polyfluorure de vinylidène (PVDF). Ce polymère présente une activité piézoélectrique bien plus élevée que les transducteurs piézoélectriques habituels (quartz, niobate de lithium, ...), et a des temps de réponse très faibles, de l'ordre de la dizaine de nanoseconde.

Un exemple d'évolution temporelle de la pression mesurée est présenté dans la figure I-5.

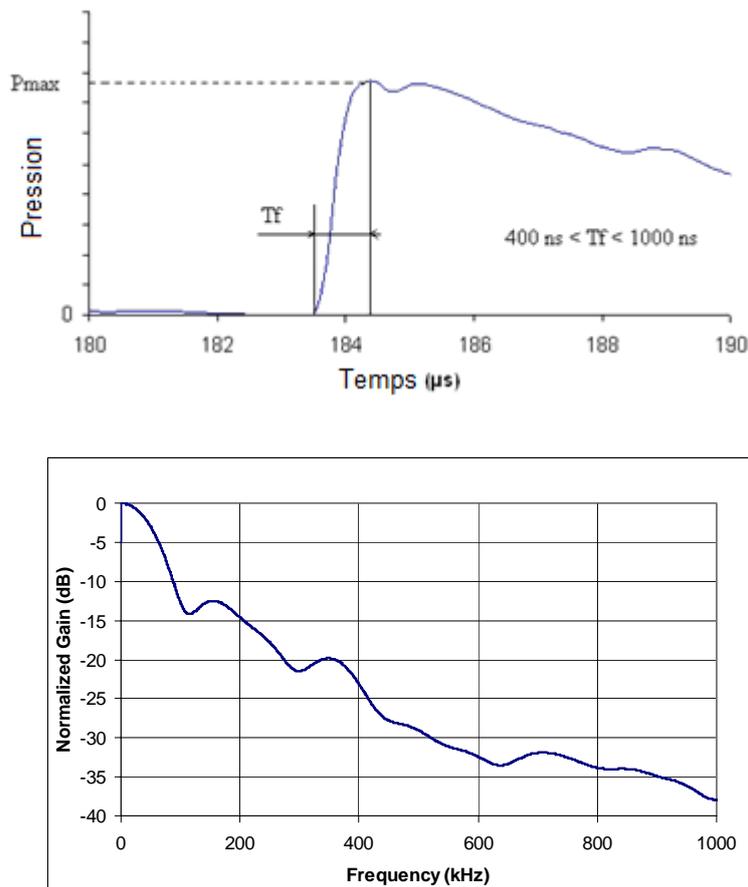


Figure I-5. Exemple d'évolution de la pression générée par une décharge électrique dans l'eau en fonction du temps et sa transformée de Fourier associée [TOU03]

Les travaux de Touya [TOU06] ont permis d'obtenir un certain nombre de résultats primordiaux dans l'optique d'utiliser le dispositif électrique comme source

d'onde de compression. En particulier, il a été montré que l'amplitude de l'onde de pression P_p dépend directement de l'énergie électrique E_B disponible au moment du claquage et en aucun cas de l'énergie initiale stockée. La loi de variation de l'amplitude est de la forme :

$$P_p = k.E_B^\alpha \quad (\text{I-1})$$

avec k un coefficient fonction de la distance d entre la source et le capteur et α un coefficient qui dépend de la géométrie inter-électrodes (distance, rayon de courbure).

Dans une configuration établie, c'est-à-dire pour une distance inter-électrodes de 10mm et des rayons de courbure des électrodes de 15mm, les valeurs des coefficients k et α ont été déterminées expérimentalement :

$$P_p = \frac{9000}{d}.E_B^{0,35} \quad (\text{bar, mm, kJ}) \quad (\text{I-2})$$

Il est donc possible, en jouant sur l'énergie commutée et/ou sur la distance d , de maîtriser la valeur de l'amplitude de l'onde de pression.

1.1.3.2 Méthode de mesure des ondes de choc avec un film de mesure de pression

Zhang et al [ZHA05] ont mesuré les ondes de choc générées par la décharge électrique dans l'eau avec un film de mesure de pression FUJI qui est utilisé pour enregistrer la distribution des ondes de pression. Les amplitudes de pression varient de 2,5 à 10 MPa. La figure I-6 illustre le schéma du prototype d'essai. Les résultats expérimentaux montrent que la génération des ondes de choc dépend de la position des électrodes, de la distance entre les électrodes, de la tension appliquée et de l'énergie injectée.

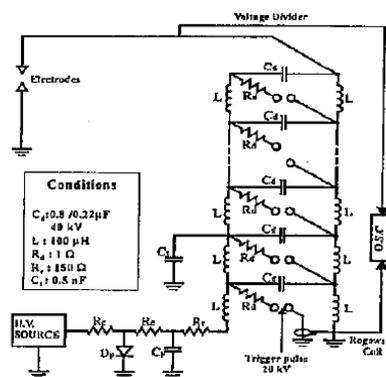


Fig. I-6. Schéma du dispositif expérimental de Zhang [ZHA05]

1.1.3.3 Méthode de mesure des ondes de choc avec des capteurs piézoélectriques

Grinenko et al [GRI03] ont mesuré les ondes de choc dans l'eau avec les capteurs piézoélectriques. Les résultats sont analysés par une procédure algorithmique qui est basée sur la conservation d'énergie et la fonction de Fourier. Le schéma du prototype d'essai est présenté dans la figure I-7.

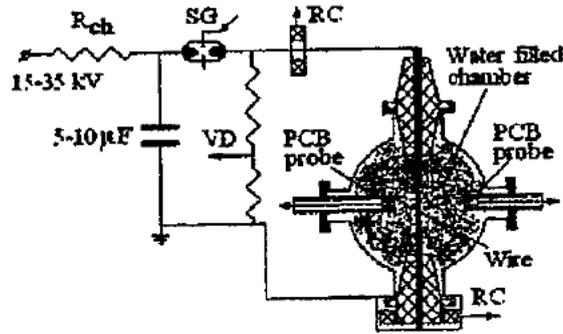


Fig. I-7. Schéma du prototype d'essai d'après Grinenko [GRI03]

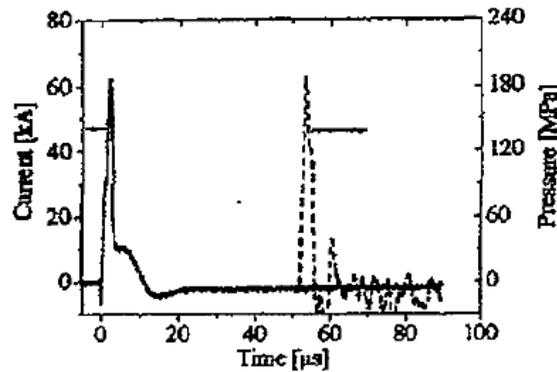


Fig. I-8. Evolutions temporelle du courant et onde de pression obtenus avec $C=10\mu F$, $V=30kV$ d'après Grinenko [GRI03]

Un exemple des courbes temporelles du courant et la pression est illustré dans la figure I-8. A partir des résultats expérimentaux, les deux formules empiriques sont obtenues :

La pression d'une onde de choc cylindrique :

$$p_m = \frac{5.4}{\sqrt{r}} \left(\frac{W_j}{l} \right)^{0.625} \tau_1^{-0.75} \quad (I-3)$$

Avec W_j l'énergie absorbée dans la chaîne de la décharge pendant la première moitié de la période τ_1 (s). l (m) et r (m) sont la longueur et le rayon du cylindre.

L'énergie acoustique est donnée par :

$$W = \frac{2\pi Rl}{\rho_0 v_0} \int_0^T p^2(t) dt \quad (I-4)$$

V_0 est la vitesse du son, ρ_0 est la densité de l'eau incompressible. $P(t)$ est la fonction de la pression au cours du temps. T est la période de l'onde.

1.1.4 Étude de la simulation de la propagation des ondes de chocs dans l'eau

1.1.4.1 Simulation de l'influence de la conductivité d'eau sur l'effet des ondes de choc

La simulation de la propagation des ondes de choc qui sont générées par des décharges électriques a été développée dans de nombreux programmes de recherche. Une étude concernant l'influence de la conductivité d'eau sur l'effet des ondes de choc électro-hydraulique est réalisée par Madhavan [MAD00]. Le schéma de prototype de la simulation est illustré dans la figure I-9. L'influence de la conductivité sur les niveaux de la pression est observée dans la figure I-10. Les différentes valeurs du facteur α indiquent les conditions de conductivité. Plus la valeur α est grande, plus le rayon intérieur de la zone d'eau chaude est petit.

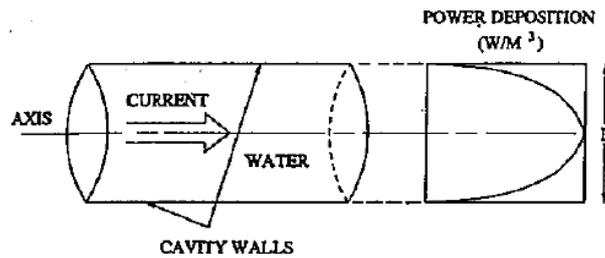


Fig. I-9. Schéma du prototype de la simulation d'après Madhavan [MAD00]

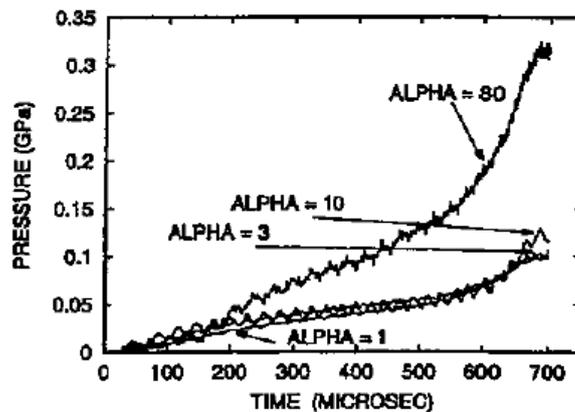


Fig. I-10. Courbes de la pression au cours du temps avec α différent d'après Madhavan [MAD00]

1.1.4.2 Simulation de la propagation des ondes de choc dans l'eau par EUROPLEXUS

Un code de calcul EUROPLEXUS est bien adapté à la simulation de la propagation des ondes de choc dans l'eau. Ce code est développé par le Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA) et EC (JRC Ispra, ISIS) depuis 1999 et produit par CASTEM-PLEXUS (CEA) et PLEXIS-3C (EC). Il est basé sur la méthode des éléments finis et est bien adapté aux phénomènes dynamiques rapides, aux non linéarités géométriques (grands déplacements, grandes rotations et grandes déformations) et aux matériaux non-linéaires (plastiques, viscoplastiques, etc). Il permet de modéliser le comportement de l'interface solide, liquide ou fluide-solide en 1D (circuits), 2D ou 3D en formulation Lagrangienne, Eulerienne ou ALE (arbitrary Lagrangian Eulerian). L'algorithme explicite utilise une discrétisation temporelle de type Newmark. Les conservations de la masse, de l'énergie totale et éventuellement du moment sont calculées successivement à chaque pas de temps.

Des études ont été effectuées par le CEA sur le HCDA (Hypothetical Core Disruptive Accident) [ROB02] [ROB03] [ROB05] [ROB07]. Dans ce type d'accident, une onde de choc est générée dans l'eau par un dépôt local d'énergie dû à la chute de corium liquide. Le schéma du prototype de l'essai MARA 8 est présenté dans la figure I-11. Le prototype de la simulation est illustré dans la figure I-12. Une pression uniforme est exercée dans une bulle pour simuler l'explosion du gaz due à la réaction chimique. Les ondes de pression se propagent dans l'eau et sont réfléchies dans l'interface eau-acier et eau-air.

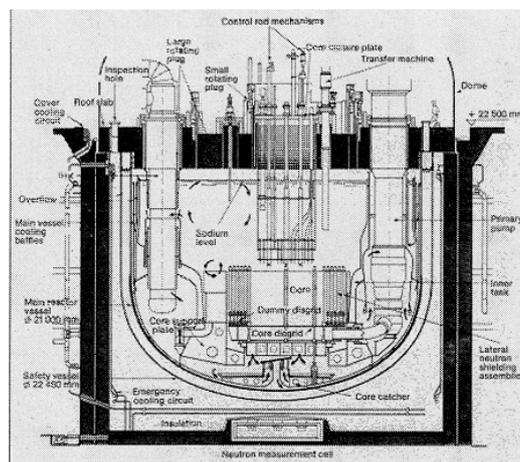


Fig. I-11. Schéma du prototype de l'essai MARA 8 d'après Robbe [ROB02]

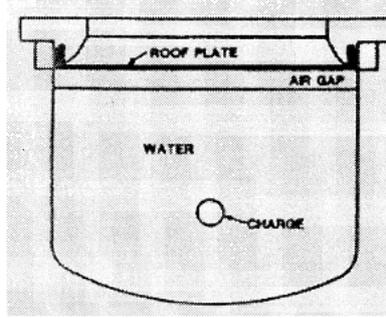


Fig. I-12. Courbes de la pression au cours du temps pour différentes valeurs de α d'après Madhavan [MAD00]

La densité mélangée se calcule :

$$\rho = \rho_a x_a + \rho_b x_b + \rho_s x_s + \rho_v x_v \quad (\text{I-5})$$

Avec les indices a pour l'argon, b pour la bulle, s pour le sodium et v pour la vapeur du sodium. La pression du gaz mélangé est la somme des pressions partielles.

$$p_g^{(n+1)} = p_a^{(n+1)} + p_b^{(n+1)} + p_v^{(n+1)} \quad (\text{I-6})$$

La fraction de vide α est obtenue par le rapport entre la densité relative et le composant.

$$\alpha = \frac{\phi_a}{\rho_a} = \frac{\phi_b}{\rho_b} = \frac{\phi_v}{\rho_v} = \frac{\phi_g}{\rho_g} = 1 - \frac{\phi_s}{\rho_s} \quad (\text{I-7})$$

L'argon et le gaz dans la bulle sont considérés comme un gaz parfait avec un caractère adiabatique:

$$p_a^{(n+1)} = p_a^{(n)} \left(\frac{\rho_a^{(n+1)}}{\rho_a^{(n)}} \right)^{\lambda_a} \quad \text{avec } \lambda_a = c_p / c_v \quad (\text{I-8})$$

$$p_b^{(n+1)} = p_b^{(n)} \left(\frac{\rho_b^{(n+1)}}{\rho_b^{(n)}} \right)^{\eta_b} \quad (\text{I-9})$$

Dans le cas isotherme $\eta_b = 1$

Dans le cas adiabatique $\eta_b = \lambda_b$

Le sodium peut exister en deux phases : liquide et gazeuse. Alors ce sodium diphasique est considéré dans une condition saturée et la température est constante. La

pression diphasique est égale à :

$$p_s^{(n+1)} = p_g^{(n+1)} = p_s^{(n)} + C_s^2 (\rho_s^{(n+1)} - \rho_s^{(n)}) \quad (\text{I-10})$$

Avec C_s est la vitesse du son dans le sodium. Le vapeur ne dépend que de la température initiale :

$$p_v^{(n+1)} = p_{sat}(T^{(0)}) \quad (\text{I-11})$$

Une autre modélisation possible de l'explosion est proposée par Lepareux [LEP94] [LEP00], Studer [STU97]. Elle permet de simuler la procédure d'application de l'énergie dans l'eau et est utilisée pour simuler le déchargement de l'énergie électrique. Ce modèle multi-composant peut traiter une explosion d'eau-vapeur provoquée par la dissipation de l'énergie dans l'eau. Le mélange eau-vapeur est supposé homogène dans chaque maille. L'énergie appliquée peut être variable au cours du temps. Ce modèle correspond tout à fait à la procédure de la décharge de l'énergie électrique. Les simulations réalisées dans notre étude sont basées sur ce modèle. Les détails de ce modèle seront présentés dans le chapitre quatre.

1.2. Perméabilité du béton au gaz

La perméabilité du béton caractérise la capacité d'un matériau à se laisser traverser par des fluides sous un gradient de pression totale. Elle dépend de la connectivité et de la taille des pores, de la porosité et de la présence de microfissures. En plus des caractéristiques de la composition (rapport Eau/Ciment, quantité des granulats...) et des contraintes internes (dues au fluage, au changement de la température, aux gradients thermiques), la perméabilité est influencée par les chargements extérieurs, statiques ou dynamiques. Dans cette partie, nous allons présenter les caractéristiques de la structure poreuse du béton, de la méthode de mesure de la perméabilité et de l'influence de la sollicitation mécanique.

1.2.1 Structure poreuse du béton

La structure poreuse du béton est généralement caractérisée par quatre paramètres : la porosité, la distribution de la taille des pores, la connectivité et la tortuosité des pores.

1.2.1.1 Porosité du béton

La porosité du béton est une caractéristique intrinsèque utilisée pour définir l'état du matériau. Les mesures de la porosité peuvent être réalisées par intrusion de mercure. La porosité totale s'exprime par la formule suivante :

$$\frac{V_p}{V_t} = \frac{V_p}{V_p + V_s} \quad (\text{I-12})$$

V_t est le volume total du matériau qui est égal à la somme du volume des pores V_p et du volume solide V_s .

1.2.1.2 Distribution de la taille des pores

Les tailles de pores dépendent de la caractéristique intrinsèque du béton. Dans le cas du béton non chargé, il existe, généralement, deux types de pores : les pores capillaires qui présentent les espaces intergranulaires et les pores internes aux hydrates. Dans le cas du béton sous charge, la distribution de la taille des pores est influencée par les charges extérieures, statiques ou dynamiques. Nous allons, dans le paragraphe suivant, examiner l'évolution des pores en fonction des charges subies par le matériau.

1.2.1.3 Connectivité des pores

La connectivité des pores peut être divisée en différents niveaux : interconnectée, aveugle ou bras morts, isolés. Les pores interconnectés forment les branches du réseau poreux et ont une grande influence sur la perméabilité du matériau. Les pores aveugles ou bras morts sont connectés uniquement par une voie et les pores isolés n'ont aucun contact avec le milieu extérieur. Quand le béton ou la roche subissent des charges extérieures (charge statique et dynamique), la connectivité des pores se développe pendant la période d'application des chargements extérieurs.

1.2.1.4 Tortuosité des pores

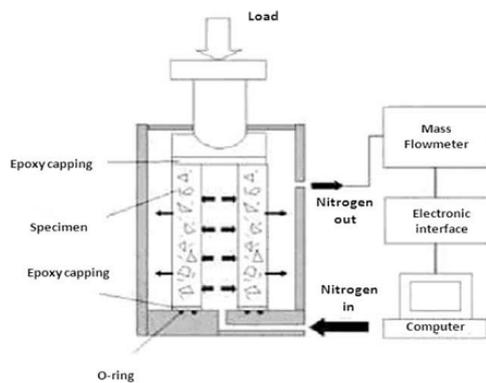
La tortuosité des pores est définie par le rapport entre la longueur réelle du parcours d'un fluide L_e et la longueur projetée du parcours d'un fluide en ligne droite L . Elle s'écrit, d'après Carman [CAR56], par la relation suivante.

$$\tau = \left(\frac{L_e}{L} \right)^2 \quad (\text{I-13})$$

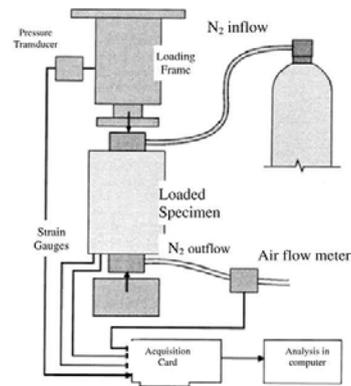
1.2.2 Mesure de la perméabilité au gaz du béton

La perméabilité caractérise la capacité d'un matériau à se laisser traverser par des fluides sous un gradient de pression totale. La perméabilité du mortier dépend de la connectivité et de la taille des pores, de la porosité et de la présence de microfissures [PIC 01]. De nombreux essais sont réalisés pour mesurer la perméabilité à l'eau [WAN97], [BAN05]... ou la perméabilité au gaz (*fig. I-13*). Cette étude concentre sur

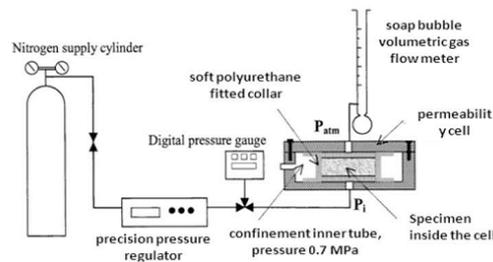
la perméabilité à l'azote du béton qui est inerte avec le matériau. Les principes de mesure de la perméabilité au gaz sont présentés ci après.



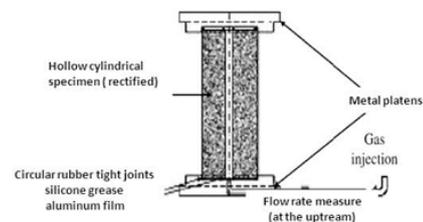
(a) Sugiyama [SUG96]



(b) Hearn [HEA98]



(c) Picandet [PIC01]



(d) Choinska [CHO07]

Fig. I-13. Dispositifs de mesure de la perméabilité au gaz

1.2.2.1 Loi de Darcy

En 1856, Darcy [DAR56] a proposé une loi expérimentale pour mesurer le débit de fluide qui peut s'écouler à travers un échantillon de milieu poreux. Les écoulements du fluide sont supposés laminaires et aucune interaction chimique ou physique ne se réalise entre le fluide et le matériau solide. La perméabilité du matériau poreux comme le béton et la roche est définie par le coefficient k_v (m^2) d'après la loi de Darcy :

$$Q = -\frac{kS}{\mu} \frac{\Delta P}{L} \quad (I-14)$$

Où Q (m^3/s) : le débit volumique du fluide

k (m^2) : la perméabilité intrinsèque du milieu poreux

S (m^2) : la surface normale à la direction du flux

L (m) : la longueur du matériau dans la direction du flux

μ (Pa.s) : la viscosité dynamique du fluide

ΔP est le gradient de la pression qui est défini en fonction de $\bar{P} = P + \rho gz$

La loi peut s'écrire avec une forme différentielle:

$$Q = -\frac{kS}{\mu} \frac{dP}{dx} \quad (\text{I-15})$$

Avec $\frac{dP}{dx}$, le gradient de pression. Les gradients de pression sont proportionnels aux vitesses d'écoulement pour chacun des pores du milieu poreux. La vitesse d'écoulement unidimensionnel est égale à :

$$v = \frac{Q}{S} \quad (\text{I-16})$$

La loi de Darcy peut être utilisée pour définir la perméabilité à l'eau et au gaz. Comme la perméabilité au gaz est généralement utilisée pour le béton, nous ne présenterons, dans le paragraphe suivant, uniquement les principes de mesure de la perméabilité au gaz.

1.2.2.2 Ecoulement du gaz en milieu poreux

La phase gaz est considérée comme un fluide compressible. La continuité du débit massique reste constante :

$$\rho v = c^{te} \quad (\text{I-17})$$

On cite la loi de Darcy en substituant v et Q ,

$$\rho v = -\rho \frac{k}{\mu} \frac{dP}{dx} \quad (\text{I-18})$$

Cette équation peut s'écrire avec une forme qui est proposé par Picandet [PIC01].

$$Pv = -\frac{1}{2} \frac{k}{\mu} \frac{d(P)^2}{dx} \quad (\text{I-19})$$

L'écoulement isotherme d'un gaz est considéré comme gaz parfait dans la loi de Darcy. Donc la densité du gaz peut s'exprimer suivant la formule suivante :

$$\rho = \frac{M}{RT} P \quad (\text{I-20})$$

Avec M , la masse molaire du gaz ; R la constante du gaz parfait et T la température du gaz.

La figure I-14 illustre les deux types de mesure de la perméabilité : mesure sur un disque ou mesure radiale. Pour la mesure de la perméabilité sur un disque, la perméabilité s'écrit en fonction du débit d'injection Q_I à la pression P_I , de la pression P_2 en aval, de l'épaisseur d'échantillon notée L et de S l'aire de la section.

$$k = \frac{2Q_I \mu P_2 L}{S(P_1^2 - P_2^2)} \quad (\text{I-21})$$

Pour la mesure de la perméabilité radiale, la perméabilité est définie de la manière suivante par Choinska [CHO06] :

$$k = \frac{Q_I \mu P_2 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{\pi H (P_1^2 - P_2^2)} \quad (\text{I-22})$$

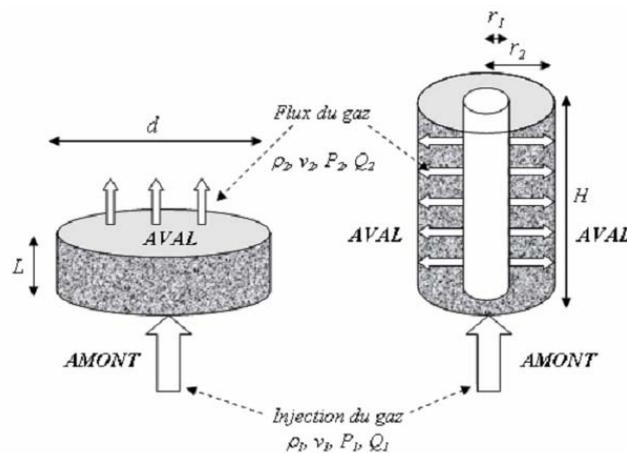


Fig. I-14. Condition et géométrie d'écoulement : longitudinal dans un disque et radial dans un cylindre troué d'après Choinska [CHO06]

1.2.2.3 Méthode de Klinkenberg pour déterminer la perméabilité du béton

La perméabilité au gaz en milieu poreux dépend de la viscosité du gaz qui définit deux types d'écoulement : l'écoulement visqueux et l'écoulement glissement. De

nombreuses méthodes ont étudié la perméabilité de l'écoulement glissement. La méthode le plus fréquemment utilisée est la méthode Klinkenberg qui calcule la perméabilité intrinsèque relative à la viscosité à partir de pressions variables. La méthode Klinkenberg est exprimée par la fonction suivante :

$$k_A = k_V \left(1 + \frac{\beta}{P_m} \right) \quad (I-23)$$

Où k_A est la perméabilité apparente et k_V est la perméabilité intrinsèque. P_m est la moyenne de P_1 et P_2 . β est le coefficient de Klinkenberg qui est défini par la porosité du milieu. La perméabilité intrinsèque est la limite de la perméabilité apparente. La figure I-15 présente un exemple d'interprétation de la méthode Klinkenberg.

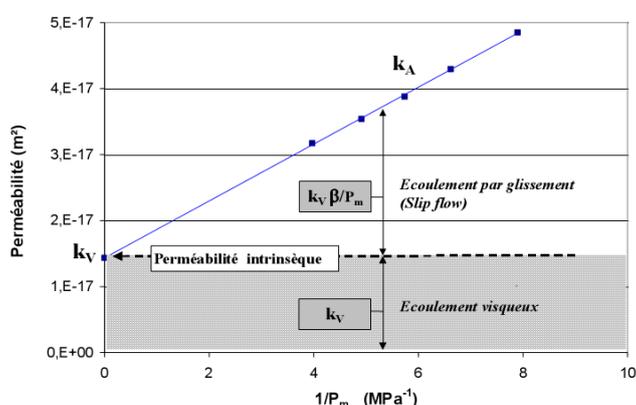


Fig. I-15. Exemple d'interprétation de la méthode de Klinkenberg à partir des résultats expérimentaux obtenus avec un béton ordinaire d'après Picandet [PIC01]

1.2.2.4 Effet des sollicitations sur la perméabilité du béton

La perméabilité du mortier dépend de la connectivité et de la taille des pores, de la porosité et de la présence de microfissures [PIC01]. En plus des caractéristiques de la composition (rapport Eau/Ciment, quantité des granulats...) et des contraintes internes (dues au fluage, au changement de la température, aux gradients thermiques), la perméabilité est influencée par les chargements extérieurs, statiques ou dynamiques [CHO07]. De nouvelles microfissures se forment et la connectivité des pores se développe pendant la période d'application des chargements extérieurs. Le chargement dynamique génère un réseau de microfissures plus homogène que celui généré par un chargement statique [CAO01]. Les microfissures peuvent se propager pendant le déchargement de contraintes de compression.

La perméabilité se développe en fonction de l'évolution de la fissuration. De nombreuses études ont étudié l'effet d'une charge statique sur la fissuration. La procédure de la fissuration sous chargement statique est bien présentée dans la thèse de Mazart [MAZ84]. En traction, la contrainte augmente quasi-linéairement avec la

déformation jusqu'à 50% de la résistance élastique. On considère qu'il n'y a pas de microfissuration. Pour des contraintes comprises entre 50% de la résistance élastique et la contrainte maximale, la contrainte augmente non-linéaire avec la déformation. Le module élastique diminue à cause l'endommagement du matériau généré par les fissures. Au-delà du pic de contrainte, un comportement adoucissement du matériau est observé. Les microfissures évoluent et se localisent. Une macro-fissure apparaît et détruit le matériau. En compression, jusqu'à 40-60% du pic contrainte, la déformation demeure inférieure au seuil de déformation d'endommagement où le comportement reste linéaire. On considère qu'il ne se forme pas de fissures. Jusqu'à 75-80% de la résistance élastique, le matériau se plastifie avec un comportement non-linéaire. Les microfissures qui évoluent en mode de cisaillement puis en mode d'ouverture produisent un développement d'endommagement. Jusqu'à la contrainte maximale, le matériau s'étend perpendiculairement à l'axe du chargement à cause de l'effet de Poisson. Les microfissures se propagent parallèlement à l'axe de chargement et conduisent à l'apparition de macrofissures. Au-delà du pic de contrainte, le comportement du matériau devient adoucissant. Des macro-fissures se développent et aboutissent à une rupture du matériau.

Si l'effet du chargement statique sur la fissuration et l'endommagement est bien connu, il n'en est pas de même pour l'effet du chargement dynamique. Cette étude se concentre sur le couplage de la perméabilité, la fissuration et l'endommagement sous chargement dynamique.

Des études ont abordé le couplage de la perméabilité et de l'endommagement du béton. Picandet [PIC01] a mis en œuvre une étude sur trois types de béton : béton ordinaire (OC), béton haute performance (HPC) et béton haute performance renforcé par les fibres d'acier (HPFC). La figure I-16 présente une relation entre la perméabilité et l'endommagement sur les trois types de béton d'après Picandet [PIC01]. La perméabilité au gaz est mesurée et l'endommagement est obtenu à partir de mesures par ultrasons. Les échantillons sont mesurés avant et après chargement afin d'obtenir les modules élastiques initiaux et finaux. La valeur d'endommagement est calculée par la fonction :

$$d = (E_{0dyn} - E_{(d)dyn}) / E_{0dyn} \quad (I-24)$$

Où E_{0dyn} et $E_{(d)dyn}$ sont les modules d'élasticité dynamique initial et final. Une fonction exponentielle est proposée pour exprimer la relation entre la perméabilité et l'endommagement :

$$\frac{k_{V(d)}}{k_{V0}} = \exp[(\alpha d)^\beta] \quad (I-25)$$

α et β sont les coefficients constants. d est la valeur d'endommagement, K_{V0} est la

perméabilité initiale de l'échantillon.

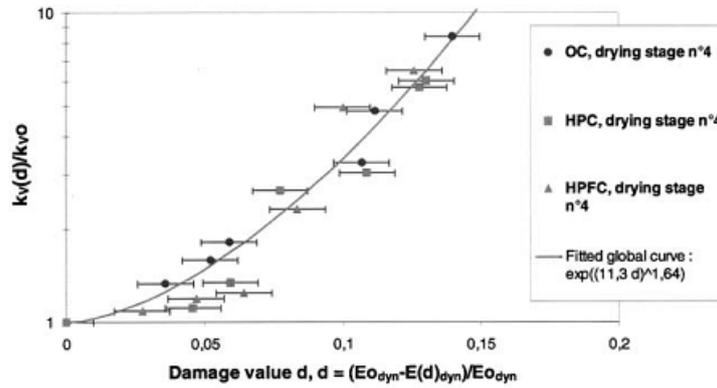


Fig. I-16. Augmentation de la perméabilité en fonction de l'endommagement par l'évaluation 'Grindosonic' d'après Picandet [PIC01]

A partir d'une calibration expérimentale, Bary [BAR96] a proposé une relation de couplage :

$$K = K_0 10^{A_D D} \quad (I-26)$$

Avec D la valeur d'endommagement, K_0 est la perméabilité initiale de l'échantillon, A_D est le paramètre du modèle. Pour tenir compte de l'influence d'un fort endommagement sur la perméabilité, Jason [JAS04], [JAS07] a proposé :

$$K = K_0 10^{C(D-D_0)} \quad \text{si } D > D_0 \quad (I-27)$$

$$K = K_0 \quad \text{si } D \leq D_0 \quad (I-28)$$

C est un paramètre et D_0 est le seuil de la perméabilité en endommagement. La figure I-17 présente la comparaison des courbes de variation du facteur (perméabilité mesurée / perméabilité initiale) en fonction de l'endommagement avec les courbes expérimentales. Les résultats du calcul avec la formule proposée par Jason sont notés « seuil » sur la figure I-17.

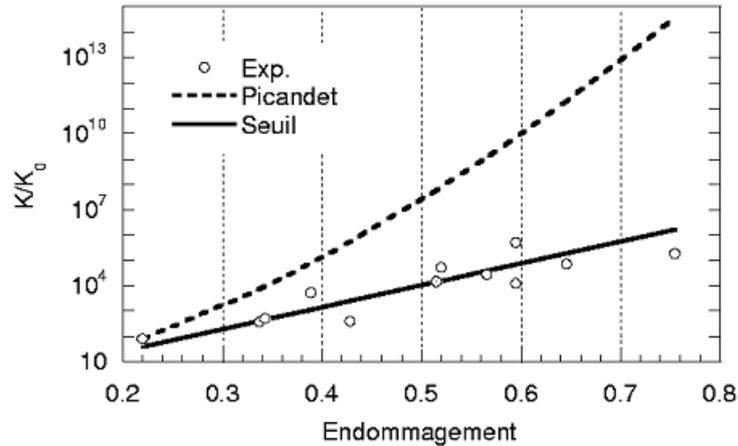


Fig. I-17. Courbes endommagement-perméabilité [JAS04]

Dans la figure I-17, on observe que la formule proposée par Picandet est plutôt adaptée aux faibles niveaux d'endommagement du matériau et la formule proposée par Jason tient compte des forts niveaux d'endommagement. Dans notre campagne expérimentale, certaines des éprouvettes seront fortement endommagées par des chargements dynamiques rapides. Donc, dans la simulation du couplage de l'endommagement et la perméabilité, il a été préféré la formule proposée par Jason. Les modèles d'endommagement du béton adaptés au chargement dynamique rapide sont présentés à la suite.

1.3 Modèles endommageable pour le béton en dynamique

De multiples programmes de recherche ont traité de la caractérisation du comportement du béton sous sollicitations dynamiques. Ces études, à la fois expérimentales et théoriques ont mis en évidence la forte dépendance du comportement du béton à la vitesse la déformation (ou vitesse de contrainte).

1.3.1 Effet de la vitesse de déformation sur la résistance du béton

L'augmentation de la résistance du béton en dynamique est observée la première fois par Abrams [ABR17] en 1917.

Les charges peuvent être classées en fonction de la durée de maintien de l'effort (la vitesse de charge). Il faut noter que l'échelle des vitesses de chargement se transposerait à celle des vitesses de déformation en multipliant le module d'élasticité considéré constant lors des essais dynamiques sur le matériau testé. Les régimes de vitesses de déformation sont illustrés dans la figure I-18. Lorsque la vitesse de déformation est inférieure à 10^{-7} s^{-1} , il s'agit d'une sollicitation de type fluage qui est au moins 1000 fois inférieure à la gamme des tests conventionnels quasi-statique pour laquelle le vitesse de déformation est comprise entre 10^{-6} et 10^{-4} s^{-1} . Physiquement, les vitesses de déformations comprises entre 10^{-5} à 10^{-3} s^{-1} correspondent aux chargements classiques de trafic et les impacts de véhicules sur les ouvrages. Les

explosions puissantes, les séismes et les chocs qu'ils induisent tel que l'effet de martèlement de structures peuvent générer des vitesses de déformations allant de 10^{-3} s^{-1} jusqu'à plus de $100 s^{-1}$. L'essai à la barre de Hopkinson (SHPB) est utilisé généralement pour mesurer la résistance aux hautes vitesses de déformations (jusqu'à $10^3 s^{-1}$).

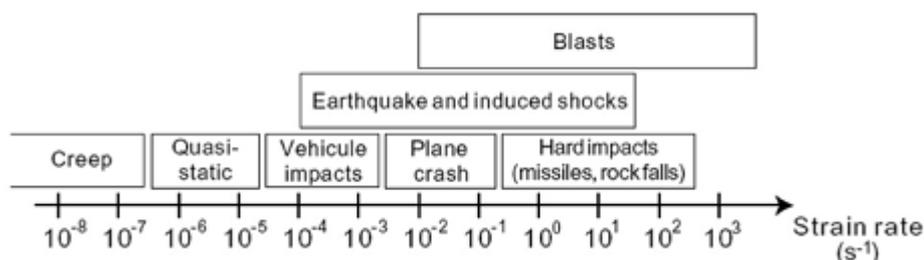


Fig. I-18. Régimes de vitesses de déformation d'après Riisgaard [RII07]

1.3.1.1 Effet de la vitesse de la déformation en compression

L'effet de la vitesse de la déformation en compression et en traction est caractérisé par un facteur d'amplification dynamique **DIF** (*dynamic increase factor*), qui est le rapport résistance dynamique / résistance statique. Pour le béton, le facteur DIF peut atteindre 2 en compression et jusqu'à 6 en traction. Donc la résistance du béton augmente sous les charges dynamiques.

L'effet de la vitesse en compression du comportement du béton est couramment caractérisé par les essais aux barres de Hopkinson (essai SHPB, Split Hopkinson Pressur Bars) et le modèle CEB.

Pour le modèle CEB, le rapport de la résistance dynamique en compression f_c sur la résistance en quasi-statique f_{cs} (DIF) est défini par la relation suivante :

$$f_c / f_{cs} = \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_s} \right)^{1.026\alpha_s} \quad \text{si} \quad \dot{\epsilon} \leq 30s^{-1} \quad (\text{I-29})$$

$$= \gamma_s \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_s} \right)^{1/3} \quad \text{si} \quad \dot{\epsilon} > 30s^{-1} \quad (\text{I-30})$$

$\dot{\epsilon}$ est la vitesse de la déformation qui varie de 30×10^{-6} à $300 s^{-1}$. $\dot{\epsilon}_s$ est la vitesse de la déformation quasi-statique qui est égale à $30 \times 10^{-6} s^{-1}$. Les paramètres γ_s, α_s sont définis par la relation suivante :

$$\log \gamma_s = 6.156\alpha - 2, \quad \alpha_s = 1/(5 + 9f_{cs}/f_{co}) \text{ avec } f_{co} = 10 \text{ MPa}.$$

Dans le modèle CEB, la résistance du béton est plus faible, le facteur d'amplification DIF est plus supérieur. La courbe DIF- $\dot{\epsilon}$ est bilinéaire avec un changement de pente proche de 30 s^{-1} .

La figure I-19 montre la synthèse des essais réalisés par Bischoff et Perry qui exprime bien l'augmentation de résistance des bétons en fonction du facteur d'amplification des contraintes DIF (f_c/f_{cs}). L'échelle des vitesses de sollicitation est sous forme logarithmique.

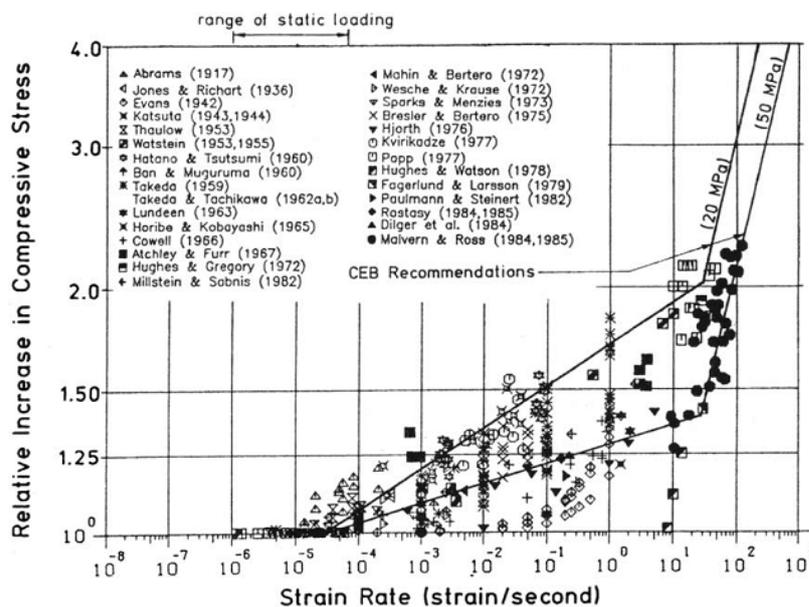


Fig. I-19. Effet de vitesse en compression d'après Bischoff et Perry [BIS91]

Trois régimes de comportement sont observés dans la figure I-19.

Quand la vitesse de déformation est inférieure à 10^{-4} s^{-1} , ce qui correspond à la gamme quasi-statique, il n'y a pas d'augmentation de résistance.

Pour des vitesses de sollicitation comprises entre 10^{-4} et 10 s^{-1} , l'accroissement de résistance s'exprime comme une fonction linéaire du logarithme de la vitesse.

Au-delà 10 s^{-1} , la résistance du béton croît linéairement avec une pente plus raide en fonction de la vitesse de sollicitation.

1.3.1.2 Effet de la vitesse de déformation en traction

Birkimer [1971] a mesuré les ondes de pression sur des cylindres de béton. Les échantillons ont subi une charge explosive, les ondes de compression ont traversé les

échantillons et se sont réfléchies à l'extrémité des échantillons en une onde de traction. Les échantillons ont été brisés par l'onde de traction. La vitesse de déformation varie de 2 à 23 s⁻¹. Les résultats de McVay [MCV88] sont obtenus par une explosion en face d'un mur de béton. Deux facteurs DIF égaux à 7,1 et 6,7 sont obtenus avec des vitesses de déformation 38 et 157 s⁻¹. Rosse ont testé des échantillons béton cylindrique avec Split-Hopkinson Pressure Bar en traction et compression. En traction, la vitesse de déformation varie de 10⁻⁷ à 20 s⁻¹. Les facteurs DIF obtenus atteignent une valeur de 6.47 qui correspond à une vitesse de déformation de 17.8 s⁻¹. John [JOHN87] ont testé des échantillons de béton en traction avec la barre de Hopkinson. Les vitesses de déformation varient de 5×10⁻⁷ à 70 s⁻¹ soit un facteur DIF égal à 4.8. John et Antoun [JOH92] ont obtenu des résultats par des tests d'explosion sur des plaques en béton en traction uniaxial. Les valeurs du facteur DIF ont été supérieures à la valeur de 3. Dans toutes les expérimentations, une haute résistance du béton à la traction dynamique a été observée, par rapport au cas quasi-statique.

Dans les formules proposées par le CEB, le rapport de la résistance dynamique en traction f_t sur la résistance en quasi-statique f_{ts} (DIF) est défini par la relation suivante :

$$f_t / f_{ts} = \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_s} \right)^\delta \quad \text{si} \quad \dot{\epsilon} \leq 1s^{-1} \quad \text{(I-31)}$$

$$= \beta \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_s} \right)^{1/3} \quad \text{si} \quad \dot{\epsilon} > 1s^{-1} \quad \text{(I-32)}$$

Avec $\dot{\epsilon}$ = la vitesse de déformation qui varie de 10⁻⁶ à 160 s⁻¹

$\dot{\epsilon}_s$ = 10⁻⁶ s⁻¹ (la vitesse de déformation en quasi-statique)

$\log \beta$ = 6 δ -2

δ = 1/(1 + 8 f_{cs} / f_{co})

f_{co} = 10 MPa = 1450 psi

La figure I-20 illustre l'effet de la vitesse de déformation en traction du béton. Le facteur DIF augmente en fonction de la vitesse de déformation.

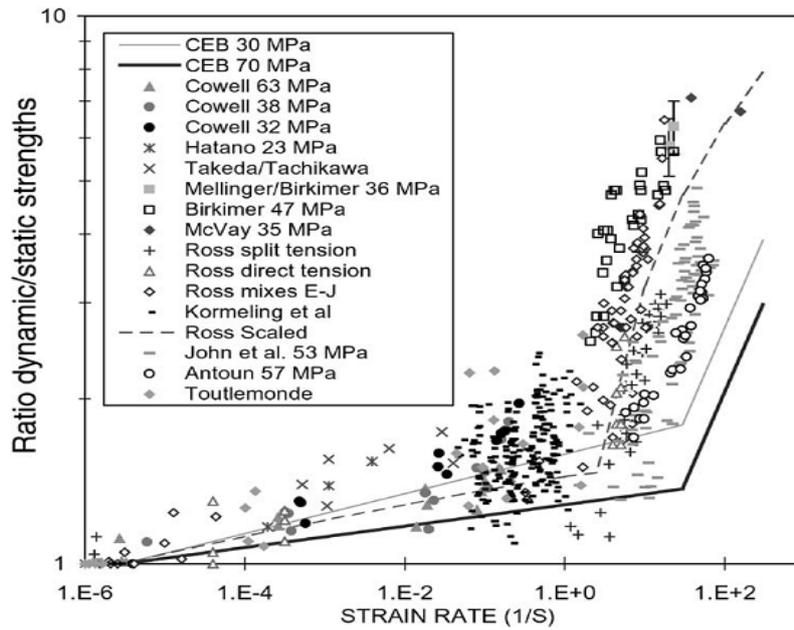


Fig. I-20 Effet de vitesse en traction d'après Javier [JAV98]

1.3.2 Modèle du béton endommageable modifié pour tenir compte de l'effet de vitesse de déformation

Nous allons seulement présenter les modèles de loi de comportement de béton endommageable prenant en compte l'effet de vitesse de la déformation.

1.3.2.1 Modèle viscoélastique viscoplastique endommageable

Un modèle viscoélastique viscoplastique endommageable est présenté par Pedersen [PED07] qui prend en compte l'effet de vitesse. Ce modèle travaille en macroscopique et est bien adapté à la rupture mécanique du béton sous charge explosive. La figure. I-21 illustre l'augmentation de la résistance en fonction du facteur dynamique.

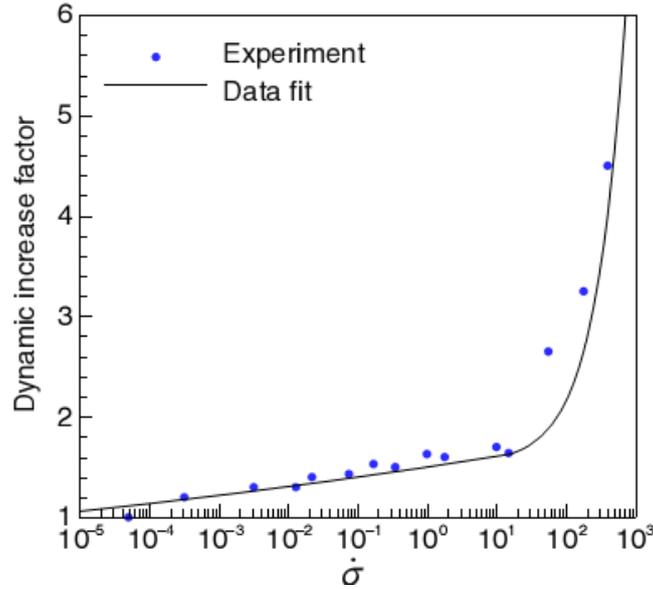


Fig. I-21 Augmentation de la résistance à la traction en fonction de la vitesse de la charge dynamique

Le tenseur des contraintes est égale à :

$$\sigma = (1 - \omega)\tilde{\sigma} \quad (\text{I-33})$$

ω est la variation d'endommagement définie de la façon suivante :

$$\omega = 1 - \exp(-\beta_2 \kappa) \quad (\text{I-34})$$

Où β_2 ajuste la pente de la loi d'évolution de l'endommagement et κ est la déformation cumulée en plasticité. $\tilde{\sigma}$ est la contrainte effective qui s'écrit :

$$\tilde{\sigma} = D^e : (\varepsilon - \varepsilon^{ve} - \varepsilon^{vp}) \quad (\text{I-35})$$

ε^{ve} et ε^{vp} sont la déformation viscoélastique et la déformation viscoplastique. La déformation totale ε est égale à :

$$\varepsilon = \varepsilon^e - \varepsilon^{ve} - \varepsilon^{vp} \quad (\text{I-36})$$

Avec la vitesse de déformation viscoélastique

$$\dot{\varepsilon}^{ve} = \lambda b \quad (\text{I-37})$$

$\dot{\chi}$ est la contrainte viscoélastique équivalente et b est défini d'après la relation suivante :

$$b = s/|s| \quad (\text{I-38})$$

L'expression s est le tenseur de contrainte déviatorique qui suit la relation suivante:

$$\eta_1^d \frac{\partial \chi}{\partial t} = |s| - E_1 \chi \quad (\text{I-39})$$

avec η_1^d , la viscosité dynamique et E_1 la rigidité viscoélastique.

La vitesse de déformation viscoplastique s'écrit :

$$\dot{\varepsilon}^{vp} = \frac{1}{\tau_2^d} \phi f_\sigma, \quad \text{avec } f_\sigma = \partial f / \partial \sigma \quad (\text{I-40})$$

ϕ est la fonction de la surcontrainte et τ_2^d est le temps de relaxation viscoplastique dynamique.

Même si, lorsque la vitesse de chargement est égale à $1s^{-1}$, les résultats calculés par ce modèle sont en bon accord avec les résultats expérimentaux en termes de réponse globale, il existe certains problèmes dans la mécanique de la rupture locale. Les zones de ruptures expérimentales statiques et dynamiques sont très similaires. Cependant, la réponse numérique locale semble être très dépendante de la condition de chargement.

1.3.2.2 Modèle viscoplastique endommageable

Gatuingt [GAT99] présente un modèle béton basé sur la viscoplasticité et tenant compte de la vitesse de la charge. Ce modèle suppose que le béton est un matériau homogène, sa résistance augmente avec la vitesse de déformation. Deux variations, variation d'endommagement D et variation de porosité f^* , sont incluses dans ce modèle pour combiner l'effet des microfissures sous sollicitation de tension et de tension-cisaillement et l'effet de compactage à cause de la rupture des pores du béton qui est contrôlé par la contrainte hydrostatique en compression triaxiale.

Les fonctions seuils sont définies ci après :

$$F_D^{touc}(\hat{\varepsilon}^e) = (\hat{\varepsilon}^e) - \kappa_0 - \frac{1}{A_{touc}} \left(\frac{D_{touc}}{1 - D_{touc}} \right)^{1/B_{touc}} \quad (I-41)$$

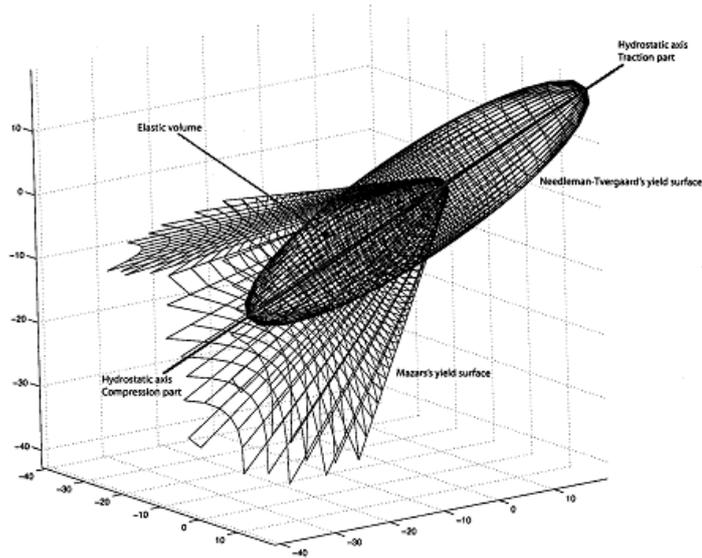


Fig. I-22. Surfaces seuils du modèle de Gatuingt dans l'espace de contraintes [HGI05]

La figure I-23 illustre la réponse du modèle sous la compression hydrostatique suivie par la tension hydrostatique et dynamique. UN durcissement est observé lorsque la porosité du matériau diminue.

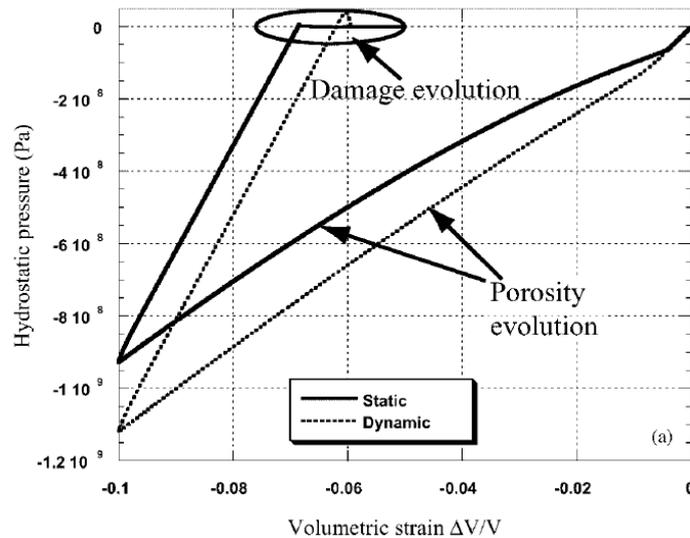


Fig.I-23. La réponse du modèle sous compression hydrostatique suivie par la tension hydrostatique ($\dot{\varepsilon} = 10^{-5} s^{-1}$) et dynamique ($\dot{\varepsilon} = 1 s^{-1}$) [GAT02]

Ces deux effets mécaniques sont combinés finalement avec une équation de contrainte et déformation élastique suivante,

$$\sigma_{ij} = (1 - D) \left[K \varepsilon_{kk}^e \delta_{ij} + 2G \left(\varepsilon_{ij}^e - \frac{1}{3} \varepsilon_{kk}^e \delta_{ij} \right) \right] \quad (\text{I-42})$$

La variation d'endommagement D est définie par la fonction :

$$D = \alpha_c D_c + \alpha_t D_t \quad (\text{I-43})$$

D_c et D_t représentent les endommagements en compression et en traction. α_c et α_t sont les paramètres définis par Mazart [MAZ84].

$$\text{En traction uniaxiale} \quad \alpha_c = 0$$

$$\text{En compression uniaxiale} \quad \alpha_t = 0$$

$$\text{Dans le cas général} \quad \alpha_t + \alpha_c = 1$$

La déformation élastique équivalente est définie dans la thèse de Mazart, elle s'écrit :

$$\tilde{\varepsilon}^e = \sqrt{\sum_i \left(\langle \varepsilon_i^e \rangle^+ \right)^2} \quad (\text{I-44})$$

Avec ε_i^e , la $i^{\text{ème}}$ composante des tenseurs des déformations principales et $\langle x \rangle^+$ présente la part positive x . Les vitesses des endommagements en compression et en traction sont définies de la façon suivante :

$$\dot{D}_c = \left(\frac{\left\langle \tilde{\varepsilon}^e - \varepsilon_{D0} - 1/a_c (D_c / (1 - D_c))^{(1/b_c)} \right\rangle^{n_{D_c}}}{m_{D_c}} \right) \quad (\text{I-45})$$

$$\dot{D}_t = \left(\frac{\left\langle \tilde{\varepsilon}^e - \varepsilon_{D0} - 1/a_t (D_t / (1 - D_t))^{(1/b_t)} \right\rangle^{n_{D_t}}}{m_{D_t}} \right) \quad (\text{I-46})$$

m_{D_t} , n_{D_t} , m_{D_c} , n_{D_c} sont les paramètres du matériau qui représentent l'effet de

vitesse. Les paramètres α_c , α_t , b_c , b_t dirigent l'évolution d'endommagement en traction et compression quasi statiques. ε_{D_0} est le seuil d'endommagement initial. Le module de cisaillement G et le module d'élasticité isostatique K sont fonctions de la porosité du matériau f^* . f^* est le rapport du volume des vides dans le béton sur le volume apparent du matériau poreux.

$$K = \frac{4K_M G_M (1 - f^*)}{4G_M + 3K_M f^*} \quad (\text{I-47})$$

$$G = \frac{G_M (1 - f^*)}{1 + [(6K_M + 12G_M)/(9K_M + 8G_M)] f^*} \quad (\text{I-48})$$

Ce modèle représente efficacement le comportement du béton sous charge dynamique. Les microfissures peuvent être générées par la traction, la compression, et le compactage dû à la compression hydrostatique. La viscoplasticité est couplée avec un modèle d'endommagement fonction de l'effet de vitesse.

1.3.2.3 Modèle 3D anisotrope élastique

Un modèle anisotrope est proposé par Desmorat [DES06] qui couple endommagement et élasticité, et prend en compte l'effet des fermetures des microfissures. Basé sur ce modèle, Chambart [CHA09] a développé une nouvelle évolution de l'endommagement qui prend en compte l'effet de la vitesse de déformation. Les deux versions du modèle vont être présentées dans le paragraphe suivant.

1.3.2.3.1 Modèle d'endommagement anisotrope de Desmorat

1.3.2.3.1.1 Potentiel thermodynamique pour l'endommagement anisotrope

Une variable \mathbf{D} tensorielle est choisie pour représenter l'état d'endommagement du matériau. Le potentiel thermodynamique $\rho\psi_0^*$ a été proposé par Lemaitre [LEM00]

$$\rho\psi_0^* = \frac{1+\nu}{2E} \text{tr}(\mathbf{H}\boldsymbol{\sigma}^D \mathbf{H}\boldsymbol{\sigma}^D) + \frac{1-2\nu}{6E} \frac{(\text{tr}\boldsymbol{\sigma})^2}{1-\eta D_H} \quad (\text{I-49})$$

Avec E le module d'élasticité initial isotrope et ν le coefficient de Poisson initial isotrope. η est un paramètre de sensibilité du matériau à la contrainte

hydrostatique. Pour la plupart des matériaux, $\eta \approx 3$. ρ est la densité du matériau. ψ_0^* , la restitution de densité d'énergie. σ^D est la contrainte déviatorique qui s'écrit

$$\sigma^D = \sigma - \frac{1}{3} \text{tr} \sigma \mathbf{1} \quad (\text{I-50})$$

H est un tenseur symétrique d'endommagement effectif, D_H est l'endommagement hydrostatique

$$H = (1 - D)^{-1/2} \quad \text{et} \quad D_H = \frac{1}{3} \text{tr} D \quad (\text{I-51})$$

Le comportement du béton est très différent entre la traction et la compression. L'élasticité est différente en traction et en compression. L'évolution de l'endommagement en compression plus faible qu'en traction. Donc, dans les cas de conditions quasi-unilatérales, microfissures et microcavités sont partiellement refermées en compression. Le potentiel thermodynamique $\rho \psi_0^*$ se réécrit [DES06] :

$$\rho \psi^* = \frac{1 + \nu}{2E} \text{tr}(H \sigma^D H \sigma^D) + \frac{1 - 2\nu}{6E} \left[\frac{\langle \text{tr} \sigma \rangle^2}{1 - \text{tr} D} + \langle -\text{tr} \sigma \rangle^2 \right] \quad (\text{I-52})$$

$(\cdot)^D = (\cdot) - \frac{1}{3} \text{tr}(\cdot) \mathbf{1}$ est la partie déviatorique. La notation $\langle x \rangle$ correspond à la partie positive de la variable x , $\langle x \rangle = \max(x, 0)$. La variable Y est définie par le potentiel thermodynamique associé à D :

$$Y = \rho \frac{\partial \psi^*}{\partial D} \quad (\text{I-53})$$

La loi d'élasticité est définie alors de la manière suivante :

$$\varepsilon = \rho \frac{\partial \psi^*}{\partial \sigma} = \frac{1 + \nu}{E} \tilde{\sigma} - \frac{\nu}{E} \text{tr} \tilde{\sigma} \mathbf{1} \quad \text{ou} \quad \varepsilon = \underline{E}^{-1} : \tilde{\sigma} \quad (\text{I-54})$$

La contrainte effective est définie indépendamment du coefficient de Poisson :

$$\tilde{\sigma} = \left[(1 - D)^{-1/2} \sigma^D (1 - D)^{-1/2} \right]^p + \frac{1}{3} \left[\frac{\langle \text{tr} \sigma \rangle}{1 - \text{tr} D} - \langle -\text{tr} \sigma \rangle \right] \mathbf{1} \quad (\text{I-55})$$

1.3.2.3.1.2 Fonction de critère d'endommagement

Le domaine élastique du matériau est défini par une fonction critère f . $f < 0$ correspond au cas chargé élastiquement ou non chargé. La fonction critère d'endommagement est semblable à celle proposée par Mazars [MAZ84] :

$$f = \hat{\varepsilon} - \kappa \quad \text{avec} \quad \hat{\varepsilon} = \sqrt{\langle \varepsilon \rangle_+ : \langle \varepsilon \rangle_+} \quad (\text{I-56})$$

$\hat{\varepsilon}$ est la déformation équivalente qui est construite à partir de la partie positive du tenseur de déformation. $\kappa = \kappa(\text{tr}D)$ représente l'augmentation de la trace du tenseur d'endommagement défini par Desmorat [DES07] :

$$\kappa = \kappa(\text{tr}D) = a \cdot \tan \left[\frac{\text{tr}D}{aA} + \arctan \left(\frac{\kappa_0}{a} \right) \right] \quad (\text{I-57})$$

avec κ_0 , le seuil d'endommagement en déformation, $\kappa = \kappa(0)$. A , a sont les paramètres d'endommagement.

1.3.2.3.1.3 Loi d'évolution de l'endommagement anisotrope

Pour une sollicitation de traction uniaxiale, les microfissures sont orthogonales à la direction de la sollicitation. Le tenseur d'endommagement D [DES04] est alors égal à :

$$D \approx \begin{bmatrix} D_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I-58})$$

Pour une compression uniaxiale, les microfissures sont parallèles à la direction de la sollicitation. Le tenseur d'endommagement D [DES04] est alors égal à :

$$D \approx \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & D_2 \end{bmatrix} \quad (\text{I-59})$$

La loi d'évolution s'écrit [DES07]:

$$\dot{D} = A \frac{\langle \varepsilon \rangle_+^2}{\hat{\varepsilon}^2} \dot{\hat{\varepsilon}} \quad (\text{I-60})$$

La croissance de l'endommagement déterminé par la loi (I-60) s'écrit sous forme linéaire. Mais cela conduit à un endommagement trop important en compression. Une solution consiste, alors, à adopter la loi suivante :

$$\dot{D} = A \left[1 + \left(\frac{\hat{\varepsilon}}{a} \right)^2 \right]^{-1} \frac{\langle \dot{\varepsilon} \rangle_+^2}{\dot{\varepsilon}^2} \dot{\varepsilon} \quad (\text{I-61})$$

Les courbes contrainte-déformation en traction et en compression issues des expressions (I-60) et (I-61) sont présentées dans la figure I-24.

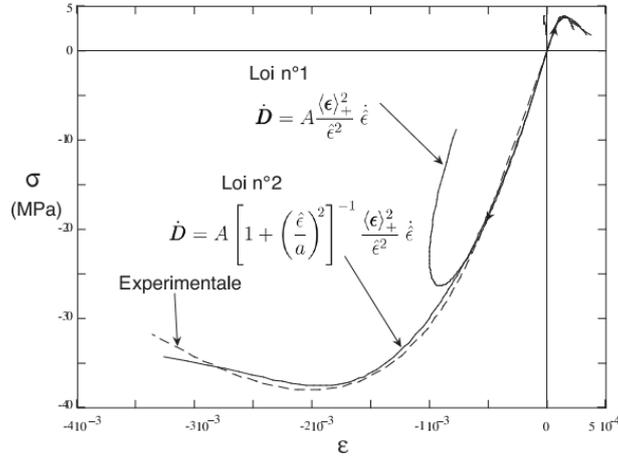


Fig. I-24. Courbes contrainte-déformation ($E=42 \text{ GPa}$, $\nu=0.2$, $\kappa_0=5 \times 10^{-5}$, $A=5 \times 10^{-3}$, $a=2,93 \times 10^{-4}$) d'après Gatuingt [GAT06]

1.3.2.3.2 Modèle d'endommagement anisotrope prenant en compte l'effet de vitesse

Chambart [CHA09] a apporté une modification au modèle de l'évolution d'endommagement anisotrope initial. L'effet de vitesse de la sollicitation est introduit dans le modèle initial de manière à modifier la loi d'évolution de l'endommagement. La fonction critère d'endommagement f est définie de la façon suivante :

$$f = g(\hat{\varepsilon}) - trD < 0 \quad \text{si } f \leq 0 \quad (\text{I-62})$$

$$f = -\frac{1}{b} \ln \left(\frac{\dot{D}_\infty - tr\dot{D}}{\dot{D}_\infty} \right) \quad \text{si } f > 0 \quad (\text{I-63})$$

\dot{D}_∞ , b sont les paramètres de viscosité. $g(\hat{\varepsilon}) = \kappa^{-1}(\hat{\varepsilon})$ s'écrit :

$$g(\hat{\varepsilon}) = \kappa^{-1}(\hat{\varepsilon}) = aA \arctan\left(\frac{\hat{\varepsilon}}{a} - \arctan\left(\frac{\kappa_0}{a}\right)\right) \quad (\text{I-64})$$

La variation de l'endommagement \dot{D} devient [DEM10] :

$$tr\dot{D} = \dot{D}_\infty [1 - \exp(-b(g(\hat{\varepsilon}) - trD))] \quad (\text{I-65})$$

La loi d'élasticité s'écrit de la manière suivante:

$$\varepsilon = \frac{1+\nu}{E} \left[(1-D)^{-\frac{1}{2}} \sigma^D (1-D)^{-\frac{1}{2}} \right]^D + \frac{(1-2\nu)}{3E} \left[\frac{\langle \sigma_H \rangle}{1-trD} - \langle -\sigma_H \rangle \right] \mathbf{1} \quad (\text{I-66})$$

Les figures I-25 et I-26 illustrent les courbes contrainte-déformation du béton sous chargement uniaxial en traction. L'augmentation de la résistance élastique est observée pour différentes vitesses de déformation sur la figure I-25 d'après Desmorat [DEM08]. Dans la figure I-26, la résistance du béton augmente lorsque la vitesse de la déformation varie de 1.10^{-4} à 200 s^{-1} [CHA09].

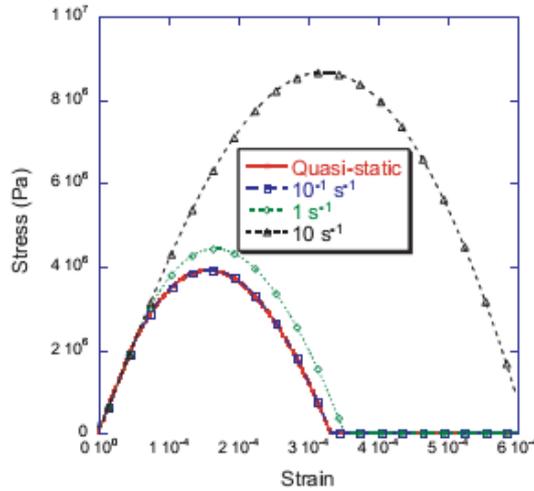


Fig. I-25. Courbes contrainte-déformation du béton à différentes vitesses de la sollicitation d'après Desmorat [DEM08] ($E=42 \text{ GPa}$, $\nu=0.2$, $\kappa_0=5 \times 10^{-5}$, $A=5 \times 10^{-3}$,

$$a=2,93 \times 10^{-4}, b=1, \dot{D}_\infty=50000 \text{ s}^{-1})$$

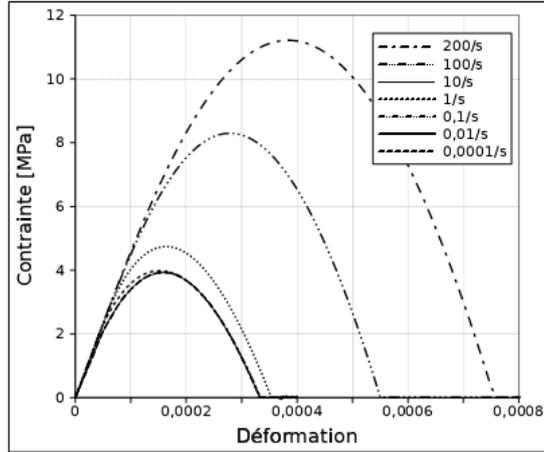


Fig. I-26. Courbes contrainte-déformation du béton à différentes vitesses de la sollicitation d'après Chambart [CHA09] ($E=42 \text{ GPa}$, $\nu=0.2$, $\kappa_0=5 \times 10^{-5}$, $A=5 \times 10^{-3}$, $a=2,93 \times 10^{-4}$, $b=0.1$, $\dot{D}_\infty = 50000 \text{ s}^{-1}$)

Ce modèle est implanté dans le code de calcul EUROPLEXUS. Les lois de comportements du matériau sont calculées de manière explicite.

1.3.2.3 Modèle anisotrope anélastique endommageable

Ce modèle est basé sur un modèle visco-endommageable prenant en compte l'effet de la refermeture de fissure [LAB91]. Le potentiel d'état correspondant est l'enthalpie libre de Gibbs définie par la formule suivante :

$$\begin{aligned} \chi = & \frac{\sigma^+ : \sigma^+}{E_0(1-D_1)} + \frac{\sigma^- : \sigma^-}{E_0(1-D_2)} + \frac{\nu}{E_0} (\sigma : \sigma - \text{Tr} \sigma^2) \\ & + \frac{\beta_1 D_1}{E_0(1-D_1)} f(\text{Tr} \sigma) + \frac{\beta_2 D_2}{E_0(1-D_2)} \text{Tr} \sigma + G_1(z_1) + G_2(z_2) \end{aligned} \quad (\text{I-67})$$

Comme dans le cas du modèle de Mazart [MAZ84], ce modèle est piloté par deux variables d'endommagement : D_1 , la variable d'endommagement en traction ; D_2 , la variable d'endommagement en compression. La déformation s'exprime de la manière suivante :

$$\varepsilon = \frac{\sigma^+}{E_0(1-D_1)} + \frac{\sigma^-}{E_0(1-D_2)} + \frac{\nu}{E_0} (\sigma - (\text{Tr} \sigma) \mathbf{1}) + \frac{\beta_1 D_1}{E_0(1-D_1)} \frac{\partial f(\sigma)}{\partial \sigma} \mathbf{1} + \frac{\beta_2 D_2}{E_0(1-D_2)} \mathbf{1} \quad (\text{I-68})$$

Le premier terme correspond à la déformation élastique du matériau endommagé, le second terme de l'expression représente la déformation anélastique.

σ^+ est le tenseur des contraintes positives et σ^- est le tenseur des contraintes négatives. E_0 est le module d'élasticité initial et ν , le coefficient de Poisson.

Le taux de restitution d'énergie Y est définie de manière nature :

$$Y = \rho \frac{\partial \chi}{\partial D} \quad (\text{I-69})$$

Donc, les taux de restitution d'énergie sur la partie positive et négative du tenseur des contraintes principales peuvent s'écrire respectivement :

$$Y_1 = \frac{\sigma^+ : \sigma^+ + 2\beta_1 f(\sigma)}{2E_0(1-D_1)^2} \quad (\text{I-70})$$

$$Y_2 = \frac{\sigma^- : \sigma^- + 2\beta_2 f(\sigma)}{2E_0(1-D_2)^2} \quad (\text{I-71})$$

Où β_1 et β_2 sont des constantes. $f(\sigma)$ est une fonction tenant compte de l'effet de refermeture des fissures. L'évolution de l'écrouissage Z_i s'écrit en fonction de la variable d'écrouissage z_i .

$$Z_i = \frac{1}{A_i} \left(\frac{-z_i}{1+z_i} \right)^{1/B_i} \quad (\text{I-72})$$

avec A_i et B_i , des paramètres calculés à partir des caractéristiques mécaniques statiques. La surface de charge seuil F_i est définie par la relation suivante :

$$F_i = Y_i - Z_i - Y_{0i} \quad (\text{I-73})$$

La variation d'endommagement \dot{D}_i est définie par la surface de charge :

$$\dot{D}_i = \lambda \frac{\partial F_i}{\partial Y_i} = \lambda \quad (\text{I-74})$$

L'évolution de l'écrouissage est, également, définie à partir de la surface de charge.

$$\dot{z}_i = \dot{\lambda} \frac{\partial F_i}{\partial Z_i} = -\dot{\lambda} \quad (\text{I-75})$$

Un multiplicateur d'endommagement $\dot{\lambda}$ fonction de l'effet de la vitesse est proposé par Dubé [DUB94] [DUB96],

$$\dot{\lambda} = \left(\frac{\langle F_i \rangle}{m_i} \right)^{n_i} \quad (\text{I-76})$$

m_i et n_i sont les paramètres de viscosité. L'effet de la vitesse de déformation est exprimé indirectement par la viscosité. La figure I-27 illustre les courbes contrainte-déformation uniaxiale en compression calculées d'après Dubé [DUB97] pour différentes vitesses de déformations. Les résultats de la figure I-27 sont obtenus avec les mêmes coefficients m_2 et n_2 . On observe que la résistance du matériau avec la vitesse de déformation.

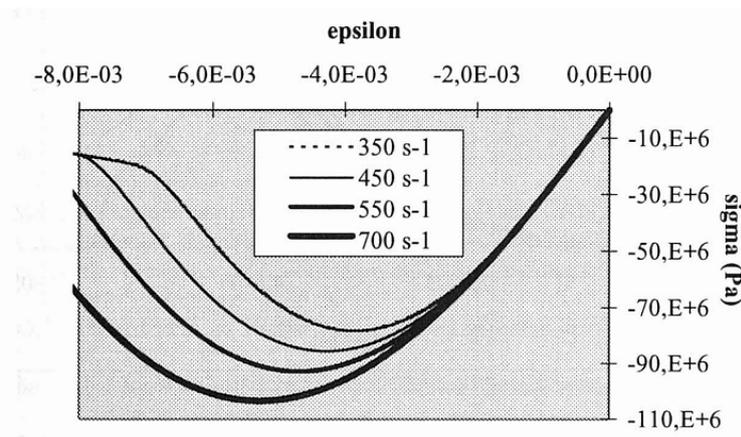


Fig. I-27. Courbes contrainte-déformation uniaxiale en compression pour différentes vitesses de déformation d'après Dubé [DUB97]

Ce modèle de comportement est implanté dans le code CAST3M.

1.4 Conclusion

L'étude bibliographique qui vient d'être effectuée a permis de se familiariser avec les théories et les techniques fondamentales et d'organiser un bilan de cette étude. Le but de notre projet de recherche est d'observer le comportement du béton sous chargement dynamique rapide. Le chargement consiste en des ondes de pression générées par une explosion électrique. Par rapport aux techniques basées sur des explosifs chimiques, la méthode générant une onde par décharge électrique présente trois avantages : absence de fumées néfastes et de produits polluants émis par l'explosif chimique, coût restreint et répétabilité aisée autorisant de multiples chocs.

Donc, dans notre programme de recherche, la charge dynamique sera produite par une décharge électrique. Il n'existe pas de dispositifs de ce type adaptés à notre objectif. Il sera nécessaire d'adapter un matériel existant. Le démonstrateur développé au sein du Laboratoire de Génie Electrique a été modifié de façon à endommager des massifs rocheux par des ondes de pression générées par des décharges électriques dans de l'eau à pression et température ambiante. Deux phases expérimentales sont réalisées. Dans l'expérimentation préliminaire, l'éprouvette cylindrique de mortier est placée face aux électrodes générant une onde de compression afin d'observer les effets d'une onde de compression rapide sur la microstructure du béton. Dans la seconde phase d'expérimentation, les chocs électriques sont appliqués dans la partie centrale (évidée) d'un cylindre creux de mortier. Pour simuler les conditions de contraintes dans un puits pétrolier, un confinement vertical et radial est appliqué à l'éprouvette de mortier. La microstructure du béton est caractérisée par sa perméabilité intrinsèque. Dans l'expérimentation, la mesure de la perméabilité a été réalisée sur toutes les éprouvettes. Les deux phases d'expérimentation seront présentées successivement dans les chapitres deux et trois. Après l'étude expérimentale, notre objectif est de construire un modèle numérique pour simuler le processus complet de l'explosion électrique et de la fracturation du béton ou de la roche. Un modèle diphasique a été développé par le CEA permettant de simuler la décharge électrique et la propagation de l'onde dans l'eau. Ce modèle est utilisé et validé à partir de nos propres essais. La comparaison des résultats expérimentaux et numériques sera présentée dans le chapitre quatre. De nombreux modèles ont déjà été proposés pour simuler le comportement du béton sous chargement dynamique rapide [DUB97] [CHA09] [GAT99], malheureusement ils ne prennent pas en compte la variation d'énergie de la rupture G_f avec la taille d'élément. Pour s'approcher du comportement du béton réel, un modèle anisotrope du béton est développé. Ce modèle couple endommagement et élasticité et prend en compte l'effet des fermetures des microfissures et la variation d'énergie de rupture G_f avec la taille d'élément. La perméabilité numérique est calculée à partir de l'endommagement numérique. Les perméabilités numériques et expérimentales sont comparées afin de réaliser le couplage de l'endommagement et de la perméabilité du béton sous chargement dynamique rapide. Le développement du modèle et les résultats numériques seront présentés dans le chapitre cinq.

Chapitre 2 : Expérimentation préliminaire

L'objectif du programme expérimental présenté dans les chapitres deux et trois est d'étudier l'évolution de la microstructure et des propriétés de transfert du mortier, de coupler l'évolution de l'endommagement et de la perméabilité intrinsèque du matériau sous chargement dynamique rapide [CAO 01]. Le chargement dynamique est généré par des ondes de chocs dues à la décharge électrohydraulique d'un arc (PAED) dans l'eau [CHI 98] [KIR 99]. L'amplitude de l'onde est définie en fonction de l'énergie électrique injectée et de la distance entre les électrodes et la surface du mortier [TOU 03].

Dans cette première phase expérimentale, la configuration de l'essai est relativement simple : une éprouvette de mortier cylindrique est placée face aux électrodes générant une onde de compression. L'objectif principal de cette première phase expérimentale, présentée dans le ce chapitre, est de mettre en évidence les effets d'une onde de compression rapide sur la microstructure du béton. Il va donc s'agir de fixer les premiers ordres de grandeur des énergies nécessaires à un endommagement significatif du mortier. L'évolution de l'endommagement des échantillons sera donc étudiée :

- au travers d'essais à choc unique en faisant varier l'énergie électrique commutée, donc l'amplitude de l'onde de pression.
- au travers d'essais répétitifs, à chargement dynamique constant.

Dans le chapitre trois, la configuration expérimentale utilisée se rapprochera des conditions d'un puits de pétrole : symétrie cylindrique avec confinement vertical et radial.

2.1. Programme expérimental

Pour ces premiers essais, l'onde de choc est transmise à des éprouvettes cylindriques de mortier placées dans un bassin rempli d'eau. L'évolution de la fissuration et de l'endommagement est illustrée par celle de sa microstructure et de la perméabilité intrinsèque du matériau. Les états d'endommagement sont caractérisés par des mesures de perméabilité intrinsèque au gaz avec le modèle Klinkenberg [PIC 01] [HEA 98]. Les échantillons ont subi un examen au scanner et au micro-tomographe pour observer la relation entre le chargement dynamique, la microstructure du matériel et la perméabilité mesurée. La distribution en taille des pores des échantillons et de son évolution avec les charges appliquées sont aussi étudié à l'aide de l'essai de porosimétrie au mercure (MIP).

2.1.1 Présentation des dispositifs expérimentaux

Cette partie présente l'ensemble des dispositifs expérimentaux mis en œuvre

durant cette phase d'essais : le prototype PBT utilisé, le générateur H.T. et les essais de caractérisation de la microstructure (porosimétrie au mercure, mesure de perméabilité, tomographie et microtomographie).

2.1.1.1 Applications des ondes de chocs

2.1.1.1.1 Cuve d'essais et électrodes de décharge

Le générateur haute tension et l'ensemble du dispositif de fracturation sont placés à l'intérieur d'une pièce faradisée et équipée de différents systèmes de sécurité (figure II-1).



Figure II-1. Photographie du banc d'énergie associé au dispositif de fracturation [TOU 06]

La figure II-2 représente la dernière évolution du prototype expérimental permettant d'appliquer des ondes de pression sur les éprouvettes de mortier. Le système d'électrodes est plongé dans un bac de 500 litres rempli d'eau du robinet (température ambiante, conductivité moyenne $\sigma = 220 \mu\text{S}/\text{cm}$).

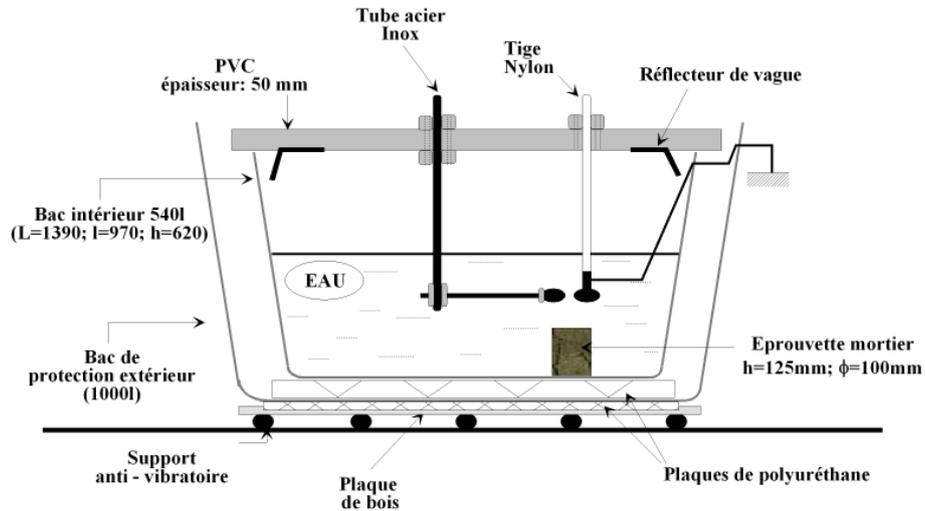


Figure II-2. Coupe de l'ensemble cuves d'essais – électrodes de décharge

La géométrie inter-électrodes est de type sphère-sphère (distance inter-électrodes $D = 10\text{mm}$, rayon de courbure $R = 15\text{mm}$). Ces électrodes sont en acier inoxydable. Une des électrodes est reliée à une tige en acier inoxydable en contact avec la partie haute tension. L'électrode de masse est fixée par le biais d'une tige en nylon pour garantir une certaine souplesse de l'ensemble. Une enceinte métallique (non représentée figure II-2) a été placée au fond du bac afin de protéger le bac des ondes de pression. Elle est composée de dix plaques en aluminium empilées les unes sur les autres. Les plaques ont des dimensions de $500\text{mm} \times 500\text{mm} \times 30\text{mm}$. Chaque plaque a été usinée de manière à former une cuve au centre de la masse. La cuve présente un diamètre interne variable de 400mm à 100mm de haut en bas. Cette enceinte métallique pèse environ 100kg .

2.1.1.1.2 Banc d'énergie

Le banc d'énergie est constitué de six condensateurs $21.2\mu\text{F}-40\text{kV}$ (Fig. II-3 a.) pouvant être associés en série ou parallèle. L'énergie maximale disponible est par conséquent de 100kJ . Ces condensateurs supportent 100% de tension inverse. Une alimentation positive $60\text{kV}-250\text{mA}$ est utilisée pour charger les condensateurs (Fig. II-3 b.). L'énergie emmagasinée dans les condensateurs est commutée à l'aide d'un éclateur à air de type trigatron. La tension appliquée et le courant sont mesurés au moyen d'une sonde Northstar $100\text{kV}-90\text{Mhz}$ et d'une sonde de Pearson modèle 101.



Figure II-3. a) Condensateurs de puissance b) Alimentation haute tension de chez E.T.A.T. [TOU 06]

L'ensemble du dispositif électrique est schématisé sur la figure II-4.

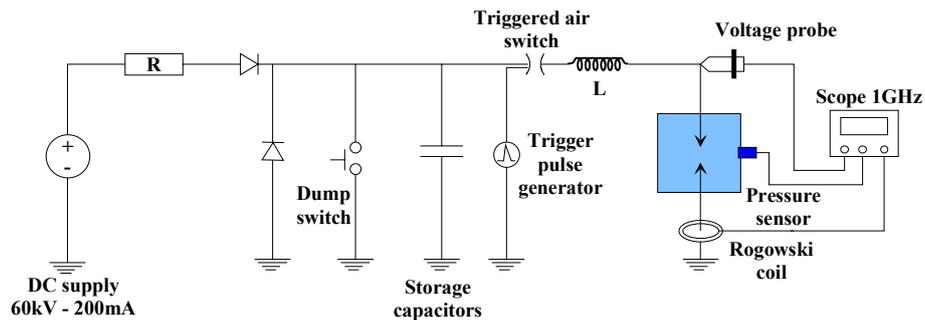


Figure II-4. Schéma électrique du dispositif de fracturation

2.1.1.1.3 Relation pression-énergie électrique

L'ensemble de ces essais ont été réalisés dans la même configuration expérimentale que celle utilisée par Touya [TOU03] de manière à utiliser la loi empirique qui détermine la valeur de l'amplitude de l'onde de pression en fonction de l'énergie électrique E_b disponible au moment de l'arc et de la distance « d » entre l'arc :

$$P_0 = \frac{9000}{d} \times E_b^{0,35} \quad (\text{Bar, mm, kJ}) \quad (\text{II-1})$$

Ce résultat sera utilisé pour faire varier la valeur de pression pic appliquée en surface de l'éprouvette. Pour cela, nous modifierons l'énergie disponible au moment du claquage E_b . et/ou la valeur de la distance d.

Il est important de noter que les valeurs de pression que nous présenterons découleront de cette formule pour laquelle la valeur de E_b sera mesurée à chaque choc alors que la valeur de « d » correspondra à une estimation. En effet, nous supposons que l'arc électrique s'établit dans l'axe de révolution des deux électrodes de manière à positionner la surface de l'échantillon à une distance « d » de cet axe (figure II-5).

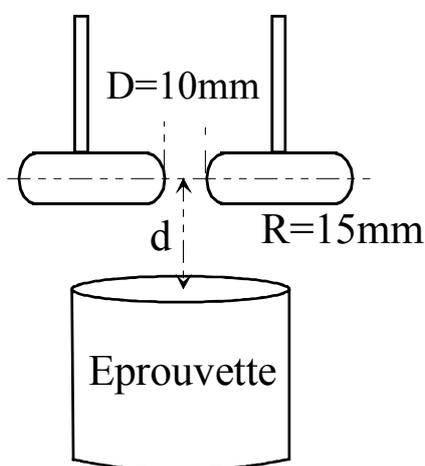


Figure II-5. Schéma des électrodes et de l'éprouvette

La pression étant inversement proportionnelle à « d », l'erreur introduite par cette approximation sera d'autant plus importante que la distance d sera petite. Cette approximation pourra engendrer une incertitude sur la valeur de la pression réellement appliquée lors de nos essais. Afin de minimiser cette erreur, chaque configuration expérimentale sera reproduite 3 fois.

2.1.1.2 Mesure de la perméabilité au gaz

La perméabilité caractérise la capacité d'un matériau à se laisser traverser par des fluides sous un gradient de pression totale. Les méthodes de mesures de la perméabilité au gaz ont été présentées dans le chapitre précédent. Ici, nous allons simplement présenter les dispositifs utilisés.

Les mesures de perméabilité du mortier à l'azote ont été effectués au sein du GeM (Durabilité des Ouvrages de l'Institut de Recherche en Génie Civil et Mécanique) à Nantes. Dans l'expérimentation préliminaire, seule la mesure de perméabilité verticale est réalisée. Les échantillons sont cylindriques avec un diamètre 100 mm et une hauteur de 50mm (voir figure II-6).

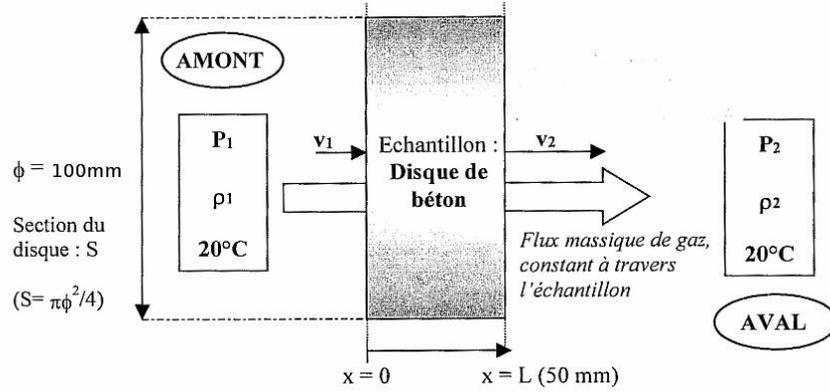


Figure II-6. Récapitulatif des grandeurs associées à la percolation d'un gaz lors d'un essai de perméabilité [PLJ09]

Deux systèmes sont utilisés pour mesurer le débit du gaz d'azote afin de calculer la perméabilité de l'échantillon avec la méthode Klinkenberg (voir 1.2.2.3). Dans un premier temps, les échantillons sont placés dans une cuve confinée (voir figure II-7 b) reliée à une bouteille de gaz sous pression d'un côté et à un système de tubes (voir figure II-7 a) de l'autre côté. Les tubes gradués sont remplis de savon liquide. Dès que la bouteille de gaz est ouverte, le gaz sous pression est injecté dans la cellule confinée. Un quart d'heure plus tard, on mesure la vitesse des bulles traversant le savon liquide à l'aide des graduations du tube. La mesure est effectuée toutes les cinq minutes jusqu'à atteindre le régime permanent. Avec cette valeur, on pourra calculer le débit du gaz sous un certain niveau de pression. Ensuite, le niveau de pression est changé et le débit correspondant mesuré. Chaque échantillon subit quatre niveaux de pression afin d'obtenir quatre débits respectivement permettre une mesure précise.



Figure II-7. Photo du dispositif expérimental a) système des tubes b) cellule confinée

Dans un second temps, un débitmètre massique a été utilisé (voir la figure II-8) pour remplacer le dispositif Cembureau. La capacité maximale du débitmètre est 0~15 l/min et la minimale est 0~150 ml/min. La pression appliquée maximale est 8 bars à la température 20°. Chaque échantillon subit cinq niveaux de pression d'un à cinq bars. Chaque débit est enregistré en régime permanent.

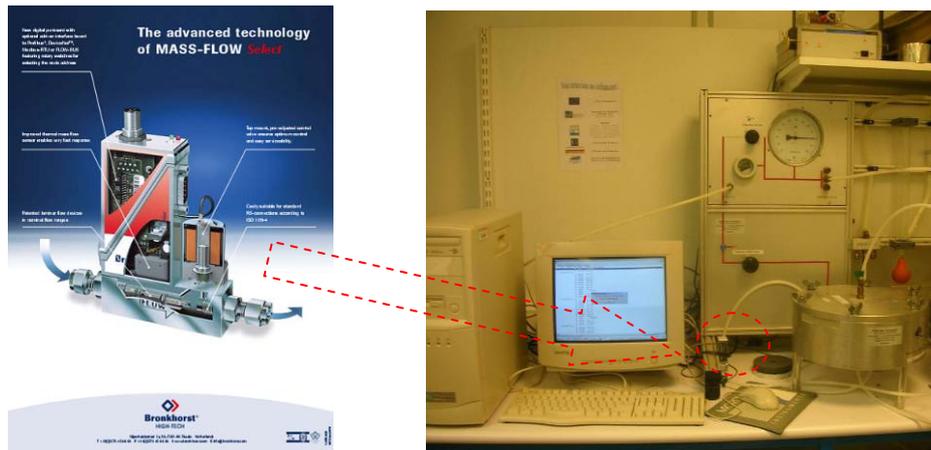


Figure II-8. Vue du débitmètre

2.1.2 Caractéristiques mécaniques du mortier

Le mortier présente une faible résistance mécanique afin de minimiser l'énergie nécessaire pour endommager les échantillons et être proches de celles d'une roche. Notre choix s'est porté sur un mortier de granulométrie $D_{\max} = 2$ mm et de rapport eau sur ciment égal à 0,6. Le ciment I 32,5 R est utilisé. La résistance mécanique en compression est mesurée sur les échantillons mortier cylindriques 11x22 cm. La résistance à la traction par flexion est mesurée sur éprouvettes 4x4x16cm. La mesure du module d'élasticité est réalisée en compression. Les essais ont été réalisés à 28 jours. Les propriétés mécaniques moyennes du mortier sont détaillées dans le tableau II-1.

Deux modes de conservation des éprouvettes ont été comparés : une conservation dans l'eau à 20°C et une conservation à l'air libre à 20°C. Pour les échantillons secs et saturés, les valeurs de perméabilité intrinsèque de référence seront comprises entre 2.10^{-17} m^2 et 5.10^{-17} m^2 .

Tableau II-1. Résistance mécanique moyenne du mortier

f_{cm} (MPa)	f_{tm} (MPa)	E_{cm} (MPa)	K_v (m^2)
19,6	4,9	17300	$4, 10^{-17}$

2.1.3 Déroulement des essais

La figure II-9 présente la nomenclature des échantillons testés. Dans un premier temps, les échantillons cylindriques (diamètre 100 mm, hauteur 250 mm) sont coulés dans les moules plastiques. Ensuite, ces éprouvettes ont été découpées en deux parties selon le sens du coulage. Le choc électrique est appliqué sur les échantillons coupés (diamètre 100mm, hauteur 125mm). Après les chocs électriques, les échantillons ($D=100$ mm, $h=125$ mm) sont recoupés en deux parties selon le sens de l'application du choc afin de pouvoir mesurer la perméabilité (voir 2.1.1.2). En effet, les mesures de perméabilité sont réalisées sur des échantillons de dimensions $D=100$ mm et $h=50$ mm.

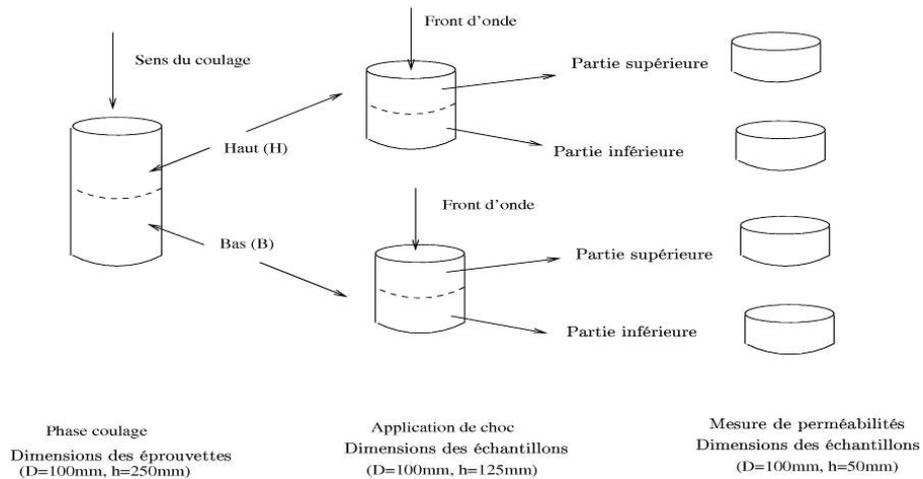


Figure II-9. *Nomenclature des échantillons testés*

2.2 Application des chocs électriques

Dans le programme expérimental, deux paramètres d'essais ont été considérés : le nombre de chocs et le niveau de pression. Une première série d'échantillons a subi un seul choc avec un pic de pression qui varie de 0 MPa à 250 MPa (0, 15, 30, 45, 60, 90, 180 and 250 MPa); dans la seconde série d'essais, les échantillons ont subi un nombre de chocs compris entre un à huit (1, 3, 4, 6 ou 8 chocs) sous un pic de pression constant de 90MPa. Un exemple de la loi d'atténuation de la pression maximale en fonction de la distance obtenue expérimentalement est présenté dans la figure II-10.

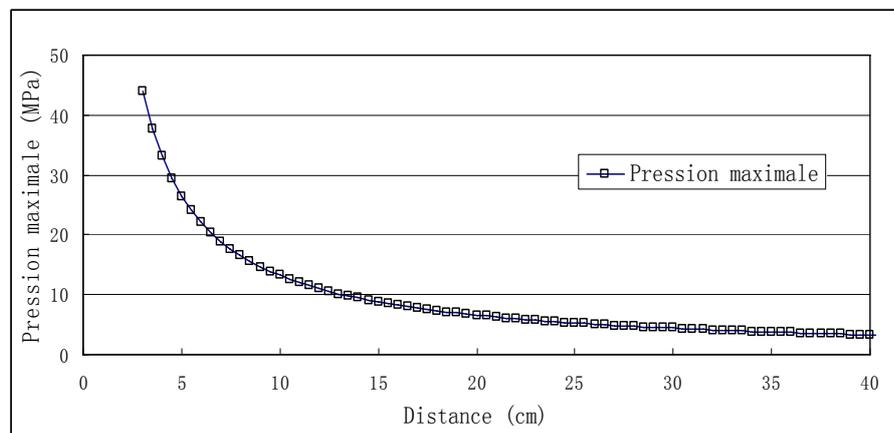


Figure II-10. *La loi d'atténuation de la pression maximale en fonction de la distance obtenue expérimentalement [CHE10]*

2.3. Analyse des résultats expérimentaux

Dans cette partie, il va être présenté les résultats des mesures de perméabilité en fonction du nombre de chocs et du niveau de pression. Nous examinerons, par la suite, par le biais de clichés tomographiques et microtomographiques, l'évolution de la microstructure. Les résultats des essais de porosimétrie au mercure seront également

présentés et permettront de quantifier l'évolution de la structure des pores du mortier en fonction du chargement dynamique.

2.3.1. Evolution de la perméabilité avec l'intensité de la pression et le nombre de chocs

Après l'application des chocs électriques, la perméabilité à l'azote est mesurée sur des échantillons cylindriques (diamètre 100mm, hauteur 50mm) sciés dans les éprouvettes de mortier. La perméabilité intrinsèque est obtenue avec la correction proposée par Klinkenberg [PIC01]. L'évolution de la microstructure est caractérisée par celle de la perméabilité mesurée avant et après le chargement dynamique.

2.3.1.1 Influence du niveau de pression sur la perméabilité

Un choc unique est appliqué sur l'échantillon avec un pic de pression variant jusqu'à 250 MPa de manière à caractériser l'évolution de la perméabilité en fonction de l'amplitude de l'onde de pression. Cette pression est évaluée à partir de la courbe d'atténuation obtenue expérimentalement (Fig. II-10). La figure II-11 représente les variations de la perméabilité en fonction du niveau de pression. Deux zones distinctes sont observées : si le pic de pression est inférieur à 90 MPa, aucun changement significatif dans la valeur de la perméabilité n'est observé. Lorsque le pic de la pression varie de 90MPa à 250MPa, la perméabilité augmente de manière logarithmique.

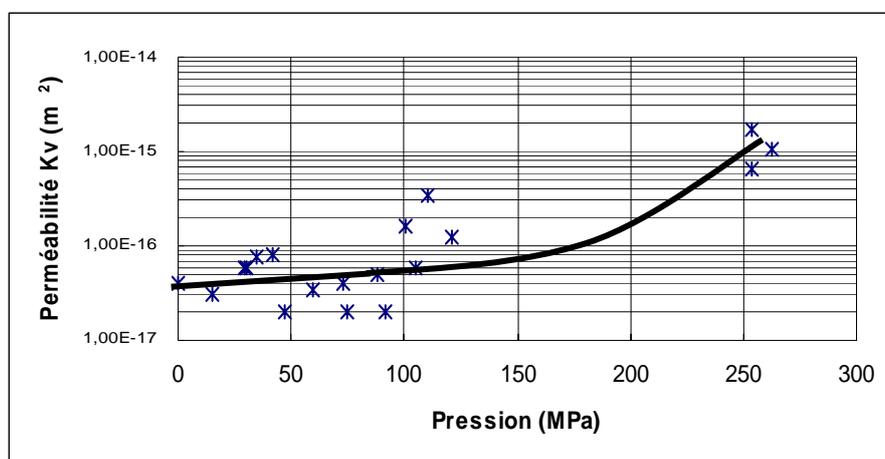


Figure II-11. Variations de la perméabilité en fonction du niveau de pression

La corrélation entre la charge appliquée et l'augmentation de la perméabilité est différente en statique et en dynamique. En statique, la perméabilité augmente en fonction de l'endommagement, de la contrainte et de la déformation. La perméabilité augmente en fonction de l'amplitude des ondes de pression qui génère un état non homogène de contrainte, de déformation et d'endommagement. La figure II-12 présente la relation entre l'évolution de la perméabilité et la déformation appliquée. En statique, le seuil de la déformation à partir duquel la perméabilité commence à se

développer correspond à l'apparition de l'endommagement. En dynamique, l'effet de vitesse de déformation influence l'évolution de l'endommagement dynamique. L'ordre de grandeur de la vitesse de déformation dans l'essai peut être estimé à partir de la variation de pression au cours du temps. La pression maximale de 3MPa est atteinte dans un temps d'environ 1 μ s. En considérant que le module dynamique du mortier est égal à 20,000 MPa (une augmentation de 20% par rapport à la valeur statique), la vitesse de déformation est de 150 s⁻¹. Pour une onde de pression de grande amplitude comme celles générées par les décharges électriques, l'amplitude de l'onde est atténuée pendant la propagation dans l'eau. La vitesse de déformation appliquée sur les éprouvettes de mortiers peut être supérieure à 150 s⁻¹. De plus, pour les ondes de pression enregistrées, le temps de montée au pic est quasiment constant, il ne dépend que des propriétés du liquide. Quand la pression maximale augmente, il est raisonnable de supposer que l'augmentation relative sur la pression est équivalente à l'augmentation relative de la vitesse de déformation [TOU06].

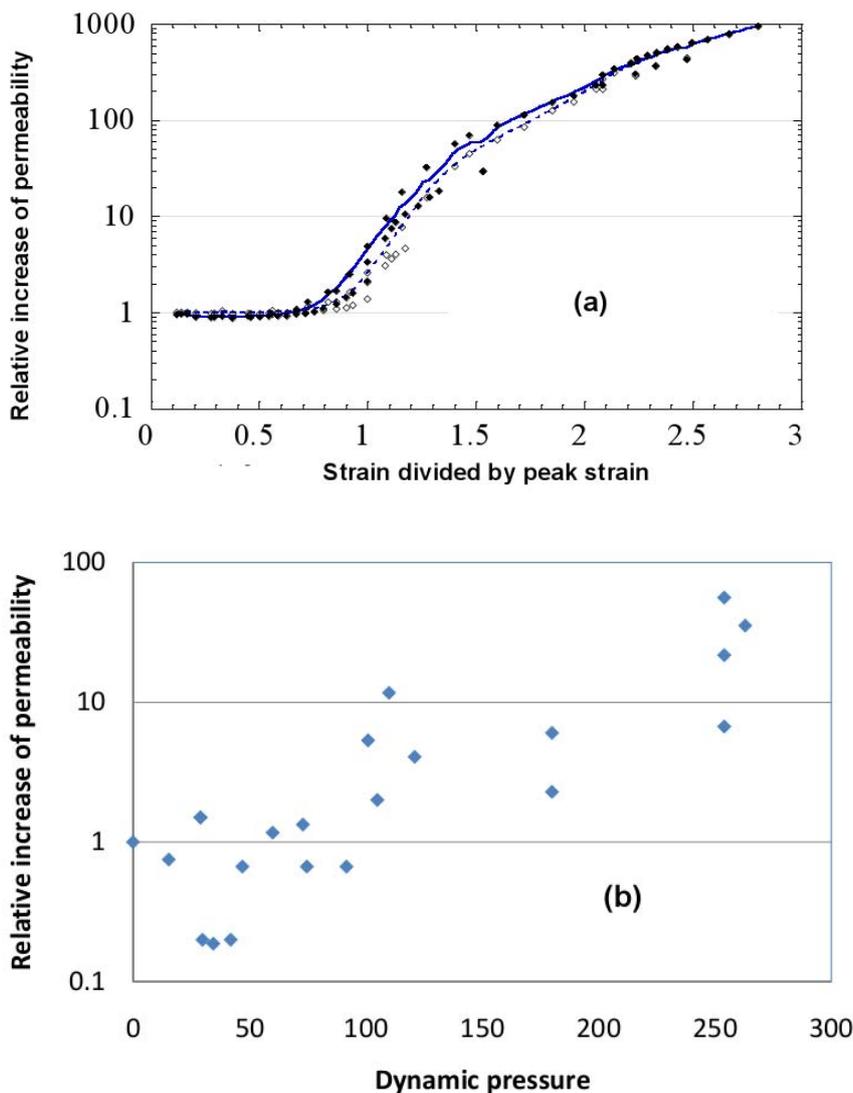


Figure II-12. Relation entre l'évolution de la perméabilité et la déformation appliquée en statique (a) avec les pressions en dynamique (b) [CHO07]

D'après la synthèse bibliographique réalisée par Bishop [BIS91], la résistance dynamique du béton est multipliée au moins par quatre fois lorsque la vitesse de déformation varie de 100 s^{-1} à 1000 s^{-1} . En dynamique, la perméabilité commence à augmenter pour des niveaux de pression supérieurs à 90 MPa. En supposant que cette valeur soit proche de la résistance apparente du matériau (comme en statique), elle correspond à une résistance statique équivalente divisée par 4 environ, soit une valeur proche de résistance statique de 20 MPa. Donc, comme en statique, le début de la phase d'évolution de la perméabilité dynamique est proche de la résistance apparente du matériau. La perméabilité a augmenté de deux ordres de grandeur à une pression de 250 MPa. En statique, la même croissance est obtenue pour une déformation appliquée égale à 1,5 fois la déformation au pic. Néanmoins, c'est toujours difficile de comparer les deux évolutions car l'état d'endommagement se développe différemment en statique et en dynamique.

2.3.1.2 Influence du nombre de chocs sur la perméabilité

Le nombre des chocs appliqués sur une seule éprouvette varie d'un à dix et l'amplitude des ondes de pression est constante et égale à 90 MPa. La perméabilité augmente avec le nombre de chocs. Au delà de 8 chocs, il n'est plus possible de mesurer la perméabilité des échantillons systématiquement. Les éprouvettes présentent un très fort endommagement et les macro-fissures qui se sont développées sur l'ensemble de l'échantillon produisent une très grande perméabilité apparente. On peut remarquer sur la figure II-13, qu'il n'apparaît pas de différences notables entre les perméabilités mesurées sur les échantillons conservés dans l'eau (saturés) et sur ceux conservés dans l'air (partiellement secs)

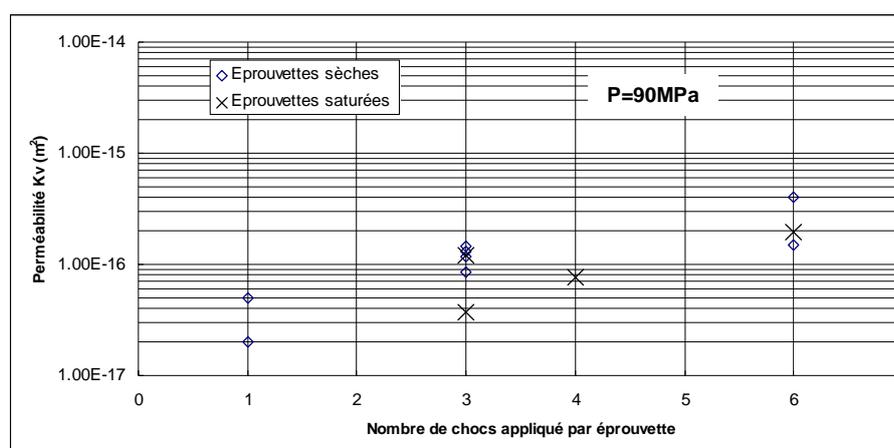


Figure II-13. Variations de la perméabilité en fonction du nombre de chocs sous un pic de pression constant [CHE10]

2.3.2 Evolution de la perméabilité et de l'endommagement illustrée par

(micro)tomographies

2.3.2.1 Observations en tomographie

Les échantillons (de hauteur 12 cm et de diamètre 10 cm) ont été dans un premier temps scannés en tomographie à rayon X afin d'observer la corrélation entre les caractéristiques du chargement (pression maximale et nombre de chocs), la microstructure du matériau et la perméabilité. Sur un cliché tomographique, le niveau de gris et la densité du matériau obéissent à une relation linéaire sur les images. Dans les figures II-14, II-15 et II-16, les zones blanches caractérisent l'endommagement dans le béton, les fissures et les microfissures où la densité est proche de zéro. Alors que les zones avec une couleur foncée caractérisent le matériel vierge avec la densité réelle vers $2,5 \text{ kg/m}^3$.

Les figures II-14 et II-15 montrent l'évolution de la microstructure lorsque le nombre de chocs augmente. Par rapport à la valeur initiale de $4 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$, les perméabilités mesurées augmentent significativement. Sur ces images, l'épaisseur de la tranche correspond au rayon de l'échantillon. Dans la figure II-14, l'éprouvette (IB) a une valeur de perméabilité après trois chocs égale à $3,76 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ alors que la deuxième éprouvette (IH) possède, après sept chocs, une valeur de perméabilité égale à $1,96 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$. La figure II-15 montre l'effet des chocs, sous un niveau de pression égal à 250 MPa sur la distribution de la densité (due aux microfissures). Rappelons que la perméabilité est mesurée sur une tranche de 50 mm d'épaisseur découpée dans la partie supérieure de l'échantillon. La zone indiquée est celle sur laquelle la perméabilité est mesurée. Une augmentation moyenne de la densité est observée et a tendance à se propager vers la base de l'échantillon. Evidemment, l'endommagement affecte principalement la partie supérieure de l'échantillon directement affectée par l'onde de choc. Un écaillage et des fissures localisées sont également observés. Au milieu et à la base de l'échantillon cylindrique, les microfissures sont moins visibles, les effets de l'onde de choc diminuent avec la profondeur de la propagation de l'onde. Les microfissures atténuent les ondes de pression (consommation d'énergie due à la fissuration), donc l'endommagement diminue lorsque l'onde de pression se propage vers le bas de l'échantillon.

La figure II-16 illustre l'évolution des dommages dans le mortier quand le pic pression augmente. La première éprouvette (2B) a une perméabilité après trois chocs sous un pic de pression de 90 MPa égale à $3,76 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ et la deuxième éprouvette (IVH) est fortement endommagée après trois chocs avec un pic de pression 250 MPa, certaines des microfissures sont visibles. La rupture localisée s'est produite à l'intérieur de l'échantillon et la surface de l'échantillon a été brutalement endommagée. Sa perméabilité ne peut plus être mesurée selon la procédure habituelle (à partir d'un disque découpé dans la partie supérieure de l'échantillon), car le mortier était trop endommagé. L'essai de perméabilité a été effectué sur un échantillon cylindrique de la même épaisseur (50 mm) mais carotté 40 mm au dessous de la face supérieure. Sa

perméabilité est supérieure à 1.10^{-15} m^2 (perméabilité maximale mesurable par le débitmètre).

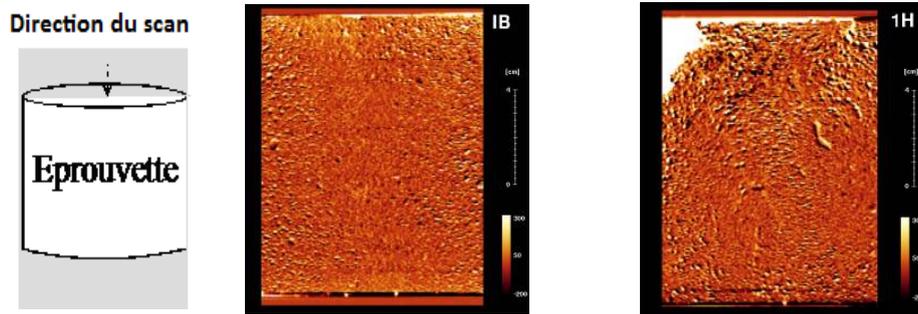


Figure II-14. Influence du nombre des chocs sur la microstructure: section verticale scans sur trois (IB) et sept chocs (1H) sous un niveau de pression constante, 90MPa

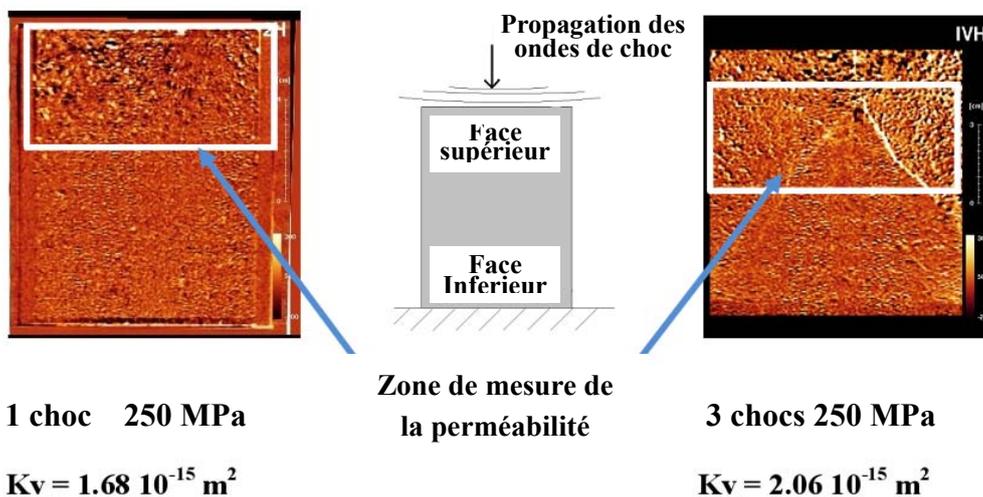


Figure II-15. Influence du nombre des chocs sur la microstructure: section verticale scans sur un (2H) et trois chocs (IVH) sous un niveau de pression constante, 250MPa

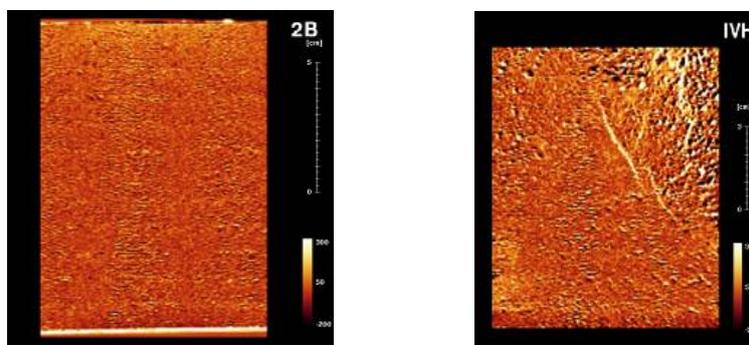


Figure II-16. Influence du niveau de pression sur la microstructure: section verticale scans avec 90 MPa (2B) et 250 MPa (IVH)

2.3.2.2 Observations en micro-tomographie

Un micro-tomographe de type Skyscan 1072 a également été employé pour caractériser l'endommagement du matériau. Cet appareil a une résolution spatiale maximale de $4\mu\text{m}$. La figure II-17 illustre le principe d'extraction des carottes de diamètre 10 mm et hauteur 50 mm sur les éprouvettes testées. Le système permet d'identifier la présence de vides [CNU08] dans le mortier. La figure II-18 montre des images de sections transversales de carottes de mortier extraites respectivement d'un échantillon vierge et d'un autre ayant subi 7 chocs d'une pression dynamique de 90 MPa. La taille des images est de 10mm x 10mm. Plus les couleurs sont foncées, plus la densité du matériau est faible. La taille des pores de l'éprouvette endommagée est notablement plus importante que celle de l'éprouvette vierge. La figure II-19 illustre l'image tomographique et microtomographique d'une section transversale des carottes de l'éprouvette après 7 chocs. La comparaison entre les deux clichés a été effectuée afin de vérifier que l'analyse des images par la microtomographie n'a pas induit de biais. Un grand nombre de microfissures peut être observé dans cette coupe. Ces microfissures ont une ouverture de l'ordre du micromètre, valeur proche de la résolution de l'image. Les fissures sont bien diffuses dans l'ensemble de la section. Toutes ces observations vont être quantifiées dans le chapitre suivant à partir d'essais de porosimétrie au mercure. Une analyse quantitative de ces résultats devra être effectuée pour les relier aux mesures de perméabilité. La figure II-20 présente deux photos de la même éprouvette avant et après essai, le développement de la macro-porosité est visible à l'oeil nu.



Figure II-17. *Carottage des éprouvettes utilisées en microtomographie*

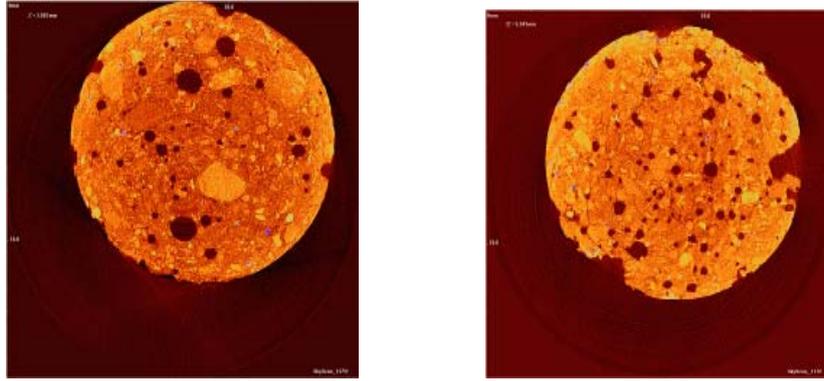


Figure II-18. Microtomographie des éprouvettes vierge (avant essai) et endommagé (après essai) (résolution = 4 μm)

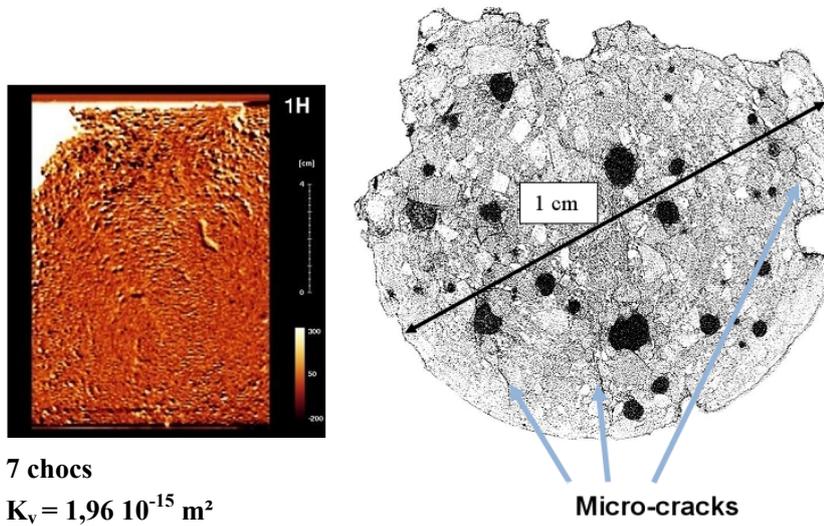


Figure II-19. X-ray scan (gauche) et microtomographie (droit) de l'éprouvette H1 après 7 chocs (résolution = 4 μm)



Figure II-20. Photos d'une éprouvette vierge (avant essai) et endommagée (après essai)

2.3.3 Porosimétrie au mercure

La caractérisation de la distribution de la taille des pores des matériaux cimentaires avec par intrusion de mercure (MIP) est une méthode classique. Comme le mentionnent de nombreuses études, seule la porosité accessible à partir de la surface extérieure est caractérisée par cet essai. Les analyses sont basées sur l'équation de Washburn avec l'hypothèse que les pores sont cylindriques et l'effet « bouteille d'encre » n'est pas pris en compte. D'après Diamond [DIA00], la méthode MIP sous-estime souvent la distribution de taille des pores et ne devrait donc pas être utilisée quantitativement mais qualitativement. Ici, nous allons utiliser cette technique pour comparer le comportement du matériau avant et après les chocs. Il est indéniable que la pression d'injection endommage la microstructure du matériau. On suppose que toutes les mesures ont un biais identique et que la comparaison entre elles demeure significative.

Le tableau II-2 détaille les mesures des propriétés globales de la porosité par intrusion de mercure en fonction du nombre de chocs. Pour l'échantillon testé, la porosité totale n'est pas influencée par le nombre de chocs appliqués, par contre, le diamètre moyen des pores augmente avec le nombre de chocs.

Tableau II-2. Propriétés globales mesurées par l'intrusion de mercure

Echantillon	Porosité totale (%)	Diamètre moyen du pore (μm)	Densité réelle (g/cm^3)	Densité apparente (g/cm^3)
0 chocs	23,32	0,13	2,51	1,92
3 chocs	23,16	0,15	2,48	1,92
7 chocs	23,03	0,19	2,57	1,97

Les mesures ont été effectuées sur trois échantillons carottés dans les éprouvettes ayant subi 0 et 3 chocs ; dans le cas des éprouvettes ayant subi 7 chocs, le mortier était généralement très endommagé et un unique échantillon a pu être extrait. Afin d'illustrer la bonne reproductibilité des mesures MIP, la figure II-21 montre les résultats obtenus sur les trois échantillons prélevés sur une même éprouvette. Les distributions de tailles des pores (ici caractérisées par le volume d'intrusion de mercure pour une taille de pore donnée) sont assez similaires pour les trois échantillons. A partir de ce résultat, les moyennes des distributions seront utilisées pour les comparaisons suivantes. La figure II-22 montre l'évolution des distributions en moyenne pour les éprouvettes qui ont subi des ondes de chocs répétitifs avec une amplitude maximale égale à 90 MPa.

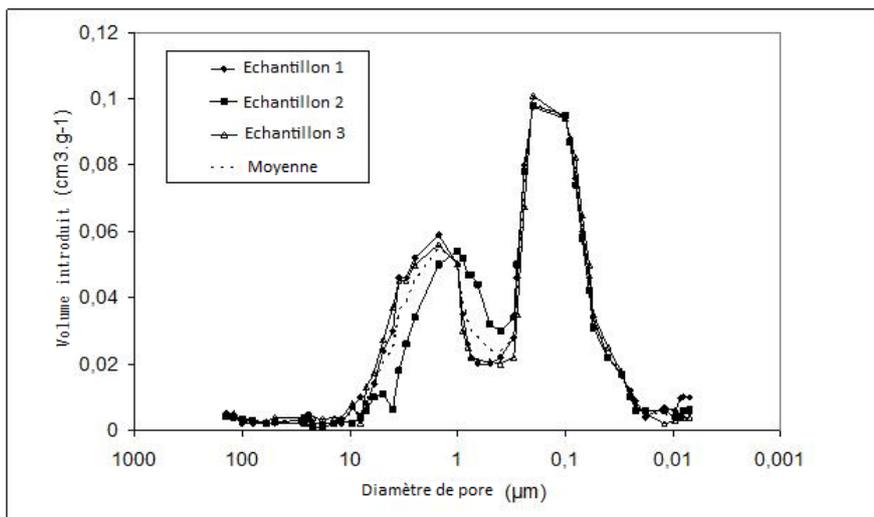


Figure II-21. Comparaison des distributions de pores de trois échantillons extraits d'une même éprouvette

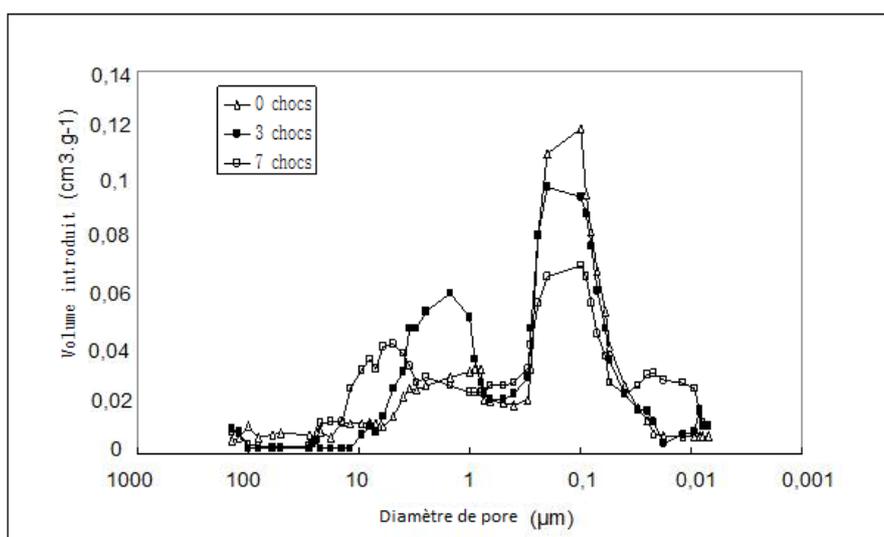


Figure II-22. Influence du nombre de chocs sur la distribution des pores du mortier

Pour le mortier vierge, le volume d'intrusion maximal est constaté pour $0,1 \mu\text{m}$. La courbe de distribution de la taille des pores est bimodale, avec deux pics respectifs pour une taille de pores de $0,1 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$, ce qui correspond à la porosité capillaire et celle des hydrates et est typique d'un mortier.

Lorsque le nombre de chocs augmente, le volume introduit dans les pores de diamètre $0,1 \mu\text{m}$ diminue et le volume introduit dans les pores de taille comprise entre $5 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$ augmente. Le nombre de chocs ne semble pas affecter la distribution des pores de taille supérieure à $15 \mu\text{m}$.

Si le nombre de chocs augmente, on constate l'apparition d'un mode avec un diamètre supérieur à $1 \mu\text{m}$. Le diamètre de ce mode croît avec le nombre de chocs. Le

mortier endommagé par sept chocs présente un mode avec un pic à 8 μm , le mortier endommagé par trois chocs présente un pic à 2 μm .

2.4 Conclusions

Ce chapitre présente l'évolution de la microstructure et des propriétés de transfert du mortier sous chargement dynamique rapide créé par une onde de compression. On étudie l'influence de la pression maximale appliquée et du nombre de chocs sur la perméabilité au gaz des échantillons mortier. La perméabilité augmente avec le niveau du pic de pression et le nombre de chocs pour des niveaux de pression supérieurs à 90 MPa. Une bonne corrélation est observée entre les propriétés du mortier, de la perméabilité, de la porosité et les clichés issus de la microtomographie.

Cette première phase expérimentale a permis de prouver la faisabilité du dispositif expérimental dans une configuration de chargement dynamique simple : éprouvette cylindrique exposée à une onde de compression. Dans le chapitre suivant, le principe du dispositif expérimental mis en œuvre pour reconstituer les conditions de confinement d'un puits de pétrole sera présenté. Il sera également détaillé les résultats de ce programme expérimental entrepris sur du mortier confiné.

Chapitre 3 : Expérimentation en puits

Grâce à l'expérimentation préliminaire décrite dans le chapitre précédent, nous avons pu étudier, dans une configuration simple de chargement dynamique rapide, le couplage de l'évolution de la microstructure, de l'endommagement et de la perméabilité intrinsèque du mortier sous les ondes de chocs électriques en compression.

Dans ce chapitre, les chocs électriques seront appliqués dans la partie centrale (évidée) de l'échantillon creux pour simuler le puits pétrolier. De plus, cette étude expérimentale vise à recréer les conditions in situ de réserves pétrolières situées à des différentes profondeurs. Il sera donc appliqué sur les échantillons différents niveaux de confinement qui seront caractérisés par une pression vertical (P_v) et une pression radial (P_r).

Nous allons présenter tout d'abord l'appareillage expérimental en mettant l'accent plus particulièrement sur le dispositif de confinement. Les paramètres d'essais seront la quantité d'énergie électrique (ou pression maximale), le nombre de chocs et le niveau de confinement. L'état d'endommagement du matériau est caractérisé par l'utilisation d'un émetteur-récepteur d'ondes ultrasonores et par la mesure de la perméabilité radiale à l'azote du matériau.

3.1 Programme expérimental

3.1.1 Principe du dispositif expérimental

Dans cette partie expérimentale, les chocs électriques sont appliqués dans la partie centrale (évidée) remplie d'eau des échantillons cylindriques creux (figure III-1) de manière à recréer les conditions d'un puits.

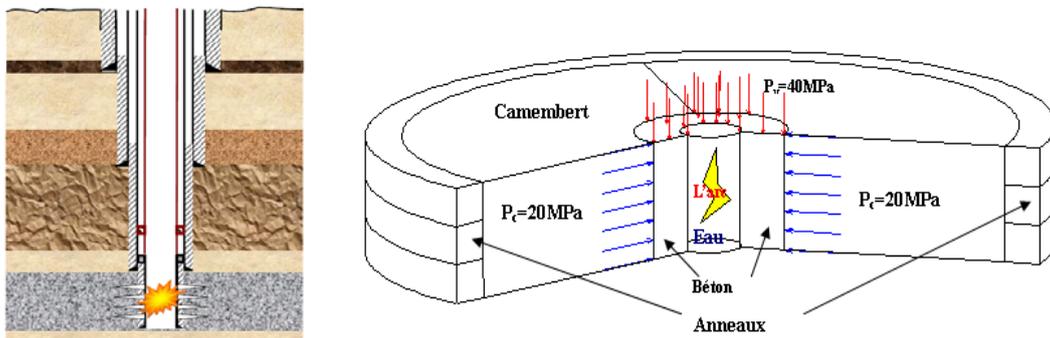


Figure III-1. a) Application des chocs électriques dans un puits pétrolier
b) Schéma du dispositif expérimental

Les dimensions des éprouvettes de mortier (cf. figure III-2) sont :

Diamètre intérieur 50 mm, diamètre extérieur 125 mm, hauteur 180 mm.

L'échantillon creux de mortier est placé entre trois blocs de confinement à 120° en béton fibré à ultra haute performance. Le confinement radial (horizontal) est appliqué par trois anneaux métalliques à serrage contrôlé entourant les blocs de confinement. L'intensité du confinement est contrôlée par le couple de serrage appliqué sur les anneaux métalliques. Le confinement vertical est exercé par une presse de capacité 2000 kN directement sur l'éprouvette de mortier.

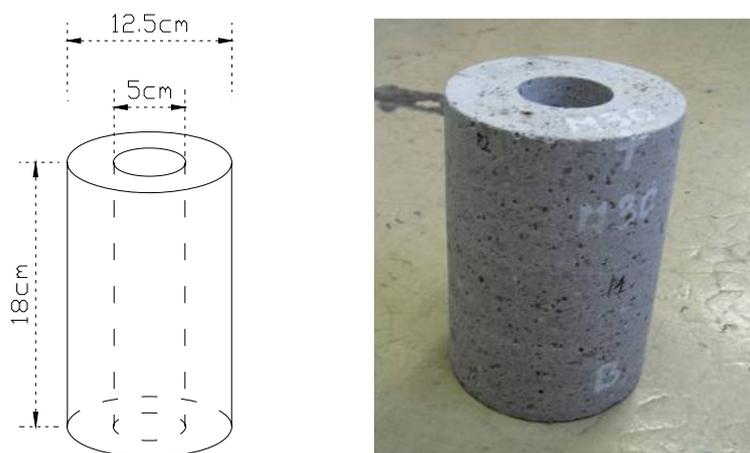


Fig. III-2. a) Dimension de l'éprouvette. b) Photographie de l'éprouvette de mortier

La décharge électrique génère les ondes de choc qui sont transmises à l'intérieur des échantillons cylindriques. Les éprouvettes de mortier sont endommagées par les ondes de traction tangentielle. Autour de l'éprouvette de mortier sont placés trois troncs de cylindres à 120 degrés (blocs de confinement) avec un rayon intérieur $R_{ci} = 6,25\text{cm}$, un rayon extérieur $R_{ce} = 26,25\text{cm}$ et une hauteur $H_c = 18\text{cm}$. Le matériau béton fibré à ultra haute performance (BEFUHP) a été choisi afin d'avoir une continuité d'impédance entre le mortier et les blocs de confinement et d'éviter la forte réflexion des ondes à l'interface mortier/BEFUHP. Les trois morceaux de BEFUHP sont confinés radialement par trois anneaux superposés d'épaisseur 3cm et de hauteur 6cm. La procédure d'étalonnage du dispositif de confinement sera présentée par la suite. Une membrane en caoutchouc enveloppe l'échantillon de mortier afin d'appliquer un confinement radial uniforme. L'évolution de la fissuration et de l'endommagement est illustrée par celle de sa microstructure et de la perméabilité intrinsèque du matériau. Les états d'endommagement sont caractérisés par des mesures ultrasoniques et de perméabilité radiale intrinsèque à l'azote avec le modèle Klinkenberg [CHO 06] [HEA 98]. Les principaux éléments constitutifs du dispositif expérimental sont représentés sur la figure III-3.



a) *Dispositif expérimental*

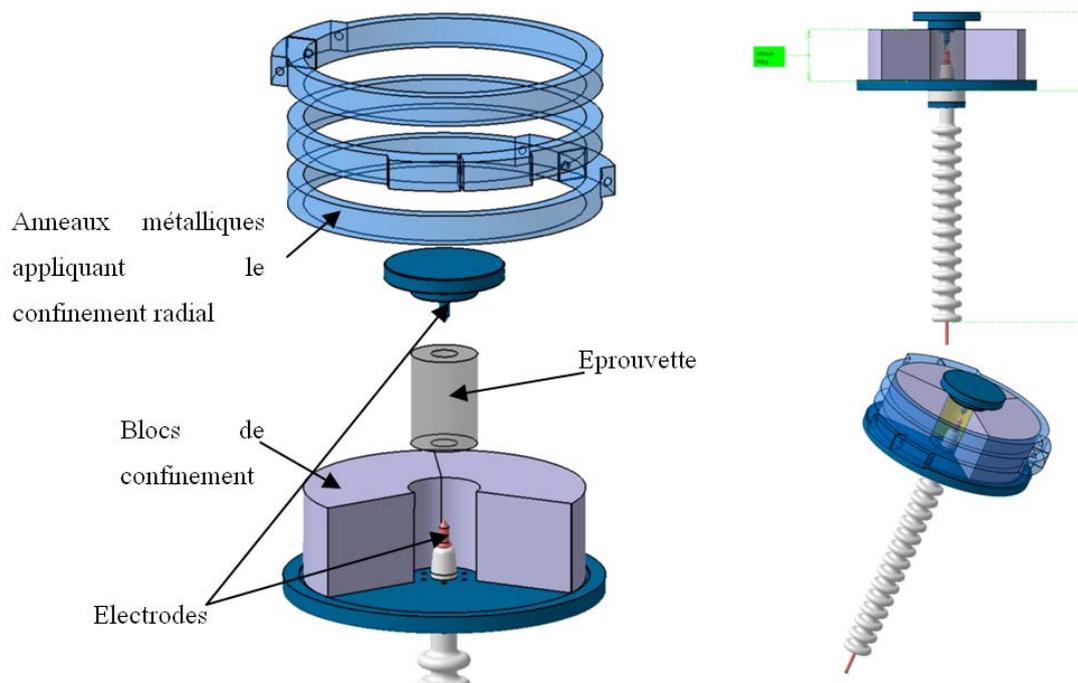


Fig. III-3 : *Photographie et vue éclatée du dispositif expérimental*

3.1.2 Paramètres d'essais

L'objectif de cette phase expérimentale est de caractériser l'évolution de l'endommagement et de la microstructure du mortier soumis à des sollicitations dynamiques rapides dans un environnement fortement confiné. Comme pour la phase expérimentale précédente, nous étudierons l'influence du niveau de pression et du nombre de chocs sur l'endommagement du mortier. La pression maximale appliquée est de 120 MPa et le nombre maximal de chocs est égal à 90.

Nous allons néanmoins considérer, cependant, un paramètre supplémentaire: le niveau de confinement subi par l'éprouvette. Trois niveaux de confinement seront appliqués à l'éprouvette :

- I. Confinement nul : $P_{axiale}=2\text{MPa}$, $P_{radiale}=2\text{MPa}$
- II. Confinement moyen : $P_{axiale}=19.5\text{MPa}$, $P_{radiale}=9.1\text{MPa}$
- III. Confinement fort : $P_{axiale}=40\text{MPa}$, $P_{radiale}=25\text{MPa}$

Le niveau de confinement fort est représentatif d'un état de contrainte dans la roche à une profondeur de 2000 mètres en supposant un coefficient de Biot égal à 0,625. Le dispositif de serrage peut produire un confinement radial maximal de 25 MPa. Le niveau de confinement intermédiaire est calculé avec un coefficient de Biot de 0,466. Il est commun d'admettre pour le coefficient de Biot des valeurs comprises entre 0,45 et 0,8 pour ce type de roches.

3.1.3 Matériau étudié

Le mortier présente une faible résistance mécanique afin d'obtenir une perméabilité voisine de celle d'une roche. Notre choix s'est porté sur un mortier identique à celui utilisé pour la phase préliminaire (granulométrie $D_{max} = 2\text{mm}$, $w/c = 0,6$). Le ciment I 32,5 R est utilisé. La résistance mécanique moyenne du mortier à 28 jours est détaillée dans le tableau III-1.

Tableau III-1. Caractéristiques du mortier

$f_{cm}(\text{MPa})$	$f_{tm}(\text{MPa})$	$E_{cm}(\text{MPa})$	$K_v(\text{m}^2)$
19,6	4,9	17300	$2,0 \cdot 10^{-17}$

Tableau III-2. Résistance mécanique moyenne du bloc

	Ductal®-FM ou Ductal®-AF Avec traitement thermique 2500 kg /m ³	Ductal®-FO Sans traitement thermique 2350 kg/m ³
Densité		
Résistance à la compression sur cylindre	150 - 180 MPa	100 - 140 MPa
Résistance à la flexion sur éprouvettes 4*4*16 cm	30-40 MPa	15-20 MPa
Résistance à la traction	8 MPa	5 MPa
Résistance à la traction après fissuration (0.3 mm)	8 MPa	3 MPa
Module d'Young	50 GPa	45 GPa
Coefficient de Poisson	0.2	0.2
Retrait	< 10 $\mu\text{m}/\text{m}$	550 $\mu\text{m}/\text{m}$
Fluage	0.3	0.8
Coefficient de dilation thermique	11.8 $\mu\text{m}/\text{m}/^\circ\text{C}$	11.8 $\mu\text{m}/\text{m}/^\circ\text{C}$

Les échantillons cylindriques sont coulés dans des moules de diamètre 160 mm et de hauteur 250 mm. Deux carottages (diamètre extérieur 125 mm et diamètre intérieur 50 mm) sont effectués sur les cylindres 160x250mm afin d'obtenir les cylindres creux. Les cylindres creux carottés sont ensuite découpés à une hauteur de 180mm (voir figure III-3). Les chocs électriques sont appliqués sur ces cylindres de mortier creux

($D_{\text{intérieur}} = 50\text{mm}$, $D_{\text{extérieur}} = 125\text{mm}$, $H = 180\text{mm}$). Tous les échantillons sont conservés à l'air libre à 20°C .

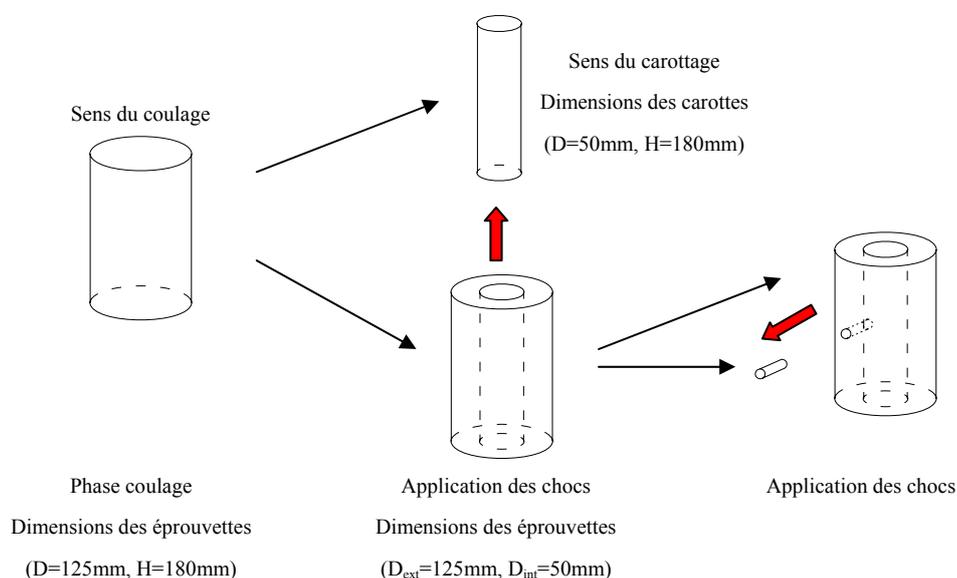


Figure III-3. Procédure de fabrication des échantillons testés

3.1.4 Etalonnage du dispositif de confinement

Une éprouvette d'étalonnage en aluminium de forme cylindrique creuse de dimensions identiques aux éprouvettes de mortier a été réalisée afin d'étalonner les dispositifs de confinement (fig. III-4). Ce cylindre, équipé de jauges de déformations, a permis, tout d'abord, de mesurer précisément les charges verticales exercées par la presse puis de quantifier le confinement radial exercé par le biais des trois anneaux métalliques de confinement. L'essai de calibration est réalisé à l'aide d'un système d'acquisition NI CompactDAQ développé par 'NATIONAL INSTRUMENTS' et utilisé pour déterminer la valeur de la charge confinée (fig. III-5). Ce système peut mesurer précisément les variations de déformations locales avec les jauges unidirectionnelles. Six jauges sont collées sur l'échantillon en aluminium, les positions des jauges sont illustrées par la figure III-6.



Figure III-4 : *Cylindre d'étalonnage*



Figure III-5 : *Photographie du système d'acquisition numérique*

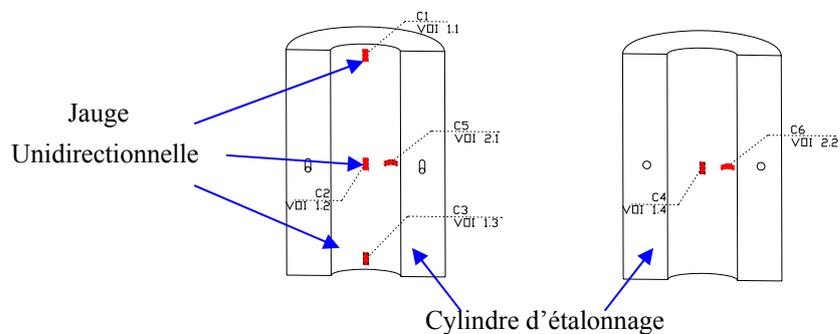


Figure III-6 : *Positions des jauges unidirectionnelles sur le cylindre d'étalonnage*

Trois étapes ont été effectuées dans la procédure d'étalonnage. Tout d'abord, le confinement radial et le confinement vertical ont été étalonnés séparément, puis, à partir des résultats des deux premières étapes, l'étalonnage a été effectué avec application simultanée du confinement vertical et radial.

3.1.4.1 Procédure d'étalonnage du confinement vertical

Cinq séries de mesures sont réalisées pour étalonner le confinement vertical. Pour chaque série, cinq niveaux de contraintes sont appliqués de 5MPa à 50MPa.

Pour chaque palier de chargement, il est nécessaire d'attendre le régime stabilisé avant d'enregistrer les données. Une différence est observée entre les mesures des jauges longitudinales : la jauge supérieure présente une déformation supérieure à la déformation de la jauge inférieure. Ce phénomène s'explique par le frottement vertical se produisant entre la membrane caoutchouc et le cylindre métallique. Pour caractériser le confinement, nous avons adopté une valeur moyenne des mesures verticales qui correspond aux mesures relevées à mi hauteur de l'éprouvette. En effet, les électrodes sont placées à mi hauteur à l'intérieur du cylindre : c'est donc la valeur du confinement à ce niveau qui a été choisie pour caractériser le confinement vertical. Les courbes 'r1' et 'r2' présentent les déformations radiales sur la face intérieure du cylindre.

3.1.4.2 Procédure d'étalonnage du confinement radial

Avant de présenter la procédure d'étalonnage du confinement radial, nous allons effectuer un rappel de mécanique des milieux continus sur la détermination des contraintes dans un cylindre creux sous pression radiale et axiale. On considère un cylindre (rayon interne a , rayon externe b et hauteur L) soumis à une pression extérieure P_e et une pression intérieure P_i (P_e et P_i positives) comme le montre la figure III-7. Ce cylindre est, de plus, soumis à ses deux extrémités ($z=0$ et $z=L$ pour $a < r < b$) à une densité surfacique uniforme de force F_s dont la résultante est notée F ($F > 0$) (d'où $\vec{F}_s = (F / \pi(b^2 - a^2))\vec{n}$ avec \vec{n} normale extérieure aux plans d'extrémités (cf. la figure III-7). Les forces de pesanteur sont négligées. On suppose un champ de déplacements de la forme:

$$\vec{u}(M) = V_r(r)\vec{e}_r + V_z(z)\vec{e}_z \quad (\text{III-1})$$

Avec $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$ repère cylindrique dont l'origine est le point O.

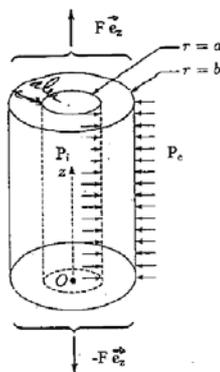


Figure III-7. Cylindre sous pression soumis à une force surfacique de traction

Dans le repère cylindrique, on obtient

$$\varepsilon_{\theta\theta} = A + \frac{B}{r^2} \quad (\text{III-9})$$

$$\varepsilon_{rr} = A - \frac{B}{r^2} \quad (\text{III-10})$$

$$\sigma_{rr} = 2\mu \left(A - \frac{B}{r^2} \right) + \lambda(2A + C) \quad (\text{III-11})$$

Dans le cas de chargement étudié, on n'applique qu'un confinement sur la surface externe de l'éprouvette et un confinement axial. Donc, les conditions aux limites peuvent s'écrire pour $r=b$:

$$2\mu \left(A - \frac{B}{b^2} \right) + \lambda(2A + C) = -P_e \quad (\text{III-12})$$

Pour la surface interne, $r=a$:

$$2\mu \left(A - \frac{B}{a^2} \right) + \lambda(2A + C) = -P_i = 0 \quad (\text{III-13})$$

Dans la surface supérieure :

$$-P_z = 2\lambda A + (2\mu + \lambda)C \quad (\text{III-14})$$

A partir de III-12, III-13 et III-14, on obtient :

$$B = \frac{a^2 b^2 P_e}{2\mu(a^2 - b^2)} \quad (\text{III-15})$$

$$C = [-P_z - 2\lambda A] / (2\mu + \lambda) \quad (\text{III-16})$$

Soit
$$A = \frac{1}{2\mu(2\mu + 3\lambda)} \left[\frac{b^2 P_e (2\mu + \lambda)}{(a^2 - b^2)} + \lambda P_z \right] \quad (\text{III-17})$$

Pour le cylindre métallique, les paramètres du matériau sont détaillés ci après :

$$a = 0,025m \quad b = 0,0625m \quad E = 74GPa \quad \nu = 0,3 \quad (\text{III-18})$$

On note λ et μ les coefficients de Lamé du matériau, donc ils sont calculés :

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} = 4,26910^{10} Pa \quad (\text{III-19})$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} = 2,846 10^{10} Pa \quad (\text{III-20})$$

On introduit III-15 et III-17 dans la formule III-9 dans la surface intérieure, $r = a$:

$$P_e = \frac{(a^2 - b^2)}{4b^2(\mu + \lambda)} (2\mu(2\mu + 3\lambda)\varepsilon_{\theta\theta} - \lambda P_z) = -3,108 \times 10^{10} \varepsilon_{\theta\theta} + 0,126 P_z \quad (\text{III-21})$$

La formule III-21 donne la relation entre la charge de confinement vertical P_z de l'éprouvette et la déformation moyenne sur la surface intérieure du cylindre métallique afin de déterminer la valeur de la charge confinée pendant l'essai.

La figure III-8 présente un exemple des déformations ortho-radiales mesurées par les jauges unidirectionnelles mesurées à l'intérieur du cylindre d'étalonnage. Les positions des jauges sont illustrées par la figure III-6. En début de phase de serrage, on constate une différence entre les deux valeurs de mesures. Cependant, à la fin du serrage, les deux courbes sont quasiment confondues traduisant ainsi l'homogénéité des mesures.

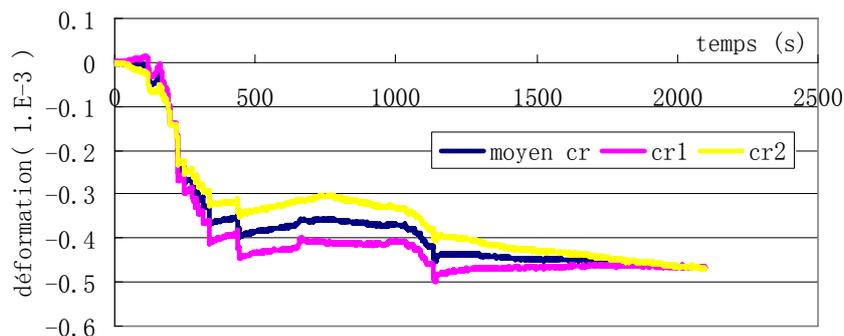


Figure III-8. Exemple des déformations radiales mesurées par les jauges unidirectionnelles dans le cylindre d'étalonnage

Deux séries des mesures sont réalisées afin d'étalonner le confinement latéral. Une clé dynamométrique est utilisée pour simplifier la procédure de serrage. Le couple maximal de la clé dynamométrique correspond à onze tours. Lors de chaque application d'un couple de serrage, il est nécessaire d'attendre la stabilisation (diffusion des efforts) avant de passer au niveau supérieur. Les déformations mesurées sur les anneaux métalliques lors d'une phase de serrage par palier sont présentées sur

la figure III-9. Durant la phase de mise en charge, les courbes des déformations croissent par palier. Pour le déchargement du confinement latéral, les anneaux ont été successivement relâchés comme le montre la courbe de la figure III-9.

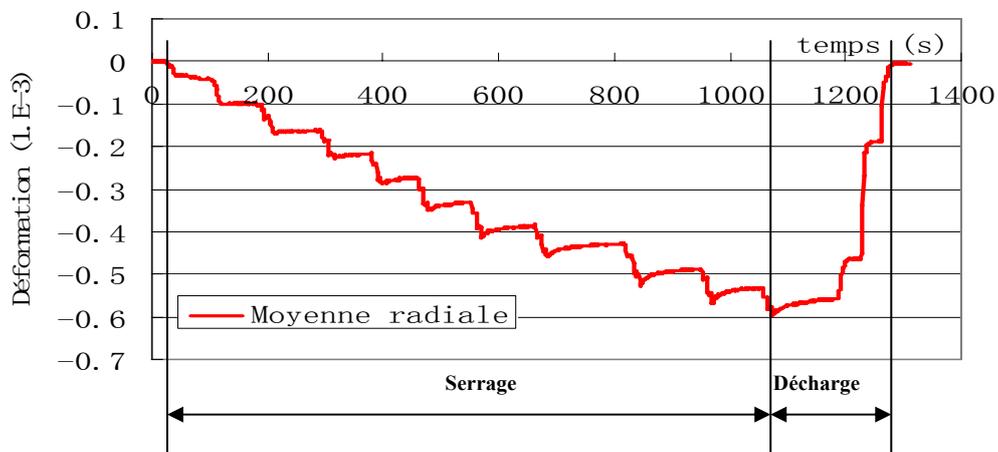


Figure III-9. Exemple des déformations radiales mesurées par les jauges unidirectionnelles

Grâce à la formule III-21, il apparaît que la pression radiale ne dépend que de $\varepsilon_{\theta\theta}$ et P_z . On notera que $\varepsilon_{\theta\theta}$ est la somme d'une déformation due au serrage et d'une déformation due à l'effet de Poisson. La charge P_z verticale, a deux composantes dues à la force extérieure et à la réaction d'appui dû au blocage de l'effet de Poisson vertical.

Pour calculer la pression radiale de confinement P_e , il a été tenu compte des diverses interactions entre les forces sollicitant l'éprouvette. Pour faciliter la mise en œuvre du serrage, il a été utilisé une clé dynamométrique afin d'obtenir une procédure de serrage rapide et fidèle.

Des jauges unidirectionnelles sont également collées sur les anneaux de serrage pour observer la distribution des déformations le long de l'anneau. Les positions des jauges sont détaillées dans la figure III-10.

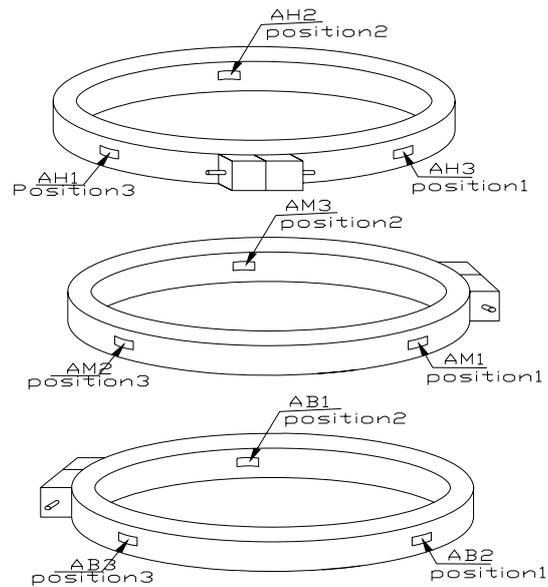


Figure III-10. Positions des jauges collées sur les anneaux

Un serrage simple était réalisé afin d’observer l’influence du serrage sur les anneaux. Chaque anneau n’était serré qu’une fois. Les variations des déformations dans les trois positions (voir figure III-10) sont présentées par les figures III-11. La nomenclature ‘AB’ indique l’anneau de base, ‘AM’ présente l’anneau du milieu et ‘AH’ l’anneau du haut.

La figure III-11 présente les déformations moyennes des trois anneaux pour une même position (position 3 de la figure III-10). On constate que les valeurs mesurées dans les trois anneaux sont proches traduisant une bonne homogénéité du confinement vertical. Des essais (cf. figure III-12) ont permis de mettre en évidence que la variation relative de déformation ortho-radiale mesurée sur un même anneau par les trois jauges pouvait représenter 25 %. Afin de remédier à cette variation importante due au frottement entre l’anneau métallique et les blocs de confinement, les anneaux ont été décalés l’un par rapport à l’autre de 120°. Cette précaution a permis de répartir uniformément autour de l’éprouvette cette variation de déformation et homogénéiser le confinement.

La figure III-12 montre, pour chacun des trois anneaux, la valeur moyenne de la déformation mesurée par les trois jauges d’un même anneau.

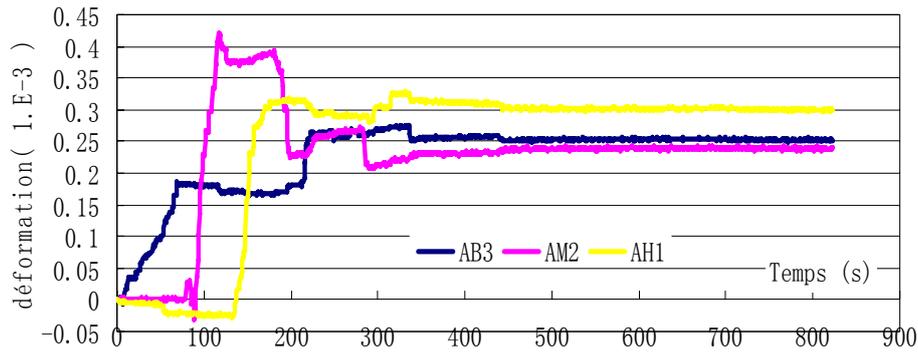


Figure III-11. Déformations dans la position III sur les anneaux

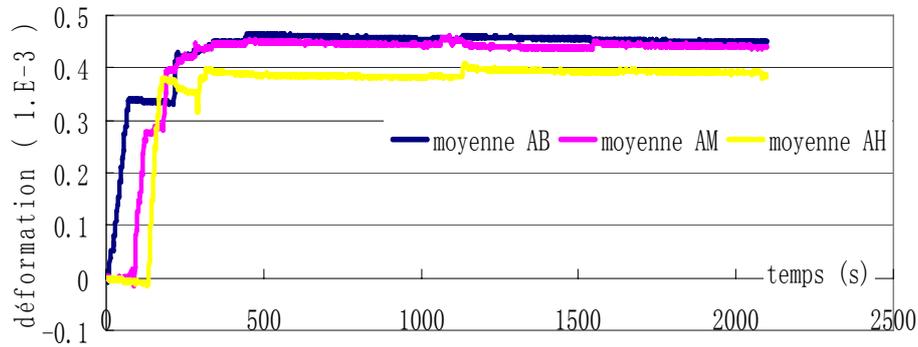


Figure III-12. Déformations moyennes dans les trois anneaux

3.1.4 Mesure de perméabilité

Pour les échantillons cylindriques creux, on mesure la perméabilité radiale (voir la figure III-13). Un gaz inerte (azote) est injecté à l'intérieur du cylindre à travers le plateau métallique supérieur. Afin de s'assurer que le flux d'azote est radial, une étanchéité est réalisée entre l'éprouvette et les plateaux supérieurs et inférieurs. Pour réaliser cette étanchéité, les faces supérieures et inférieures sont surfacées, enduites au mortier puis recouvertes d'un papier adhésif autocollant en aluminium. Un joint torique graissé en caoutchouc placé dans une gorge du plateau vient compléter le dispositif d'étanchéité. Une pression relative (différence entre la pression appliquée et la pression atmosphérique) est maintenue jusqu'au régime permanent. La pression relative et le débit de gaz sont mesurés à l'arrivée d'azote par un débitmètre massique qui convertit le débit massique en un débit volumique équivalent. D'après Choinska [CHO06], la perméabilité apparente est définie de la manière suivante :

$$k_a = \frac{Q_1 \mu P_1 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{\pi H (P_1^2 - P_2^2)} \quad (\text{III-24})$$

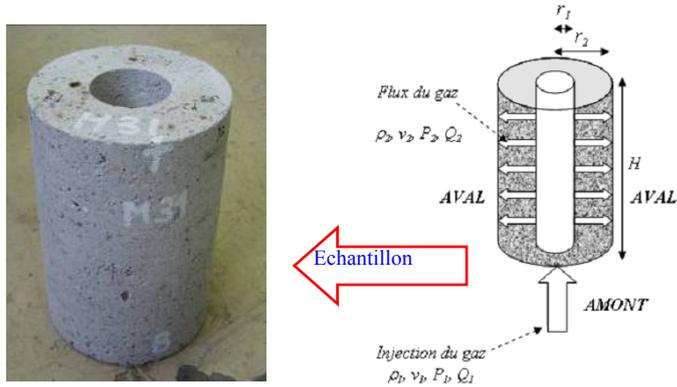


Figure III-13. Conditions et géométrie d'un écoulement radial dans un cylindre troué d'après Choinska [CHO06]

La perméabilité intrinsèque k_v [m^2] est déterminée par extrapolation de la perméabilité apparente k_a déterminée à différents niveaux de pression au cas d'une pression infinie.

On utilise les mêmes débitmètres que lors de la phase préliminaire. La capacité maximale du débitmètre est 0~15 l/min et la minimale est de 0~150 ml/min. La pression maximale appliquée est 8 bars à la température 20°. Une presse mécanique est utilisée pour appliquer une légère pression axiale (3 bars) afin de comprimer les joints toriques des plateaux supérieurs et inférieurs et éviter les fuites. Les dispositifs de mesure de la perméabilité radiale sont présentés dans les figures III-14 et III-15. Chaque éprouvette est soumise à cinq niveaux de pression graduels d'un à cinq bars. Pour un niveau de pression donné, la valeur du débit correspondant est enregistrée lorsque le régime permanent est atteint. La durée des mesures varie de 15 minutes à une heure.



Figure III-14. Dispositifs de mesure de la perméabilité radiale

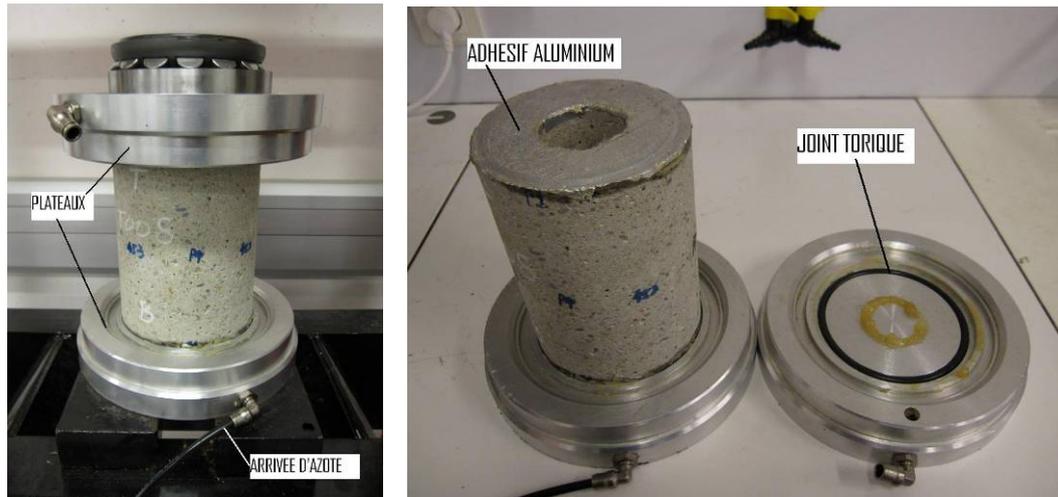


Figure III-15. Dispositif d'étanchéité a) plateaux métalliques b) joint d'étanchéité

Il n'a pas été possible de mesurer la perméabilité radiale sous confinement en raison de la présence du dispositif de confinement et des électrodes. Il a donc été décidé d'effectuer la mesure de perméabilité après avoir déchargé l'échantillon de mortier. Il est certain que ce déchargement modifie la valeur de la perméabilité après essai. Cependant, d'après Choinska [CHO06], dans le cas d'une sollicitation de compression simple, la variation de perméabilité radiale mesurée en charge et après déchargement est minime. La perméabilité mesurée après déchargement est légèrement supérieure à celle mesurée sous charge si le taux de chargement est faible ou intermédiaire. Lorsque les niveaux de contraintes appliqués sont supérieurs à 80 % de la charge maximale, une tendance contraire apparaît. Le ratio entre la perméabilité sous charge et la perméabilité après déchargement demeure quasiment constant et approche 0,9 à 0,95.

3.1.5 Mesure ultrasonore

La méthode ultrasonique est très utilisée pour des mesures in-situ ou en laboratoire. Cette méthode consiste à soumettre l'éprouvette à un signal d'une onde sonore et à enregistrer la réponse [BOU02]. Le système inclut un montage de deux transducteurs (émetteur et récepteur) qui transmettent et réceptionnent une onde sonore se propageant d'un côté à l'autre de l'échantillon. Cette méthode est basée sur le fait que plus le milieu de propagation est microfissuré, plus la propagation des ondes est perturbée et leur vitesse diminue. Cette méthode permet de caractériser le niveau d'endommagement selon la formule suivante :

$$D_{app} = 1 - \frac{E}{E_0} = 1 - \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 \quad (\text{III-25})$$

Avec D_{app} l'endommagement apparent, E_0 et v_0 sont le module d'élasticité et la vitesse d'ultrason initiaux. E et v sont le module d'élasticité et la vitesse d'ultrason

fonction de l'état d'endommagement du matériau. Le dispositif « Pocket ut » d'Euophysical Acoustics est utilisé pour la mesure ultrasonique. La figure III-16 montre le système de mesure utilisé. Le dispositif est constitué d'un générateur d'onde et de deux transducteurs piézoélectriques émetteurs et récepteurs d'ondes ultrasonores longitudinales de fréquence nominale 1 MHz. Le système d'émission acoustique a été utilisé avec les paramètres d'acquisition des salves suivants : seuil 26 dB, paramètres temporels PDT 100 μ s, HDT 200 μ s et HLT 1000 μ s. Les PDT (Peak Definition Time), HDT (Hit Definition Time), HLT (Hit Lockout Time) sont les fenêtres temporelles qui permettent de définir, lors de l'acquisition d'un signal, le pic de plus forte amplitude, la durée totale et le temps d'aveuglement du système. Ces valeurs régissent la manière dont sont calculés les paramètres sur les signaux. L'émetteur et le récepteur étaient appliqués sur une pellicule de graisse siliconée SWC(ou couplant) déposée aux différents points de mesure. L'émetteur possède une amplitude maximale de 300V, une largeur de 5ns à 1ms et une cadence de tir de 50 Hz à 1kHz. Le récepteur a gain maximal de 95 dB, une bande passante de 250 kHz à 20 MHz et un DAC de 60 dB.



Figure III-16. Photographies du système portable ultrasonore 'Pocket UT'

Pour chaque éprouvette, neuf mesures (trois mesures longitudinales et six mesures radiales) sont effectuées. Les positions des points de mesure sont présentées sur la figure III-17. Il est enregistré pour chaque essai le temps de propagation de l'onde à travers l'éprouvette.

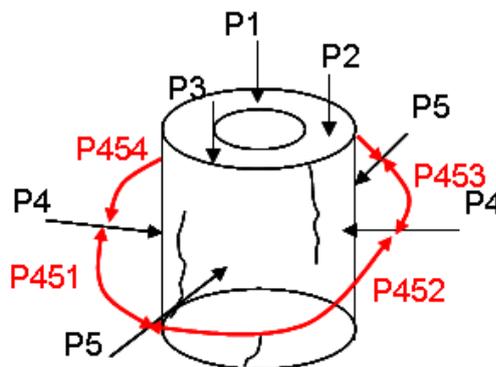


Figure III-17. Positions des points de mesures ultrasoniques

3.2 Dispositif de génération des chocs électriques

Dans cette seconde phase expérimentale, chaque échantillon subit des conditions initiales de confinement avant d'appliquer la décharge électrique. Trois niveaux de confinement sont adoptés : confinement nul, confinement moyen et confinement fort (cf. **3.1.3. 3**). Comme lors de la phase préliminaire, deux paramètres d'essais ont été considérés : le nombre de chocs et le niveau de pression. Une première série d'échantillons a subi un seul choc avec un pic de pression variable. Pour les échantillons soumis au confinement nul, le pic de pression varie de 0 MPa à 50 MPa ; pour les éprouvettes soumises au confinement fort, le pic de pression varie de 0 MPa à 100 MPa et le pic de pression varie de 0 MPa à 38MPa pour les essais sous confinement moyen. Dans la seconde série d'essais, les échantillons ont subi un nombre de chocs compris entre zéro et neuf (0, 3, 6, ou 9 chocs) sous un pic de pression constant de 51 MPa et 61 MPa.

3.3 Analyse des résultats expérimentaux

3.3.1 Evolution de la perméabilité en fonction du niveau de chargement et nombre de chocs

3.3.1.1 Evolution de la perméabilité avec le niveau de chargement

Un choc unique est appliqué sur l'échantillon avec un pic de pression variable de manière à caractériser l'évolution de la perméabilité en fonction de l'amplitude de l'onde de pression. Cette pression est évaluée à partir de la courbe d'atténuation obtenue expérimentalement déterminée par Touya et al [TOU03].

• Confinement nul

La figure III-18 représente les variations de la perméabilité mesurée en fonction du niveau de pression pour le confinement nul. Trois zones distinctes sont observées : si le pic de pression est inférieur à 20MPa, aucun changement significatif dans la valeur de la perméabilité ne peut être observé. Lorsque le pic de pression varie de 20MPa à 30MPa, la perméabilité augmente de manière logarithmique. Lorsque le pic de la pression passe de 30MPa à 50MPa, la valeur de la perméabilité demeure stable.

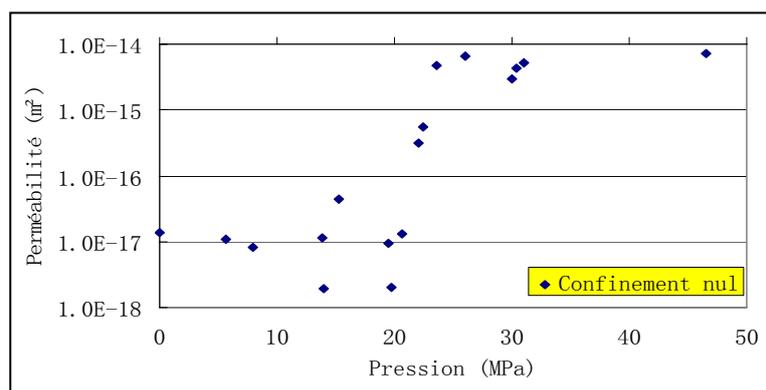


Figure III-18. Variations de la perméabilité en fonction du niveau de pression en confinement nul (non confiné)

Selon la synthèse bibliographique réalisée par Javier [JAV98], la résistance du matériau en traction est multipliée au moins par quatre pour des charges dynamiques avec une vitesse de déformation variant de 100 s^{-1} à 1000 s^{-1} . D’après Chambard [CHA09], le facteur d’accroissement dynamique de la résistance du matériau en traction est supérieur à six pour une vitesse de déformation égale à 100 s^{-1} . Dans le cas du confinement nul en dynamique, la perméabilité commence à augmenter pour des pressions supérieures à 20MPa, ce qui correspond à une résistance statique équivalente divisée par 7 environ, valeur proche de la résistance statique à la traction de 2,8 MPa donnée dans le tableau III-1. Donc, comme en statique, le niveau de début de la croissance de la perméabilité dynamique est proche de la résistance apparente du matériau.

• **Confinement fort**

Les variations de la perméabilité mesurée en fonction du niveau de pression en confinement fort sont présentées par la figure III-19. Comme dans le cas des variations de la perméabilité en confinement nul, trois zones de comportement distinctes sont observées: si le pic de pression est inférieur à 60MPa, aucun changement significatif dans la valeur de la perméabilité ne peut être observé. Lorsque le pic de pression varie de 60MPa à 70MPa, la perméabilité augmente de manière logarithmique. Dès que le pic de la pression dépasse 70MPa, la valeur de la perméabilité est stable. Le seuil d’évolution de la perméabilité augmente donc avec le confinement pour atteindre 60MPa en confinement fort (contre 20MPa sous confinement nul).

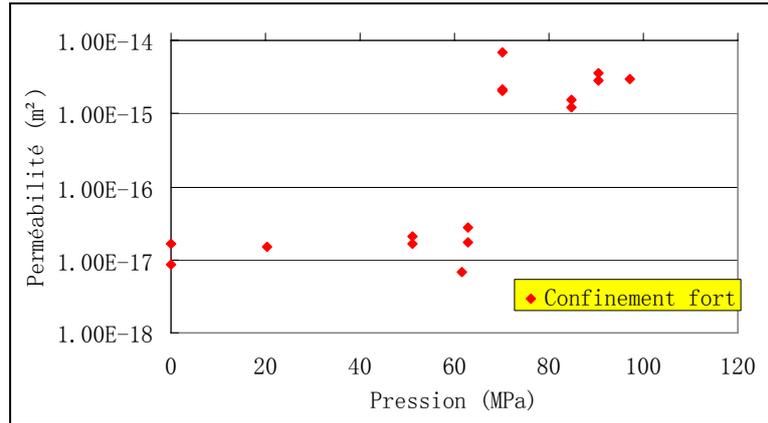


Figure III-19. Variations de la perméabilité en fonction du niveau de pression en confinement fort

• **Confinement moyen**

La figure III-20 illustre les variations de la perméabilité mesurée en fonction du niveau de pression en confinement moyen. Deux zones distinctes sont observées : si le pic de pression est inférieur à 23MPa, aucun changement significatif dans la valeur de la perméabilité ne peut être observé. Lorsque le pic de pression varie de 23MPa à 40MPa, la perméabilité augmente de manière logarithmique. La perméabilité augmente en fonction de la pression sous le confinement moyen à partir d'un niveau de pression égal à 23MPa. Donc on peut conclure que le seuil de perméabilité en pression est influencé par le niveau de confinement. La valeur du seuil de perméabilité croît avec le niveau de confinement.

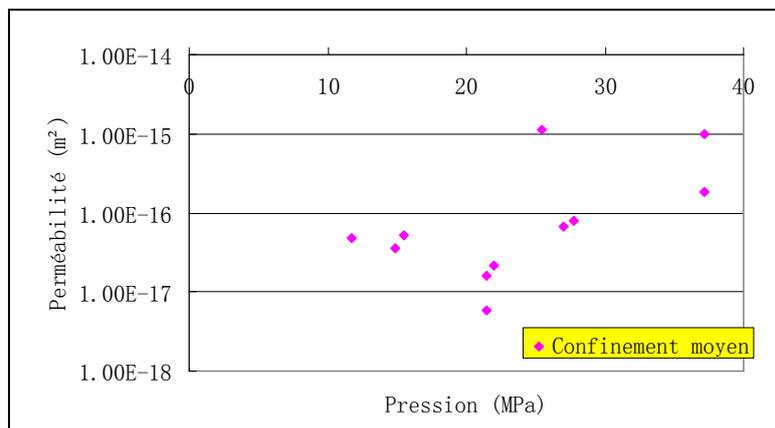


Figure III-20. Variations de la perméabilité en fonction du niveau de pression en confinement moyen

3.3.1.2 Evolution de la perméabilité avec le nombre de choc sous confinement fort

Cette étude est menée sous fort confinement. Deux niveaux d'énergie ont été testés pour les essais multichocs :

- Un premier niveau avec une énergie faible de façon à endommager faiblement le matériau. Dans ce cas, le nombre de chocs appliqué est important (60 et 90 chocs)
- Un second niveau a été étudié avec une énergie importante et un nombre de chocs réduit (3, 6 et 9 chocs). Nous allons présenter successivement les résultats de ces deux campagnes d'essais.

Pour les essais multichocs faiblement endommageants, deux éprouvettes de mortier ont subi respectivement 60 et 90 chocs sous une pression maximale de 35 MPa. Ce niveau de pression est faible par rapport à celui correspondant au seuil d'évolution de la perméabilité. Dans ces conditions, Il n'a pas été constaté d'évolution de perméabilité. Les perméabilités enregistrées ont été respectivement mesurées à $1,54 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ et $1,6 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ après essai. Par conséquent, un niveau de pression 'faiblement' endommageant n'entraîne pas de modification de la perméabilité du mortier, même si le nombre de chocs est important.

Pour les essais sous chocs multiples avec une 'forte' énergie, le nombre des chocs appliqués sur une seule éprouvette varie de un à neuf et l'amplitude des ondes de pression est constante. Deux niveaux de pression constante sont utilisés (51MPa et 61MPa) afin d'observer l'évolution de la perméabilité avec le nombre de choc sous différents niveaux de pression. La figure III-21 représente l'effet du nombre de chocs sous une pression de 51MPa. La perméabilité augmente avec le nombre de chocs. Les deux résultats de neuf chocs se superposent car ils présentent un fort endommagement avec une perméabilité supérieure à $1 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$.

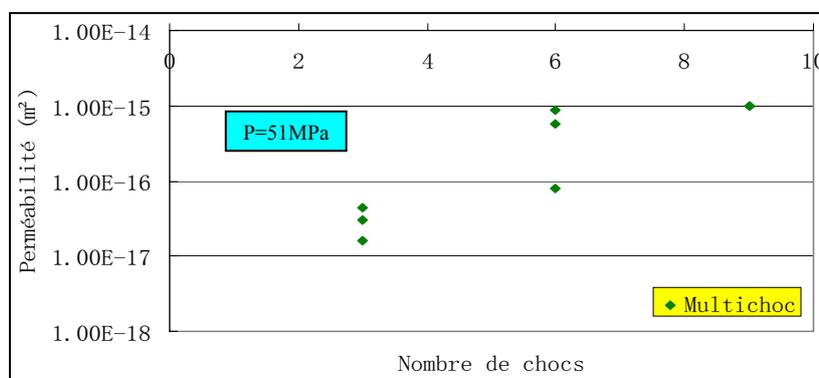


Figure III-21. Variations de la perméabilité en fonction du nombre de chocs sous un pic de pression constant égal à 51MPa

La figure III-22 illustre l'effet du nombre de chocs sous un pic de pression égal à 61MPa. Sous une pression de 61MPa, les perméabilités des échantillons ayant subi plusieurs chocs sont très élevées traduisant un fort endommagement du matériau. Il est important de noter que 2 échantillons sur 3 soumis à 3 chocs présentent une valeur de perméabilité anormalement élevée. Après analyse de ces échantillons au scanner, il ressort qu'ils présentaient, avant traitement électrique, des défauts importants de structure (présence de grosses bulles d'air). Nous avons souhaité laisser ces 2 points sur la figure III-22, mais il est raisonnable de ne pas en tenir compte.

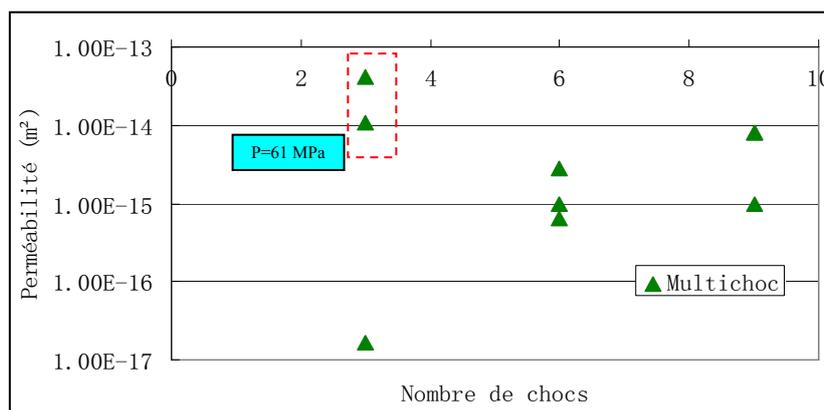


Figure III-22. Variations de la perméabilité en fonction du nombre de chocs sous un pic de pression constant égal à 61 MPa

En conclusion, il apparaît clairement sur cette étude sous chocs répétés que l'endommagement évolue avec le nombre de chocs à condition d'appliquer des niveaux de pression proches de la valeur seuil d'endommagement obtenue sous choc unique.

3.3.2 Evolution de l'endommagement avec le niveau de chargement et le nombre de chocs

3.3.2.1 Evolution de l'endommagement avec le niveau de chargement

Chaque échantillon est soumis à un seul choc avec un pic de pression variable afin d'observer l'évolution de la microstructure et de l'endommagement en fonction de l'amplitude de l'onde de pression. Les valeurs d'endommagement sont calculées à partir des essais ultrasons. Tous les échantillons ont été soumis au système ultrason avant et après l'application des chocs électriques. Dans un premier temps, seulement des mesures verticales (cf. la figure III-17, position P1, P2 et P3) étaient réalisées sur les échantillons soumis au confinement nul et au confinement moyen. Cependant, il a été constaté que les endommagements calculés étaient très faibles (inférieurs à 0,1), aucun changement significatif dans la valeur de l'endommagement n'a pu être mis en valeur (voir la figure III-23 a.). On constate dans cette figure, que les temps de traversée d'éprouvette sont identiques avant et après essai : l'endommagement est négligeable. Donc, pour les essais suivants, des mesures verticales et radiales (voir la figure III-33) ont été effectuées pour obtenir les valeurs d'endommagement longitudinal et tangentiel. Dans les mesures d'ultrason radiales, une évolution de

l'endommagement en fonction de l'effet des chocs est évidemment observée (voir la figure III-39 b.). On constate, sur cette figure, que le signal met beaucoup plus de temps pour traverser l'éprouvette, après essai qu'avant. On note également une forte diminution de l'amplitude de l'onde après essai.

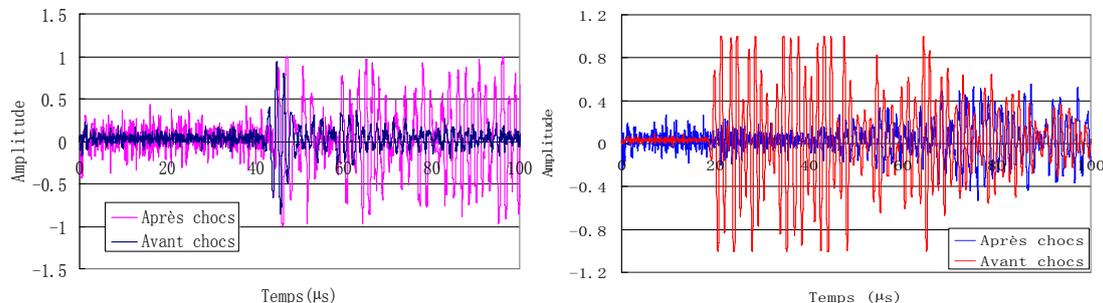


Figure III-23. Exemples de la mesure d'ultrason a) mesure verticale, b) mesure radiale

La figure III-24 représente les variations de l'endommagement mesurées en fonction du niveau de pression en confinement moyen. Si le pic de pression est inférieur à 23MPa, aucun changement significatif dans la valeur de l'endommagement ne peut être observé. Lorsque le pic de la pression varie de 25MPa à 40MPa, l'endommagement augmente de manière logarithmique. Dès que la pression dépasse 40MPa, l'augmentation de l'endommagement est plus forte et croît de manière linéaire logarithmique ment.

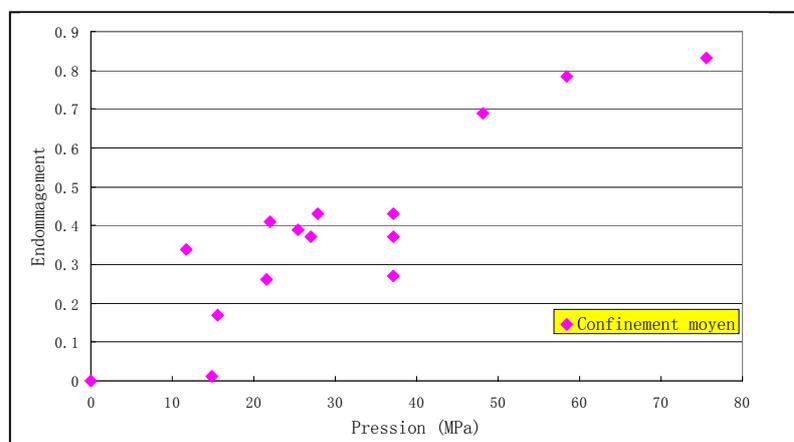


Figure III-24. Variations de l'endommagement en fonction du niveau de pression en confinement moyen

3.3.2.2 Evolution d'endommagement avec le nombre de choc

Chaque échantillon est soumis à un nombre des chocs variable d'un à dix sous un pic de pression constant égal à 51MPa ou à 61MPa en confinement fort. La figure III-25 représente les variations de l'endommagement en fonction du nombre de chocs sous un pic de pression constant de 51MPa. L'endommagement augmente avec le nombre de chocs. Les trois résultats des échantillons soumis à trois chocs se

superposent et présentent un faible endommagement égal à 0,2. Les deux résultats des éprouvettes ayant subi neuf chocs sont confondus et présentent un fort endommagement égal à 0,78. La figure III-26 illustre l'effet du nombre de chocs avec un pic de pression à 61MPa. Nous avons déjà discuté des deux points dans le cadre rouge (voir la figure III-26) qui présentent anormalement un fort niveau d'endommagement ainsi qu'une grande perméabilité associée. Les échantillons ayant subi neuf chocs présentent un endommagement proche de 0,65. Lorsque les niveaux de pression sont forts, les échantillons sont déjà fortement dégradés par un seul choc, il est donc évident que, dans ce cas, l'effet du nombre des chocs n'est pas très significatif.

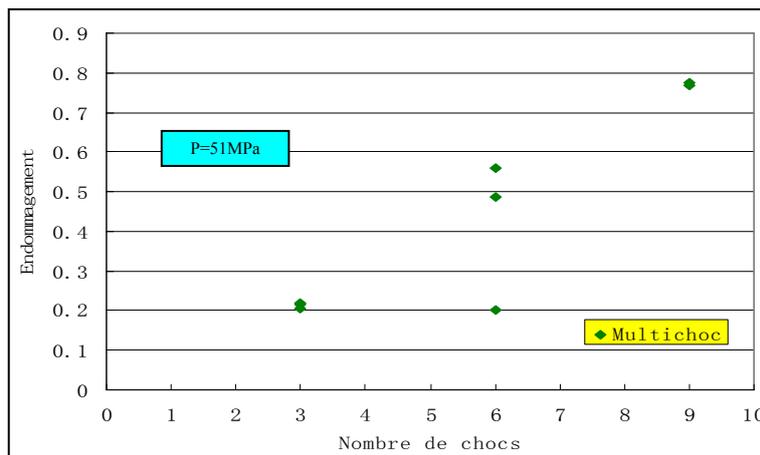


Figure III-25. Variations de l'endommagement en fonction du nombre de chocs sous un pic de pression constant de 51MPa

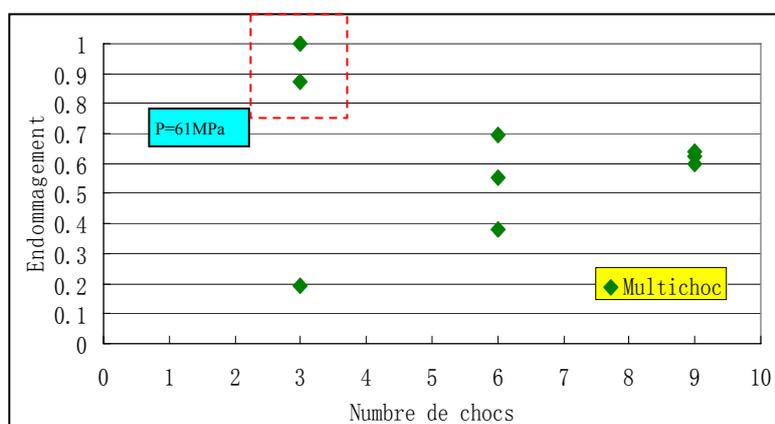


Figure III-26. Variations de l'endommagement en fonction du nombre de chocs sous un pic de pression constant de 61MPa

3.3.3 Couplage de l'endommagement et de la perméabilité

3.3.3.1 Couplage de l'endommagement et de la perméabilité avec le niveau de chargement

A cause des raisons exposées dans le paragraphe 3.3.2.1, nous allons étudier le couplage entre l'endommagement et la perméabilité sous confinement moyen (cf. la

figure III-27). Deux zones distinctes sont observées : si l'endommagement est inférieur à 0,3, aucun changement significatif dans la valeur de la perméabilité ne peut être observé. Les valeurs de perméabilité varient entre 8.10^{-18} et 8.10^{-17} . Lorsque la valeur d'endommagement varie de 0,4 à 0,5, la perméabilité augmente de manière logarithmique. Le seuil de perméabilité en endommagement à partir duquel la perméabilité augmente fortement est proche de 0,3.

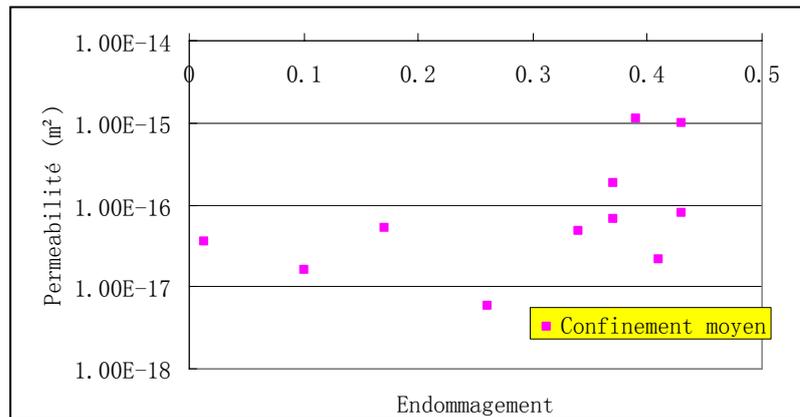


Figure III-27. Couplage de l'endommagement et de la perméabilité en confinement moyen

3.3.3.2 Couplage de l'endommagement et de la perméabilité en fonction du nombre de chocs

Une éprouvette unique subit un nombre des chocs variable d'un à dix sous un pic de pression constante (51MPa ou 61MPa). La figure III-28 représente les variations de la perméabilité en fonction de l'endommagement sous un pic de pression constant de 51MPa. Le seuil de la perméabilité en endommagement est de 0,2. Lorsque l'intensité de l'endommagement dépasse 0,4, la perméabilité demeure quasiment stable en fonction de l'endommagement. La figure III-29 présente le couplage de la perméabilité et de l'endommagement pour les échantillons soumis à un chargement multi chocs avec une pression de 61MPa. Il apparaît que la perméabilité augmente relativement avec la valeur d'endommagement.

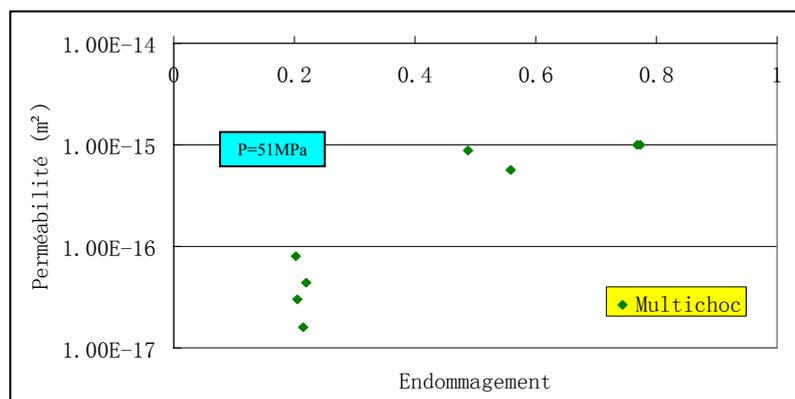


Figure III-28. *Couplage endommagement-perméabilité en multichocs sous un pic de pression constant de 51MPa*

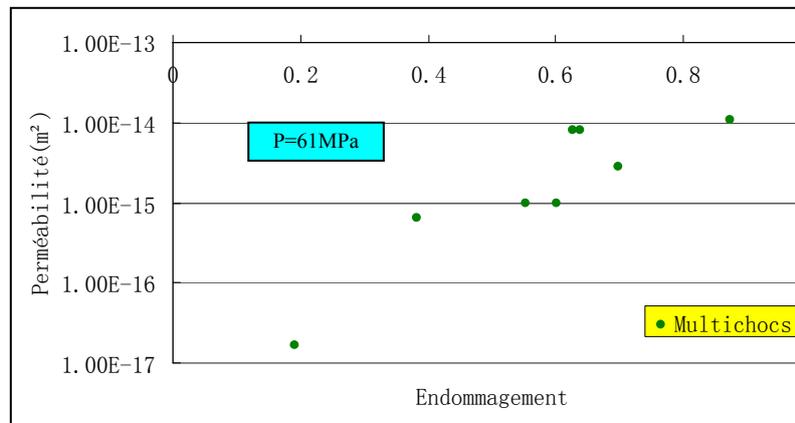


Figure III-29. *Couplage endommagement-perméabilité en multichocs sous un pic de pression constant de 61MPa*

3.4 Conclusion

Dans cette seconde phase expérimentale, l'éprouvette de mortier est placée dans une configuration permettant de reconstituer les conditions de confinement d'un puits de pétrole. Les chocs électriques sont appliqués dans un cylindre creux de mortier confiné verticalement et horizontalement. Trois paramètres d'essais sont étudiés : la quantité d'énergie électrique (ou pression maximale), le nombre de chocs et l'intensité du confinement. La mesure de la perméabilité radiale à l'azote du matériau est réalisée afin d'observer l'évolution de la microstructure.

Pour les éprouvettes ayant subi un choc unique avec une énergie d'intensité variable, la perméabilité augmente avec le niveau d'énergie injectée (ou pression maximale) quel que soit le niveau de confinement, dès qu'un seuil est atteint. Ce seuil de la perméabilité en fonction du niveau de pression maximale varie avec le niveau de confinement et atteint respectivement 20MPa, 30MPa et 60MPa pour le confinement nul, confinement moyen et le confinement fort.

Lorsque les éprouvettes sont soumises à des chocs multiples, il est apparu que la perméabilité augmente avec le nombre de choc et le niveau de pression maximale uniquement si la pression appliquée est proche de la valeur seuil. Dans le cas contraire, la perméabilité n'évolue pas, même lorsqu'un grand nombre de chocs est appliqué.

Des essais de mesure d'ondes ultrasonores sont également employés afin de caractériser l'état d'endommagement du matériau. Les résultats obtenus avec cette technique expérimentale sont similaires à ceux obtenus à partir de la mesure de la perméabilité radiale. L'endommagement, caractérisé à partir des mesures de vitesse de propagation de l'onde ultrasonore, augmente avec le niveau de pression maximale. Lorsque le nombre de chocs est multiple, l'endommagement évolue en fonction de la

pression maximale et du niveau d'énergie électrique.

Enfin l'étude du couplage entre la perméabilité et l'endommagement mesuré a été effectuée. La perméabilité augmente linéairement avec l'endommagement.

Chapitre 4: Simulation de la décharge électrique et de la propagation des ondes dans l'eau

4.1 Introduction

L'objet de cette étude est de simuler un processus de fissuration du béton par ondes de choc générées par arc électrique dans l'eau et d'évaluer l'effet de la propagation des ondes de pressions sur la fracturation d'un massif béton.

Cette simulation contient deux parties, l'explosion électrique dans le fluide et la propagation des ondes de pression dans le solide. Pour la première partie, un modèle diphasique est utilisé pour simuler la décharge électrique et la propagation des ondes de choc. Ce modèle d'explosion est validé à partir d'une campagne expérimentale. Le principe et hypothèses de la modélisation font l'objet du présent chapitre.

4.2 Introduction du code EUROPLEXUS

Le code EUROPLEXUS est utilisé pour réaliser cette simulation. Il est développé par le CEA et EC (JRC Ispra, ISIS) depuis 1999 et produit par CASTEM-PLEXUS (CEA) et PLEXIS-3C (EC). Ce code est basé sur la méthode des éléments finis et bien adapté aux phénomènes dynamiques rapides, aux non linéarités géométriques (grands déplacements, grandes rotations et grandes déformations) et aux matériaux non-linéaires (plastiques, viscoplastiques, etc). Il permet de modéliser le comportement de l'interface solide, liquide ou fluide-solide en 1D (circuits), 2D ou 3D en formulation Lagrangienne, Eulérienne ou ALE (arbitrary Lagrangian Eulerian). L'algorithme explicite utilise une discrétisation temporelle de type Newmark. Les conservations de la masse, de l'énergie totale et éventuellement du moment sont calculées successivement à chaque pas de temps.

Pour les simulations qui suivent, nous nous sommes basés sur des études précédemment effectuées par le CEA sur le HCDA (Hypothetical Core Disruptive Accident). Dans ce type d'accident, une onde de choc est générée dans l'eau par un dépôt local d'énergie due à la chute de corium liquide.

Certains auteurs ont étudié ce modèle diphasique pour simuler l'explosion thermohydraulique [VIV97] et hydrogénée dans l'eau [STU97]. Dans ce chapitre, ce modèle diphasique couplé à une formulation ALE et une interface fluide-structure de type FSA sont utilisés pour simuler la décharge électrique dans l'eau et la propagation des ondes de pression. Nous développerons dans un premier temps les principes théoriques du modèle [LEP94]. La procédure de la validation sera présentée dans un second temps.

4.3. Principes théoriques de la simulation de la décharge électrique et la propagation des ondes dans l'eau

4.3.1 Théorie du modèle diphasique

Dans ce modèle, la décharge électrique se traduit par une injection locale d'une grande quantité d'énergie, des ondes acoustiques se propagent dans l'eau et provoquent des interactions fluide-structure. La simulation de ce phénomène peut rencontrer un problème de convergence. Quand l'énergie est injectée pendant une durée très courte, le programme risque de diverger. Le comportement thermodynamique de l'eau sous forme liquide ou vapeur est tabulé dans le code de calcul, une méthode d'interpolation linéaire est utilisée pour déterminer l'état thermodynamique entre les valeurs tabulées. Les matériaux fluides sont considérés homogènes dans une maille. Le comportement du matériau est caractérisé par les variables thermodynamique exprimées au centre de chaque élément. Seule la pression est utilisée pour déterminer le comportement dynamique et les autres grandeurs sont les variables internes.

4.3.1.1 Processus de résolution

Dans l'instant t^n , on suppose que les matériaux sont à l'état initial d'équilibre. L'état à l'instant t^{n+1} est déterminé à partir de l'état initial et des grandeurs thermodynamiques. A chaque pas de temps, la pression et la température sont supposées constantes dans chaque élément, alors que l'incrément de l'énergie injectée Δe est connu et supposé égal à l'incrément de l'enthalpie massique Δh du liquide. Donc l'état $n+1$ est estimé :

$$\Delta h_e^{n+1} = \Delta e^{n+1} + \Delta h_c^n \quad (\text{IV-1})$$

$$h^{n+1} = h^n + \Delta h_e^{n+1} \quad (\text{IV-2})$$

Avec Δh_c^n la correction de l'incrément d'enthalpie massique dans l'état n . Alors la pression à l'état $n+1$ est définie en fonction du volume spécifique et de l'enthalpie :

$$p^{n+1} = f(v^{n+1}, h^{n+1}) \quad (\text{IV-3})$$

La correction sur l'enthalpie se calcule :

$$\Delta h_c^{n+1} = v^{n+1} p^{n+1} - v^n p^n \quad (\text{IV-4})$$

Cette correction est ajoutée à l'incrément d'énergie du pas suivant qui permet

d'entrer dans le prochain état de calcul.

$$\Delta h_e^{n+2} = \Delta e^{n+2} + \Delta h_c^{n+1} \quad (\text{IV-5})$$

Un exemple de la convergence de ce processus dans le cas du gaz parfait de Laplace est introduit ici, la capacité thermique à pression constante C_p ne dépend pas de T , donc le rapport des capacités thermiques $\gamma = C_p / C_v$ n'en dépend pas non plus. La pression s'écrit:

$$p = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \frac{h}{v} \quad (\text{IV-6})$$

Donc la correction sur l'enthalpie peut s'écrire :

$$\Delta h_c^{n+1} = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) (h^{n+1} - h^n) = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \Delta h_e^{n+1} = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) (\Delta e^{n+1} + \Delta h_c^n) \quad (\text{IV-7})$$

Donc plus γ est proche de 1, plus le calcul converge rapidement.

4.3.1.2 Méthode numérique d'interpolation

A partir des grandeurs de la température T et la pression P , l'opération d'interpolation dans les tables de l'eau permet d'obtenir les autres grandeurs des variables internes au matériau qui sont définies en fonction des couples (T, P) :

$$v = v(T, P) \quad h = h(T, P) \quad s = s(T, P) \quad C_p = C_p(T, P)$$

Les propriétés thermodynamiques de l'eau sont tabulées à partir de deux variables. Les phases liquide et vapeur sont séparées par la courbe de saturation $\text{Sat}(P,T)=0$ qui est illustrée dans la figure IV-1. Dans le cas d'un mélange liquide-vapeur, on se situe sur la courbe de saturation

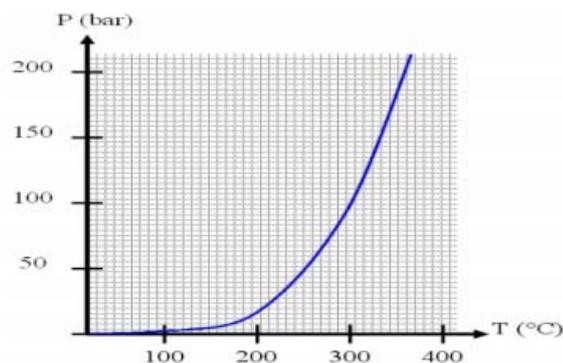


Fig.IV-1. Courbe de saturation [LEP00]

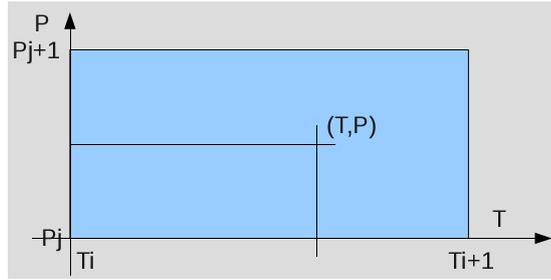


Fig.IV-2. Rectangle d'interpolation des tables de l'eau [LAB10]

Dans le tableau d'eau, pour un point M (T, P) comme dans la figure IV-2, les coordonnées réduites x et y sont déterminées dans le rectangle d'interpolation :

$$x = \frac{2T - T_i - T_{i+1}}{T_{i+1} - T_i} \quad y = \frac{2P - P_i - P_{i+1}}{P_{i+1} - P_i} \quad (\text{IV-8})$$

Les quatre grandeurs (v , h , s , C_p) au point M se calculent par l'opération d'interpolation linéaire :

$$g = \frac{(1-x)(1-y)}{4} g_1 + \frac{(1+x)(1-y)}{4} g_2 + \frac{(1+x)(1+y)}{4} g_3 + \frac{(1-x)(1+y)}{4} g_4 \quad (\text{IV-9})$$

Avec $g \in \{v, h, s, C_p\}$. Les dérivées partielles des grandeurs au point M sont définies en fonction des fonctions suivantes :

$$\left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_P \left(\frac{\partial g}{\partial P} \right)_T \quad (\text{IV-10})$$

A partir de ces dérivées partielles, deux coefficients importants sont obtenus :

Le coefficient de dilatation thermique isobare :

$$\alpha = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \quad (\text{IV-11})$$

Le coefficient de compressibilité isotherme :

$$K = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T \quad (\text{IV-12})$$

Les autres dérivées partielles vont servir pour suivre l'évolution du comportement dynamique du fluide.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P &= v\alpha & \left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_T &= -vK \\ \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P &= C_p & \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T &= v(1-\alpha T) \\ \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P &= \frac{C_p}{T} & \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T &= -v\alpha \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} &= 1 - \frac{T\alpha^2 v}{KC_p} \\ c^2 &= \gamma \frac{v}{K} \end{aligned}$$

Où c est la vitesse du son.

4.3.1.3 Evolution du comportement thermodynamique en situation monophasique

Le comportement thermodynamique du fluide monophasique (liquide ou gazeux) peut être déterminé par la température et la pression à l'état actuel. Toutes les grandeurs sont supposées relatives à l'état n (l'état initial) et aux incréments d'enthalpie massique et de volume massique, alors que la pression et la température s'écrivent en forme de dérivées partielles :

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial h}\right)_v dh + \left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_h dv \quad (\text{IV-13})$$

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial h}\right)_v dh + \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_h dv \quad (\text{IV-14})$$

En introduisant les variables α , K , v , C_p , les deux formules précédentes se réécrivent :

$$dP = \frac{v\alpha dh - C_p dv}{vKC_p + v^2\alpha(1-\alpha T)} \quad (\text{IV-15})$$

$$dT = \frac{vKdh + (1-\alpha T)dv}{vKC_p + v^2\alpha(1-\alpha T)} \quad (\text{IV-16})$$

Le comportement du matériau à l'état $n+1$ est défini à partir de l'état n et des incréments des grandeurs relatives à l'état n . Pour un point M à l'état n , on a $M^n (v^n, h^n)$. Après le pas de temps, à l'état $n+1$, les incréments de volume et d'enthalpie sont Δv et Δh . On corrige les incréments pour qu'ils ne dépassent pas le rectangle d'interpolations adjacentes Δv^k et Δh^k . On calcule les incréments de pression et de température correspondants, ΔP^k et ΔT^k .

Quand la pression et la température dépassent la table de l'eau, le calcul recommence avec un pas de temps plus petit pour diminuer les incréments afin de limiter la pression et la température toujours dans la table et avoir une bonne stabilité du calcul. Donc à l'état $n+1$, pour le point $M^{n+1} (v^{n+1}, h^{n+1})$, on a $v^{n+1}=v^n+\Delta v^k$, $h^{n+1}=h^n+\Delta h^k$.

Pour vérifier la convergence du calcul, les incréments résiduels se calculent :

$$\Delta v_r = v^n + \Delta v - v^{n+1} \quad \text{et} \quad \Delta h_r = h^n + \Delta h - h^{n+1} \quad (\text{IV-17})$$

Quand les incréments résiduels Δv_r et Δh_r dépassent le critère de précision, le calcul recommence avec les incréments plus petits qui correspondent à un pas de calcul plus court. Dans le cas où le pas de calcul dépasse la limite, le calcul diverge et s'arrête.

4.3.1.4 Evolution du comportement thermodynamique diphasique

Dans le cas où les coordonnées du point (T, P) franchissent la courbe de saturation, on quitte le domaine monophasique pour le domaine diphasique. Dans ce cas là, la relation entre les grandeurs T et P satisfait la formule de saturation :

$$\text{sat}(T, P)=0 \quad (\text{IV-18})$$

Pour les phases mélangées, la fraction massique de vapeur χ est ajoutée, qui dénote le rapport local entre la masse de la vapeur et la masse totale :

$$\chi = \frac{m_g}{m} \quad (\text{IV-19})$$

Ou m_g est la masse de la vapeur et m est la masse totale. Cette variable exprime la concentration de vapeur. Quand $\chi = 1$, le fluide est en état vapeur ; quand $\chi = 0$, le fluide est liquide. Quand $0 < \chi < 1$, le fluide est diphasique, le volume v et l'enthalpie

h sont définis de la manière suivante :

$$v = \chi v_g + (1 - \chi) v_l \quad (\text{IV-20})$$

$$h = \chi h_g + (1 - \chi) h_l \quad (\text{IV-21})$$

L'indice 'g' indique gazeux et l'indice 'l' indique liquide. La variable χ peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\chi = \frac{v - v_l}{v_g - v_l} = \frac{h - h_l}{h_g - h_l} \quad (\text{IV-22})$$

Pour le mélange, on a :

$$v_g \leq v \leq v_l \quad h_g \leq h \leq h_l \quad (\text{IV-23})$$

Donc les équations (21) et (22) peuvent s'écrire en fonction des dérivées partielles.

$$dv = (v_g - v_l) d\chi + \left[\chi \left(\frac{\partial v_g}{\partial P} \right)_{sat} + (1 - \chi) \left(\frac{\partial v_l}{\partial P} \right)_{sat} \right] dP \quad (\text{IV-24})$$

$$dh = (h_g - h_l) d\chi + \left[\chi \left(\frac{\partial h_g}{\partial P} \right)_{sat} + (1 - \chi) \left(\frac{\partial h_l}{\partial P} \right)_{sat} \right] dP \quad (\text{IV-25})$$

Avec les relations thermodynamiques :

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T dP \quad (\text{IV-26})$$

Pour calculer les dérivées partielles le long de la saturation (que l'on soit côté vapeur ou côté liquide) :

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{sat} dP \quad (\text{IV-27})$$

Avec $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = v\alpha$ et $\left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_T = -vK$

On a donc obtenu des formules dérivées partielles :

$$\left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_{sat} = v(\alpha\varepsilon - K) \quad (IV-28)$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_{sat} = C_p\varepsilon + v(1 - \alpha T) \quad (IV-29)$$

Avec $\varepsilon = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_{sat}$

Les équations précédentes se réécrivent :

$$dv = Ad\chi + BdP \quad (IV-30)$$

$$dh = Cd\chi + DdP \quad (IV-31)$$

Avec $A = (v_g - v_l)$

$$B = \chi v_g (\alpha_g \varepsilon - K_g) + (1 - \chi) v_l (\alpha_l \varepsilon - K_l)$$

$$C = (h_g - h_l)$$

$$D = \chi (C_p^g \varepsilon + v_g (1 - \alpha_g T)) + (1 - \chi) (C_p^l \varepsilon + v_l (1 - \alpha_l T))$$

On remarque qu'il est possible de définir des coefficients pour le mélange :

$$\alpha = \frac{1}{v} (\chi v_g \alpha_g + (1 - \chi) v_l \alpha_l)$$

$$K = \frac{1}{v} (\chi v_g K_g + (1 - \chi) v_l K_l)$$

$$C_p = \chi C_p^g + (1 - \chi) C_p^l$$

Avec ces notations, les expressions des coefficients B et D peuvent être simplifiées:

$$B = \varepsilon v \alpha - v K \quad (\text{IV-32})$$

$$D = \varepsilon C_p + v(1 - \alpha T) \quad (\text{IV-33})$$

Pour le cas diphasique, l'évolution du comportement se base sur celui du cas monophasique, on pourra exprimer $d\chi$ et dP en fonction de dv et dh . Pour un point M (v^n, h^n) qui est sur la courbe de saturation, après le pas de temps, à l'état n+1, les incréments de volume et d'enthalpie sont Δv et Δh . On corrige les deux incréments pour qu'ils ne dépassent pas le rectangle d'interpolation dans le tableau. Donc les corrections des incréments s'écrivent Δv^k et Δh^k . Avec Δv^k et Δh^k , on calcule les incréments de pression et de titre correspondants, ΔP^k et $\Delta \chi^k$. Quand le nouveau titre χ est limité entre 0 et 1, les incréments de volume et d'enthalpie sont Δv^k et Δh^k . Les incréments résiduels se calculent :

$$\Delta v_r = v^n + \Delta v - v^k \quad \text{et} \quad \Delta h_r = h^n + \Delta h - h^k \quad (\text{IV-34})$$

Quand les incréments résiduels dépassent le critère de précision, le calcul recommence avec les incréments plus petits qui correspondent à un pas de calcul plus court. Dans le cas où le pas de calcul dépasse la limite, le calcul diverge.

4.3.1.5 Injection d'énergie

Pour simuler l'explosion vapeur avec EUROPLEXUS, nous injectons brutalement de l'énergie dans une zone déterminée du fluide. Dans cette zone, nous supposons que l'énergie injectée est uniforme. L'énergie est injectée de façon à imposer une puissance qui peut varier au cours du temps :

$$\dot{Q} = q(\vec{r}, t) \quad (\text{IV-35})$$

Où $q(\vec{r}, t)$ est la puissance massique injectée. Donc l'énergie totale injectée peut se mettre sous la forme :

$$W = \int_0^\infty dt \sum_{e=1}^N m_e^c \dot{q}_e \quad (\text{IV-36})$$

Avec m_e^c est la masse d'eau dans l'élément où il y a injection. On considère que m_e^c est constant pendant l'application d'énergie. N est le nombre d'éléments de la zone d'application de l'énergie. \dot{q}_e est la puissance massique injectée par élément et est définie par:

$$\dot{q}_e = \alpha_m \times f(t) \quad (\text{IV-37})$$

La fonction adimensionnelle $f(t)$ est définie par l'utilisateur dans le fichier de données. Le coefficient adimensionnel α_m est défini par l'utilisateur et permet de choisir la façon d'injecter. On choisit le modèle 0 avec $\alpha_m = 1$. Dans ce modèle, l'énergie injectée est indépendante de la masse de fluide et de sa nature.

4.3.2. Formulation ALE

Pour la simulation qui correspond à une charge en dynamique rapide, un maillage adapté aux grandes distorsions est nécessaire. Les algorithmes de mécanique non linéaire utilisent généralement deux descriptions classiques du mouvement: le lagrangien et l'eulérien. Une formulation arbitrairement lagrangienne-eulérienne (ALE) a été développée afin de combiner les avantages des deux descriptions: le lagrangien et l'eulérien, et de minimiser leurs inconvénients respectifs.

4.3.2.1 Description Lagrangienne

La description lagrangienne consiste à suivre en permanence les particules de matière pendant leur mouvement. Chaque nœud individuel du maillage de calcul suit la même particule de matière. Les localisations des nœuds sont déterminées par la vitesse de la matière v qui est définie de la manière suivante :

$$v = v(X, t) = \left. \frac{\partial X}{\partial t} \right|_X \quad (\text{IV-38})$$

Avec X , les coordonnées Lagrangiennes d'un point dans le repère matériel. $\left. \right|_X$ indique la position des points matériels reliés aux nœuds correspondants. Les limites de domaine sont automatiquement suivies par la grille. La figure IV-3 illustre l'évolution d'une configuration de maillage Lagrangien M_{LAG} avant et après un pas de temps Δt . Le maillage Lagrangien est vaste et utilisé en mécanique des structures. Comme les nœuds du maillage et les points matériels se déplacent avec la

déformation de la structure, ce type de maillage est bien adapté à la simulation des matériaux dont le comportement dépend de la déformation. Sa faiblesse est son incapacité à suivre des distorsions importantes dans le domaine du maillage qui nécessite souvent des opérations complexes de remaillage et transport associé.

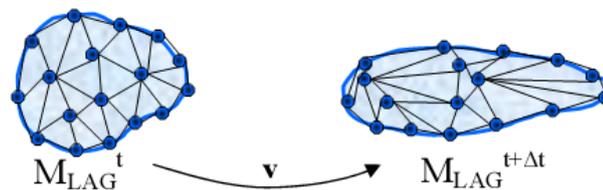


Figure IV-3: Schéma d'évolution du maillage Lagrangien avec le temps
[GUE07]

Étant donné que le point matériel coïncide avec les points de la grille pendant le mouvement, il n'y a pas d'effets de convection dans les calculs Lagrangien. La vitesse du maillage ω est égale à la vitesse du point matériel correspondant v .

$$\omega = v \quad (\text{IV-39})$$

Pour la formulation Lagrangienne, le maillage est traité comme un repère qui se déplace avec une vitesse v , la quantité $f(X, t)$ dérivée par rapport au temps est égale à la dérivée de la grille :

$$\frac{df}{dt} = \frac{d_g f}{dt} \equiv \frac{\partial f}{\partial t} \quad (\text{IV-40})$$

$\frac{d_g f}{dt}$ est la dérivée de la grille par rapport au temps. Comme les points du

matériel coïncident avec les nœuds du maillage pendant les mouvements, il n'y a pas d'effet convectif dans le calcul Lagrangien.

4.3.2.2 Description Eulérienne

Pour la simulation des fluides dynamiques avec les éléments finis, les difficultés sont souvent causées par une distorsion excessive de la grille. Ce problème est surmonté par la formulation eulérienne qui est largement utilisée pour les simulations de dynamique des fluides. Le maillage de calcul est fixe et se laisse traverser par la matière. Donc la vitesse du point matériel v varie par rapport au maillage fixe et s'exprime en fonction des coordonnées Eulériennes du point dans le repère matériel x :

$$v = v(x, t) \quad (\text{IV-41})$$

La description Eulérienne permet de résoudre les difficultés des distorsions excessives de la grille avec un maillage fixe. Mais puisque la vitesse de maille est nulle, certaines difficultés sont rencontrées pendant la déformation des interfaces et des limites de la matière. Sur la figure IV-4, on observe que les limites continues du matériel ne coïncident pas avec la configuration du maillage eulérien M_{EUL} . La méthode numérique eulérienne pose également des difficultés pour les matériaux dont le comportement dépend d'une variable d'histoire.

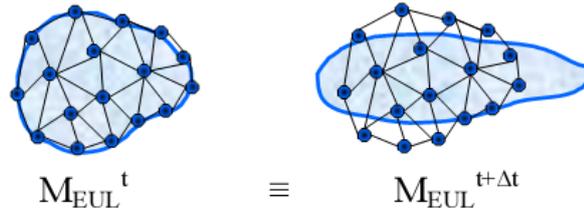


Figure IV-4: Schéma de la description eulérienne [GUE07]

Dans le calcul Eulérien, la vitesse de la grille est nulle :

$$\omega = 0 \quad (IV-42)$$

Soient x les coordonnées Eulériennes dans le repère spatial, la vitesse convective est égale à la vitesse matérielle, la dérivée de $f(x, t)$ est

$$\frac{df}{dt} = \frac{d_g f}{dt} + v \cdot \nabla f \quad (IV-43)$$

4.3.2.3 Description ALE

La méthode Lagrangien-Eulérien Arbitraire (ALE) combine les meilleures caractéristiques des deux approches : la description Lagrangienne et la description Eulérienne. Les nœuds peuvent être déplacés avec la matière comme dans le cas lagrangien normal, fixé de manière eulérienne, ou déplacés d'une façon arbitraire afin d'avoir une capacité de remailler continuellement. La vitesse arbitraire ω est donc

définie par : $\omega = \left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_{\chi}$, avec χ les coordonnées dans un repère ALE, et la vitesse

matérielle s'écrit : $v = \left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_x$. Le maillage se déplace comme un repère [AIT07]:

$$f(X, t) = \hat{f}(\chi, t) \quad (IV-44)$$

Où la dérivée mixte $\frac{\partial \hat{f}}{\partial t}$ est définie par :

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial t} \Big|_z = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_x + \omega \cdot \nabla_x f \quad (\text{IV-45})$$

Donc, la dérivée f par rapport au temps dans le repère matériel est définie par :

$$\frac{df}{dt} = \frac{df}{dt} \Big|_x + v \nabla_x f = \frac{\partial \hat{f}}{\partial t} \Big|_x + (v - \omega) \nabla_x f \quad (\text{IV-46})$$

La loi de conservation de la quantité de mouvement est définie de la manière suivante :

$$\frac{dv}{dt} \Big|_\xi + (v \cdot \nabla) v = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \eta \Delta v + f \quad (\text{IV-47})$$

ξ représente les coordonnées cartésiennes pour le passage à l'élément de référence. On applique le transport convectif lié à la vitesse matérielle v :

$$\dot{v} = \frac{dv}{dt} \Big|_x + (v \cdot \nabla) v = \frac{\partial v(\xi, t)}{\partial t} \Big|_\xi + ((v - \omega) \cdot \nabla) v \quad (\text{IV-48})$$

La loi de conservation s'écrit alors:

$$\frac{\partial v(\xi, t)}{\partial t} \Big|_\xi + ((v - \omega) \cdot \nabla) v = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \eta \Delta v + f \quad (\text{IV-49})$$

Une écriture des équations de Navier-Stokes dans la description ALE est obtenue à partir de la relation précédente.

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + ((v - \omega) \cdot \nabla) v \right) = -\nabla p + \mu \Delta v + f \quad (\text{IV-50})$$

Une vitesse de grille ω est assignée à chaque point de l'espace. Cette vitesse permet de déterminer un mouvement arbitraire du maillage et une vitesse matérielle v .

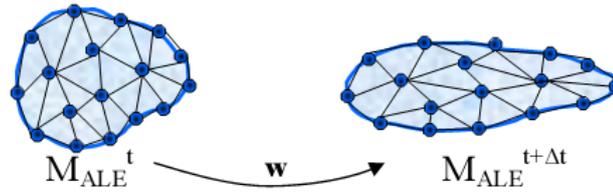


Figure IV-5 : Schéma de la description ALE [GUE07]

Grâce à cette liberté dans le mouvement du maillage, les problèmes des grandes distorsions matérielles et des déformées des limites sont résolus. La figure IV-5 montre l'évolution d'une configuration d'ALE maillage M_{ALE} dans le pas de temps Δt . Par rapport la solution Lagrangienne (Fig. IV-3), le maillage M_{ALE} varie plus régulièrement. La vitesse de maillage peut également être calculée de manière à concentrer les éléments dans les zones avec les gradients de solution très élevés.

4.3.3. Interaction fluide-structure : formulation FSA

Dans la simulation des explosions, des impacts et des événements de crashes..., l'interaction fluide-structure (FSI) joue souvent un rôle très important. Toutes ces applications concernent des chargements dynamiques rapides et la réponse structurelle associée. De fortes ondes de pression se propagent dans le fluide et se transmettent aux structures environnantes ; ce qui conduit à un comportement fortement non-linéaire matériel (plasticité, viscoplasticité, endommagement...) et géométrique (grandes déformations, grands déplacements, la distorsion du maillage...). Dans ce cas, le fluide est généralement considéré comme compressible et non visqueux. La formulation Eulérienne et la formulation ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) sont bien adaptées à ce type de problème. La structure est simulée avec la formulation Lagrangienne. Un calcul explicite est utilisé pour simplifier le traitement non-linéaire. Le rôle de l'algorithme FSA est de coupler les deux domaines, le fluide et la structure le long de leur interface.

L'algorithme FSA résout le problème de la complexité topologique des applications réelles en 2D et 3D (Fig. IV-6).

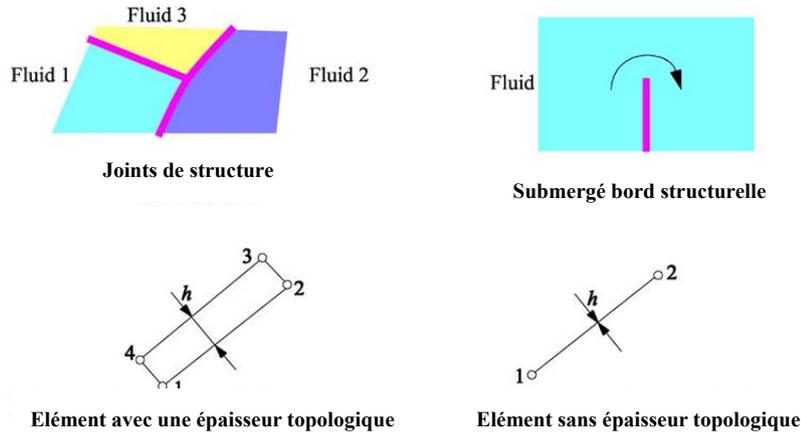


Figure IV-6. Exemple d'applications FSA sur les géométries complexes [CAS08]

La formulation FSA demande un maillage conforme tout le long de l'interface fluide-structure (FS). Chaque nœud fluide correspond à un nœud structurel dans l'interface et les deux nœuds ont les mêmes coordonnées (Fig. IV-7).

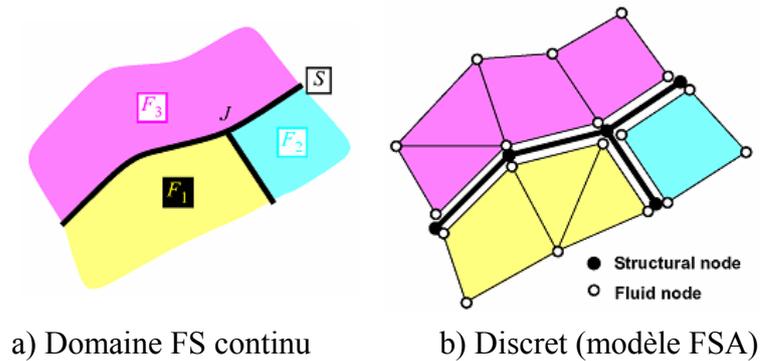


Figure IV-7. Description du modèle FSA [CAS08]

Dans le calcul explicite, le pas de temps est limité par la stabilité qui est liée à la taille du plus petit élément dans tout le maillage, combinée avec les propriétés des matériaux locaux (la vitesse du son). Généralement, la vitesse du son est beaucoup plus grande dans la structure que dans le fluide. Donc, dans la plupart des cas, les stabilités du calcul sont mises en cause dans la partie structure. Pour la simulation de l'explosion, d'une part, pour le fluide, un maillage relativement fin est nécessaire afin de bien représenter l'écoulement du fluide à l'interface fluide-structure; d'autre part, un maillage relativement gros est bien nécessaire afin de faire converger le calcul dans la structure. En tous cas, comme les éléments de fluide sont de la même taille que les éléments de structure correspondants dans l'interface FS, l'utilisateur est obligé de choisir une taille d'élément dans l'interface les plus fins possibles et suffisants pour la stabilité du calcul.

Dans le modèle FSA, l'équation d'équilibre est donnée par :

$$\mathbf{M}\dot{\mathbf{u}} = \mathbf{f}_{ext} - \mathbf{f}_{int} \quad (\text{IV-51})$$

Soit \mathbf{M} la matrice de la masse, \mathbf{u} est la vitesse des nœuds, \mathbf{f}_{ext} sont les efforts extérieurs et \mathbf{f}_{int} les efforts intérieurs. Comme la matrice de la masse est considérée constante, l'accélération des nœuds est obtenue par la formule précédente (IV-51). A l'instant t^n , on suppose que les matériaux sont à l'état initial. Pour déterminer l'état à l'instant t^{n+1} , une vitesse intermédiaire est introduite :

$$\mathbf{u}^{n+1/2} = \mathbf{u}^n + (\Delta t / 2)\dot{\mathbf{u}}^n \quad (\text{IV-52})$$

Donc les déplacements d à l'instant t^{n+1} sont donnés à partir de d^n et de la vitesse intermédiaire :

$$d^{n+1} = d^n + \Delta t \mathbf{u}^{n+1/2} \quad (\text{IV-53})$$

Avec la méthode FSA, les conditions aux limites telles que les déplacements ou les vitesses sont imposées par une méthode des multiplicateurs de Lagrange. Les vitesses varient linéairement sous la forme:

$$\mathbf{C}\mathbf{v} = \mathbf{b} \quad (\text{IV-54})$$

Avec \mathbf{C} une matrice des coefficients, \mathbf{b} est un tenseur donné. \mathbf{C} et \mathbf{b} varient avec le temps. \mathbf{v} est le vecteur des vitesses du nœud dans l'interface FS qui suit une relation :

$$v_F \cdot \mathbf{n} = v_S \cdot \mathbf{n} \quad (\text{IV-55})$$

v_F et v_S sont les vitesses des nœuds dans le fluide et la structure. \mathbf{n} est la direction normale à l'interface FS. Cette relation est illustrée sur les figures IV-8 et IV-9. Donc à partir de la relation précédente, l'équation d'équilibre peut être écrite :

$$\mathbf{m}\mathbf{a} = \mathbf{f}^e - \mathbf{f}^i + \mathbf{r} \quad (\text{IV-56})$$

Où \mathbf{m} est la matrice de la masse, \mathbf{a} est le vecteur d'accélération du nœud, \mathbf{f}^e et \mathbf{f}^i sont les vecteurs des forces externes et internes. \mathbf{r} est le vecteur des forces de réactions générées par les conditions aux limites. En utilisant la relation linéaire, on

trouve :

$$\mathbf{r} = \mathbf{C}^T \boldsymbol{\lambda} \quad (\text{IV-57})$$

$\boldsymbol{\lambda}$ est le tenseur des multiplicateurs de Lagrange. Il peut être calculé par la relation linéaire :

$$\mathbf{B}^* \boldsymbol{\lambda} = \mathbf{W} \quad (\text{IV-58})$$

Soit \mathbf{B}^* une matrice connue qui s'appelle 'matrice de la connexion', \mathbf{W} est un vecteur connu également.

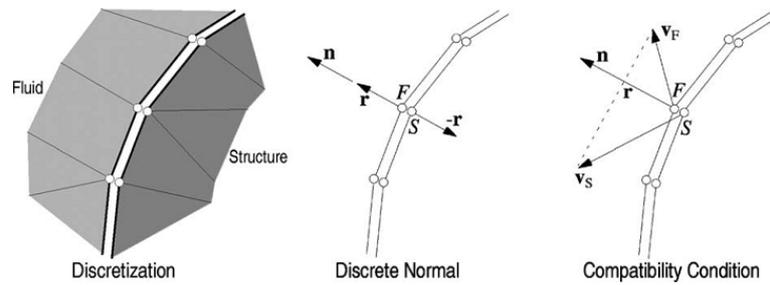


Figure IV-8. Interface discrète conforme [CAS04]

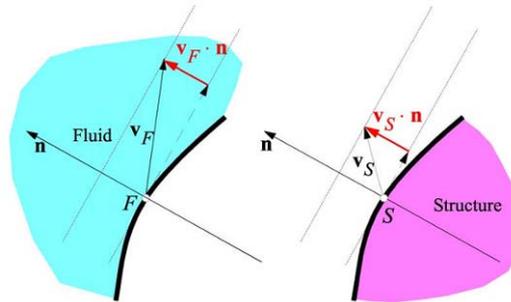


Figure IV-9. Condition de compatibilité pour une interface continue [CAS04]

La normale en un nœud de l'interface discrète est déterminée seulement par la forme du domaine fluide et le domaine solide est complètement ignoré. La direction normale \mathbf{n} est déterminée par la somme des normales aux faces des éléments fluides connectées au nœud considéré :

$$\mathbf{n} = \Delta / \|\Delta\| \quad \text{avec} \quad \Delta = \sum_{k=1}^n S_k \quad (\text{IV-59})$$

Où k indique le numéro de la face (Fig. IV-10) qui varie de 1 à n . S_k est le

tenseur normal à la face k .

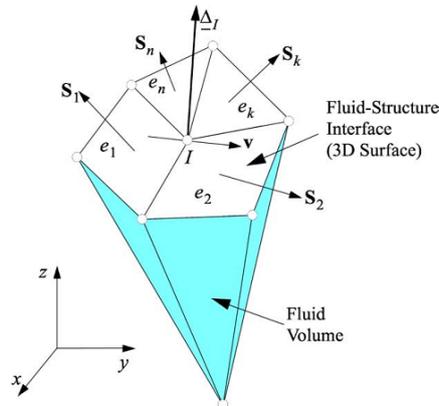


Figure IV-10. Direction normale à l'interface FS en 3D [CAS04]

Dans l'algorithme FSA, pour chaque nœud fluide F dans l'interface FS ne correspond qu'un nœud structurel S . La direction normale \mathbf{n} est déterminée par la forme du domaine fluide dans l'interface. Comme $v_F \cdot \mathbf{n} = v_S \cdot \mathbf{n}$, avec la relation linéaire, on peut trouver le multiplicateur de Lagrange λ et les réactions \mathbf{r} . On introduit ensuite λ et \mathbf{r} dans l'équation d'équilibre afin de résoudre le problème fluide. La même condition est introduite pour le nœud structurel correspondant.

4.3.4. Exemple d'explosion vapeur

Un exemple d'explosion vapeur dans un récipient cylindrique est présenté ici pour illustrer ce qui précède. Le récipient cylindrique a une hauteur de 38 cm et un diamètre de 38 cm. Au centre, une zone sphérique de 6 cm de diamètre reçoit une injection d'énergie pendant deux millisecondes. La fonction d'injection est triangulaire. L'énergie injectée monte de 0 à 1000 pendant la première milliseconde et descend de 1000 à 0 pendant la milliseconde suivante. Le maillage axisymétrique utilisé est présenté figure IV-11, où seule la moitié supérieure est modélisée en raison des symétries. Le cylindre est rempli d'eau avec une température initiale de 25°C sous une pression initiale 1 bar.

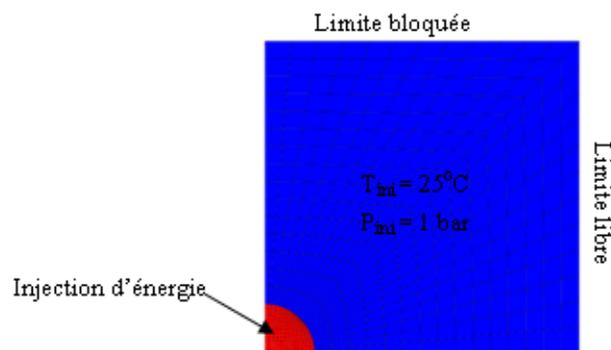


Figure IV-11. Maillage utilisé dans l'exemple d'explosion vapeur

La procédure d'injection énergétique est illustrée dans la figure IV-12. L'énergie totale injectée est égale 124 KJ. La variation de la température au centre de la zone injectée est présentée par la figure IV-13. La température peut monter jusqu'à 260°C avant 2 millisecondes.

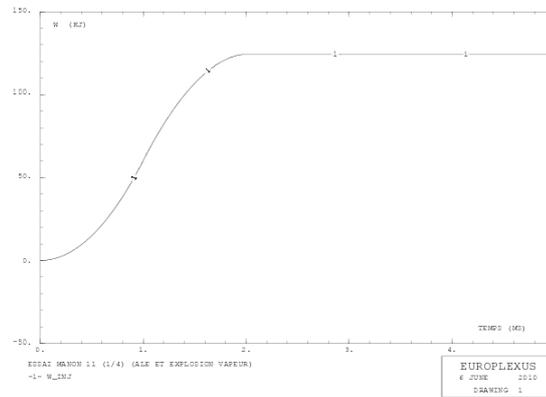


Figure IV-12. Energie injectée

L'augmentation de la pression et de la fraction volumique vapeur dans les endroits différents du maillage sont données dans les figures IV-14 et IV-15. La courbe 1 correspond à la variation au centre de la zone d'énergie injectée. Les courbes 2, 3, 4 sont des variations dans les trois points culminants.

Les figures IV-16, IV-17, IV-18, présentent respectivement les cartes des pressions, des températures et des fractions volumiques vapeur aux instants $t \in \{1;2;3;5\}$ millisecondes. La décharge d'énergie génère les ondes de pression acoustique. Le maillage est déformé par les ondes de pression.

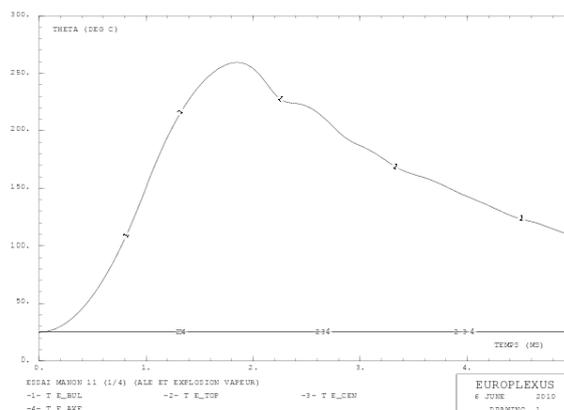


Figure IV-13. Variation de la température au cours du temps

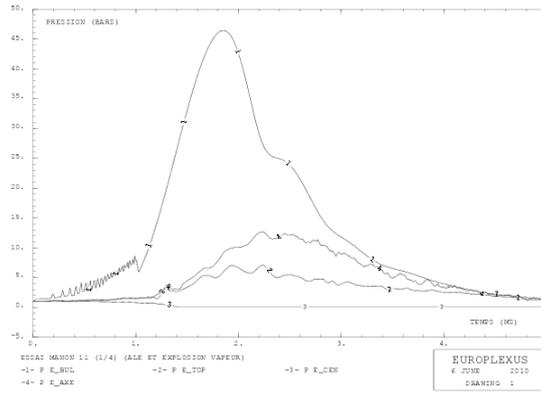


Figure IV-14. Pressions au cours du temps

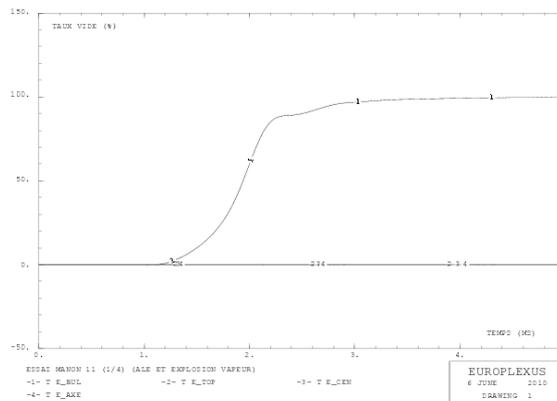


Figure IV-15. Fraction volumique vapeur

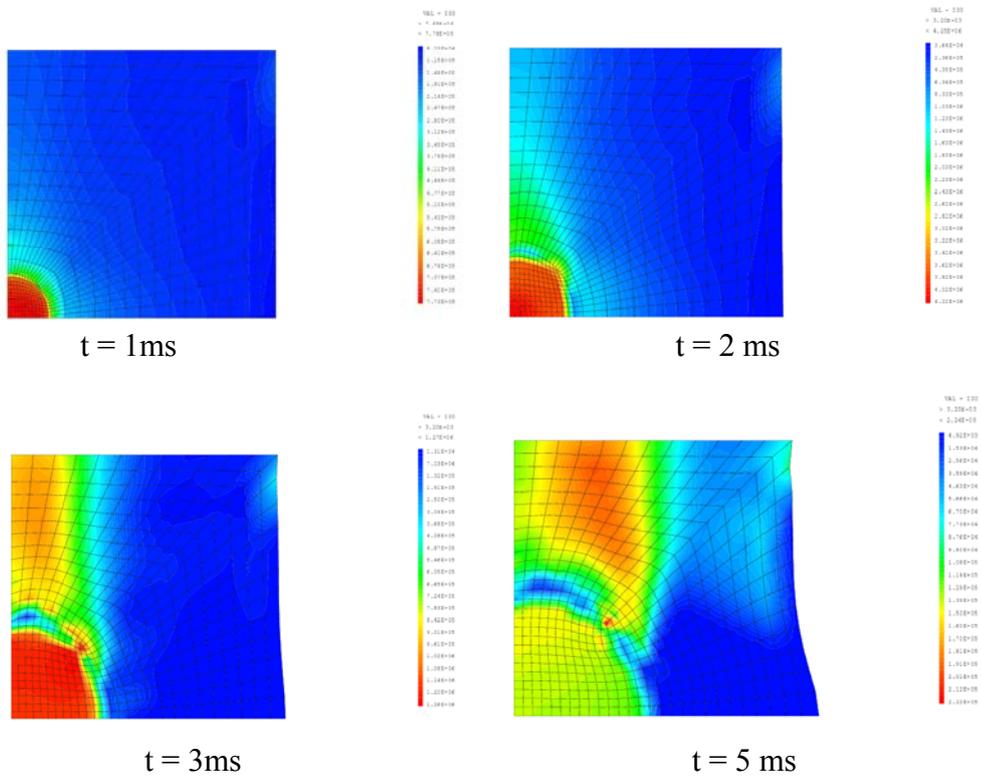


Figure IV-14. La croissance de la pression au cours du temps

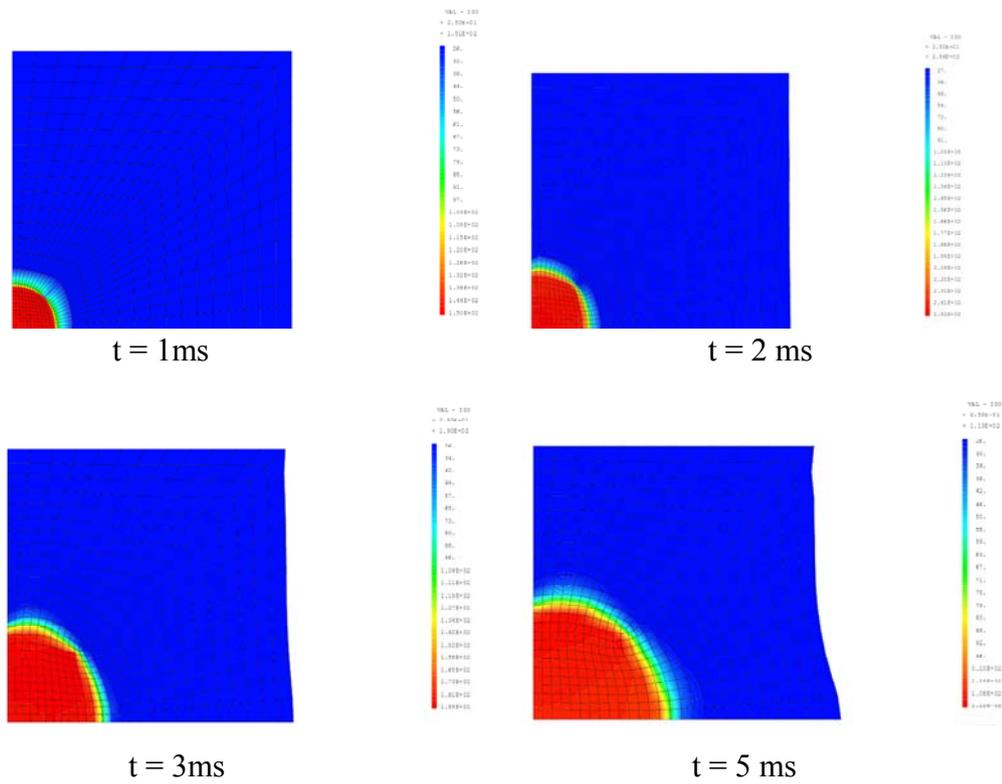


Figure IV-15. La variation de la température au cours du temps

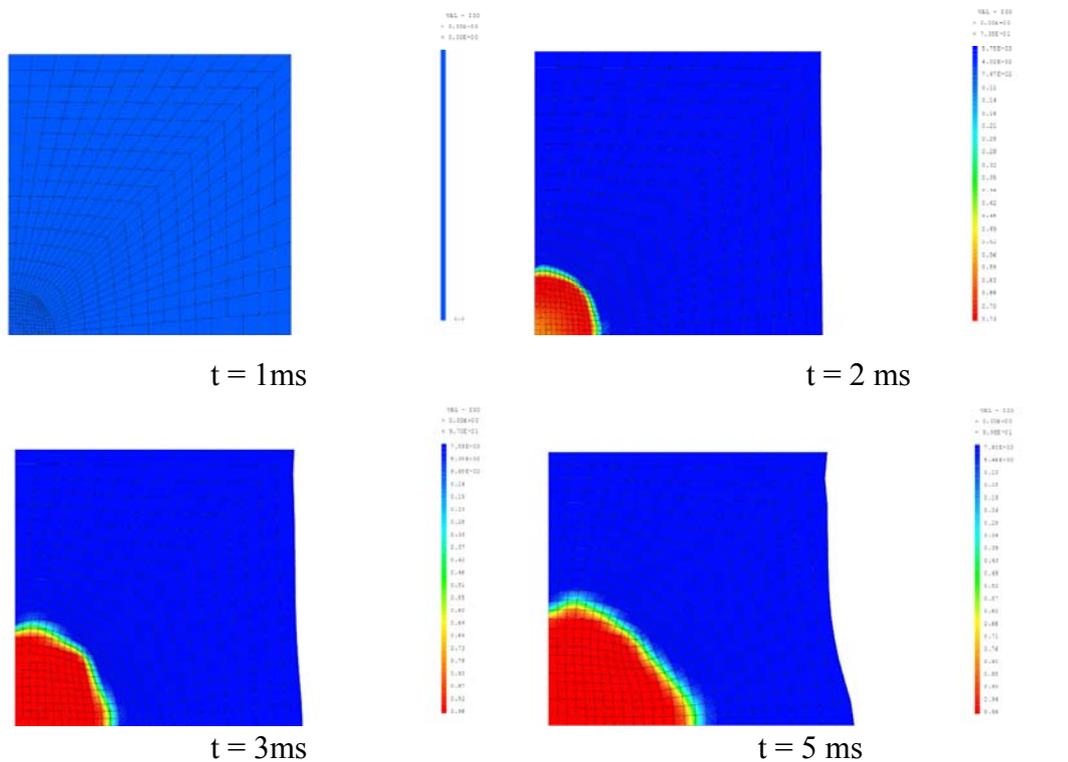


Figure IV-16. La variation de la fraction volumique vapeur au cours du temps

L'injection d'une énergie dans l'eau provoque une explosion vapeur. Une formulation explicite retenue pour EUROPLEXUS dans la résolution des problèmes d'explosion dans les mélanges fluides est utilisée dans notre cas. La description ALE

permet d'introduire facilement des lois de comportement complexes, même fortement non-linéaire et avec des déformées extrêmes. L'algorithme FSA est utilisé efficacement pour le couplage fluide-structure. Les simulations sont délicates à cause de la rapidité extrême du processus. Ces simulations sont un prérequis nécessaire au calcul de fracturation électrique.

4.4 Qualification du modèle de l'explosion électrique dans l'eau

Modèle 'EAU' est utilisé pour simuler le déchargement de l'énergie électrique. Ce modèle multi-composant peut traiter une explosion d'eau-vapeur provoquée par la dissipation de l'énergie dans l'eau. Le mélange eau-vapeur est supposé homogène dans chaque maille. L'énergie appliquée peut être variable au cours du temps.

Ce modèle est validé à partir des mesures effectuées lors de quatre essais. Pour chaque essai, un seul choc était appliqué et les mesures de pression ont été réalisées au moyen d'une jauge de pression de choc dynamique développée à l'Institut Saint Louis (ISL) et commercialisée par la société Piezotech. Une étude spécifique menée par Touya [TOU03], a permis d'obtenir, dans une configuration inter-électrodes identique à celle utilisée pendant cette étude, une loi empirique qui détermine la valeur de l'amplitude de l'onde de pression en fonction de l'énergie électrique E_b disponible au moment de l'arc et de la distance entre l'arc et un point donné. Les expériences ont été menées pour quatre valeurs d'énergie injectée et des distances de mesure de pression comprises entre 9cm et 17,5cm.

Dans chaque simulation, l'énergie injectée est égale à l'énergie électrique expérimentale, la pression numérique est comparée à la pression expérimentale au point de mesure.

Les paramètres des modèles numériques sont identifiés à partir des valeurs expérimentales obtenues pour une distance de 17,5cm et une énergie injectée de 3,3kJ. Les paramètres ainsi identifiés ont été conservés pour les simulations des trois autres essais.

4.4.1 Identification des paramètres du modèle 'EAU' à partir du premier essai

Pour cet essai, l'énergie injectée vaut 3,3kJ et la pression est mesurée à 17,5cm des électrodes. Nous proposons de tester deux méthodes pour simuler le processus.

Méthode 1 : la totalité de l'énergie est appliquée uniformément dans une sphère de diamètre 10mm entre les deux électrodes (*fig.IV-17*).

Méthode 2 : l'énergie est dans un premier temps appliquée uniformément dans la sphère de diamètre 10mm entre les deux électrodes jusqu'à ce que la température dans cette zone atteigne 95°C. L'énergie est ensuite appliquée seulement dans une petite bande reliant les deux électrodes pour simuler l'arc électrique (Voir la figure IV-17).

Cette méthode est certainement la plus proche de la réalité concernant la physique de la création de l'arc électrique mais est plus complexe à mettre en œuvre.

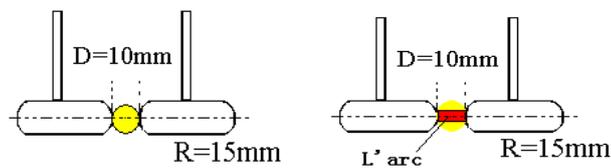


Figure IV-17. Schéma de la méthode 1 (à gauche) et la méthode 2 (à droite) pour simuler la décharge de l'énergie électrique

4.4.1.1 Maillage et conditions aux limites

Dès que les électrodes commencent à décharger l'énergie électrique, des bulles dynamiques instables sont formées. Ces bulles à haute-pression grandissent rapidement et déplacent la limite entre l'eau et le gaz vapeur avec une vitesse élevée. Dans la simulation, ce phénomène peut induire des distorsions et des grandes déformations d'un maillage. Dans ce cas, un maillage Eulérien pur est utilisé dans cette partie de simulation. La figure IV-18 montre le maillage et les conditions aux limites de la simulation. Le maillage est divisé en 2 zones: i. zone d'application de l'énergie (en rouge), qui est sphérique avec un diamètre égal à la distance entre deux électrodes ; ii. zone de propagation de l'énergie (en bleue). L'électrode (en blanc) est supposée infiniment rigide.

La figure IV-19 présente la courbe de l'énergie injectée au cours du temps dans la simulation.

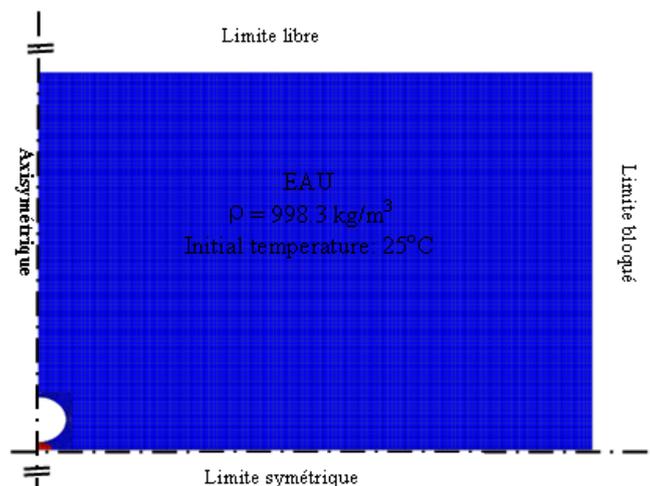


Figure IV-18. Maillage et conditions aux limites de la simulation du premier essai

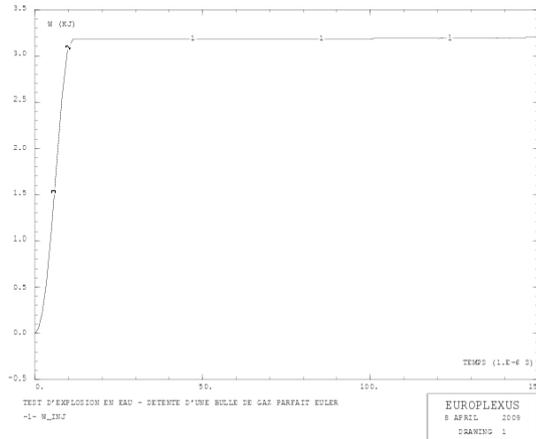


Figure IV-19. Courbe de l'énergie injectée au cours du temps

4.4.1.2 Utilisation de la première méthode

La figure IV-20 représente le maillage utilisé pour la simulation utilisé avec la méthode 1. L'énergie est appliquée uniformément dans une sphère (en rouge).

Nous étudions, dans un premier temps l'influence de la densité du maillage et des paramètres d'amortissement sur les résultats numériques.

Trois densités de maillages différents étaient utilisées dans cette étape de calcul pour observer l'influence de la densité de maillage. Les résultats de la simulation et le résultat expérimental sont comparés par la figure IV-21. La finesse du maillage permet d'améliorer la précision du résultat et permet d'approcher précisément les mesures expérimentales.

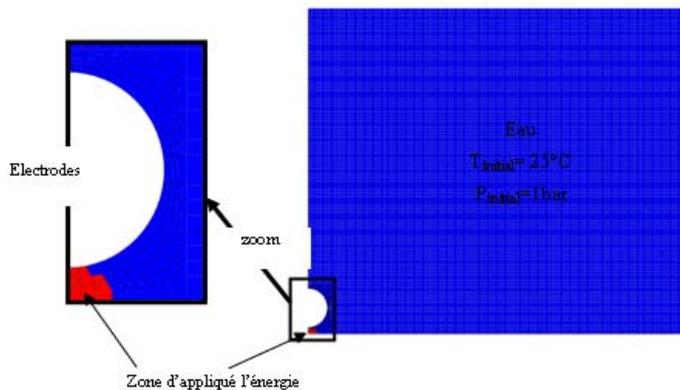


Figure IV-20. Maillage de la simulation du premier essai avec la méthode 1

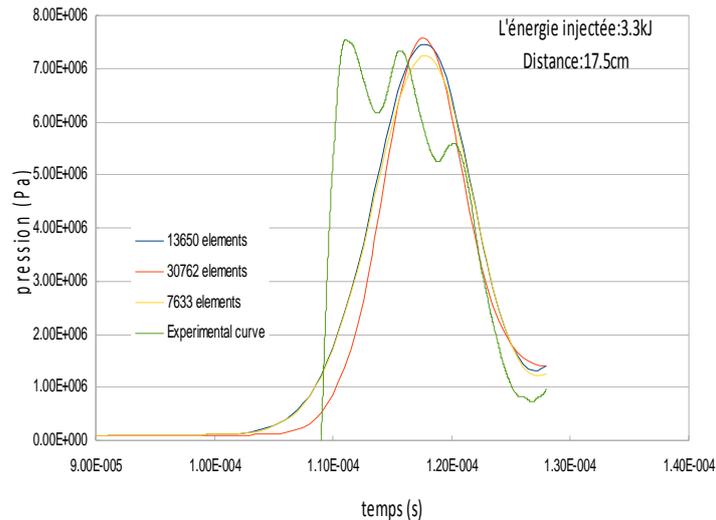


Figure IV-21. *Comparaison des pressions au cours du temps en fonction des densités de maillage*

L'amortissement numérique est nécessaire pour obtenir un résultat convergent de l'algorithme explicite. Nous utilisons un amortissement quadratique particulièrement bien adapté aux propagations d'ondes de chocs. Les forces d'amortissement introduites sont calculées à partir de deux coefficients:

- I. Le coefficient d'amortissement linéaire réduit β .
- II. La constante d'amortissement quadratique C.

L'influence de ces deux paramètres est testée :

Pour observer l'influence du coefficient d'amortissement linéaire, deux calculs ont été effectués avec deux coefficients d'amortissement différents ($\beta=0,01$ et $\beta=0,005$). Les courbes d'évolution de la pression au cours du temps sont comparées à la courbe expérimentale (cf. figure IV-22). On observe que l'amplitude de la pression augmente lorsque le coefficient d'amortissement diminue. Évidemment quand le coefficient d'amortissement égale 0,005, le résultat de la simulation est proche du résultat expérimental. Pour des valeurs d'amortissement inférieures à 0,005, le calcul n'est pas invariablement convergent.

Les calculs suivants utilisent un coefficient d'amortissement de 0,005.

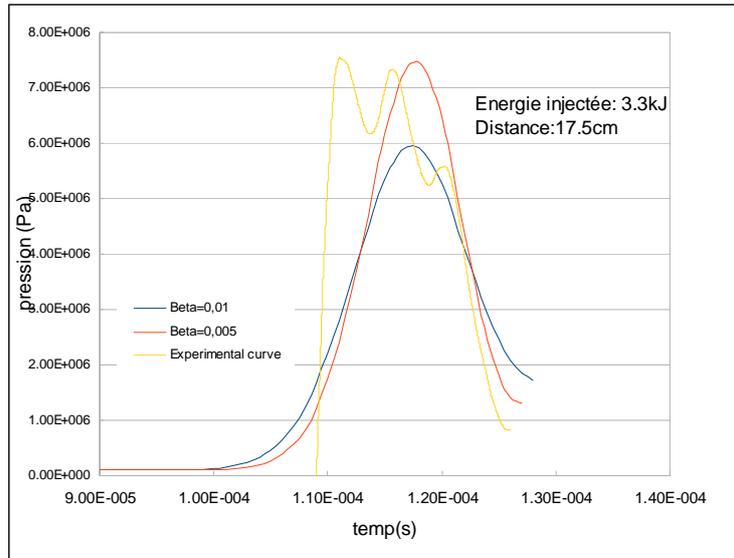


Figure IV-22. *Évolution de la pression au cours du temps à 17,5 cm de l'axe des électrodes*

Les résultats de deux calculs avec deux constantes d'amortissement quadratiques différentes ($C=4$ et $C=6$) sont présentés par la figure IV-23. On constate que la valeur de ce paramètre influe peu sur les résultats.

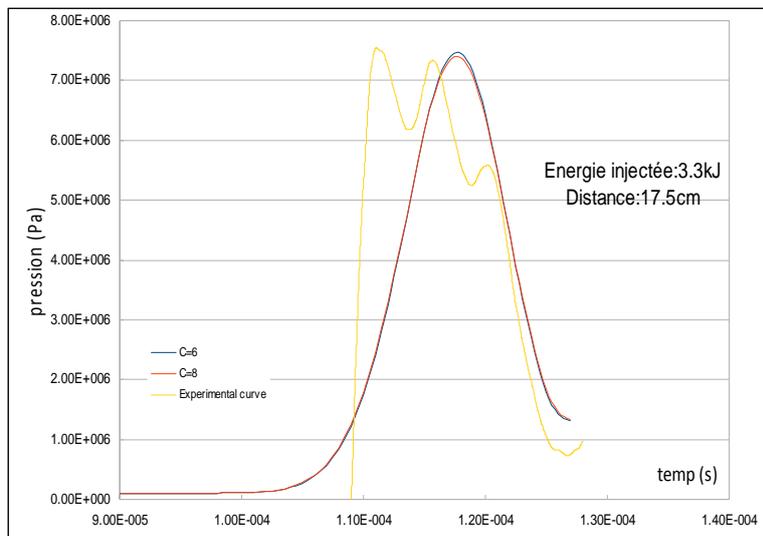


Figure IV-23. *Comparaison des courbes d'évolution de la pression au cours du temps en fonction pour des constantes d'amortissement différentes*

La figure. IV-24 illustre la propagation des ondes de chocs numériques pour différentes valeurs de la distance avec les paramètres d'amortissement $\beta=0,005$ et $C=6$.

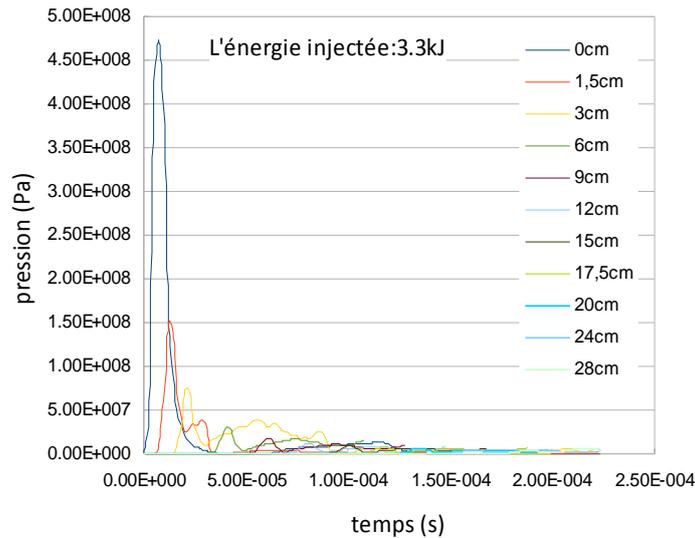


Figure IV-24. Propagation des ondes de chocs numériques en fonction de la distance dans la simulation du premier essai avec la méthode 1

4.4.1.3 Utilisation de la seconde méthode :

Comme précédemment, la densité de maillage, le coefficient d'amortissement et la constante d'amortissement sont toujours très importants pour le calcul. Dans le calcul précédent, il a été trouvé qu'une augmentation du coefficient d'amortissement linéaire peut créer une diminution de la pression obtenue. Nous avons adopté une valeur de $\beta=0,005$ pour les calculs suivants. L'influence des autres paramètres est présentée par la suite. Le maillage de cette simulation est présenté sur la figure IV-25.

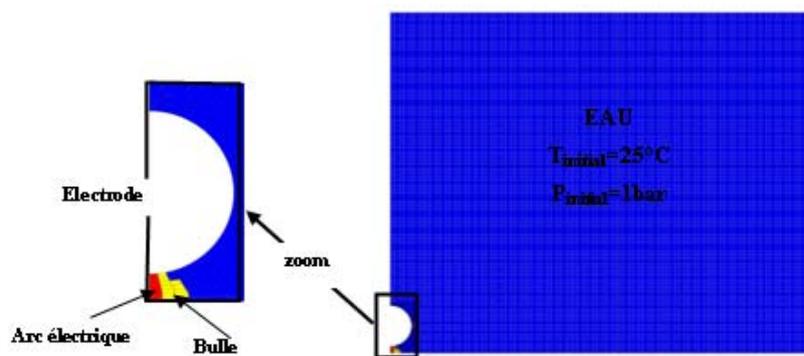


Figure IV-25. Maillage de la simulation du premier essai avec la méthode 2

L'énergie est injectée en deux étapes. Dans la première étape, l'énergie est injectée uniformément dans la zone entre les deux électrodes jusqu'à ce que la température arrive à 95°C. La figure IV-26 représente les températures dans l'eau quand elle est vaporisée dans la zone où l'on applique l'énergie. On a trouvé que l'énergie thermique nécessaire à la vaporisation est de 328 Joules, ce qui représente environ 10% de l'énergie totale. Dans la deuxième étape, on applique l'énergie seulement dans une petite bande dans l'axe des électrodes pour simuler l'arc

électrique.

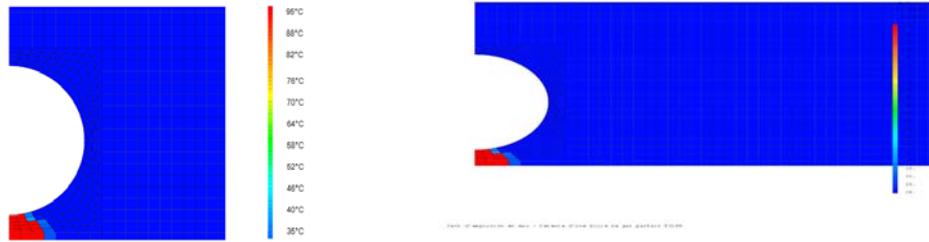


Figure IV-26. Températures à la fin de la 1ère étape

Deux densités de maillages différents ont été utilisées dans cette étape de calcul pour observer l'influence de la densité de maillage. Dans le calcul précédent, on trouve qu'une augmentation de la densité de maillages n'a pas généré une grande influence sur Les résultats de la simulation. Ici, on juste compare deux densité de maillages de l'arc et la zone appliqué l'énergie. La figure IV-27 présente les deux maillages. Plus le maillage est plus fin, plus le résultat est précis et proche du résultat expérimental. La comparaison des pressions au cours du temps avec les densités de maillage différents du résultat expérimental est illustrée à la figure IV-28.

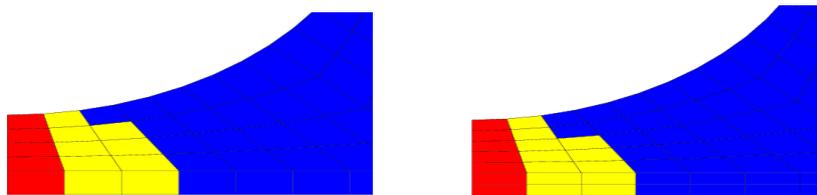


Figure IV-27. Densités de maillage utilisées

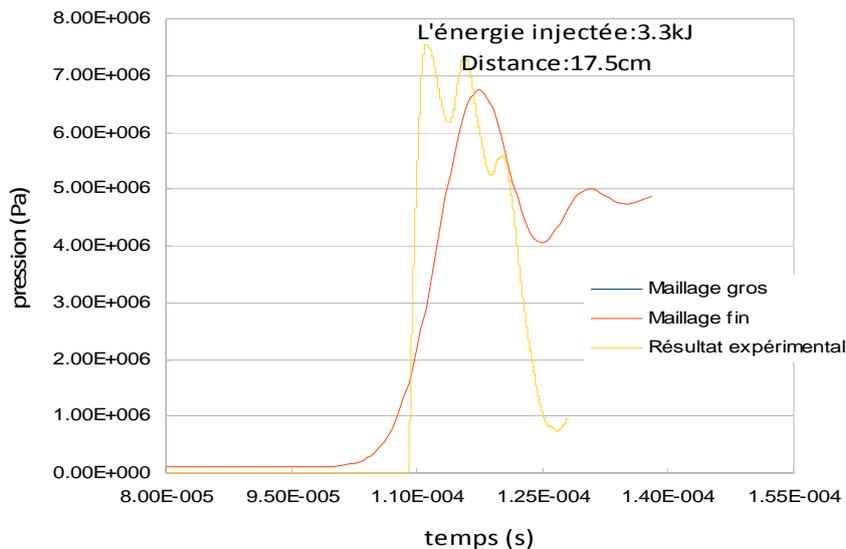


Figure IV-28. Evolution temporelle des pressions pour différentes densités de maillage

Des valeurs de constante d'amortissement quadratique C inférieures à 12 mènent à des calculs divergents.

Trois calculs ont été menés avec une constante d'amortissement respectivement égale à $C=12$, $C=16$ et $C=20$. La comparaison des résultats de la simulation avec le résultat expérimental est montré figure IV-29. On constate que le rôle de la constante C est relativement faible et n'intervient qu'en fin de calcul. La figure IV-30 illustre la propagation des ondes de chocs numériques pour différentes valeurs de la distance avec les paramètres d'amortissement $\beta=0,005$ et $C=12$.

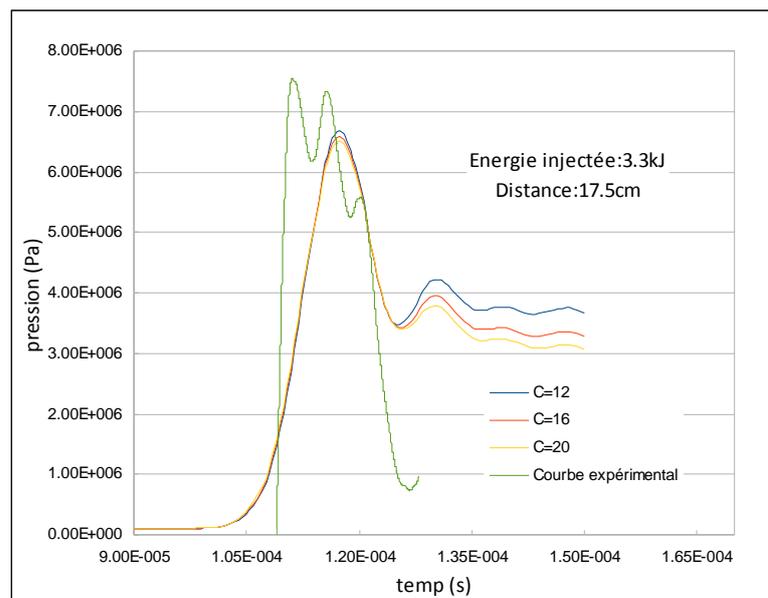


Figure IV-29. Influence de la constante d'amortissement sur l'évolution temporelle de la pression

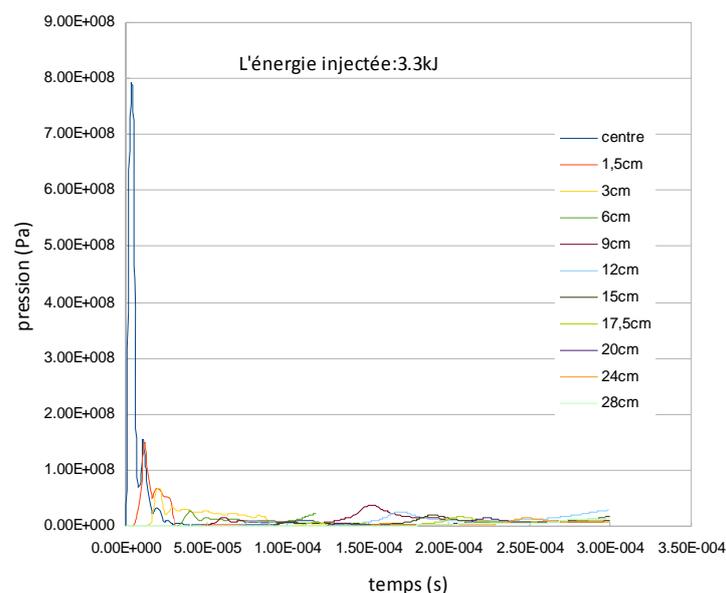


Figure IV-30. Propagation des ondes de chocs numériques en fonction de la distance

dans la simulation du premier essai avec la méthode 2

4.4.1.4 Comparaison des résultats de l'expérience avec les deux méthodes de simulation d'application de l'énergie

Les résultats numériques sont comparés à partir de deux courbes : la courbe d'évolution de la pression au cours du temps à une distance de 17,5cm (cf. figure IV-31) et la loi d'atténuation de la pression maximale en fonction de la distance de propagation (cf. figure IV-32) pour une énergie de 3,3kJ. Il n'apparaît pas de différence évidente entre les résultats de la simulation avec la méthode 1 et la méthode 2. La méthode 1, plus simple à mettre en œuvre sera utilisée par la suite.

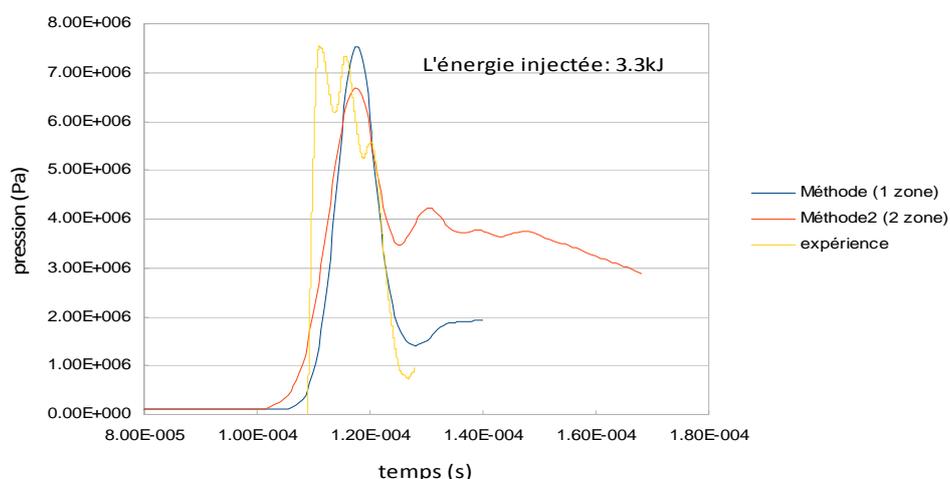


Figure IV-31. Comparaison des courbes temporelles des pressions simulées (méthode 1 et méthode 2) avec celle de l'expérience

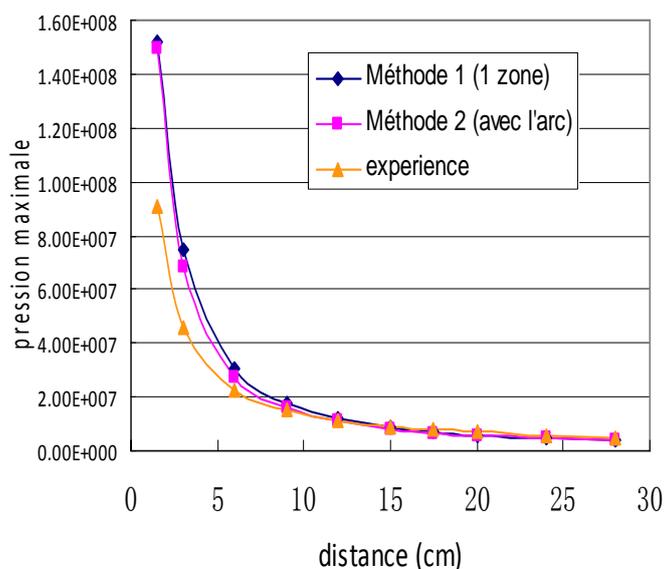


Figure IV-32. Comparaison de la loi d'atténuation de la pression maximale en fonction de la distance de propagation calculée par la simulation (méthode 1, méthode 2) avec la loi issue de l'expérience

4.4.2 Validation du modèle 'EAU' à partir des trois autres essais expérimentaux

Après avoir validé la méthode de calcul numérique et identifié les paramètres du modèle à partir du premier essai expérimental, nous avons appliqué ces choix pour simuler trois autres essais réalisés avec des niveaux différents d'énergie injectée et des distances capteur de pression-électrodes variables

4.4.2.1 Hypothèse et le maillage du calcul

Ces trois essais ont utilisé des électrodes de petites dimensions (diamètre 0,5mm) comme le montre la figure IV-33. Pour obtenir un maillage relativement régulier, les électrodes sont négligées dans cette partie de la simulation. La figure IV-34 décrit le maillage et les conditions aux limites de la simulation.

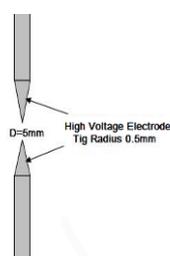


Figure IV-33. Schéma des électrodes utilisées dans les trois essais expérimentaux

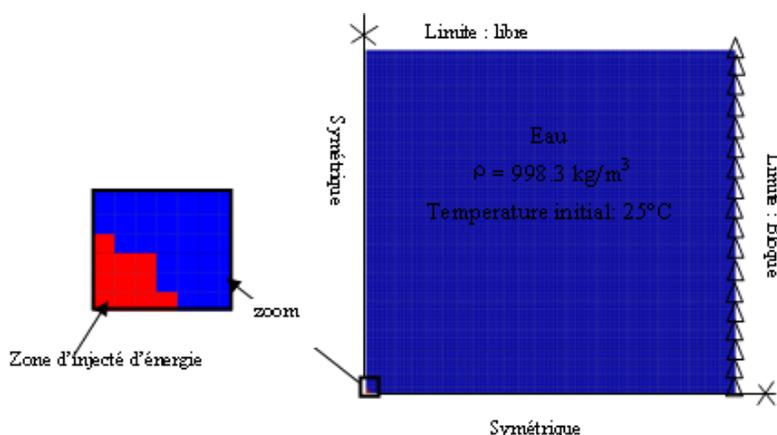


Figure IV-34. Maillage et conditions aux limites de la simulation

4.4.2.2 Comparaison simulation - expérience

La figure IV-35 illustre la comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour l'évolution des pressions au cours du temps au point de mesure.

Les comparaisons des résultats numériques et expérimentaux sur la loi d'atténuation de la pression maximale en fonction de la distance de propagation sont illustrées par la figure IV-36. Les propagations des ondes de chocs des trois simulations en fonction de la distance sont présentées par la figure IV-37.

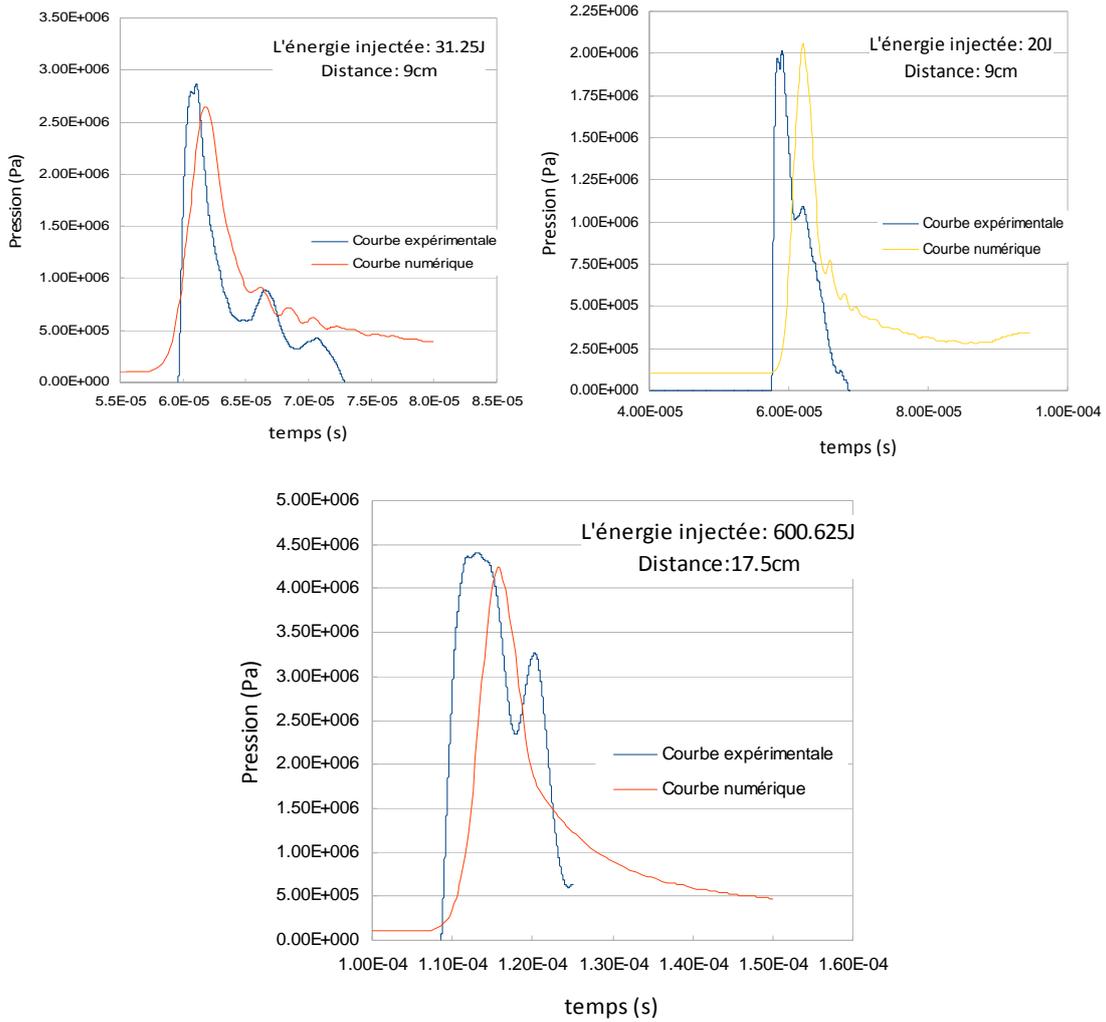
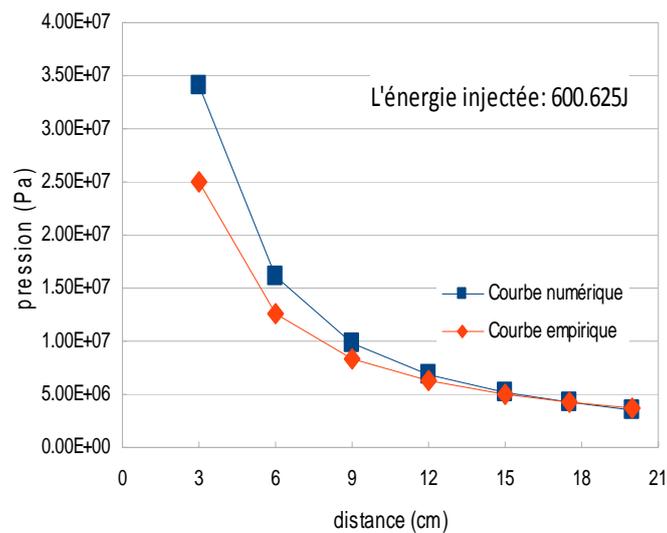


Figure IV-35. Comparaison des résultats numériques et expérimentaux : Evolution temporelle de la pression au point de mesure



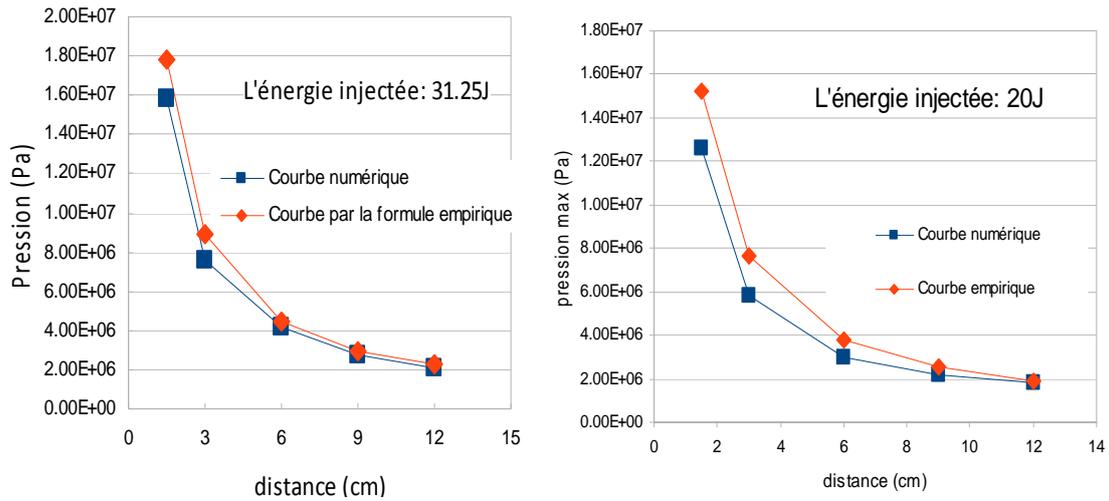


Figure IV-36. Comparaison des résultats numériques et expérimentaux : la loi d'atténuation de la pression maximale en fonction de la distance de propagation

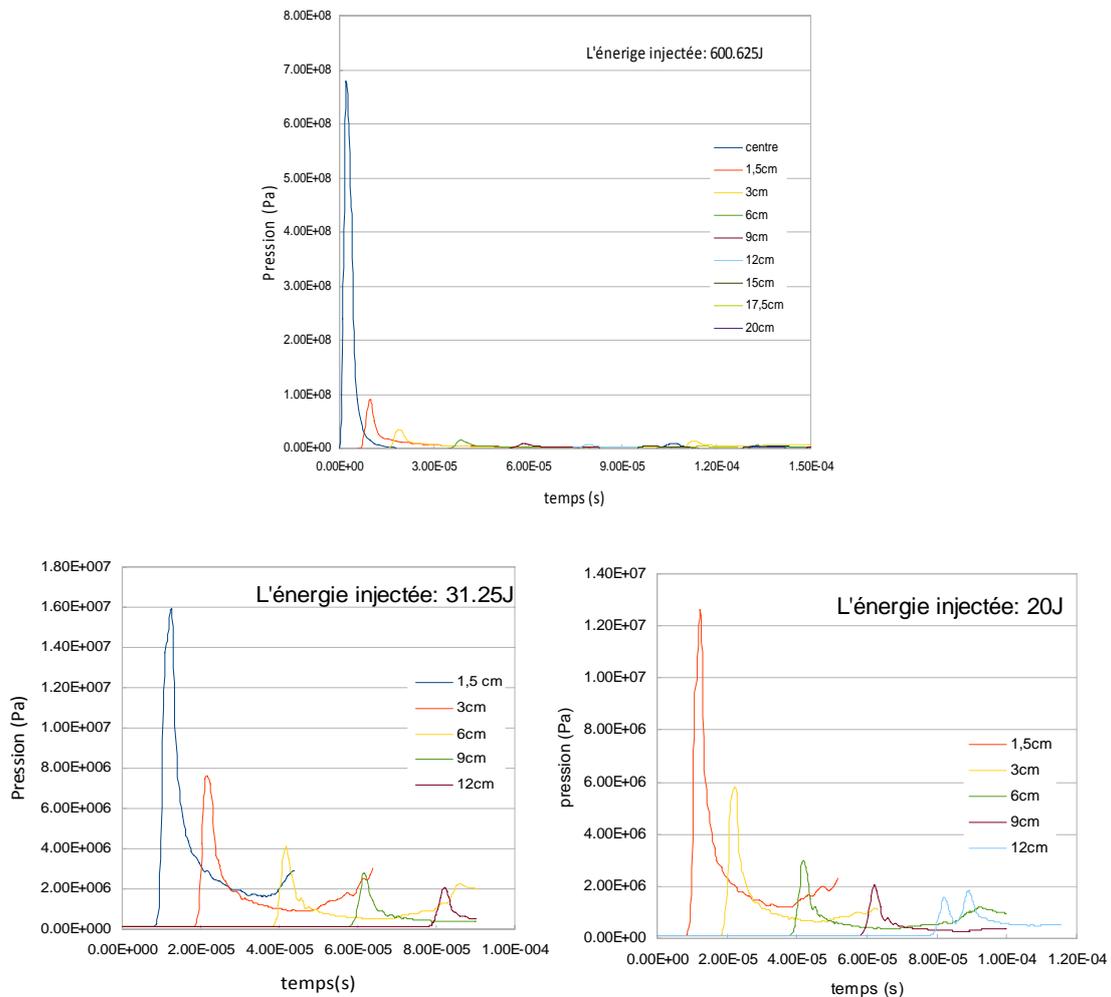


Figure IV-37. Propagation des ondes de chocs numériques en fonction de la distance

On remarque que le niveau maximal de pression ainsi que la forme de l'onde sont globalement bien simulés. Néanmoins le front de montée en pression est plus raide

dans l'expérience que dans la simulation. Ceci pourrait être amélioré par un calcul aux volumes finis. Il pourrait également être dû à un artefact expérimental (nature du capteur de pression).

4.5 Conclusions

Ce chapitre a présenté les principes de modélisation de l'injection d'énergie dans le fluide et traité le problème de la propagation de l'onde dans le fluide et décrit le problème de l'interface fluide-structure. Un modèle diphasique « EAU » a été utilisé avec une injection d'énergie volumique au niveau des électrodes. L'influence et la valeur des principaux paramètres du calcul (la densité de maillage, le coefficient d'amortissement et la constante d'amortissement) ont été mis en évidence et quantifiés à partir d'une campagne expérimentale de quatre essais réalisés avec des niveaux d'énergie et des distances capteur-électrodes variables. Dans le chapitre suivant, nous allons considérer la modélisation de la propagation de l'onde dans le béton avec la prise en compte de l'endommagement du béton. Il sera plus particulièrement abordé, par le biais du calcul numérique, le couplage entre l'endommagement et la perméabilité mis en évidence expérimentalement dans les chapitres 3 et 4.

Chapitre 5 : Simulation de la décharge électrique dans l'eau et la propagation des ondes dans le béton

5.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, un modèle diphasique était présenté et validé par des essais expérimentaux afin de simuler la décharge électrique et la propagation des ondes dans l'eau. Dans ce chapitre, il va être présenté les principes de la simulation de la propagation des ondes de pressions sur la fracturation d'un massif de béton ou de roche. Le comportement du béton est modélisé sous charge dynamique rapide. Ce modèle est basé sur les modèles anisotropes proposés par Desmorat [DES06] et Dubé [DUB94] [DUB96], qui a été présenté dans l'étude bibliographique mais a été modifié sensiblement. Ce modèle couple endommagement et élasticité, et prend en compte l'effet des fermetures des microfissures et la variation des paramètres de correction avec la taille d'élément afin de tenir l'énergie de la rupture G_f constante. Enfin il a été simulé le processus complet de décharge de l'énergie électrique, propagation de l'onde et la fissuration du béton. L'interface entre le fluide et le béton est simulé avec une interface de type FSA. Les simulations de la propagation des ondes de choc dans le puits sont présentées dans ce chapitre. Les simulations numériques sont réalisées avec le code de calcul par éléments finis EUROPLEXUS. Pour diminuer le temps de calcul, dans un premier temps, un quart de cellule a été simulé avec des conditions aux limites symétriques. Par la suite, une cellule entière a été simulée afin de comparer avec la simulation précédente et permettre d'observer le phénomène de localisation des fissures. Enfin, nous avons calculé la perméabilité anisotrope des éprouvettes après l'application d'ondes de choc. Une bonne corrélation est observée entre la perméabilité mesurée et la perméabilité numérique. Finalement, l'objectif final de ce programme d'étude qui était de déterminer le couplage entre l'endommagement et la perméabilité du béton a bien été rempli.

5.2 Principe du modèle anisotrope développé pour le matériau béton

Un modèle anisotrope est développé afin de simuler le comportement du béton sous chargement dynamique. Dans ce modèle, une nouvelle forme de la déformation équivalente est proposée pour simuler la résistance anisotrope en traction et en compression. Nous utilisons la relation entre la contrainte et la déformation équivalente proposée par Desmorat [DES06] qui prend en compte l'effet des fermetures des microfissures. Une loi d'évolution de l'endommagement est développée qui prend en compte la variation des paramètres de correction avec la taille d'élément afin de tenir l'énergie de la rupture G_f constante. En dynamique, on choisit la loi d'évolution de l'endommagement proposée par Dubé [DUB94] afin d'adapter la résistance du matériau en fonction de la vitesse de déformation. Les détails seront présentés par la suite.

5.2.1 Déformation équivalente

La déformation équivalente proposée par Mazars (MAZ84) est utilisée dans les modèles d'endommagement du béton. Dans le modèle Mazars, le béton est considéré endommagé uniquement par la contrainte positive. Donc la déformation équivalente s'écrit :

$$\hat{\varepsilon} = \sqrt{\sum_1^3 \langle \varepsilon_i \rangle_+^2} \quad (\text{V-1})$$

Les comportements des matériaux comme le béton sont fortement anisotropes. La résistance en compression est largement plus grande que la résistance en traction (vers dix fois). Les évolutions d'endommagement en traction et en compression sont différentes. Mazars a choisi deux lois d'endommagement différentes pour les matériaux en traction et en compression. Dans notre cas, une loi unique d'évolution de l'endommagement est utilisée pour les deux cas de chargement. Dans l'état de traction, $\hat{\varepsilon} = \sqrt{\varepsilon^+ : \varepsilon^+} = \varepsilon_1$; Dans l'état en compression, $\hat{\varepsilon} < \sqrt{\varepsilon^+ : \varepsilon^+}$. Cette différence est insuffisante pour représenter la dissymétrie entre la traction et la compression, nous introduisons donc une modification de la déformation équivalente par l'intermédiaire d'un coefficient a .

$$\hat{\varepsilon} = \sqrt{a(\varepsilon^+ : \varepsilon^+) + \frac{1-a}{(1-2\nu)^2} (\langle \text{Tr} \varepsilon \rangle^+)^2} \quad (\text{V-2})$$

Avec $0 < a < 1$. Les paramètres a et b sont identifiés à partir d'essais de fendage.

5.2.2 Loi d'évolution de l'endommagement

Une nouvelle loi d'évolution de l'endommagement est proposée qui prend en compte la variation des paramètres de correction avec la taille d'élément afin de tenir l'énergie de la rupture G_f constante et l'effet de la vitesse de déformation.

5.2.2.1 Endommagement sous sollicitation statique

Quand la structure subit une sollicitation statique, on utilise un modèle d'endommagement avec la fonction seuil :

$$f = \hat{\varepsilon} - \frac{k_0 \varepsilon_r}{(1 - \text{Tr}(D))(\varepsilon_r - k_0) - k_0} \quad (\text{V-3})$$

Où k_0 et ε_r sont les seuils d'endommagement en déformation (voir la figure V-1),

les conditions limites et la fonction seuil s'écrivent:

$$f = 0 \text{ et } \dot{f} = 0 \quad (\text{V-4})$$

La figure V-1 illustre un exemple de l'évolution de l'endommagement. On observe que l'endommagement évolue en trois étapes :

i. Si $\hat{\varepsilon} < k_0$, $d(\hat{\varepsilon}) = 0$. Le matériau est en élastique, la contrainte varie linéaire avec la déformation.

$$\text{ii. Si } k_0 < \hat{\varepsilon} < \varepsilon_r, \quad d(\hat{\varepsilon}) = 1 - \frac{k_0(\varepsilon_r - \hat{\varepsilon})}{\hat{\varepsilon}(\varepsilon_r - k_0)} \quad (\text{V-5})$$

L'endommagement se développe dans le matériau. Le module d'élasticité est diminué. L'incrément d'endommagement $\dot{d}(\hat{\varepsilon})$ est positif. $\dot{D} = \dot{d} \frac{\langle \varepsilon \rangle}{\varepsilon_I}$

iii. Si $\varepsilon_r < \hat{\varepsilon}$, $d(\hat{\varepsilon}) = 1$ Le matériau est complètement endommagé et la résistance du matériau est nulle.

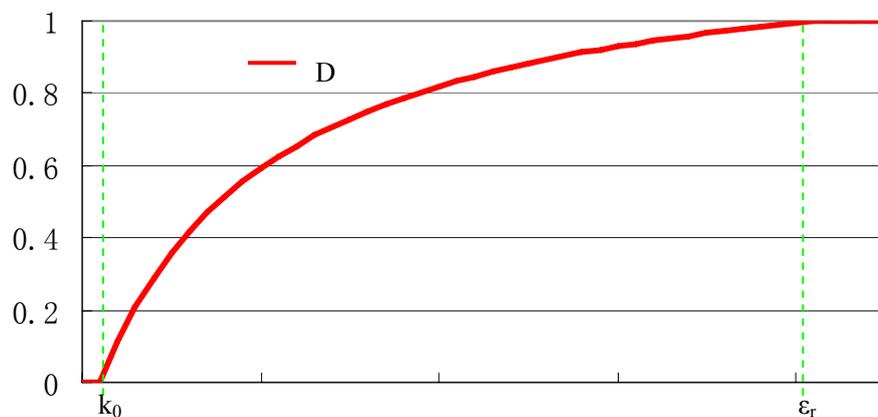


Fig. V-1. Exemple de l'évolution de l'endommagement

A l'aide de la formule V-2, on peut faire varier le paramètre a pour obtenir les résistances du matériau déterminées par les essais de fendage. La relation entre la contrainte et la déformation a une forme identique à celle proposée par Desmorat [DES06] (cf. 1.1.3.1.1). La figure V-2 illustre une courbe contrainte-déformation en traction et en compression ($a=0,2$). Les résistances du matériau présentées dans la figure V-2 sont utilisées dans la simulation suivante.

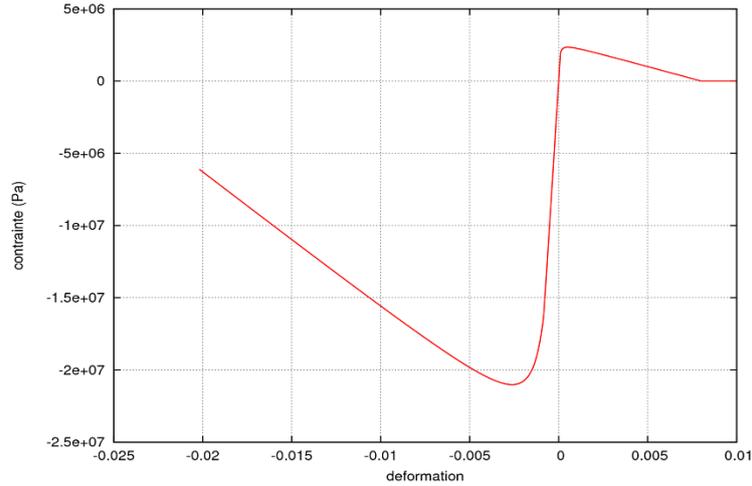


Fig. V-2. Courbe contrainte-déformation en traction et en compression ($a=0,2$)

5.2.2.2 Endommagement sous sollicitation dynamique

Quand la structure subit une sollicitation dynamique, il est nécessaire de choisir une loi d'endommagement différente de celle utilisée en statique. La variation d'endommagement \dot{D}_i est définie par la surface de charge,

$$\dot{D}_i = \lambda \frac{\langle \varepsilon \rangle}{\varepsilon_I} \quad (\text{V-6})$$

L'évolution de l'écroutissage est également définie à partir de la surface de charge,

$$\dot{z}_i = \dot{\lambda} \frac{\partial F_i}{\partial Z_i} = -\dot{\lambda} \quad (\text{V-7})$$

Un multiplicateur d'endommagement $\dot{\lambda}$ prenant en compte l'effet de la vitesse est proposé par Dubé [DUB94] [DUB96],

$$\dot{\lambda} = \frac{1}{M} \left\langle \frac{f}{k_0} \right\rangle^n \quad (\text{V-8})$$

m_i , n_i sont les paramètres de viscosité. L'effet de la vitesse de déformation pour différents paramètres de viscosité est exprimé sur la figure V-3. L'influence des paramètres de viscosité sont précisément présentés sur la figure V-4. Dans la figure V-3 a), le paramètre m est de $1.E-5$, on observe l'influence du paramètre n ; dans la figure V-3 b), $n=0,4$, on voit l'effet du paramètre m sur l'effet de la vitesse. La vitesse de la sollicitation est de $100s^{-1}$.

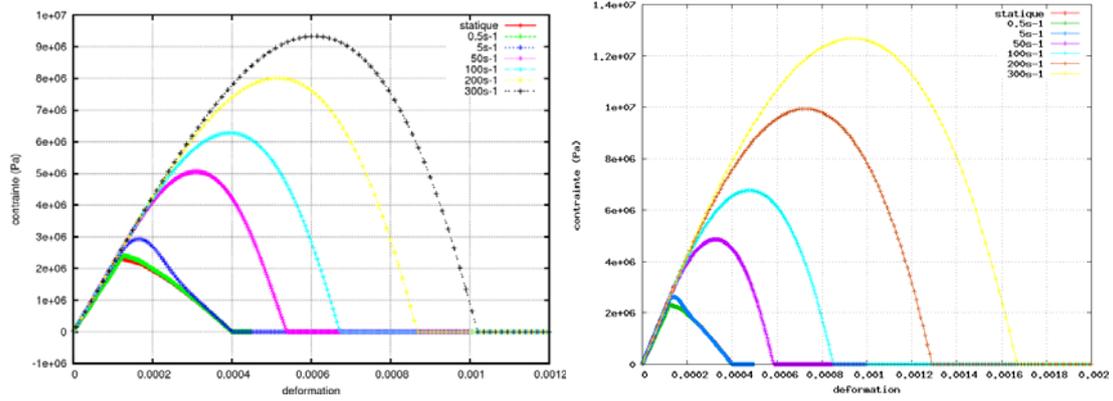


Fig. V-3. Effet de vitesse de la sollicitation dynamique en traction.
a) $m=1.E-5$, $n=1$, b) $m=1.E-5$, $n=0.4$

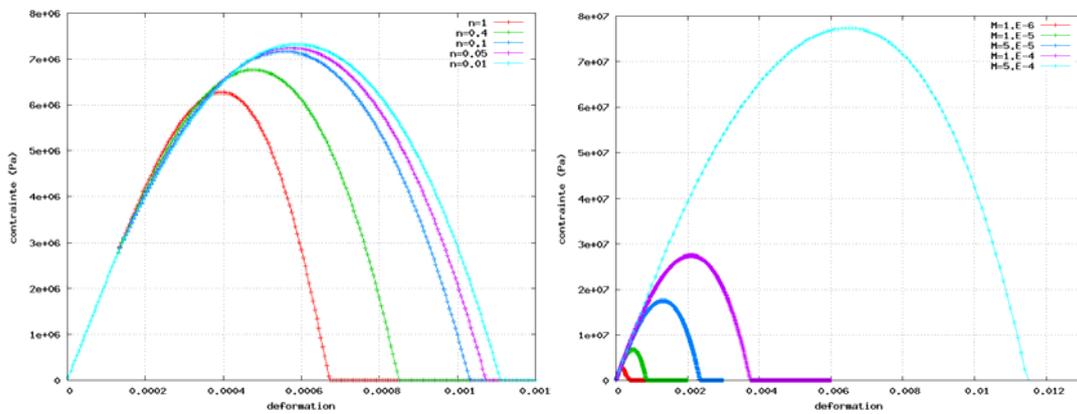


Fig. V-4. Influence des paramètres viscosités sur l'effet de vitesse de la déformation.
a) $v=100s^{-1}$, $m=1.E-5$; b) $v=100s^{-1}$, $n=0.4$

La figure V-3 a) et b) montre qu'une augmentation de la vitesse de la sollicitation entraîne une augmentation de la résistance en traction. La figure V-4 a) montre que, pour une vitesse de déformation donnée et un paramètre m fixés, le paramètre n influence peu la résistance en traction. D'après la figure V-4 b), il apparaît que pour une vitesse de déformation et un paramètre de viscosité n fixés, le paramètre m influence fortement la résistance du matériau.

5.2.3 Calcul de l'énergie de fissuration

L'énergie de fissuration G_f est la somme d'énergie nécessaire pour créer une unité de surface d'une fissure. Elle est liée à la forme du diagramme tension-adoucissement et doit être une caractéristique fixe du matériau.

$$\frac{G_f}{h} = \int_0^{+\infty} \sigma d\varepsilon \quad (V-9)$$

Avec h la taille de l'élément. Dans le modèle utilisé, la relation contrainte-déformation en traction est :

$$\hat{\sigma} = \frac{9\varepsilon_1 E}{(7-2\nu)(1-D_1)^{-1} + 2 + 2\nu} \quad (\text{V-10})$$

A partir des formules V-5 à V-10, on obtient :

$$\sigma_1 = \frac{9E\hat{\varepsilon}k_0(\varepsilon_r - \hat{\varepsilon})}{7\varepsilon_r\hat{\varepsilon} - 2\nu\varepsilon_r\hat{\varepsilon} - 9k_0\hat{\varepsilon} + 2k_0\varepsilon_r + 2k_0\nu\varepsilon_r} \quad (\text{V-11})$$

On divise la formule V-11 par k_0^2 :

$$\sigma_1 = \frac{9E\hat{\varepsilon}\left(\frac{\varepsilon_r}{k_0} - \frac{\hat{\varepsilon}}{k_0}\right)}{7\frac{\varepsilon_r}{k_0}\frac{\hat{\varepsilon}}{k_0} - 2\nu\frac{\varepsilon_r}{k_0}\frac{\hat{\varepsilon}}{k_0} - 9\frac{\hat{\varepsilon}}{k_0} + 2\frac{\varepsilon_r}{k_0} + 2\nu\frac{\varepsilon_r}{k_0}} \quad (\text{V-12})$$

On ajoute deux nouveaux paramètres $\varphi = \frac{\varepsilon_r}{k_0}$, $\xi = \frac{\hat{\varepsilon}}{k_0}$ On écrit la formule V-13 sous

la forme :

$$\sigma_1 = \frac{9Ek_0\xi(\varphi - \xi)}{7\varphi\xi - 2\nu\varphi\xi - 9\xi + 2\varphi + 2\nu\varphi} \quad (\text{V-13})$$

En combinant la formule V-13 et la formule V-9, l'énergie de fissuration s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{G_f}{h} = 9Ek_0^2 \frac{(440\varphi^3 - 440\varphi^2)\log\left(\frac{4}{11\varphi - 11}\right) + 605\varphi^4 - 1210\varphi^3 + 525\varphi^2}{7986\varphi^3 - 32670\varphi^2 + 44550\varphi - 20250} \quad (\text{V-14})$$

Un exemple de la variation de l'énergie de fissuration en fonction de ε_r pour différents seuils d'endommagement en déformation est illustré par la figure V-5.

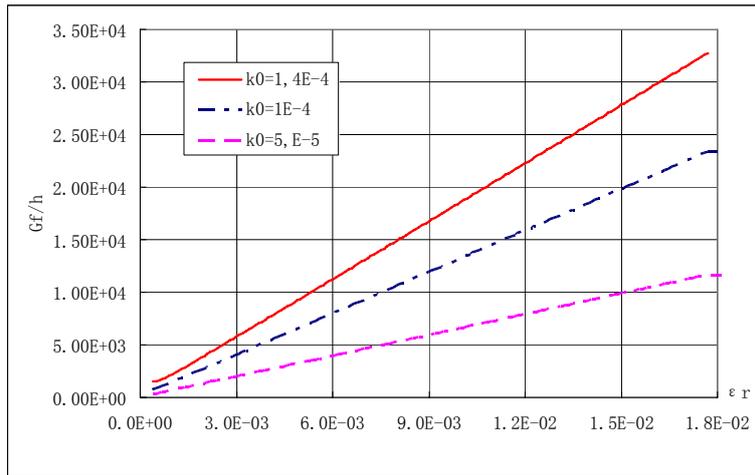


Fig. V-5. Exemple de la variation de l'énergie de fissuration en fonction de ϵ_r

5.3 Principes du calcul de la perméabilité au gaz

Un calcul de la perméabilité anisotrope est réalisé afin d'observer l'effet de choc sur la perméabilité de l'éprouvette de mortier. La perméabilité initiale expérimentale est proche de 1.10^{-17} m^2 . Dans la procédure de mesure de la perméabilité radiale lors de l'expérimentation en puits, les éprouvettes sont surfacées sur les faces supérieures et inférieures afin d'éviter des fuites. La profondeur de surfacage dépend de l'état de l'éprouvette et a pu atteindre 3cm pour certains essais. Donc, pour calculer la perméabilité dans des conditions identiques à celles des essais, on a enlevé 3cm en haut et en bas de l'éprouvette. Comme la hauteur d'éprouvette est de 18cm, l'échantillon simulé a une hauteur de 12cm. La figure V-6 illustre la dimension de l'échantillon surfacé pour la mesure de la perméabilité. L'échelle des couleurs présente le niveau d'endommagement principal.

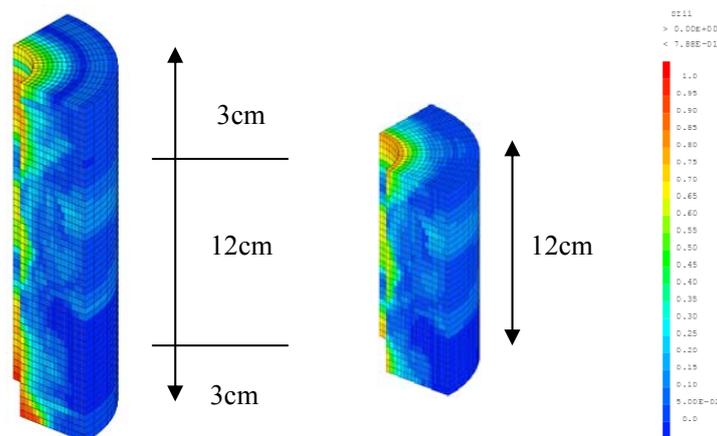


Fig. V-6. Exemple du surfacage de l'échantillon
a) éprouvette initiale b) échantillon coupé

De nombreuses études ont été réalisées sur le couplage de l'endommagement et

de la perméabilité du béton. Picandet [PIC01] a proposé une relation du couplage sous forme exponentielle :

$$K = K_0 \exp((\alpha D)^\gamma) \quad (V-15)$$

Avec D la valeur d'endommagement, K_0 est la perméabilité initiale de l'échantillon, α et γ sont les paramètres. A partir d'une calibration expérimentale, Bary [BAR96] a proposé une relation de couplage :

$$K = K_0 10^{A_D D} \quad (V-16)$$

Avec D la valeur d'endommagement, K_0 est la perméabilité initiale de l'échantillon, A_D est le paramètre du modèle. Pour tenir compte de l'influence d'un fort endommagement sur la perméabilité, Jason [JAS04], [JAS07] a proposé :

$$K = K_0 10^{C(D-D_0)} \quad \text{si } D > D_0 \quad (V-17)$$

$$K = K_0 \quad \text{si } D \leq D_0 \quad (V-18)$$

C est un paramètre et D_0 est le seuil de la perméabilité en endommagement. La figure V-7 présente la comparaison des courbes de la variation du facteur (perméabilité mesurée / perméabilité initiale) en fonction de l'endommagement avec les courbes expérimentales. Les résultats du calcul avec la formule proposée par Jason sont notés « seuil » sur la figure V-7. Dans notre campagne expérimentale, certaines des éprouvettes sont fortement endommagées, il a donc été choisi la formule proposée par Jason pour le calcul de la perméabilité qui tient compte des forts niveaux d'endommagement du matériau.

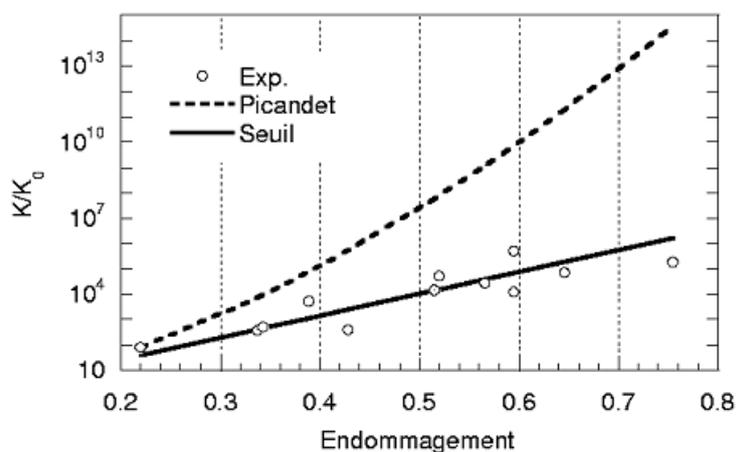


Fig. V-7. Courbes endommagement-perméabilité [JAS04]

Dans un premier temps, une méthode isotrope a été utilisée pour calculer la perméabilité avec l'endommagement principal. Cette méthode suppose que dans chaque élément, sa perméabilité est calculée à partir de la plus grande valeur propre du tenseur d'endommagement. Dans certains cas où par exemple la partie centrale de l'éprouvette a subi un endommagement radial puis le reste un endommagement orthoradial, cette méthode génère des connectivités beaucoup trop élevées et conduit à de trop grandes perméabilités. Finalement, nous avons préféré nous appuyer sur le caractère anisotrope de l'endommagement pour le coupler à la perméabilité anisotrope. Si nous nous plaçons dans la base principale d'endommagement, on considère que l'endommagement dans une direction génère des perméabilités dans les deux directions perpendiculaires. La perméabilité dans une direction est donc liée aux deux valeurs propres d'endommagement dans les directions perpendiculaires. On obtient donc les relations V-19 et V-20.

$$K_i = K_0 10^{C(\text{Max}(D_j, D_k) - D_0)} \quad \text{si } \text{Max}(D_j, D_k) > D_0 \quad (\text{V-19})$$

$$K_i = K_0 \quad \text{si } \text{Max}(D_j, D_k) \leq D_0 \quad (\text{V-20})$$

Les vecteurs propres d'endommagement sont obtenus par la diagonalisation du tenseur d'endommagement principal. Chaque valeur propre du tenseur de conductivité est déterminée à partir de la valeur maximale des deux valeurs propres d'endommagement pour les directions perpendiculaires. Le tenseur de conductivité est calculé dans la base principale d'endommagement.

Un exemple des différences de résultat pour les calculs isotrope et anisotrope est présenté par les figures V-8, V-9. La perméabilité isotrope est égale $7,63 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$. Elle est largement plus grande que la perméabilité anisotrope, $4, \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$ (ce qui justifie l'emploi d'échelles différentes sur les figures). En confinement fort, l'éprouvette est endommagée radialement au centre et tangentiellement à partir milieu d'éprouvette jusqu'à la surface extérieure. Donc au centre de l'éprouvette, les vitesses d'écoulement doivent être verticales ou orthoradiales pour être ensuite verticales ou radiales. L'approche isotrope ne permet pas cette distinction et donne par conséquent des perméabilités beaucoup trop importantes.

Les résultats du calcul isotrope sont illustrés sur la figure V-9 a). La perméabilité est calculée à partir de la plus grande valeur propre de l'endommagement. Par conséquent les différences entre l'endommagement radial et tangentiel sont négligées. Cette méthode ne présente pas la situation réelle. La figure V-9 b) illustre le vecteur de flux avec la méthode anisotrope. Au centre de l'éprouvette, le vecteur de flux est dans la direction verticale et est lié à l'endommagement radial. Ensuite, le vecteur change direction et devient radial vers la surface radiale extérieure de l'éprouvette. La méthode anisotrope représente mieux la réalité.

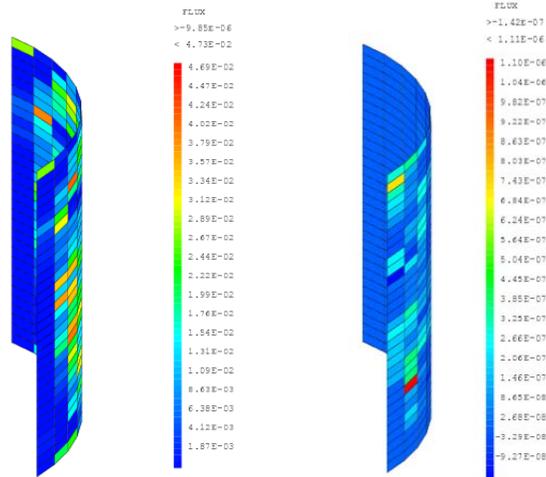


Fig. V-8. Flux sur la surface extérieure de l'éprouvette à 5,11kJ en confinement fort avec méthode a) isotrope b) anisotrope

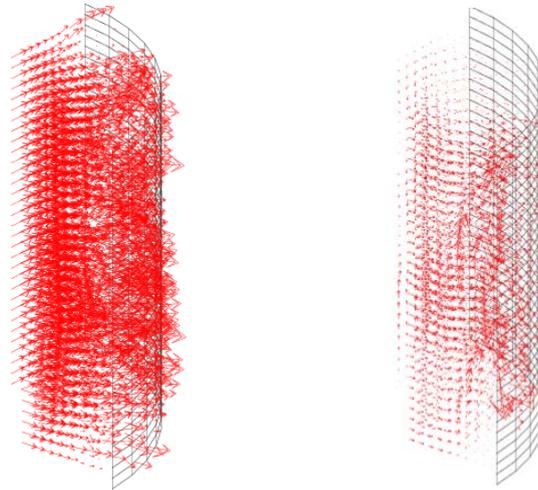


Fig. V-9. Variation des vecteurs de flux dans l'éprouvette à 5,11kJ en confinement fort avec méthode a) isotrope b) anisotrope

Le débit du gaz est calculé avec le modèle Darcy dans le code CAST3M. La perméabilité radiale est calculée à partir du débit avec la fonction proposée par Choinska [CHO06].

$$k = \frac{Q_1 \mu P_2 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{\pi H (P_1^2 - P_2^2)} \quad (\text{V-21})$$

Les paramètres sont illustrés sur la figure V-10. La densité du gaz d'azote est considérée égale à celle correspondant à la moyenne des pressions entre la pression d'entrée P_1 et la pression de sortie P_2 (voir fig. V-10).

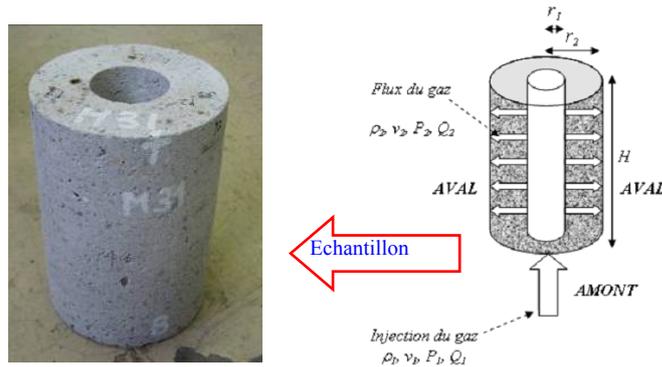


Fig. V-10. Condition et géométrie de l'écoulement radial dans un cylindre troué d'après Choinska et al [CHO06]

5.4 Résultats de la simulation (Simulation de l'expérimentation en puits)

Le modèle précédent est également utilisé dans cette partie de simulation. Pour chaque niveau de confinement, l'évolution de l'endommagement en fonction de l'énergie injectée et le couplage endommagement - perméabilité sont présentés séparément.

Pour diminuer le temps de calcul, un quart de puits a été simulé avec des conditions aux limites symétriques. Le maillage et les conditions aux limites de la simulation sont présentés dans la figure V-11. Le rayon intérieur du mortier est de 2,75cm et le rayon extérieur est de 6,25cm. Le rayon intérieur du bloc de confinement est de 6,25cm et son rayon extérieur est de 25cm. La hauteur de l'éprouvette de mortier et des trois blocs de béton (confinement) bloc de confinement est de 18cm. Les caractéristiques mécaniques du mortier utilisées sont celles du mortier utilisé pour l'expérimentation en puits (voir tableau III-1). Il en est de même pour les blocs de confinement dont les caractéristiques mécaniques sont récapitulées dans le tableau III-2. La relation contrainte-déformation est illustrée par la figure V-12. Les paramètres numériques sont choisis par la courbe contrainte-déformation.

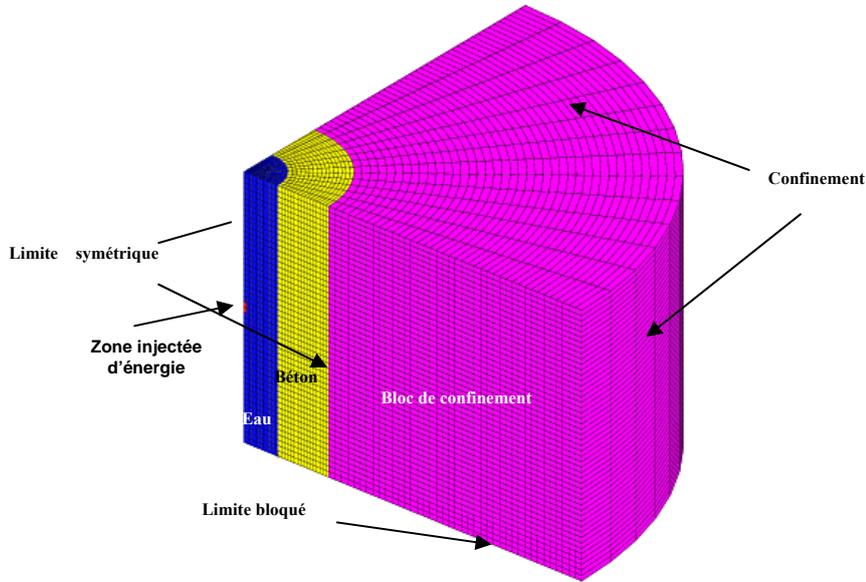


Fig. V-11. Maillage de la simulation de l'expérimentation en puits

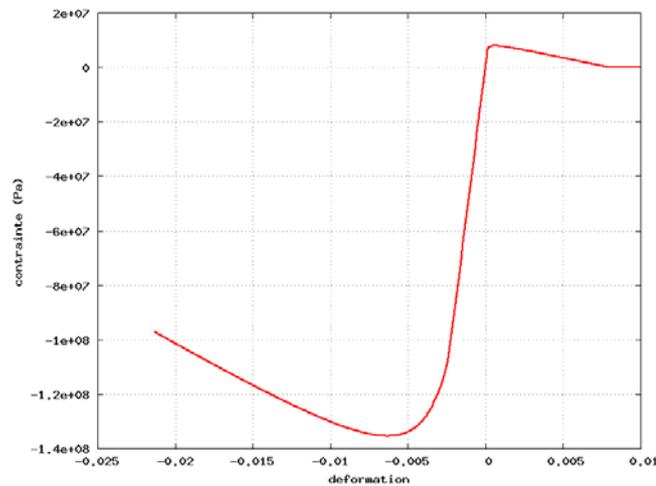


Fig. V-12. Relation contrainte-déformation du béton des blocs de confinement

Dans cette partie de simulation, chaque échantillon simulé subit un confinement initial (avant décharge électrique) pour se rapprocher de conditions in situ à une profondeur comprise entre 1500m et 3000m de profondeur. Trois niveaux de confinement ont été simulés (voir 3.1.3.3):

- IV. Confinement nul : $P_{axiale}=2\text{MPa}$, $P_{radiale}=2\text{MPa}$ (Protocole de serrage : légère pression axiale pour comprimer les joints et éviter les fuites – Serrage radial jusqu'au contact)
- V. Confinement moyen : $P_{axiale}=19.5\text{MPa}$, $P_{radiale}=9.1\text{MPa}$
- VI. Confinement fort : $P_{axiale}=40\text{MPa}$, $P_{radiale}=25\text{MPa}$

5.4.1 Simulation de l'expérimentation en puits en confinement nul

Dans le chapitre trois pour l'expérimentation en confinement nul, on observe que

le seuil de perméabilité en énergie injectée est voisin de 200J pour l'expérimentation en puits. Nous nous sommes limités à une gamme d'énergie proche de l'énergie du seuil. Cette gamme est illustrée par le cadre en pointillés sur la figure V-13. Dans cette partie de la simulation, nous nous sommes limités à étudier la variation d'endommagement à des niveaux d'énergie proches du seuil d'énergie injectée afin d'identifier les paramètres de la simulation à partir des résultats de l'expérimentation. Ensuite, une fois les paramètres identifiés, deux essais avec des énergies relativement importantes ont été simulés pour observer l'évolution de l'endommagement en fonction de l'énergie injectée. Au final, neuf niveaux d'énergie injectée ont été simulés: 0J, 188J, 245J, 330J, 470J, 550J, 724J, 933J et 1,35kJ. Enfin, un puits entier a été simulé avec une énergie injectée de 470J afin d'observer l'influence des conditions de symétrie sur la simulation.

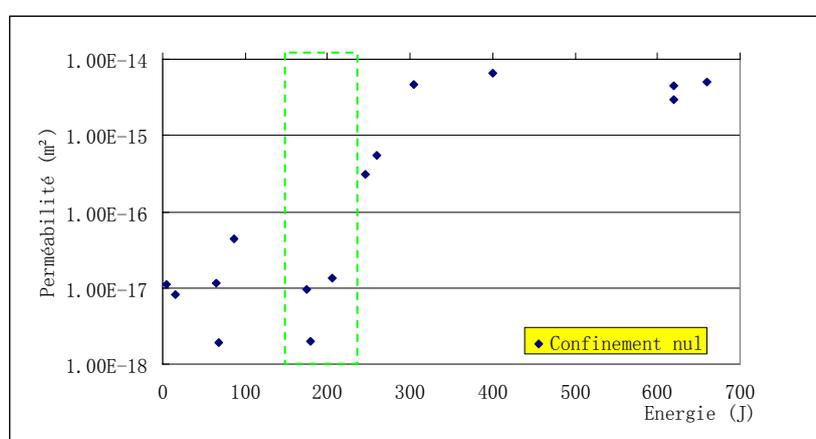


Fig. V-13. Variation de la perméabilité en fonction de l'énergie électrique en confinement nul

5.4.1.1 Evolution de l'endommagement en confinement nul

La figure V-14 illustre la propagation d'onde de pression dans l'eau, la transmission de contrainte isotrope dans l'éprouvette de mortier et le bloc de confinement en fonction du temps. Le bloc de confinement a été pris en compte dans la simulation afin d'éviter l'endommagement de l'éprouvette par la réflexion de l'onde de pression. Dans la simulation, on observe que l'onde de pression se propage dans l'éprouvette de mortier et se transmet dans bloc de confinement. Une très faible réflexion de l'onde de pression dans l'interface entre l'éprouvette et le bloc de confinement est observée : cette réflexion peut être considérée négligeable. L'amplitude de l'onde de pression est atténuée pendant la propagation ; l'échelle de représentation est donc variable au cours du temps pour tous les clichés de la figure V-14. Nous allons présenter les étapes de la propagation. L'évolution de l'endommagement principal en fonction du niveau d'énergie injectée dans l'éprouvette et le bloc de confinement est présentée dans la figure V-15. Sont simplement détaillées les images de l'endommagement principal à 188J, 245J, 330J, 470 J et 1350J. Quand l'énergie injectée est inférieure à 470J, aucun endommagement significatif n'est observé dans le bloc de confinement. A Pour une énergie injectée de

1350J, l'endommagement principal dans le bloc de confinement demeure inférieur à 0,1.

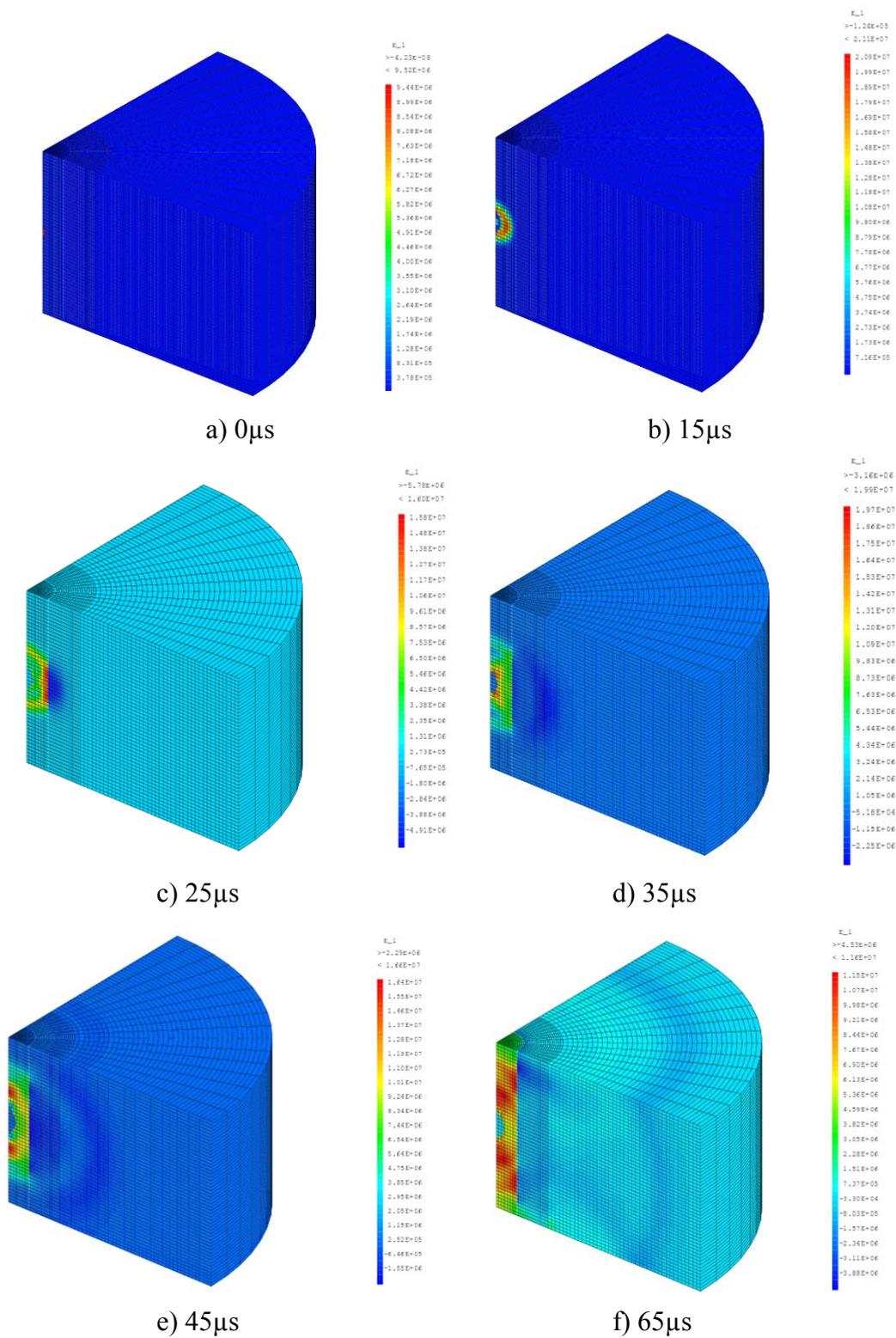


Fig. V-14. Propagation d'onde de pression dans l'eau, l'éprouvette et le bloc de confinement a) $0\mu s$ b) $15\mu s$ c) $25\mu s$ d) $35\mu s$ e) $45\mu s$ f) $65\mu s$

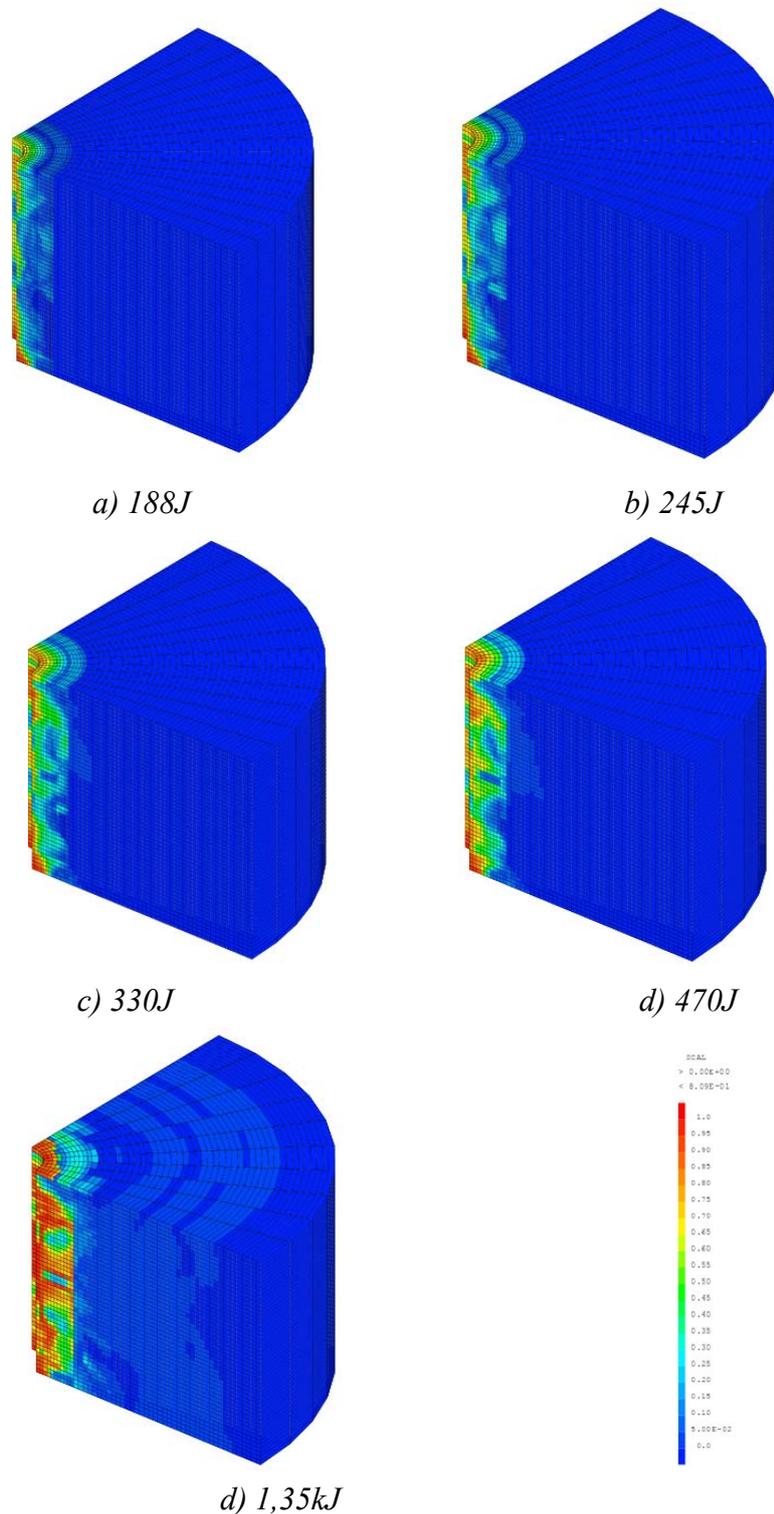


Fig. V-15. Variation de l'endommagement principal dans le bloc de confinement et l'éprouvette aux différents d'énergie. a) 188J b) 245J c) 330J d) 470J e) 1,35kJ

La figure V-16 montre les endommagements tangentiel, radial, vertical et principal dans l'éprouvette sous un seul choc avec une énergie injectée de 188J. Les endommagements radiaux ont une valeur très faible par rapport aux endommagements tangentiels et verticaux. Dans la suite de cette partie de la simulation, on compare

seulement les endommagements tangentiels et principaux en fonction des niveaux d'énergie injectée.

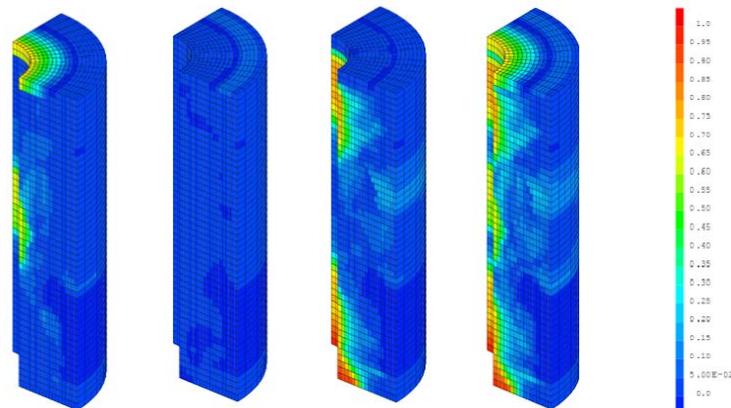


Fig. V-16. Endommagements dans l'éprouvette et le bloc de confinement à 188J.
a) tangential b) radial c) vertical d) principal

La figure V-17 montre les endommagements principaux dans l'éprouvette à 25 μ s, 40 μ s, 50 μ s et 140 μ s avec une énergie injectée de 188J. L'endommagement apparaît à partir de 25 μ s. Entre 25 μ s et 40 μ s, un changement significatif d'endommagement est observé. De 40 μ s à 50 μ s, l'endommagement évolue vers les surfaces supérieures et inférieures de l'éprouvette : ceci est dû aux conditions aux limites. Les endommagements à proximité des surfaces supérieures et inférieures de l'éprouvette sont générés par la réflexion de l'onde sur les surfaces limites. Au-delà de 140 μ s, il n'y a plus de variation évidente de l'endommagement.

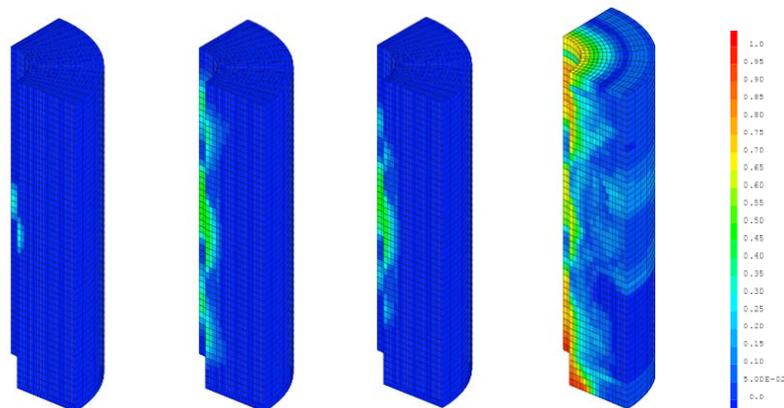


Fig. V-17. Evolution de l'endommagement principal dans l'éprouvette et le bloc de confinement au cours du temps à 188J. a) 25 μ s, b) 40 μ s, c) 50 μ s, d) 140 μ s

Une simulation de la propagation d'onde de pression dans l'eau et l'éprouvette, sans le bloc de confinement est réalisée afin d'observer l'influence de la réflexion d'onde. L'évolution de l'endommagement dans l'éprouvette sans le bloc de confinement au cours du temps pour une énergie de 188J en fonction du temps est illustrée par la figure V-18. L'endommagement évolue jusqu'à 140 μ s. L'endommagement apparaît à partir de 25 μ s. Entre 25 μ s et 50 μ s, un changement significatif d'endommagement est observé. De 50 μ s à 140 μ s, l'endommagement

évolue vers les surfaces supérieures et inférieures de l'éprouvette. Au-delà de $140\mu\text{s}$, aucune variation évidente d'endommagement n'est observée. En comparant les figures V-17 et V-18, on constate qu'à $25\mu\text{s}$, les endommagements commencent à apparaître dans les deux simulations ; jusqu'à $40\mu\text{s}$, les niveaux d'endommagement dans les deux figures sont quasiment identiques. A partir de $40\mu\text{s}$, la valeur de l'endommagement principal dans l'éprouvette pour le calcul sans bloc de confinement demeure toujours supérieure à celle du calcul modélisant le bloc de confinement : ceci permet de mettre en évidence l'influence de la réflexion des ondes de pression.

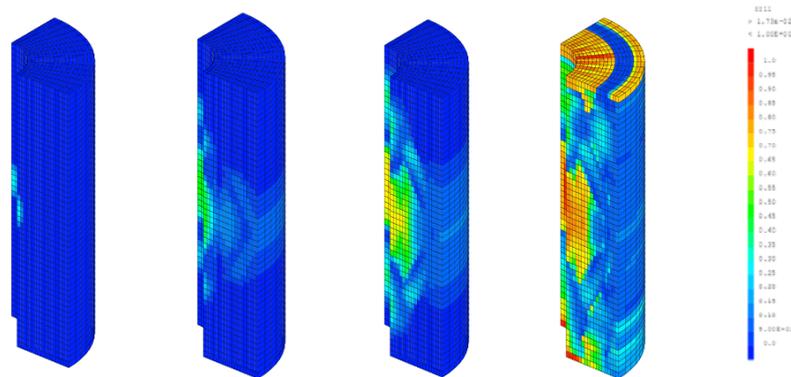


Fig. V-17. Evolution de l'endommagement principal dans l'éprouvette pour le calcul sans bloc de confinement au cours du temps avec une énergie de 188J. a) $25\mu\text{s}$, b) $40\mu\text{s}$, c) $50\mu\text{s}$, d) $140\mu\text{s}$

La figure V-19 montre l'évolution de l'endommagement tangentiel en fonction de l'énergie injectée. L'endommagement évolue faiblement entre 188J et 245J ce qui correspond au seuil de perméabilité en énergie injectée (vers 200J) d'après la figure V-15. De 330J à 470J, l'endommagement évolue rapidement ce qui correspond à une augmentation de la perméabilité. Jusqu'à 1,35kJ d'énergie injectée, un fort endommagement d'éprouvette est illustré par la figure V-19 e). L'évolution de l'endommagement principal en fonction de l'énergie injectée est similaire à l'évolution de l'endommagement tangentiel (voir la figure V-20). Pour chaque niveau d'énergie injectée, l'endommagement principal est légèrement supérieur à l'endommagement tangentiel ce qui traduit une perméabilité quasi isotrope.

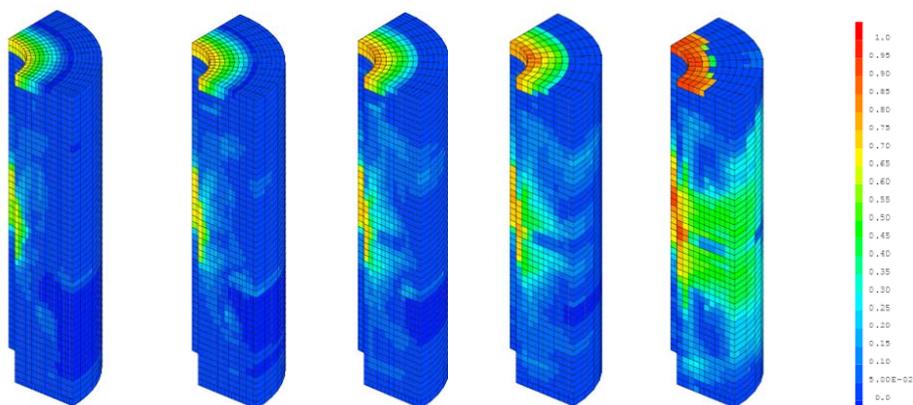


Fig. V-19. Variation de l'endommagement tangentiel dans l'éprouvette aux différents

niveaux d'énergie. a) 188J b) 245J c) 330J d) 470J e) 1,35kJ

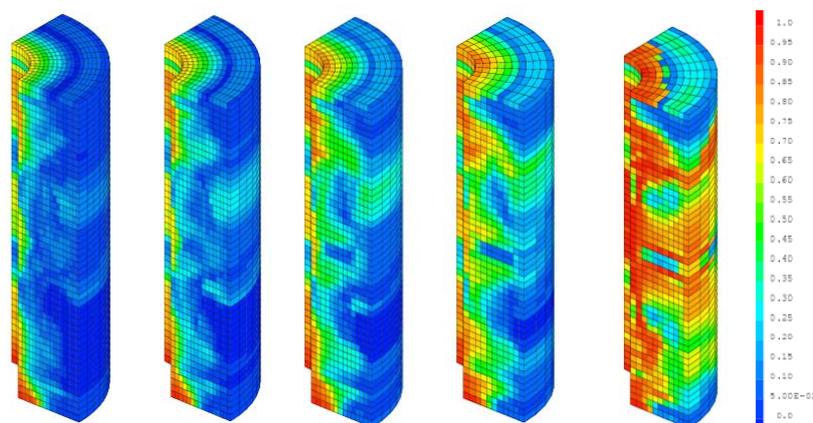


Fig. V-20 Variation de l'endommagement principal dans l'éprouvette aux différents niveaux d'énergie. a) 188J b) 245J c) 330J d) 470J e) 1,35kJ

Enfin, une simulation d'un puits entier avec une énergie injectée 470J est réalisée afin d'observer l'influence des conditions de symétrie dans la simulation. L'endommagement principal de l'éprouvette est illustré par la figure V-21. En comparant la figure V-19 d) et la figure V-21 a) et b), on observe qu'il n'y a pas de différence de niveau d'endommagement à la surface extérieure de l'éprouvette et que la face supérieure est moins endommagée dans le cas de la simulation de l'éprouvette entière que dans le cas de la simulation du quart de l'éprouvette. Ceci est lié aux conditions aux limites différentes. Si l'on examine une coupe verticale d'une éprouvette entière, l'endommagement intérieur de l'éprouvette dans les images V-19 d) et V-21 b) est presque identique que l'on modélise l'éprouvette entière ou seulement un quart. Dans l'expérience en laboratoire, on rectifie les faces supérieures et inférieures avant la mesure de la perméabilité pour obtenir une surface lisse et plane et éviter la fuite. Donc l'endommagement des faces supérieures et inférieures n'influence pas la valeur de la perméabilité. Le calcul considérant seulement un quart de puits avec des conditions aux limites symétriques produit des résultats identiques à ceux issus du calcul d'un puits entier. L'image V-21 c) illustre une coupe horizontale à mi-hauteur d'éprouvette. Les huit fissures principales observées caractérisent le phénomène de la fissuration localisée du béton.

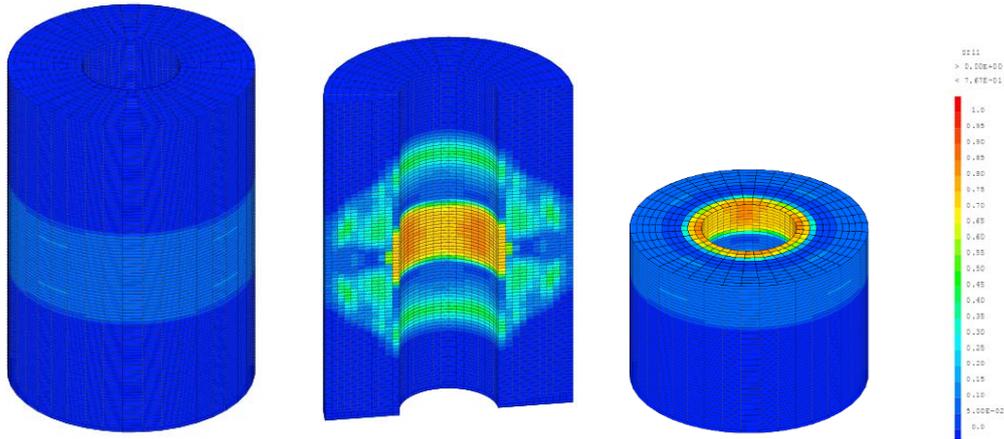


Fig. V-21. Evolution de l'endommagement principal dans l'éprouvette entière à 470J
 a) éprouvette entière, b) coupe verticale, c) coupe horizontale

5.4.1.2 Couplage de l'endommagement et de la perméabilité en confinement nul

La perméabilité anisotrope de l'éprouvette est calculée avec une valeur initiale (dans l'éprouvette vierge) de 1.10^{-17} m² afin de coupler l'endommagement et la perméabilité du béton. La procédure de calcul a été précédemment présentée (cf. 5.3). La figure V-22 illustre les variations de la perméabilité mesurée et simulée en fonction de l'énergie injectée. Les seuils de la perméabilité en énergie injectée sont identiques dans les deux courbes vers 200J. A partir de 200J, les deux courbes évoluent linéairement jusqu'à atteindre 1.10^{-14} m², respectivement, à 350J pour l'essai et à 700J pour la simulation. A partir de 700J, la courbe de la perméabilité simulée est moins pentue et se stabilise vers 7.10^{-14} m². Les formes des deux courbes se superposent quasiment. Ceci traduit une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et numériques.

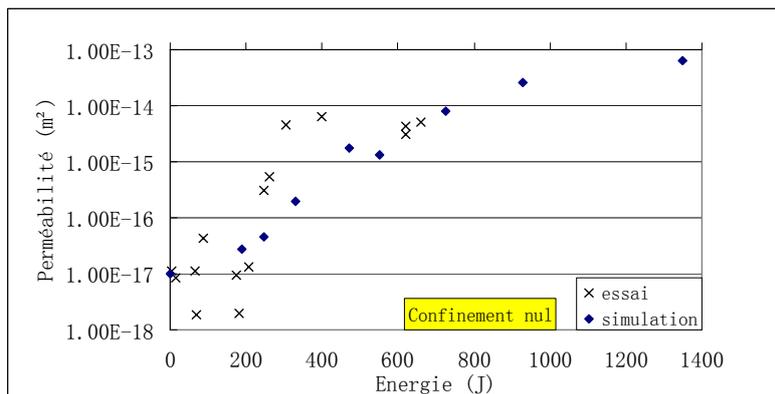


Fig. V-22. Variation de la perméabilité expérimentale et numérique en fonction de l'énergie injectée en confinement nul

La figure V-23 présente la variation du flux transversal en fonction de l'énergie injectée dans la surface extérieure radiale de l'éprouvette. On observe que le débit transversal augmente en fonction de l'énergie injectée. La variation des vecteurs de flux dans l'éprouvette en fonction du niveau d'énergie injectée est présentée dans la

figure V-24. Grâce à ces deux figures, on observe que le gaz traverse uniformément l'éprouvette sous la direction radiale pour une énergie de 188J. Lorsque cette énergie augmente, le chemin transversal du flux est plus en plus localisé ce qui présente une évolution des fissures locales vers une fissure traversante.

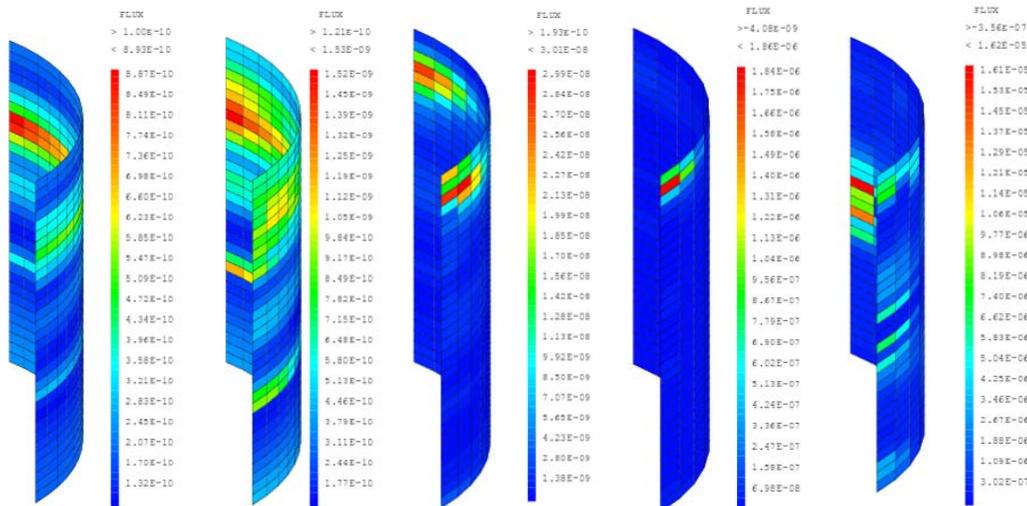


Fig. V-23. Variation du flux dans la surface extérieure radiale de l'éprouvette aux différents niveaux d'énergie. a) 188J b) 245J c) 330J d) 470J e) 1,35kJ

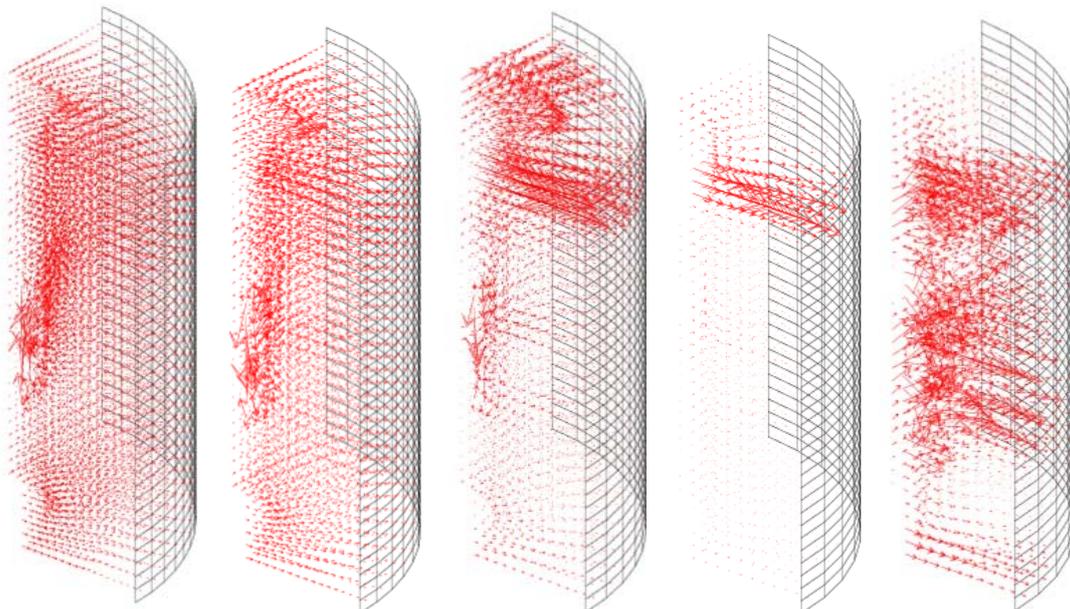


Fig. V-24. Variation des vecteurs de flux dans l'éprouvette aux différents niveaux d'énergie. a) 188J b) 245J c) 330J d) 470J e) 1,35kJ

5.4.2 Simulation de l'expérimentation en puits en confinement moyen

L'évolution de la perméabilité en fonction de l'énergie injectée en confinement moyen est illustrée par la figure V-25. La perméabilité augmente avec l'énergie injectée de manière logarithmique. En conservant les paramètres identifiés pour la simulation en confinement nul, on choisit quatre niveaux d'énergie injectée : 0J, 245J,

550J, 713J, 470J, 933J et 1,35kJ pour observer l'évolution de l'endommagement par rapport à la perméabilité.

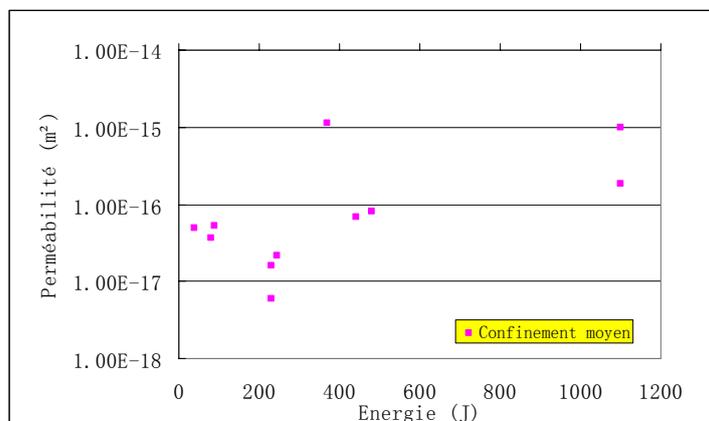


Fig. V-25. Variation de perméabilité en fonction de l'énergie électrique en confinement moyen

Dans le code EUROPLEXUS, les conditions initiales peuvent être appliquées uniquement dans le repère cartésien. Il nous est nécessaire d'appliquer un confinement radial dans le système de coordonnées cylindrique. Ce calcul a, donc, été scindé en trois étapes : tout d'abord, le maillage est généré et les contraintes initiales exercées dans Cast3M. Ensuite, les résultats du calcul sous Cast3M ont été modifiés pour être compatibles avec EUROPLEXUS. Un fichier '.msh' est obtenu pour introduire le maillage dans le calcul sous EUROPLEXUS et un fichier '.k2000' obtenu en même temps inclut les déformations initiales de chaque nœud. Un fichier fortran est utilisé pour changer le fichier '.k2000' précédent en une nouvelle forme '.epx' compatible avec EUROPLEXUS; enfin on introduit le fichier '.msh' pour décrire la géométrie du maillage et le fichier '.epx' pour appliquer les contraintes initiales.

La figure V-26 présente les contraintes initiales de l'échantillon en confinement moyen. On vérifie que la contrainte initiale radiale à l'extérieur d'échantillon est de 9,1MPa et la contrainte initiale verticale est de 19,5MPa ce qui correspond bien aux valeurs du confinement moyen. Dans la figure V-26 b), les contraintes initiales verticales et radiales au centre d'éprouvette ont une valeur inférieure qui prouve que l'éprouvette est endommagée par le confinement. En complément aux contraintes initiales, on trace les déformations initiales et l'endommagement initial pour observer l'influence des contraintes initiales sur le comportement du béton respectivement dans les figures V-27 et V-28. Aucun endommagement tangentiel et vertical initial n'est observé. L'endommagement initial radial est illustré dans la figure V-28 a). Une couche au milieu du cylindre creux est fortement endommagée. Dans la figure V-27 a), la déformation initiale radiale au milieu du cylindre creux est positive, la couche du milieu est sollicitée en traction.

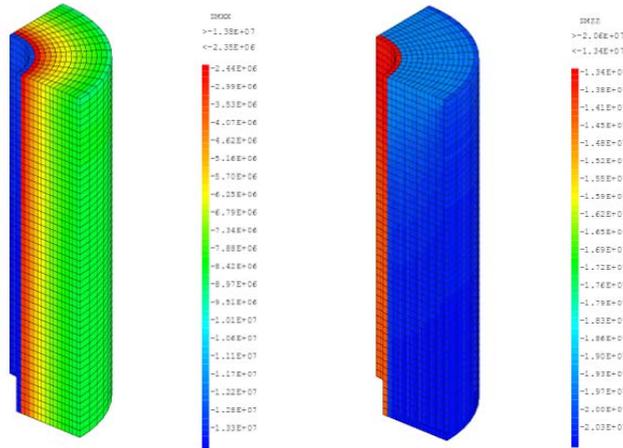


Fig. V-26. Contraintes initiales de l'échantillon en confinement moyen
 a) radiale b) verticale

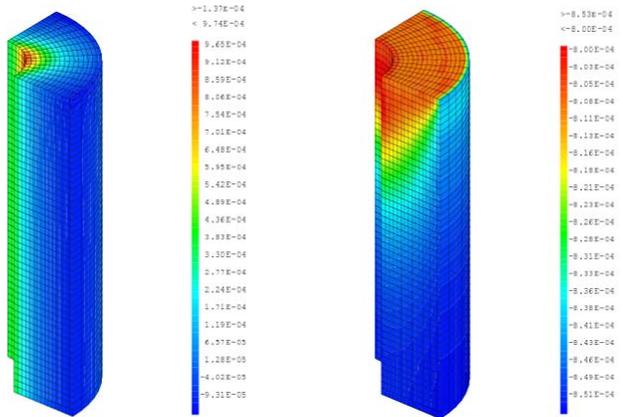


Fig. V-27. Déformations initiales de l'échantillon en confinement moyen
 a) radiale b) verticale

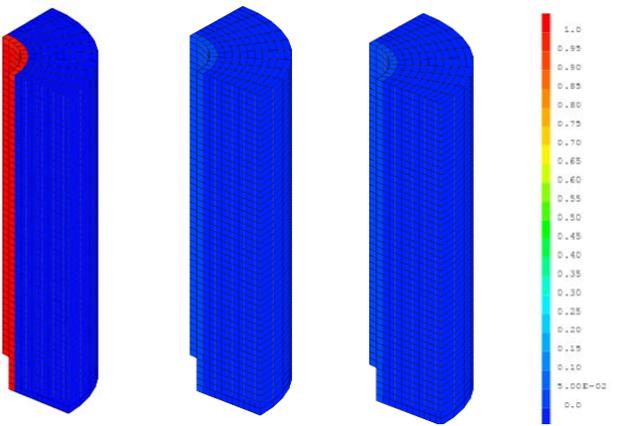


Fig. V-28. Endommagements initiaux de l'échantillon en confinement moyen
 a) radial b) tangential c) verticale

Une méthode identique à celle de l'étalonnage de la phase expérimentale est adoptée (§ 3.1.3.3.1) pour calculer la déformation radiale au centre du cylindre creux.

On rappelle, que, dans le cylindre creux, la déformation radiale est définie par :

$$\varepsilon_{rr} = A - \frac{B}{r^2} \quad (V-22)$$

Avec $A = \frac{1}{2\mu(2\mu + 3\lambda)} \left[\frac{b^2 P_e (2\mu + \lambda)}{(a^2 - b^2)} + \lambda P_z \right]$ et $B = \frac{a^2 b^2 P_e}{2\mu(a^2 - b^2)}$

En calculant la déformation au centre du cylindre creux ($r=a$), on a

$$\varepsilon_{rr} = \frac{\lambda}{2\mu(2\mu + 3\lambda)} \left(\frac{2b^2}{b^2 - a^2} P_e + P_z \right) \quad (V-23)$$

En confinement moyen, le confinement radial $P_e = 9,1MPa$ et le confinement vertical $P_z = 19,5MPa$. On obtient $\varepsilon_{rr} = 5,74 \times 10^{-4}$. Le seuil d'endommagement en déformation de l'éprouvette de mortier dans notre simulation $\varepsilon_{d0} = 1,13E - 4$. Il est donc évident que le cylindre creux est endommagé en son centre (voir la figure V-28).

5.4.2.1 Evolution de l'endommagement en confinement moyen

La figure V-29 montre l'évolution de l'endommagement tangentiel en fonction de l'énergie injectée en confinement moyen. Il n'y a pas d'endommagement significatif dans l'éprouvette ayant subi une énergie égale à 245J. Lorsque l'énergie injectée varie de 245J à 1,34kJ, l'endommagement évolue en fonction de l'énergie injectée traduisant une augmentation de la perméabilité.

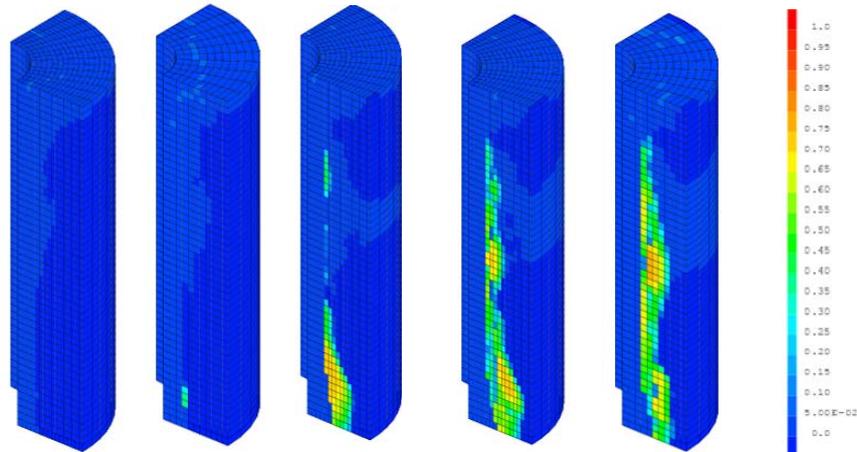


Fig. V-29. Variation de l'endommagements tangentiel dans l'éprouvette aux différents niveaux d'énergie a) 245J b) 470J c) 713 d) 933J e) 1,34kJ

La figure V-30 illustre la variation d'endommagement radial dans l'éprouvette en fonction du niveau d'énergie injectée. L'endommagement radial évolue légèrement en fonction du niveau d'énergie injectée. L'endommagement premier principal est la superposition des endommagements tangentiel, radial et vertical. L'évolution de l'endommagement premier principal en fonction de l'énergie injectée est similaire à l'évolution de l'endommagement tangentiel (cf. figure V-31). En comparant les images V-29, V-30 et V-31, l'endommagement premier principal se superpose à l'endommagement tangentiel et radial : ceci traduit un faible endommagement vertical. L'endommagement tangentiel est le plus important des trois endommagements. Les différences d'évolution de l'endommagement tangentiel, radial et vertical en fonction du niveau d'énergie injectée montre que l'endommagement est anisotrope.

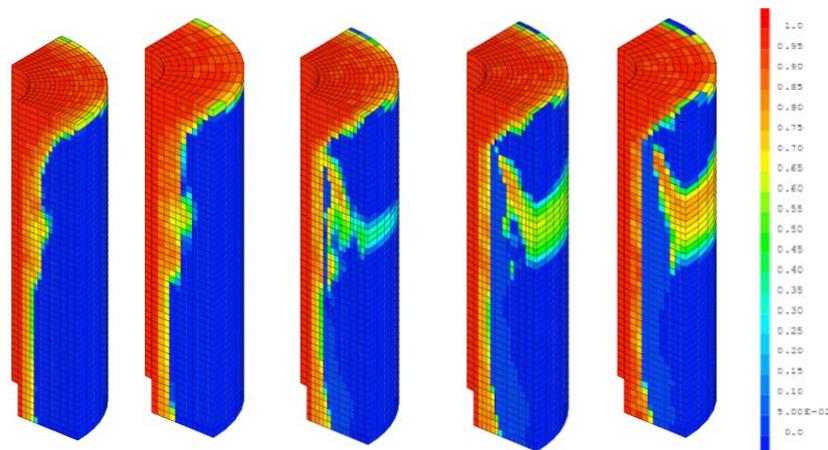


Fig. V-30. Variation de l'endommagement radial dans l'éprouvette aux différents niveaux d'énergie a) 245J b) 470J c) 713 d) 933J e) 1,35kJ

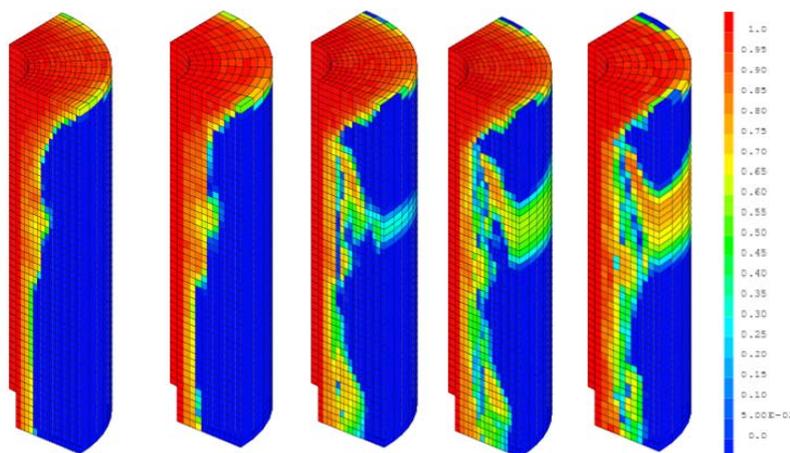


Fig. V-31. Variation de l'endommagement principal dans l'éprouvette à différents des niveaux d'énergie a) 245J b) 470J c) 713 d) 933J e) 1,35kJ

La figure V-32 illustre les endommagements principaux dans l'éprouvette à 0 μ s, 25 μ s, 35 μ s, 40 μ s, 45 μ s, 85 μ s et 140 μ s pour le calcul avec une énergie injectée de 1,35kJ. L'endommagement apparaît à partir de 25 μ s puis évolue jusqu'à 140 μ s. Jusqu'à 35 μ s, l'endommagement traverse radialement l'éprouvette. Entre 35 μ s et 85 μ s, un changement significatif du faciès d'endommagement est observé. De 85 μ s à

140 μ s, l'endommagement varie légèrement. Au-delà de 140 μ s, il n'apparaît plus d'évolution significative de l'endommagement.

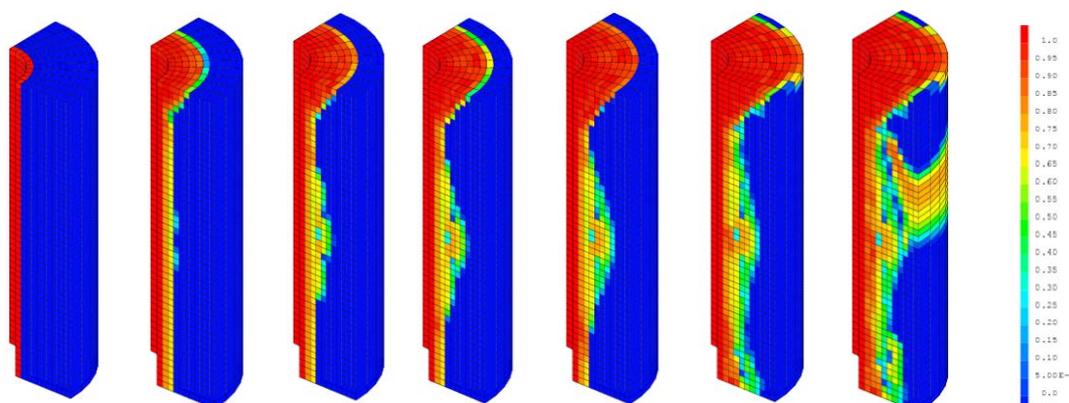


Fig. V-32. Evolution de l'endommagement du béton au cours du temps à 1,35kJ
 a) 0 μ s, b) 25 μ s, c) 35 μ s, d) 40 μ s, e) 45 μ s, f) 85 μ s, g) 140 μ s

5.4.2.2 Couplage de l'endommagement et de la perméabilité en confinement moyen

La perméabilité anisotrope de l'éprouvette est calculée avec une valeur initiale (dans l'éprouvette vierge) de 1.10^{-17} m². La procédure de a été présentée dans un paragraphe précédent (cf. chapitre 5.3). La figure V-33 illustre les variations de la perméabilité mesurée et simulée en fonction de l'énergie injectée. La perméabilité à 0J présente l'effet du confinement sur la perméabilité. Pour la perméabilité mesurée, aucun chargement significatif n'est observé avant et après le confinement. Pour la perméabilité mesurée numériquement, une valeur de $1,12 \cdot 10^{-17}$ m² est obtenue après application du confinement : ceci prouve que le confinement ne modifie que très faiblement la valeur de la perméabilité. Les deux courbes évoluent linéairement avec l'intensité d'énergie injectée. Les deux courbes sont quasiment superposées illustrant ainsi une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et numériques.

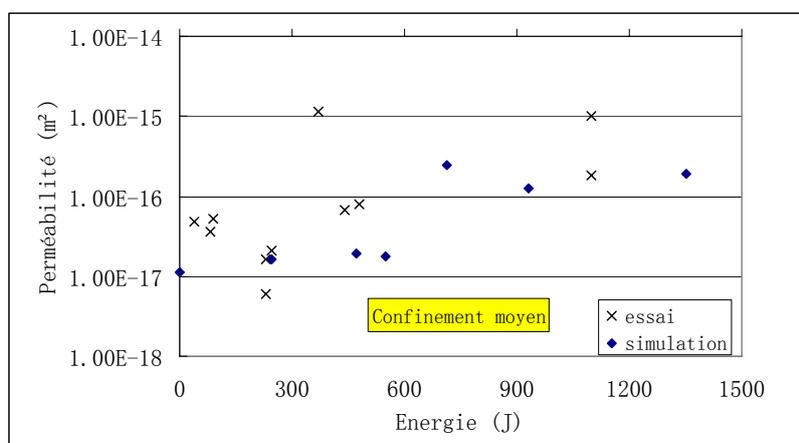


Fig. V-33. Variation de la perméabilité expérimentale et numérique en fonction de l'énergie injectée en confinement moyen

La figure V-34 présente la variation du flux transversal à travers la surface extérieure radiale de l'éprouvette en fonction de l'énergie injectée. Il apparaît que le débit transversal augmente en fonction de l'énergie injectée. La variation des vecteurs de flux dans l'éprouvette en fonction du niveau d'énergie injectée est présentée par les figures V-35 et V-36. Dans les trois figures, au centre de l'éprouvette, le chemin du flux est parallèle à l'axe de l'éprouvette traduisant une perméabilité verticale liée à l'endommagement radial généré par le confinement. Jusqu'à un certain niveau d'énergie injectée, la perméabilité verticale est perpendiculaire à la perméabilité radiale générée par les endommagements tangentiels et verticaux dus à l'effet de choc. La perméabilité radiale augmente avec le niveau de l'énergie injectée ; ce qui traduit l'évolution du réseau des fissures.

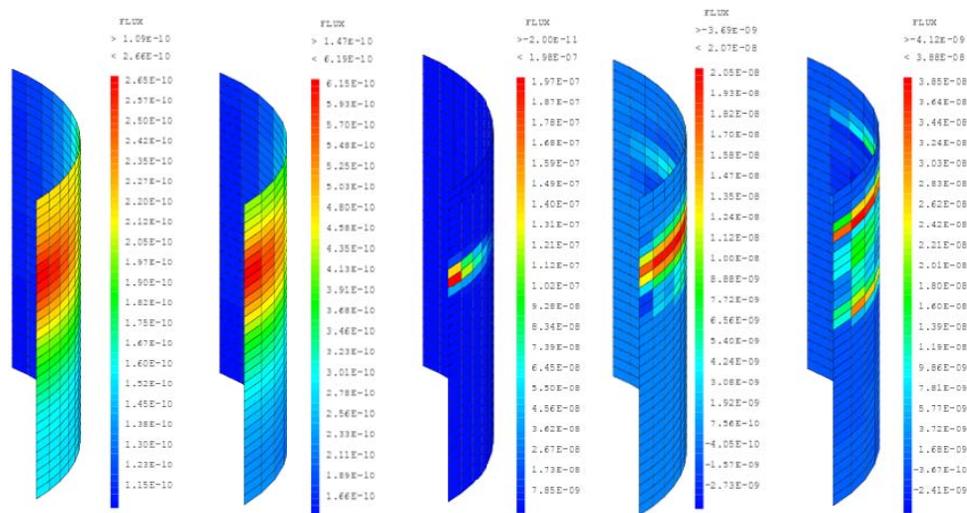


Fig. V-34. Variation du flux dans la surface extérieure radiale de l'éprouvette à différents niveaux d'énergie. a) 245J b) 470J c) 713 d) 933J e) 1,35kJ

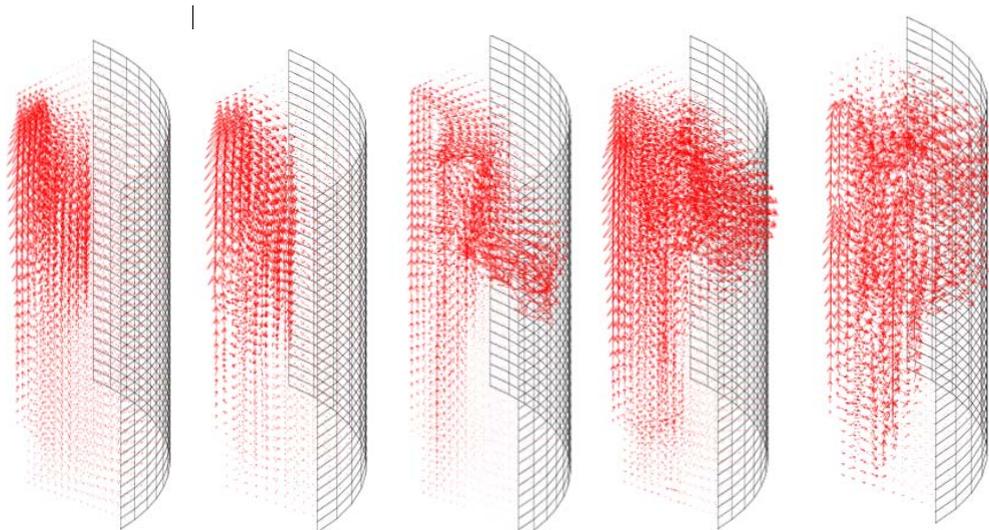


Fig. V-35. Variation des vecteurs de flux dans l'éprouvette à différents niveaux d'énergie. a) 245J b) 470J c) 713 d) 933J e) 1,35kJ

l'énergie injectée est inférieure à 5kJ, la perméabilité croît faiblement et de manière linéaire avec l'énergie injectée et demeure proche de $1. 10^{-17} \text{ m}^2$. Si l'énergie injectée varie de 5kJ à 6,5kJ, la perméabilité augmente brutalement jusqu'à atteindre $1. 10^{-15} \text{ m}^2$. Au-delà de 6,5kJ, la perméabilité reste quasiment constante. A partir des paramètres identifiés dans la simulation en confinement nul, on choisit huit niveaux d'énergie injectée (0J, 470J, 1,35J, 2,24kJ, 5,11kJ, 7,1kJ, 11,4kJ et 15,352kJ) pour observer séparément l'évolution de l'endommagement pour des faibles niveaux d'énergie (inférieurs à la valeur seuil) et des forts niveaux d'énergie (supérieurs à la valeur seuil).

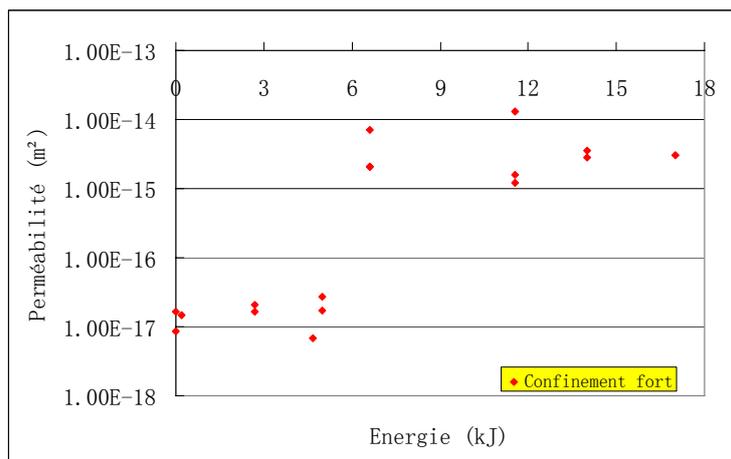


Fig. V-37. Variation de la perméabilité en fonction de l'énergie injectée en confinement fort

La figure V-38 présente les contraintes initiales de l'échantillon en confinement moyen. On vérifie que la contrainte initiale radiale à l'extérieur de l'échantillon est de 25MPa et la contrainte initiale verticale est de 40MPa ce qui bien correspond bien aux valeurs du confinement fort. Les contraintes initiales sont appliquées de la même manière que lors du calcul en confinement moyen. Dans la figure V-38 b), la contrainte initiale verticale au centre de l'éprouvette a une valeur inférieure traduisant ainsi que l'éprouvette est endommagée par le confinement.

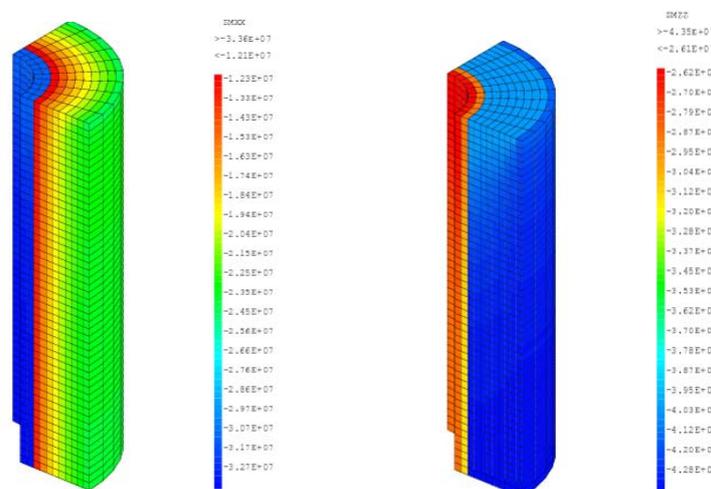


Fig. V-38. *Contraintes initiales de l'échantillon en confinement fort*

a) radiales b) verticales

On représente l'endommagement initial et les déformations initiales pour observer l'influence des contraintes initiales sur le comportement du béton. Aucun endommagement tangentiel et vertical initial n'est observé, l'endommagement initial radial est illustré par la figure V-39 a). Une couche au milieu du cylindre creux est fortement endommagée. Dans la figure V-39 b), la déformation initiale radiale au milieu du cylindre creux est positive, la couche médiane est sollicitée en traction. Comme lors de l'étude de l'éprouvette sous confinement moyen, aucun endommagement tangentiel et vertical initial n'est observé, l'éprouvette seulement endommagée au centre dans le sens radial. Le niveau d'endommagement initial radial est supérieur à celui calculé en confinement moyen en raison des contraintes supérieures subies par l'échantillon de mortier.

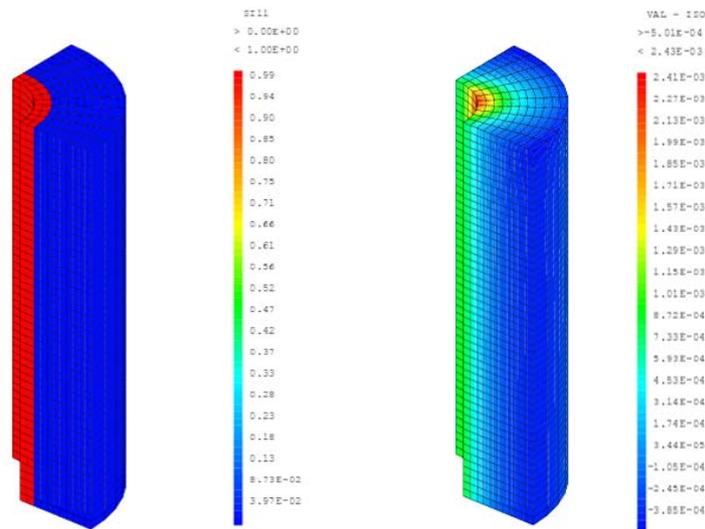


Fig. V-39. *a) endommagement initial radial b) déformation initiale radiale de l'échantillon en confinement fort*

Tout comme pour le calcul sous confinement moyen, la contrainte initiale radiale est positive. A partir de la mécanique des milieux continus, on calcule, au centre du cylindre creux, la déformation radiale ε_{rr} égale à $1,029 \cdot 10^{-3}$, soit une valeur sensiblement supérieure au seuil d'endommagement en déformation ($1,13 \cdot 10^{-4}$). Le centre de l'éprouvette est endommagé par la contrainte initiale.

5.4.3.1 Evolution de l'endommagement en puits en confinement fort

La figure V-40 montre l'évolution de l'endommagement tangentiel en fonction de l'énergie injectée en confinement fort. Il n'y a pas d'endommagement significatif dans l'éprouvette ayant subi 470J. Pour des niveaux d'énergie de 470J à 2,24kJ, l'endommagement évolue et apparaît à la surface extérieure de l'éprouvette traduisant

une augmentation de la perméabilité. Jusqu'à un niveau de 7,1kJ, un fort endommagement tangentiel d'éprouvette illustré par la figure V-40 c) présente une grande augmentation de la perméabilité par rapport à 2,24kJ. Dans la figure V-40 e), l'éprouvette subit une énergie de 11,4kJ ; l'endommagement tangentiel évolue légèrement par rapport à l'éprouvette soumise à 7,1kJ. Cette faible variation de l'endommagement tangentiel illustre la quasi constance de la perméabilité.

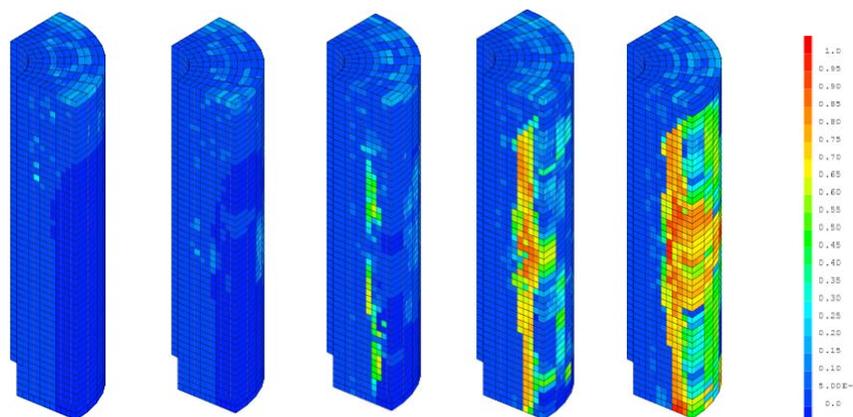


Fig. V-40. Variation de l'endommagement tangentiel dans l'éprouvette à différents niveaux d'énergie a) 470J b) 2,24kJ c) 5,11kJ d) 7,1kJ e) 11,4kJ

La variation d'endommagement radial dans l'éprouvette aux différents niveaux d'énergie injectée est illustrée par la figure V-41. L'endommagement radial diminue légèrement en fonction du niveau d'énergie injectée. L'endommagement premier principal représente la superposition des endommagements tangentiel, radial et vertical. L'évolution de l'endommagement premier principal en fonction de l'énergie injectée est similaire à celle de l'évolution de l'endommagement tangentiel (cf. figure V-42), mais l'évolution est moins évidente. D'après les évolutions de l'endommagement tangentiel, radial et vertical en fonction du niveau d'énergie injectée, on constate que l'endommagement évolue de manière anisotrope. Par la suite, un modèle anisotrope sera nécessaire pour le calcul de la perméabilité.

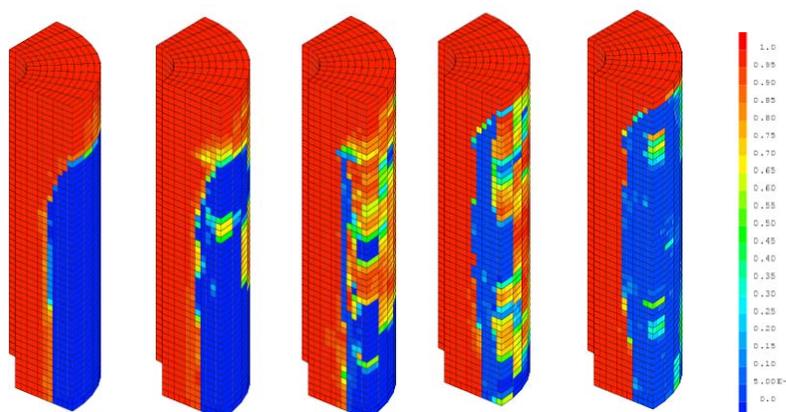


Fig. V-41. Variation de l'endommagement radial dans l'éprouvette aux différents niveaux d'énergie. a) 470J b) 2,24kJ c) 5,11kJ d) 7,1kJ e) 11,4kJ

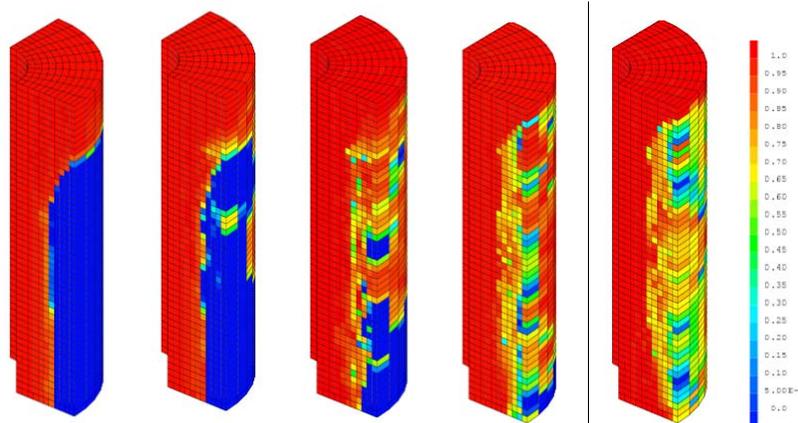


Fig. V-42. Variation de l'endommagement principal dans l'éprouvette à différents niveaux d'énergie a) 470J b) 2,24kJ c) 5,11kJ d) 7,1kJ e) 11,4kJ

La figure V-43 montre les endommagements principaux dans l'éprouvette à $0\mu s$, $15\mu s$, $35\mu s$, $55\mu s$ et $140\mu s$ pour le calcul avec une énergie injectée de 11,4kJ. L'endommagement apparaît à partir de $15\mu s$. Jusqu'à $35\mu s$, l'endommagement se propage à travers l'épaisseur radiale de l'éprouvette. Entre $35\mu s$ et $55\mu s$, un changement significatif d'endommagement est observé. De $55\mu s$ à $140\mu s$, l'endommagement varie légèrement. Au-delà de $140\mu s$, l'endommagement n'est pas modifié significativement.

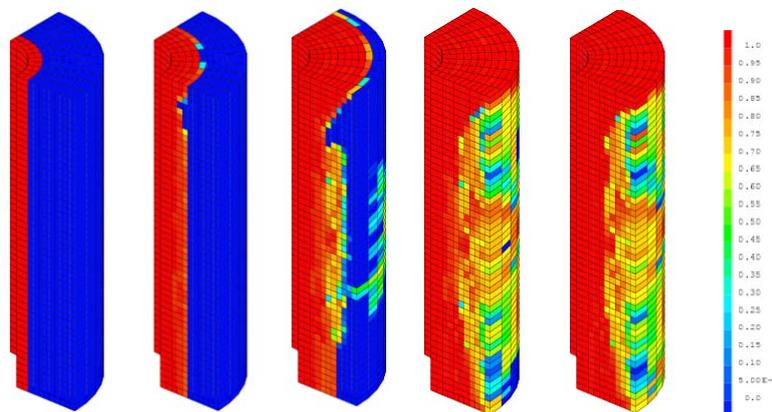


Fig. V-43. Evolution de l'endommagement du béton au cours du temps avec une énergie égale à 11,4kJ a) $0\mu s$, b) $15\mu s$, c) $35\mu s$, d) $55\mu s$, e) $140\mu s$

5.4.3.2 Couplage entre l'endommagement et la perméabilité en confinement fort

Comme précédemment, la perméabilité anisotrope de l'éprouvette est calculée avec une valeur initiale (dans l'éprouvette vierge) égale à 1.10^{-17} m^2 . La méthode de calcul est présentée dans le paragraphe 5.3. La figure V-44 illustre les variations de la perméabilité mesurée et simulée en fonction de l'énergie injectée. La perméabilité pour une énergie nulle présente l'effet du confinement sur la perméabilité. Pour la perméabilité mesurée, aucun changement significatif n'est observé avant et après application du confinement. Pour la perméabilité numérique, une valeur de la perméabilité $1,26 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ après le confinement prouve qu'aucune influence

significative du confinement sur la perméabilité n'est mise en évidence. Trois zones séparées sont observées dans la courbe de la perméabilité numérique en fonction du niveau d'énergie injectée. La perméabilité numérique augmente linéairement et fortement en fonction de l'énergie injectée jusqu'à un niveau de 2,5kJ. Les valeurs sont plus élevées que les résultats expérimentaux, certainement à cause d'une surestimation d'endommagement due au confinement. Entre 2,5kJ et 8kJ, la courbe croît mais la valeur de la pente diminue ; pour des niveaux supérieurs à 8kJ, la perméabilité numérique reste constante avec une valeur proche de 8.10^{-15} m^2 . Au delà de 8kJ, les deux courbes sont presque confondues : les résultats numériques coïncident avec les résultats expérimentaux.

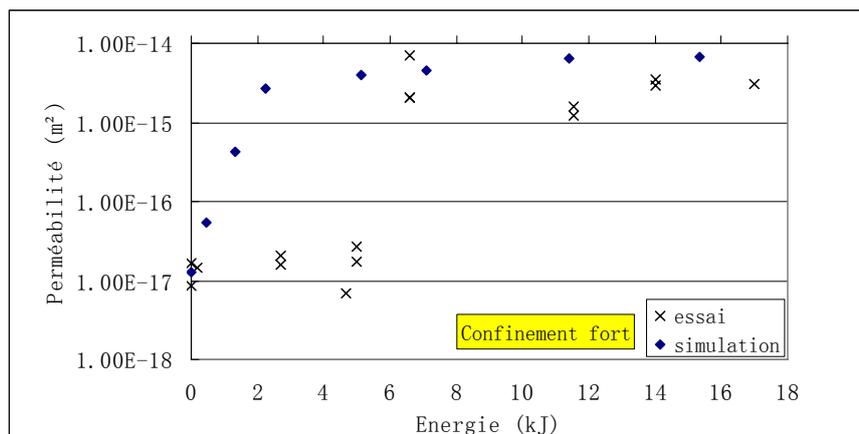


Fig. V-44. Variation de la perméabilité expérimentale et numérique en fonction de l'énergie injectée en confinement fort

La figure V-45 présente la variation du flux transversal à travers la surface extérieure radiale de l'éprouvette en fonction de l'énergie injectée. On observe que le débit transversal augmente avec l'énergie injectée. La variation des vecteurs de flux dans l'éprouvette en fonction du niveau d'énergie injectée est présentée dans la figure V-46. Dans les deux figures V-45 et V-46, Pour les faibles niveaux d'énergie, le chemin du flux, au centre de l'éprouvette, est parallèle à l'axe de l'éprouvette : la perméabilité est verticale et liée à l'endommagement radial généré par le confinement. Dans la partie supérieure de l'éprouvette, le chemin du flux suit le sens radial la perméabilité devient radiale ; ceci est dû à l'endommagement vertical produit par le fort niveau de confinement vertical. Pour les forts niveaux d'énergie, le flux traverse radialement la surface extérieure de l'éprouvette sur toute sa hauteur traduisant, ainsi, des microfissures essentiellement radiales dans le mortier. La perméabilité radiale, créée par l'endommagement tangentiel, augmente avec le niveau d'énergie injectée. Ceci traduit la formation de fissures radiales bien observées expérimentalement.

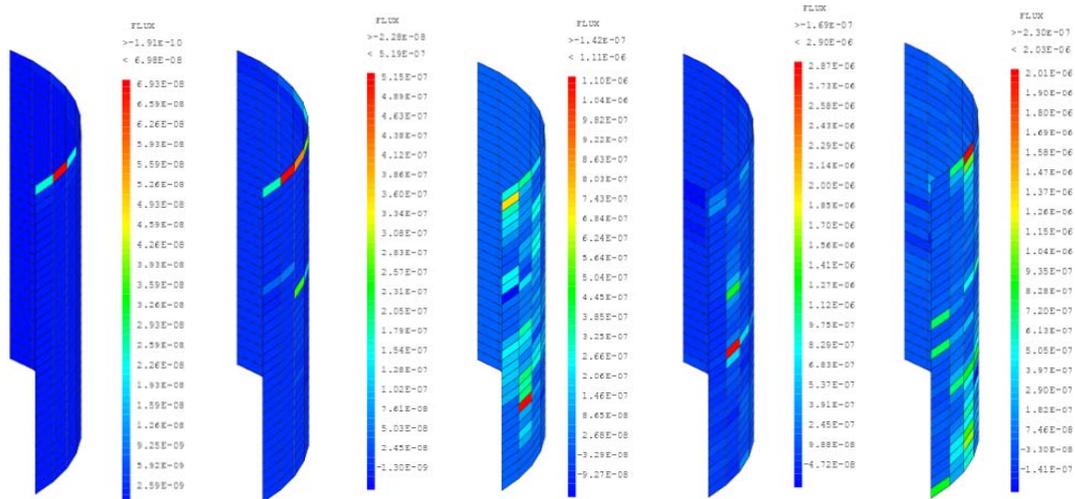


Fig. V-45. Variation du flux traversant la surface extérieure radiale de l'éprouvette aux différents niveaux d'énergie. a) 470J b) 2,24kJ c) 5,11kJ d) 7,1kJ e) 11,4kJ

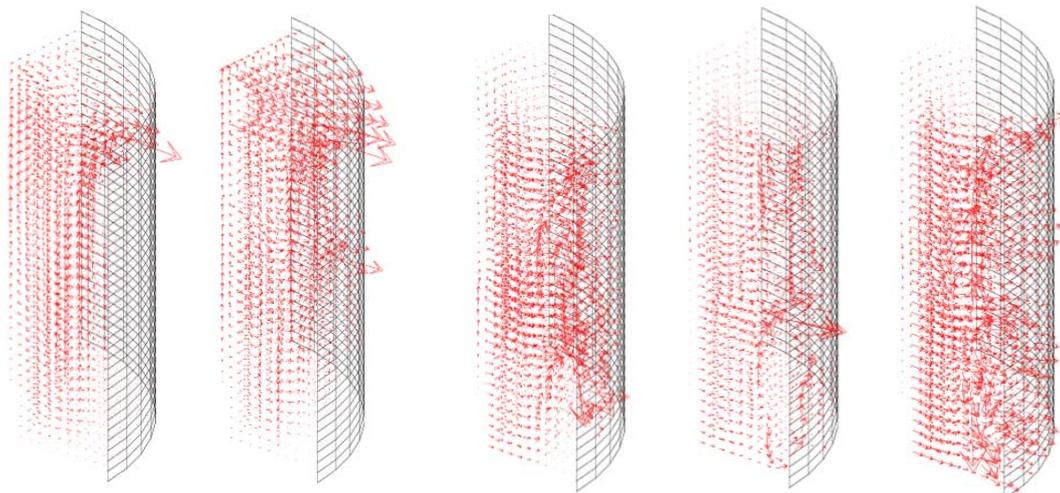


Fig. V-46. Variation des vecteurs de flux dans l'éprouvette aux différents niveaux d'énergie. a) 470J b) 2,24kJ c) 5,11kJ d) 7,1kJ e) 11,4kJ

5.5 Conclusion

Nous allons conclure sur les résultats de la simulation de l'essai en puits pour les trois niveaux de confinement. Quel que soit le niveau de confinement, on constate de fortes différences entre les diverses composantes de l'endommagement (tangential, radial et vertical). Il est donc évident que l'endommagement et la perméabilité évoluent de manière anisotrope dans l'éprouvette de mortier. Une bonne corrélation est obtenue entre l'évolution de l'endommagement numérique et les mesures expérimentales de la perméabilité.

En ce qui concerne les différences entre les trois cas de confinement : en confinement nul, les endommagements tangential et vertical sont plus importants, l'endommagement radial a une valeur très faible et peut être négligé. Comme pour

l'évolution de la perméabilité, l'endommagement principal varie en fonction de l'énergie injectée avec une courbe présentant un fort palier. Les courbes d'évolution de la perméabilité mesurée et numérique en fonction du niveau d'énergie sont superposées. En confinement fort, dans le sens radial, la face intérieure de l'éprouvette a un fort endommagement radial à mi hauteur et l'endommagement tangentiel affecte principalement le reste de l'éprouvette. L'endommagement principal varie en fonction de l'énergie injectée avec un niveau largement supérieur au cas du confinement nul. En comparant les perméabilités expérimentales et numériques, à 0J la valeur numérique obtenue, égale à $1,26 \cdot 10^{-17} \text{m}^2$ représente quasiment la moyenne des valeurs expérimentales, donc nous pouvons conclure que le confinement n'influence pas significativement la perméabilité. Pour des niveaux d'énergie supérieurs à 8kJ, les résultats expérimentaux et numériques sont superposés. Le confinement moyen est, comme son nom l'indique, intermédiaire entre le confinement nul et le confinement fort. Il combine, donc, les caractéristiques des deux cas précédents. L'endommagement tangentiel est prépondérant ; le centre de l'éprouvette cylindrique creuse est endommagé par l'endommagement radial, mais avec une intensité moindre qu'en confinement fort. L'endommagement principal varie linéairement en fonction de l'énergie injectée, le seuil d'endommagement en énergie injectée est compris entre celui du confinement nul et celui du confinement fort. Les courbes des perméabilités expérimentales et numériques sont quasiment superposées.

La démarche de simulation du processus expérimental complet a été effectuée : une simulation simplifiée de la décharge électrique et de la propagation de l'onde dans l'eau et le mortier a été mise au point et validée à partir des essais. Un modèle d'endommagement anisotrope du béton en dynamique rapide a été développé et implanté dans le code EUROPLEXUS. Une bonne similitude a été observée entre les valeurs des perméabilités numériques et expérimentales.

Conclusions et Perspectives

Nous avons étudié l'évolution de la microstructure et des propriétés de transfert des géomatériaux sous chargement dynamique rapide. Ici, Les chargements choisis sont des ondes de pression générées par une explosion dues à la décharge électrohydraulique d'un arc (PAED) sous l'eau. Les recherches bibliographiques nous fournissent le fondement des théories et des solutions technologiques, et montrent certaines lacunes concernant l'explication de ce phénomène d'explosion électrique. Les techniques expérimentale et numérique ne sont pas encore bien maîtrisées. Une des originalités de cette étude réside dans la double approche expérimentale et numérique.

Dans la partie expérimentale de cette étude, l'expérimentation préliminaire a permis de prouver la faisabilité du dispositif expérimental dans une configuration de chargement dynamique simple. Les éprouvettes cylindriques sont placées face aux électrodes générant ainsi une onde de compression. Par l'étude de l'influence de la pression maximale appliquée et du nombre de chocs sur la perméabilité au gaz des échantillons mortier, on observe que la perméabilité augmente avec le niveau du pic de pression et le nombre de chocs pour des niveaux de pression supérieurs à 90 MPa. Nous avons également montré que la sollicitation engendre un accroissement de la taille de pores par une étude de porosité au mercure et des clichés issus de la microtomographie.

Basée sur l'expérimentation préliminaire, la deuxième phase d'expérimentation est réalisée d'une manière plus approfondie pour approcher le problème réel. L'éprouvette de mortier est placée dans une configuration permettant de reconstituer les conditions de confinement d'un puits de pétrole. Les éprouvettes cylindriques creuses sont confinées verticalement et horizontalement avant d'appliquer les chocs électriques au centre afin de simuler les conditions en site. Dans ce cas, on étudie l'influence de trois paramètres expérimentaux : la quantité d'énergie électrique (ou pression maximale), le nombre de chocs et l'intensité du confinement. L'émetteur-récepteur d'ondes ultrasonores et la mesure de la perméabilité radiale à l'azote sont utilisés simultanément afin de caractériser l'état d'endommagement et d'observer l'évolution de la microstructure du matériau. La mesure ultrasonore peut caractériser le niveau d'endommagement à partir des mesures de vitesse de propagation de l'onde ultrasonore. Pour les éprouvettes soumises à un seul choc avec un niveau d'énergie injectée variable, il est apparu que la perméabilité augmente avec le niveau d'énergie injectée (ou pression maximale) quel que soit le niveau de confinement. Le seuil de la perméabilité en fonction du niveau de pression maximale varie avec le niveau de confinement et atteint respectivement 20MPa, 30MPa et 60MPa pour le confinement nul, confinement moyen et le confinement fort. Les résultats montrent clairement la tendance d'évolution de l'endommagement : l'endommagement croît en fonction de l'énergie injectée. Pour les éprouvettes ayant subi des chocs multiples sous une pression constante, la perméabilité et le niveau

d'endommagement mesurés augmentent avec le nombre de chocs et le niveau de pression maximale. On observe également que la perméabilité augmente exponentiellement avec l'endommagement moyen dans l'éprouvette sous chargement dynamique rapide.

La partie numérique a été menée en même temps que la partie expérimentale. Dans cette partie, le processus complet a été simulé à l'aide des codes Europlexus et Cast3M: la décharge électrique, la propagation de l'onde dans l'eau et le mortier, la création d'endommagement provoqué par l'onde et le couplage entre l'endommagement et la perméabilité. La perméabilité calculée est alors comparée aux résultats expérimentaux.

Trois modèles ont été utilisés séparément pour simuler le comportement de l'eau, du béton et de l'interface fluide-solide. Un modèle diphasique a été utilisé pour simuler la décharge électrique et la propagation de l'onde dans l'eau. L'énergie volumique injectée est déterminée par l'utilisateur qui peut contrôler sa variation dans le temps. La comparaison des pressions calculées avec les résultats expérimentaux obtenus précédemment par Touya montrent les capacités du modèle à reproduire fidèlement le processus d'explosion vapeur. Le comportement de l'interface fluide-structure est modélisé par un modèle FSA (fluide structure ALE) qui couple les deux domaines, le fluide et la structure le long de leur interface. Pour simuler l'effet de la propagation des ondes de pression sur la fracturation d'un massif béton, un modèle anisotrope élastique a été développé. Sur la base du modèle de Desmorat [DES06], nous avons introduit l'effet de la vitesse de sollicitation sur l'évolution de l'endommagement avec une méthode de type visco-endommageable, nous avons également modifié la loi d'évolution de l'endommagement afin d'obtenir une régularisation énergétique ainsi que la fonction seuil d'endommagement pour mieux représenter la dissymétrie du comportement en traction et compression. La perméabilité anisotrope a été couplée à l'endommagement anisotrope en généralisant les travaux de Ludovic Jason.

La deuxième phase d'essai en confinement a été simulée afin de nous rapprocher des conditions de chargement réelles. Les résultats obtenus donnent une bonne évaluation des perméabilités mesurées expérimentalement. Les résultats numériques, comme les résultats expérimentaux, montrent que l'endommagement et la perméabilité évoluent avec l'énergie injectée quel que soit le niveau de confinement. Le seuil de la perméabilité en fonction de l'énergie injectée augmente avec le niveau de confinement. Nous obtenons une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et numériques.

Dans le cadre de cette thèse, une nouvelle technique a été proposée pour augmenter la perméabilité de la roche environnante d'une façon plus distribuée par rapport que celle obtenue par fracturation hydraulique. Cette méthode devrait permettre d'atteindre ces ressources pétrolières jusqu'à présent inexploitable.

Le modèle validé par l'étude expérimentale pourra être utilisé dans plusieurs domaines (pétrolier, construction de tunnel, génie côtier).

Dans le cadre du projet en cours, nous allons utiliser le modèle développé pour optimiser la procédure en utilisant plusieurs sources, plusieurs chocs simultanés ou en modifiant les caractéristiques physiques du liquide dans lequel l'onde de choc est générée afin d'en changer la forme et d'en augmenter l'efficacité.

Références

- [ABR17] Abrams D. A., Effect of rate of application load on the compressive strength of concrete, Proceedings, *ASTM 17, Part 2*, 1917, p146-165.
- [AIT07] Ait Moudid L., Couplage fluide-structure pour la simulation numérique des écoulements fluides dans une conduite à parois rigides ou élastiques, en présence d'obstacles ou non, *Thèse de doctorat de l'Université d'Artois, Faculté des sciences Jean Perrin*, 2007.
- [ALI06] Alia A., Souli M., High explosive simulation using multi-material formulations, *Applied Thermal Engineering* 26, 2006, 1032-1042.
- [BAN05] Banthia N., Biparva A., Mindess S., Permeability of concrete under stress, *Cement and Concrete Research* 35, 2005, p1651-1655.
- [BAR96] Bary B., Etude du couplage hydraulique – mécanique dans le béton endommagé, *Thèse de doctorat de l'école normale supérieure de Cachan*, 1996.
- [BAN00] Bary B., Bournazel, J.P., Bourdarot, E., Poro – damage approach applied to hydro-mechanical fracture analysis of concrete. *J. Eng. Mech. ASCE* 126, 2000, p937-943.
- [BIR71] Birkimer D.L., Lindemann R., Dynamic tensile strength of concrete materials. *ACI journal*, Proceedings, 1971, p47-49.
- [BIS91] Bischoff P.H., Perry S.H., Compressive behavior of concrete at high strain rates. *Materials and Structures*, 1991, Vol.24 no6.
- [BOU02] Bounenni A., Etude expérimentale de l'effet de l'endommagement sur la perméabilité des roches, *thèse de doctorat de l'Ecole nationale des ponts et chaussées*, 2002.
- [CAH91] Cathignol D., Mestas J. L., Gomez F., Lenz P., Influence of water conductivity on the efficiency and the reproducibility of electrohydraulic shock wave generation, *Ultrasound in Medicine & Biology*. Vol. 17. No. 8, 1991, p819-828.
- [CAO01] Cao J., Chung D.D.L., Defect dynamics and damage of concrete under repeated compression, studied by electrical resistance measurement, *Cement and Concrete Research* 31, 2001, p1639-1642.
- [CAR56] Carman P. C., Flow of gases through porous media, *Academic Press*, New York, 1956.

- [CAS04] Casadei F., Potapov S., Permanent fluid-structure interaction with non-conforming interfaces in fast transient dynamics, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* 193, 2004, p4157-4194.
- [CAS08] Casadei F., Fast transient fluid-structure interaction with failure and fragmentation, 8th. *World Congress on computational mechanics (WCCM8)*, 5th. *European congress on computational methods in applied sciences and engineering (ECCOMAS 2008)*, June 30-July 5, 2008, Venice, Italy.
- [CHA05] Chatzigeorgiou G., Picandet V., Khelidj A., Pijaudier-Cabot G., Coupling between progressive damage and permeability of concrete: analysis with a discrete model, *International journal for numerical and analytical methods in geomechanics*, 2005, 29, p1005-1018.
- [CHA09] Chambart M., Endommagement anisotrope et comportement dynamique des structures en béton armé jusqu'à la ruine, *Thèse de doctorat de l'école normale supérieure de Cachan*, 2009.
- [CHE10] Chen W., Maurel O., Ress T., Matallah M., De Ferron A., La Borderie C., Pijaudier-Cabot G., Rey Bethbeder F., Jacques A., Lassus J., Couplages endommagement-perméabilité-fissuration dans les mortiers sous chargement dynamique rapide, *XXVIIIe Rencontres Universitaires de Génie Civil. La Bourboule*, 2010.
- [CHI98] Chillè F., Sala A., Casadei F., Containment of blast phenomena in underground electrical power plants, *Advances in Engineering Software*, Vol. 29. No. 1, 1998, p7-12.
- [CHO04] Cho S.H., Kaneko K., Influence of the applied pressure waveform on the dynamic fracture processes in rock, *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences* 41, 2004, p771-784.
- [CHO06] Choinska M. Effets de la température, du chargement mécanique et de leurs interactions sur la perméabilité du béton de structure, *Thèse de doctorat de l'école centrale de Nantes et l'Université de Nantes*, 2006.
- [CHO07] Choinska M. Khelidj A., Chatzigeorgiou G., Pijaudier-Cabot G., Effects and interactions of temperature and stress-level related damage on permeability of concrete, *Cement and concrete research* 37, 2007, p79-88.
- [DAR56] Darcy H., Les fontaines publiques de la ville de Dijon, Dalmont, Paris, 1856.
- [DES04] Desmorat R., Modèle phénoménologiques d'endommagement, cours on-line, *Ecole d'été MEALOR, Roscoff*, 2004.

- [DES06] Desmorat R., Positivité de la dissipation intrinsèque d'une classe de modèles d'endommagement anisotropes non standards, *Comptes rendus Mécanique* 334, 2006, p587-592.
- [DES07] Desmorat R., Gatuingt F., Ragueneau F., Nonlocal anisotropic damage model and related computational aspects for quasi-brittle materials, *Engineering Fracture Mechanics*, 74, 2007, p1539-1560.
- [DEM08] Desmorat R., Gatuingt F., Chambart M., Combescure D., Guilbaud D., Anisotropic 3d delay-damage model to simulate concrete structures, *Revue Européenne de Mécanique Numérique*, 17, p749-760.
- [DEM10] Desmorat R., Gatuingt F., Ragueneau F., Nonstandard thermodynamics framework for robust computations with induced anisotropic damage, *International Journal of damage mechanics*, vol. 9, 1, 2010, p53-73.
- [DIA00] Diamond S., Mercury porosimetry - An inappropriate method for the measurement of pore size distributions in cement-based materials, *Cement and concrete research* 30, 2000, p1517-1525.
- [DUB94] Dubé J.F., Modélisation simplifiée et comportement viscoendommageable des structures en béton. Application aux séismes et aux chocs des ouvrages en béton armé, *thèse de doctorat de l'ENS de Cachan*, 1994.
- [DUB96] Dubé J.F., Pijaudier-Cabot G., La Borderie C., A rate dependent damage model for concrete in dynamics, *Journal of Engineering Mechanics ASCE*, 1996, p939-947.
- [DUB97] Dubé J.F., Kanji Nanji A., Wielgosz C., Comportement du béton en dynamique rapide, *Journal de Physique IV*, Colloque C3, 1997, p505-509.
- [GAT99] Gatuingt F., Prévission de la rupture des ouvrages en béton sollicités en dynamique rapide, *Thèse de doctorat de l'école normale supérieure de Cachan*, 1999.
- [GAT02] Gatuingt F., Pijaudier-Cabot G., Coupled damage and plasticity modeling in transient dynamic analysis of concrete, *International Journal For Numerical and analytical methods in geomechanics*, 2002, 26, p1-24.
- [GAT06] Gatuingt F., Ragueneau F., Desmorat R., Implantation numérique d'un modèle d'endommagement anisotrope non-local, *Risque et environnement*, 2006, P391-404.
- [GRI04] Grinenko A., Gurovich V. Ts, Krasik Ya. E., Sayapin A., Efimov S., Felsteiner J., Analysis of shock wave measurements in water by a piezoelectric pressure probe, *2004 American Institute of Physics*, 2004, p240-244.

- [GUE07] Guerdoux S, Simulation numérique du soudage par frottement-malaxage, *Thèse de doctorat de l'école des Mines de Paris*, 2007.
- [HEA98] Hearn N., Lok G., Measurement of permeability under uniaxial compression: a test method, *ACI Mater J*, 95(6), 1998, p691-4.
- [HGI05] Herve G., Gatuingt F., Ibrahimbegovic A., On numerical implementation of a coupled rate-dependent damage-plasticity constitutive model for concrete in application to high rate dynamics. *Engineering Computations*, 22, 2005
- [HOS09] Hoseini M., Bindiganavile V., Banthia N., The effect of mechanical stress on permeability of concrete: *A review*, *Cement & Concrete Composites* 31, 2009, p213-220.
- [JAS04] Jason L., Relation endommagement perméabilité pour les bétons – application aux calculs de structures, *thèse de doctorat de l'école centrale de Nantes*, 2004.
- [JAS06] Jason L, Pijaudier-Cabot G., Ghavamian S., Huerta A., Hydraulic behaviour of a representative structural volume for containment buildings, *Nuclear engineering and design* 237, 2007, p1259-1274.
- [JOH87] John R., Shah S.P., Effect of high strength and rate of loading on fracture parameters of concrete. In: *Shah, S.P., Swartz, S.E. (Eds.), SEM/RILEM Conference on fracture of concrete and rock, Houston, Texas*, 1987, p35-52.
- [JOH92] John R., Antoun T., Rajendran A.M., Effect of strain rate and size on tensile strength of concrete. In: *Schmidt, S.C., Dick, R.D., Forbes, J.W., Tasker, D.G. (Eds.), Proceedings, APS topical conference on shock compression of condensed matter. Elsevier science publisher, Williansburg, VA, 1992, p501-504.*
- [KIR99] Kira A., Fujita M., Itoh S., Underwater explosion of spherical explosives, *Journal of Materials Processing Technology* 85, 1999, p64-68.
- [LAB91] La Borderie C., Phénomènes unilatéraux dans un matériau endommageable : modélisation et application à l'analyse de structure en béton, *thèse de doctorat de l'université PARIS 6*, 1991.
- [LAB10] La Borderie C., Simulations numérique d'une décharge électrique dans l'eau, *rapport TGR11_6_2010*.
- [LAD83] Ladevèze P., On an anisotropic damage theory. In *Proc. CNRS Int. Coll. 351 Villars-de Lans, Failure criteria of structured media, J. P. Boehler ed.* 1993, p355-363.
- [LEP94] Lepareux M., Programme PLEXUS matériau eau modèle homogène équilibre, *Rapport DMT 94/398*, 1994.

- [LEP00] Lepareux M., Explosions des mélanges de fluides, *Cours IPSI*, 2000.
- [LEM00] Lemaitre J, Desmorat R, Sauzay M, Anisotropic damage law of evolution. *Eur J Mech, A/Solids* 2000; 19; 2000, p187-208.
- [MAD00] Madhavan, S., Doiphode, P.M., Chaturvedi, S., Modeling of shock-wave generation in water by electrical discharges, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 28, issue 5, 2000, p1552-1557.
- [MAU09] Maurel O., Ress T., Matallah M., Chen W., La Borderie C., Pijaudier-Cabot G., Permeability and microcracking of mortar subjected to dynamic loads, *The Fourth Biot Conference on Poromechanics*, 2009.
- [MAZ84] Mazart J., Application de la mécanique de l'endommagement au comportement non linéaire et à la rupture du béton de structure. *Thèse de doctorat d'état de l'Université Paris VI*, 1984.
- [MAV98] Javier Malvar L., Crawford J.E., Dynamic increase factors for concrete, *Twenty-Eighth DDESB Seminar Orlando, FL*, 1998.
- [MEN98] Menon S., Lal M., On the dynamics and instability of bubbles formed during underwater explosions, *Experimental Thermal and Fluid Science* 16, 1998, p305-321.
- [MAT08] Matallah, M., Les ondes de chocs, Internal report, LASAGEC2, Tight gas project, *Université de Pau et des Pays de l'Adour*, 2008.
- [MCV88] McVay M.K., Spall damage of concrete structures. *Technical report SL-88-22, U.S. Army corps of Engineers, Waterways experiment station, Vicksburg, MS*, 1988.
- [MYN02] Mynors D.J., Zhang B., Applications and capabilities of explosive forming, *Journal of Materials Processing Technology* 125-126 (2002), 1-25.
- [MAU09] Maurel O., Ress T., Matallah M., Chen W., La Borderie C., Pijaudier-Cabot G., Permeability and microcracking of mortar subjected to dynamic loads, *The Fourth Biot Conference on Poromechanics*, 2009.
- [MAU10] Maurel O., Ress T., Matallah M., De ferron A., Chen W., La Borderie C., Pijaudier-Cabot G., Jacques A., Rey-bethbder F., Electrohydraulic shock wave generation as a means to increase intrinsic permeability of mortar, *Cement and Concrete Research* 40, 2010, p1631-1638.
- [PED08] Pedersen R.R., Simone A., Sluys L.J., An analysis of dynamic fracture in concrete with a continuum visco-elastic visco-plastic damage model, *Engineering Fracture Mechanics*, 2008, 3782-3805.

[PIC01] Picandet V., Khelidj A., Bastian G., Effect of axial compressive damage on gas permeability of ordinary and high-performance concrete, *Cement and Concrete Research* 31, 2001, p1525-1532.

[PIC01] Picandet V., Influence d'un endommagement mécanique sur la perméabilité et sur la diffusivité hydrique des bétons, *Thèse de doctorat, Université de Nantes*, 2001.

[PIC08] Picandet V., Bastian G., Khelidj A., Compared imbibition of ordinary and high performance concrete with null or positive water pressure head, *Cement and Concrete Research* 31, 2008, p772-782.

[PIC09] Picandet V., Khelidj A., Bellegou H., Crack effects on gas and water permeability of concretes, *Cement and Concrete Research* 39, 2009, p. 537-547.

[PIJ09] Pijaudier-Cabot G., Etude préliminaire du processus de fissuration par choc électrique, Internal report, LASAGEC2, Tight gas project, *Université de Pau et des Pays de l'Adour, Anglet, France*, 2009.

[RAJ09] Rajendran R., Numerical simulation of response of plane plates subjected to uniform primary shock loading of non-contact underwater explosion, *Materials and Design* 30, 2009, p1000-1007.

[REE09] Reess T., Silvestre de ferron A., Maurel O., Matallah M., Chen W., La borderie C., Pijaudier-cabot G., Rey bethbeder F., Jacques A., Lassus J., Electrohydraulic shock wave generation as a mean to increase intrinsic permeability of concrete, *IEEE International Pulsed Power Conference*, Washington DC. 2009

[RII07] Riisgaard B., Ngo T., Mendis P., Georgakis C.T., Stang H., Dynamic increase factors for high performance concrete in compression using split hopkinson pressure bar. Proceedings of the International Conference of Fracture Mechanics of Concrete and Concrete Structures, (ICRMCCS'07), Italy, 2007, p1-4.

[ROB02] Robbe M.F., Lepareux M., Trollat C., Hydrodynamic loads on a PWR primary circuit due to a LOCA, *Nuclear Engineering and Design* 211, 2002, p189-228.

[ROB03] Robbe M.F., Potapov S., Téphany F., Simulation of the depressurisation occurring at the beginning of a LOCA in a 4-loop PWR, *Nuclear Engineering and Design* 224, 2003, p33-63.

[ROB03] Robbe M.F., Lepareux M., Cariou Y., Numerical interpretation of the MARA 8 experiment simulating a hypothetical core disruptive accident, *Nuclear Engineering and Design* 220, 2003, p119-158.

- [ROB03] Robbe M.F., Lepareux M., Treille E., Cariou Y., Numerical simulation of a Hypothetical Core Disruptive Accident in a small-scale model of a nuclear reactor, *Nuclear Engineering and Design* 223, 2003, p159-196.
- [ROB04] Robbe M.F., Casadei F., Comparison of various models for the simulation of a Core Disruptive Accident in the MARA 10 mock-up, *Nuclear Engineering and Design* 232, 2004, p301-326.
- [ROB05] Robbe M.F., Lepareux M., Seinturier E., Computation of a core disruptive accident in the MARS mock-up, *Nuclear Engineering and Design* 235, 2005, p1403-1440.
- [ROB07] Robbe M.F., Investigation program to assess slug impact consequences on a reactor upper head, *Annals of Nuclear Energy* 34, 2007, p254-270.
- [STU97] Studer E., Galon P., Hydrogen combustion loads-plexus calculations, *Nuclear Engineering and Design* 174, 1997, p119-134.
- [SUG96] Sugiyama T., Bremner T.W., Holm T.A., Effect of stress on gas permeability in concrete, *ACI Mater J*, 93(5): 1996, p443-50.
- [TAN97] Tanaka S., Hokamoto K., Fujita M., Itoh S., Mashimo T., Development of high-temperature shock compression system for consolidating powders by the use of underwater shock-wave assembly, *Physica B* 239, 1997, p16-18.
- [TOU06] Touya G., Reess T., Pécastaing L., Gibert A., Domens P., Development of subsonic electrical discharges in water and measurements of the associated pressure waves, *Journal of Physics: Applied Physics*, 2006, p5236-5244.
- [TOU03] Touya G., Contribution à l'étude expérimentale des décharges électriques dans l'eau et des ondes de pression associées, Réalisation d'un prototype industriel de 100kJ POUR le traitement de déchets par puissances électriques pulsées, *Thèse de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour*, France, 2003.
- [VIV97] Vivien N., Robbe M.F., Valette M., A steam explosion assessment by thermohydraulic and mechanical linked computations, *14th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT 14)*, 1997, p323-330.
- [WAN97] Wang K., Jansen D.C., Shah S.P., Permeability study of cracked concrete, *Cement and Concrete Research*, Vol. 27, No. 3, 1997, p381-393.
- [ZHA05] Zhang C.H., Namihira T., Kiyon T., Nakashima K., Katsuki S., Akiyama H., Ito H., Imaizumi Y., Investigation of shockwave produced by large volume pulsed discharge under water, *Pulsed Power Conference 2005 IEEE*, 1377-1380.