

# THESE

PRESENTEE A

**L'UNIVERSITE DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR**

Ecole doctorale des sciences exactes et de leurs applications

Par

**Justin MARTIN**

Pour obtenir le Grade de

**DOCTEUR**

Spécialité : **Génie Electrique**

*Etude et caractérisation d'onde de pression générée par une  
décharge électrique dans l'eau.*

*Application à la fracturation électrique de roches*

Soutenue le 14 juin 2013

**Devant la commission d'examen constituée de :**

M	F. BURET	Professeur - Ecole centrale Lyon	Rapporteur
M	J.P. CAMBRONNE	Professeur - Université de Toulouse	Rapporteur
M	J.L. LANOISELLE	Professeur - Université de Bretagne Sud	
M	J.F. LEON	Ingénieur - Galtenco Technology Ltd	
M	H. ROMAT	Professeur - Université de Poitiers	
M	T. REESS	Maître de conférences HDR - Université de Pau	
M	F. REY-BETHBEDER	Ingénieur - TOTAL	
M	R. RUSCASSIE	Maître de conférences - Université de Pau	



*A MA MERE*

*A MON PERE*

*A MA SŒUR ET A MON FRÈRE*

*A AURELIE*



# Remerciements

Je ne remercierai jamais assez mon Directeur de thèse, Thierry REESS, tout d'abord pour m'avoir fait confiance, pour son investissement, sa grande disponibilité mais aussi pour avoir partagé son savoir. Il aura été pour moi un directeur de thèse présent du début jusqu'à la fin.

Je remercie tout particulièrement, Robert RUSCASSIE, mon co-directeur de thèse pour son implication notamment dans la partie simulation et pour la phase de rédaction.

Un immense merci à Antoine de FERRON, pour le temps passé ensemble à «manipuler» et à partager les joies du U<sub>50</sub>. Il a grandement contribué à la réussite de cette thèse.

J'adresse mes remerciements à Frank REY-BETHBEDER pour m'avoir suivi au cours de ces trois années malgré les hauts et les bas du projet TGR.

Mes remerciements s'adressent ensuite à Pascal PIGNOLET qui m'a accueilli initialement dans son laboratoire (Laboratoire de Génie Electrique).

Je remercie Messieurs François BURET et Jean-Pascal CAMBRONNE d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce mémoire. Je remercie également Messieurs Jean-Louis LANOISELLE, Jean-François LEON et Hubert ROMAT pour leur participation au jury.

Je remercie également Laurent MARLIN de l'atelier de physique générale de l'Université de Pau et son équipe.

Bien sûr, je remercie tous les membres du laboratoire et les étudiants que j'ai côtoyés durant ces trois années : Laurent, Marc, Cécile, Romain, Charly, Camille, Thomas, Blanca, Youness et ceux que j'oublie...

Enfin je remercie ma compagne, Aurélie, pour sa patience et son soutien au cours de ces trois années.



# *TABLe DES MATIÈRES*



---

**INTRODUCTION** **13**

---

**1. LES DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES LIQUIDES ET LEURS****APPLICATIONS** **21**

---

1.1. LES DIELECTRIQUES LIQUIDES	21
1.1.1. Les principaux types de diélectriques liquides	22
1.1.2. Les décharges électriques dans les liquides	23
1.2. LES DECHARGES DANS L'EAU	27
1.2.1. Le mode de décharge subsonique	28
1.2.2. Le mode de décharge supersonique	30
1.3. LES APPLICATIONS INDUSTRIELLES UTILISANT DE L'EAU	34
1.3.1. La fonction d'isolant électrique	34
1.3.2. Les décharges électriques dans l'eau	35
1.4. LA PROBLEMATIQUE GAZIERE	43
1.4.1. Le gaz conventionnel	45
1.4.2. Le gaz non conventionnel	45
1.4.3. Les méthodes de production	48
1.5. CONCLUSION	60

**2. PRESENTATION DES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX POUR LA****GENERATION ET L'ETUDE D'ONDE DE PRESSION EN MILIEU LIQUIDE** **63**

2.1. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX	63
2.1.1. Condensateurs, générateurs et alimentations	63
2.1.2. Sécurité	66

---

2.1.3.	Protection des alimentations	66
2.1.4.	Les enceintes de confinement du fluide	67
2.1.5.	Les électrodes	74
2.2.	METROLOGIE ELECTRIQUE	75
2.2.1.	Mesures de tension	75
2.2.2.	Mesures de courant	76
2.2.3.	Mesures de pression dynamique	77
2.3.	CONFIGURATIONS EXPERIMENTALES UTILISEES	86
2.4.	DEFINITIONS DES GRANDEURS ELECTRIQUES ET ACOUSTIQUES	87
2.4.1.	Les paramètres électriques	87
2.4.2.	Les paramètres acoustiques	90
2.5.	CONCLUSION	91
<b>3.</b>	<b><u>ETUDE DE LA PHASE DE PRE-DECHARGE</u></b>	<b>95</b>
3.1.	INTRODUCTION	95
3.2.	DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE LA PRE-DECHARGE	96
3.2.1.	Détermination de la résistance équivalente $R_{eau}$	97
3.2.2.	Détermination de la capacité inter-électrodes $C_{eau}$	101
3.3.	MISE EN EQUATION DU CIRCUIT ET SIMULATION DE LA PRE-DECHARGE	102
3.3.1.	Mise en équation du circuit électrique équivalent	102
3.3.2.	Simulations Pspice de la phase de pré-décharge	106
3.4.	ANALYSE DES PHENOMENES THERMIQUES ASSOCIES A LA PRE-DECHARGE	109
3.5.	LOI DE PASCHEN DANS LA VAPEUR D'EAU	112
3.6.	ETUDE ELECTROTECHNIQUE	113
3.6.1.	Résultats antérieurs	113

---

3.6.2.	Influence de la surtension	115
3.7.	INFLUENCE DES CONDITIONS THERMODYNAMIQUES	122
3.7.1.	Influence de la température de l'eau	123
3.7.2.	Influence de la pression statique	127
3.7.3.	Couplage thermodynamique	130
3.8.	CONCLUSION	131
<b>4.</b>	<b><u>ETUDE DE LA PHASE DE POST-DECHARGE : CARACTERISATION</u></b>	
	<b><u>DE L'ONDE DE PRESSION</u></b>	<b>137</b>
4.1.	INTRODUCTION	137
4.2.	DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE LA PHASE DE POST-DECHARGE	138
4.2.1.	Détermination de la résistance équivalente $R_{arc}$	139
4.2.2.	Détermination de l'inductance équivalente $L_{arc}$	141
4.3.	MISE EN EQUATION DU CIRCUIT ET SIMULATIONS PSPICE	142
4.3.1.	Mise en équation du circuit électrique équivalent	142
4.3.2.	Simulations Pspice de la phase de post-décharge	145
4.4.	INFLUENCE DU CIRCUIT ELECTRIQUE SUR L'ONDE DE PRESSION	151
4.4.1.	Evolution de la pression en fonction de l'énergie commutée	151
4.4.2.	Evolution de la pression en fonction du maximum de courant commuté	152
4.4.3.	Evolution de la pression en fonction de la vitesse d'injection du courant	155
4.5.	INFLUENCE DU MODE DE CLAQUAGE SUR LA PRESSION DYNAMIQUE	158
4.6.	INFLUENCE DE LA CONFIGURATION INTER-ELECTRODES	161
4.7.	INFLUENCE DES CONDITIONS THERMODYNAMIQUES DE L'EAU SUR L'ONDE DE PRESSION	164

---

4.7.1.	Célérité et viscosité de l'eau	164
4.7.2.	Influence de la pression statique sur la pression dynamique	166
4.7.3.	Influence de la température sur l'onde de pression générée	168
4.8.	CONCLUSION	169
<b>5.</b>	<b>SIMULATIONS A L'AIDE DU CODE EUROPLEXUS</b>	<b>175</b>
5.1.	INTRODUCTION AU CODE EUROPLEXUS	176
5.1.1.	Théorie du modèle diphasique	177
5.1.2.	Injection d'énergie	184
5.1.3.	Formulation ALE	185
5.2.	ÉTUDE PRELIMINAIRE	188
5.2.1.	Contexte et but de l'étude	188
5.2.2.	Influence du maillage	190
5.2.3.	Influence du coefficient Beta	192
5.3.	ETUDE DES DIFFERENTS PARAMETRES DE SIMULATION	194
5.3.1.	Influence de la géométrie d'injection	194
5.3.2.	Influence des conditions thermodynamiques	201
5.3.3.	Influence du profil d'injection d'énergie	203
5.3.4.	Cas test	206
5.4.	CONCLUSION	212
	<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>217</b>
	<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	<b>225</b>

---

# *INTRODUCTION*



Dans de nombreuses régions du monde, d'immenses réserves gazières, situées généralement à des profondeurs pouvant aller de 1000m à plus de 4000m, sont piégées dans des roches très faiblement perméables (0,001 à 0,01mDarcy). Ces réservoirs spécifiques, appelés réservoirs de gaz non conventionnels, ne peuvent pas être exploités par des méthodes de forage classiques mais nécessitent l'utilisation de techniques alternatives. Quelle que soit la technique mise en œuvre, le but est de fracturer la roche pour augmenter sa perméabilité. Pour des raisons évidentes de coût élevé, et de risques environnementaux liés à des techniques d'exploitation pas toujours bien maîtrisées, les compagnies pétrolières ont longtemps délaissé ces réservoirs au profit des réserves conventionnelles dont la mise en production était plus simple et plus rentable.

En matière d'extraction pétrolière, la donne mondiale a radicalement changé depuis quelques années grâce à l'appréciation croissante du prix des énergies fossiles. Ces réservoirs gaziers redeviennent donc aujourd'hui d'une grande attractivité pour les compagnies pétrolières.

A ce jour, le volume des ressources en gaz non conventionnelles est estimé par l'AIE (Agence Internationale de l'Énergie) à plus de 50% des ressources gazières mondiales. L'importance de ces réserves va donc jouer un rôle croissant dans l'approvisionnement énergétique mondial.

Actuellement, seuls les Etats-Unis exploitent à grande échelle des réservoirs de gaz non conventionnels sur leur territoire. Cette exploitation leur permet déjà d'être autosuffisants en gaz (depuis 2010), et pourrait représenter 50% de leur production totale de gaz naturel d'ici à 2035 d'après plusieurs sources. L'Europe est divisée sur le sujet puisque certains pays, comme la France, interdisent toute exploitation alors que d'autres, comme le Royaume Uni et la Pologne, viennent tout récemment de l'autoriser.

Le verrou principal empêchant le développement de ces extractions est lié à la méthode utilisée pour fracturer la roche, appelée fracturation hydraulique. Cette technique consiste à injecter dans le sous-sol, sous forte pression (environ 600bar), des quantités très importantes d'eau mélangée à du sable ainsi qu'à des produits chimiques. Des fissures sont ainsi créées dans la roche, permettant d'augmenter artificiellement sa perméabilité. Les conséquences sur l'environnement de ce type de traitement ne sont pas nulles : risques de pollution des nappes phréatiques liés à l'utilisation de produits chimiques, utilisation de très grandes quantités d'eau, mauvaise maîtrise du procédé de fissuration pouvant engendrer des secousses sismiques, nécessité de réaliser une forte densité de forages au km<sup>2</sup>, etc...

C'est dans ce contexte que Franck Rey-Bethbeder et Christophe Amadei du groupe TOTAL Exploitation/Production ont initié un projet de recherche visant à étudier l'opportunité d'utiliser la fracturation électrique comme solution alternative à la fracturation hydraulique. Cette méthode repose sur un procédé dynamique de fracturation de la roche par application d'une onde de pression créée suite à l'initiation d'un arc électrique dans un liquide. Une collaboration de recherche a ainsi débuté en 2007 entre la société TOTAL et différents laboratoires de l'université de Pau, dont le Laboratoire de Génie Electrique, récemment devenu le laboratoire SIAME.

Mon travail de thèse, financé par TOTAL dans le cadre d'une bourse CIFRE, s'inscrit dans la continuité des travaux déjà engagés sur cette thématique et vise particulièrement à approfondir les recherches concernant le cœur de ce procédé de fracturation : la décharge électrique dans l'eau et la caractérisation de l'onde de pression résultante. L'objectif visé est d'étudier l'influence des paramètres électriques et des propriétés thermodynamiques du fluide sur la décharge et, par conséquent, de mieux maîtriser l'onde de pression générée.

Le **Chapitre 1** positionne le contexte de cette étude en commençant par une présentation générale des décharges électriques dans les liquides. Notre attention se portera sur les décharges électriques dans l'eau et plus particulièrement sur les principales caractéristiques des deux modes de rupture diélectrique d'un intervalle d'eau : les modes supersonique et subsonique. Nous ferons ensuite, en fonction des énergies mises en jeux, un référencement des différentes applications industrielles qui en découlent de manière à introduire et à positionner la problématique pétrolière vis-à-vis de ces différentes technologies. La méthode de fracturation électrique sera alors introduite et nous conclurons ce premier chapitre par une présentation des travaux préalablement réalisés sur ce sujet.

Le **Chapitre 2** est consacré aux dispositifs expérimentaux utilisés durant cette étude. Les différents bancs d'énergie et les générateurs de Marx nécessaires à l'initiation des décharges supersoniques et subsoniques seront présentés. Ces dispositifs permettront de faire varier différents paramètres électriques significatifs tels que la quantité d'énergie délivrée, ou bien le niveau et la forme d'injection du courant. Dans le cadre de nos travaux, une enceinte de confinement du fluide a été spécifiquement conçue. L'enceinte présentée permet de modifier les propriétés thermodynamiques de l'eau (température et pression) afin d'étudier leur influence. Une partie du chapitre sera spécifiquement consacrée aux mesures de tension, de courant et surtout aux problèmes de mesures de pression à dynamique rapide dans un environnement électriquement perturbé. Nous terminerons par des définitions de grandeurs électriques et acoustiques nécessaires à la bonne appréhension de la suite de ce manuscrit.

Le **Chapitre 3** est dédié à la phase de pré-décharge qui correspond à l'intervalle de temps entre l'application de l'onde de tension et l'initiation de l'arc électrique. Durant cette phase, et principalement dans le cas de décharges subsoniques, une partie de l'énergie électrique est transférée au fluide et convertie en énergie thermique. Un modèle électrique équivalent sera présenté afin de simuler les évolutions temporelles des

grandeurs électriques. Une analyse simplifiée des phénomènes thermiques sera proposée. Nous montrerons ensuite l'influence de la tension appliquée sur l'énergie consommée par la phase de pré-décharge et sur le jitter à l'amorçage. L'évolution de l'énergie consommée sera également étudiée en fonction du mode de décharge et des conditions de température et de pression statique de l'eau.

Le **Chapitre 4** est consacré à la phase post-arc et plus particulièrement à la conversion de l'énergie électrique disponible au moment de l'arc en onde de pression. Cette phase de post-décharge sera simulée par un circuit électrique équivalent. Une analyse spécifique portera sur la valeur du courant crête commuté et sur sa vitesse d'injection dans le fluide. L'influence des paramètres électriques du circuit, du mode de rupture diélectrique de l'eau et de la configuration inter-électrodes sera mise en évidence vis-à-vis de la pression dynamique générée. Nous concluons ce chapitre par une étude de l'influence des conditions thermodynamiques de l'eau sur la propagation de l'onde de pression dans le liquide.

Enfin, dans le **Chapitre 5**, nous présenterons l'étude menée concernant les possibilités offertes par le code EUROPLEXUS pour simuler la génération et la propagation d'ondes de chocs générées par arc électrique dans l'eau. Cette étude permettra d'établir le potentiel et les limites de fonctionnement du modèle 'EAU' et de vérifier si après ajustements, il pourra être un outil de prospective et de validation utile parallèlement à nos résultats expérimentaux. L'impact des divers paramètres du code et du maillage sera étudié. Les influences sur l'onde de pression, de l'injection d'énergie, de la puissance et de la géométrie de la zone d'injection vont être analysées puis confrontées aux résultats expérimentaux du Chapitre 4. Pour terminer, un essai de validation entre un cas expérimental et la simulation permettra de conclure sur la plage d'utilisation possible du code EUROPLEXUS.

# CHAPITRE 1

## LES DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES LIQUIDES ET LEURS APPLICATIONS



## **1. LES DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES LIQUIDES ET LEURS APPLICATIONS**

L'objectif de ce premier chapitre, est de présenter les décharges électriques dans les liquides. Les différents modes de rupture diélectrique d'un intervalle d'eau seront analysés. Nous exposerons ensuite les diverses applications industrielles qui utilisent les décharges dans l'eau. Le positionnement du sujet dans le contexte de la problématique gazière sera introduit et nous conclurons par une présentation de la méthode de fracturation électrique.

### **1.1. LES DIELECTRIQUES LIQUIDES**

Les isolants électriques peuvent être solide, liquide ou gazeux et ont la propriété de posséder une conductivité électrique faible. Cependant au-deçà d'une certaine valeur de tension appliquée ou de champ électrique, tous les isolants deviennent des conducteurs électriques. Ce phénomène n'est d'ailleurs généralement pas réversible pour les diélectriques solides. La transition isolant-conducteur est caractérisée par la notion de rupture diélectrique ou de rigidité diélectrique. Ce terme correspond à la valeur du champ électrique au-deçà de laquelle le claquage électrique apparaît. La valeur de la rigidité diélectrique des liquides n'est pas une donnée universelle puisqu'elle dépend d'un ensemble de paramètres : le type de liquide considéré, la forme de l'onde de tension appliquée (continue, alternative, impulsionnelle), l'homogénéité du champ électrique, la polarité, la présence d'impuretés, etc....

1.1.1. Les principaux types de diélectriques liquides

Il est difficile de choisir un système de classification des liquides isolants. Nous pouvons par exemple choisir de les classer en fonction de leurs origines (Tableau 1-1).

<i>Origine</i>	<i>Applications</i>	<i>Caractéristiques Propres</i>	
<i>Huiles Végétales</i>	<i>Isolation Condensateurs</i>	<i>Biodégradable Faible coût</i>	
<i>Huiles Minérales</i>	<i>Matériels à haute tension</i>	<i>Bas point d'écoulement Stabilité à l'oxydation Bon indice de viscosité</i>	
<i>Liquides isolants de synthèse</i>	<i>Hydrocarbures de synthèse</i>	<i>Câbles  Traversées  Condensateurs</i>	<i>Faibles pertes diélectriques Viscosité ajustable Absorption gazeuse sous décharges partielles Bonne rigidité diélectrique au choc de foudre, Biodégradabilité</i>
	<i>Hydrocarbures halogènes</i>	<i>Transformateurs de distribution Condensateurs Transformateurs</i>	<i>Ininflammabilité et biodégradabilité</i>
	<i>Esters organiques</i>	<i>Condensateurs pour générateur de choc Condensateurs au papier Remplacement des PCB en mélange avec d'autres liquides Transformateurs de distribution et de traction</i>	<i>Faibles pertes diélectriques à <math>f &gt; 1000\text{Hz}</math> et <math>\epsilon_r &gt; 5</math> à <math>20^\circ\text{C}</math> Utilisés pour augmenter le point de feu des liquides &gt; <math>300^\circ\text{C}</math></i>
	<i>Huiles silicones</i>	<i>Transformateurs de distribution et de traction</i>	<i>Bon indice de viscosité ; point de feu &gt; à <math>300^\circ\text{C}</math> Absorption gazeuse sous décharges partielles</i>
	<i>Liquides divers</i>	<i>Condensateurs Matériels cryogéniques et supraconducteurs</i>	<i><math>\epsilon_r &gt; 3</math> à <math>20^\circ\text{C}</math> Adaptabilité Réduction ou suppression de perte Joule</i>
<i>Eau</i>	<i>Ligne de transmission Commutateur cf. section 1.3</i>	<i><math>\epsilon_r = 80</math> Faible Coût Très faible viscosité Conductivité de <math>0,5\mu\text{S/cm}</math> à <math>20\text{mS/cm}</math></i>	

Tableau 1-1: Différents diélectriques liquides et leurs domaines d'application [1]

Quatre principales catégories ressortent de cette classification :

- Les huiles végétales : ce sont des liquides naturels et biodégradables mais qui présentent une faible résistance à l'oxydation et une faible rigidité diélectrique. En conséquence, ces huiles sont relativement peu utilisées.
- Les huiles minérales : ce sont des produits naturels obtenus après raffinage puis distillation du pétrole. En fonction de l'origine du brut on distingue les huiles naphthéniques des huiles paraffiniques. Le faible coût de ces huiles couplé à une rigidité diélectrique intéressante conduisent à leur utilisation massive dans les équipements électriques Hautes Tension tels que les transformateurs, les diviseurs, les disjoncteurs ou encore les câbles.
- Les liquides de synthèse : ces liquides présentent l'avantage d'être d'une composition chimique plus simple que les huiles minérales. Ils possèdent donc des propriétés plus stables. Leur coût étant élevé, ils sont utilisés chaque fois que les performances demandées ne sont pas atteintes par les huiles minérales. C'est notamment le cas lorsqu'il s'agit d'améliorer la résistance au feu (transformateurs) ou lorsque l'on recherche une meilleure stabilité thermique et de grandes performances diélectriques (câbles et condensateurs).
- L'eau : c'est un liquide de permittivité relative très élevée ( $\epsilon_r \sim 80$ ) dont la conductivité électrique varie de quelques dixièmes à plusieurs centaines de  $\mu\text{S}/\text{cm}$ . Nous reviendrons largement sur les applications qui utilisent ce liquide.

### 1.1.2. Les décharges électriques dans les liquides

Par rapport aux milieux gazeux, les décharges dans les liquides isolants restent moins bien connues. Historiquement, l'essentiel des études sur les liquides ont porté sur les huiles utilisées dans le domaine de l'isolation électrique. Nous allons donc présenter ici quelques résultats qui concernent les décharges dans les liquides autres que l'eau.

#### 1.1.2.1. *Les streamers dans les liquides*

Comme pour les gaz, lorsqu'on applique un champ électrique suffisant entre deux électrodes immergées dans un liquide, les phénomènes qui conduisent à la rupture diélectrique de l'intervalle sont des canaux ionisés qui se propagent depuis une électrode vers l'autre : les streamers.

De manière très générale, le streamer peut prendre deux formes principales (Figure 1-1) : soit une forme de «buisson» (bush-like) avec une vitesse de l'ordre de 100m/s ; soit une forme de filaments, souvent ramifiés avec une vitesse de 1 à plusieurs dizaines de km/s. La vitesse de propagation varie principalement en fonction de la polarité et de l'homogénéité du champ. La vitesse croît également, en règle générale, avec l'augmentation de la tension appliquée, mais peut aussi parfois être quasiment indépendante de ce paramètre, ce qui est le cas pour l'huile minérale (à l'exception des fortes surtensions).

Quelle que soit la polarité de la tension, les streamers de faible vitesse ( $< 0,5\text{km/s}$ ) ont la forme touffue de buisson et plus la vitesse augmente, plus leur aspect est filamentaire. Si l'amplitude ou la durée d'application de la tension sont insuffisantes, alors le streamer cesse de se propager à une certaine distance appelée distance d'arrêt. Pour un même niveau de tension, la vitesse des streamers est supérieure et les distances d'arrêt sont plus longues sous polarité positive.

Une étude complète sur la forme et la vitesse a été réalisée par LESAINTE [2] dans l'huile minérale. Il a été montré que l'on peut observer 4 « modes » de propagation des streamers positifs suivant la distance et la tension appliquée, caractérisés par des vitesses et des formes de courant transitoires caractéristiques.

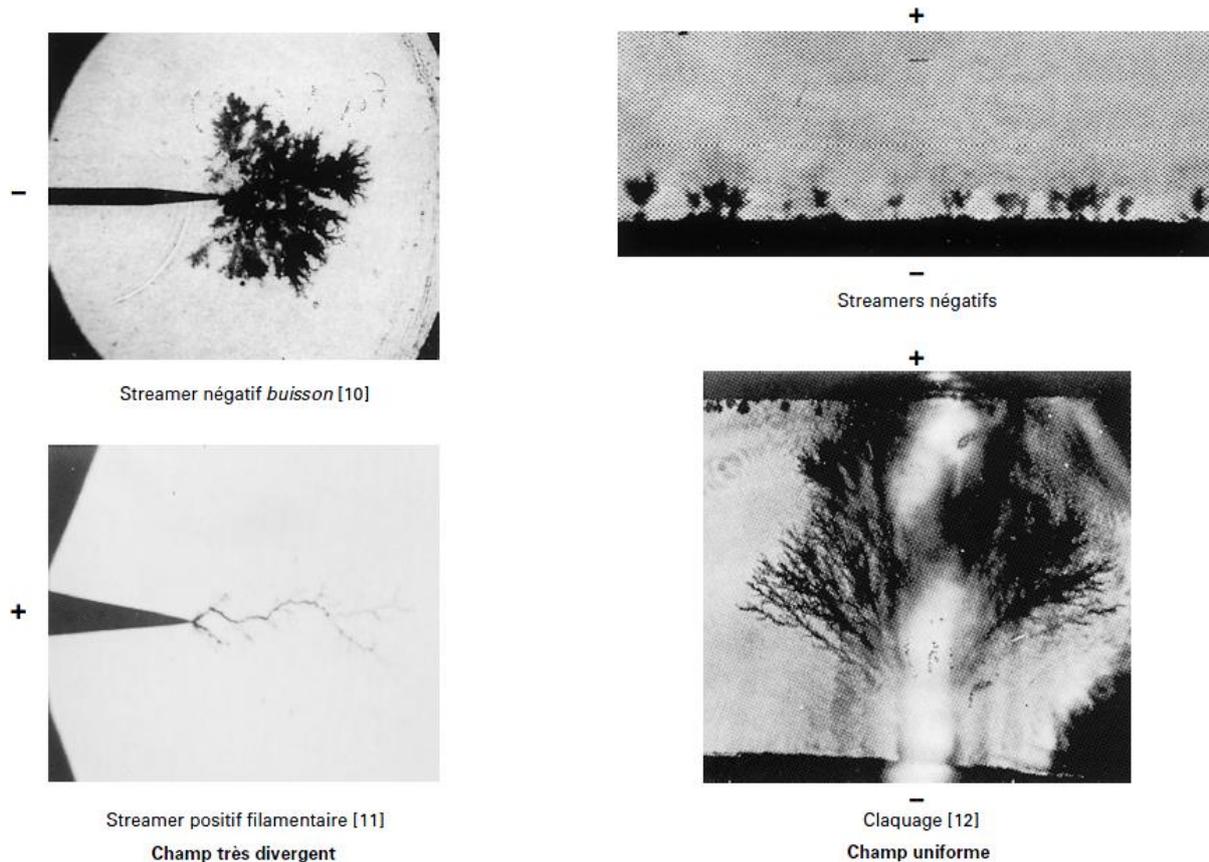


Figure 1-1 : Aspect des streamers dans les liquides [3]

Les streamers négatifs présentent seulement deux types de structure. La distinction de ces deux structures est essentiellement liée à des critères de champ électrique et typiquement, la vitesse de propagation des streamers primaires est de 1km/s et peut atteindre 3,5km/s pour des streamers secondaires [4].

#### 1.1.2.2. Les tensions de claquage

Comme pour les diélectriques gazeux, la tension de claquage d'un liquide dépend de la forme de l'onde de tension appliquée, de la polarité et de la géométrie de l'intervalle. Elle dépend également des conditions de température et de pression. Par ailleurs, pour une même configuration, l'extrême diversité de comportement des streamers dans les liquides entraîne de très gros écarts sur les tensions de claquage. Chaque liquide a ses

caractéristiques propres et, il n'est pas possible, connaissant le comportement d'un liquide, de prévoir convenablement celui d'un autre liquide, même de formulation voisine.

Globalement, les niveaux de tension de claquage suivent les mêmes règles que pour les gaz : augmentation avec la distance inter-électrodes, avec la pression statique, influence de la polarité, etc... Il existe néanmoins quelques anomalies pour les liquides :

- La tension de claquage est quasi-indépendante de la distance inter électrodes pour l'huile minérale sous tension alternative et sous champ uniforme.
- Les tensions de claquage sont supérieures lorsque la polarité de la tige est négative en onde normalisée de type foudre ; la situation est inversée en onde normalisée de type manœuvre (Figure 1-2).

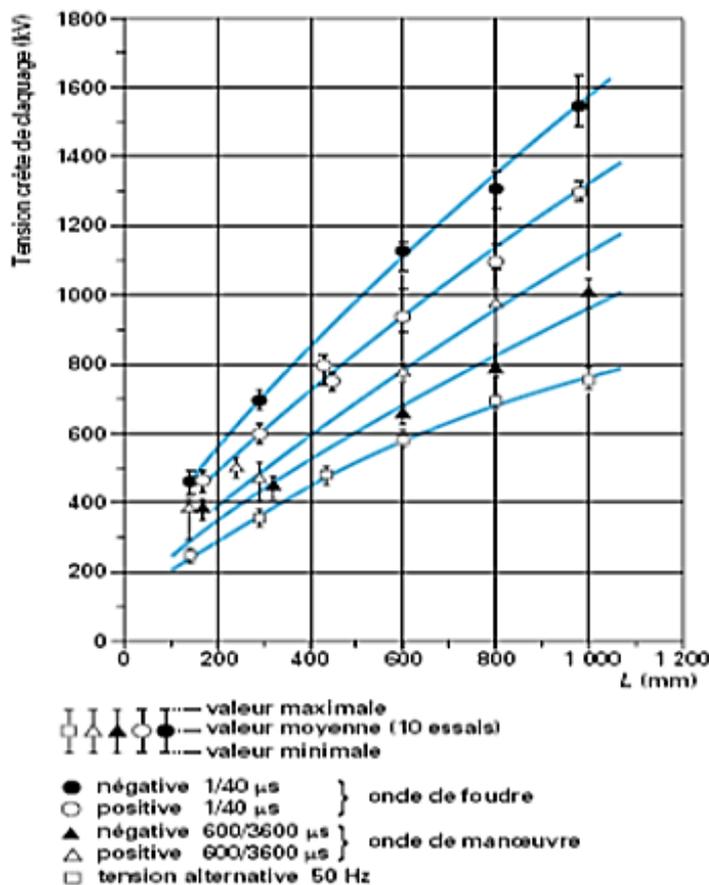


Figure 1-2 : Valeur crête de la tension de claquage d'une huile minérale en fonction de la distance entre les électrodes en géométrie divergente pour diverses formes d'ondes de tension [3]

En termes de rupture diélectrique, il existe une différence importante entre les diélectriques liquides et gazeux : elle porte sur la notion de durée d'application de l'onde de tension. Même si pour un gaz sous certaines conditions expérimentales ce paramètre peut jouer un rôle, pour les liquides, et en particulier pour l'eau, la durée d'application de la tension est une notion fondamentale.

## 1.2. LES DECHARGES DANS L'EAU

Intéressons-nous aux résultats portant sur l'influence de la durée d'application de la tension sur le niveau de la tension de claquage pour différents diélectriques liquides, et en particulier pour l'eau (Figure 1-3). La tension disruptive d'un intervalle d'eau en champ homogène (distance inter-électrodes de 1cm) varie de quelques kilovolts à plusieurs centaines de kilovolts lorsque la durée d'application de la tension évolue de quelques microsecondes à 100ns. Il apparait ainsi deux pentes représentatives de deux modes de décharge bien distincts dont la frontière se situe autour de la microseconde. Lorsque la durée d'application de l'onde de tension est supérieure à la microseconde, on parle de décharges « lentes » ou décharges en mode subsonique. Cette dénomination est liée à la vitesse de propagation de la décharge qui est de l'ordre de la dizaine de m/s. Les tensions de claquage associées sont relativement faibles. Dans le cas où les durées sont inférieures à la microseconde, les décharges sont dites « rapides » et appelées décharge en mode supersonique (vitesse de propagation de l'ordre de la dizaine de km/s). Ces décharges supersoniques sont associées à des niveaux de tension de claquage très élevés.

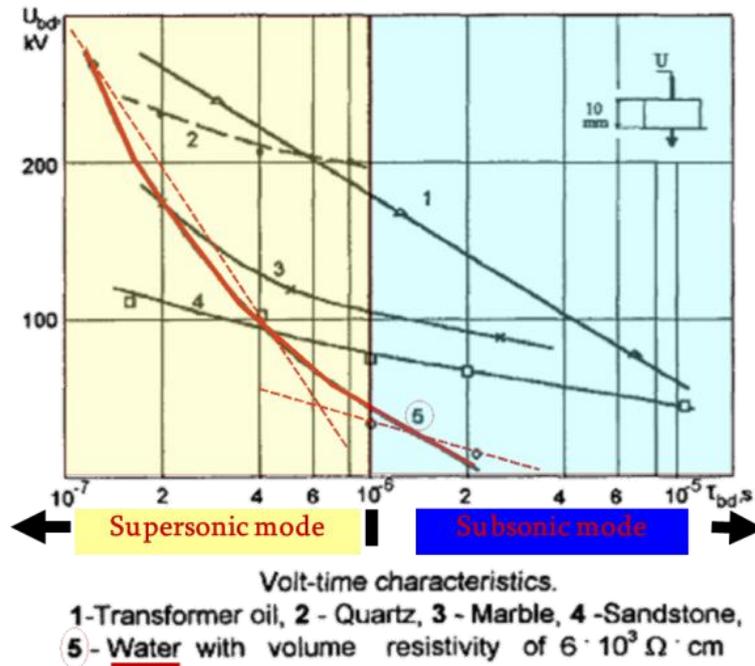


Figure 1-3 : Evolution de la tension de claquage en fonction de la durée d'application [5]

### 1.2.1. Le mode de décharge subsonique

Dans le cas des décharges subsoniques dans l'eau, l'aspect de celle-ci ressemble aux streamers dits « buisson » observés dans les hydrocarbures (cf. Figure 1-1). L'apparition de bulles de gaz, sièges de la décharge, a été mise en évidence par de nombreux auteurs (BRIGGS [6], TOUYA [7] et BEROUAL [8]). En Figure 1-4, TOUYA [7] présente une photographie d'un exemple caractéristique du développement d'une décharge subsonique dans l'eau prise par un convertisseur d'images fonctionnant en mode frame. L'enregistrement est effectué en lumière indirecte dans le cas d'une tenue sous polarité positive.

Les résultats présentés par TOUYA montrent clairement l'apparition d'un volume de bulles de gaz qui se développe depuis la pointe H.T. vers le plan. L'émission de lumière par la décharge ne se produit qu'après la formation de ces bulles de gaz : une phase de vaporisation de l'eau par effet Joule est donc à l'origine de l'initiation et de la propagation de la décharge.

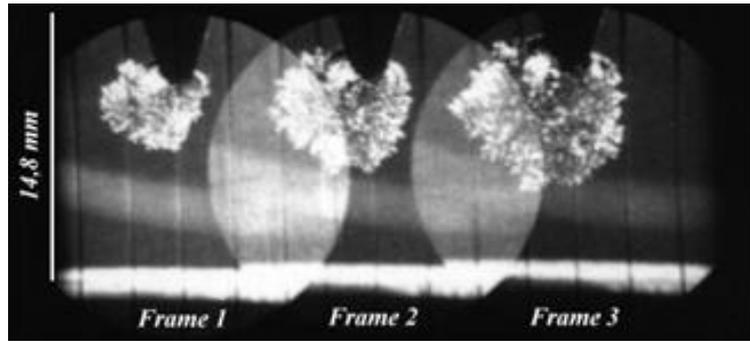


Figure 1-4 : Convertisseur d'images en mode frame d'une décharge électrique subsonique dans l'eau (polarité positive,  $U_m = 17,8kV$ ,  $D = 10mm$ ,  $R_p = 1,5mm$ ,  $\sigma = 220\mu S/cm$ ,  $t_{F1} = 317\mu s$ ,  $t_{F2} = 425\mu s$ ,  $t_{F3} = 538\mu s$ )[7]

Une théorie portant sur le développement d'une décharge subsonique est décrite par l'auteur (Figure 1-5). Une première bulle de gaz est créée, par effet Joule, au niveau de la pointe (échauffement local de l'eau). Une décharge électrique se développe ensuite dans cette bulle (renforcement du champ électrique dans la bulle dû à la différence de permittivité entre l'eau et le gaz). Le potentiel électrique est reporté à l'extrémité de la bulle provoquant le développement d'autres bulles. Lorsque le volume de la bulle occupe tout l'espace inter-électrodes, il y a rupture diélectrique de l'intervalle.

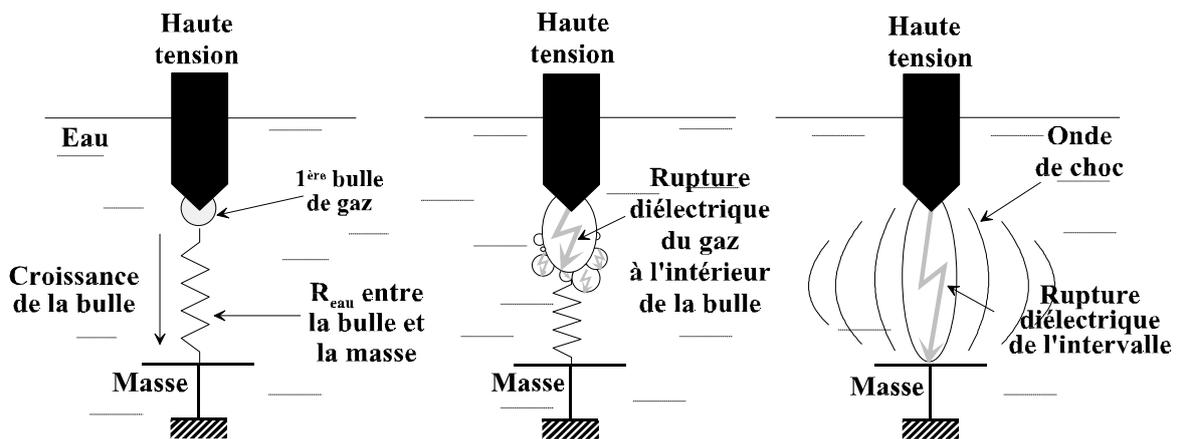


Figure 1-5 : Schématisation de la propagation sous polarité positive d'une décharge électrique subsonique dans de l'eau ( $200\mu S/cm$ ) [7]

Les constantes de temps thermiques étant relativement lentes, et les énergies de vaporisation importantes, on comprend que ce type de décharges soit associé à l'application d'une tension pendant des temps longs et à des énergies commutées importantes. La notion de champ électrique n'est pas un critère de premier ordre pour ces décharges subsoniques. Il est possible de court-circuiter un intervalle donné à l'aide de faibles niveaux de tension (quelques kilovolts) à partir du moment où cette tension est maintenue pendant une durée suffisamment importante.

ATRAZHEV [9] reprend cette explication et propose une analyse théorique de ce dernier mécanisme dans les liquides diélectriques soumis à une impulsion HT de durée suffisante pour provoquer : un échauffement local, l'évaporation puis la formation de bulles de gaz. Le modèle proposé est basé sur l'hypothèse selon laquelle la rupture diélectrique est développée par des canaux de percolation de bulles de gaz. Les résultats de ses analyses montrent une bonne concordance par rapport aux données expérimentales disponibles dans la littérature.

### 1.2.2. Le mode de décharge supersonique

La valeur des champs électriques requis pour la génération de décharges supersoniques dans l'eau excède de loin celle requise pour les gaz [10]. Il est établi que les champs de claquage pour l'eau varient de 250kV/cm [11] à plus d'1MV/cm suivant les caractéristiques de l'eau. Le critère de champ électrique appliqué est donc primordial pour ce type de décharge.

En Figure 1-6, est présentée la photographie d'un exemple caractéristique du développement d'une décharge supersonique dans l'eau prise par TOUYA [7] en polarité positive. Ce type de décharge est constitué de filaments (streamers ou leaders comme le

précise l'auteur) partant de la pointe jusqu'au plan de masse. Dans ces travaux, TOUYA montre qu'aucune phase vapeur n'a pu être détectée optiquement.

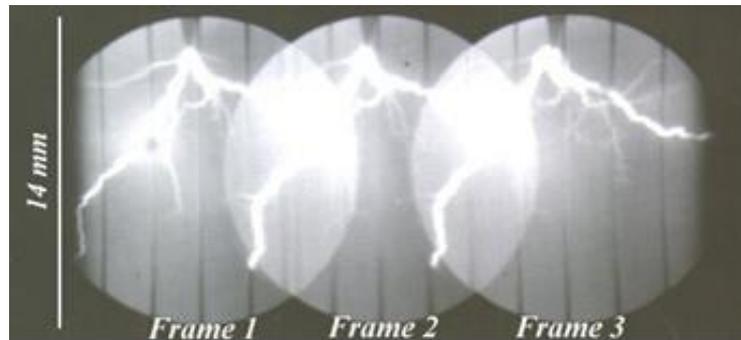


Figure 1-6 : Convertisseur d'images d'une décharge électrique supersonique dans l'eau (polarité positive,  $\sigma = 220\mu\text{S/cm}$ ,  $U_m = 30\text{kV}$ ,  $R_p = 150\mu\text{m}$ ,  $D = 28\text{mm}$ , temps d'exposition :  $200\text{ns}$ ,  $t_{F1} = 252\text{ns}$ ,  $t_{F2} = 1,85\mu\text{s}$ ,  $t_{F3} = 3,7\mu\text{s}$ ) [7]

Il n'y a pas unanimité sur l'interprétation de la phénoménologie et donc, encore moins, sur les modèles d'initiation et de propagation de la décharge supersonique dans l'eau. Pour les décharges rapides, il est difficile, compte tenu des temps mis en jeu (inférieurs à la microseconde), d'extrapoler le mécanisme de formation de bulles par vaporisation, et cela d'autant plus qu'il est possible d'initier des décharges supersoniques sans fournir d'énergie au système. Il faut donc tenter de trouver une explication basée sur des phénomènes plus rapides. La plupart des auteurs cherchent donc à justifier un changement de phase de façon à pouvoir se rattacher à des résultats connus de la théorie des décharges dans les gaz.

La synthèse des travaux faite par KOLB [12] et SCHOENBACH [13] montre que deux théories se dégagent: « Direct impact ionization model » et « Bubble theory ».

- « Direct impact ionization model »

Cette approche présentée par NIKURADSE [14] et PEEK [15] explique que la décharge supersonique est créée par une ionisation directe du liquide. Cette explication est

reprise par LEWIS [16] [17] et par KATSUKI [10] dont l'approche est très intéressante car elle émane d'un laboratoire d'électronique moléculaire et biomoléculaire et apporte donc un regard nouveau sur le problème. Ces auteurs rappellent que, pour les liquides diélectriques, des ruptures de liaisons inter-moléculaires, dues à la température, introduisent des modifications locales de la configuration moléculaire qui peuvent créer des cavités microscopiques.

- « Bubble theory »

L'hypothèse, présentée par GUNTHERSCHULZE [18] et EDLER [19], suppose l'intervention d'une phase gazeuse, qui sert alors de support pour le développement de l'avalanche électronique. Par conséquent, les décharges électriques dans les liquides sont considérées comme des «décharges de gaz enveloppées».

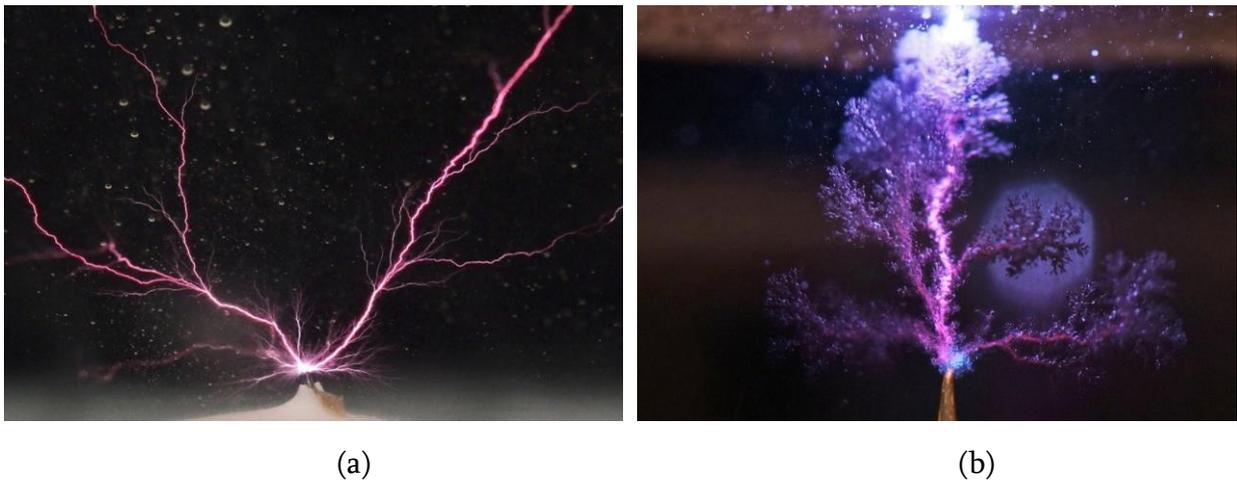
KUNHARDT et JONES [11] [20] réfutent l'hypothèse selon laquelle une avalanche électronique peut croître directement dans l'eau, et qu'il est possible de déclencher une décharge supersonique avec des champs aussi faibles que 200kV/cm. Comme ils considèrent que le mécanisme de création de bulles par thermalisation du volume d'eau est trop lent, ces auteurs introduisent la notion de zones de « faible densité ». C'est-à-dire qu'ils cherchent, à créer un chauffage localisé, donc rapide, d'où la notion de zones de faible densité qui s'apparentent à des microbulles se créant au voisinage de l'électrode via des aspérités et de l'effet de champ. Cette idée est reprise par d'autres auteurs [21] [22] [23] [24]. Ils disposent alors d'une bulle et d'électrons libres et peuvent développer leur théorie qui est très proche de celle des décharges dans les gaz. La chronologie du procédé est présentée de la manière suivante :

- formation de sites de faible densité (nucléation), près de l'électrode ;
- croissance et expansion de ces sites jusqu'à une valeur critique de la densité permettant à l'ionisation par impact électronique de prendre place (mécanisme de Townsend) ;

- croissance d'une avalanche électronique et apparition d'un front d'ionisation ;
- propagation du front d'ionisation avec chauffage par injection d'électrons, baisse de la densité du liquide, croissance d'avalanches, etc...

### Influence de la polarité

Comme pour les décharges dans les huiles la polarité a un effet sur les streamers dans l'eau. CECCATO [25] présente des résultats sur les décharges supersoniques dans l'eau pour les deux polarités (exemple Figure 1-7). Selon l'auteur, l'aspect des deux décharges est filamentaire (streamers), mais le mécanisme de propagation est radicalement différent. Cette différence de mécanisme de propagation suivant la polarité appliquée viendrait du fait que les charges négatives se développeraient sur l'interface gaz/liquide de la cavité tandis qu'en polarité positive les électrons seraient extraits à partir du liquide.



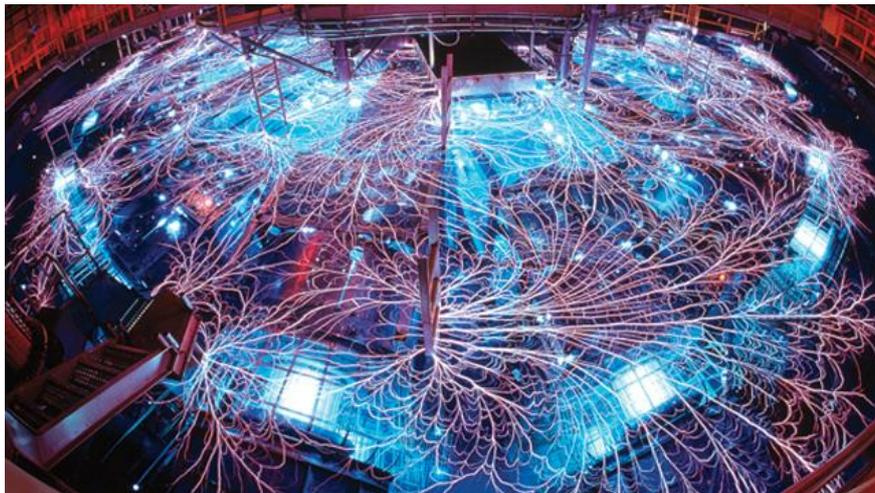
*Figure 1-7 : Photographies de streamers dans l'eau en polarité positive (a) et négative (b) [25]*

A l'heure actuelle il n'y a pas d'unanimité de la communauté scientifique sur l'explication des phénomènes de génération et de propagation des décharges supersoniques dans l'eau. Cependant l'ensemble des auteurs réfute l'hypothèse selon laquelle des phénomènes thermiques seraient mis en jeu, car ceux-ci sont considérés comme trop lents pour ce type de décharges.

### 1.3. LES APPLICATIONS INDUSTRIELLES UTILISANT DE L'EAU

#### 1.3.1. La fonction d'isolant électrique

L'eau peut être utilisée comme un diélectrique liquide de faible coût et facile d'entretien comparativement aux huiles. Cette donnée est importante pour des applications qui nécessitent des volumes importants d'isolation électrique telles que la Z-Machine (Figure 1-8).



*Figure 1-8 : Photographie de la Z-Machine, Sandia, USA*

L'eau est aussi très employée comme diélectrique pour les lignes de transmission utilisées dans les générateurs de puissances pulsées tels que KALIF (Karlsruhe Light Ion Facility) [26] (Figure 1-9) et AMBIORIX (générateur 2MA sous 1MV conçu pour étudier les effets thermomécaniques induits sur des composants électroniques par le rayonnement X) [27]. L'eau est choisie dans ce cas pour former des lignes de transmission basses impédances et de tenue diélectrique élevée. Par ailleurs, la forte permittivité de l'eau conduit à une valeur élevée de la constante de propagation ( $\delta=30\text{ns/m}$ ), ce qui permet de réduire les dimensions de la ligne.

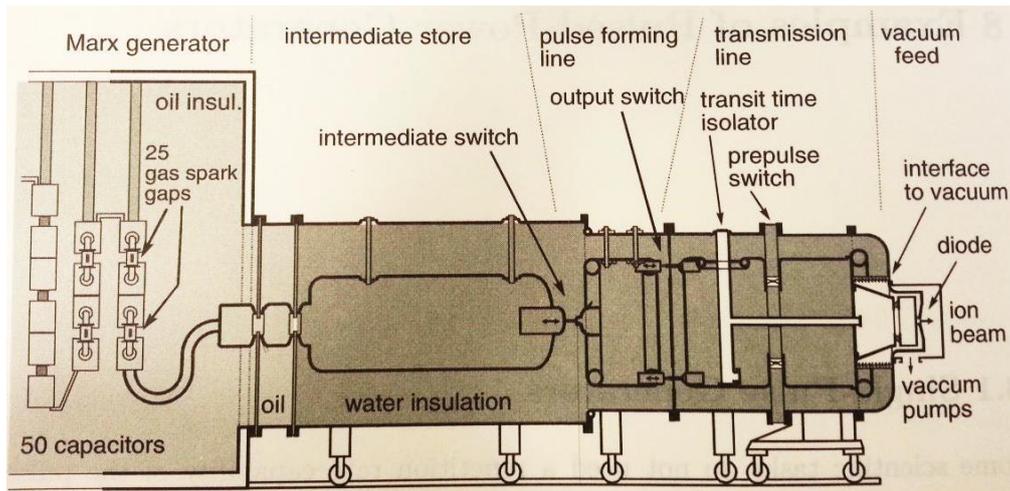


Figure 1-9 : Illustration schématique du générateur KALIF 1,5TW, 1,7MV.

### 1.3.2. Les décharges électriques dans l'eau

Pour les applications industrielles, les processus physiques et chimiques générés par les décharges électriques dans l'eau présentent plusieurs intérêts majeurs.

Que peut-on attendre de ces décharges ?

- L'eau peut être soumise à des champs électriques très élevés qui peuvent agir sur des cellules ou des micro-organismes.
- Les décharges streamers qui se développent dans l'eau émettront à la fois des rayonnements UV et des ondes de chocs.
- Des électrons énergétiques favorisant l'ionisation, la dissociation et l'excitation des molécules d'eau seront créés. Il se forme ainsi des radicaux très réactifs (O, OH, H, ...). A plus long terme, ces radicaux se recombineront pour former des molécules oxydantes (O<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>) et/ou réagissant avec les molécules présentes.

Les différentes applications peuvent donc être regroupées en trois domaines en fonction des processus physiques mis en jeu: les champs électriques pulsés, les décharges streamers et les arcs électriques.

### 1.3.2.1. *Champs Electriques Pulsés (CEP)*

L'utilisation des champs électriques est particulièrement présente dans l'industrie agroalimentaire. C'est à partir des années 1960 que les travaux sur les champs électriques pulsés (CEP) ont été réellement développés (SALE [28][29]). Les deux principales applications sont :

- l'extraction de métabolites ou de composés intracellulaires à partir de cellules végétales (électroporation) ZIMMERMANN [30] : Cette technique repose sur l'application d'un champ électrique qui produit une polarisation de la membrane de la cellule. Elle se comporte comme un condensateur. Il se produit une accumulation de charges de part et d'autre de la membrane créant un potentiel transmembranaire  $V_m$ . Pour des valeurs de  $V_m$  supérieures aux caractéristiques diélectriques de la membrane, celle-ci se perce brutalement à l'instar du claquage d'un condensateur : il y a apparition de pores. Notons que les pores formés sont soit réversibles soit irréversibles selon l'intensité et la durée du champ électrique appliqué.
- la réduction microbienne des aliments : Les champs électriques pulsés peuvent également agir sur le contenu intracellulaire de la cellule. L'observation au microscope électronique de cellules de levures traitées (20kV/cm) et non traitées par CEP met en évidence le détachement de la membrane cellulaire par rapport à la paroi ainsi qu'une désorganisation du contenu intracellulaire BOUSSETTA [31]. Il apparaît également une fuite de composés intracellulaires, visibles entre la membrane détachée et la paroi cellulaire. La rupture de la membrane cellulaire semblerait donc ne pas être le seul effet des CEP sur les cellules.

### 1.3.2.2. *Streamers*

La génération de streamers dans un liquide peut générer des champs électriques très élevés à l'extrémité des streamers, des électrons de haute énergie, de l'ozone, d'autres

espèces chimiquement actives et des rayons ultraviolets [32] [33]. Tous ces éléments peuvent être utilisés pour stériliser des micro-organismes et pour décomposer les molécules et les matériaux.

GUPTA [34] a étudié l'efficacité des décharges couronnes pulsées pour la désinfection de l'eau et son évolution à des débits importants. L'expérimentation est constituée d'un réacteur coaxial contenant une anode centrale cylindrique. Le réacteur est alimenté par des impulsions électriques dont les amplitudes peuvent aller jusqu'à 100kV et des durées d'impulsions comprises entre 200 et 400ns à une fréquence de répétition pouvant aller jusqu'à 20Hz. Des radicaux OH, dont les concentrations peuvent atteindre plus de 100mM (millimolaire) apparaissent à la frontière streamer-eau. La majorité des radicaux OH permettant la décontamination de l'eau ( $H_2O_2$ ) sont produits par le rayonnement UV intense et les ondes de choc associés aux streamers.

LUBICKI [35] s'est attaché aussi au traitement de l'eau par décharges couronnes pulsées pour l'élimination des substances organiques comme le trichloréthylène, le benzène, le toluène, qui sont des contaminants organiques communs générés dans l'eau par les déchets industriels. Ces résultats, présentées en Figure 1-10, montrent clairement l'apport positif du traitement par décharges couronnes.

Contaminants →	Benzene	TCE	Toluene
Pulse Voltage ↓	(%)	(%)	(%)
25 kV@1 Hz	0.67	0.66	0.68
25 kV@20 Hz	0.67	0.65	0.67
25 kV@50 Hz	0.67	0.65	0.64
Air- Bubbling	0.75	0.76	0.77
No Treatment	0.90	0.90	0.90

Figure 1-10 : Réduction de la concentration des contaminants avec et sans traitement par décharges couronnes

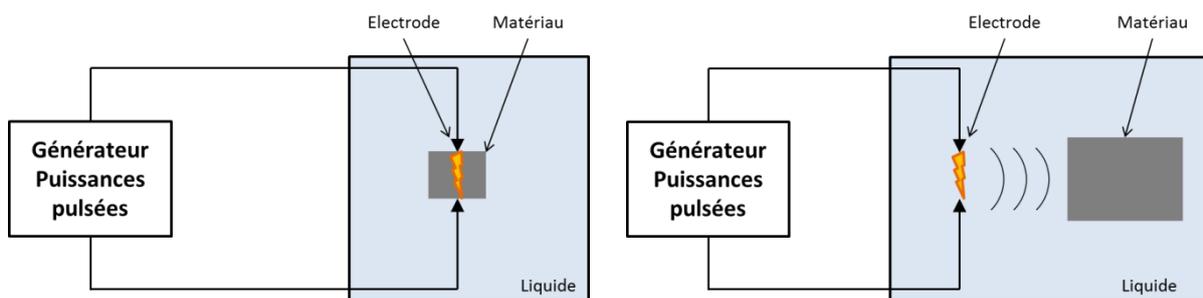
1.3.2.3. Régime d'arcs

Pendant la durée de l'arc, un fort courant pouvant atteindre plusieurs centaines de kiloampères circule entre les deux électrodes. Cette phase conduit également à la formation d'une onde de pression d'amplitude bien plus élevée que celle obtenue en phase streamer. Ces deux phénomènes sont à l'origine de nombreuses applications industrielles.

a. Destruction et séparation de matière par la méthode PBT

La méthode PBT (« Plasma Blasting Technology ») est basée sur la restitution rapide de fortes énergies électriques stockées par des condensateurs. Cette méthode permet par la création d'une onde de choc, d'envisager des applications de fracturation, de séparation ou de forage.

Deux principes sont utilisables. Le premier, dit délocalisé, consiste à transmettre l'onde de choc au matériau par l'intermédiaire d'un milieu liquide (Figure 1-11b). Dans le second principe, dit localisé, la décharge se produit directement dans le matériau (Figure 1-11a).



(a) Electrical Disintegration Process

(b) Electrico-Hydraulic Disintegration Process

Figure 1-11 : Principe Fondamental des méthodes EDP et EHDP

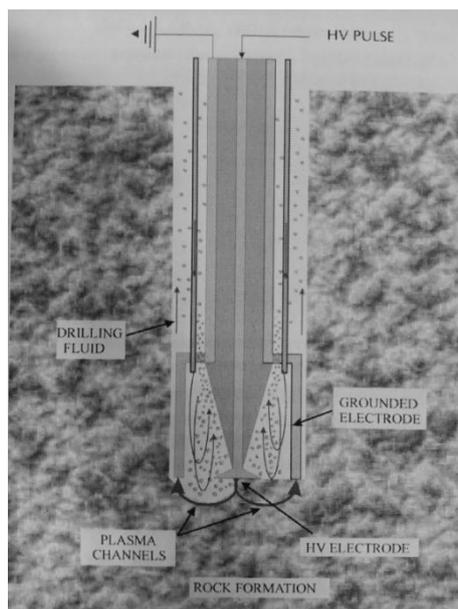
Par rapport aux techniques basées sur des explosifs chimiques, la méthode PBT offre trois avantages :

- Absence de fumées néfastes et de produits polluants émis par l'explosif chimique.
- Meilleure maîtrise du concassage.
- Coût restreint.

### Principe localisé EDP (Electrical Disintegration Process)

Le principe localisé consiste à placer le produit à fragmenter, non conducteur électriquement, entre deux électrodes le tout dans un liquide dont la rigidité diélectrique est très élevée. Les deux électrodes sont connectées à un banc Haute Tension délivrant une impulsion de quelques centaines de kilovolts au système d'électrodes. Un arc est alors généré à travers le matériau. L'onde de pression, résultant de l'expansion du canal d'arc, fragmente le matériau aux alentours du lieu de la décharge. En répétant ce processus en différents endroits, le matériau entier peut être traité [36].

La méthode EDP est également utilisée par TIMOSHKIN [37] en vue de proposer une nouvelle méthode de forage de puits. Le prototype appelé « Plasma channel drills » développé à l'université de Strathclyde est capable de creuser des trous dans la roche avec une vitesse supérieure à 16cm/min. Le principe de ce prototype est décrit en Figure 1-12.



*Figure 1-12 : Forage de puits par la méthode localisée*

### Principe délocalisé EHDP (Electrico-Hydraulic Disintegration Process)

Cette méthode est constituée d'un système de deux électrodes de décharge immergées dans un liquide et placées près du matériau à traiter (Figure 1-11b). Un système capacitif, délivrant des puissances pulsées, est déchargé à travers le jeu d'électrodes. Un arc est alors créé entre les électrodes, à travers le liquide. L'expansion du canal d'arc conduit à la génération d'une onde de pression qui se propage dans le liquide jusqu'au matériau à traiter [36].

La première application que nous pouvons citer se trouve au Noranda Technology Center (Canada) et utilise un banc de capacités de 1MJ dans le but de détruire des blocs de béton ou de fragmenter des roches. Le système d'électrodes est inséré dans un trou, préalablement percé dans la roche, rempli d'un liquide (eau du robinet ou gel). Les résultats ont montré une relation linéaire entre le rendement de fragmentation et l'énergie électrique délivrée [38] [39] [40].

La société TZN a développé des applications commerciales de cette technologie et, plus particulièrement, la réduction et le broyage de matériaux pour répondre à un besoin découlant des nouvelles lois allemandes sur le traitement de déchets [41], [36]. Un premier système, basé sur la méthode EHDP, peut générer des décharges à une fréquence de 100kHz. La tension de charge étant de quelques dizaines de kilovolts, l'énergie par impulsion varie de quelques kilojoules à quelques dizaines de kilojoules. Ces caractéristiques de sortie sont suffisantes pour un grand nombre d'applications de traitement.

Nous pouvons également citer la société SELFRAG [42], fondée en 2007 qui commercialise une gamme de produit pour des applications diverses telles que l'exploitation minière, la séparation, la fracturation et le recyclage. La Figure 1-13 présente

un exemple de produit commercialisé par cette société : le SelFrag Lab. Il est utilisé pour la fragmentation sélective de matériaux composites, minéralogique et d'échantillons géologiques de l'ordre du kilogramme.



*Figure 1-13 : Machine industrielle appelée SelFrag Lab[42]*

*b. Applications diverses par ondes de choc*

La lithotripsie

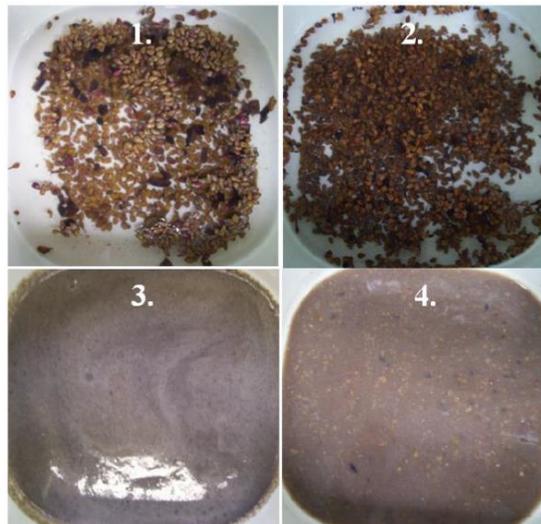
La lithotripsie est l'ensemble des techniques utilisées pour éliminer des calculs (rénaux, vésicaux ou biliaires). BROYER [43] décrit un nouveau générateur d'ondes de choc pour la lithotripsie. Les ondes de choc sont créées entre deux électrodes coaxiales branchées directement sur l'éclateur et immergées dans un électrolyte de sérum physiologique dégazée. Le dispositif inter-électrode est dimensionné pour correspondre à l'impédance caractéristique de la ligne de transmission afin d'avoir un transfert d'énergie optimal.

Cette technique de traitement utilisant les décharges électriques dans un liquide a montré son efficacité et son potentiel industriel notamment par la commercialisation de plusieurs machines pouvant être utilisées dans les hôpitaux. La Lithotripsie extracorporelle

par ondes de choc est par exemple utilisé au service urologie du CHU Henri Mondor de Créteil.

### Extraction/Traitement

BOUSSETTA [27] [35] décrit un procédé visant à produire des ondes de choc dynamiques par décharges électriques dans un liquide (mélange à base d'eau) afin d'augmenter l'extraction des polyphénols à partir de marc de raisin. Le principe repose sur la décharge d'un condensateur (tension d'impulsion maximale : 40kV) dans le mélange contenant du marc de raisin et de l'eau, et produisant ainsi une onde de choc dynamique de forte valeur dans le liquide. Les énergies d'impulsion ont été fixées à 160J et à 4kJ avec une fréquence de répétition de 0,5Hz. Les résultats soulignent l'intensification de l'extraction des solutés totaux de polyphénols issus de marc de raisin après le traitement.



*Figure 1-14 : Figure 4.8 – Photographies des suspensions de pépins de raisin témoins (1), traitées par DEHT ( $E=0,16\text{kJ/impulsion}$ ,  $E_{\text{total}}=160\text{kJ/kg}$ ) à l'échelle semi-pilote (2), traitées par DEHT ( $E=0,16\text{kJ/impulsion}$ ,  $E_{\text{total}}=160\text{kJ/kg}$ ) à l'échelle laboratoire (3), traitées par DEHT ( $E=4\text{kJ/impulsion}$ ,  $E_{\text{total}}=160\text{kJ/kg}$ ) à l'échelle semi-pilote (4)*

En conclusion, nous pouvons noter que l'utilisation des décharges électriques dans l'eau couvre un large domaine industriel. L'objectif de ce travail de thèse est le transfert de la technologie EHDP dans le domaine pétrolier. En effet, dans le contexte mondial et notamment en France avec la problématique liée à la loi du 13 juillet 2012 [44] visant à interdire l'exploration et l'exploitation de certains hydrocarbures par la méthode de fracturation hydraulique, le développement de méthodes alternatives est devenu un enjeu majeur.

#### 1.4. LA PROBLEMATIQUE GAZIERE

Avec une production en croissance annuelle de près de 3% en moyenne depuis plus de trente ans, le gaz est l'énergie fossile dont la progression est la plus soutenue. Actuellement, la majorité du gaz exploité est issue de réservoirs de gaz conventionnels mais des volumes très importants restent à produire pour continuer à répondre au rythme actuel de consommation.

Les gaz non conventionnels constituent une source potentielle majeure du renouvellement des ressources en gaz mais aussi un moyen de répondre à la consommation croissante. Le fort potentiel des gaz non conventionnels devrait prolonger durablement la capacité de l'industrie pétrolière à répondre aux besoins énergétiques de la planète. Une estimation [45] de l'évolution de la production des différents gaz est présentée sur la Figure 1-15. Nous reviendrons rapidement sur la définition de ces différents gaz.

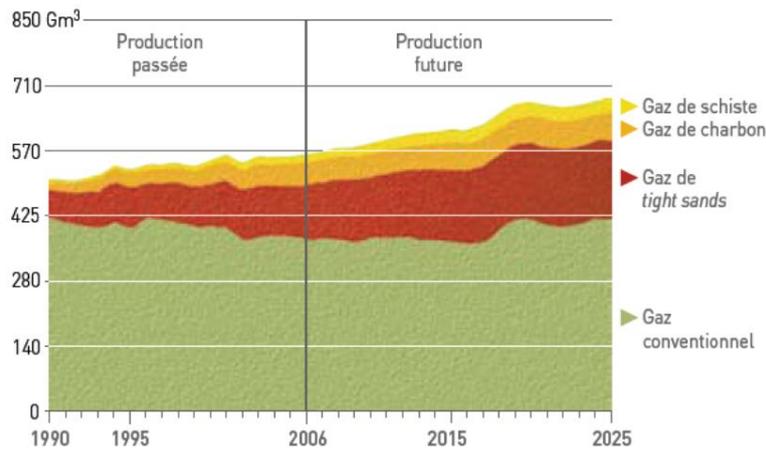


Figure 1-15 : Estimation de croissance des gaz [45]

D'après la Figure 1-16, les ressources gazières sont réparties sur l'ensemble du globe terrestre dans différents types de réservoirs [46]. Le volume des ressources en gaz de schiste (ou shale gas), tight gas et gaz de charbon est estimé aujourd'hui par l'AIE (Agence Internationale de l'Énergie) à 380 000 milliards de m<sup>3</sup>, soit environ 50% des ressources gazières mondiales. Les gaz de schiste concentrent la plus grosse part de ce potentiel car l'étendue des roches mères dont ils sont issus est beaucoup plus importante que celle des réservoirs gaziers classiques.

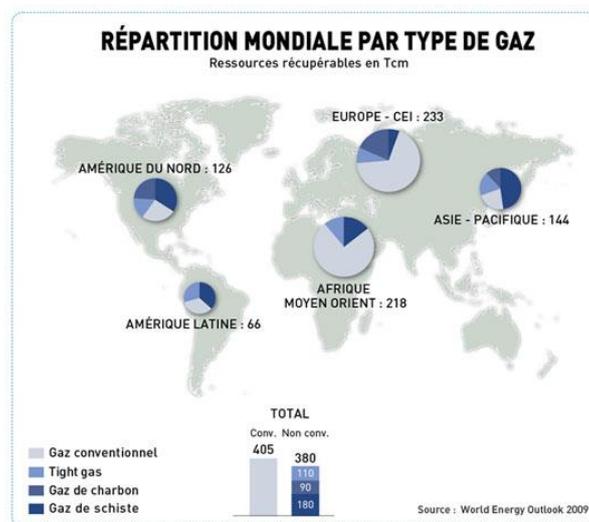


Figure 1-16 : Répartition mondiale des ressources gazières

#### 1.4.1. Le gaz conventionnel

Le gaz naturel est principalement constitué de méthane (CH<sub>4</sub>). C'est le plus simple des hydrocarbures. Il provient de la dégradation de la matière organique (d'origine biologique) piégée dans des sédiments devenus roches sédimentaires après diagenèse (processus physico-chimiques et biochimiques par lesquels les sédiments sont transformés en roches sédimentaires). Cette roche contenant de la matière organique est appelée 'roche mère'.

Dans le cas du méthane (et de tous les autres hydrocarbures liquides et/ou gazeux), il peut y avoir migration du gaz, qui quitte sa roche mère si celle-ci est perméable (perméabilité intrinsèque ou à la suite d'une fracturation). Méthane et autres hydrocarbures mobiles cheminent alors en suivant les zones perméables, toujours vers le haut, car ces hydrocarbures sont moins denses que l'eau qui imprègne en général tout le sous-sol. Ils peuvent ainsi arriver en surface où ils donneront des sources ou suintements de gaz ou de pétrole. Mais ils peuvent aussi être retenus dans des structures géologiques appelées pièges. C'est le cas classique d'une couche imperméable et de bien d'autres contextes géologiques. Gaz et pétrole ne forment alors pas des poches, ou des lacs, mais imprègnent la porosité ou les fractures de la 'roche-magasin' (On nomme 'roche-réservoir' ou 'roche-magasin' la roche poreuse assimilée à un gisement de pétrole). La 'roche-magasin' étant perméable, un simple forage vertical, avec (ou sans) pompage suffit pour extraire une proportion notable des hydrocarbures contenus dans le piège.

#### 1.4.2. Le gaz non conventionnel

Les gaz non conventionnels sont contenus dans des matrices rocheuses extrêmement compactes. L'appellation « gaz non conventionnel » recouvre principalement les ressources gazières suivantes : le gaz de schiste (shale gas), le tight gas et le gaz de charbon. Ce n'est pas leur nature chimique qui les distingue du gaz conventionnel, mais

les caractéristiques géologiques de la roche. Le positionnement de ces divers réservoirs (profondeur, type de roches) est présenté en Figure 1-17.

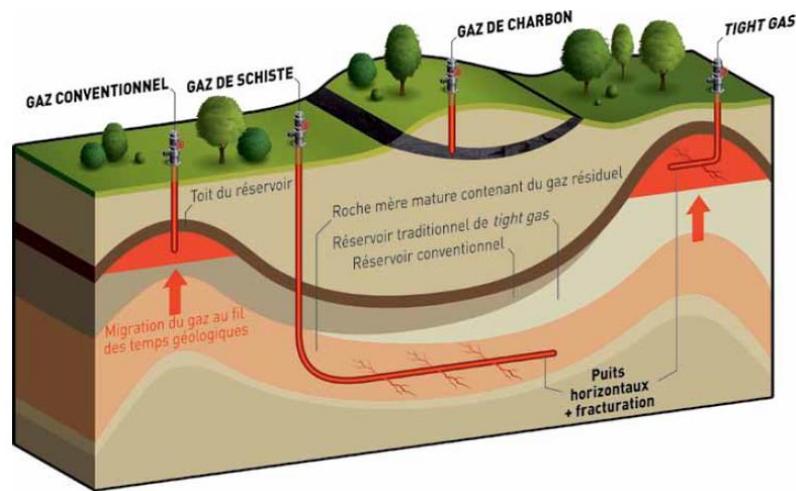


Figure 1-17 : Différents types de réservoirs [47]

### Le gaz de charbon

Le gaz de charbon est, comme son nom l'indique, emprisonné dans les gisements de charbon. La plus grande partie du gaz est absorbée par la surface du charbon. Excellent « stockeur » de gaz, le charbon peut contenir de deux à trois fois plus de gaz par unité de volume de roche que les gisements gaziers classiques.

### Gaz schiste et tight gas

Les gaz de schiste et les tight gas ont en commun le fait d'être piégés dans des roches de très faible perméabilité, des roches ultracompactes qui interdisent ou limitent fortement la circulation du gaz. Ces réservoirs se situent à des profondeurs comprises entre 1000 et 5000m ce qui a pour conséquence d'induire des conditions thermodynamiques spécifiques (température pouvant aller jusqu'à 100°C et pression statique supérieur à la centaine de bar)

- Le tight gas est piégé dans des réservoirs ultracompacts, dont la porosité et la perméabilité sont très faibles. Les pores de la roche-réservoir contenant le gaz sont minuscules, et la compacité de la roche est telle que le gaz ne peut s’y mouvoir que très difficilement.
- Le gaz de schiste est, quant à lui, extrait d’une couche géologique appelée « roche mère » et non d’un réservoir pétrolier classique. Cette roche sédimentaire argileuse est naturellement peu perméable. Le gaz s’y trouve soit adsorbé, c’est-à-dire intimement imbriqué dans la matière organique, soit à l’état libre dans le volume poreux de la roche.

Les deux principaux paramètres permettant de caractériser les roches réservoirs sont la porosité  $\phi$  et la perméabilité  $k$  (Figure 1-18). La porosité (en %) représente le volume des vides par rapport au volume de la roche. La perméabilité indique l’aptitude de la formation à se laisser traverser par un fluide, un liquide ou un gaz, sous l’effet d’un gradient de pression. L’unité de la perméabilité est le  $m^2$  mais il est courant d’utiliser le Darcy ( $1\text{Darcy}=1\mu m^2$ ).

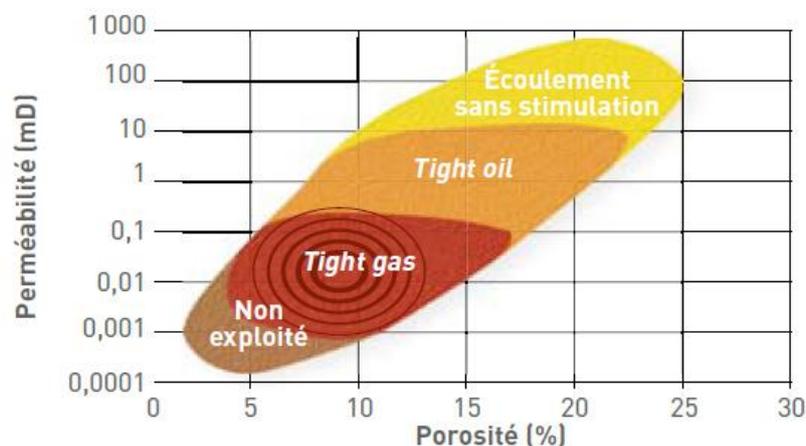


Figure 1-18 : Caractérisation des réservoirs en fonction de la perméabilité et de la porosité [45]

On regroupe sous l’appellation « tight gas reservoirs », les gaz issus de formations de perméabilité inférieure à 0,1mD (milli-Darcy) et qui ne font pas l’objet d’une définition précise et codifiée. Ainsi, compte tenu de la nature gréseuse de la plupart des gisements,

ces réservoirs sont parfois appelés « tight gas sands ». La nature des gisements tight, à l'intérieur desquels les gaz se déplacent très difficilement, rend leur exploitation complexe.

Si  $\phi$  est un bon indicateur du volume d'hydrocarbures que peut contenir une roche,  $k$  délivre une information sur la mobilité des fluides. Cependant une roche peut posséder une bonne porosité, tout en ayant les pores isolés les uns des autres, empêchant donc toute circulation (c'est le cas de la pierre ponce volcanique ou du grès partiellement cimenté). Dans le cas des tight gas reservoirs, les roches sont à la fois faiblement poreuses et peu perméables ; même le gaz, qui possède une viscosité faible, s'y déplace difficilement. Pour exploiter ces gisements, il faut alors créer des zones plus perméables : fractures ou puits, qui permettront aux hydrocarbures de circuler.

### Les hydrates de gaz

Il est possible d'inclure dans la catégorie des gaz non conventionnel les hydrates de gaz, aussi appelés clathrates. Ils correspondent à une forme de gaz non conventionnel se trouvant au fond des océans des régions très froides et sont constitués de méthane et d'eau. L'exploitation des hydrates de gaz est beaucoup trop chère pour être rentable dans les conditions actuelles de marché, mais les réserves de gaz contenues dans ces hydrates seraient gigantesques.

#### 1.4.3. Les méthodes de production

Nous nous intéresserons uniquement, dans cette partie, à l'exploitation des réservoirs tight gas et gaz de schiste. Ces gisements de gaz non conventionnel sont difficiles à produire. Leur mise en production par des techniques classiques n'est pas viable économiquement et seule la mise au point de technologies adaptées permet d'améliorer la

récupération en augmentant la porosité et la perméabilité relative du réservoir (et donc la mobilité du gaz).

#### 1.4.3.1. La fracturation hydraulique

La « fracturation hydraulique », dont le principe est décrit Figure 1-19, est la fracturation ciblée de formations géologiques peu perméables par l'injection sous très haute pression (600bar) d'un fluide destiné à fissurer et micro-fissurer la roche. Cette fracturation peut être pratiquée soit à proximité de la surface, soit à grande profondeur (à plus de 1km, voire à plus de 4km dans le cas du gaz de schiste), et à partir de puits verticaux, inclinés ou horizontaux. Dans le cas des schistes profonds dont la perméabilité naturelle est extrêmement faible (micro-Darcy voire même nano-Darcy dans certains cas), fracturer des portions très importantes de couches de schiste est, à ce jour, le seul moyen rentable et éprouvé d'en extraire les gaz qui y sont piégés (en très faible quantité par m<sup>3</sup> de schiste).

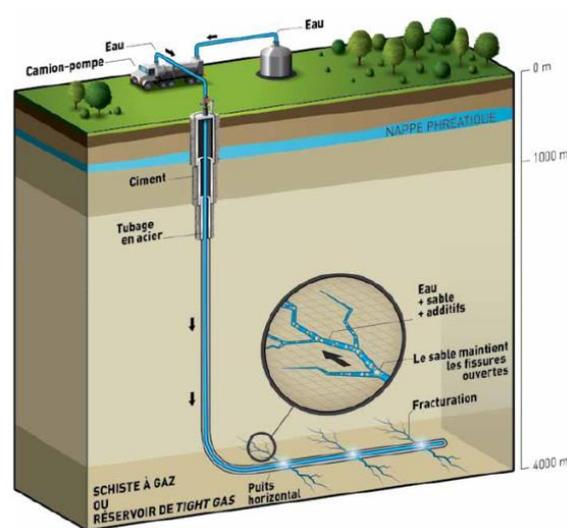


Figure 1-19 : Principe de la fracturation hydraulique [47]

La fracturation d'une couche ciblée de roche, fournit un chemin conducteur ouvrant au drainage d'une plus grande surface du « réservoir ». Elle est effectuée en

fracturant la roche par une contrainte statique à l'aide d'un fluide injecté sous haute-pression à partir d'un forage de surface. Le but est d'augmenter la macro porosité et moindrement la microporosité. Le fluide peut être de l'eau, une boue ou un fluide technique à viscosité contrôlée enrichi en agents durs (grains de sable tamisé, ou microbilles de céramique) qui empêcheront que le réseau de fracture se referme sur lui-même au moment de la chute de pression. Quand les hydrocarbures sont piégés au sein même de la matrice rocheuse, la fracturation facilite l'accès à une plus grande partie du gisement. Le but est d'augmenter la surface d'échange entre le puits et le réservoir, et donc la productivité du puits.

La fracturation hydraulique se déroule en plusieurs phases : une galerie ou un réseau de galeries est creusé dans le lit rocheux que l'on souhaite fracturer puis la fracturation est initiée avec un fluide de faible viscosité (de manière à ne pas perdre trop d'énergie via les forces de friction qui deviennent d'autant plus importantes que le réseau s'agrandit). Des fluides (ou gels) sont ensuite injectés dans le réseau de fentes. Ils contiennent un agent de soutènement en suspension qui doit éviter que ce réseau ne se referme. La répartition des agents de soutènement à l'intérieur de la fracture est un facteur essentiel dans la conception d'une fracture hydraulique. Les opérations de collecte peuvent ensuite être amorcées. Si le puits s'épuise ou semble se colmater, de nouvelles opérations de fragmentation peuvent se succéder.

Malgré l'optimisation permanente du procédé, il reste des points négatifs à cette méthode. Les principaux points négatifs sont :

- L'emploi d'additifs, plus ou moins toxiques, qui peuvent remonter jusqu'à des nappes phréatiques provoquant la contamination de celles-ci ;
- Le risque de passage du gaz dans les nappes phréatique. Deux phénomènes peuvent se produire, une migration verticale du gaz à l'intérieur du réservoir et une migration du gaz par la présence d'un défaut d'étanchéité du puits ;
- L'utilisation d'une très grande quantité d'eau nécessitant d'être recyclée par la suite ;

- Une fracturation profonde, pas forcément maîtrisée, et unidirectionnelle.

Par conséquent, des méthodes alternatives sont actuellement en phase de développement ou en phase de test, afin de proposer d'autres solutions techniques à la fracturation hydraulique.

#### 1.4.3.2. *Les méthodes alternatives*

##### a. *Fracturation par gel GPL*

Il s'agit d'une méthode pour fracturer le réservoir utilisant un gel GPL (Gaz de Pétrole Liquéfié ou LPG en anglais : liquid petroleum gas), en remplacement de l'eau. Les compagnies GASFRAC [48] et BLACKBRUSH [49] [50], au Canada, ont développé une technique de fracturation au propane, utilisable à l'échelle du pilote. Dans le cas de la fracturation au propane, le principe ressemble à la méthode utilisant de l'eau : il s'agit de générer des fissures au sein de la roche-mère et de les maintenir ouvertes à l'aide de sable et/ou de billes céramiques (Figure 1-20).

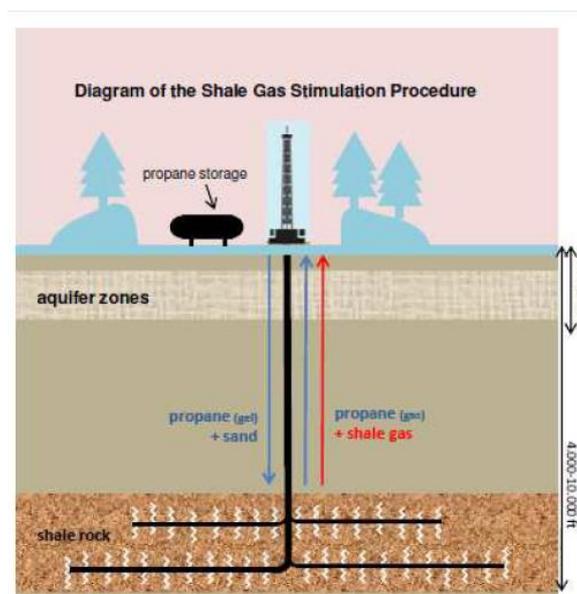


Figure 1-20 : Exemple d'une exploitation utilisant le propane comme fluide de fracturation [51]

Le point-clé de cette technologie a été de déterminer l'agent chimique capable de gélifier le propane. Un ester de phosphate, en association avec un autre additif destiné à casser ultérieurement les chaînes moléculaires est utilisé à l'origine de la phase gélifiée. Par ailleurs, aucun biocide (substances chimiques) n'est nécessaire contrairement à ce qui se passe dans le cas d'une fracturation à l'eau. LESTZ [52] montre aussi l'intérêt d'utiliser un gel GPL à la place d'un fluide tel que l'eau dans l'efficacité du « flow back » (en français le flux de retour), afin de limiter les effets de rétention de l'eau dans le réservoir qui tendent à restreindre le flux de gaz en sortie.

Parmi les autres différences comparativement à la fracturation à l'eau, on retiendra principalement les avantages suivants :

- Pas d'utilisation d'eau.
- Une tension de surface, ainsi qu'une viscosité réduite, ce qui confère des taux élevés de récupération du gaz en place (meilleure pénétration du fluide et évacuation facilitée par le passage en phase gazeuse du propane).
- Des volumes de propane réduits (typiquement  $800\text{m}^3$ ), notamment si l'on considère que la récupération du propane injecté est quasi complète.

Mais aussi les inconvénients suivants :

- Il s'agit, malgré l'absence d'eau, d'une fracturation hydraulique au sens d'injection d'un fluide sous pression.
- Inflammabilité du propane, alliée au fait que ce dernier est plus lourd que l'air, ce qui retarde sa dispersion en cas de fuites en surface.

En résumé, du point de vue de l'efficacité de récupération des gaz en place, cette méthode présente de nombreux d'avantages au regard des possibilités de la fracturation hydraulique à eau. Cependant, les problèmes liés à la sûreté des installations pourraient limiter l'utilisation massive de cette technique.

*b. Fracturation pneumatique*

Expérimentée aux Etats-Unis par la société CHIMERA ENERGY [53] cette méthode consiste à injecter un gaz comprimé dans la roche mère afin de la désintégrer par des ondes de chocs. La perforation est pneumatique et non hydraulique. Elle recourt à des gaz chauds plutôt qu'à du liquide pour fracturer le schiste. Le gaz utilisé est de l'hélium, présentant la capacité d'augmenter son volume 700 fois quand il passe du stade liquide au stade gazeux. L'hélium est injecté dans le puits sous sa forme liquide, puis sous l'action de la chaleur naturelle du sous-sol se transforme en gaz, gonflant ainsi son volume avec une grande force mécanique. Cette force est assez puissante pour fracturer la roche mère. L'hélium est le gaz le moins soluble dans l'eau que l'on connaisse. Ses caractéristiques chimiques permettent une extraction des gaz sans avoir besoin d'utiliser de solvants.

Cette méthode de fracturation dépend beaucoup de la disponibilité et du prix de l'hélium et est économiquement viable tant que le prix de l'hélium sera faible. Il n'y a pas de moyens chimiques pour fabriquer de l'hélium. Les stocks d'hélium dont nous disposons sur Terre proviennent de la désintégration des éléments alpha radioactifs dans les roches et ces réserves sont limitées...

*c. Fracturation au CO<sub>2</sub>*

Une alternative est expérimentée actuellement : la fracturation au CO<sub>2</sub> (dioxyde de carbone). Pour être injecté, le CO<sub>2</sub> doit être en phase 'supercritique' : le point critique étant atteint à 31,1°C et à 7,38MPa. Dans certaines conditions de pressions et de températures, le CO<sub>2</sub> se comporte comme un liquide. Au-delà de son point critique, le CO<sub>2</sub> entre dans une phase appelée supercritique. La courbe d'équilibre liquide-gaz est interrompue au niveau du point critique, assurant à la phase supercritique un continuum des propriétés physico-chimiques sans changement de phase. C'est une phase aussi dense qu'un liquide mais assurant des propriétés de transport (viscosité, diffusion) proches de celles d'un gaz. L'efficacité de cette méthode n'a pas été clairement établie mais elle

présente l'avantage de ne pas avoir à utiliser un volume d'eau important. Cependant elle présente des inconvénients non négligeables :

- le changement de phase du CO<sub>2</sub> est mal maîtrisé ;
- le CO<sub>2</sub> injecté en profondeur au contact de l'eau, forme de l'acide carbonique (H<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>). Cette eau acidifiée peut migrer, au travers des fissures provoquées par la fracturation, jusqu'aux couches rocheuses carbonatées et les dissoudre. Cette dissolution élargit les fissures et entraîne la remontée plus rapide des produits chimiques à la surface. Ceci en traversant et contaminant les aquifères (nappe souterraine d'eau douce).

#### *d. La fracturation électrique*

La méthode alternative de fracturation qui fait l'objet de l'étude présentée dans ce manuscrit est la fracturation par des ondes de chocs générées par des décharges électriques dans un liquide. Ce procédé est communément appelé 'fracturation électrique'.

La fracturation électrique est une méthode qui présente incontestablement moins de danger pour l'environnement que la fracturation hydraulique. En effet, les risques de pollution sont réduits car les volumes d'eau utilisés sont négligeables. Elle ne nécessite donc aucun post-traitement d'eau et ne met pas en jeu de solvants ou de produits chimiques.

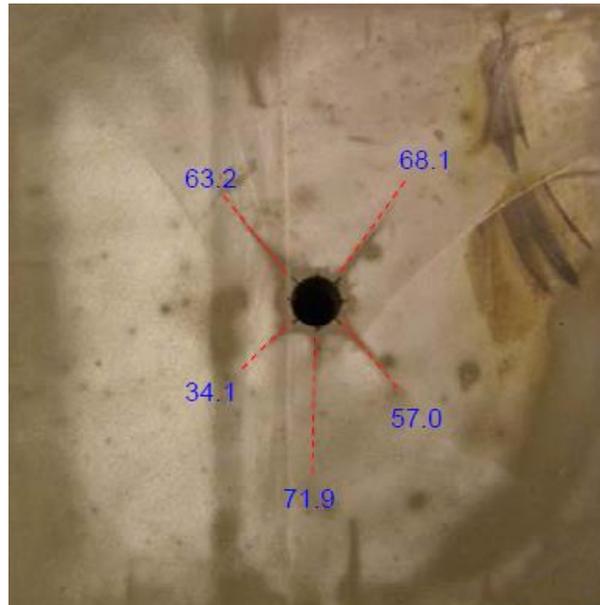
Cette méthode n'est pas récente ; des essais ont été menés dans le Colorado dès 1964 (MELTON [54]) afin d'étudier le potentiel de la fracturation électrique pour des réserves d'huile de schiste. Malgré des premiers résultats encourageants, ces études n'ont pas abouti sur des méthodes d'extraction opérationnelles. Néanmoins, de nombreux brevets ont été déposés vers la fin des années 1970 ([55] [56] [57]). Plus récemment, la compagnie Chevron [58] est dépositaire d'un brevet qui couvre différents points technologiques de la méthode. Les auteurs du brevet insistent sur les caractéristiques de

l'onde de pression qui doivent être contrôlées de manière à générer une onde acoustique et pas une onde de choc (l'onde de choc a une vitesse de propagation supérieure à la vitesse du son). Le brevet ne décrit aucunement la manière de contrôler ces paramètres ni les conséquences du spectre de l'impulsion sur l'endommagement. Les principales innovations de ce brevet sont la mise sous pression et le chauffage du liquide hôte. La pression doit être ajustée légèrement en dessous de la pression de fracturation statique (-10%) et la température juste en dessous du point d'ébullition (-10%). Ces deux points doivent permettre de diminuer les pertes d'énergie électrique et d'obtenir une meilleure pénétration dans le réservoir. Néanmoins, aucune indication n'est donnée quant aux valeurs de tension et d'énergie nécessaires dans ces conditions thermodynamiques.

Il existe également quelques données confidentielles et donc 'non officielles' qui montrent l'intérêt suscité par cette technique dans différents pays. Par exemple, des essais in situ auraient été menés en Ukraine. Le système ukrainien, nommé 'SKIF', serait composé de deux parties : un module en surface et un module en fond de puits. Il permettrait de commuter jusqu'à 100kJ à une fréquence de l'ordre du Hz. Un système américain aurait également été développé. Il serait quant à lui composé d'un unique module positionné en surface permettant de commuter environ 200kJ à 1Hz en fond de puits.

A cette problématique de dimensionnement de dispositif se rajoute le problème de l'efficacité de la méthode et donc de quantification de l'endommagement de la roche en réponse à l'onde de pression dynamique.

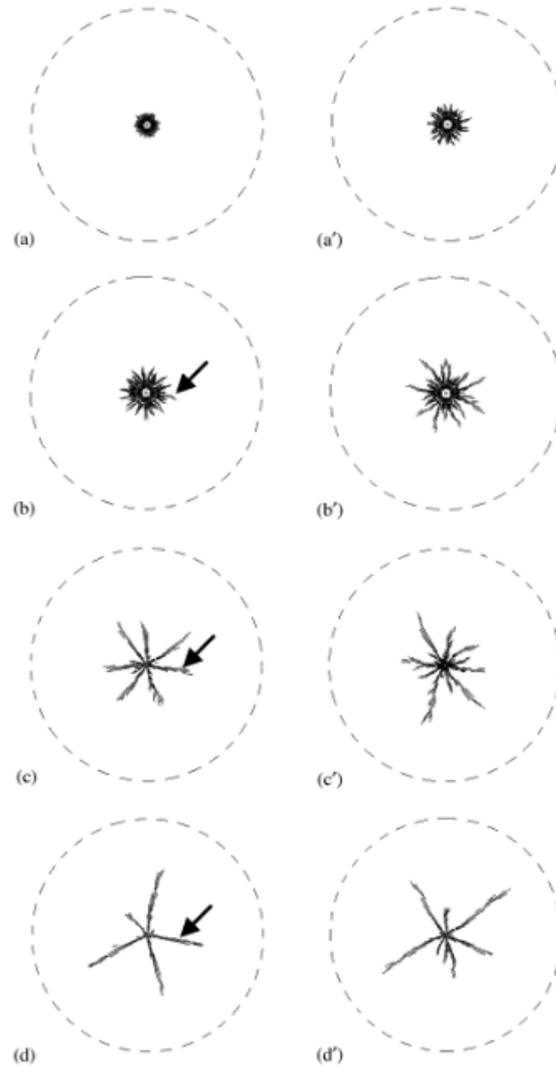
MAO [59] présente des résultats expérimentaux de fracturation électrique de différentes roches soumis à des contraintes triaxiales. La longueur des fractures a été étudiée pour des énergies de l'ordre du kilojoule et des pressions dynamiques jusqu'à 50MPa. Cet article souligne que ce procédé engendre de multiples fractures radiales dont le nombre et la longueur dépendent des caractéristiques mécaniques de la roche (Figure 1-21).



*Figure 1-21 : Exemple d'endommagement de roche obtenu par fracturation électrique (fractures en mm) [59]*

Selon CHO [60], la forme de l'onde de pression dynamique a une grande importance sur le type de fracture. Plus précisément, l'auteur montre l'importance du temps de montée de l'impulsion de pression vis-à-vis de l'aspect plus ou moins diffus des fractures. La Figure 1-22 présente des simulations de l'endommagement généré par différentes formes d'onde de pression de type bi-exponentielle (avec  $t_0$  la valeur du front de montée et  $\beta/\alpha$  un coefficient qui correspond au rapport entre la durée de l'impulsion et le temps de front)

Pour une pression crête constante, ces simulations montrent clairement l'importance du front de montée, quelle que soit la valeur de la durée de l'impulsion. Plus le spectre fréquentiel de l'onde est haute fréquence, plus l'endommagement est diffus mais peu pénétrant. A contrario, une onde basse fréquence engendre seulement quelques fractures mais de plus grande longueur.



*Figure 1-22 : Modification des fractures pour différentes ondes de pression appliquées :*  
 (a)  $t_0 = 10\mu\text{s}$  et  $\beta/\alpha = 1,5$ ; (a')  $t_0 = 10\mu\text{s}$  et  $\beta/\alpha = 100$ , (b)  $t_0 = 100\mu\text{s}$  et  $\beta/\alpha = 1,5$ ; (b')  $t_0 = 100\mu\text{s}$  et  $\beta/\alpha = 100$ , (c)  $t_0 = 500\mu\text{s}$  et  $\beta/\alpha = 1,5$ , (c')  $t_0 = 500\mu\text{s}$  et  $\beta/\alpha = 100$ , (d)  $t_0 = 1000\mu\text{s}$  et  $\beta/\alpha = 1,5$ , et (d')  $t_0 = 1000\mu\text{s}$  et  $\beta/\alpha = 100$ .

Depuis 2007, la compagnie TOTAL EP finance un programme de recherche au sein de l'université de Pau sur la fracturation électrique de réservoirs Tight Gas Reservoirs. Ce projet de recherche regroupait initialement des chercheurs du Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur Appliquées à la Mécanique et au Génie Electrique (SIAME – EA 4581) et du Laboratoire des Fluides Complexes et de leurs Réservoirs (LFC-R UMR 5150). Un premier projet scientifique CHEN [61] comprenait une partie expérimentale et une partie de

simulation numérique de l'endommagement à l'échelle d'un puits. La partie expérimentale était bâtie autour de la mise au point et du développement d'une expérimentation de laboratoire (Figure 1-23 et Figure 1-24). Le but était d'appliquer à des échantillons de roches soumis à différents niveaux de contraintes statiques représentatifs des conditions rencontrées en fond de puits, une onde de choc dynamique issue d'un arc électrique. L'objectif fixé a consisté en une caractérisation de l'endommagement de la roche (mesure de perméabilité intrinsèque au gaz et mesures ultrasoniques) uniquement en fonction de l'amplitude de l'onde de pression (chocs répétés ou choc unique) et des niveaux de contraintes statiques appliqués.



*Figure 1-23 : Photographie du dispositif expérimental*

Pour les éprouvettes soumises à un seul choc avec des niveaux d'énergie injectée ajustables jusqu'à 17kJ, les résultats ont montré (CHEN [62]) que la perméabilité augmente avec le niveau de pression maximale, et ce, quel que soit le niveau de confinement. Il existe cependant un effet de seuil de la perméabilité en fonction du niveau de pression qui dépend du niveau de confinement. L'analyse par tomographie des échantillons a permis de montrer que la densité d'endommagement (et de microfissures) augmente avec l'intensité de l'énergie commutée. Les essais réalisés avec des chocs multiples (environ 80% du seuil

d'endommagement en monochoque) ont permis de montrer qu'il existe également un seuil à partir duquel l'endommagement du matériau croît fortement.

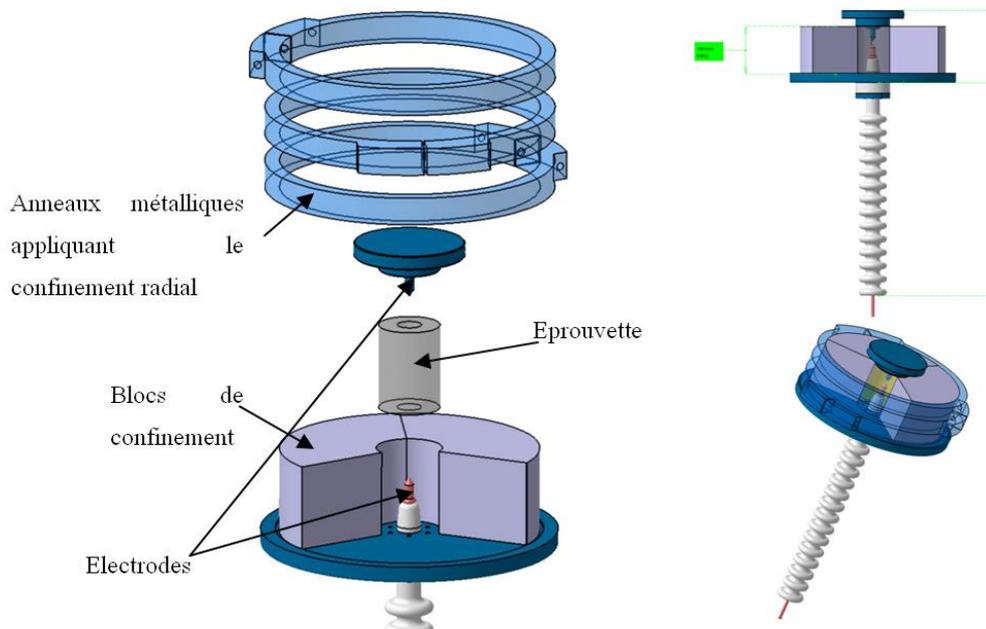


Figure 1-24 : Vue éclatée du dispositif expérimental

Il faut noter que pour l'ensemble de ces travaux, le circuit électrique était fixé. Seule l'énergie commutée dans la cellule pouvait être modifiée afin de faire varier l'amplitude de la pression dynamique appliquée à l'échantillon.

Mon travail de thèse (Cifre TOTAL) s'inscrit dans la continuité des travaux précités et vise particulièrement à approfondir les recherches sur le cœur du procédé de fracturation : la partie décharge électrique et onde de pression résultante. Le but visé est d'étudier l'influence de l'ensemble des paramètres liés au circuit de décharge de manière à maîtriser la phénoménologie de la décharge dans le fluide, et par conséquent de parfaitement contrôler l'amplitude et la dynamique de l'onde de pression. Bien évidemment l'objectif est d'obtenir un endommagement maximal du réservoir pour un apport d'énergie électrique aussi faible que possible.

## 1.5. CONCLUSION

Une introduction aux décharges électriques dans les liquides vient d'être présentée ainsi qu'un bilan non exhaustif des applications industrielles qui en découlent. Les nombreux domaines d'applications mettent en jeu des processus physiques différents (champs électriques, steamers ou arc) qui varient en fonction des niveaux d'énergies commutés.

Le transfert de la technologie des fortes puissances pulsées dans le domaine pétrolier et particulièrement l'opportunité d'établir une nouvelle méthode électrique, alternative aux procédés de fracturation hydraulique représente l'enjeu principal des travaux présentés dans la suite de ce manuscrit. Par conséquent, une attention particulière a été portée sur la problématique des gaz non conventionnels ainsi que sur les diverses méthodes d'exploitation de ces réservoirs.

Afin de mieux positionner l'objectif de nos travaux dans leur contexte, les principaux résultats récemment obtenus dans le domaine de la fracturation électrique ont été présentés dans ce chapitre. Ces résultats ont permis d'établir le socle de cette thèse qui portera plus spécifiquement sur la caractérisation de la décharge électrique dans l'eau et de l'onde de pression résultante.

La mise en place, le fonctionnement et la description des dispositifs expérimentaux sont présentés dans le chapitre suivant.

# CHAPITRE 2

PRESENTATION DES

DISPOSITIFS

EXPERIMENTAUX POUR LA

GENERATION ET L'ETUDE

D'ONDE DE PRESSION EN

MILIEU LIQUIDE



## **2. PRESENTATION DES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX POUR LA GENERATION ET L'ETUDE D'ONDE DE PRESSION EN MILIEU LIQUIDE**

L'ensemble des différents dispositifs expérimentaux incluant les systèmes de génération électriques ainsi que leurs moyens de diagnostics associés (mesures de tension, de courant et de pression dynamique) vont être présentés dans ce chapitre. Ces dispositifs expérimentaux nous ont permis de faire varier des paramètres électriques tels que la quantité d'énergie délivrée, le niveau et la forme d'injection du courant ou de modifier des propriétés thermodynamiques du fluide (température et pression) afin d'étudier leurs influences conjointes sur l'onde de pression dynamique générée. Suite à la description de ces dispositifs, les notions de base concernant les principales grandeurs électriques et acoustiques seront également définies en fin de chapitre afin que le lecteur dispose de tous les outils nécessaires à la compréhension des parties suivantes.

### **2.1. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX**

#### **2.1.1. Condensateurs, générateurs et alimentations**

Dans nos dispositifs expérimentaux, les impulsions électriques Haute Tension sont générées en déchargeant des condensateurs de puissance de capacité 200nF, 1,4 $\mu$ F ou 4,2 $\mu$ F. Ils peuvent être chargés respectivement à des tensions maximales de 40kV, 75kV et 50kV. Ces condensateurs de décharge supportent jusqu'à 80% de tension inverse et des charges de très faible impédance. En fonction du type d'association et du niveau de

tension de charge, l'énergie totale du banc de stockage peut varier typiquement de quelques Joules jusqu'à environ 5kJ.

Un générateur de Marx, développé au laboratoire, permet de délivrer des impulsions jusqu'à une valeur maximale de 250kV. Il est composé de 6 étages comportant chacun un condensateur 200nF/60kV. L'énergie maximale délivrable par ce générateur peut atteindre 1kJ par impulsion. De par sa tension de sortie relativement importante, ce générateur sera principalement associé à l'étude des décharges supersoniques (Cf. Chapitre 1) alors que les bancs de condensateurs permettant de stocker plus d'énergie à de faibles niveaux de tension seront associés à l'étude des décharges subsoniques.

Les condensateurs sont chargés à l'aide d'alimentations positives (par exemple le modèle SL50\*1200 50kV-24mA de chez Spellman) ou d'un chargeur de polarité positive (60kV, 250mA) de chez E.T.A.T.

Les 3 types de condensateurs de puissance utilisés, le générateur de Marx, l'alimentation et le chargeur Haute Tension sont visibles, respectivement, sur les Figure 2-1 et Figure 2-2.

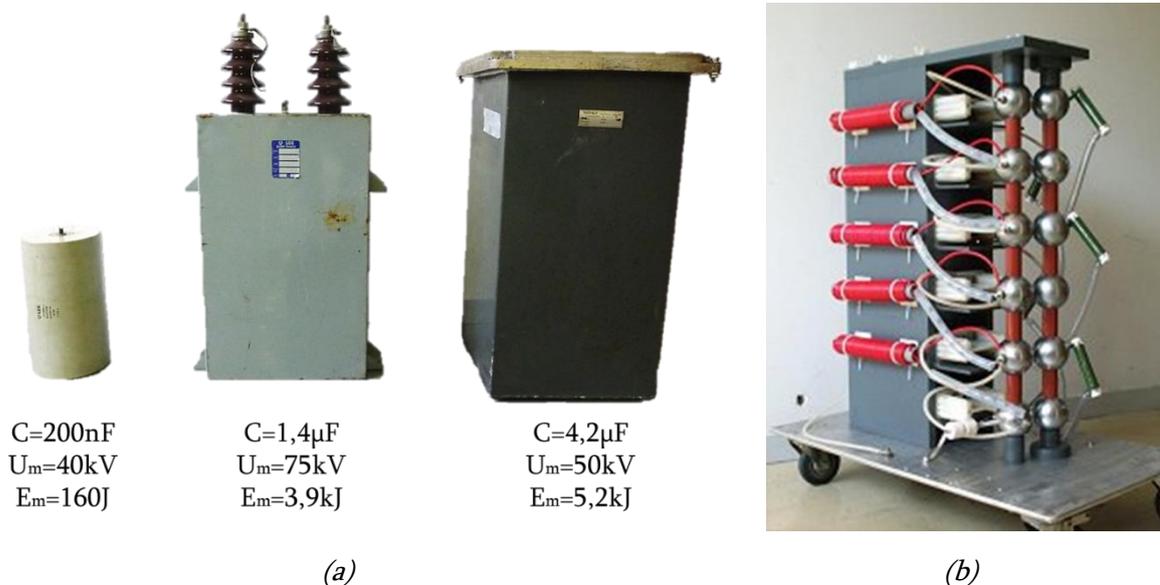


Figure 2-1 : Condensateurs de puissance (a) et générateur de Marx 250kV (b)



Figure 2-2 : Alimentation Haute Tension Spellman (a) et chargeur Haute Tension E.T.A.T (b)

L'énergie emmagasinée dans les condensateurs est commutée vers la charge à l'aide d'un éclateur à air, de type trigatron, réalisé au laboratoire (Figure 2-3). En champ quasi homogène, il peut commuter des tensions pouvant atteindre 100kV et des courants de 200kA. La commutation de cet éclateur est commandée par un générateur d'impulsions 20kV, lui-même déclenché par une impulsion transmise par fibre optique. Cette association permet une isolation galvanique entre le circuit de commande et le circuit de puissance.



Figure 2-3 : Commutateur associé à son système de déclenchement

### 2.1.2. Sécurité

La partie puissance du dispositif expérimental ainsi que les enceintes de confinements sont, pour des raisons évidentes de sécurité et de CEM, localisées dans une salle entièrement faradisée et fermée. L'ouverture des portes de la salle conditionne la mise en sécurité du montage expérimental via un commutateur électromagnétique (appelé « dump »). Il permet la mise à la masse de tout le dispositif à travers une résistance de décharge à eau. La tenue en tension du dump est supérieure à 60kV continu. La résistance à eau est capable de dissiper une énergie maximale de 100kJ, ce qui est largement supérieur à la valeur des énergies usuellement commutées dans nos études.

### 2.1.3. Protection des alimentations

Lors de la décharge d'un condensateur dans une charge équivalente à un circuit RL (arc dans l'eau), on observe, dans le cas d'une décharge pseudopériodique, un régime oscillant. Le condensateur se charge et se décharge périodiquement à travers l'inductance et la résistance. Les oscillations négatives sont néfastes pour les alimentations non réversibles puisqu'elles génèrent des tensions inverses à leurs bornes. Il est donc primordial d'utiliser des circuits de protection lorsqu'on travaille sur des décharges dans les liquides. La Figure 2-4 présente les schémas des deux solutions utilisées pour la protection de l'alimentation Spellman et pour celle du chargeur E.T.A.T.

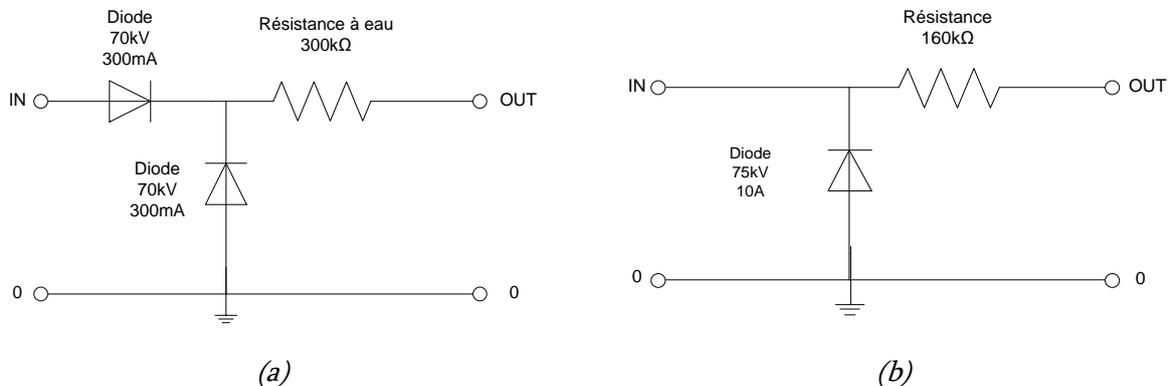


Figure 2-4 : Schémas des protection d'alimentation (a) et du chargeur (b)

Dans le premier cas, deux diodes 70kV-300mA, (association série de 8 diodes EDI XMU10), et une résistance à eau de 300k $\Omega$  sont nécessaires pour le circuit de protection. La résistance à eau a été dimensionnée afin de limiter le courant inverse et de permettre d'utiliser l'alimentation à son courant de charge maximal (24mA).

Dans le second cas, la protection du chargeur est composée d'une diode 75kV-10A (association série de 50 diodes FAIRCHILD FFPF10F150S) et d'une résistance de puissance de 160k $\Omega$  choisie pour limiter le courant inverse tout en permettant d'utiliser le chargeur à son courant maximal (250mA).

#### 2.1.4. Les enceintes de confinement du fluide

Trois enceintes de confinement du fluide ont été utilisées pour nos différents essais. Les deux premières sont présentées sur la Figure 2-5. Il s'agit d'enceintes en aluminium d'une capacité respective de 4l et de 35l que nous appellerons « petite enceinte » et « grande enceinte ». Elles sont pourvues de quatre emplacements pour la mise en place de capteur de pression et/ou de hublots en polycarbonate pour la visualisation de l'arc électrique. Une traversée Haute Tension (visible sur la petite enceinte, mais non présentée sur la grande) permet d'appliquer des impulsions jusqu'à une valeur maximale de 300kV. Le choix de l'enceinte est fonction de la distance de mesure de la pression et de l'énergie électrique que l'on a souhaitée commuter. Comme nous le verrons dans la section 2.2.3, les amplitudes des ondes de pression admissibles par nos capteurs sont limitées. En fonction de l'énergie commutée, il est par conséquent nécessaire d'éloigner le capteur de l'arc. Pour la petite et la grande enceinte les distances maximales arc-capteur sont respectivement de 9cm et de 17,5cm.



(a)



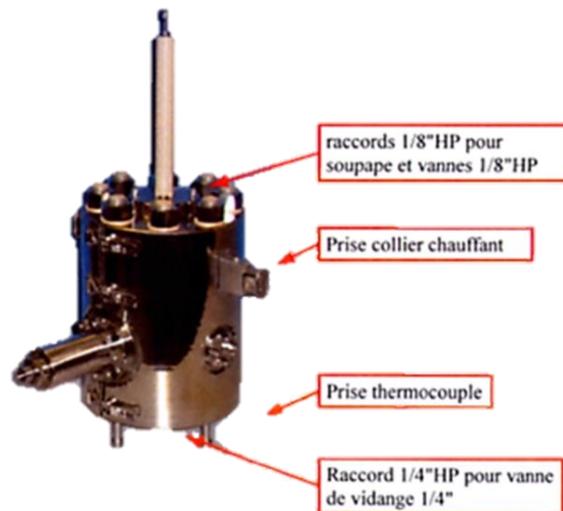
(b)

Figure 2-5 : Enceintes : petite enceinte (a) et grande enceinte (b)

Une troisième enceinte a été spécifiquement développée pour cette étude. Elle a été réalisée en collaboration avec la société Top Industrie afin de recréer en laboratoire les conditions thermodynamiques appliquées au liquide en condition de fond de puits.

La conception est passée par la définition d'un cahier des charges décrit, ci-dessous :

- Pression maximale : 300bar (200bar statiques + 100bar dynamiques)
- Température maximale : 100°C
- Volume de liquide : 2,2 litres
- Tenue en tension de la traversée Haute Tension : > 50kV continu
- Deux hublots pour observation et mesures optiques
- Porte-capteur pour mesures de pression
- Isolation électrique intérieure pour minimiser les pertes électriques



*Figure 2-6 : Enceinte Haute Tension, Haute Pression et Haute Température*

Cette enceinte, présentée Figure 2-6, permet de coupler des contraintes de température et de pression statique et/ou dynamique à des contraintes de rigidité diélectrique, le tout dans un volume réduit. Cette accumulation de contraintes étant peu courante, de nombreuses difficultés techniques ont dû être résolues au cas par cas durant la conception de cette enceinte, la conception de la traversée étant la plus critique.

Le dimensionnement de la traversée Haute Tension a pu être réalisé à l'aide de simulations électrostatiques couplées à des calculs de contraintes mécaniques effectués par la société Top Industrie. En ce qui concerne les simulations de champs électriques, l'enceinte a été modélisée en 2D axisymétrique à l'aide du logiciel COMSOL (voir Figure 2-7). Le logiciel COMSOL, anciennement appelé FEMLab, est avant tout un outil de résolution d'équations aux dérivées partielles par éléments finis. Sa particularité est de disposer d'une base de données d'équations permettant de modéliser différents phénomènes physiques, comme l'électrostatique, l'écoulement de fluides ou encore la déformation des matériaux, ce qui rend la conception du modèle beaucoup plus rapide.

Cette étude a permis d'étudier la répartition spatiale du champ électrique afin de dimensionner au mieux la traversée et de modifier les géométries de l'enceinte que nous appellerons 'Haute Pression'.

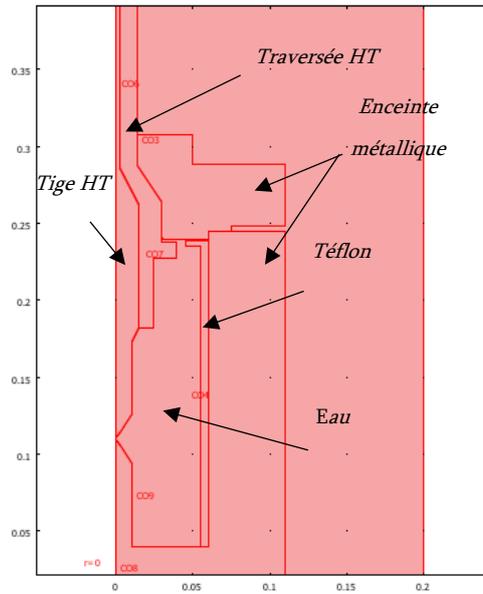
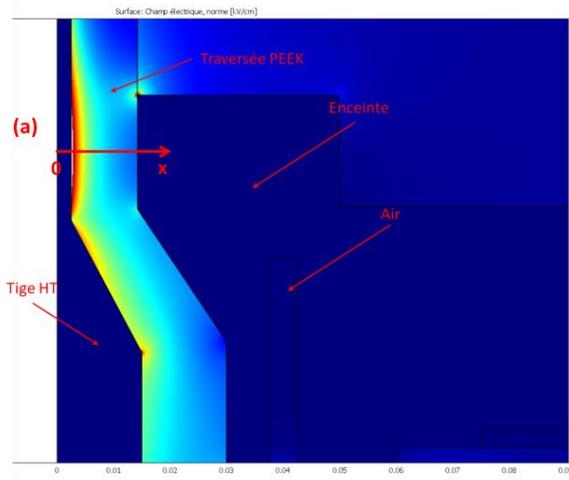


Figure 2-7 : Représentation géométrique de l'enceinte Haute Pression sous COMSOL

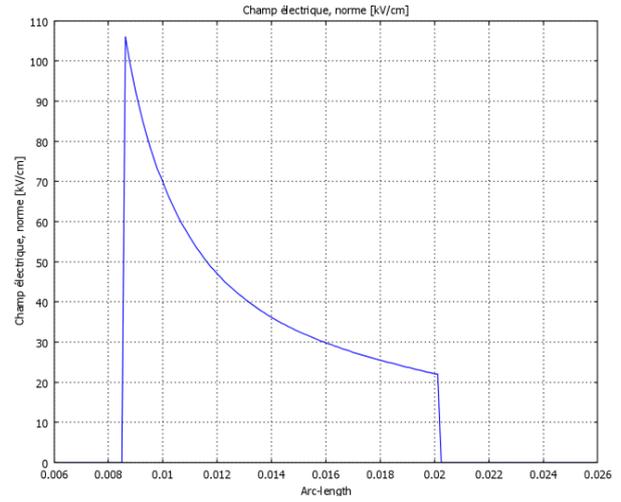
#### 2.1.4.1. Répartition du champ électrique dans l'enceinte HP

Le choix du matériau isolant utilisé pour la traversée Haute Tension est très important car il doit à la fois posséder une bonne tenue mécanique et diélectrique tout en conservant ces propriétés pour des températures de fonctionnement élevées. Notre choix s'est porté sur du PEEK 450 G, qui est un polyétheréthercétone non chargé. La combinaison de ses excellentes caractéristiques en matière de résistance chimique, de tenue élevée à la température et à sa haute capacité de charge mécanique le classe parmi les matériaux plastiques de haute performance les plus utilisés. Sa température de service admissible en continu est de 250°C, avec de brèves pointes de température pouvant aller jusqu'à 310°C. Le PEEK 450 G possède une rigidité diélectrique assez élevée (20kV/mm).

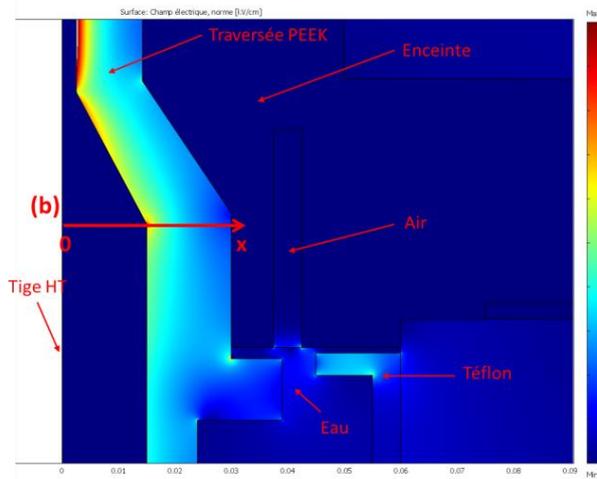
Les résultats des simulations électrostatiques réalisées pour déterminer les niveaux de champ électrique dans la traversée pour une tension de 50kV appliquée sur l'électrode sont présentés dans les trois zones 'sensibles' les plus significatives (c'est-à-dire présentant le plus de risque de claquage). La première zone correspond à la partie de la traversée ayant l'épaisseur d'isolant la plus réduite (Figure 2-8). Les deux autres zones sont localisées au niveau de renforcements de champ et d'un point triple.



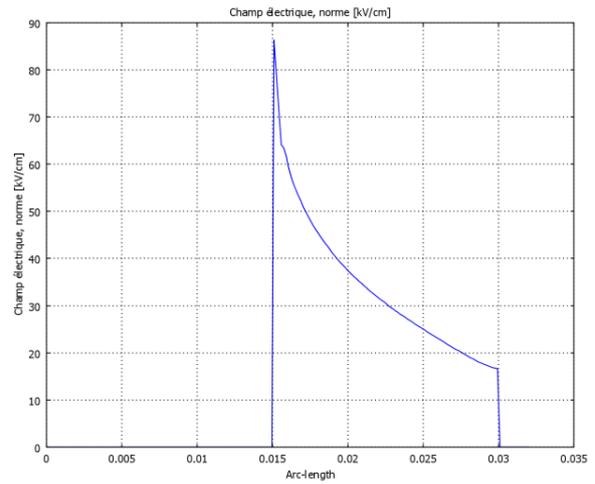
Zone 1



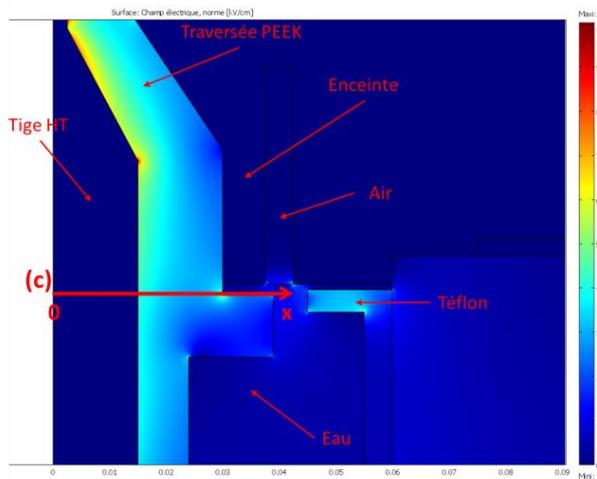
Champ électrique (kV/cm) le long du segment (a)



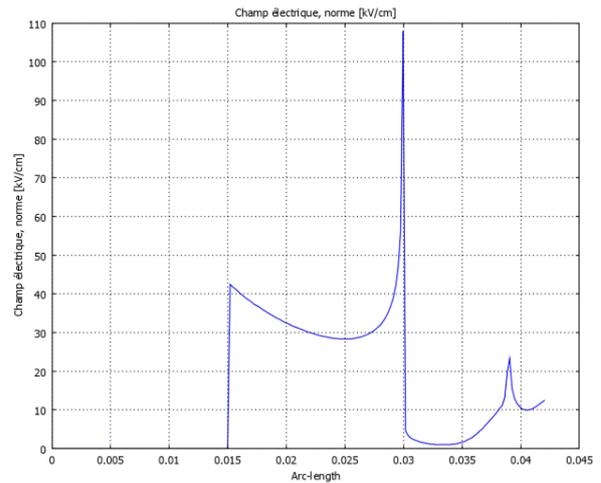
Zone 2



Champ électrique (kV/cm) le long du segment (b)



Zone 3



Champ électrique (kV/cm) le long du segment

(c)

Figure 2-8 : Distribution du champ électrique sous COMSOL en zone 1, 2 et 3

L'analyse de ces différents résultats de simulation montre que des renforcements de champ électrique provoqués par les 'effets de pointe' couplés à des points triples génèrent des valeurs de champ électrique pouvant atteindre 110kV/cm pour un potentiel appliqué de 50kV sur l'électrode. Sachant que la rigidité diélectrique du PEEK 450 G est de 20kV/mm, l'épaisseur de l'isolant a donc été fixée à 11mm minimum. On garantit ainsi une marge de sécurité d'un facteur 2 entre la tenue diélectrique théorique du matériau et les valeurs maximales du champ électrique appliquées.

#### 2.1.4.2. *Mise sous pression statique et chauffage de l'enceinte HP*

La mise sous pression statique du liquide s'effectue par pressurisation d'un volume de gaz tampon, à partir d'une bouteille d'air comprimé à 200bar.

Le chauffage de l'enceinte est assuré par un ensemble de deux colliers chauffants de 1500W chacun qui sont pilotés par un coffret de commande pour la régulation (Figure 2-9). Une fois la température de consigne atteinte, le système de régulation est déconnecté avant l'application des chocs électrique afin d'éviter tout retour électrique qui pourrait l'endommager. Des couvertures isolantes positionnées autour de l'enceinte permettent de limiter les déperditions thermiques en conservant l'eau à température souhaitée pendant un temps suffisant pour effectuer plusieurs séries d'essais.



Figure 2-9 : Coffret de commande

#### 2.1.4.3. *Montage expérimental et protocole d'essais pour l'enceinte HP*

Le montage expérimental est présenté Figure 2-10 et Figure 2-11.

Pour des raisons de sécurité, l'énergie maximale commutée dans cette enceinte HP est limitée à 500J. Pour cela, nous utilisons le banc de condensateurs de capacité équivalente égale à  $C=600\text{nF}$  dont la tension de charge n'excède pas 40kV.

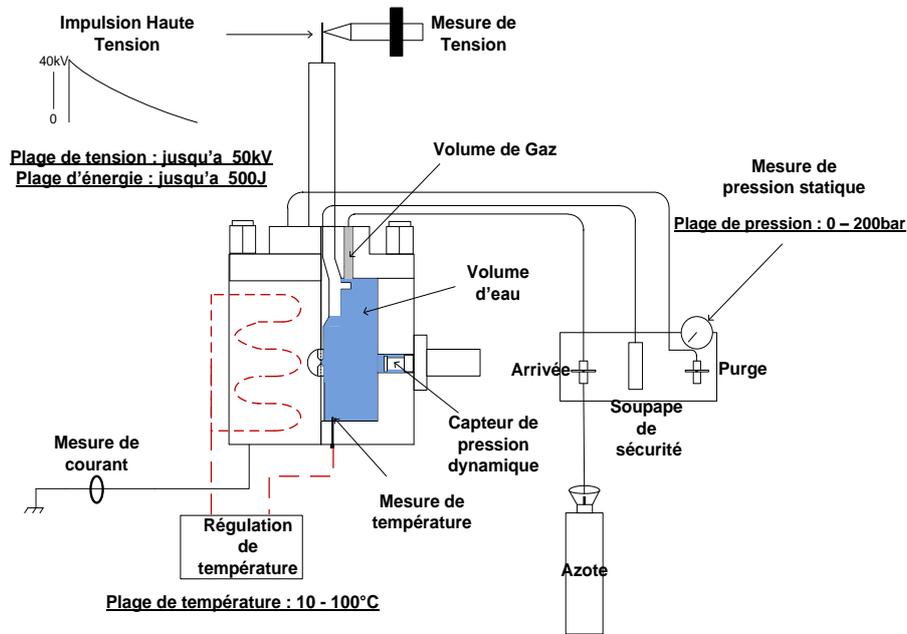


Figure 2-10 : Schéma de l'enceinte HP

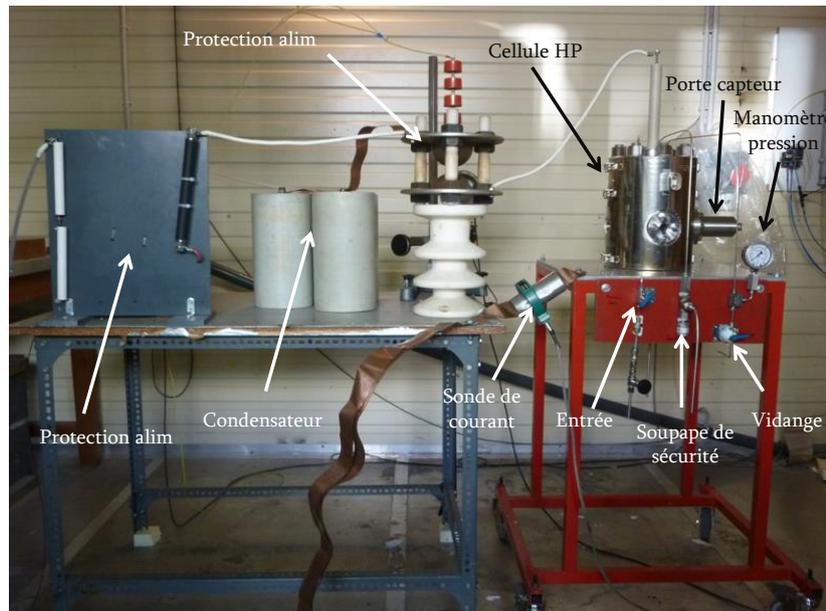
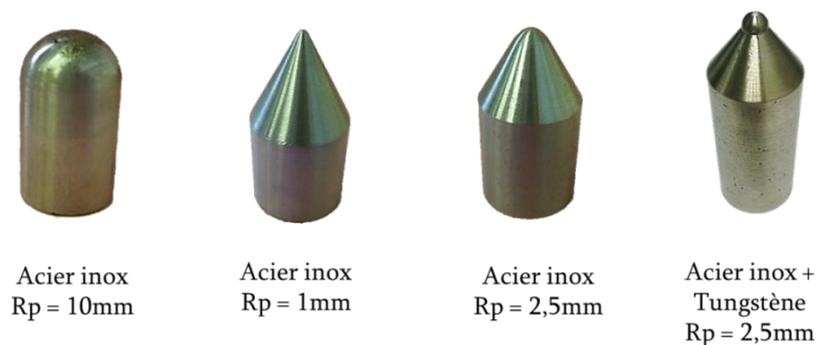


Figure 2-11 : Montage expérimental associé à l'enceinte HP

### 2.1.5. Les électrodes

Les différentes enceintes utilisées sont équipées d'électrodes de type pointe-pointe. Le rayon de courbures de ces électrodes varie de 1mm à 10mm, ce qui permet, tout en conservant une symétrie dans le profil du champ, de faire varier la valeur maximale du champ électriques au niveau des pointes. Suivant la géométrie d'électrodes et la tension appliquée, il est possible de maîtriser le mode de décharge ; subsonique ou supersonique. Par exemple, les électrodes possédant un rayon de courbure de 1mm associées à de forts niveaux de tensions sont privilégiées pour l'étude des décharges supersoniques. Les géométries avec un rayon de courbure de 2,5mm et 10mm sont plus spécifiquement dédiées à la caractérisation des décharges subsoniques (moyenne et forte énergie).

En fonction de l'énergie commutée et du nombre de commutations, les électrodes s'érodent plus ou moins rapidement. Ce phénomène d'érosion est accentué sur les électrodes de faible rayon de courbure. Afin de limiter cet effet, qui est particulièrement préjudiciable lorsque l'on souhaite conserver une distance inter-électrodes faible et constante, certaines électrodes ont dû être réalisées partiellement en tungstène.



*Figure 2-12 : Différentes configurations d'électrodes*

## 2.2. METROLOGIE ELECTRIQUE

### 2.2.1. Mesures de tension

Suivant le mode de décharge utilisé (subsonique ou supersonique) les formes d'onde de tension à observer seront différentes :

Concernant l'étude des décharges subsoniques, les impulsions de tension délivrées par le générateur sont des ondes bi-exponentielles pouvant atteindre 75kV d'amplitude maximale avec des fronts de montée inférieurs à  $1\mu\text{s}$  et des durées à mi-hauteur pouvant atteindre plusieurs millisecondes. La mesure de cette tension est effectuée à l'aide d'une sonde NorthStar modèle PVM5 de rapport  $k = 1000$ , de fréquence de coupure haute égale à 80MHz et pouvant supporter une tension maximale de 60kV en continu et de 100kV en impulsionnel.

L'étude des décharges en mode supersonique nécessite l'utilisation d'impulsions délivrées par le générateur de Marx qui peuvent atteindre des tensions de 250kV avec des fronts de montée inférieurs à 100ns. La mesure de tension ne pouvant plus être effectuée par une sonde NorthStar, une sonde de champ capacitive, réalisée au laboratoire a été utilisée. Cette sonde est constituée de deux condensateurs en série,  $C_t$  et  $C_p$ . Le condensateur de tête  $C_t$  est une capacité à air dont les armatures sont formées par deux plateaux métalliques en regard dont la distance  $h$  est variable. La valeur de  $C_t$  est donc ajustable en fonction de la hauteur  $h$ . Le condensateur de pied  $C_p$  comprend la capacité interne du diviseur et la capacité du câble de connexion à l'oscilloscope. La valeur de la capacité de pied étant fixe, le rapport d'atténuation  $k=C_p/(C_p+C_t)$  est ajustable en fonction de la distance entre les plateaux métalliques. La sonde possède une bande passante allant de 90Hz à 300MHz. De par sa géométrie (hauteur du plateau supérieur), la tension maximale mesurable est d'environ 300kV. Ces deux sondes de tension sont présentées en Figure 2-13.

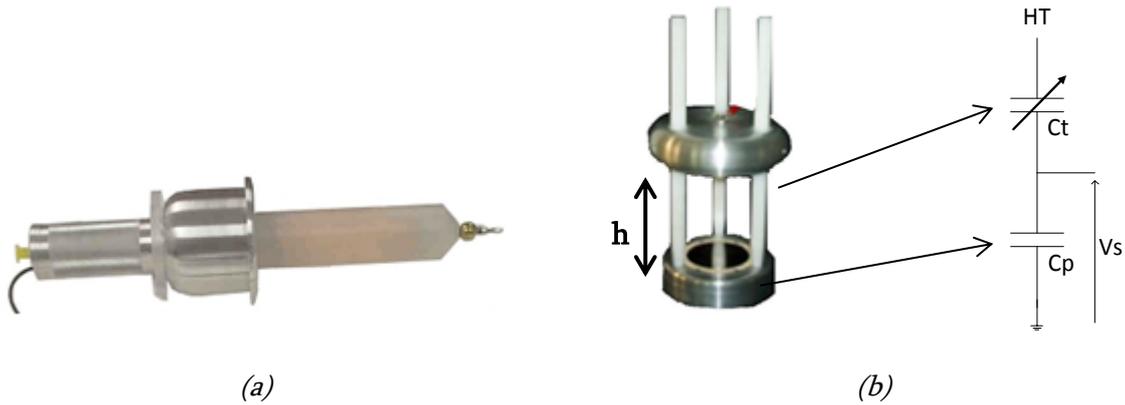


Figure 2-13 : Sonde de tension : NorthStar (a) et Sonde de champ (b)

### 2.2.2. Mesures de courant

Les mesures de courant ont été effectuées à l'aide de sondes de Rogowski de marque Pearson. Une sonde de Rogowski est composée d'un noyau ferromagnétique torique, à l'intérieur duquel passe le conducteur transportant le courant à mesurer. Le noyau peut être saturé par la composante continue (valeur moyenne) du courant, ou par le produit  $I.t$  (courant  $\times$  temps) pour un courant impulsionnel. Cette sonde permet de réaliser directement une mesure du courant par l'intermédiaire d'un câble coaxial d'impédance  $50\Omega$  connectée sur l'entrée  $1M\Omega$  d'un oscilloscope. L'onde de tension obtenue sur l'oscilloscope est une reproduction fidèle de l'onde de courant. La sensibilité de la sonde, en  $V/A$ , fournie par le constructeur, donne la valeur de l'amplitude du courant à partir du signal visualisé sur l'oscilloscope. Les deux critères caractérisant le maximum de courant admissible (courant crête et courant continu) ne suffisent pas à caractériser la sonde. Comme nous l'avons dit plus haut, il faut aussi ajouter le critère de charge, c'est-à-dire le produit courant  $\times$  temps, qui indique la quantité de charge maximale que peut accepter la sonde

Les caractéristiques des deux sondes Pearson modèle 101 et 4418 utilisées dans nos essais sont présentées ci-dessous :

	PEARSON MODEL 101	PEARSON MODEL 4418
Rapport (sur $1M\Omega$ )	0.01V/A	0.001V/A
Amplitude max. de courant	50kA	200kA
Courant max. RMS	200A	400A
Produit courant $\times$ temps	2,5A.s	6A.s
Temps de montée min.	85ns	170ns

Tableau 2-1 : Caractéristiques des sondes de courant testées et utilisées sur le banc d'essai

### 2.2.3. Mesures de pression dynamique

La mesure de pression dynamique est effectuée grâce à des capteurs spécifiques capables d'enregistrer de fortes variations temporelles de pression dans un liquide. Dans le cadre de ces travaux, deux sociétés distribuant ce type de capteur ont été identifiées : les capteurs « Muller » de la société AllianceTech et les capteurs « Bauer » de la société PiezoTech. Ces deux capteurs sont présentés en Figure 2-14.

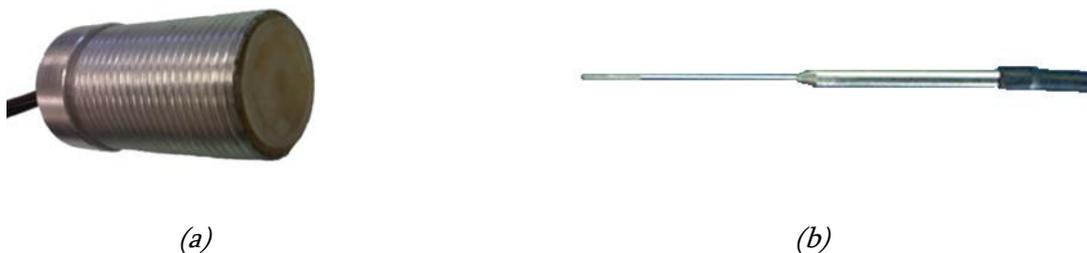


Figure 2-14 : Capteur Bauer (a) et Capteur Muller (b)

### 2.2.3.1. Capteur Bauer

Le principe du capteur Bauer, 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 possède un temps de réponse très faibles, de l'ordre de la nanoseconde. L'utilisation de ce type de capteur est fréquente dans les domaines de l'acoustique et de la détonique. Les principaux paramètres d'un capteur à base de PVDF sont son épaisseur, sa cristallinité et sa polarisation. Le capteur utilisé est un capteur mince PVDF standard de 25 $\mu$ m [63]. Des essais préliminaires ont montré que ce type de capteur PVDF était sensible aux perturbations électromagnétiques créées par les décharges électriques de forte puissance générées dans l'eau [7]. Le capteur a donc été modifié à la demande du Laboratoire de Génie Electrique de manière à pouvoir faire une mesure différentielle de la pression. Le principe de cette mesure consiste à transmettre deux signaux de tension de même amplitude, proportionnelle à la déformation du piézoélectrique, mais en opposition de phase. Les parasites se superposent de façon identique sur ces deux signaux (mode commun) et un calcul différentiel permet de s'affranchir de leurs effets. Un rapport d'étalonnage fournit la sensibilité  $S$  du capteur :  $S=14,13\text{pC}/\text{bar}$ . La mesure de tension de chaque signal est enregistrée aux bornes d'une résistance  $R=1\text{k}\Omega$ , ce qui donne le courant débité dans la charge  $R$ . La sensibilité du capteur étant donnée par rapport à la quantité de charge, il faut donc intégrer le courant pour obtenir la variation de la pression au court du temps. Par ailleurs, pour des raisons de fiabilité du capteur, une pastille de Kel-F a été ajoutée en face avant afin de protéger la pastille active contre les pressions trop élevées. Dans cette nouvelle configuration spécifique, ce type de capteur permet des mesures de pression jusqu'à 120bar. Par contre, pour cette nouvelle version du capteur, la bande passante n'est pas spécifiée. Cependant dans le cadre de nos essais, des fronts de l'ordre de quelques centaines de nanosecondes ont clairement pu être mesurés.

La Figure 2-15 représente un exemple de signaux enregistrés lors d'une décharge électrique dans l'eau.

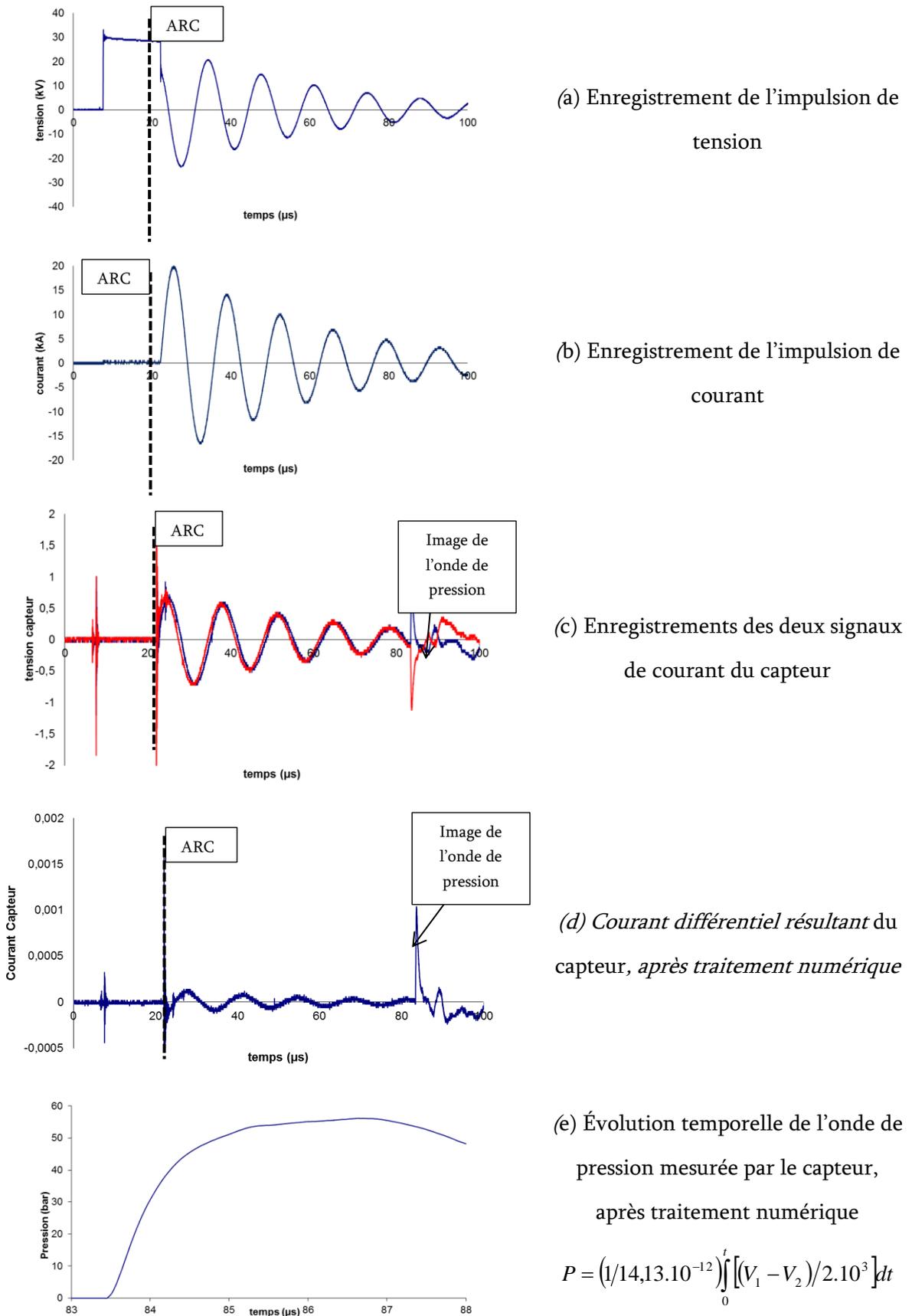


Figure 2-15 : Enregistrements de signaux lors de la génération d'une onde de pression

Le capteur délivre deux signaux différentiels de tension (Figure 2-15(c)). Une impulsion est visible sur chacune des voies du capteur environ  $60\mu\text{s}$  après l'arc : c'est le temps mis par l'onde de pression générée par l'arc pour atteindre le capteur à la vitesse de  $1500\text{m/s}$  (vitesse de propagation du son dans l'eau à  $20^\circ\text{C}$ ). Ce sont ces deux impulsions, de signe opposé, qu'il faut analyser et traiter. Pour un même circuit de décharge, plus la tension de claquage est élevée, plus l'amplitude des oscillations amorties de la phase post-arc sera importante. Il devient donc délicat dans ces conditions d'extraire correctement les deux signaux du bruit dû au circuit.

Pour obtenir le signal de la Figure 2-15(d), les deux signaux précédents ont été soustraits et divisés par la résistance  $R=1\text{k}\Omega$ . Le signal de courant différentiel obtenu est divisé par 2 car en mode différentiel, le capteur mesure deux fois la charge (+Q) et (-Q). On peut remarquer que les parasites n'ont pas totalement disparu. Cela vient du fait que les amplitudes des signaux de la Figure 2-15(c) ne sont pas parfaitement identiques.

Enfin, la Figure 2-15(e) représente l'onde de pression correspondante, après intégration du signal de la Figure 2-15(d) avec prise en compte de la sensibilité du capteur  $S=14,13\text{pC/bar}$ . Les réflexions de l'onde de pression dans l'enceinte introduisent rapidement (à partir de  $5\text{-}10\mu\text{s}$ ) des perturbations sur la mesure de pression.

### 2.2.3.2. Capteur Muller

Le capteur Muller a été développé à l'université d'Aix-la-Chapelle en 1985 pour des mesures d'ondes de pression haute fréquence dans l'eau. Ce capteur est spécialement conçu pour la mesure d'ultrasons de haute énergie aussi bien que pour des ondes de choc dans l'eau jusqu'à un certain nombre de kilobars. Il est composé d'une face active en PVDF de petit diamètre, (moins de  $0,5\text{mm}$ ), et permet de mesurer des temps de montée très courts de l'ordre de  $50\text{ns}$  pour une plage de mesure de  $-100$  à  $2000\text{bar}$ . La mesure s'effectue directement à l'oscilloscope sur une entrée  $1\text{M}\Omega$  (mesure non différentielle). La valeur de pression correspondante est définie par la sensibilité du capteur.

La mesure est calibrée, par le fabricant et sa sensibilité est définie par :

$$U_{probe} = \frac{Q_{probe}}{C_{sum}}$$

Avec :  $U_{probe}$  est la sensibilité du capteur en Volt/bar :

$Q_{probe}$  est la sensibilité du capteur (0,41pC/bar)

$C_{sum}$  est la somme des capacités (somme capacité câble capteur +  
capacité oscilloscope)

Dans notre cas la sensibilité du capteur est définie par :

$$U_{probe} = \frac{0,41}{240} \approx 1,7mV/bar$$

### 2.2.3.3. Tests comparatifs des différents capteurs de pression

Les résultats des essais comparatifs sur trois capteurs de pression sont présentés dans cette section. Les trois capteurs utilisés sont : un capteur Muller et deux capteurs de la société Piezotech que nous appellerons Bauer 1 et Bauer 2. Sur la deuxième version du capteur Bauer (Bauer 2), le support intérieur du capteur possède un épaulement qui renforce le dispositif et qui a permis de réduire l'épaisseur de la pastille extérieure en Kel-F (passant de 1mm à 100 $\mu$ m).

#### a. Mesures de pression crête

Des mesures de pression crête en fonction de l'énergie disponible au moment du claquage sont présentées sur la Figure 2-16. Pour un même capteur et une même énergie commutée, la dispersion des résultats apparaît clairement. Cette dispersion a essentiellement deux origines. La première repose sur le principe d'une mesure différentielle associée à l'intégration du signal de courant. Comme nous l'avons vu

précédemment, la différenciation des deux signaux de courant comportant les oscillations n'est pas parfaite et engendre un « offset » qu'il faut traiter au cas par cas avant la phase d'intégration. La seconde est liée à la variation naturelle de la position de l'arc entre les électrodes qui engendre une variation de la distance entre l'arc et le capteur.

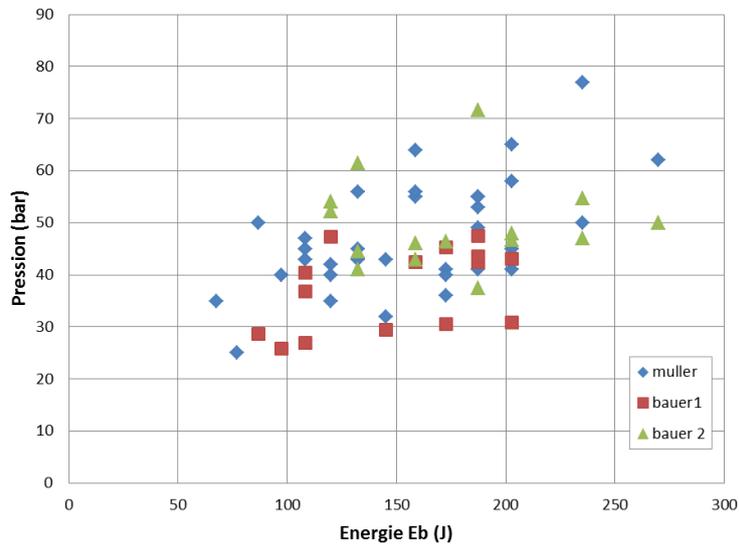


Figure 2-16 : Évolution de la pression en fonction de l'énergie  $E_b$  pour les 3 capteurs étudiés

Intéressons-nous maintenant à la comparaison des résultats entre capteurs. En prenant en compte les remarques précédentes, les essais montrent que les différentes mesures donnent globalement des niveaux de pression relativement similaires, même si le capteur Bauer 1 semble un peu pessimiste. Ce résultat peut être expliqué par l'épaisseur de la pastille de Kel-F plus importante sur ce modèle, qui doit engendrer une atténuation supplémentaire inconnue.

*b. Allure temporelle de l'onde de pression*

L'évolution temporelle des profils de pression enregistrés par les trois capteurs en mode subsonique sont présentées Figure 2-17. Les mesures sont réalisées pour une même configuration expérimentale ; le circuit de décharge, l'énergie stockée et l'énergie disponible au moment du claquage sont strictement identiques.

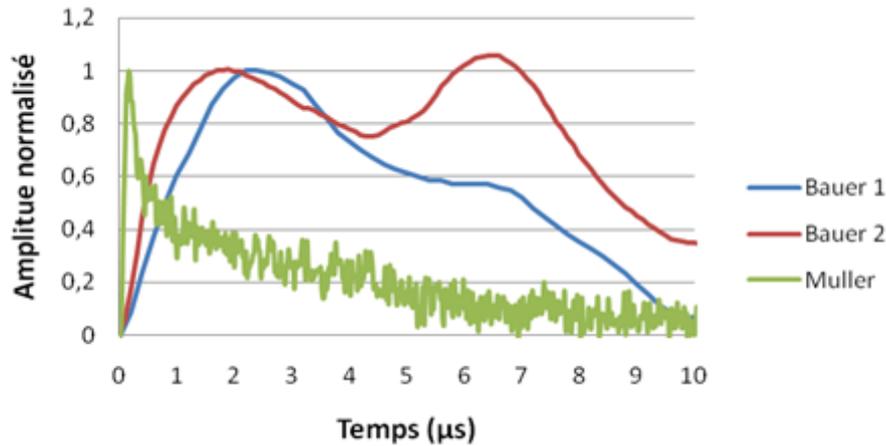


Figure 2-17 : Formes d'ondes types pour trois différents capteurs en mode subsonique

Les capteurs Bauer 1 et Bauer 2 mesurent sensiblement la même forme d'onde mise à part une réflexion plus marquée sur le Bauer 2. Cette réflexion apparaît de façon systématique dans les premières microsecondes de la décroissance de l'onde. Elle est probablement due à la conception du capteur et plus particulièrement à la présence de l'épaule sur ce dernier. Le front de montée de l'impulsion de pression, dans cette configuration, est estimé à  $2\mu\text{s}$ .

En revanche, si les amplitudes sont comparables, il apparaît des différences significatives entre les évolutions temporelles des signaux délivrés par les capteurs Bauer et le capteur Muller. En effet, ce dernier retranscrit des fronts de pression de l'ordre de la centaine de nanoseconde et d'une durée d'environ 400ns à mi-hauteur.

Il est complexe d'interpréter cette différence de forme d'impulsion alors que les amplitudes associées sont identiques (cf. section précédente). Nous pouvons néanmoins faire plusieurs remarques :

- La bande passante du capteur Muller est de 7MHz, donc suffisante pour une mesure de front de la centaine de nanosecondes.
- A l'origine, la bande passante des capteurs Bauer était donnée pour 10MHz lors d'une utilisation pour mesure d'onde de choc induit par impulsion laser [63]. Elle

n'a pas été spécifiée par son fabricant pour notre configuration, c'est-à-dire une mesure en mode différentiel et avec la présence d'une pastille de Kel-F. On pourrait donc supposer que, dans notre exemple, il travaille ici en dehors de sa bande passante admissible. Il n'en est rien car : d'une part comme nous le verrons dans les chapitres suivants (cf. 4.4.3), ce capteur a permis de mesurer des fronts jusqu'à 500ns, d'autre part, si cela était vrai, les amplitudes des ondes de pression seraient faussées.

Si l'on se réfère à la bibliographie, GAO [64] présentent des résultats de mesure de pression en utilisant un capteur de pression (PBC-138A01). Le montage expérimental est composé d'un générateur de Marx 300kV-0,3nF (10 étages) et d'une configuration d'électrode pointe-plan. L'onde de pression mesurée possède un temps de montée inférieur à 10 $\mu$ s et un temps à mi-hauteur de l'ordre de 10 $\mu$ s.

TIMOSHKIN [65], présente des résultats obtenus à partir d'un pinducer ValpeyFisher (model VP-10963). L'onde de pression générée par la décharge d'un condensateur de 700nF chargé à 35kV (453J), possède un temps de montée de l'ordre de 500ns et une durée à mi-hauteur de l'ordre de 700ns.

Pour finir, BROYER [43] présente l'enregistrement d'ondes de pression ayant une durée à mi-hauteur d'environ 3 $\mu$ s et un front de montée inférieur à la 100ns (compte tenu de l'échelle, il est impossible de déterminer la valeur exacte). La mesure de pression est effectuée par un capteur reposant sur le même principe que le capteur Bauer. L'onde de pression est générée par la décharge d'une ligne via un éclateur de sortie. Comptes tenues de la configuration du circuit (très faible valeur d'inductance) et des faibles énergies commutées il nous paraît normal que le front de montée de l'onde de pression mesurée soit aussi rapide. En effet, comme nous le verrons dans le Chapitre 4 (cf. 4.4.3), ces deux paramètres influent sur la rapidité de l'impulsion de pression.

Si les informations fournis par ces deux auteurs sont appréciables, leurs capteurs ne sont pas transposables à nos applications. Ainsi, compte tenu de notre configuration

expérimentale, la forme d'onde de pression obtenue avec le capteur de pression Bauer paraît conforme à celles publiées dans la littérature.

*c. Conclusion sur la mesure de pression dynamique*

En conclusion, chaque capteur possède des avantages et des inconvénients.

- Malgré quelques évolutions de conception, les deux capteurs Bauer délivrent des signaux de pression comparables. Grâce à une technique différentielle, ils permettent de réaliser des mesures dans un environnement perturbant en s'affranchissant du bruit électromagnétique. Bien que la bande passante du capteur ne soit pas spécifiée, l'allure temporelle du signal délivré est conforme à ce que nous avons trouvé dans la littérature [65]. Celui-ci n'est donc pas altéré.
- En ce qui concerne le capteur Muller, il mesure des niveaux de pression identiques à ceux enregistrés par les capteurs Bauer. L'acquisition du signal de pression est directe et ne nécessite pas de traitement numérique lourd. La bande passante est spécifiée par le constructeur. Néanmoins la forme d'onde de pression restituée est très différente de celle obtenue à partir des capteurs Bauer. L'aspect très HF du signal qui est mis en évidence par le spectre fréquentiel de la Figure 2-18, n'est pas en accord, non plus, avec les données bibliographiques correspondantes à des décharges subsoniques de fortes énergies.

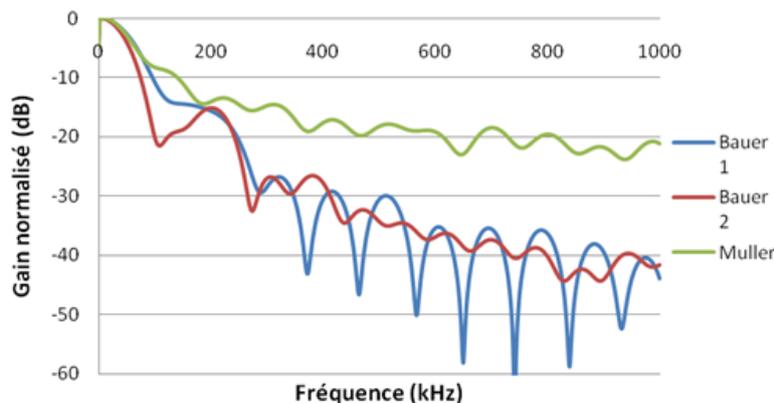


Figure 2-18 : Spectres fréquentiels associés aux ondes de pression

De plus, le capteur Muller ne permettant pas de faire des mesures différentielles, il est très sensible aux perturbations électromagnétiques générées par l'arc électrique. Il devient même impossible de distinguer le signal utile des perturbations lors d'une utilisation dans des circuits fortement oscillants et/ou pour des énergies commutées importantes. Ainsi, l'essentiel de nos mesures de pression, présenté dans la suite du document, a été réalisé avec les capteurs Bauer.

### 2.3. CONFIGURATIONS EXPERIMENTALES UTILISEES

Un dispositif expérimental type est présenté Figure 2-19 et Figure 2-20. Il a été spécialement conçu pour pouvoir faire varier 4 paramètres :

- L'énergie électrique stockée (par modification de la valeur du banc de capacité et/ou de la tension de charge).
- L'évolution temporelle de l'énergie électrique restituée au fluide (par modification de la self du circuit).
- La géométrie inter-électrodes (distance inter-électrodes et rayons de courbure des pointes).
- Les conditions thermodynamiques du fluide (température et pression statique).

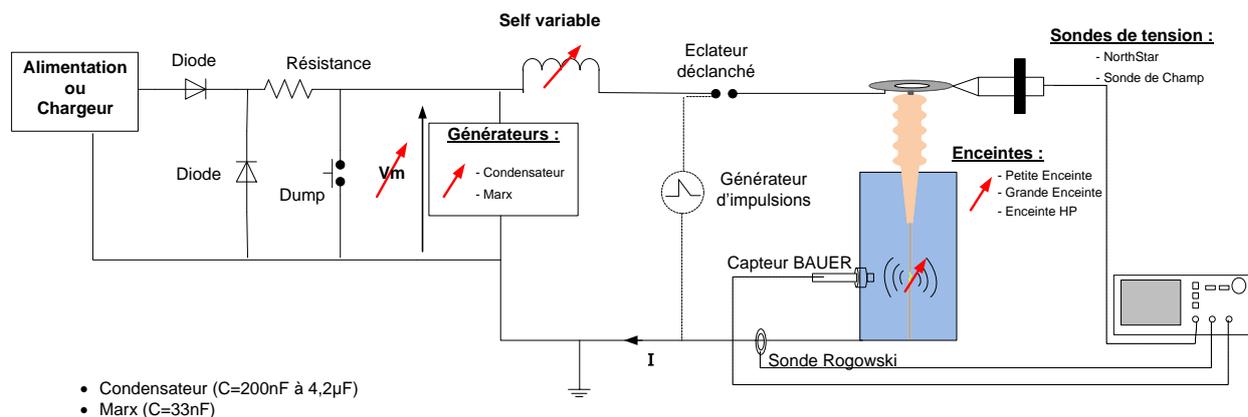


Figure 2-19 : Schéma du montage expérimental en mode subsonique

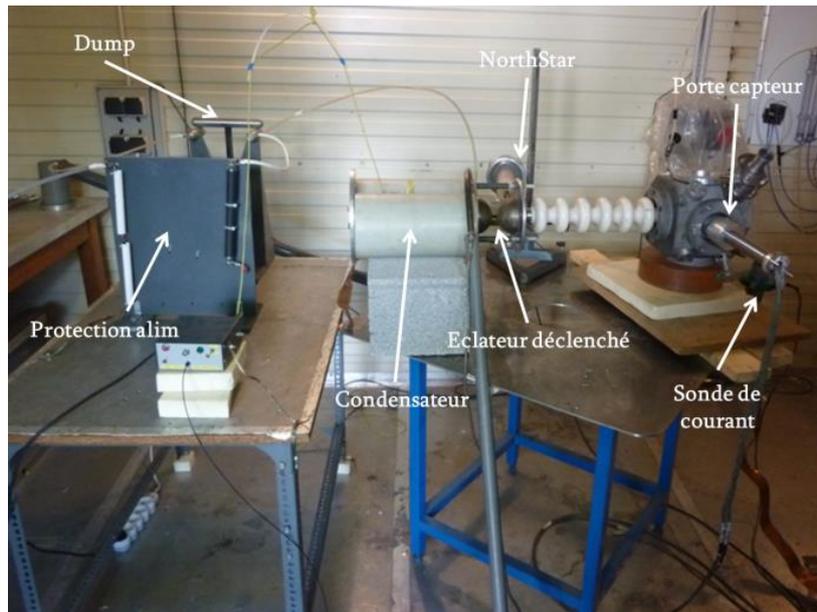


Figure 2-20 : Exemple de montage expérimental à faible inductance

Plus spécifiquement, ce dispositif nous a permis de caractériser l'onde de pression dynamique en fonction du mode de claquage, de l'énergie électrique restituée au fluide, des caractéristiques temporelles de l'injection d'énergie dans le liquide et des propriétés thermodynamiques du liquide. Pour chaque configuration, les évolutions de la tension, du courant et de la pression dynamique ont été enregistrées.

Tous les essais ont été réalisés dans de l'eau courante ( $200\mu\text{S}/\text{cm}$ ) ou déminéralisée ( $40\mu\text{S}/\text{cm}$ ). L'eau est renouvelée après chaque série de tirs.

## 2.4. DEFINITIONS DES GRANDEURS ELECTRIQUES ET ACOUSTIQUES

### 2.4.1. Les paramètres électriques

Les différentes grandeurs électriques qui caractérisent les ondes de tension  $u(t)$  et de courant  $i(t)$  sont présentées Figure 2-21 et introduites ci-dessous :

- La tension maximale ou tension de charge notée  $U_m$

- La tension de claquage  $U_b$
- Le temps de claquage  $T_b$
- La valeur maximale  $I_{max}$  du courant et sa pente  $di/dt=I_{max}/T_{max}$

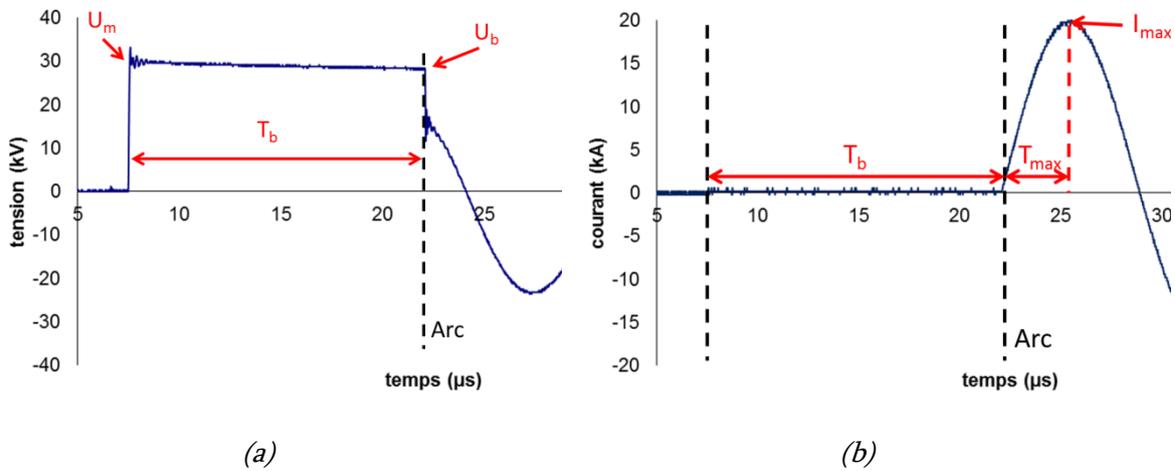


Figure 2-21 : Exemple d'ondes de tension (a) et courant (b)

#### 2.4.1.1. Définition du paramètre $U_{50}$

L'un des paramètres caractéristiques de la tenue diélectrique d'un intervalle est la valeur maximale  $U_m$  de la tension à appliquer pour permettre la rupture diélectrique de celui-ci. La détermination de cette valeur fait appel à une étude statistique et des notions de probabilité de claquage. On définit ainsi la tension, notée  $U_{50}$ , qui représente la valeur de la tension  $U_m$  conduisant à 50% d'amorçages (breakdown) [66].

Par la méthode appelée « Up and Down » [67] et en effectuant une série de  $n$  chocs, la valeur  $U_{50}$  se détermine par :

$$U_{50} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U_{m_i} \quad 2-1$$

BOUTTEAU [67] a montré qu'une série limitée à 50 tirs permet d'obtenir une précision significative de la valeur du  $U_{50}$  (Figure 2-22).

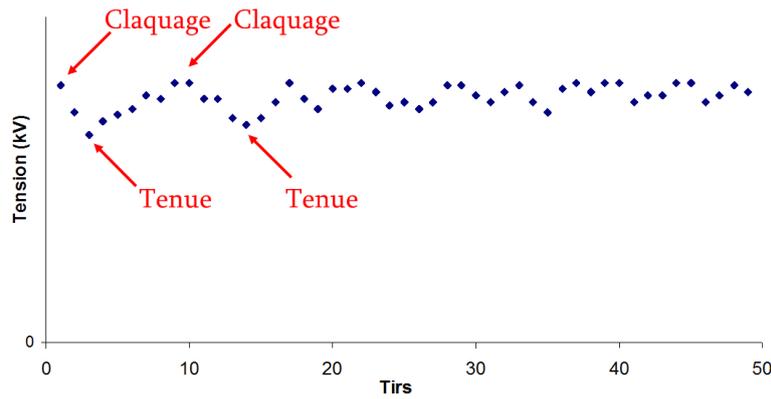


Figure 2-22 : Méthode de détermination de la tension  $U_{50}$

#### 2.4.1.2. Définitions des énergies électriques

L'énergie initiale ou stockée dans un banc de condensateurs est définie par :

$$E_m = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U_m^2 \quad 2-2$$

avec C la valeur de la capacité équivalente du banc de condensateurs.

L'énergie au moment du claquage est définie par :

$$E_b = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U_b^2 \quad 2-3$$

Elle représente l'énergie disponible pour la phase post-décharge.

L'énergie consommée pendant la phase de pré-décharge est définie par :

$$E_c = \int_0^{T_b} p(t) \cdot dt = \int_0^{T_b} \frac{u^2(t)}{R_{eau}} \cdot dt \quad 2-4$$

avec  $p(t)$  la puissance électrique et  $R_{eau}$  la résistance équivalente de l'ensemble enceinte de confinement du fluide (les autres résistances du circuit étant négligeables devant  $R_{eau}$ ). Ce paramètre sera présenté de façon plus détaillée dans le chapitre suivant.

L'évolution de la tension appliquée est régie par :

$$u(t) = U_m \cdot \exp\left(\frac{-t}{R_{eau} \cdot C}\right) \quad 2-5$$

donc l'énergie consommée s'exprime par (résistances du circuit négligées):

$$E_c = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U_m^2 \cdot \left[ 1 - \exp\left(\frac{-2T_b}{R_{eau} \cdot C}\right) \right] \quad 2-6$$

Le rendement électrique de la phase de pré-décharge est donc définie par :

$$\eta_e = \left(1 - \frac{E_c}{E_m}\right) \times 100 \quad 2-7$$

### 2.4.2. Les paramètres acoustiques

Afin de caractériser l'onde de pression  $P(t)$  générée par une décharge électrique (Figure 2-23) nous utiliserons les paramètres suivants :

- La pression maximale notée  $P_{max}$
- La durée à mi-hauteur
- Le temps de montée de l'onde de pression notée  $T_{front}$
- La pente de l'onde notée  $dP/dt = P_{max}/T_{front}$

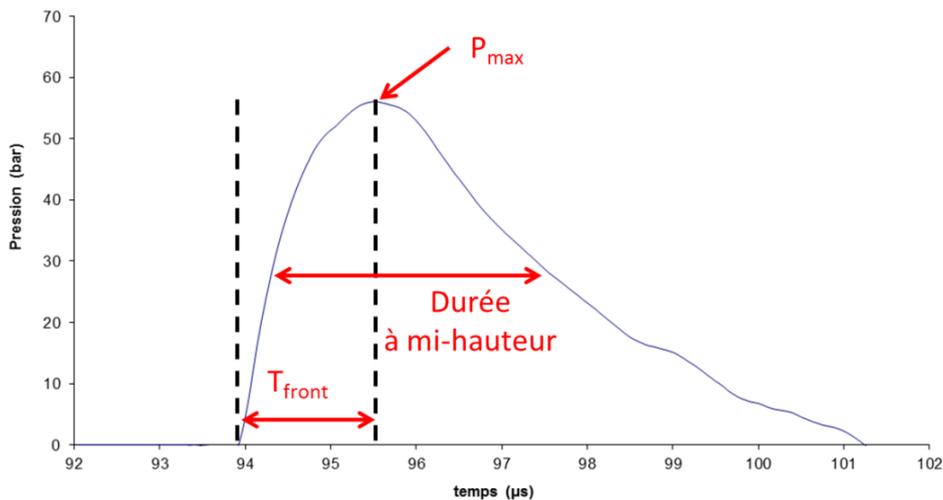


Figure 2-23 : Exemple d'onde de pression

L'énergie acoustique associée à l'onde de pression est donnée par :

$$W_a = \frac{1}{Z_c} \cdot S \int P^2(t) \cdot dt \quad 2-8$$

avec S : la surface de l'onde de pression

Z<sub>c</sub> : l'impédance acoustique de l'eau

## 2.5. CONCLUSION

Les principaux dispositifs expérimentaux ainsi que les moyens de diagnostics électriques et acoustiques développés durant ce travail viennent d'être présentés. Ils nous ont permis de générer des décharges électriques dans un diélectrique liquide (eau) avec des énergies comprises entre la centaine de Joules et plusieurs kilojoules et de mesurer des grandeurs permettant de caractériser la décharge électrique. Ces décharges électriques sont associées à la génération d'une onde de choc qui sera caractérisée en fonction de plusieurs paramètres et seront exposés en Chapitre 4. Néanmoins, l'onde de pression n'est générée que si la décharge électrique conduit au court-circuit de l'intervalle (arc électrique dans l'eau) ; c'est pourquoi le Chapitre 3 est intégralement consacré à l'étude de la phase primordiale dite de pré-décharge.



# *Chapitre 3*

*ETUDE DE LA PHASE DE*

*PRE-DECHARGE*



### **3. ETUDE DE LA PHASE DE PRE-DECHARGE**

#### **3.1. INTRODUCTION**

Quel que soit le mode de rupture diélectrique, lorsqu'une onde de tension est appliquée à un intervalle d'eau pour générer une décharge, les phénomènes peuvent être divisés en deux phases. Nous allons nous intéresser dans ce chapitre à l'étude de la première des deux phases que nous appellerons la phase de pré-décharge. Elle correspond à l'intervalle de temps s'écoulant entre le début de l'application de l'onde de tension et l'amorçage de l'arc électrique. Comme nous l'avons déjà expliqué dans notre étude bibliographique du Chapitre 1, pour une décharge en mode subsonique, cette période est à la fois le siège d'effets thermiques (formation de bulles de gaz) et d'effets électriques (propagation de la décharge dans les bulles).

Nous nous attacherons à caractériser cette phase d'un point de vue électrique par la détermination d'un circuit équivalent électrique simplifié. L'influence des différents éléments constituant ce circuit sera analysée afin de déterminer le poids respectif de chacun. Une attention particulière sera portée à la définition de la résistance équivalente inter-électrodes qui définit la forme de l'onde de tension appliquée ainsi que la puissance délivrée au milieu.

Les énergies électriques consommées durant la phase de pré-décharge en mode subsonique seront calculées en fonction de la tension appliquée. L'importance du rôle de la surtension de l'intervalle va être clairement démontrée dans ce mode de décharge. Les conséquences d'un changement de mode de claquage (passage du mode subsonique au mode supersonique) vont également être analysées en termes de rendement électrique.

Une analyse quantitative de l'évolution de la tenue en tension de l'eau en fonction des conditions pression-température du fluide sera également présentée. Les influences respectives de ces derniers paramètres sur les fluctuations de la tension  $U_{50}$  mais également sur celles de la consommation d'énergie de la pré-décharge seront étudiées.

### 3.2. DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE LA PRE-DECHARGE

Nous proposons un schéma électrique équivalent pendant la phase de pré-décharge qui est représenté par le circuit simplifié suivant :

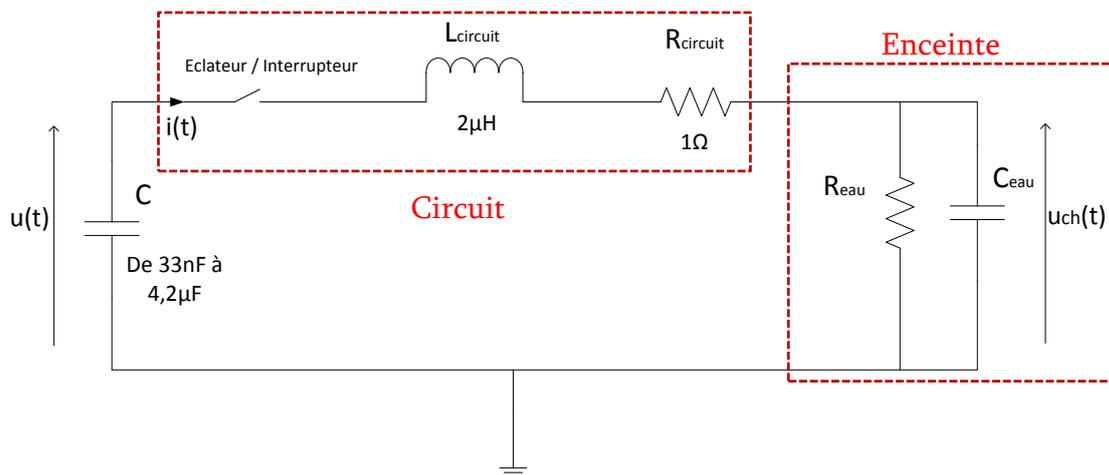


Figure 3-1 : Circuit électrique équivalent pendant la phase de pré-décharge

Lorsque le condensateur de stockage  $C$  est chargé à la tension souhaitée  $U_m$ , une impulsion de déclenchement permet de commander l'éclateur (trigatron) à la fermeture. Il s'en suit une décharge de cette capacité dans le circuit qui peut être modélisée par une impédance  $Z_{\text{circuit}}$  associée en série à l'impédance globale de l'enceinte  $Z_{\text{eau}}$  ( $R_{\text{eau}}$  et  $C_{\text{eau}}$ ). L'impédance 'circuit' comprend l'inductance équivalente à l'ensemble des éléments inductifs notée  $L_{\text{circuit}}$  (principalement les selfs de câblage du montage) mise en série avec la résistance équivalente à l'ensemble des éléments résistifs notée  $R_{\text{circuit}}$  (comprenant les résistances de l'arc du trigatron, des connexions du circuit et des câbles). Typiquement,

dans l'ensemble des configurations expérimentales que nous avons utilisé ici, les longueurs de câbles de connexion conduisent à des valeurs de  $L_{\text{circuit}}$  de l'ordre de plusieurs microhenrys. De même, dans nos configurations, la valeur de  $R_{\text{circuit}}$  peut être considérée comme faible, car elle a toujours été de l'ordre de l'Ohm.

Le circuit de décharge, à proprement parler, étant caractérisé, attachons nous maintenant à l'analyse des éléments constituant  $Z_{\text{eau}}$ .

### 3.2.1. Détermination de la résistance équivalente $R_{\text{eau}}$

L'eau est un diélectrique liquide qui possède aussi la particularité d'avoir une conductivité électrique non négligeable (conductivité pouvant varier de  $1\mu\text{S}/\text{cm}$  à  $20\text{mS}/\text{cm}$ ). La chute de tension caractéristique de la phase de pré-décharge (Figure 3-2), correspond à la décharge lente de la capacité équivalente du banc d'énergie (ou du générateur de Marx) dans la résistance équivalente du dispositif inter-électrodes (qui est élevée avant le passage à l'arc). En effet, la valeur de cette résistance équivalente  $R_{\text{eau}}$ , comme nous le verrons par la suite, est nettement supérieure à  $R_{\text{circuit}}$  qui peut, de ce fait, être négligée.

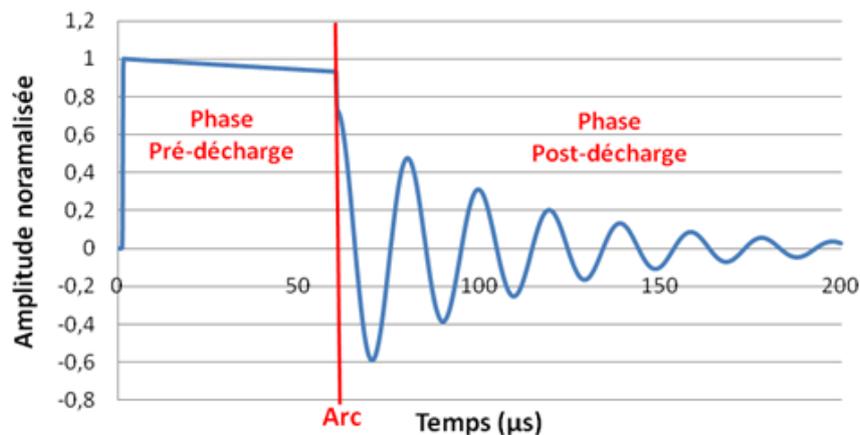


Figure 3-2 : Evolution typique de la tension lors d'une décharge subsonique

La résistance équivalente de l'eau dans nos configurations peut être déterminée par deux méthodes :

- Expérimentalement, à partir de la mesure de la tension lors d'une tenue (absence de claquage).
- En simulation, à partir d'un logiciel multi-physique (COMSOL dans notre cas).

### 3.2.1.1. Détermination expérimentale

La valeur de la résistance  $R_{eau}$  est déterminée à partir de la mesure de la décroissance exponentielle de l'onde pleine de tension (Figure 3-3). La valeur de la constante de décharge  $\tau$  correspond au temps nécessaire pour une chute à 37% de la valeur de tension initiale de charge du condensateur.

Il est alors possible de déterminer la résistance inter-électrodes dans le milieu en utilisant la relation suivante :

$$\tau = C \cdot R_{eau} \quad 3-1$$

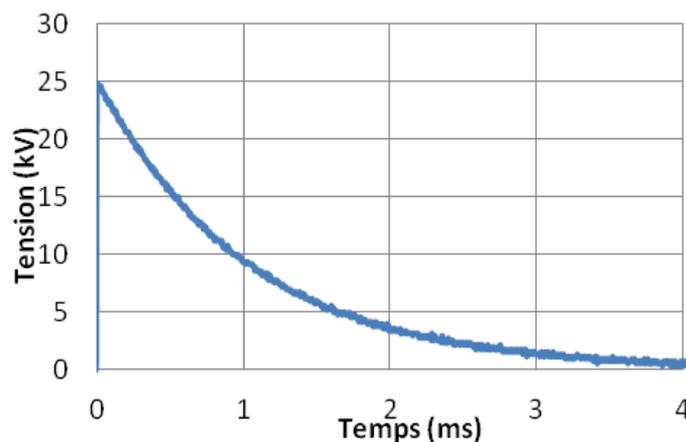


Figure 3-3 : Exemple de décharge sans arc électrique appelée 'tenue'  
( $R_p=2,5\text{mm}$ ,  $D=2,5\text{mm}$  et  $T=25^\circ\text{C}$ )

Dans cet exemple, la valeur de la constante de temps vaut  $\tau \approx 990 \mu\text{s}$  pour une capacité de stockage  $C = 600 \text{ nF}$ . La résistance  $R_{\text{eau}}$  est donc égale à  $1650 \Omega$ , soit une résistance linéique de l'ordre de  $660 \Omega/\text{mm}$  ( $D = 2,5 \text{ mm}$ ).

La valeur de cette résistance inter-électrodes  $R_{\text{eau}}$  dépend de plusieurs paramètres :

- La conductivité initiale de l'eau.
- La configuration inter-électrodes (distance inter-électrodes et géométrie).
- La température de l'eau.
- La géométrie de l'enceinte de confinement.

### 3.2.1.2. Détermination de $R_{\text{eau}}$ sous COMSOL

Le module couplage électrothermique du logiciel COMSOL nous permet également de déterminer la valeur de la résistance à partir d'une simulation de la configuration inter-électrodes et des dimensions de l'enceinte. La conductivité  $\Gamma$  de l'eau étant fonction de sa température est définie par l'équation suivante :

$$\Gamma = \Gamma_0 (1 + a(T - T_0)) \quad 3-2$$

avec :  $\Gamma_0$  : Conductivité initiale de l'eau (S/m)

$a$  : Coefficient de Température

$T_0$  : Température de référence (K)

A partir d'un potentiel de référence et pour une géométrie donnée, COMSOL calcule la valeur du courant par intégration de la densité de courant totale sur le volume d'eau contenue dans l'enceinte. Ce calcul permet ainsi de déterminer la valeur de la résistance équivalente  $R_{\text{eau}}$ .

Nos simulations sont basées sur une configuration expérimentale utilisée dans l'enceinte HP avec une eau déminéralisée de conductivité  $\Gamma = 40 \mu\text{S}/\text{cm}$ , une distance inter-électrodes  $D = 2,5 \text{ mm}$  et un rayon de courbure des électrodes de  $2,5 \text{ mm}$ . Pour cette

géométrie, les résultats de simulation sont présentés sur la Figure 3-4 en fonction de la température de l'eau et comparés avec ceux obtenus expérimentalement.

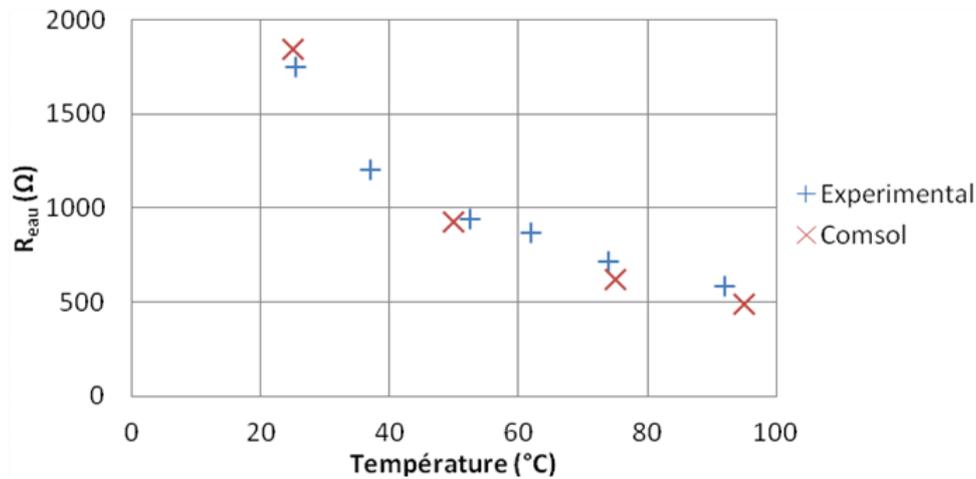


Figure 3-4 : Évolution de la résistance  $R_{eau}$  en fonction de la température  
( $R_p=2,5mm$ ,  $D=2,5mm$ , pression atmosphérique et  $T=25^\circ C$ )

Nous observons ici une bonne corrélation des résultats entre les valeurs obtenues expérimentalement et celles issues des simulations sous COMSOL.

Ainsi, une simulation sous COMSOL permettra de prédéterminer avec une bonne précision la valeur de la résistance équivalente du milieu en fonction de la géométrie de l'enceinte de confinement, de la configuration géométrique des électrodes et des caractéristiques thermodynamiques du fluide.

En conclusion, pour nos distances inter-électrodes comprises entre 1,5 et 6mm, les valeurs de cette résistance équivalente  $R_{eau}$  peuvent varier, suivant les configurations, de la centaine d'Ohms jusqu'à quelques kilo-Ohms. La résistance du milieu liquide est donc nettement supérieure à celle du circuit électrique. En conséquence, nous pouvons considérer que la valeur de la résistance globale du circuit, dans la phase de pré-décharge, est égale à  $R_{eau}$ .

### 3.2.2. Détermination de la capacité inter-électrodes $C_{eau}$

L'eau présente une permittivité relative élevée de l'ordre de 80. Cette propriété a pour conséquence d'engendrer des effets capacitifs, en particulier entre deux électrodes conductrices. En première approximation, la capacité équivalente d'un condensateur plan-plan peut être déterminée théoriquement en utilisant la formule suivante :

$$C = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot S}{d} \quad 3-3$$

avec :  $\epsilon_0$  : Permittivité du vide ( $8,854187 \times 10^{-12} \text{F/m}$ )

$\epsilon_r$  : Permittivité relative du diélectrique

S : surface en regard des électrodes ( $\text{m}^2$ )

d : distance inter-électrodes (m)

Dans nos configurations expérimentales, les géométries des électrodes utilisées sont de type pointe-pointe. Il est donc difficile de déterminer, dans ce cas, la surface en regard des électrodes en vue de calculer la capacité équivalente. De plus, elles sont positionnées dans une enceinte de confinement qui ne peut pas être négligée (introduction de capacités parasites) pour la détermination de la capacité équivalente du dispositif.

Le logiciel COMSOL a permis de déterminer, par simulation, la valeur de la capacité inter-électrodes globale pour chaque configuration. Cette démarche passe par l'intégration de la densité d'énergie dans tout le volume maillé de l'enceinte contenant les électrodes afin d'obtenir l'énergie nécessaire pour charger la capacité équivalente inter-électrodes. Etant donné que la tension aux bornes des électrodes est connue, la capacité est alors déterminée en utilisant la formule suivante :

$$C_{eau} = \frac{2E}{U^2} \quad 3-4$$

avec : E : Energie (J)

U : Tension (V)

Des simulations ont été effectuées pour différentes configurations d'électrodes et d'enceintes. Les résultats de ces simulations montrent que pour les configurations les plus défavorables (petite enceinte, électrodes à grand rayon de courbure et faible distance inter-électrodes) les valeurs de la capacité équivalente sont au plus de l'ordre de la centaine de picofarads. Les valeurs de capacité de stockage utilisées étant toujours très importantes devant cette capacité équivalente, le transfert capacitif est donc optimal. L'influence de  $C_{eau}$  est donc négligeable.

### 3.3. MISE EN EQUATION DU CIRCUIT ET SIMULATION DE LA PRE-DECHARGE

La détermination des paramètres électriques  $Z_{circuit}$  et  $Z_{eau}$  réalisée dans les deux paragraphes précédents va nous permettre de mettre ici en équation le circuit électrique puis de valider ce modèle grâce à quelques résultats de simulation.

#### 3.3.1. Mise en équation du circuit électrique équivalent

Le circuit électrique correspondant à la phase de pré-décharge a été présenté Figure 3-1. Le condensateur étant initialement chargé à la tension  $U_m$ , la condition initiale n'est pas nulle. L'expression, dans le domaine de Laplace, de la tension  $U(p)$  aux bornes du condensateur  $C$  s'exprime par :

$$U(p) = -\frac{I(p)}{C \cdot p} + \frac{U_m}{p} \quad 3-5$$

avec  $I(p)$  le courant de décharge.

D'autre part,

$$U(p) = (R_{circuit} + pL_{circuit}) \cdot I(p) + Z_{eau}(p) \cdot I(p) \quad 3-6$$

avec :

$$Z_{eau}(p) = \frac{R_{eau}}{1 + R_{eau} \cdot C_{eau} \cdot p} \quad 3-7$$

Par identification des équations (3-5) et (3-6), on obtient :

$$-\frac{I(p)}{C \cdot p} + \frac{U_m}{P} = (R_{circuit} + pL_{circuit}) \cdot I(p) + Z_{eau}(p) \cdot I(p) \quad 3-8$$

D'où l'expression de I (p) :

$$I(p) = \frac{C \cdot U_m}{1 + (R_{circuit} + Z_{eau}) \cdot C \cdot p + L_{circuit} \cdot C \cdot p^2} \quad 3-9$$

Nous avons vu précédemment que les ordres de grandeur de  $C_{eau}$  et  $R_{eau}$  sont respectivement de quelques centaines de picofarads au plus et de la centaine d'Ohms au minimum. La résistance du circuit étant de l'ordre de l'Ohm, il est donc possible de simplifier l'impédance du circuit de la manière suivante :

$$R_{circuit} + Z_{eau} \approx R_{eau}.$$

Par conséquent,

$$I(p) = \frac{C \cdot U_m}{1 + R_{eau} \cdot C \cdot p + L_{circuit} \cdot C \cdot p^2} = \frac{k}{1 + 2 \cdot z \cdot \frac{p}{\omega_n} + \left(\frac{p}{\omega_n}\right)^2} \quad 3-10$$

L'expression du courant correspond donc à un système du second ordre dont le gain statique  $k$ , la pulsation propre non amortie  $\omega_n$  et le coefficient d'amortissement  $z$  s'expriment respectivement par :

$$\begin{aligned}\omega_n &= \frac{1}{\sqrt{L_{circuit} \cdot C}} \\ z &= \frac{R_{eau}}{2} \sqrt{\frac{C}{L_{circuit}}} \\ k &= CU_m\end{aligned}\tag{3-11}$$

Compte tenu de la valeur minimale de la capacité de stockage ( $C=33\text{nF}$  dans le cas critique du supersonique), le coefficient d'amortissement du système sera toujours grand devant 1. En conséquence, pendant la phase de pré-décharge, les évolutions du courant et de la tension correspondront toujours à un système apériodique 'lent' ( $z \gg 1$ ). Dans ce cas, les pôles  $p_{1,2}$  du système se simplifient :

$$p_1 = -\frac{\omega_n}{2z} = -\frac{1}{R_{eau}C}\tag{3-12}$$

$$p_2 = -2z\omega_n = -\frac{R_{eau}}{L_{circuit}}$$

d'où

$$I(p) = \frac{k \cdot \omega_n^2}{(p - p_1) \cdot (p - p_2)}\tag{3-13}$$

La décomposition de  $I(p)$  en éléments simples donne :

$$I(p) = k \cdot \omega_n^2 \left\{ \frac{1}{(p_1 - p_2) \cdot (p - p_1)} + \frac{1}{(p_2 - p_1) \cdot (p - p_2)} \right\}\tag{3-14}$$

De par les valeurs des éléments du circuit, le pôle  $p_1$  est un pôle dominant ( $|p_1| \gg |p_2|$ ). L'expression du courant se simplifie alors et il vient:

$$I(p) = \frac{U_m}{R_{eau}} \left\{ \frac{1}{(p - p_2)} - \frac{1}{(p - p_1)} \right\}\tag{3-15}$$

Ainsi, pendant la phase de pré-décharge, les expressions du courant  $i(t)$ , de la tension  $u_{ch}(t)$  aux bornes de l'enceinte et de la puissance  $p_e(t)$  délivrée au fluide s'exprimeront donc de la manière suivante :

$$i(t) = \frac{U_m}{R_{eau}} \left\{ e^{-\frac{R_{eau}}{L_{circuit}}t} - e^{-\frac{t}{R_{eau} \cdot C}} \right\} \quad 3-16$$

$$u_{ch}(t) = U_m \left\{ e^{-\frac{R_{eau}}{L_{circuit}}t} - e^{-\frac{t}{R_{eau} \cdot C}} \right\} \quad 3-17$$

$$p_e(t) = \frac{U_m^2}{R_{eau}} \left\{ e^{-\frac{R_{eau}}{L_{circuit}}t} - e^{-\frac{t}{R_{eau} \cdot C}} \right\}^2 \quad 3-18$$

Entre les instants  $t=0$  et  $t=T_b$ , il est donc possible de définir l'énergie consommée pendant la phase de pré-décharge par :

$$E_c = \int_0^{T_b} p(t) \cdot dt = \frac{1}{R_{eau}} \int_0^{T_b} u_{ch}^2(t) \cdot dt \quad 3-19$$

Etant données les valeurs des constantes de temps  $\tau_1=1/p_1$  et  $\tau_2=1/p_2$  ( $\tau_1=R_{eau}C$  et  $\tau_2=L_{circuit}/R_{eau}$ ), on peut considérer que l'essentiel de l'énergie est consommée pendant la queue de l'onde de tension (car  $\tau_1 \gg \tau_2$ ).

L'énergie consommée pendant la phase de pré-décharge peut être exprimée par :

$$E_c = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U_m^2 \cdot \left[ 1 - \exp\left(\frac{-2T_b}{R_{eau} \cdot C}\right) \right] \quad 3-20$$

Elle est fonction de la tension  $U_m$  de charge du condensateur  $C$ , de la valeur de la résistance équivalente  $R_{eau}$  du dispositif inter-électrodes et de la durée de claquage  $T_b$ .

## 3.3.2. Simulations Pspice de la phase de pré-décharge

A partir du schéma électrique de la Figure 3-1, nous avons pu simuler le comportement du circuit de pré-décharge à l'aide du logiciel Pspice. Pour la configuration expérimentale suivante :  $C=33\text{nF}$ ,  $C_{\text{eau}}=110\text{pF}$ ,  $L_{\text{circuit}}=5\mu\text{F}$  et  $R_{\text{eau}}=96\Omega$ , une comparaison des résultats expérimentaux, et des résultats théoriques obtenus d'une part grâce aux expressions analytiques des équations 3-16, 3-17 et 3-18, et d'autre part grâce aux simulations Pspice est présentée en Figure 3-5 et en Figure 3-6.

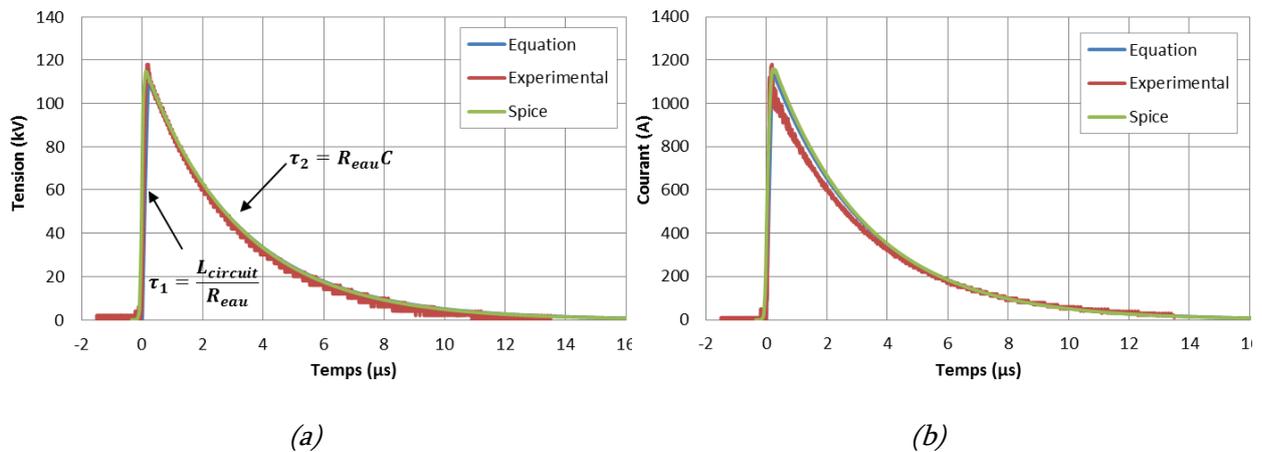


Figure 3-5 : Evolution de la tension (a) et du courant (b) dans la phase de pré-décharge

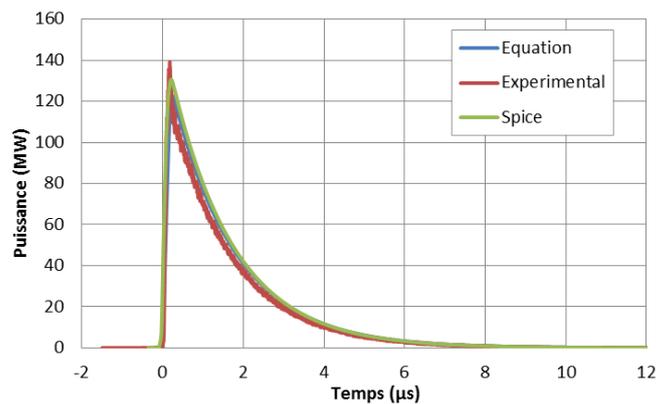


Figure 3-6 : Evolution de la puissance électrique dans la phase de pré-décharge

Il apparaît globalement une bonne adéquation entre les mesures et les résultats théoriques. Notons cependant que les sondes de courant utilisées pour ces mesures (cf.

Chapitre 2) sont prévues pour des mesures d'amplitudes crêtes de l'ordre de plusieurs dizaines ou de la centaine de kiloampères (valeurs de courant typiques de la phase de post-décharge). La précision n'est donc pas optimale dans les exemples présentés, mais malgré cela, les résultats expérimentaux restent cohérents avec la théorie.

Dans le but de simuler l'influence des paramètres électrique sur la forme d'onde de tension, une analyse de Monte-Carlo est également présentée Figure 3-7. Le circuit utilisé correspond à celui de la Figure 3-1. Dans cette configuration, la capacité de 200nF est chargée à une tension initiale de 40kV et se décharge dans le circuit ( $R_{\text{eau}}=100\Omega$ ,  $L_{\text{circuit}}=5\mu\text{F}$  et  $C_{\text{eau}}=200\text{pF}$ ) à travers un interrupteur à fermeture. Dans toutes nos simulations, la fermeture de l'interrupteur a été arbitrairement définie par défaut avec un retard de 1 $\mu\text{s}$  après le début de la simulation. Cette analyse a pour but de montrer l'influence des différents éléments du circuit et en particulier de  $L_{\text{circuit}}$  et  $C_{\text{eau}}$  sur l'évolution de la forme de tension appliquée pendant la phase de pré-décharge.

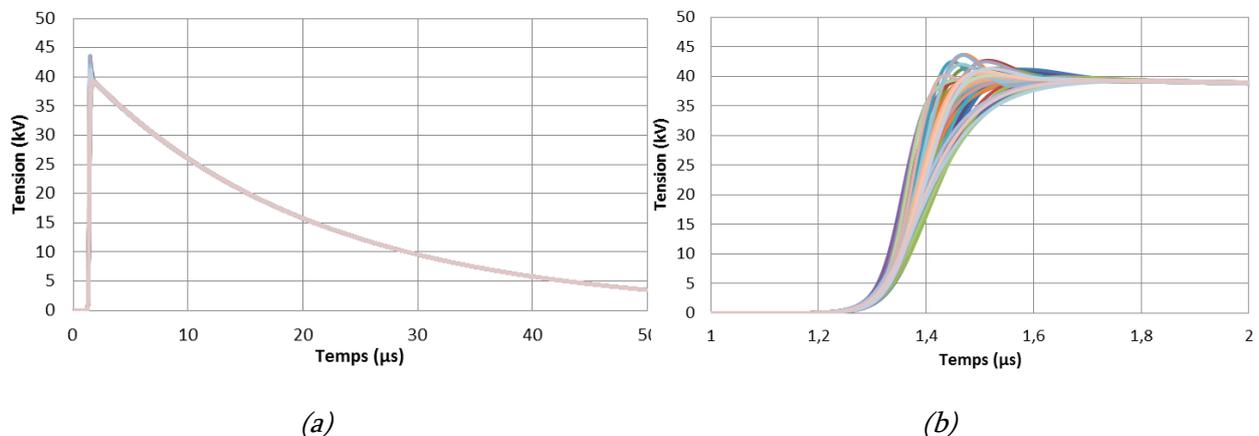


Figure 3-7 : Evolution de la tension avec une analyse statistique de Monte Carlo pour une tolérance de 100% sur la  $L_{\text{circuit}}$  et  $C_{\text{eau}}$

Les résultats obtenus ici confirment que, même si la permittivité de l'eau est élevée, la valeur de la capacité inter-électrode  $C_{\text{eau}}$  reste faible comparativement à celle du banc d'énergie. Son influence peut, par conséquent, être considérée comme négligeable.

Nous avons pu également constater que la self du circuit n'a quasiment pas d'influence sur l'onde de tension appliquée. En effet, La constante de temps  $L_{\text{circuit}}/R_{\text{eau}}$  agit sur le front de l'impulsion de courant (Figure 3-7 (b)) mais reste toujours très petite devant la constante  $R_{\text{eau}}.C$ . La contribution de la self est donc négligeable. Nous verrons dans le chapitre suivant qu'elle joue néanmoins un rôle majeur dans la phase de post-décharge.

Nous allons, maintenant, nous intéresser à l'évolution de l'onde de tension appliquée en fonction de la valeur de la résistance équivalente  $R_{\text{eau}}$ . Pour ce faire, une analyse paramétrique sous Pspice a été réalisée. Les résultats de cette étude sont présentés Figure 3-8 pour une variation de  $R_{\text{eau}}$  allant de  $50\Omega$  à  $2k\Omega$ .

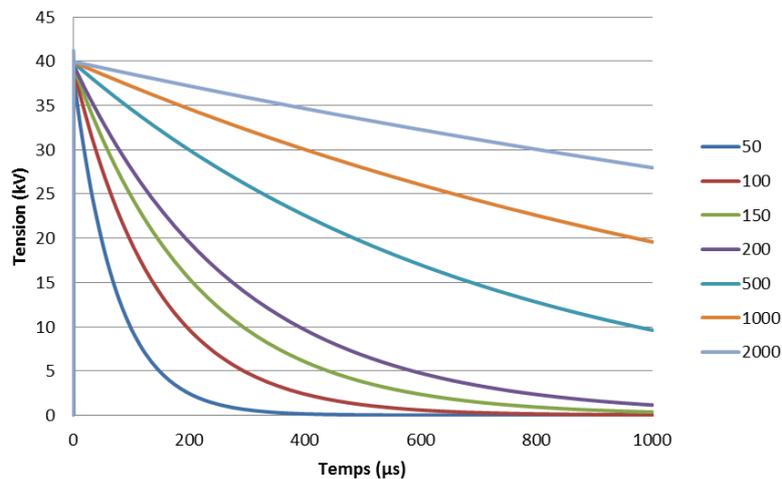


Figure 3-8 : Evolution de l'onde de tension en fonction de la valeur de la résistance  $R_{\text{eau}}$  (en  $\Omega$ )

D'après ces résultats et conformément à nos attentes, la valeur de la résistance  $R_{\text{eau}}$  détermine la forme d'onde de tension appliquée. Son impact sur les caractéristiques électrotechniques de la décharge ( $U_{50}$ ,  $T_b$ ,  $U_b$ ,  $E_b, \dots$ ) est majeur. Elle joue également un rôle important vis-à-vis du rendement de la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique.

### 3.4. ANALYSE DES PHENOMENES THERMIQUES ASSOCIES A LA PRE-DECHARGE

Dans le cas d'une décharge subsonique, la phase de pré-décharge correspond à la période durant laquelle l'énergie électrique transmise au fluide est convertie en énergie thermique, permettant ainsi la création de bulles de gaz et la propagation de la décharge dans ces bulles (cf. Chapitre 1). Si l'apport d'énergie est suffisant pour créer un volume de gaz occupant tout l'espace inter-électrodes, alors le claquage de l'intervalle pourra intervenir. En fonction de la configuration choisie, qui impliquera la géométrie des électrodes, la distance inter-électrodes, la conductivité de l'eau et ses paramètres thermodynamiques, il apparaît clairement que la quantité d'énergie thermique nécessaire à la vaporisation du volume d'eau compris entre les deux électrodes sera différente. Même si la résolution rigoureuse du problème est en réalité beaucoup plus complexe, nous pouvons faire des approximations qui permettent de fixer quelques ordres de grandeurs et quelques tendances. La première approximation est de considérer une bulle unique de gaz qui grossit jusqu'à occuper tout l'espace inter-électrodes. TOUYA [7] a montré qu'il s'agissait plutôt d'un agglomérat de petites bulles mais le traitement du cas d'un agglomérat serait très délicat (Figure 1-4). La seconde approximation est de considérer un volume global constant pour une distance inter-électrodes donnée, et ce, quelles que soient la nature de l'eau et de ses conditions initiales de pression et température. La dernière approximation est de négliger l'énergie de maintien du volume de gaz créé (c'est-à-dire, considérer que les phénomènes ont une dynamique rapide).

Ainsi en abordant le problème par une approche simplifiée, il est cohérent de considérer que la configuration géométrique des électrodes va définir le volume d'eau à vaporiser. L'énergie nécessaire pour vaporiser un volume d'eau défini à la température  $T_i$  est donnée par la formule de la quantité de chaleur :

$$E_{th} = m. (C_p(T_f - T_i) + H(P)) \quad 3-21$$

avec :

- H(P) l'enthalpie massique de vaporisation fonction de la pression (J/kg)
- $C_p$  la chaleur massique (J/(kg.K))
- $T_f$  la température de vaporisation de l'eau à la pression P (K)
- $T_i$  la température initiale de l'eau (K)
- m la masse du volume d'eau considéré (kg)

L'enthalpie massique de vaporisation est constante à la pression ambiante et les variations de  $C_p$  en fonction de la température sont données par les tables de l'eau. Les variations de l'énergie  $E_{th}$ , données par l'expression 3-21, montrent que plus la température initiale augmente moins il faut fournir d'énergie pour procéder à une vaporisation d'une masse unité d'eau (Figure 3-9). La contribution de l'enthalpie reste toujours prépondérante dans l'expression de générale de l'énergie thermique.

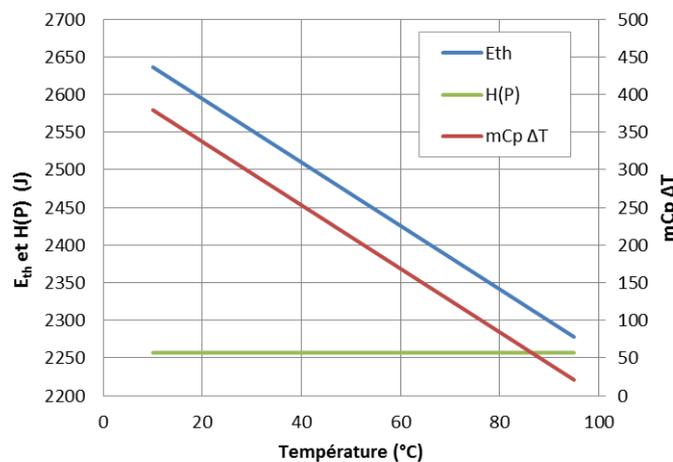


Figure 3-9 : Energie nécessaire pour transformer, sous pression atmosphérique, 1g d'eau en vapeur en fonction de la température initiale de l'eau

Lorsque le liquide est pressurisé, les variations de l'enthalpie massique de vaporisation et les variations de  $C_p$  en fonction de la pression sont également données par

les tables de l'eau. Dans ce cas, les variations de l'énergie  $E_{th}$  en fonction de la pression statique sont présentées sur la Figure 3-10 et Figure 3-11.

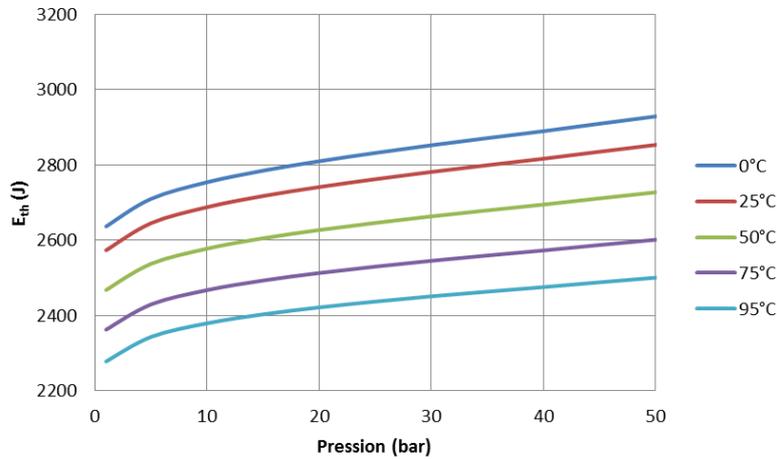


Figure 3-10 : Energie nécessaire pour transformer 1g d'eau en vapeur en fonction de la pression statique absolue

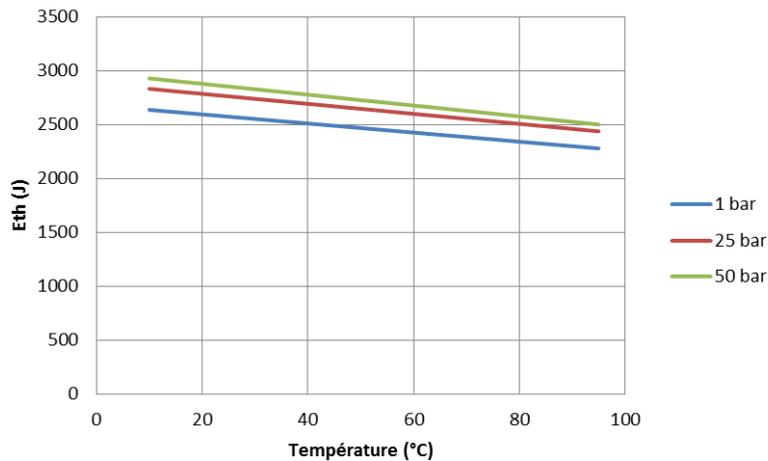


Figure 3-11 : Energie nécessaire pour transformer 1g d'eau en vapeur en fonction de la température de l'eau

Les résultats montrent les dépendances de l'énergie de vaporisation en fonction de la pression statique et de la température du liquide. Globalement, cette énergie augmente en fonction de la pression statique et diminue avec la température. Les tendances décrites ici vont être utiles pour interpréter les résultats expérimentaux et de simulation qui seront présentés dans les parties suivantes.

### 3.5. LOI DE PASCHEN DANS LA VAPEUR D'EAU

Même si les phénomènes thermiques jouent un rôle prépondérant dans une décharge subsonique puisqu'ils permettent la vaporisation du volume d'eau qui permettra la progression de la décharge entre les deux électrodes, les conditions de tension sont également primordiales pour initier un arc électrique dans un intervalle de vapeur d'eau.

Dans le cas d'une géométrie plan-plan, sous tension continue et à température fixée, la loi de Paschen permet de déterminer cette tension disruptive en fonction du produit pression du gaz par la distance inter-électrodes. RAIN [68] a reconstitué la courbe de Paschen dans la vapeur d'eau (Figure 3-12) à partir des données de plusieurs auteurs pour une température fixée à 23°C. Pour les valeurs inférieures à 0,8bar.mm, un désaccord apparaît entre les mesures de MARIC [69] et PRASAD [70] en comparaison de celles de HACKAM [71]. Nous nous appuyerons sur les données de HACKAM car elles reflètent le cas le plus défavorable, en particulier, au niveau du minimum de Paschen.

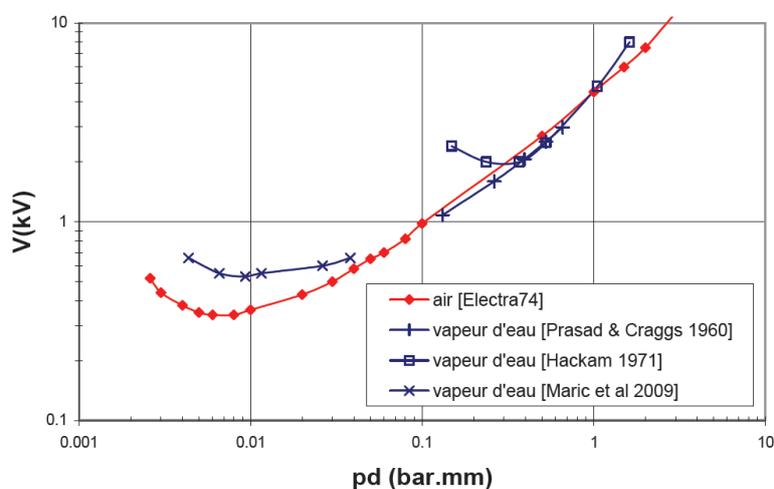


Figure 3-12 : Tensions de claquage dans l'air sec et la vapeur d'eau en fonction du produit pression-distance (Courbes de Paschen) [68]

Dans toutes nos expérimentations, la plus faible valeur du produit pression×distance que nous rencontrerons est de 1,5bar.mm (D=1,5mm – 1bar) pour une température minimale de vapeur d'eau de 100°C. Cette valeur de 1,5bar.mm à 100°C est

équivalente à 1,21bar.mm lorsque la température est ramenée à 23°C (à densité de neutre constante). La plus petite valeur de notre produit  $p \times d$  sera toujours supérieure aux minima de Paschen présentés sur la Figure 3-12. Cela signifie donc que pour toutes nos expérimentations, les rapports  $p \times d$  se placeront systématiquement sur la droite du minimum de Paschen. Dès que la distance inter-électrodes et/ou la pression statique du fluide augmenteront, les valeurs de  $p \times d$  seront en dehors de la plage de résultats présentés Figure 3-12. De plus, comme il est connu que les ‘anomalies’ à la loi de Paschen (influence de l’état de surface des électrodes, effets de conditionnement du gaz, émission cathodique,...) surviennent pour les grandes valeurs de  $p \times d$ , il ne sera pas possible de nous appuyer sur des résultats bibliographiques pour interpréter nos résultats expérimentaux.

Néanmoins, il est intéressant de s’attarder sur la valeur particulière  $p \times d = 1 \text{ bar.mm}$  pour une température de vapeur égale à 23°C (Figure 3-12). Si la température est ramenée à 100°C, le produit correspondant vaut 0,8bar.mm. La tension disruptive pour cette valeur est donnée pour environ 4kV. Ceci signifie que sous tension continue, en champ homogène, la tension disruptive d’un intervalle de 1mm de vapeur d’eau à 100°C vaut 4kV. Même si nos géométries sont de type pointe-pointe et que les contraintes de tension appliquées sont impulsionnelles, ce résultat sera utilisé pour discuter certains résultats expérimentaux présentés par la suite (cf. section 3.7.1.1).

## 3.6. ETUDE ELECTROTECHNIQUE

### 3.6.1. Résultats antérieurs

Pour une configuration donnée, la valeur  $U_{50}$  permet de caractériser la tenue diélectrique d’un intervalle soumis à une contrainte de tension impulsionnelle. L’influence de la polarité, de l’homogénéité du champ électrique et de la conductivité de l’eau a déjà fait l’objet d’études particulières au laboratoire LGE de Pau.

Par exemple, l'impact de la polarité et de l'homogénéité du champ électrique pour des profils géométriques de type pointe-plan a été étudié par TOUYA [7]. Les résultats ont été conformes à ce que l'on pouvait logiquement prévoir :

- A rayon d'électrode constant,  $U_{50}$  augmente avec la distance inter-électrodes
- A distance inter-électrodes constante,  $U_{50}$  augmente avec le rayon de la pointe

D'un point de vue énergétique, cette étude montrait également que sous polarité négative l'énergie nécessaire à l'initiation de la décharge était indépendante de la distance inter-électrodes, alors que sous polarité positive elle augmentait avec cette dernière. Par contre, une fois les phénomènes initiés, les consommations énergétiques de la décharge étaient identiques sous les deux polarités. Pour toutes nos configurations, des géométries d'électrodes de type pointe-pointe sont utilisées. Les profils de champ électrique sont donc symétriques entre les électrodes. Le problème de l'effet de polarité ne se pose donc plus. Par conséquent, compte tenu du matériel expérimental disponible au laboratoire, l'ensemble des essais a été réalisé sous polarité positive.

L'étude de l'influence de la conductivité  $\Gamma$  de l'eau sur la tension  $U_{50}$  a été réalisée par BAC [72] pour différentes formes d'impulsions ( $C=5,3\mu\text{F}$ ,  $10,6\mu\text{F}$  et  $21,2\mu\text{F}$ ) et pour une géométrie quasi-homogène. Les résultats montrent que les variations de  $U_{50}$  en fonction de la conductivité de l'eau font apparaître des courbes en 'U'. Cette forme s'explique de la manière suivante :

Les fortes valeurs de la conductivité de l'eau entraînent une diminution de la durée à mi-hauteur de l'onde de tension. Pour obtenir une énergie consommée constante, cette variation doit être compensée par une hausse de la tension maximale appliquée. Pour les faibles valeurs de la conductivité ( $\Gamma < 200\mu\text{S/cm}$ ), il faut augmenter la tension appliquée de façon à délivrer une énergie suffisante pour thermaliser le voisinage de la pointe dans ce milieu devenu plus résistif.

Pour nos essais, nous avons utilisé que de l'eau courante ( $\Gamma=200\mu\text{S/cm}$ ) ou bien de l'eau déminéralisée ( $\Gamma=40\mu\text{S/cm}$ ).

Afin de compléter ces travaux, le comportement durant la phase de pré-décharge va être étudié en fonction de la valeur de la tension appliquée (surtension) et du couple pression-température de l'eau. L'influence de ces derniers paramètres va être étudiée par l'évolution de  $U_{50}$  mais également en terme de consommation d'énergie.

### 3.6.2. Influence de la surtension

La valeur de l'énergie électrique initialement stockée dépend de la valeur de la capacité du banc d'énergie utilisé et de sa tension de charge. Le niveau de tension minimal de charge, permettant d'avoir 50% de claquage, est défini par  $U_{50}$ . Plus la tension appliquée est grande devant  $U_{50}$ , plus l'intervalle inter-électrodes est considéré comme 'surtensionné'. Nous allons quantifier ici cette notion de surtension en pourcentage de tension appliquée par rapport au paramètre  $U_{50}$ . Le but est d'étudier l'évolution de la consommation électrique (cf. Equation 2-6) pendant la phase de pré-décharge en fonction du pourcentage de surtension appliquée.

#### 3.6.2.1. *Décharge subsonique*

Les deux configurations expérimentales retenues ( $R_p=2,5\text{mm}$ ,  $D=3\text{mm}$  ou  $6\text{mm}$  et  $C=1,4\mu\text{F}$ ) et les niveaux de tension utilisés garantissent des valeurs maximales de champs électriques inférieures à  $200\text{kV/cm}$ . Par conséquent le mode de décharge mis en jeu ne peut être que de type subsonique.

Les valeurs de la tension  $U_{50}$  déterminées pour ces deux distances inter-électrodes ( $3\text{mm}$  et  $6\text{mm}$ ) sont respectivement de  $17,3\text{kV}$  et de  $20\text{kV}$ . L'évolution de l'énergie consommée pendant la phase de pré-décharge en fonction du pourcentage de surtension est présentée sur la Figure 3-13.

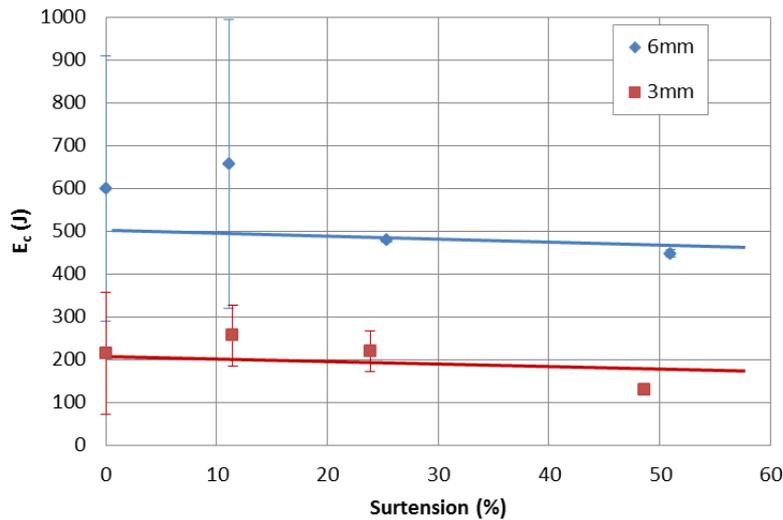


Figure 3-13 : Evolution de l'énergie consommée en fonction de la surtension pour deux distances inter-électrodes

Pour une distance inter-électrodes constante, les résultats montrent que la consommation d'énergie peut être considérée comme quasi-constante quel que soit le niveau de surtension. Les énergies consommées sont respectivement d'environ 200 et 500J pour des distances de 3mm et 6mm. Si l'on se réfère aux photographies de TOUYA[7] (cf. Chapitre 1), nous pouvons estimer un volume moyen de bulles de gaz créé lors de la phase de pré-décharge. Dans notre cas, où la distance est relativement faible (quelques millimètre à quelques centimètre), le volume peut être approximé par un cylindre dont la hauteur et le diamètre seraient égaux à la distance inter-électrodes. En partant de cette hypothèse, l'énergie thermique théorique (Equation 3-21) nécessaire pour créer le volume de gaz nécessaire à l'établissement de la décharge est calculée pour les deux distances :

$$D=3\text{mm} \rightarrow V_{\text{bulles}}=21\text{mm}^3 \rightarrow E_{\text{th}}=53\text{J}$$

$$D=6\text{mm} \rightarrow V_{\text{bulles}}=169\text{mm}^3 \rightarrow E_{\text{th}}=420\text{J}$$

Ces valeurs sont inférieures aux énergies électriques mesurées. Néanmoins, compte tenu des nombreuses approximations (volume de la bulle prise en compte, notion de bulle unique et non pas grappe de bulles, approximation sur la formule théorique de l'énergie

thermique et pertes thermiques dans l'enceinte), ces valeurs théoriques calculées ne sont pas aberrantes. Ainsi, ce résultat confirme que l'énergie électrique minimale à fournir au milieu pour claquer l'intervalle par mode subsonique est essentiellement convertie en énergie thermique consommée pour la création de bulles.

Si l'on raisonne maintenant en termes de rendement électrique (cf. équation 2-7), la surtension génère une augmentation de l'énergie électrique initialement stockée alors que l'énergie consommée reste constante. Le rendement de la phase de pré-décharge augmente donc (Figure 3-14). Par conséquent, l'énergie disponible au moment de l'arc, c'est-à-dire l'énergie électrique non consommée (qui sera disponible pour la conversion en énergie acoustique), augmente linéairement avec la surtension. Quelle que soit la distance inter-électrodes, le rendement électrique tend vers 100% si la surtension appliquée augmente de façon significative. Dans cette configuration, une surtension de l'ordre de 60% conduirait à un rendement proche de 100%.

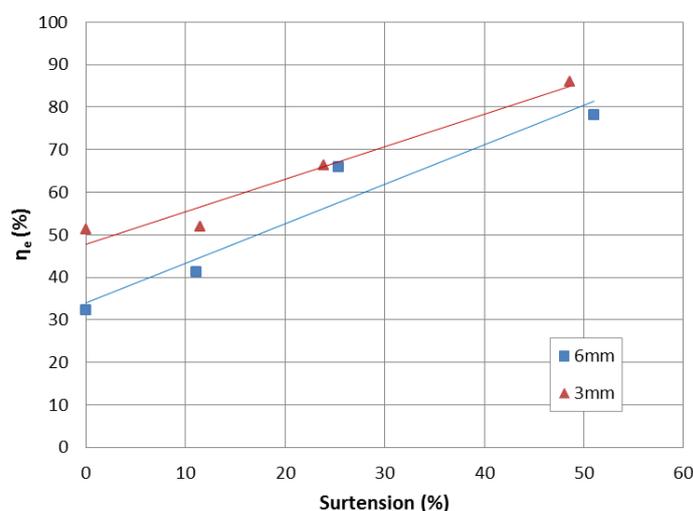


Figure 3-14 : Evolution du rendement électrique en fonction de la surtension pour deux distances inter-électrodes

D'autre part, la Figure 3-15 présente l'évolution du temps de claquage  $T_b$  en fonction de la valeur de la surtension appliquée.

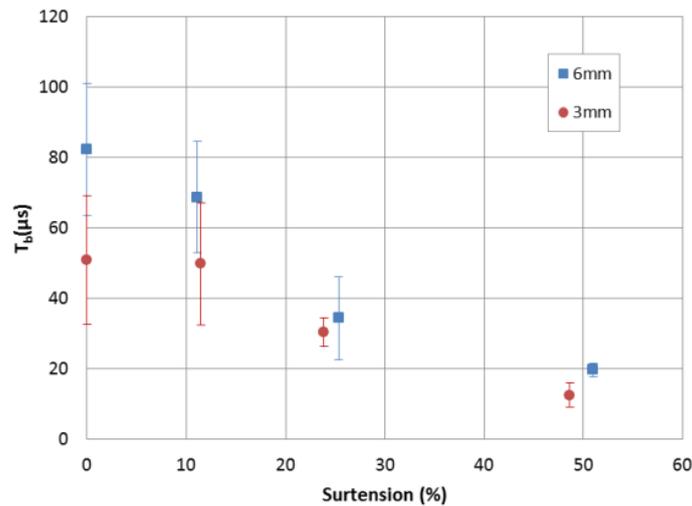


Figure 3-15 : Evolution du  $T_b$  en fonction de la surtension pour deux distances inter-électrodes

Les durées nécessaires à l'établissement du claquage sont de plusieurs dizaines de microsecondes, valeurs caractéristiques des décharges subsoniques. Dans le même temps, on constate une diminution très significative de la valeur du temps de claquage avec le niveau de tension. Ce résultat est classique en ce qui concerne la rigidité diélectrique d'un intervalle. L'écart type associé au paramètre  $T_b$ , diminue également fortement avec l'augmentation de la surtension. Ce résultat est primordial car il va permettre de maîtriser précisément la tension de claquage et donc l'énergie  $E_b$  effectivement injectée dans le système au moment du claquage.

### 3.6.2.2. Transition du mode subsonique vers le mode supersonique

Dans l'étude précédente, les niveaux de tension et les géométries inter-électrodes garantissaient des valeurs maximales de champs électriques au niveau des pointes inférieures à 200kV/cm. Les décharges étaient donc systématiquement de type subsonique. La configuration expérimentale adoptée ici ( $R_p=250\mu\text{m}$ ,  $D=5\text{mm}$  et  $C=1,4\mu\text{F}$ ) est telle qu'une augmentation de tension appliquée va engendrer un changement de mode de décharge (puisque le champ électrique augmentera au-delà du seuil de 200kV/cm). L'évolution de l'énergie consommée pendant la phase de pré-décharge en fonction de la

tension appliquée est présentée sur la Figure 3-16. Contrairement à la Figure 3-13, cette courbe est tracée en fonction de la tension appliquée et non pas en fonction du pourcentage de surtension. Ceci s'explique par le fait qu'il n'est pas aisé de déterminer la tension  $U_{50}$  pour des électrodes de très faible rayon de courbure sans que ces dernières ne s'érodent, entraînant ainsi une modification de la géométrie (en particulier du rayon de courbure), et donc du champ.

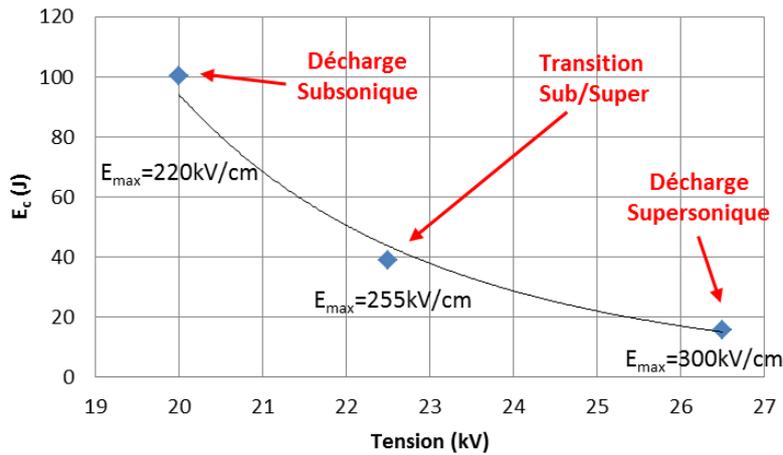


Figure 3-16 : Evolution de l'énergie consommée avant le claquage en fonction de la tension appliquée

On observe une forte diminution de la consommation d'énergie lors du changement de régime de décharge. Pour une même configuration géométrique, l'énergie consommée passe de 100J pour le mode subsonique à moins de 20J pour le mode supersonique. Afin de confirmer l'hypothèse d'un changement de régime de décharge, nous avons tracé (Figure 3-17) les évolutions de la tension  $U_b$  et du temps de claquage  $T_b$  en fonction de la valeur de la tension appliquée. Les temps de claquage évoluent de 150 $\mu$ s, durée caractéristique d'établissement des claquages subsoniques, à quelques centaines de nanosecondes : durée caractéristique d'établissement des décharges supersoniques.

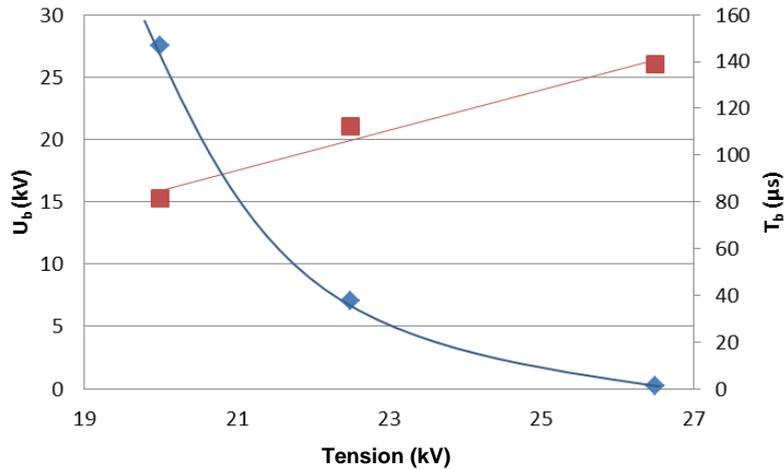


Figure 3-17 : Evolution de  $U_b$  (■) et  $T_b$  (◆) en fonction de la tension appliquée

Il est donc clairement démontré ici que, pour une même configuration expérimentale, le passage du mode subsonique au mode supersonique s'accompagne d'une chute importante de l'énergie consommée pendant la phase de pré-décharge. On passe donc d'un mode de décharge associé à des phénomènes thermiques de vaporisation (de durées longues et énergétiquement consommateurs) à un autre mode beaucoup plus rapide, qui exclue tout phénomène thermique, et donc peu consommateur d'énergie. Ces résultats sont confortés par les observations optiques de TOUYA [7] et CECCATO [25] qui n'avaient décelé aucune présence de bulle de gaz associée au mode supersonique.

Ces résultats sont également cohérents avec ceux de NIETO-SALAZAR [73] qui montrent l'évolution de la probabilité d'avoir une décharge subsonique et/ou supersonique en fonction de la tension appliquée (Figure 3-18). Dans cette étude, la configuration expérimentale est composée d'électrodes pointes de  $1\mu\text{m}$  de rayon et d'une distance inter-électrodes de 10mm. La conductivité de l'eau utilisée est égale à  $15,5\mu\text{S/cm}$ . La transition d'un mode subsonique à un mode supersonique est obtenue pour une faible augmentation de la tension appliquée dans le cas où la géométrie des électrodes participe à une forte augmentation du champ électrique (renforcement du champ dû à un faible rayon de courbure).

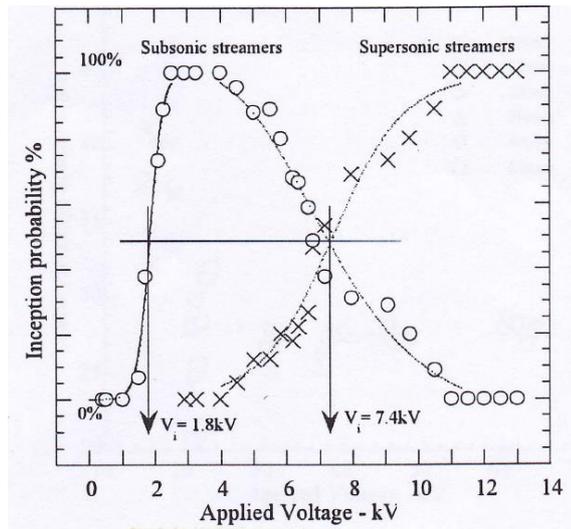


Figure 3-18 : Probabilité d'initiation de streamers subsoniques (o) et supersoniques (x) en fonction de la tension appliquée [73]

### 3.6.2.3. Conclusions

Les résultats présentés dans cette section permettent de dégager les conclusions suivantes :

- Dans la phase de pré-décharge, l'énergie électrique consommée pour développer une décharge subsonique est considérée comme constante quel que soit le niveau de la tension appliquée. Globalement, cette énergie consommée correspond à l'énergie thermique nécessaire pour vaporiser le volume d'eau inter-électrodes. Le surplus d'énergie apportée au milieu restera donc disponible pour la phase post-décharge, soit pour la génération d'onde acoustique. La surtension de l'intervalle permet donc d'augmenter le rendement électrique. De plus, la surtension diminue fortement le jitter à l'amorçage, ce qui permet une bonne maîtrise de la tension de claquage  $U_b$  et de l'énergie de claquage  $E_b$  associée.
- Lorsque la surtension s'accompagne d'un changement de mode de claquage (subsonique  $\rightarrow$  supersonique), la consommation d'énergie durant la phase de pré-décharge diminue fortement. Cette forte diminution de consommation est due au passage de critères d'initiation de décharge de type thermique vers des critères de type champ électrique. Par conséquent, pour une même configuration

expérimentale, le rendement électrique associé à la pré-décharge supersonique est meilleur que celui d'une pré-décharge subsonique.

Dans l'optique d'une optimisation du procédé de fracturation électrique, la première conclusion que nous pourrions tirer à ce niveau d'avancement des travaux est qu'il faudrait mettre en jeu un régime de décharge de type supersonique. Néanmoins, les problèmes liés à l'érosion des électrodes et à la nécessité d'appliquer des valeurs importantes de champ électrique poussent à favoriser des profils d'électrodes à grands rayons de courbure et à utiliser des niveaux de tension élevés. Par ailleurs, la valeur de la capacité du banc de stockage d'énergie devra automatiquement être importante pour avoir un maximum d'énergie disponible au moment du claquage et ainsi optimiser l'onde de pression dynamique (cf. chapitre suivant). Au final, le générateur devrait à la fois délivrer des niveaux de tension élevés, être suffisamment énergétique et avoir un volume réduit pour pouvoir descendre en fond de puits. Des problèmes évidents de conception et d'isolation électrique liés à l'utilisation de H.T. conduisent à modérer fortement l'intérêt que peuvent présenter les décharges supersoniques pour la fracturation électrique. Nous continuerons donc dans la suite de nos travaux, sauf cas particuliers, à étudier plus en détail les décharges en mode subsonique.

### 3.7. INFLUENCE DES CONDITIONS THERMODYNAMIQUES

Il s'agit maintenant de caractériser quantitativement l'évolution de la rigidité diélectrique de l'eau ainsi que l'énergie consommée dans la phase de pré-décharge en fonction des paramètres thermodynamiques (Température-Pression) du fluide dans le mode subsonique. La détermination de cette dernière grandeur passe par la caractérisation des évolutions de  $R_{eau}$  et de  $T_b$  en fonction des paramètres thermodynamiques.

Dans un premier temps, nous ferons évoluer la température tout en restant à pression statique atmosphérique, puis nous ferons varier la pression statique à température

ambiante constante. Enfin, nous terminerons par des panachages de ces deux paramètres. Tous ces essais sont réalisés en utilisant un banc de condensateurs de capacité équivalente  $C=600\text{nF}$  et une eau déminéralisée de conductivité  $\Gamma=40\mu\text{S/cm}$ . Le rayon de courbure des électrodes est de 2,5mm.

### 3.7.1. Influence de la température de l'eau

#### 3.7.1.1. Evolution du $U_{50}$

Le protocole expérimental consiste à étudier l'évolution à pression atmosphérique de la valeur de la tension  $U_{50}$  en fonction de la température de l'eau pour deux distances inter-électrodes. Les résultats sont présentés en Figure 3-19.

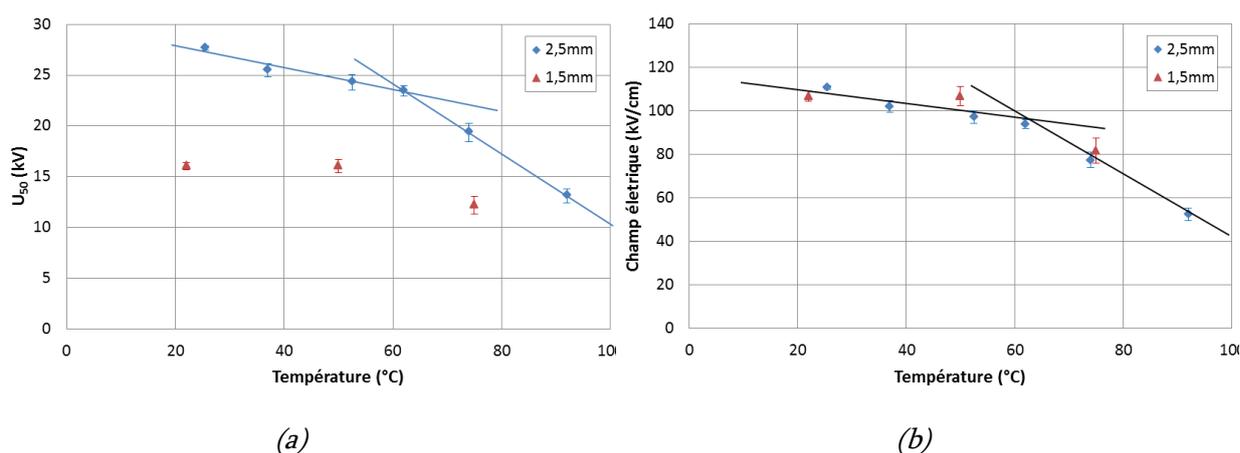


Figure 3-19 : Évolution de la tension  $U_{50}$  (a) et du champ de claquage (b) en fonction de la température à pression atmosphérique

Nous avons établi auparavant (cf. section 3.4) que les processus thermiques jouent un rôle prépondérant dans la phase de pré-décharge du mode subsonique. Il est donc cohérent d'observer une diminution de la tension disruptive parallèlement à l'augmentation de température initiale du fluide. Cette tendance est cependant nettement accentuée dès que la température dépasse 60°C. En effet, lorsque  $D=2,5\text{mm}$  et  $T<60^\circ\text{C}$ , si on augmente de 100% la température, on peut constater une diminution inférieure à 10%

de la valeur de  $U_{50}$ . Lorsque  $T > 60^\circ\text{C}$ , une variation analogue de la température se traduit par une diminution d'environ 60% de celle de  $U_{50}$ . Les résultats obtenus pour une distance 1,5mm semblent suivre la même évolution.

Ce changement de pente apparait clairement sur la Figure 3-19 (b) qui présente l'évolution du champ électrique de claquage ( $U_{50}/d$ ) en fonction de la température de l'eau.

Généralement, un tel changement de pente est associé à une modification du régime de décharge. Le problème est ici plus complexe, car il met également en jeu un changement de phase du fluide. Notons cependant que, dans le cas de notre configuration géométrique (champ quasi-homogène), lorsque la température initiale du fluide est de  $100^\circ\text{C}$ , une extrapolation de ces courbes donne une tension disruptive d'environ 4kV pour  $D=1\text{mm}$ . Cette valeur est identique à celle donnée par la courbe de Paschen dans la vapeur d'eau (cf. section 3.5).

#### 3.7.1.2. Evolution de la résistance inter-électrodes $R_{eau}$

Parallèlement à l'étude précédente, nous avons tracé Figure 3-20 l'évolution de la valeur de la résistance  $R_{eau}$  pour deux distances inter-électrodes. L'allure de ces deux courbes est directement liée à l'évolution de la conductivité en fonction de la température qui est régie par l'équation 3-2. Indépendamment de la distance, la valeur de  $R_{eau}$  diminue lorsque la température augmente. Cette chute est plus marquée pour les températures du fluide inférieures à  $50^\circ\text{C}$ . En conséquence, la durée d'application de l'onde de tension diminuera de façon beaucoup plus significative lorsque la température va croître de 25 à  $50^\circ\text{C}$  que lorsqu'elle évoluera entre 50 et  $90^\circ\text{C}$ .

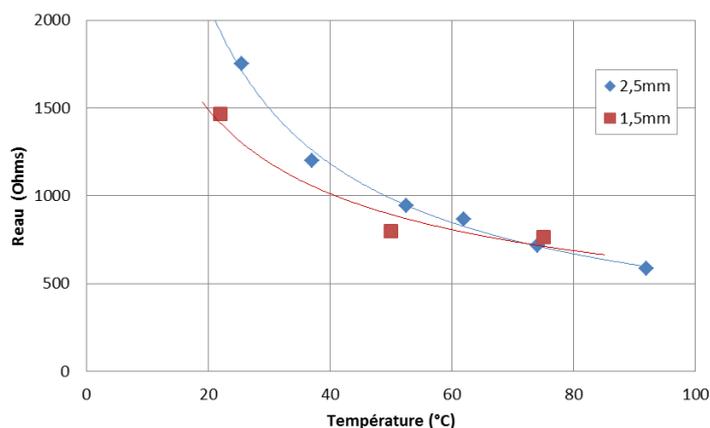


Figure 3-20 : Evolution de la résistance équivalente  $R_{eau}$  en fonction de la température

### 3.7.1.3. Evolution du temps de claquage $T_b$

La Figure 3-21 présente l'évolution du temps de claquage  $T_b$  en fonction de la température de l'eau ainsi que les écarts type associés pour deux distances inter-électrodes. Nous venons de montrer que la valeur de  $R_{eau}$  diminue lorsque la température augmente, entraînant ainsi une diminution de la durée d'application de l'onde de tension. Il est par conséquent naturel d'observer une diminution du paramètre  $T_b$  avec l'augmentation de température. Cette diminution est une nouvelle fois accentuée pour les températures inférieures à 50°C.

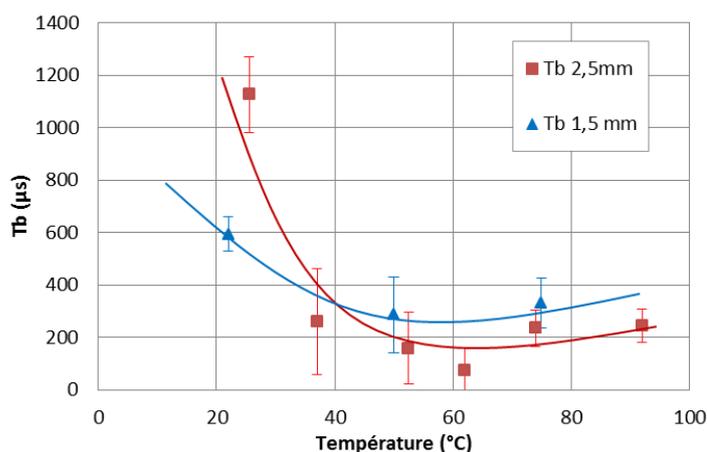


Figure 3-21 : Évolution de la tension de claquage et du temps correspondant en fonction de la température à pression atmosphérique

3.7.1.4. Evolution de l'énergie consommée  $E_c$ 

Les évolutions des paramètres définis dans l'expression de l'énergie consommée  $E_c$  (équation 2-8) en fonction de la température sont déterminées ici. Il est ainsi possible de tracer, pendant la phase de pré-décharge, l'évolution de  $E_c$  en fonction de la température (Figure 3-22).

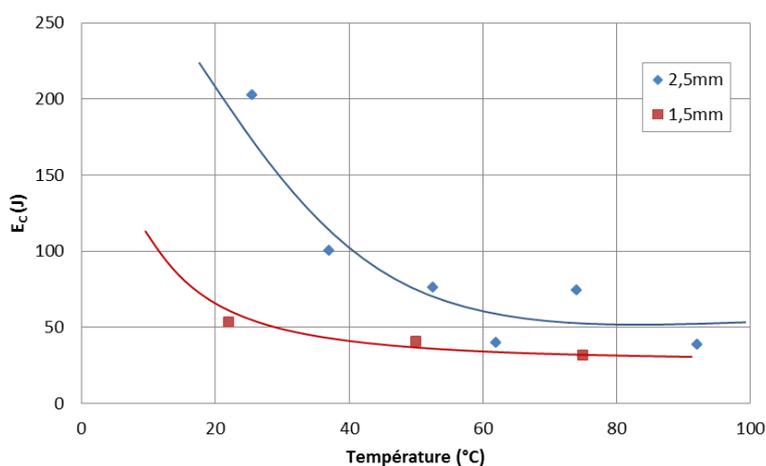


Figure 3-22 : Évolution de l'énergie consommée par la pré-décharge en fonction de la température de l'eau à pression atmosphérique

Nous observons ici que l'énergie consommée pour initier l'arc électrique décroît avec la température. Ce résultat est, une nouvelle fois, cohérent avec l'hypothèse selon laquelle l'essentielle de l'énergie mise en jeu est consommée pour créer la phase gazeuse. Si l'on considère le volume de la zone de chauffage comme constant, le terme  $mCAT$  (de la formule 3-21) diminue lorsque la température augmente. L'enthalpie de vaporisation diminue également avec la température puisque la masse volumique de l'eau diminue avec  $T$ . En conséquence, l'énergie thermique ne peut que diminuer. Néanmoins, plus la température du fluide tend vers la température de vaporisation, moins la diminution de l'énergie consommée sera marquée. Un optimum de consommation peut donc être identifié à partir de 50-60°C. Par ailleurs, il faut noter que la courbe présentée Figure 3-22 est tracée en utilisant la tension de claquage  $U_{50}$  obtenue pour chaque température. Il s'agit donc de l'énergie minimale nécessaire aux phénomènes pour initier l'arc électrique. Cela

signifie donc que si l'énergie initialement stockée est constante et grande devant l'énergie consommée par la pré-décharge, alors le surplus d'énergie disponible pour la phase post-décharge augmente avec la température. Ce résultat est primordial dans l'objectif d'optimiser le rendement électrique du procédé de fracturation électrique surtout en situation de puits où les températures sont relativement élevées.

### 3.7.2. Influence de la pression statique

La méthodologie utilisée pour étudier l'influence de la température sur l'énergie consommée va être reprise ici de façon analogue pour l'étude de l'influence de la pression statique à température constante (fixée à 25°C).

#### 3.7.2.1. Evolution de la tension $U_{50}$

La tension d'amorçage  $U_{50}$  est tout d'abord caractérisée en fonction de la pression statique pour  $T=25^\circ\text{C}$  (Figure 3-23).

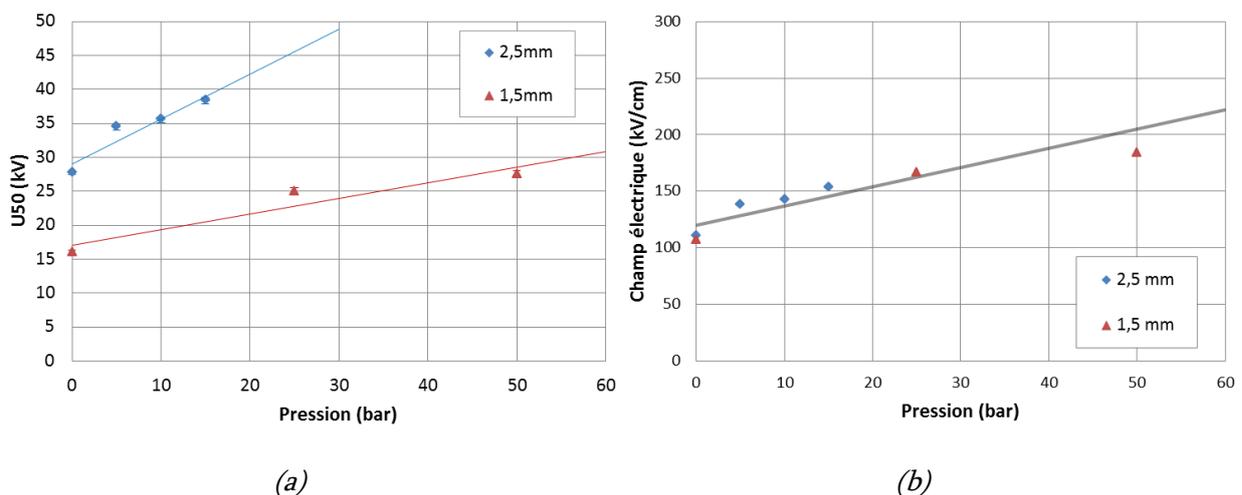


Figure 3-23 : Evolution de la tension  $U_{50}$  (a) et du champ de claquage (b) en fonction de la pression statique relative ( $T=25^\circ\text{C}$ ).

Notre configuration expérimentale (géométrie du dispositif inter-électrodes, tension limitée à 40kV, énergie commutée limitée à 500J) ne permet la détermination de  $U_{50}$  que pour des valeurs de pression supérieures à 50bar. Malgré cette limitation, nous avons pu observer une croissance linéaire de la tension  $U_{50}$  avec la pression sur la plage de pression investiguée. Cette augmentation de la tension d'amorçage parallèlement à la pression statique était attendue. En effet, du point de vue de la thermodynamique, l'énergie nécessaire pour vaporiser une masse unitaire d'eau augmente avec la pression statique (cf. section 3.4). Dans les décharges électriques, il est établi que le libre parcours moyen électronique est inversement proportionnel à la pression, ce qui réduit la capacité des électrons à emmagasiner de l'énergie en phase gazeuse et donc s'oppose à la propagation de la décharge. Cette augmentation de la tension de claquage avec la pression statique pour une décharge subsonique a également été observée en mode supersonique et est rapportée dans plusieurs travaux KOLB [12], CECCATO [25], JONES [74] et ABRAMYAN[21].

### *3.7.2.2. Evolution de la résistance inter-électrodes $R_{eau}$ et de la tension de claquage $U_b$*

La résistivité de l'eau étant indépendante de la pression statique du fluide, la durée d'application de l'onde de tension reste donc inchangée lorsque la pression augmente. Sur notre plage de variation de pression, le paramètre  $R_{eau}$  reste constant à une valeur d'environ 1450 $\Omega$  pour la distance inter-électrodes  $D=1,5\text{mm}$  et d'environ 1750 $\Omega$  pour  $D=2,5\text{mm}$  (Figure 3-24a).

La Figure 3-24b présente, à température constante, les variations de  $T_b$  en fonction de la pression statique.

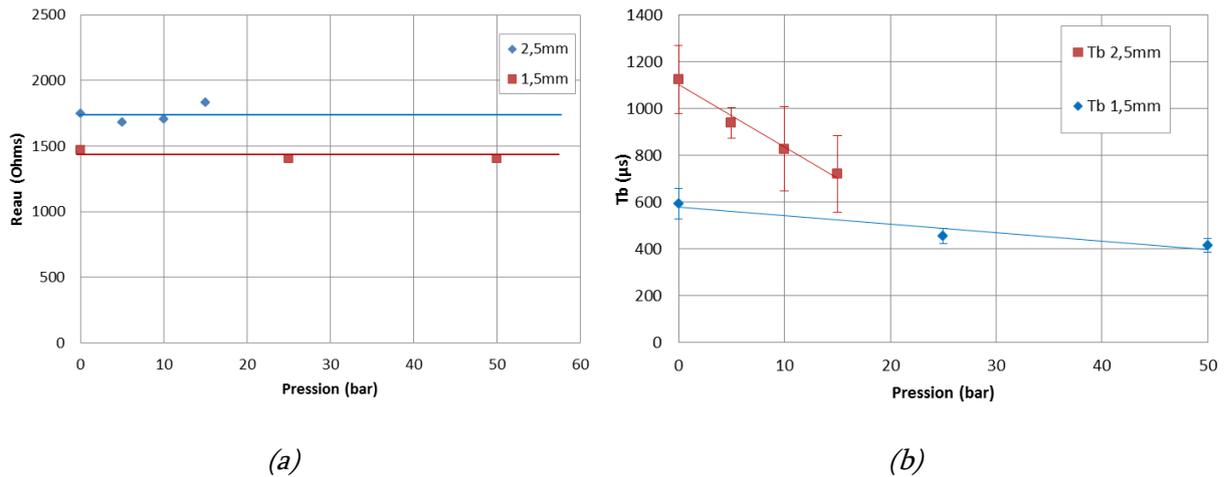


Figure 3-24 : Evolution de la résistance  $R_{\text{eau}}$  (a) et du temps de claquage  $T_b$  (b) en fonction de la pression statique à  $T=25^{\circ}\text{C}$

La valeur de la résistance  $R_{\text{eau}}$  reste constante quelle que soit la pression statique appliquée (Figure 3-24 a). Ce résultat est cohérent avec l'évolution de la conductivité qui est indépendante de la pression.

Grace à ces derniers résultats, nous venons de vérifier que la durée d'application de l'onde de tension reste inchangée lorsque la pression augmente alors que la tension  $U_{50}$  croît. Il s'en suit une diminution linéaire du  $T_b$ .

### 3.7.2.3. Evolution de l'énergie consommée $E_c$

L'influence de la pression statique, pendant la phase de pré-décharge, sur l'énergie consommée  $E_c$  (Equation 2-8) est tracée pour deux distances inter-électrodes en Figure 3-25.

Sur notre plage expérimentale ( $0 \leq P \text{ absolue} \leq 50\text{bar}$ ), l'énergie consommée par la phase de pré-décharge suit la même tendance de variation que l'énergie de vaporisation de l'eau en fonction de la pression statique (Figure 3-10). La différence de pente entre les deux distances inter-électrodes peut être expliquée par la répartition de l'énergie de chauffage au niveau des électrodes. En effet, plus les électrodes sont proches plus le

chauffage est localisé dans le volume utile inter-électrodes (faible influence de l'enceinte) et donc, plus les pertes sont réduites.

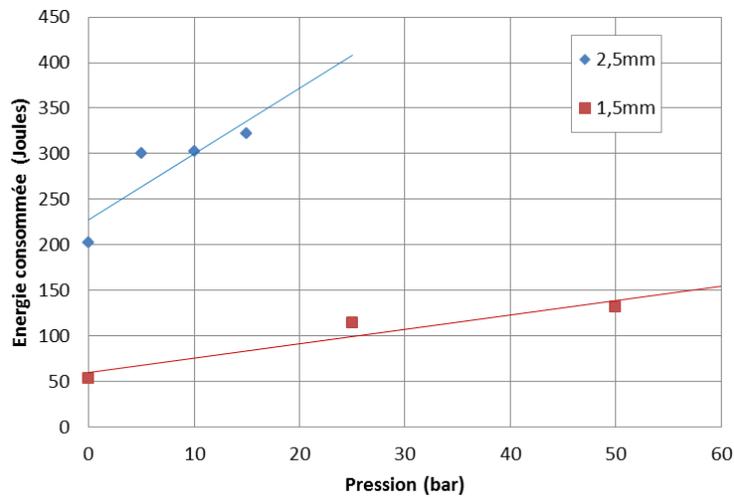


Figure 3-25 : Évolution de l'énergie consommée par la création de la décharge en fonction de la pression statique à 25°C

### 3.7.3. Couplage thermodynamique

En Figure 3-26, la tension d'amorçage  $U_{50}$  est caractérisée en fonction de la pression statique relative pour trois valeurs de température. Etant donné les niveaux de tension nécessaires, ces essais sont réalisés uniquement pour la distance inter-électrodes de 1,5mm.

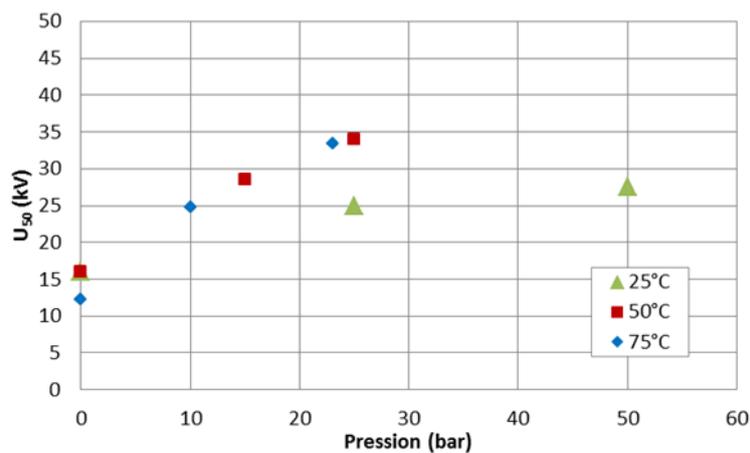


Figure 3-26 : Evolution de  $U_{50}$  en fonction de la pression statique et de la température ( $D=1,5mm$ )

Deux constatations découlent de ces derniers résultats expérimentaux :

- La première est attendue : quelle que soit la température du fluide, la valeur de  $U_{50}$  augmente avec la pression.
- La seconde est plus surprenante : pour les pressions supérieures à la pression atmosphérique, l'augmentation de température de 25°C à 50°C s'accompagne d'une augmentation de la tension de claquage. Une seconde série de mesures a permis la validation des résultats obtenus au cours des premiers tests.

Nous n'avons pas de certitude quant à l'interprétation de ces résultats. Par ailleurs, aucune donnée n'étant disponible dans la littérature sur cette problématique, nous pouvons seulement émettre des hypothèses. On sait que, pour initier l'arc, il faut des conditions énergétiques liées à la fois aux phénomènes thermiques et aux phénomènes électrostatiques (Paschen). A pression atmosphérique, la proportion de la part électrostatique est négligeable devant celle de la thermique. Quelle que soit la température initiale du fluide, dès que les bulles sont formées, les conditions de propagation de la décharge sont atteintes quasi-instantanément. On peut alors supposer que lorsque la pression augmente, la tendance s'inverse. Ainsi, les conditions de seuil de propagation ne seraient pas systématiquement atteintes lors de la formation des bulles. L'influence des phénomènes électrostatiques ne serait plus négligeable devant celle des phénomènes thermiques. L'effet de la pression serait alors prépondérant par rapport à l'effet de la température.

### 3.8. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à caractériser la phase de pré-décharge d'une décharge subsonique. Cette phase correspond à la période durant laquelle l'énergie électrique initialement stockée est transférée au fluide et transformée partiellement en énergie thermique pour permettre la vaporisation du volume d'eau localisé entre les électrodes.

Un modèle électrique équivalent a été proposé. Il permet de simuler, de manière satisfaisante les évolutions temporelles des grandeurs électriques (courant, tension et puissance) ainsi que celle de l'énergie consommée. L'étude de l'impact des divers éléments de ce circuit équivalent a montré l'importance de la résistance équivalente du dispositif inter-électrodes. La valeur de cette dernière conditionne la durée d'application de l'onde de tension ainsi que la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique. Elle dépend à la fois de la géométrie du dispositif, des propriétés physiques (conductivité) et thermodynamiques du fluide (température).

Pour une décharge subsonique, quel que soit le niveau de tension appliqué, l'énergie consommée reste constante. Globalement, cette énergie consommée correspond à l'énergie thermique nécessaire pour vaporiser le volume d'eau inter-électrodes qui permettra l'établissement du canal de décharge. Dans l'hypothèse où un surplus d'énergie pourra être apporté au milieu, celui-ci restera disponible pour la phase post-décharge. La surtension de l'intervalle permet donc, non seulement, d'augmenter le rendement électrique mais également de diminuer fortement le jitter à l'amorçage. Ce résultat est essentiel dans l'optique d'une maîtrise précise de la tension de claquage  $U_b$  et donc de l'énergie de claquage  $E_b$  associée.

A partir d'une décharge subsonique et en voulant trop surtensionner l'intervalle, il est possible d'obtenir une modification du mode de claquage et de passer à une décharge de type supersonique. Dans ce cas, la consommation d'énergie durant la phase de pré-décharge chute fortement. Cette forte diminution de consommation est due au passage d'une phénoménologie basée sur la thermique (mode subsonique) à un nouvel équilibre où seuls les phénomènes électrostatiques interviennent (mode supersonique). Par conséquent, pour une même configuration expérimentale, le rendement électrique associé à la pré-décharge supersonique est meilleur que celui d'une pré-décharge subsonique. Néanmoins,

les contraintes liées à des champs électriques élevés associées à des niveaux d'énergie importants atténuent grandement l'intérêt que présente une décharge supersonique vis-à-vis d'une décharge subsonique.

En ce qui concerne les effets de pression et température sur la phase de pré-décharge en mode subsonique, nous avons pu tirer les conclusions suivantes :

- A pression atmosphérique, l'augmentation de la température s'accompagne à la fois d'une diminution de la tension de claquage et de l'énergie consommée. L'intérêt que présente l'utilisation de fluide relativement chaud pour les applications industrielles semble donc évident. Néanmoins, la chute de consommation énergétique est surtout marquée pour les températures inférieures à 50°C. D'autre part, quelle que soit la température du fluide, plus la distance inter-électrodes est grande, plus l'énergie consommée augmente. Une nouvelle fois, l'écart de consommation en fonction de la distance est plus marqué pour les températures inférieures à 50°C. Un seuil de température supérieur à 50-60°C peut donc être considéré comme un optimum en termes de rendement électrique de la phase de pré-décharge.
- A température ambiante, l'élévation de la pression statique a pour conséquence d'augmenter linéairement le champ de claquage et l'énergie consommée. Le paramètre pression statique peut donc être considéré comme pénalisant dans l'optique d'une application industrielle.
- Pour les pressions statiques supérieures à la pression atmosphérique, l'augmentation de température s'accompagne d'une augmentation de la tension de claquage. Ce résultat, contraire à nos attentes initiales, tendrait à prouver que les critères de propagation de la décharge prendraient le dessus sur les critères thermiques. Pour finir, nous n'avons pas pu établir de conclusions claires en ce qui concerne les consommations d'énergies pour différents couples pression-température (variation à la fois de la température et de la pression statique). Il

semblerait toutefois que l'influence de la pression prenne le pas sur celle de la température. Cette hypothèse devra être confirmée dans le cadre de campagnes expérimentales futures.

Après avoir étudié la phase de pré-décharge, nous allons nous intéresser dans le Chapitre 4 à la phase de post-décharge.

# *CHAPITRE 4*

*ETUDE DE LA PHASE DE*

*POST-DECHARGE :*

*CARACTÉRISATION DE*

*L'ONDE DE PRESSION*



## **4. ETUDE DE LA PHASE DE POST-DECHARGE :** **CARACTERISATION DE L'ONDE DE PRESSION**

### **4.1.INTRODUCTION**

Au cours de ce chapitre, nous allons nous intéresser à la caractérisation de la phase de post-décharge. L'origine temporelle de cette phase correspond à l'instant de la mise en court-circuit, par l'établissement de l'arc électrique, du dispositif inter-électrodes immergé dans le fluide. La formation de cet arc permet un transfert rapide d'énergie vers le fluide, qui conduit à l'initiation de l'onde de pression, puis à sa propagation dans le fluide.

La phase de post-décharge va être simulée à partir d'un circuit électrique équivalent.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons à l'évolution théorique du courant de décharge (valeur crête et front de montée) en fonction de la valeur des différentes impédances du circuit.

Dans un second temps, l'objectif consistera à déterminer l'influence des paramètres du circuit électrique, du mode de rupture diélectrique de l'eau et de la distance inter-électrodes sur les paramètres de l'onde de pression générée (valeur crête et front de montée). L'importance de la valeur du courant crête commuté et de la vitesse de commutation de ce courant pourra ainsi être mise en évidence.

L'impact des conditions thermodynamiques du fluide sur la propagation de l'onde de pression sera analysé.

Pour clore le chapitre, une conclusion sera présentée concernant l'optimisation de l'onde de pression en fonction des divers paramètres étudiés.

## 4.2. DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE LA PHASE DE POST-DECHARGE

Un modèle électrique de la phase de pré-décharge a déjà été présenté dans le chapitre précédent. Il est donc naturel de commencer ce chapitre de manière similaire par la présentation du circuit électrique équivalent qui permettra de simuler le comportement de la phase de post-décharge. La simulation de cette phase passe par l'utilisation d'un modèle équivalent d'arc qui, d'un point de vue électrique, comprend une résistance notée  $R_{arc}$  et une inductance série  $L_{arc}$ . La détermination de ces deux paramètres électriques va être détaillée, dans les parties 4.2.1 et 4.2.2, au travers de diverses formulations qui permettront au final d'obtenir des ordres de grandeur de  $R_{arc}$  et  $L_{arc}$ . Le schéma équivalent électrique de la décharge peut alors être représenté par le circuit suivant :

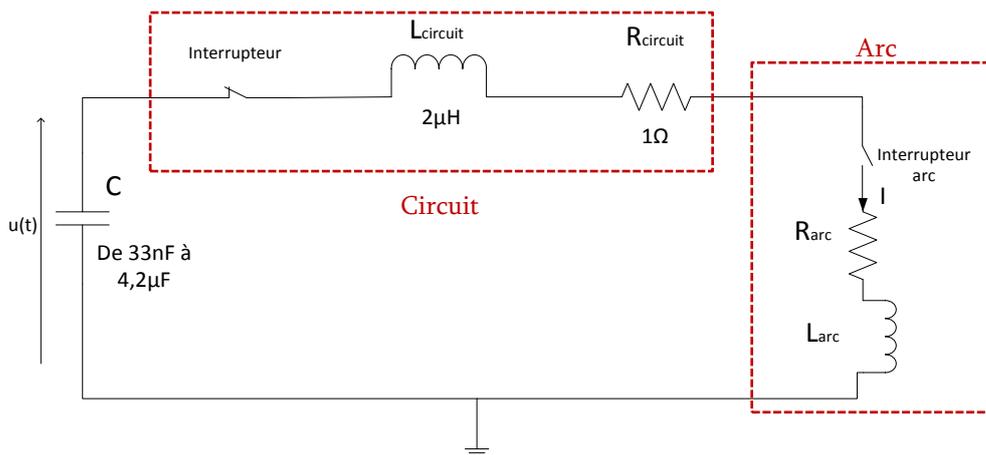


Figure 4-1 : Circuit électrique équivalent pendant la phase de post-décharge

4.2.1. Détermination de la résistance équivalente  $R_{arc}$ 

Pendant la phase de court-circuit, les dimensions du canal d'arc augmentent rapidement. Pendant les premières centaines de nanosecondes, le diamètre du canal d'arc augmente de plusieurs dizaines de micromètres (taille d'un streamer) jusqu'à un diamètre qui sera fonction du courant et de la pression statique. La résistance du canal diminue alors proportionnellement, en raison de l'augmentation de sa section transversale de l'arc généré. Par conséquent, l'évolution de la résistance de l'arc  $r_{arc}(t)$  est dépendante du temps :

$$r_{arc}(t) = \rho(t) \frac{l}{s(t)} \quad 4-1$$

avec  $\rho$  la conductivité du plasma ( $\Omega.m$ ),  $l$  la longueur de l'arc (m) et  $s$  la section du canal d'arc ( $m^2$ ).

Différentes formules permettent de déterminer la valeur de  $r_{arc}(t)$ . Tout d'abord la loi empirique de TOEPLER [75] est une des solutions les plus utilisées pour modéliser l'évolution temporelle de la résistance de l'arc :

$$r_{arc}(t) = \frac{l}{\alpha \mu_e \int_0^t I(\tau) d\tau} \quad 4-2$$

$\alpha$  et  $\mu_e$  sont des constantes relatives à une configuration donnée et définies par TOEPLER [75].

TOEPLER a supposé que la densité de courant est homogène dans tout le canal et que le rayon de l'arc n'évolue pas. Il s'agit donc d'une approche simplifiée.

En 1958, une approche différente est proposée par BRAGINSKII [76]. Celle-ci prend en compte l'expansion de l'arc due à l'échauffement croissant. Elle suppose cependant que la conductivité du plasma est indépendante du temps. L'équation résultante est la suivante :

$$r_{arc}(t) = \frac{l}{\pi \sigma b^2 \int_0^t 2I(\tau)^{2/3} d\tau(t)} \quad 4-3$$

$b$  étant une constante dépendant de la densité, de la conductivité et des propriétés thermodynamiques du plasma et  $\sigma$  représente la conductivité moyenne du canal plasma.

MARTIN [77] apporte une autre manière de déterminer la valeur de la résistance  $r_{arc}(t)$  en faisant apparaître la densité du plasma :

$$r_{arc}(t) = \frac{88R_u^{2/3}}{E^{4/3}} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{1/2} t^{-1} e^{-1/\tau} \quad 4-4$$

avec  $\rho$  la densité du gaz,  $\tau$  le temps de relaxation,  $R_u$  la résistance d'utilisation et  $E$  le champ électrique appliqué.

Pour finir, TIMOSHKIN [78] propose une expression de la valeur de  $r_{arc}(t)$  :

$$r_{arc}(t) = \frac{\alpha_s d}{\sqrt{\int i^2(t) dt}} \quad 4-5$$

où le paramètre  $\alpha_s$  est la constante d'arc normalisé à l'instant de la décharge électrique. Cette expression de la résistance dépendante du temps a permis à ENGEL [79] d'obtenir une bonne concordance entre les valeurs calculées et celles mesurées expérimentalement pour un arc dans un gaz.

Nous avons référencé ici plusieurs formules utilisées pour déterminer l'évolution de la valeur de la résistance d'arc au court du temps. Dans nos cas d'étude, la mise en application de ces formules s'est avérée délicate étant donné la nature et le nombre des paramètres. D'autre part, ce qui nous intéresse pour notre simulation, n'est pas l'évolution précise de cette résistance pendant les premières centaines de nanosecondes mais plutôt une valeur finale globale, notée  $R_{arc}$  indépendante du temps et qui sera uniquement fonction du maximum de courant.

Afin de fixer un ordre de grandeur de la valeur de la résistance d'arc nous pouvons nous appuyer sur les données expérimentales (Figure 4-2) de TIMOSHKIN [65] et de

MACKERIE [80] qui ont déterminé les valeurs de  $R_{arc}$  en fonction des valeurs maximales de courant commuté (pour une distance inter-électrodes de 5mm).

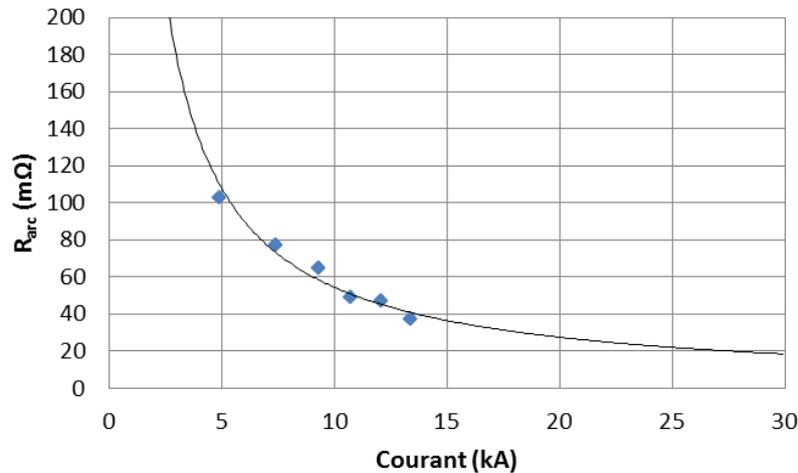


Figure 4-2 : Evolution de la constante  $R_{arc}$  en fonction du courant maximal  
(distance inter-électrodes de 5mm)

Dans nos conditions d'expérimentations, le courant commuté sera toujours compris entre quelques kiloampères et 30kA. Nous retiendrons donc les résultats de TIMOSHKIN [65] qui montrent que la valeur de  $R_{arc}$  pourra être comprise entre 20mΩ et 200mΩ.

#### 4.2.2. Détermination de l'inductance équivalente $L_{arc}$

L'évolution du canal de décharge au cours du temps engendre également une évolution de l'inductance d'arc (de par ses variations géométriques). La valeur  $L_{arc}$  peut être approximée en considérant l'inductance linéique d'un guide coaxial (le canal de décharge est associé au conducteur central et l'eau est alors associée à l'isolant).

Dans ces conditions, KUSHNER [81] propose la formule suivante pour déterminer l'évolution temporelle de l'inductance d'arc  $l_{arc}(t)$  :

$$l_{arc}(t) = l \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left( \frac{r_c}{r_s(t)} \right) \quad 4-6$$

$l$  étant la longueur de l'espace inter électrodes,  $r_c$  le rayon extérieur et  $r_s(t)$  la variation au cours du temps du rayon du canal de décharge.

Les valeurs de l'inductance d'arc obtenues à l'aide de la formule 4-6 sont au maximum de l'ordre de quelques dizaines de nanohenrys par millimètre. Comme nous le verrons, ces valeurs sont négligeables comparativement à la self du circuit.

### 4.3. MISE EN EQUATION DU CIRCUIT ET SIMULATIONS PSPICE

#### 4.3.1. Mise en équation du circuit électrique équivalent

Au moment de la mise en court-circuit de l'espace inter-électrodes, le condensateur de stockage C (Figure 4-1) est chargé à la tension résiduelle  $U_b$ . Il s'ensuit une décharge de cette capacité dans le circuit modélisé par l'impédance du circuit associée en série à l'impédance globale de l'arc ( $R_{arc}$  et  $L_{arc}$ ). L'impédance du circuit est similaire à celle qui a été présentée dans le Chapitre 3. Elle est composée de deux éléments en série : une inductance  $L_{circuit}$  et une résistance  $R_{circuit}$ . Rappelons que les ordres de grandeurs de ces éléments sont respectivement de quelques microhenrys et de quelques dixième ou centième d'Ohm.

La condition initiale n'étant pas nulle (condensateur chargé à la tension  $U_b$ ), l'expression dans le domaine de Laplace de la tension  $U(p)$  aux bornes du condensateur C s'exprime ici par :

$$U(p) = -\frac{I(p)}{Cp} + \frac{U_b}{p} \quad 4-7$$

avec  $I(p)$  le courant de décharge.

D'autre part,

$$U(p) = (R_{circuit} + pL_{circuit}).I(p) + (R_{arc} + pL_{arc}).I(p) \quad 4-8$$

Par identification des équations (4-7) et (4-8), on obtient :

$$-\frac{I(p)}{Cp} + \frac{U_b}{P} = (R_{circuit} + pL_{circuit}).I(p) + (R_{arc} + pL_{arc}).I(p) \quad 4-9$$

D'où découle l'expression de I(p) :

$$I(p) = \frac{C \cdot U_b}{1 + (R_{circuit} + R_{arc}).C \cdot p + (L_{circuit} + L_{arc}).C \cdot p^2} \quad 4-10$$

Nous avons vu que les ordres de grandeur de  $L_{arc}$  et  $R_{arc}$  sont respectivement au plus de quelques dizaines de nanohenrys et de quelques centaines de milliohms. La self d'arc peut donc être négligée devant la self du circuit. En revanche, la valeur de résistance d'arc est du même ordre de grandeur que celle du circuit. Nous poserons donc :

$$R_{circuit} + R_{arc} = R$$

$$L_{circuit} + L_{arc} \approx L_{circuit}$$

Par conséquent :

$$I(p) = \frac{C \cdot U_b}{1 + R \cdot C \cdot p + L_{circuit} \cdot C \cdot p^2} = \frac{k}{1 + 2z \frac{p}{\omega_n} + \left(\frac{p}{\omega_n}\right)^2} \quad 4-11$$

L'expression du courant correspond à un système du second ordre dont le gain statique k, la pulsation propre non amortie  $\omega_n$  et le coefficient d'amortissement z s'expriment par :

$$\begin{aligned}\omega_n &= \frac{1}{\sqrt{L_{\text{circuit}} \cdot C}} \\ z &= \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L_{\text{circuit}}}} \\ k &= CU_b\end{aligned}\tag{4-12}$$

Contrairement à la phase de pré-décharge, la valeur de la résistance qui intervient dans le calcul du coefficient d'amortissement  $z$  est ici faible. Le coefficient d'amortissement du système est donc toujours inférieur à 1 pour la phase de post-décharge. Par conséquent, l'évolution du courant correspond à un régime pseudo périodique.

$$I(p) = \frac{k\omega_n^2}{p^2 + 2z\omega_n p + \omega_n^2}\tag{4-13}$$

$$I(p) = \frac{k\omega_n^2}{(p + z\omega_n)^2 + (\omega_n\sqrt{1 - z^2})^2}\tag{4-14}$$

$$I(p) = \frac{k\omega_n}{\sqrt{1 - z^2}} \frac{\omega_n\sqrt{1 - z^2}}{(p + z\omega_n)^2 + (\omega_n\sqrt{1 - z^2})^2}\tag{4-15}$$

D'où l'expression temporelle du courant  $i(t)$  :

$$i(t) = \frac{k\omega_n}{\sqrt{1 - z^2}} \cdot e^{-z\omega_n t} \cdot \sin(\omega_n\sqrt{1 - z^2} \cdot t)\tag{4-16}$$

La pulsation propre du système est donnée par :

$$\omega_p = \omega_n\sqrt{1 - z^2}\tag{4-17}$$

Compte tenu des valeurs de la capacité, de l'inductance et de la valeur de la résistance  $R$ , le coefficient d'amortissement  $z$  sera toujours petit devant 1 ( $R \ll R_{\text{critique}} = 2\sqrt{L_{\text{circuit}}/C}$ ).

$$i(t) = k\omega_n \cdot e^{-z\omega_n t} \cdot \sin(\omega_n t) \quad 4-18$$

Au final :

$$i(t) = U_b \sqrt{\frac{C}{L_{\text{circuit}}}} \cdot e^{-\frac{R}{2L_{\text{circuit}}}t} \cdot \sin(\omega_n t) \quad 4-19$$

Connaissant l'expression du courant qui circule dans le circuit pendant la phase de pré-décharge, la puissance électrique de l'arc s'exprime par :

$$P_{\text{arc}}(t) = R_{\text{arc}} \cdot U_b^2 \frac{C}{L_{\text{circuit}}} \cdot e^{-\frac{R}{L_{\text{circuit}}}t} \cdot \sin^2(\omega_n t) \quad 4-20$$

#### 4.3.2. Simulations Pspice de la phase de post-décharge

A partir du circuit équivalent de la post-décharge (Figure 4-1) et à l'aide du logiciel Pspice, nous pouvons simuler l'évolution temporelle des signaux électriques pour une configuration donnée. La configuration expérimentale retenue est :  $C=1,4\mu\text{F}$ ,  $L_{\text{circuit}}=3,3\mu\text{F}$  et  $R=170\text{m}\Omega$  (rappelons que cette résistance est la résistance globale du circuit équivalent). La comparaison des résultats expérimentaux, et des résultats théoriques (obtenus à partir de simulations Pspice et de l'expression analytique issue de l'équation 4-19) est présentée Figure 4-3.

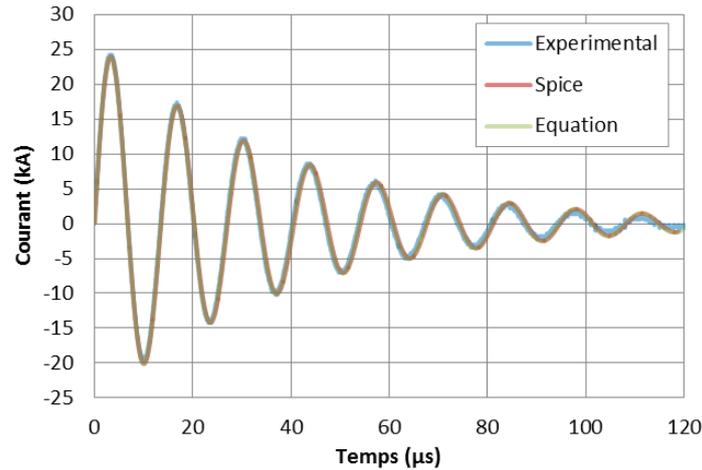


Figure 4-3 : Evolution du courant pendant la phase de décharge

Comme nous pouvons le constater, les résultats théoriques sont similaires aux mesures. Ceci permet de valider notre circuit de simulation, nos expressions analytiques ainsi que l'approximation faite sur la valeur de la résistance d'arc, et le fait qu'elle puisse être considérée comme indépendante du temps.

#### 4.3.2.1. Variation de la forme d'onde du courant

Dans le cas d'une décharge oscillante à faible amortissement, la fréquence propre de l'onde de courant est définie par la pulsation  $f_n = \omega_n / 2\pi$ . Ce paramètre dépend alors uniquement de la capacité de stockage  $C$  et de la valeur de l'inductance du circuit  $L_{\text{circuit}}$ . Le temps de montée du premier front de courant  $T_{\text{max}}$  est par conséquent donné par la relation suivante :

$$T_{\text{max}} = \frac{1}{4 \cdot f_n} = \frac{\pi}{2 \cdot \omega_n} = \frac{\pi}{2} \sqrt{L_{\text{circuit}} \cdot C} \quad 4-21$$

Ce front de courant sera d'autant plus lent que le produit des valeurs de  $C$  et de  $L_{\text{circuit}}$  sera grand. Par la suite, nous ferons varier expérimentalement la vitesse d'injection du courant en jouant principalement sur l'inductance du circuit  $L_{\text{circuit}}$ .

Les résultats de simulation correspondant aux configurations expérimentales que nous avons principalement utilisées sont présentés sur la Figure 4-4. Nous pouvons observer ici que les fronts de courant les plus lents seront, par conséquent, inférieurs à 10µs.

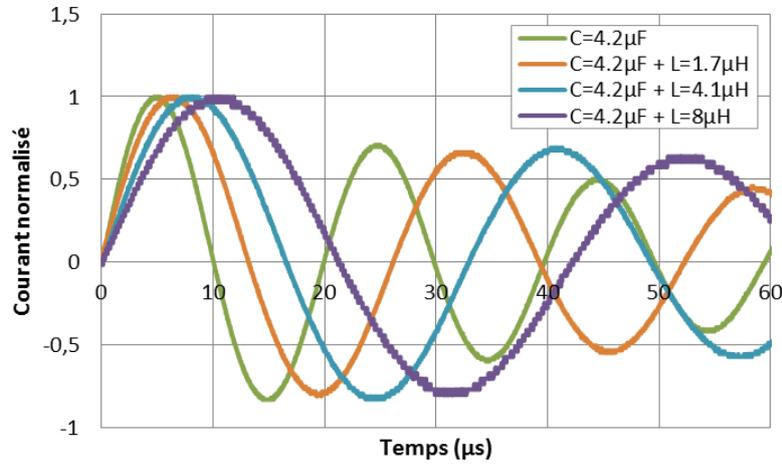


Figure 4-4 : Evolution normalisée du courant pour différentes configurations expérimentales

#### 4.3.2.2. Variation de la valeur maximale du courant

La valeur maximale  $I_{max=i}(T_{max})$  du courant de décharge injectée dans le canal d'arc est donnée par :

$$I_{max} = U_b \sqrt{\frac{C}{L_{circuit}}} \cdot e^{-\frac{R}{2L_{circuit}} T_{max}} \cdot \sin(\omega_n T_{max}) \quad 4-22$$

$$I_{max} = U_b \sqrt{\frac{C}{L_{circuit}}} e^{-\frac{R\pi}{4} \sqrt{\frac{C}{L_{circuit}}}} \quad 4-23$$

Nous pouvons également exprimer  $I_{max}$  en fonction de l'énergie  $E_b$  (Formule 2-3) disponible au moment du claquage et en déduire son évolution pour différentes configurations de circuit (Figure 4-5) :

$$I_{max} = \sqrt{\frac{2E_b}{L_{circuit}}} e^{-\frac{R\pi}{4} \sqrt{\frac{C}{L_{circuit}}}} \quad 4-24$$

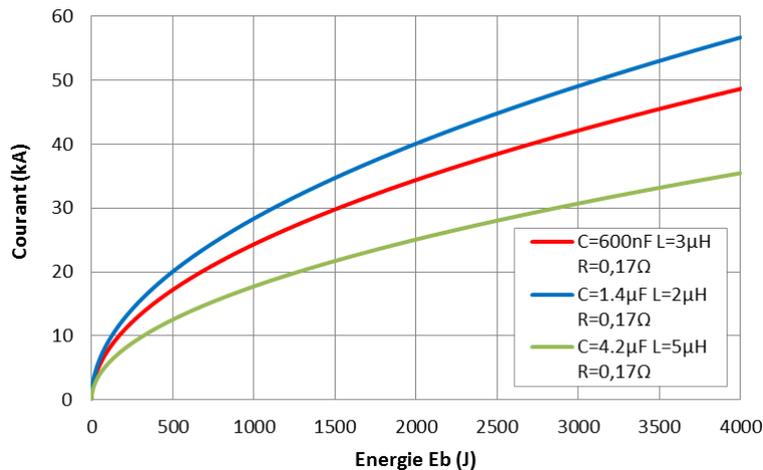


Figure 4-5 : Evolution du courant maximal en fonction de l'énergie  $E_b$  pour différentes configurations de circuit

Deux remarques peuvent être formulées :

- Lorsque les impédances du circuit sont fixées, le maximum de courant dépend de l'énergie disponible au moment du claquage et donc uniquement de la tension de claquage  $U_b$ . Dans ce cas, la variation  $I_{max}=f(E_b)$  suit une loi en puissance de la forme  $I_{max}=k.E_b^x$  avec  $x < 1$ . Par conséquent, une forte variation d'énergie ne s'accompagnera pas forcément d'une forte variation de courant. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous étudierons l'influence de l'énergie commutée sur l'amplitude de la pression dynamique générée.
- Pour une même énergie  $E_b$  disponible au moment de la décharge, le maximum de courant dépendra des paramètres électriques :  $C$ ,  $L_{circuit}$  et  $R$ .

Pour une même énergie  $E_b$  et dans l'hypothèse où la résistance  $R$  est fixée, le courant maximal dépendra de l'amplitude des éléments inductifs et capacitifs (Figure 4-6). Pour une même valeur de  $R$ , l'influence des paramètres  $C$  et  $L_{\text{circuit}}$  sur le courant maximal est opposée. Une augmentation de l'inductance va induire une diminution du courant  $I_{\text{max}}$  alors que l'augmentation de la capacité aura l'effet inverse.

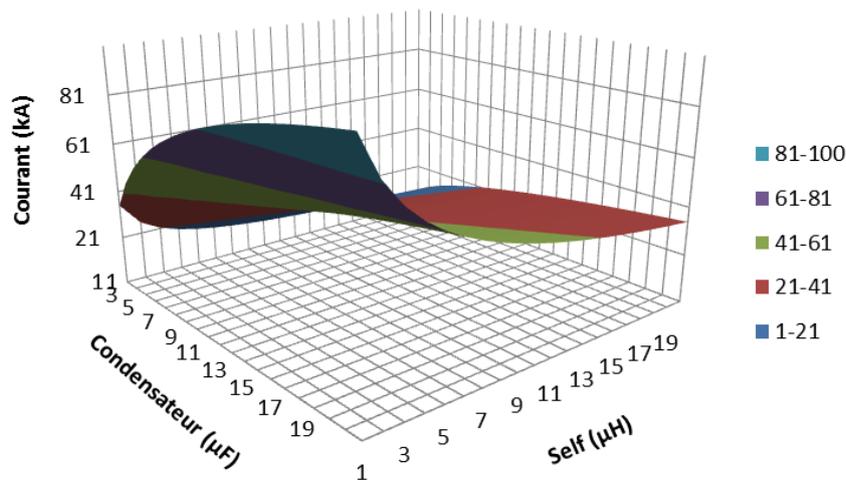


Figure 4-6 : Evolution du courant crête en fonction de l'inductance et de la capacité ( $R=170\text{m}\Omega$  et  $U_b=40\text{kV}$ )

Le dernier paramètre qui modifie la valeur du courant est bien évidemment la résistance du circuit ( $R=R_{\text{circuit}}+R_{\text{arc}}$ ). Plus la valeur de la résistance est grande, plus l'amplitude du courant sera atténuée. L'évolution du courant maximal en fonction de la résistance  $R$  (Formule 4-23) est présentée, en Figure 4-7, pour un circuit donné :  $L_{\text{circuit}}=3\mu\text{H}$  et  $C=4,2\mu\text{H}$ . La variation de la résistance  $R$  est comprise entre  $50\text{m}\Omega$  et  $500\text{m}\Omega$  : valeurs qui correspondent à notre plage de variations expérimentales.

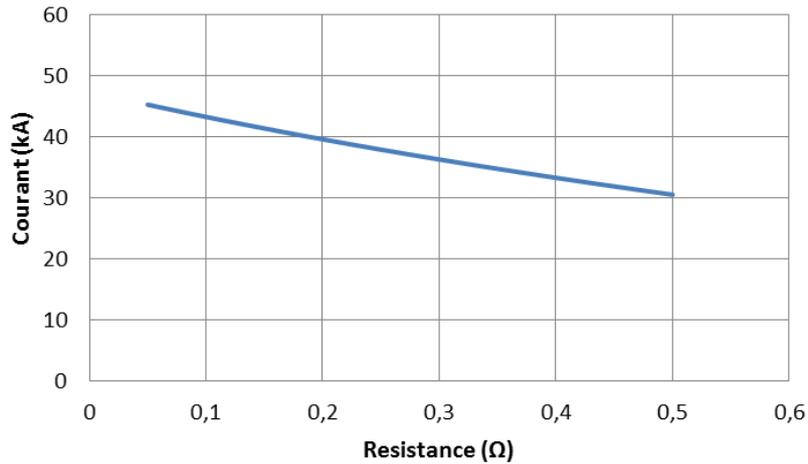


Figure 4-7 : Evolution du courant crête en fonction de la résistance

$$(U_b=40kV, L_{circuit}=3\mu H \text{ et } C=4,2\mu H)$$

Il sera donc important de minimiser la résistance globale du circuit pour optimiser la valeur maximale du courant. Notons toutefois que l'influence de R est moindre sur le courant maximal que celle des paramètres C et  $L_{circuit}$ . D'autre part, le pourcentage d'énergie transféré de la capacité de stockage vers l'arc électrique est exprimé par:

$$\sigma_{arc} = \left( \frac{R_{arc}}{R_{arc} + R_{circuit}} \right) 100 \quad 4-25$$

On observe ici, que pour que le transfert d'énergie soit optimal, il faut que la résistance d'arc soit grande comparativement à celle du circuit.

En conclusion, il est possible, pour une même énergie  $E_b$  disponible dans la phase de post-décharge, de faire varier le courant  $i(t)$  injecté dans le fluide en modifiant les impédances du circuit de décharge. Seule une modification du couple  $L_{circuit} \times C$  entraîne une évolution du front de montée du courant. L'augmentation de la valeur de C ralentit le front de courant tout en augmentant sa valeur crête. L'augmentation de la self aura le même impact sur le front de montée mais au détriment de l'amplitude du courant. La valeur de la résistance globale  $R=R_{arc}+R_{circuit}$ , quant à elle, influe à la fois sur le courant  $I_{max}$  et sur le transfert d'énergie  $\sigma_{arc}$ .

L'influence de tous ces paramètres électriques sur le courant a maintenant été clairement définie. Nous pouvons, par conséquent, nous intéresser à leurs influences sur la pression dynamique générée.

#### 4.4. INFLUENCE DU CIRCUIT ELECTRIQUE SUR L'ONDE DE PRESSION

##### 4.4.1. Evolution de la pression en fonction de l'énergie commutée

Les résultats précédemment établis et présentés dans la thèse de TOUYA [7] avaient mis en évidence la relation directe entre l'énergie  $E_b$  disponible au moment du claquage et la valeur de la pression crête. A partir de ces résultats, une formule empirique avait été proposée [82] :

$$P_{max} = \frac{9000}{r} \cdot E_b^\alpha \quad 4-26$$

Avec :  $P_{max}$  la pression crête (bar),  $r$  la distance entre l'arc et le capteur (mm),  $\alpha$  un coefficient fonction de la géométrie du dispositif inter-électrodes et  $E_b$  l'énergie en kJ.

Cette formule découle de résultats expérimentaux obtenus dans une configuration de circuit globalement figée : l'inductance du circuit restait constante et la valeur de la capacité du condensateur de stockage était égale soit à  $C=42,4\mu F$  soit à  $C=84,8\mu F$ . La variation de l'énergie commutée  $E_b$  était principalement obtenue par modification de la tension de claquage  $U_b$ . Dans le cadre de ces essais, seule la mesure de tension avait été effectuée de façon systématique (peu ou pas de mesure de courant). Par conséquent, seule la notion d'énergie commutée avait été prise en compte.

Les résultats présentés Figure 4-8 ont également été obtenus pour une configuration expérimentale figée et en ne faisant varier que la tension de claquage. Ils confirment cette loi en puissance entre pression et énergie commutée  $E_b$ , même si les

résultats semblent être inférieurs en niveau par rapport à la formule de TOUYA. Une explication de cette différence sera apportée dans la section 4.4.2 en termes de courant crête commuté.

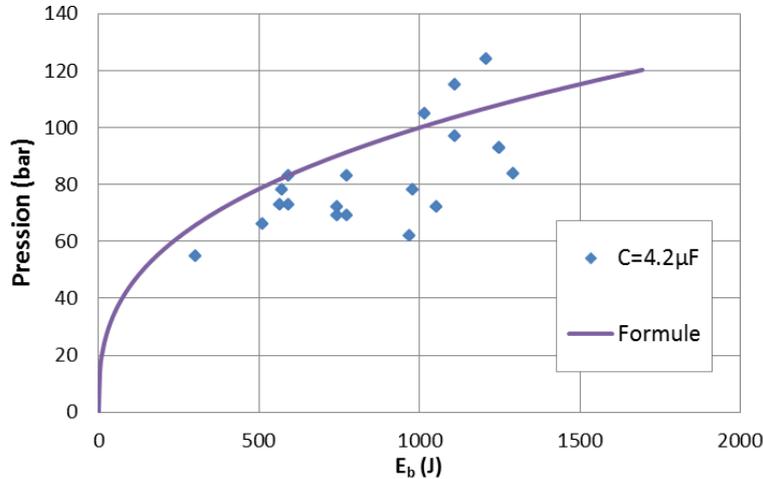


Figure 4-8 : Evolution expérimentale de la pression crête en fonction de l'énergie commutée  $E_b$  et courbe de tendance établie à partir de la Formule 4-26  
( $R_p=2,5mm$ ,  $D=3mm$  et distance capteur 9cm)

Nous avons vu, Figure 4-5, que pour une même configuration de circuit, une forte variation de l'énergie commutée n'engendre pas de grandes variations du maximum de courant. La question que l'on peut ici se poser est donc de savoir si cette évolution en puissance de la pression crête en fonction de  $E_b$  n'est pas liée à la loi en puissance du courant crête en fonction de cette même énergie commutée. Autrement dit, de savoir comment évolue la pression, pour une même énergie commutée, lorsque le courant augmente de façon significative ?

#### 4.4.2. Evolution de la pression en fonction du maximum de courant commuté

Dans un premier temps, l'évolution de la pression crête est tracée en fonction du maximum de courant injecté sans prendre en compte la valeur de l'énergie  $E_b$  (Figure 4-9).

Pour cela, différentes valeurs de capacité de stockage et d'inductance de circuit ont été utilisées de manière à faire varier de façon significative la valeur maximale du courant.

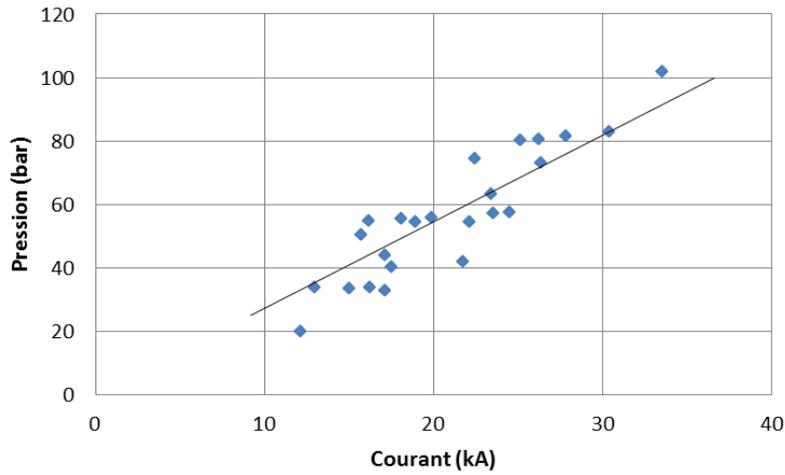


Figure 4-9 : Evolution de la pression crête en fonction du maximum de courant commuté  
( $R_p=2,5\text{mm}$   $D=3\text{mm}$  et distance capteur  $9\text{cm}$ )

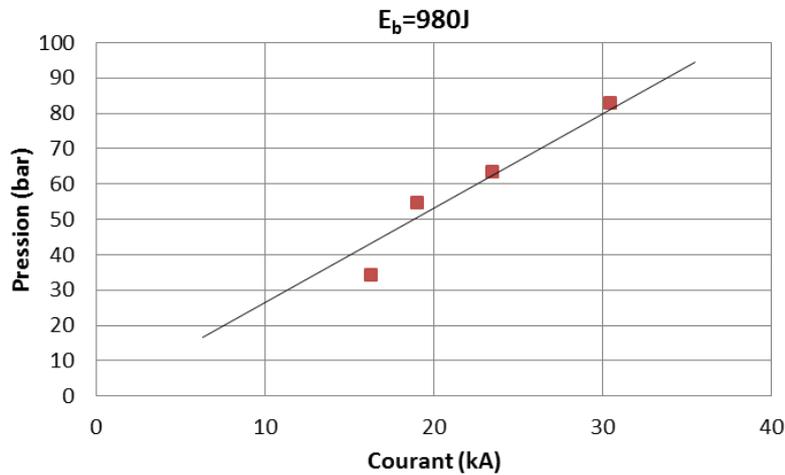


Figure 4-10 : Evolution de la pression crête en fonction du maximum de courant à énergie  $E_b$  constante ( $R_p=2,5\text{mm}$   $D=3\text{mm}$  et distance capteur  $9\text{cm}$ )

Sur la plage de courant étudiée, la Figure 4-9 montre que la valeur de la pression crête augmente linéairement avec le courant quelle que soit l'énergie  $E_b$  commutée.

Les points obtenus à énergie  $E_b$  constante ont été identifiés et reportés sur la Figure 4-10. Ils correspondent à des configurations expérimentales pour lesquelles la capacité de stockage et la tension de claquage sont inchangées, seule l'inductance du circuit varie.

Nous pouvons ainsi conclure avec certitude que la pression crête évolue linéairement en fonction du maximum de courant injecté dans le circuit. La formule déterminée par TOUYA [82] ne prend pas en considération la valeur du courant, mais celle de l'énergie commutée  $E_b$ . Si le circuit de décharge est fixé, l'erreur introduite par cette formule est acceptable dans la mesure où la variation de courant reste limitée. Par contre, si la modification des éléments du circuit introduit de fortes variations du courant crête, alors la formule de TOUYA ne peut plus être utilisée.

La Figure 4-9 permet de déterminer la valeur de la pression crête en fonction du courant crête ( $P_{max}=2,7.I_{max}$ ) dans une configuration donnée ( $D=3mm$ ). Les mesures de la propagation de l'onde de pression dans l'eau, à une température de 20°C, ont montré que l'atténuation de l'onde de pression s'effectue en  $1/r$  avec  $r$  la distance entre le capteur et les électrodes (MARTIN [83]). Par conséquent, pour une configuration inter-électrodes donnée ( $D=3mm$ ) nous proposons ici une formule empirique applicable quel que soit le circuit électrique utilisé :

$$P_{max} = \frac{24,3}{r} \cdot I_{max} \quad 4-27$$

avec  $P_{max}$  la pression crête (bar),  $r$  la distance entre l'arc et le capteur (cm) et  $I_{max}$  le courant crête (kA).

#### 4.4.3. Evolution de la pression en fonction de la vitesse d'injection du courant

L'importance de l'amplitude du courant vis-à-vis de la pression dynamique vient d'être démontrée. Nous pouvons maintenant nous poser la question suivante : Qu'en est-il de la rapidité d'injection du courant ?

L'évolution spatiale du canal d'arc qui est à l'origine de l'initiation de l'onde de pression se fait essentiellement au cours de la 1<sup>ère</sup> oscillation et 'culmine' au passage du courant maximal. Il paraît donc logique de quantifier la notion de rapidité d'injection du courant par la valeur  $dI_{\max}/dT_{\max}$  qui correspond à la pente moyenne de la première alternance de  $i(t)$ . La Figure 4-11 présente l'évolution de la pression crête en fonction du  $dI_{\max}/dT_{\max}$  pour trois montages différents qui permettent d'obtenir trois valeurs de front de courant ( $T_{\max}=1,9\mu\text{s}$ ,  $3,3\mu\text{s}$  et  $5\mu\text{s}$ ) :

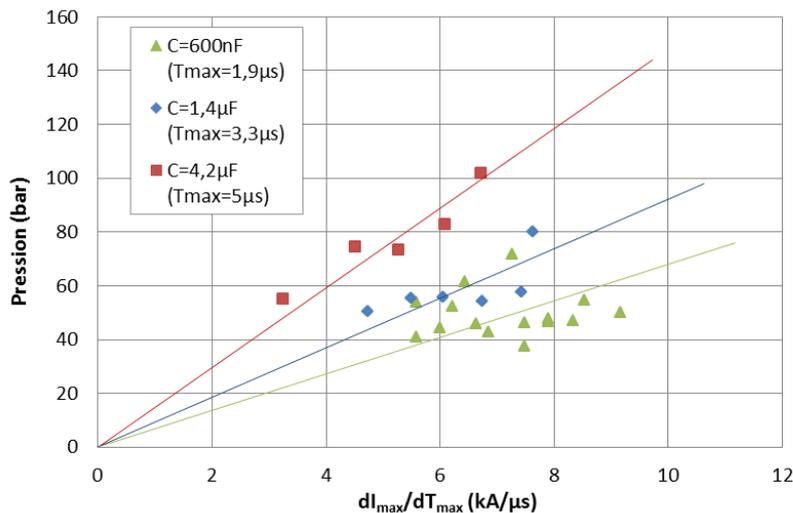


Figure 4-11 : Evolution de la pression crête en fonction du  $dI_{\max}/dT_{\max}$

( $R_p=2,5\text{mm}$   $D=3\text{mm}$  et distance capteur  $9\text{cm}$ )

Pour un même temps de montée du courant, la pression évolue linéairement en fonction du  $dI_{\max}/dT_{\max}$ . Par contre, pour une même valeur de  $dI_{\max}/dT_{\max}$ , les pressions

crête mesurées sont différentes. En effet, pour un  $dI_{\max}/dT_{\max}$  donné, la valeur du courant  $I_{\max}$  varie d'un montage à l'autre, et cette valeur du courant est d'autant plus grande que le front du courant est lent. Nous pouvons donc dire que la valeur de la pression crête dépend uniquement du courant maximal quel que soit la valeur du front de montée de l'impulsion de courant.

La Figure 4-12 reprend ces résultats mais en traçant les variations du front de pression dynamique en fonction du front de courant.

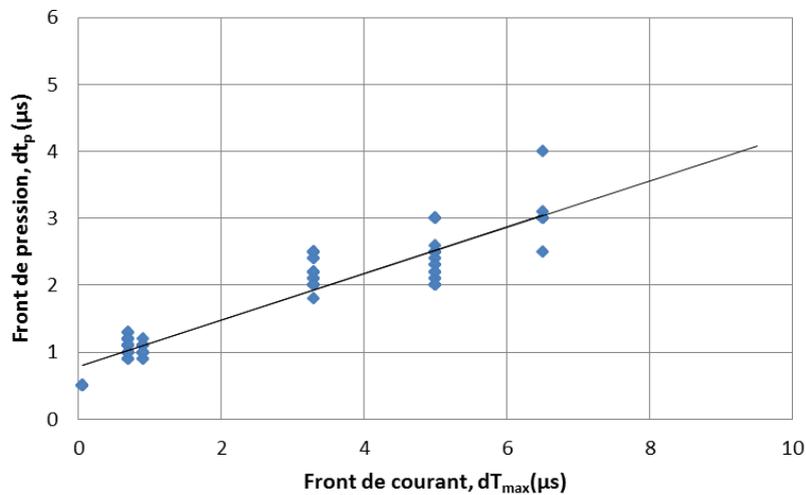


Figure 4-12 : Evolution du front de l'onde de pression en fonction du front de courant

Expérimentalement, il a été possible de faire varier le front de l'onde de pression de 500ns jusqu'à environ 4 $\mu\text{s}$ . Au-delà, des réflexions internes au capteur de pression rendent les mesures inexploitable. Ainsi, sur notre plage d'étude, la dynamique de l'onde de pression évolue linéairement en fonction de la forme d'injection du courant.

Ce résultat est important pour l'optimisation du procédé de fracturation. En effet, la façon dont la roche est endommagée ainsi que la profondeur de l'endommagement sont directement liés à la dynamique de l'onde de pression. Les travaux de CHO [60] indiquent que le procédé de fracturation est essentiellement affecté par le front de montée de l'onde

de pression et non par la queue de l'onde. Il est donc essentiel de se focaliser sur le front de montée de l'onde de pression. Les simulations présentées par CHO (cf. Chapitre 1), pour des fronts de montée de 10, 100, 500 et 1000 $\mu$ s, montrent que plus le front de montée est lent, plus les fissures générées sont profondes mais peu nombreuses. Inversement plus le front de l'onde de pression est rapide plus l'endommagement est diffus mais peu profond.

D'un point de vue expérimental, pour obtenir une injection lente de courant, il est nécessaire d'augmenter les valeurs de l'inductance et du condensateur de stockage. Une augmentation de l'inductance, à capacité constante, dégrade l'amplitude du courant et donc la pression crête. Seule une augmentation de la capacité, à valeur constante de l'inductance, permet de ralentir le front de courant tout en augmentant sa valeur crête.

Dans le cadre de notre application de fracturation électrique, nous avons précisé qu'une solution technique intéressante consisterait à descendre le banc de stockage en fond de puits. Cette solution présente l'inconvénient de limiter le volume du banc de stockage et donc sa valeur capacitive.

Par extrapolation de la courbe Figure 4-12, nous pouvons déterminer les valeurs de front de courant correspondant à des fronts de pression de 10 $\mu$ s et 100 $\mu$ s, puis en déduire les valeurs du couple  $L_{\text{circuit}} \times C$  associées. La valeur de la capacité de stockage pouvant descendre en fond de puits est limitée par des verrous technologiques (densité volumique d'énergie, température d'utilisation,...). En s'appuyant sur des solutions techniques actuelles, il paraît envisageable de pouvoir descendre en fond de puits des condensateurs pouvant atteindre 10 $\mu$ F - 12,5kJ. Pour cette valeur capacitive et pour les deux temps de montée désirés, nous pouvons définir la valeur de  $L_{\text{circuit}}$  nécessaire et le maximum de courant associé (pour  $R=200\text{m}\Omega$  et  $U_b=40\text{kV}$ ). Toutes ces valeurs sont résumées dans le Tableau 4-1. La valeur de la pression crête générée à une distance de 2cm est calculée d'après la Formule 4-27 en fonction du courant maximal correspondant.

$T_{\text{front}}$	$T_{\text{max}}$	Couple $L_{\text{circuit}}C$	$L_{\text{circuit}}$	$I_{\text{max}}$	$P_{\text{max}}$
10 $\mu$ s	26 $\mu$ s	274p	27 $\mu$ H	9,3kA	~ 110bar
100 $\mu$ s	280 $\mu$ s	32n	3,2mH	220A	< 3bar

Tableau 4-1 : Synthèse des valeurs nécessaire pour avoir un front de pression de 10 et 100 $\mu$ s.

Il paraît donc possible de ralentir le front de l'onde de pression jusqu'à la dizaine de microseconde tout en ayant une valeur de pression significative d'au moins 100bar. En revanche, dans le cas d'une application en fond de puits, il ne semble pas envisageable de pouvoir générer une onde de pression 'endommageante' dont le front de montée serait de l'ordre de la centaine de microsecondes.

#### 4.5. INFLUENCE DU MODE DE CLAQUAGE SUR LA PRESSION DYNAMIQUE

Il existe une différence importante concernant le volume des bulles de gaz mis en jeu lors de la propagation des décharges en mode subsonique et supersonique. Cette différence peut-elle se répercuter sur l'onde de pression générée ? Afin de répondre à cette question, il est nécessaire de comparer des mesures de pression obtenues dans les deux modes différents, mais dans des configurations expérimentales pour lesquelles les valeurs de courant sont identiques. Les spécificités de chaque mode étant différentes, la plage de courant permettant ces comparaisons est assez limitée avec nos moyens expérimentaux.

L'influence du mode de décharge sur la pression crête générée est présentée sur la Figure 4-13 en fonction du courant maximal.

Si l'on compare les droites asymptotiques issues des deux modes de claquage, la Figure 4-13 montre que la valeur du pic de pression générée est supérieure en supersonique, pour un même courant injecté. Ce résultat peut s'expliquer par un meilleur rendement lié aux processus physiques amenant à la génération de l'onde de choc. En

effet, en mode supersonique, les effets thermiques sont négligeables et par conséquent les volumes de gaz mis en jeu sont largement inférieurs à ceux associés au mode subsonique. L'atténuation de l'onde de pression dans la phase gazeuse est donc probablement moindre en supersonique.

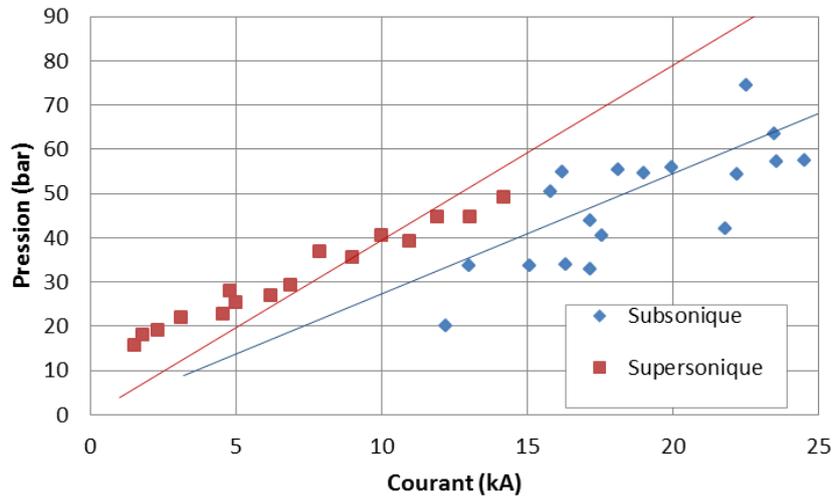


Figure 4-13 : Comparaison de la pression crête en fonction du maximum de courant pour les deux modes de décharge ( $R_p=2,5\text{mm}$   $D=3\text{mm}$  et distance capteur  $9\text{cm}$ )

En revanche, au-delà de 10kA, les forts courants mis en jeu ne permettent plus de garantir une décharge supersonique pure. Il est probable que, pour ces valeurs de courants, des effets thermiques soient associés à la décharge qui ne pourra, par conséquent, plus être considérée comme supersonique.

Nous proposons donc ici une solution qui consisterait plutôt à initier un arc électrique au moyen d'une décharge supersonique pure, puis d'injecter du courant au moyen d'un circuit secondaire. Le circuit électrique permettant de réaliser cette double impulsion est présenté Figure 4-14.

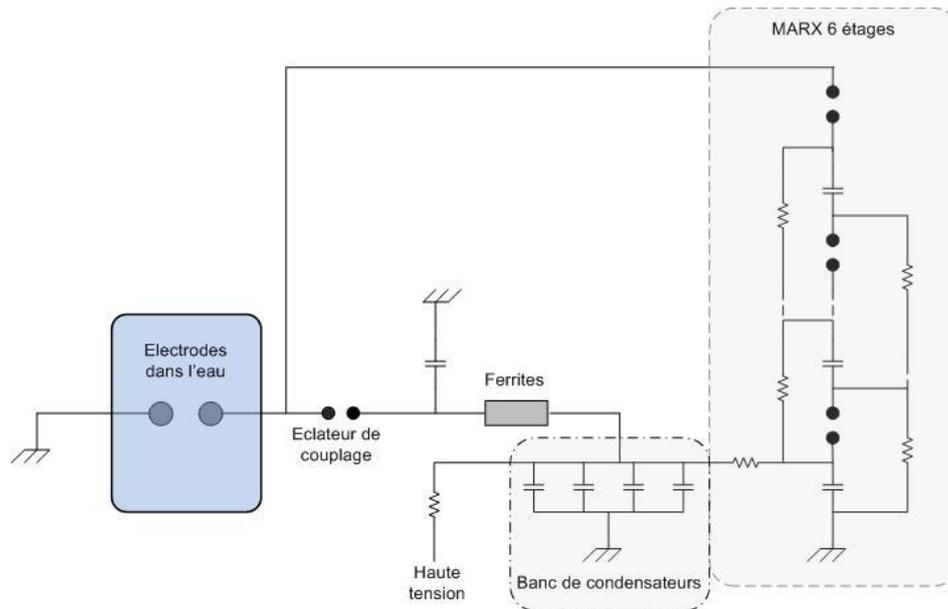


Figure 4-14 : Schéma du montage électrique du couplage énergétique

Le principe consiste à charger en parallèle un générateur de Marx (tension élevée mais faiblement énergétique) et un banc de condensateurs qui fournira le courant. Lorsque le générateur de Marx est déclenché, l'éclateur de couplage commute et une décharge supersonique s'établit entre les électrodes immergées. L'isolation temporelle entre l'impulsion HT du Marx et la décharge du banc de condensateurs est assurée par une inductance ou bien par des ferrites. Le dimensionnement de cette inductance (ou des ferrites) conditionne le retard entre l'apparition de l'arc (mode supersonique) et l'injection du courant dans le milieu.

Les résultats d'essais présentés Figure 4-15 et Figure 4-16 ont permis de valider le dispositif électrique permettant de générer cette double impulsion. Il est donc tout à fait envisageable de synchroniser les deux types de décharge. Néanmoins, l'amélioration du procédé par cette solution de double impulsion ne pourra être validée qu'après des mesures de pression dynamique.

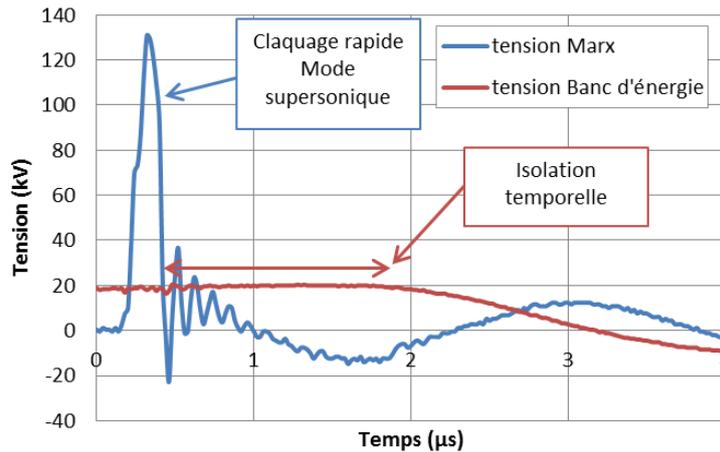


Figure 4-15 : Evolutions temporelles des tensions du générateur de Marx et du condensateur de stockage

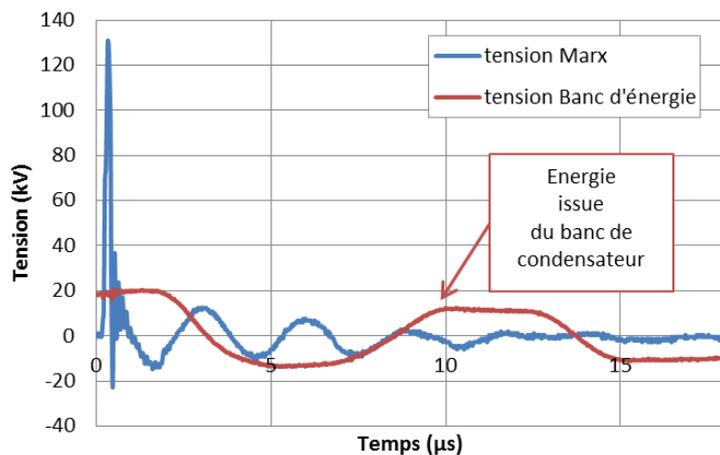


Figure 4-16 : Evolutions temporelles des tensions du générateur de Marx et du condensateur de stockage

#### 4.6. INFLUENCE DE LA CONFIGURATION INTER-ELECTRODES

Les résultats de TOUYA [7] avaient montré que l'onde de pression n'était pas modifiée par la géométrie des électrodes. Ce résultat, validé par d'autres essais réalisés dans le cadre de ce travail, peut s'expliquer par le fait que les évolutions de la section et de la longueur du canal d'arc (et donc la résistance d'arc) ne sont pas liées aux diamètres des électrodes.

En revanche, la distance inter-électrodes influe directement sur la résistance d'arc. Le moyen le plus simple pour augmenter cette résistance consiste à augmenter la distance inter-électrodes. Les variations de la pression crête en fonction du maximum de courant sont étudiées en Figure 4-17 et Figure 4-18, dans les deux modes de décharge (respectivement en subsonique et supersonique), pour les distances inter-électrodes de 3mm et 6mm.

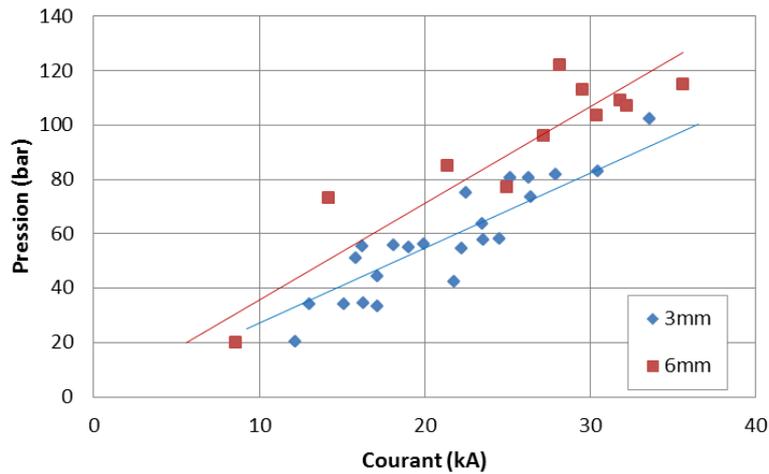


Figure 4-17 : Evolution de la pression crête en fonction du courant maximal pour deux distances inter-électrodes, en mode subsonique (distance capteur 9cm).

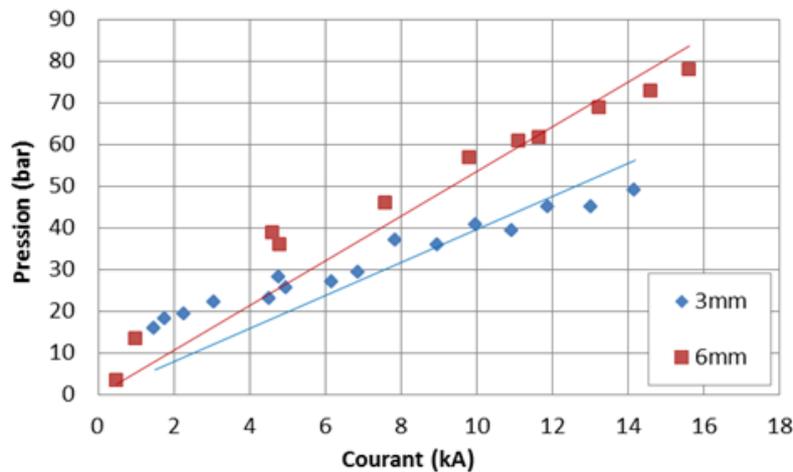


Figure 4-18 : Evolution de la pression crête en fonction du courant maximal pour deux distances inter-électrodes, en mode supersonique (distance capteur 9cm).

Pour un même courant et quel que soit le mode de claquage, l'augmentation de la résistance d'arc induite par l'augmentation de la distance inter-électrodes s'accompagne bien d'un accroissement de l'amplitude de l'onde de pression. La pression crête est donc directement liée au courant crête commuté ainsi qu'à la résistance d'arc et donc à la puissance électrique de l'arc (définie précédemment par 4-20).

La formule empirique 4-27 permet, pour une distance fixée à 3mm et en mode subsonique, de déterminer l'amplitude de la pression en fonction du courant. Sachant que la puissance électrique  $P_e = R_{arc} I_{max}^2$  et que la résistance d'arc est proportionnelle à la distance inter-électrodes (formule 4-1), nous proposons la nouvelle loi empirique suivante :

$$P_{max} = \frac{14}{r} \cdot I_{max} \cdot \sqrt{d} \quad 4-28$$

avec  $P_{max}$  la pression crête (bar),  $r$  la distance entre l'arc et le capteur (cm),  $I_{max}$  le courant crête (kA) et  $d$  la distance inter-électrodes (mm).

Même si l'augmentation de la distance inter-électrodes s'accompagne d'un accroissement de pression, nous avons montré dans le Chapitre 3 qu'elle a également pour conséquence d'augmenter la consommation d'énergie électrique dans la phase de pré-décharge. Il faudra donc trouver un compromis au niveau du réglage de la distance inter-électrodes : suffisamment faible pour pouvoir initier un arc et ne pas trop consommer d'énergie en phase de pré-décharge mais suffisamment importante pour optimiser la pression. Tout va donc dépendre de l'énergie et des niveaux de tension que l'on pourra techniquement amener en fond de puits.

## 4.7. INFLUENCE DES CONDITIONS THERMODYNAMIQUES DE L'EAU SUR L'ONDE DE PRESSION

### 4.7.1. Célérité et viscosité de l'eau

Dans la phase de pré-décharge, les propriétés thermodynamiques du fluide conditionnent la valeur de l'énergie électrique nécessaire à injecter dans le liquide pour créer l'arc. Pendant la phase de post-décharge, on peut considérer qu'elles vont principalement influencer la propagation de l'onde de pression.

La valeur de la vitesse de propagation de l'onde de pression dans l'eau est égale à la vitesse du son et dépend de la densité du milieu de propagation. On définit la célérité par :

$$C_{liquide} = \frac{1}{\sqrt{\rho \cdot X}} \quad 4-29$$

avec  $C_{liquide}$  : la vitesse du son en  $m.s^{-1}$

$\rho$  : Masse volumique en  $kg/m^3$

$X$  : Coefficient de compressibilité adiabatique en  $Pa^{-1}$

Dans le cas de l'eau à 20°C :  $\rho = 998,16 kg/m^3$

$X = 4,44 \times 10^{-10} Pa^{-1}$

D'où

$$C_{liquide} = 1502 m/s$$

La formule 4-30, issue d'une formule simplifiée de l'équation d'état d'une eau saline (IES 1980) [84], permet de définir la célérité de l'eau en fonction de sa température T, de la pression P et de la salinité S.

$$C_{\text{liquide}} = 1449,2 + 4,6T - 0,055T^2 + 0,00029T^3 + (1,34 - 0,01T) \cdot (S - 35 + 1,58 \cdot 10^{-6}P) \quad 4-30$$

avec  $C_{\text{liquide}}$  : la vitesse du son en  $\text{m.s}^{-1}$

T : la température en  $^{\circ}\text{C}$

S : la salinité en  $\text{g/kg}$

P : la pression en Pa

En considérant que la salinité est constante, cette formule met en évidence le fait que sur notre plage de travail ( $20^{\circ}\text{C} < T < 100^{\circ}\text{C}$  et  $1\text{bar} < P < 50\text{bar}$ ) la vitesse de propagation de l'onde de pression dépend uniquement de la température et ne dépend pas de la pression statique.

D'autre part, l'atténuation de l'onde acoustique dans un liquide est conditionnée par sa viscosité et la fréquence de l'onde. TSAI [85] présente des résultats de simulations de la propagation d'ondes dans des liquides caractérisés par différentes viscosités. Il montre clairement que plus la composante spectrale de l'onde est HF et le fluide visqueux, plus l'atténuation de l'onde de pression est importante. Par ailleurs, la caractéristique d'atténuation en fonction de la fréquence est d'autant plus marquée que le fluide est visqueux. Pour l'eau, considérée comme un fluide faiblement visqueux, l'atténuation de l'onde est majoritairement conditionnée par la viscosité du liquide (et très peu par la fréquence).

Connaissant l'influence de la viscosité sur l'atténuation, il paraît important de connaître l'influence des conditions thermodynamiques de l'eau sur sa viscosité. LE NEINDRE ([86], [87] et [88]) présente, Figure 4-19, l'évolution de la viscosité de l'eau en fonction de la température et de la pression statique.

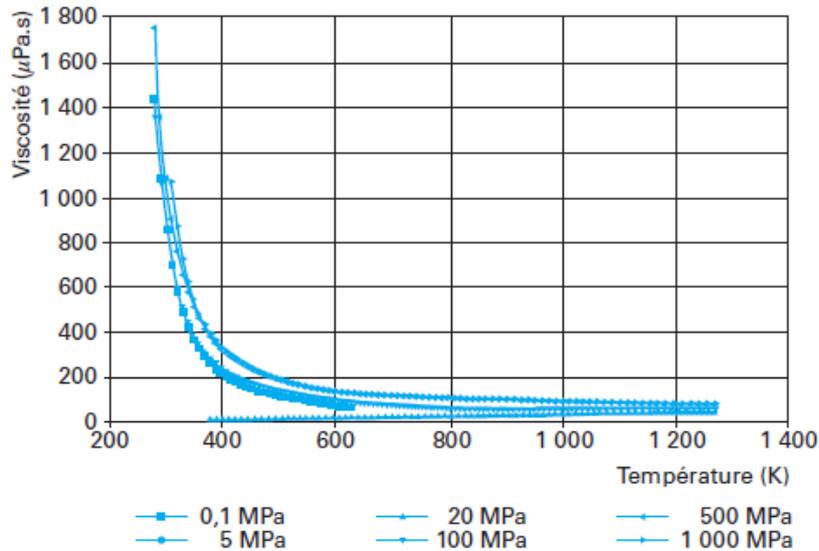


Figure 4-19 : Viscosité de l'eau le long d'isobares en fonction de la température [87]

La pression statique n'a pas d'influence sur la viscosité de l'eau pour une température inférieure à 100°C (373K). Par contre, sur une plage de température allant de 10°C à 100°C (283K à 373K), la valeur de la viscosité décroît d'un facteur 4. Par conséquent, seul le paramètre température engendrera une modification significative de l'atténuation de l'onde.

#### 4.7.2. Influence de la pression statique sur la pression dynamique

La mesure de la valeur crête de l'onde de pression dynamique en fonction du courant maximal pour différentes valeurs de pression statique est présentée en Figure 4-20.

La valeur de la pression statique de l'eau n'a pas d'influence sur la valeur crête de la pression dynamique. Ces résultats sont cohérents avec les remarques faites précédemment portant sur l'influence de la pression statique sur la viscosité du liquide. D'autre part, les mesures du temps de montée et de la durée de l'impulsion de pression ne dépendent pas de la valeur de la pression statique. La vitesse de propagation de l'onde de pression est également constante sur notre plage d'étude.

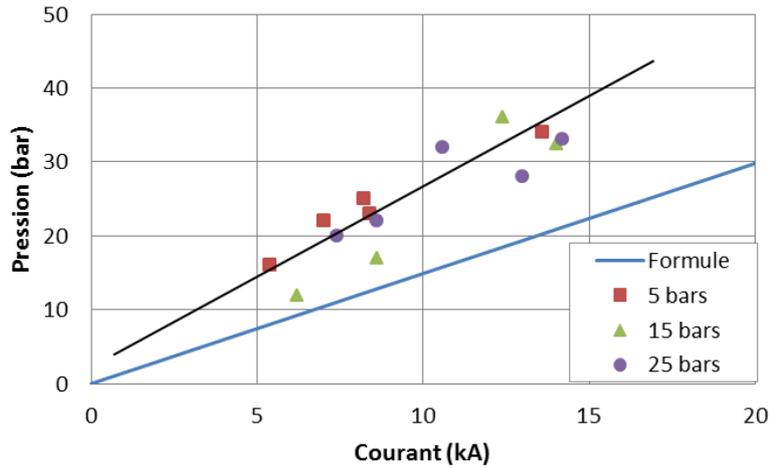


Figure 4-20 : Pression dynamique en fonction du courant crête pour différentes valeurs de pression statique (eau déminéralisée,  $D=1,5\text{mm}$ , distance capteur  $11,5\text{cm}$ )

Étant donné que l'onde de pression dynamique est indépendante de la pression statique du fluide, les rendements électro-acoustiques de la phase de post-décharge ne seront pas modifiés par rapport à ceux déterminés à la pression atmosphérique. Seuls les rendements électrothermiques de la phase de pré-décharge seront affectés par une modification de la pression statique du fluide (cf. section 3.7.2.3).

D'autre part, les résultats expérimentaux obtenus dans cette configuration ne sont pas en accord avec la formule empirique 4-28. Nous pouvons cependant avancer deux hypothèses pour expliquer ce résultat :

- L'eau utilisée pour les essais dans l'enceinte HP est une eau déminéralisée de conductivité égale à  $40\mu\text{S/cm}$ . Tous les autres essais ont été réalisés avec une eau de conductivité de l'ordre de  $200\mu\text{S/cm}$ . La conductivité électrique pourrait donc avoir un impact sur la propagation de l'onde de pression.
- Même si les valeurs des champs électriques appliqués et les temps de claquage garantissent un développement de décharges subsoniques, les courants commutés sont faibles et la distance inter-électrodes petite. En conséquence, il n'est pas

improbable de penser que les volumes de gaz créés par vaporisation sont réduits, ce qui se traduirait par des rendements électro-acoustiques améliorés.

Quelle que soit l'hypothèse retenue, la formule empirique 4-28 trouve une limite d'utilisation qui serait soit liée à la conductivité électrique du fluide, soit à l'utilisation d'une distance inter-électrodes trop faible couplée à un faible courant commuté.

#### 4.7.3. Influence de la température sur l'onde de pression générée

Etudions maintenant l'influence de la température de l'eau sur l'onde de pression dynamique. Les essais ont été effectués sous pression atmosphérique pour une eau déminéralisée entre 18°C et 49°C. Rappelons que l'utilisation de notre capteur de pression fait que la température ne peut excéder 50°C. De plus, pour des raisons de sécurité, l'utilisation de l'enceinte HP limite l'énergie commutée à 300J. La plage de variation du courant est donc très limitée. Les résultats, présentés en Figure 4-21, montrent que, pour un même courant commuté, la température semble avoir un impact sur l'amplitude de la pression crête. Cette tendance est d'autant plus accentuée que le courant maximal augmente. Ces résultats sont aussi cohérents avec les remarques précédentes : l'augmentation de la température de l'eau s'accompagne d'une diminution de la viscosité et donc d'une réduction de l'atténuation de l'onde de pression en fonction de la distance.

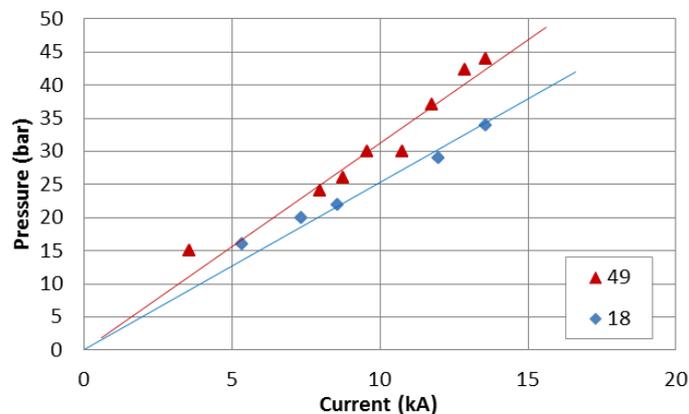


Figure 4-21 : Pression crête en fonction du courant maximal pour deux températures de l'eau ( $D=1,5\text{mm}$ ,  $R_p=2,5\text{mm}$ , distance capteur  $11,5\text{cm}$ )

Plusieurs remarques découlent néanmoins de ces résultats:

- Lorsque la température évolue de 18°C à 49°C, la viscosité de l'eau est divisée par deux. Une variation plus importante de la température et également du courant auraient permis d'évaluer quantitativement l'influence de la température sur l'onde de pression.
- Pour ces essais, les résultats expérimentaux obtenus pour  $T=18^{\circ}\text{C}$  ne sont pas en accord avec la formule empirique 4-28. Nous ne reviendrons pas sur les hypothèses exposées précédemment pour expliquer cette différence.
- En ce qui concerne la dynamique de l'onde de pression, la valeur du front de montée de l'onde de pression reste constante sur la plage de température utilisée. Nous n'avons donc pas observé d'influence de la température sur la dynamique de l'onde.

#### 4.8. CONCLUSION

La phase de post-décharge, correspondant au transfert brutal de l'énergie électrique disponible vers l'arc électrique, a été détaillée dans ce chapitre. Cette phase est primordiale, car la génération de l'onde de choc en résulte.

Un modèle électrique équivalent du circuit de décharge a été proposé. Il permet de simuler de manière satisfaisante les évolutions temporelles des grandeurs électriques (courant, puissance). L'étude de l'impact des divers éléments de ce circuit équivalent a montré leurs différents rôles et leur importance sur la modification du courant en termes de valeur maximale et de forme d'onde.

L'influence des paramètres électriques, du mode de rupture diélectrique de l'eau ainsi que de la configuration inter-électrodes ont été étudiées. Les résultats correspondant

permettent d'apporter une meilleure compréhension des phénomènes et de dégager les conclusions suivantes concernant l'optimisation du procédé :

- Dans les deux modes de claquage, le pic de l'onde de pression résultant de la rupture diélectrique de l'eau dépend principalement de la valeur du courant maximal appelé  $I_{max}$ . Cette valeur de courant est fonction de la tension de claquage et des impédances du circuit électrique (principalement des paramètres C et L). Lorsque le circuit est imposé, le seul moyen d'optimiser le courant est d'augmenter la tension de claquage de l'intervalle. Ceci revient à maximiser l'énergie électrique commutée dans le milieu. Cependant, la loi de variation du courant crête en fonction de la tension (et donc de l'énergie) est une loi de type puissance. Il y a donc un effet de saturation du courant. Lorsque le circuit n'est pas figé, mais à énergie électrique commutée constante, il est possible d'améliorer l'amplitude de la pression en minimisant l'inductance du circuit et/ou en maximisant la capacité, ce qui revient à augmenter la valeur du courant injecté. L'optimisation du courant passe également par la minimisation de la résistance globale du circuit. Le rapport entre la résistance d'arc et la résistance du circuit est également une donnée essentielle. Il faut que la résistance d'arc soit la plus grande possible devant la résistance du circuit. La première solution serait de minimiser la résistance du circuit en réduisant les longueurs des câbles, en améliorant la qualité des connexions et en minimisant la résistance de l'éclateur de déclenchement par exemple, mais la limite de cette solution est rapidement atteinte. La solution idéale consisterait à optimiser la résistance d'arc en utilisant un fluide dont la masse volumique dans sa phase plasma serait élevée. La réflexion concernant l'optimisation de la résistance d'arc a été menée à la fin des travaux de thèse et n'a donc pas pu être plus approfondie. Cette optimisation se place donc logiquement dans les perspectives.

- Le mode supersonique présente un meilleur rendement électro-acoustique que le mode subsonique. En effet, à courant injecté constant, la valeur du pic de pression est plus importante en mode supersonique qu'en mode subsonique. Cette conclusion est vérifiée pour les faibles valeurs de courant commuté. Il est probable qu'une décharge supersonique

mettant en jeu des courants forts ne soit pas envisageable. Nous avons également proposé et validé un dispositif électrique à double impulsions permettant d'initier une décharge supersonique (faible courant) puis d'injecter du courant dans le circuit.

- Pour un même courant et quel que soit le mode de claquage, l'augmentation de la résistance d'arc induite par l'augmentation de la distance inter-électrodes s'accompagne d'un accroissement de l'amplitude de l'onde de pression. Une formule empirique permettant de prévoir la valeur du pic de pression est proposée en fonction du pic de courant, de la distance inter-électrodes et de la distance de l'arc. Cette formule peut être appliquée pour de l'eau à température ambiante. Dans une configuration expérimentale particulière (utilisation d'eau déminéralisée de faible conductivité, faible valeur de courant commuté et petite distance inter-électrodes) les résultats expérimentaux ne sont plus en accord avec la formule proposée. Des essais complémentaires sont donc nécessaires pour identifier précisément le ou les paramètres responsables de cette divergence de résultats.

- Sur notre plage d'étude, le front de l'onde de pression varie linéairement avec la vitesse d'injection du courant. Plus l'injection est lente, plus la composante spectrale de l'onde est basse fréquence. Expérimentalement, nous avons pu faire varier les fronts de pression de 500ns à 4 $\mu$ s. Ces valeurs sont très éloignées de celles préconisées pour obtenir un endommagement profond au niveau du réservoir. Par contre, elles sont adaptées pour un endommagement très diffus et peu pénétrant.

L'influence des conditions thermodynamiques, température et pression statique, sur la propagation de l'onde de pression dynamique a été également étudiée. Il en ressort que :

- Jusqu'à 25bar, la pression statique n'a aucune influence sur la propagation de l'onde de pression.

- L'augmentation de la température améliore l'amplitude de la pression dynamique pour un même courant commuté. Le front de pression ne semble pas être affecté par le paramètre température. Les dispositifs expérimentaux utilisés dans cette étude ont limité les plages de variation de la température et du courant. Il ne nous a donc pas été possible de proposer une formule empirique permettant de prendre en compte la température du fluide dans la prédétermination du pic de pression.

Les résultats présentés dans ce chapitre vont être utilisés et confrontés à des simulations dans le chapitre suivant en vue de savoir si l'utilisation du code EUROPLEXUS pourra être un outil de prospective et de validation en complément d'une démarche expérimentale du type de celle que nous venons de présenter.

# *CHAPITRE 5*

## *SIMULATIONS A L'AIDE* *DU CODE EUROPLEXUS*



## **5. SIMULATIONS A L'AIDE DU CODE EUROPLEXUS**

Au cours de ce chapitre, nous présenterons l'étude qui a été menée concernant les possibilités offertes par le code EUROPLEXUS pour simuler la génération et la propagation d'ondes de chocs générées par arc électrique dans l'eau. Dans ces simulations, un modèle diphasique (vapeur d'eau, eau liquide) est utilisé pour simuler la décharge électrique et la propagation des ondes de choc.

Le modèle 'EAU' développé sous EUROPLEXUS est utilisé pour simuler le déchargement de l'énergie électrique injectée dans un milieu liquide. Ce modèle multicomposant est capable de restituer le comportement d'une explosion d'eau-vapeur provoquée par la dissipation rapide d'énergie dans l'eau. Pour la résolution du code, le mélange eau-vapeur est supposé isotrope dans chaque maille. Dans nos cas d'étude, le profil d'énergie appliqué sera variable au cours du temps.

Cette étude doit permettre d'établir le potentiel et les limites de fonctionnement du modèle 'EAU' et de vérifier si, après ajustements vis-à-vis de notre cas d'étude, il pourra être un outil de prospective et de validation utile parallèlement à nos résultats expérimentaux.

Le principe et les hypothèses de la modélisation seront présentés dans la partie introductive. En premier lieu, une étude préliminaire nous a permis de prendre en main le code tout en fixant la valeur de certains paramètres clés du code tels que le maillage et le coefficient d'amortissement linéaire ( $\beta$ ). Les résultats des simulations seront présentés dans une troisième partie afin de les confronter aux résultats expérimentaux obtenus en

Chapitre 3 et 4. Pour finir, une conclusion sera énoncée pour répondre aux questions concernant les limites d'utilisation de ce code dans le cas de simulation d'ondes de pression générées par décharge électrique dans l'eau.

### 5.1. INTRODUCTION AU CODE EUROPLEXUS

Le code EUROPLEXUS utilisé au cours de ces travaux de simulation a été développé par le CEA et EC (JRC ISPRA, ISIS) et distribué par CASTEM-PLEXUS (CEA) et PLEXIS-3C (EC). Ce code basé sur la méthode des éléments finis 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 gaz/liquide ou liquide/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. La méthode de Newmark permet la résolution numérique d'équations différentielles du second ordre. Elle convient, non seulement pour des systèmes différentiels linéaires, mais aussi pour des systèmes fortement non linéaires avec une matrice de masse et une force appliquée qui peuvent dépendre, à la fois, de la position et du temps. Dans ce second cas, le calcul nécessite à chaque pas de temps une boucle d'itération. Les conservations de la masse, de l'énergie totale et du moment sont donc calculées successivement à chaque pas de temps.

Pour les simulations qui suivent, le travail s'établit dans la continuité de la thèse de CHEN [61] qui lui-même fait suite à des études précédemment effectuées par le CEA sur le HCDA (Hypothetical Core Disruptive Accident).

### 5.1.1. Théorie du modèle diphasique

Dans ce modèle, la décharge électrique se traduit par une injection locale d'une grande quantité d'énergie générant ainsi une explosion eau-vapeur. Les ondes acoustiques engendrées par cette explosion se propagent dans l'eau et provoquent en périphérie des interactions fluide-structure. 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 comme homogènes dans une maille. Le comportement du matériau est caractérisé par les variables thermodynamiques exprimées au centre de chaque élément. Dans ces simulations, l'évolution de l'ensemble des variables est exprimée en fonction des paramètres pression et température.

#### 5.1.1.1. Mise en équation du processus physique

Le modèle permet de décrire l'évolution de l'enthalpie en fonction de l'incrément d'énergie injecté.

$$H = e + P.V \quad 5-1$$

avec H l'enthalpie, e la fonction d'état énergie interne, P la pression et V le volume

A l'instant  $t^0$ , 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 à l'instant  $t^n$  et des grandeurs thermodynamiques. A chaque pas de temps (laps de temps entre  $t^n$  et  $t^{n+1}$ ), la pression et la température sont supposées constantes dans chaque élément, alors que l'incrément de l'énergie injectée  $\Delta e$  est connu et supposé égal à l'incrément de l'enthalpie massique  $\Delta H$  du liquide.

Donc à l'état n+1 est estimé :

$$\Delta H_e^{n+1} = \Delta e^{n+1} + \Delta H_c^n \quad 5-2$$

où  $\Delta H_c^n$  est la correction de l'incrément d'enthalpie massique dans l'état n.

On définit  $\gamma = C_p/C_v$  comme étant le rapport des capacités thermiques, avec  $C_p$  la capacité calorifique à pression constante et  $C_v$  la capacité calorifique à volume constant.

Pour des raisons algorithmiques, plus gamma sera proche de 1, plus le code de calcul convergera rapidement (WEN [61]).

Les propriétés thermodynamiques de l'eau sont tabulées à partir de la température T et de la pression P. Les phases liquide et vapeur sont séparées par la courbe de saturation  $Sat(P,T)=0$  qui est illustrée sur la Figure 5-1. Dans le cas d'un mélange liquide-vapeur, on se situe logiquement sur la courbe de saturation.

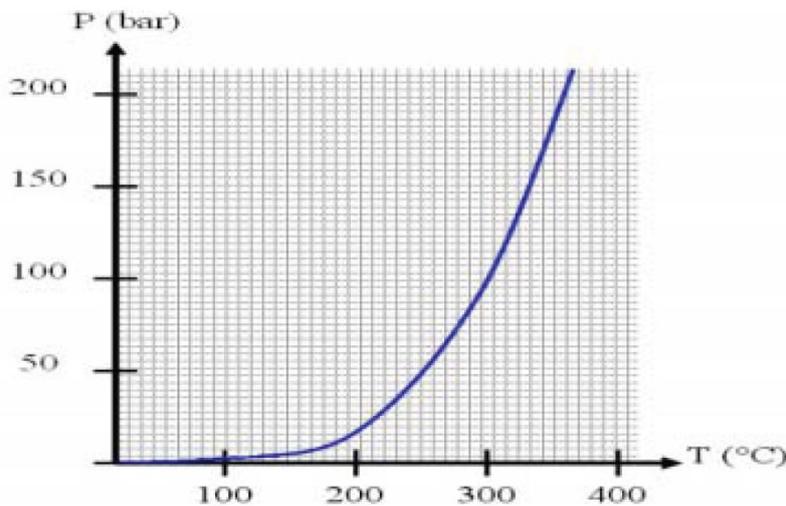


Figure 5-1 : Courbe de saturation

L'algorithme de résolution est basé sur un principe mettant en œuvre une interpolation au voisinage de la courbe de saturation ainsi qu'un recours aux dérivées partielles tel qu'explicité ci-dessous pour le cas simple du monophasique.

5.1.1.2. Méthode numérique de résolution du modèle dans le cas monophasique

Le comportement thermodynamique du fluide monophasique (liquide ou gazeux) peut être déterminé à partir de la température et de la pression à l'état actuel.

Toutes les grandeurs sont supposées relatives à l'état n (état initial).

Ayant une approximation de T au point  $x_i$  et  $x_{i+1}$ , on obtient la nouvelle valeur de T par interpolation linéaire telle qu'illustrée sur la Figure 5-2 de sorte que pour tout x compris entre  $x_i$  et  $x_{i+1}$  :

$$T(x) = T(x_i) + (x - x_i).T(x_{i+1}) \quad 5-3$$

De façon analogue pour P, pour tout y compris entre  $y_j$  et  $y_{j+1}$  :

$$P(y) = P(y_j) + (y - y_j).P(y_{j+1}) \quad 5-4$$

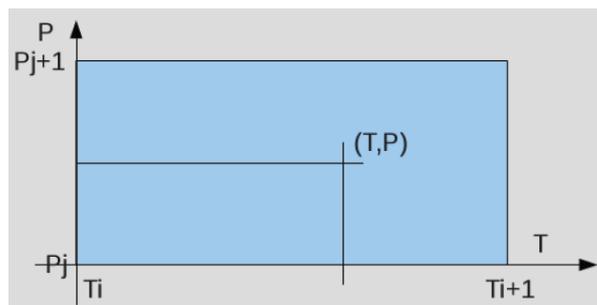


Figure 5-2 : Illustration du principe d'interpolation à partir des tables de l'eau ( $P_j$  et  $T_i$  sont des valeurs issues des tables, cette méthode permet d'obtenir les valeurs interpolées de T et P.)

A partir des grandeurs de la température T et de la pression P ainsi obtenues, l'utilisation des dérivées partielles en corrélation avec les valeurs issues des tables de l'eau permet d'obtenir les autres grandeurs des variables internes au matériau qui sont définies en fonction des couples (T, P), soit :

$$v=v(T, P) \quad H=H(T, P) \quad S=S(T, P) \quad C_p=C_p(T, P)$$

avec v le volume, H l'enthalpie, S l'entropie et  $C_p$  la capacité calorifique.

Les quatre grandeurs  $g \in \{v, H, S, C_p\}$  au point M se calculent individuellement en utilisant les dérivées partielles :

$$\left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_P, \left(\frac{\partial g}{\partial P}\right)_T \quad 5-5$$

A partir des tables de l'eau, la valeur de chacun des 2 coefficients définis ci-dessous peut être obtenue :

Le coefficient de dilatation thermique isobare :

$$\alpha = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P \quad 5-6$$

Le coefficient de compressibilité isotherme :

$$K = \frac{-1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_T \quad 5-7$$

On pourra alors écrire les dérivées partielles suivantes qui vont permettre d'établir l'évolution du comportement dynamique du fluide.

On notera que la dérivée partielle de  $C_p$  n'est pas utilisée, celle-ci pouvant être considérée comme négligeable.

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = v\alpha \quad \left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_T = -vK \quad 5-8$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P = C_p \quad \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T = -v(1 - \alpha T) \quad 5-9$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P = \frac{C_p}{T} \quad \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T = -v\alpha \quad 5-10$$

Remarque : plus T et P sont proches de  $T_i$  et  $P_j$ , plus l'approximation sera juste.

Cette méthode permet d'obtenir une résolution plus simple (calcul plus léger), plus rigoureuse (utilisation des grandeurs physiques) et plus rapide de l'algorithme du modèle.

La pression et la température peuvent s'écrire sous la forme de dérivées partielles faisant intervenir l'incrément d'enthalpie massique et de volume massique :

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial H}\right)_v dH + \left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_h dv \quad 5-11$$

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_v dH + \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_h dv \quad 5-12$$

En introduisant les variables  $\alpha$ ,  $K$ ,  $v$ ,  $C_p$ , les deux formules précédentes se réécrivent :

$$dP = \frac{v\alpha dH - C_p dv}{vK C_p + v^2\alpha(1 - \alpha T)} \quad 5-13$$

$$dT = \frac{vK dH + (1 - \alpha T)dv}{vK C_p + v^2\alpha(1 - \alpha T)} \quad 5-14$$

Le comportement du matériau au temps  $n+1$  est calculé à partir de l'état au temps  $n$  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  $\Delta v$  et  $\Delta H$ . On corrige les incréments pour qu'ils ne dépassent pas les limites du rectangle d'interpolations adjacentes  $\Delta v^k$  et  $\Delta H^k$ . On calcule les incréments de pression et de température correspondants,  $\Delta P^k$  et  $\Delta T^k$ .

Quand la pression et la température outrepassent la courbe de saturation, le calcul recommence avec un pas de temps plus petit pour diminuer les incréments afin de limiter la pression et la température et d'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 :

$$\Delta v_r = v^n + \Delta v - v^{n+1} \text{ et } \Delta H_r = H^n + \Delta H - H^{n+1} \quad 5-15$$

Quand les incréments résiduels  $\Delta v_r$  et  $\Delta H_r$  dépassent le critère de précision, le calcul recommence avec des 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.

### 5.1.1.3. Evolution du comportement thermodynamique dans le cas 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 :

$$sat(T, P) = 0 \quad 5-16$$

Il devient donc nécessaire d'établir la fraction massique de vapeur  $X$ , qui dénote localement le rapport entre la masse de vapeur et la masse totale :

$$X = \frac{m_g}{m} \quad 5-17$$

où  $m_g$  est la masse de vapeur et  $m$  la masse totale.

Cette variable exprime la concentration de vapeur. Quand  $X=1$ , le fluide est en état vapeur ; quand  $X=0$ , le fluide est liquide. Quand  $0 < X < 1$ , le fluide est diphasique, le volume  $v$  et l'enthalpie  $H$  sont alors définis de la manière suivante :

$$v = Xv_g + (1 - X)v_l \quad 5-18$$

$$H = XH_g + (1 - X)H_l \quad 5-19$$

L'indice 'g' est relative à la phase gazeuse et l'indice 'l' à la phase liquide. La variable  $X$  peut s'exprimer de la manière suivante :

$$X = \frac{v - v_l}{v_g - v_l} = \frac{H - H_l}{H_g - H_l} \quad 5-20$$

Pour le mélange diphasique, on a :

$$v_g \leq v \leq v_l \quad H_g \leq H \leq H_l \quad 5-21$$

Les équations 5-18 et 5-19 peuvent donc s'écrire en fonction des dérivées partielles.

$$dv = (v_g - v_l)dX + \left[ X \left( \frac{\partial v_l}{\partial P} \right)_{sat} + (1 - X) \left( \frac{\partial v_g}{\partial P} \right)_{sat} \right] dP \quad 5-22$$

$$dH = (H_g - H_l)dX + \left[ X \left( \frac{\partial H_l}{\partial P} \right)_{sat} + (1 - X) \left( \frac{\partial H_g}{\partial P} \right)_{sat} \right] dP \quad 5-23$$

Avec les relations thermodynamiques :

$$dv = \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dT + \left( \frac{\partial v}{\partial P} \right)_T dP \quad 5-24$$

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

$$\partial T = \left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_{sat} dP \quad 5-25$$

Pour le cas diphasique, l'évolution du comportement se base sur le même principe que celui du cas monophasique, on pourra exprimer  $dX$  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  $\Delta v$  et  $\Delta H$ . On corrige les deux incréments pour qu'ils ne dépassent pas les limites du rectangle d'interpolation. Les corrections des incréments s'écrivent donc  $\Delta v^k$  et  $\Delta H^k$ . Avec  $\Delta v^k$  et  $\Delta H^k$ , on calcule les incréments de pression et de fractions massiques correspondantes,  $\Delta P^k$  et  $\Delta X^k$ . Les incréments résiduels se calculent alors :

$$\Delta v_r = v^n + \Delta v - v^k \text{ et } \Delta H_r = H^n + \Delta H - H^k \quad 5-26$$

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.

### 5.1.2. 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 dont l'amplitude est susceptible de varier au cours du temps :

$$\dot{Q} = q(\vec{r}, t) \quad 5-27$$

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

$$W = \int_0^\infty dt \sum_{e=1}^N m_e^c \dot{q}_e \quad 5-28$$

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

$$\dot{q}_e = \alpha_m \cdot f(t)$$

5-29

La fonction  $f(t)$  est définie par l'utilisateur dans un fichier de données. Le coefficient adimensionnel  $\alpha_m$  est aussi défini par l'utilisateur et permet d'ajuster l'amplitude d'injection. On conservera le mode 0 dans notre cas. L'énergie injectée est donc indépendante de la masse de fluide et de sa nature comme pour les simulations de WEN [61].

### 5.1.3. Formulation ALE

Pour une simulation qui correspond à une injection d'énergie en dynamique rapide (inférieure à la milliseconde), 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 et de minimiser leurs inconvénients respectifs.

- 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 déplacement de la matière  $v$ .

Comme les nœuds du maillage et les particules de matière se déplacent tous deux avec la déformation de la structure, ce type de maillage est bien adapté à la simulation des matériaux dont l'évolution comportementale est fortement dépendante de leur déformation. Sa faiblesse réside dans son incapacité à suivre des distorsions trop

importantes au niveau du maillage (ce qui nécessite souvent des opérations complexes de remaillage).

Étant donné qu'un point matériel coïncide avec un point de la grille pendant le mouvement, il ne peut y avoir d'effets de convection dans les calculs Lagrangiens. La vitesse du maillage  $w$  est égale à la vitesse du point matériel correspondant  $v$ .

$$w = v \qquad 5-30$$

En résumé, pour la formulation Lagrangienne, le maillage est traité comme un repère qui se déplace à la vitesse de déplacement des particules étudiées.

- 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  $x$  :

$$v = v(x, t) \qquad 5-31$$

La description Eulérienne permet de résoudre les difficultés des distorsions excessives de la grille grâce à 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. On observe que les limites continues du matériau ne coïncident pas forcément avec la configuration du maillage eulérien. De plus, la méthode numérique eulérienne pose des difficultés pour les matériaux dont le comportement dépend d'une variable liée aux états précédents.

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

$$w = 0 \quad 5-32$$

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 :

$$\frac{df}{dt} = \frac{d_g f}{dt} + v \cdot \nabla f \quad 5-33$$

- 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, fixés de manière eulérienne, ou déplacés de façon arbitraire afin d'avoir la capacité de remailler continuellement. La vitesse arbitraire  $w$  est donc définie par :

$$w = \left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_X \text{ avec } X \text{ les coordonnées dans un repère ALE,}$$

$$\text{et la vitesse matérielle s'écrit : } v = \left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_x .$$

Le maillage se déplace alors comme un repère, et une vitesse de grille  $w$  est assignée à chaque point de l'espace. Cette vitesse permet de déterminer un mouvement arbitraire du maillage et une vitesse matérielle  $v$ .

Grâce à cette liberté dans le mouvement du maillage, les problèmes dus aux grandes distorsions matérielles ainsi qu'aux déformations aux limites peuvent être résolus.

Comparativement à la solution Lagrangienne, le maillage varie ici plus régulièrement. La vitesse de maillage peut également être calculée de manière à concentrer les éléments dans les zones où les gradients de solution sont les plus élevés.

## 5.2. ÉTUDE PRELIMINAIRE

### 5.2.1. Contexte et but de l'étude

#### 5.2.1.1. Géométrie

Deux configurations géométriques ont été envisagées afin de simuler le processus :

- Sphérique : L'énergie est appliquée uniformément dans une zone sphérique dont le diamètre est délimité par les deux électrodes.
- Ovoïde : L'énergie est appliquée uniformément dans une zone ovoïde reliant les deux électrodes pour simuler l'arc électrique.

La géométrie la mieux adaptée pour simuler la zone d'injection sous EUROPLEXUS semble être la géométrie ovoïde.

Afin d'alléger le calcul numérique, les électrodes n'ont pas été représentées dans nos simulations EUROPLEXUS. Etant donné que la mesure de pression sera faite dans l'axe perpendiculaire aux électrodes, les réflexions qui auraient pu être induites par celles-ci n'auront ici pas d'influence sur l'onde de pression initiale. De plus, le but premier de ce chapitre est de vérifier si le code EUROPLEXUS est utilisable pour la simulation d'onde de pression générée par une décharge électrique dans l'eau, nous nous intéresserons donc surtout à la zone d'injection.

Pour cette étude préliminaire, un maillage 2D axisymétrique présenté en Figure 5-3 a été utilisé. Nous avons choisi de limiter la zone d'eau liquide où se propage l'onde à un carré de 5cm de côté. Au milieu de l'axe de symétrie, un canal d'arc ovoïde formé de 3 hémisphères imbriqués de 2,5mm de rayon chacune constitue la zone d'injection. Dans cette pré-étude, nous avons pris une géométrie simplifiée. Différentes géométries d'injection d'énergie seront étudiées dans la section 5.3.1.

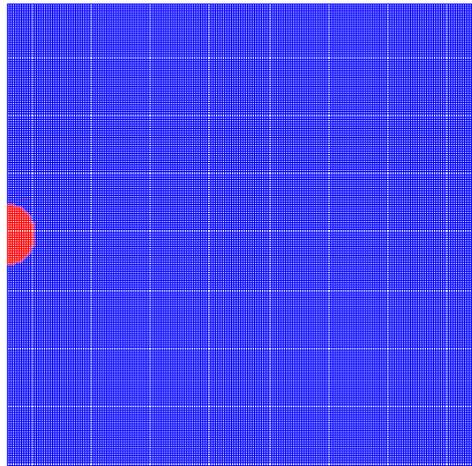


Figure 5-3 : Géométrie utilisée pour l'étude préliminaire

### 5.2.1.2. Conditions initiales

En conditions initiales, nous considérons que le volume est intégralement rempli d'eau à une température de 25°C et sous une pression de 1bar (pression atmosphérique).

Un exemple de profil d'injection d'énergie en fonction du temps est illustré en Figure 5-4. Pour cet exemple, l'énergie injectée cumulée vaut 1,1kJ.

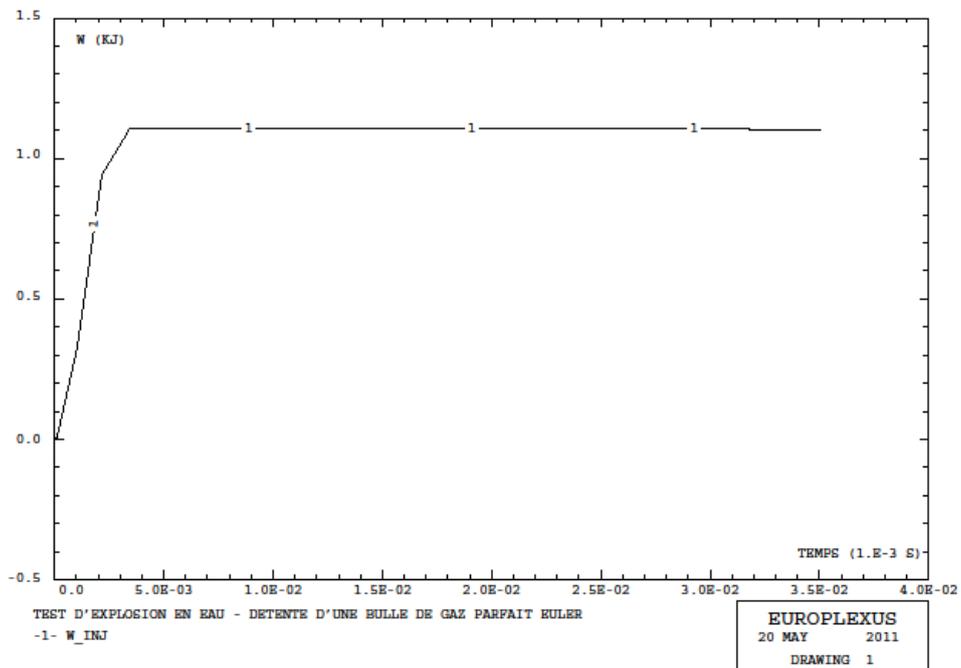


Figure 5-4 : Courbe d'injection de l'énergie

#### 5.2.1.3. *Visualisation*

La pression crête est mesurée à quatre emplacements situés sur l'axe perpendiculaire à l'axe axisymétrique, respectivement à 1, 2, 3 et 4cm du cœur de la zone d'injection.

Pour chacun des emplacements une variation temporelle de la pression est observée. L'allure de cette variation permet d'établir la durée du front de l'onde de pression.

#### 5.2.1.4. *Limitations*

Même si EUROPLEXUS est spécifiquement développé pour la simulation de phénomènes dynamiques rapides, des problèmes de convergence apparaissent pour des durées d'injection d'énergie très courtes (inférieures à la microseconde). Les limitations induites par ces défauts de convergence sont discutées plus en détail dans la partie 'Influence du coefficient Beta'.

La capacité de calcul est également un facteur qui limite considérablement la complexification du modèle utilisé. Le déploiement d'EUROPLEXUS sur cluster a permis de repousser, en partie, ces limites. Mais celles-ci vont malgré tout être rapidement atteintes comme nous le verrons dans la partie suivante concernant le maillage.

### 5.2.2. Influence du maillage

Bien qu'EUROPLEXUS offre la possibilité d'utiliser des maillages progressifs, nous sommes cantonnés à l'utilisation d'un maillage constant dans cette étude.

Pour observer l'influence du maillage, plusieurs calculs ont été effectués pour différentes valeurs décrites dans le Tableau 5-1. Les différents résultats obtenus sont synthétisés en Figure 5-5 et Figure 5-6.

Nombre de mailles sur la longueur totale	10	25	50	100	200	300
Nombre de mailles par unité de longueur (m)	200	500	1000	2000	4000	6000
Nombre de mailles total	100	625	2500	10000	40000	90000
Taille de maille (m)	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$0,25 \cdot 10^{-3}$	$0,16 \cdot 10^{-3}$

Tableau 5-1 : Récapitulatif des différents maillages utilisés

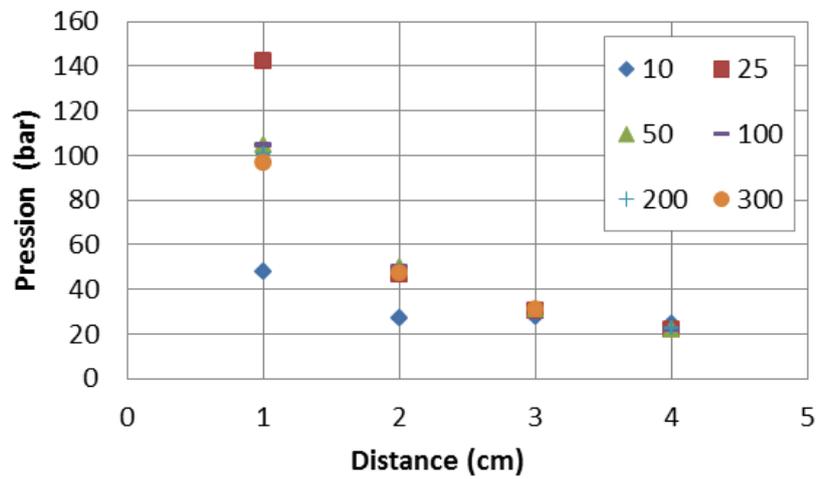


Figure 5-5 : Évolution de la pression crête en fonction du nombre total de mailles

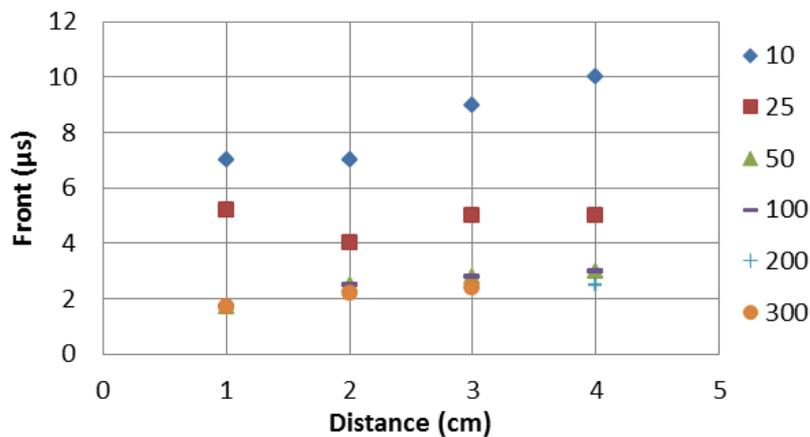


Figure 5-6 : Évolution du front d'onde de pression en fonction du nombre total de mailles

On constatera que pour le maillage maximal : 300 mailles sur la longueur de la zone (soit 6000 mailles par mètre et 90000 mailles au total) le calcul à 4cm n'a pu être mené à terme malgré l'utilisation du cluster : le point est manquant.

L'analyse des résultats précédents nous a permis de déduire qu'en deçà d'un certain seuil (nombre de mailles sur la longueur totale de la zone  $\geq 50$ ), la valeur de la pression crête (mais aussi l'allure de la forme d'onde) est fortement influencée par la taille du maillage. Les résultats sont alors tronqués à cause d'un défaut de maillage.

On retrouve pour un seuil similaire l'effet engendré par un défaut de maillage sur le temps de montée du front : les durées obtenues pour un nombre de mailles sur la longueur totale de la zone supérieur ou égal à 50 sont cohérentes et groupées contrairement aux autres.

Pour la suite des essais nous conserverons donc un nombre de maille supérieur ou égal à 1000 mailles par mètre (soit une maille par mm).

### 5.2.3. Influence du coefficient Beta

Le coefficient d'amortissement linéaire Beta ( $\beta$ ) influence l'amortissement numérique du code de calcul EUROPLEXUS. L'amortissement numérique est nécessaire pour obtenir une convergence rapide à partir de l'algorithme utilisé. Dans notre configuration, nous utilisons un amortissement quadratique particulièrement adapté aux propagations d'ondes de choc. Les forces d'amortissement introduites sont calculées en tenant compte de la valeur du coefficient d'amortissement linéaire  $\beta$ .

Pour observer l'influence du coefficient  $\beta$  sur la pression crête et sur la forme d'onde, plusieurs calculs ont été effectués pour différentes valeurs représentatives du coefficient :  $\beta=0,001$  ;  $\beta=0,003$  ;  $\beta=0,007$  et  $\beta=0,015$ . Ces quatre valeurs ont été choisies pour que le code fonctionne correctement (convergence et validité des résultats). Les résultats sont présentés respectivement en Figure 5-7 et Figure 5-8.

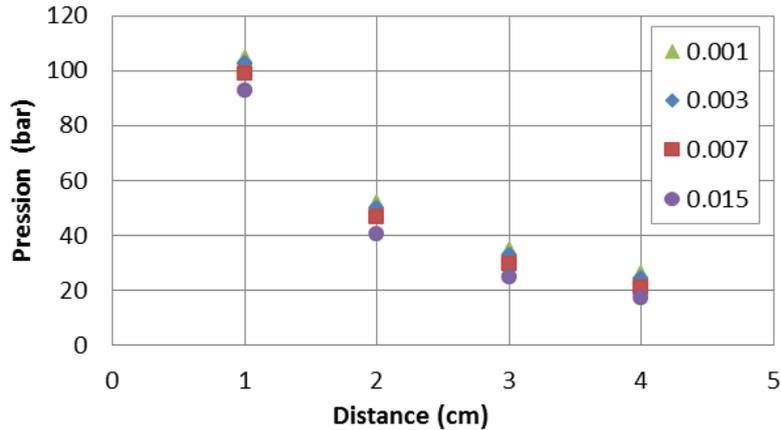


Figure 5-7 : Évolution de la pression crête en fonction du paramètre  $\beta$

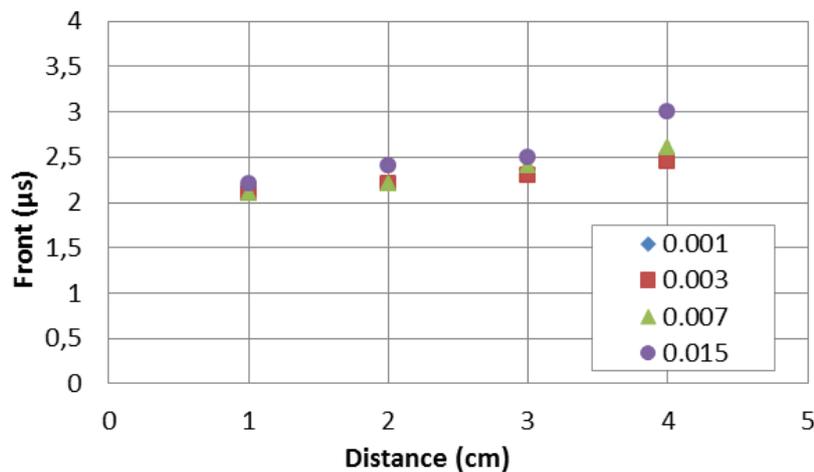


Figure 5-8 : Évolution du front d'onde de pression en fonction du paramètre  $\beta$

L'analyse de la valeur maximale de l'onde de pression obtenue pour les différents  $\beta$  permet de montrer la convergence des résultats pour des valeurs de  $\beta \leq 0,007$ .

Cette tendance est confirmée par l'analyse du temps de montée de l'onde de pression. Les valeurs  $\beta \leq 0,007$  seront donc une limite d'utilisation de ce paramètre de correction numérique. Un  $\beta$  faible semble donc préférable pour la précision des résultats mais plus sa valeur sera faible, plus la convergence du calcul sera lente.

L'ajustement du coefficient d'amortissement permet d'améliorer la convergence de notre modélisation. Cependant, nous voyons bien ici que nous sommes contraints de maintenir la valeur du coefficient  $\beta$  dans les limites basses en matière de réglage. Par

conséquent, il sera difficile d'obtenir des simulations avec profil d'injection d'énergie plus rapide sous peine de ne plus avoir de convergence suffisante pour la résolution du modèle.

Suite à ces différents résultats d'étude, nous pouvons donc conclure que pour la suite des essais, nous utiliserons des mailles de longueur inférieure au millimètre (au moins 1000 mailles par mètre) et un coefficient  $\beta$  compris entre 0,001 et 0,007.

### 5.3. ETUDE DES DIFFERENTS PARAMETRES DE SIMULATION

Dans cette partie, nous allons nous intéresser au fonctionnement du code EUROPLEXUS et à l'influence de plusieurs paramètres (caractéristiques géométriques de la zone d'injection, profil d'injection d'énergie et conditions thermodynamiques initiales) sur la génération et la propagation de l'onde de pression.

Dans ce cadre, la géométrie retenue (en 2D axisymétrique) pour ces simulations est celle d'un carré de 12cm de côté avec une taille de maille fixée à 0,6mm de côté. De plus, le coefficient d'amortissement linéaire Beta ( $\beta$ ) est fixé à 0,005 suite aux conclusions de la partie 5.2.3.

La pression crête est mesurée dans l'axe perpendiculaire à l'axisymétrie pour des distances allant de 1cm à 11,5cm. Pour chacun des emplacements la variation temporelle de l'onde de pression peut être observée.

#### 5.3.1. Influence de la géométrie d'injection

Dans un premier temps, nous avons tenté de faire varier uniquement la distance inter-électrode (donc le volume de la zone d'injection) en gardant le profil d'injection de puissance massique constant. Les résultats obtenus, dans ce cas, ne sont pas exploitables car l'énergie injectée varie. En effet, d'après l'équation 5-28, l'énergie injectée dans le

modèle est fonction du profil de puissance massique, mais aussi du volume d'injection. La variation du volume d'injection aura donc un impact sur l'énergie totale injectée.

Pour étudier uniquement l'influence de la zone d'injection sur l'onde de pression deux possibilités s'offrent à nous. La première est de compenser la variation du volume de la zone d'injection par une variation analogue de la valeur de la puissance massique injectée pour garder une énergie totale constante et la deuxième est de faire varier la forme de la zone d'injection en gardant un volume constant.

5.3.1.1. *Volume et puissance massique variables (à produit constant)*

Ici, l'énergie totale est maintenue constante à 1,1kJ en compensant la variation de volume d'injection par une variation de valeur de la puissance massique (Tableau 5-2).

<i>Configuration</i>	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>
<i>Valeur puissance massique</i>	<i>9,3</i>	<i>6,7</i>	<i>25,5</i>	<i>17</i>
<i>Energie Totale</i>	<i>1,1kJ</i>			

Tableau 5-2 : Résumé des valeurs de puissances massiques et d'énergie totale pour les quatre configurations

Les différentes configurations de zone d'injection sont présentées en Figure 5-9.

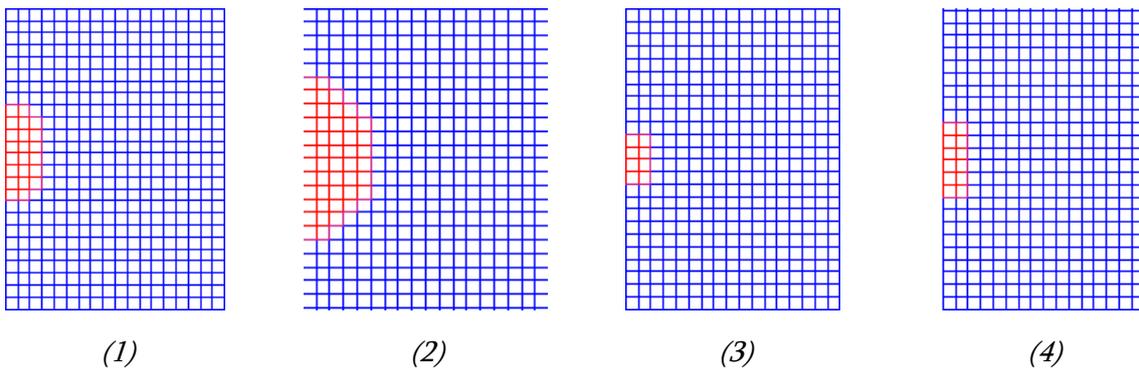


Figure 5-9 : Variation de la zone d'injection

Les résultats montrant l'influence du volume d'injection en fonction de la distance à la zone d'injection sont présentés en Figure 5-10 pour les quatre zones d'injection étudiées.

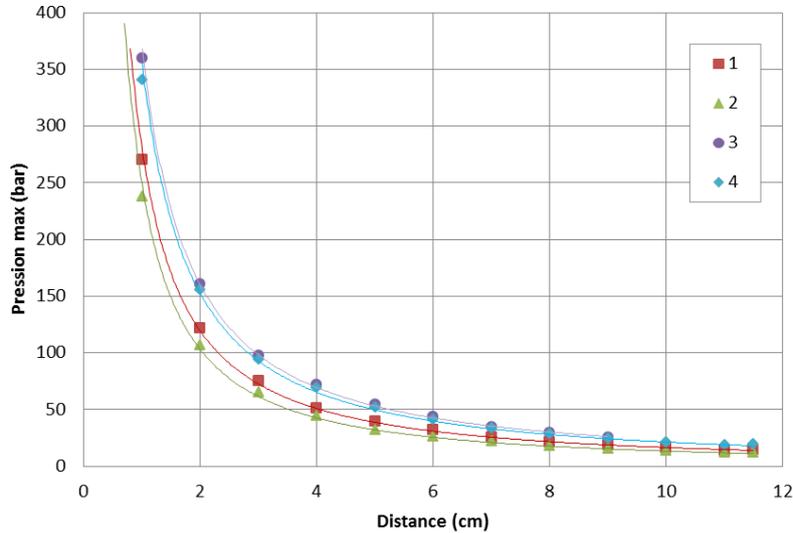


Figure 5-10 : Evolution de la pression crête en fonction de la distance pour les 4 configurations

Reprenons la formule empirique 4-26 de TOUYA [82] :

$$P_{max} = \frac{a}{r} E_b^\alpha \quad 5-34$$

Dans le cas où l'énergie commutée  $E_b$  est fixe :

$$P_{max} = a_1 \cdot r^{-1} \quad 5-35$$

avec  $a_1 = a \cdot E_b^\alpha$

Les résultats de simulations (Figure 5-10) montrent une évolution de la pression en fonction de la distance de type :

$$P_{max} = A \cdot r^{-B} \quad 5-36$$

avec, dans nos configurations  $A$  : variant de 245 à 360

$B$  : variant de 1,23 à 1,27

Nous pouvons ainsi conclure que l'atténuation définie par la loi empirique précédemment établie est comparable à celle obtenue grâce aux simulations sous EUROPLEXUS.

La Figure 5-11 présente l'allure des différentes formes d'onde de pression visualisées à une distance de 9cm de la zone d'injection pour les quatre configurations retenues.

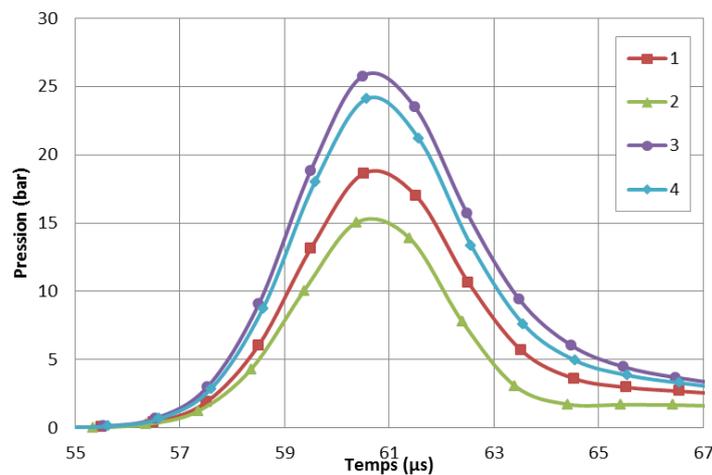


Figure 5-11 : Formes d'onde de pression mesurées à 9cm pour les quatre configurations

On constate ici que les allures temporelles sont similaires, dans les quatre configurations, avec pour chaque cas, un front de montée de l'ordre de  $3,5\mu\text{s}$  dont l'ordre de grandeur est proche des valeurs de front de montée mesurées expérimentalement (comprises entre  $0,6\mu\text{s}$  et  $2,5\mu\text{s}$ ). Il n'est pas possible de comparer rigoureusement les valeurs de front car les profils d'injection ne sont pas strictement les mêmes entre les simulations et les allures expérimentales. Concernant la valeur crête de la pression, pour une même énergie injectée, elle diffère suivant les configurations : elle est d'autant plus grande que la puissance massique est importante. Nous pouvons faire le lien entre ces résultats de simulation et les résultats expérimentaux du Chapitre 4 (Partie 4.5). Ces derniers ont montré, qu'à même énergie commutée, la valeur de pression crête peut varier en fonction du courant maximum commuté.

En revanche, nous ne pouvons pas conclure quant à l'influence de la géométrie de la zone d'injection sur l'onde de pression générée car, comme décrit précédemment, deux paramètres varient en même temps.

Cependant, les simulations sous EUROPLEXUS semblent conforter les conclusions tirées dans le cadre de l'étude expérimentale du Chapitre 4, selon lesquelles la notion de puissance maximale commutée définit la valeur de la pression crête générée. A ce stade, il est donc nécessaire de compléter l'étude par des cas de figure où seule la géométrie d'injection varie (l'énergie, la puissance, et le volume d'injection restant constants).

#### 5.3.1.2. *Volume constant*

Dans ce cas d'étude, l'énergie injectée et la puissance massique sont maintenues constantes ( $E=1,1\text{kJ}$ ) afin de pouvoir conclure sur l'influence de la géométrie de la zone d'injection. Pour cela, deux zones d'injection (Figure 5-12) ayant des géométries totalement différentes ont été choisies en conservant un volume identique.



Figure 5-12 : Géométries de zone d'injection à volume constant

Pour les deux zones d'injection, les évolutions de la pression crête en fonction de la distance sont présentées en Figure 5-13.

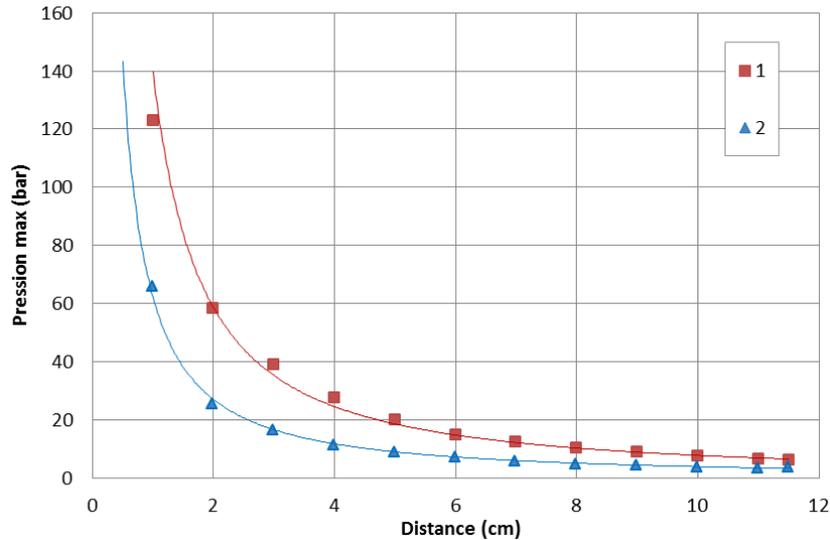


Figure 5-13 : Evolution de la pression crête en fonction de la distance pour les deux configurations

Comme précédemment, nous constatons en premier lieu que les évolutions peuvent toutes deux être considérées comme régies par l'équation 5-36. Les niveaux de pression sont plus importants pour la configuration 1, ce qui peut être expliqué par la propagation non isotrope de l'onde de pression induite par la dissymétrie de la forme géométrique de la zone. En effet, d'après les résultats de simulation, dans le cas où la zone d'injection est non symétrique, on constate qu'un maximum de pression est obtenu dans l'axe perpendiculaire au côté le plus long de la zone d'injection. Il est possible, une fois de plus, de rapprocher ce résultat de la tendance expérimentale, détaillée en Chapitre 4, qui montre que, pour un même courant (et une même énergie commutée), la pression est d'autant plus grande que la distance inter-électrodes est importante.

En Figure 5-14, nous pouvons observer les formes d'onde de pression obtenues à une distance de 9cm de l'axisymétrie pour les deux configurations correspondantes.

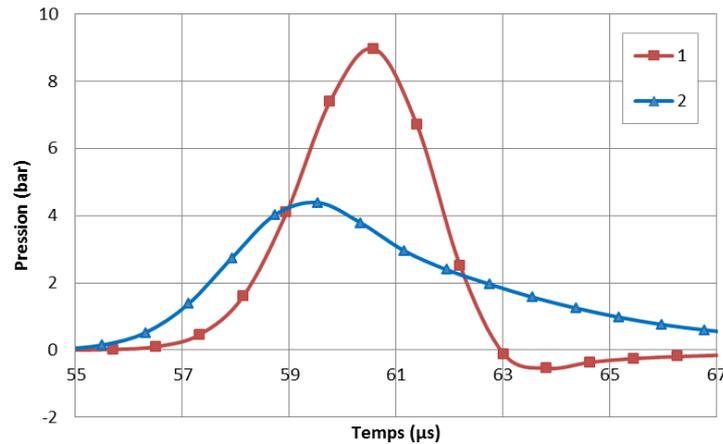


Figure 5-14 : Formes d'onde de pression mesurées à 9cm pour les deux configurations

La mesure de pression est faite dans l'axe horizontal de la zone. La distance à parcourir entre le point de mesure et l'extremum de la zone d'injection varie suivant la forme de la zone d'injection. Dans la configuration 2, la distance est plus faible, il est donc normal qu'un décalage temporel de l'onde de pression apparaisse en Figure 5-14 entre les deux configurations.

Concernant l'allure des ondes de pression, le front de montée semble identique dans les deux cas, alors que la durée à mi-hauteur est plus importante pour la configuration 2 avec une décroissance de la pression plus lente.

Au final, la géométrie de la zone d'injection va introduire une augmentation de la valeur de la pression crête si nous considérons le cas d'une propagation non isotrope. Cet effet sera d'autant plus important que la distance inter-électrodes sera grande. Il est donc possible d'orienter le maximum de pression suivant une direction particulière et par conséquent, de favoriser l'endommagement suivant un axe.

### 5.3.2. Influence des conditions thermodynamiques

Dans cette partie, nous avons fait varier les conditions thermodynamiques initiales du milieu (température et pression statique) pour en étudier l'influence sur l'onde de pression générée. Les résultats de ces simulations sont détaillés en Figure 5-15. L'influence de la température et celle de la pression statique ont été étudiées indépendamment. De plus, l'énergie, la puissance massique injectée et la géométrie de la zone d'injection ont été maintenues constantes.

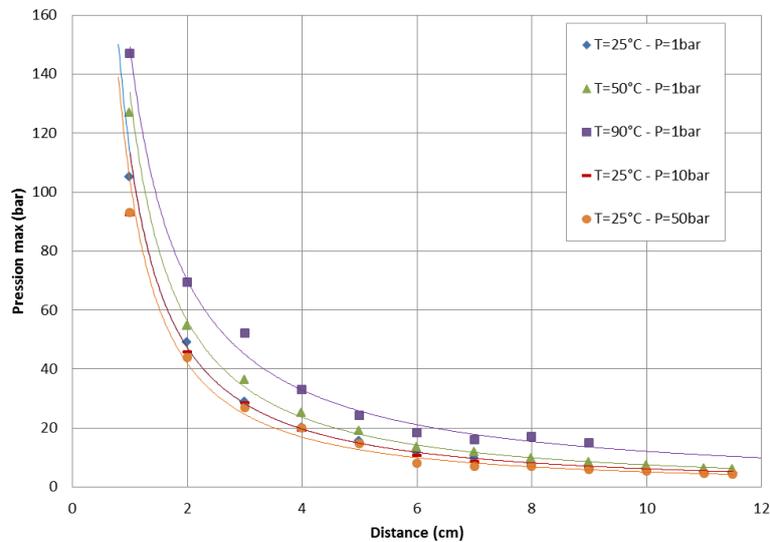


Figure 5-15 : Evolution de la pression crête en fonction de la distance pour différentes conditions thermodynamiques

La valeur de la pression crête est toujours fonction de la distance mais les niveaux de pression semblent être plus importants lorsque la température initiale augmente. Cet effet est surtout marqué pour des températures supérieures à 50°C. Expérimentalement, nous n'avons pu monter à des températures aussi importantes (limitation du capteur de pression à 50°C) ce qui explique que nos résultats (cf. section 4.7.3) ne montrent pas une influence aussi marquée de la température sur la valeur crête de la pression. Dans le cas où la température est fixée à 90°C et où on se place à pression atmosphérique, on constate que des points sont manquants pour des distances supérieures à 9cm. Ces points manquants

sont dus à une divergence du code dans ces conditions. Pour cette raison, nous avons choisi de visualiser les formes d'ondes à une distance de 5cm de l'axe (Figure 5-16).

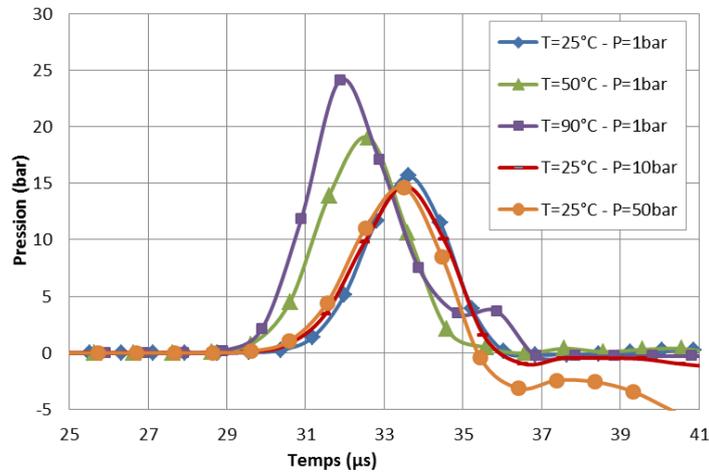


Figure 5-16 : Formes d'onde de pression mesurées à 5cm pour les quatre configurations

Les résultats de simulations montrent que la pression statique n'a quasiment pas d'influence sur l'onde de pression générée (forme d'onde et maximum), si ce n'est l'apparition d'une dépression après l'onde de pression. Cette dépression nous importe peu car l'efficacité de la fracturation est essentiellement définie par le front de montée comme nous l'avons déjà établi en partie 1.2.1.1.d.

En conclusion, dès que la température augmente l'onde de pression est modifiée (valeur crête et forme d'onde). Ces modifications introduites par l'augmentation de la température peuvent être expliquées par la variation de la viscosité du milieu (cf. section 4.7.1). Lorsque la température augmente, la viscosité diminue, entraînant une atténuation de l'onde de pression dans sa phase de propagation. Dans nos expérimentations, la mesure de pression était placée à 11cm des électrodes. D'après la Figure 5-15 on constate que plus la mesure de pression est éloignée de la zone d'injection, moins l'influence de la température est marquée dans nos expérimentations. Nous aurions dû positionner le capteur de pression plus près des électrodes pour observer un effet très significatif de la température sur l'onde de pression générée. De plus, on constate un décalage temporel entre les ondes de pression (pour une température entre 50°C et 90°C). La configuration de

la zone d'injection et du profil d'énergie étant les mêmes, ce décalage ne peut être introduit que par l'évolution de la vitesse de propagation de l'onde de pression dans l'eau en corrélation avec l'augmentation de la température.

La température semble avoir un effet sur le front de montée de l'onde de pression, celui-ci diminuant légèrement avec l'augmentation de la température du milieu. En se limitant à la plage de variation de température expérimentale (20°C à 50°C), cette influence de la température sur la dynamique de l'onde de pression, n'a pas été mise en évidence dans les essais expérimentaux (cf. section 4.7.3).

### 5.3.3. Influence du profil d'injection d'énergie

Dans cette partie nous avons cherché à faire varier les profils d'injection de puissance massique en conservant constantes l'énergie totale injectée à 1,1kJ et la géométrie de la zone d'injection. Les différents profils de puissance massique et d'énergie utilisés sont détaillés en Figure 5-17.

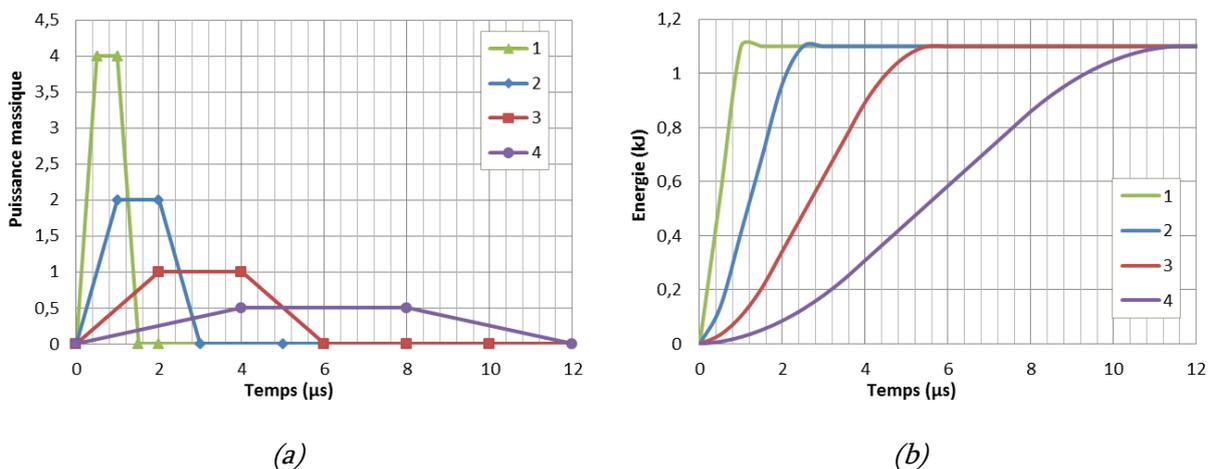


Figure 5-17 : Profils de puissance massique (a) et d'énergie (b) utilisés dans le code EUROPLEXUS

Les évolutions de la pression crête en fonction de la distance pour les différents profils de puissance massique sont présentées en Figure 5-18.

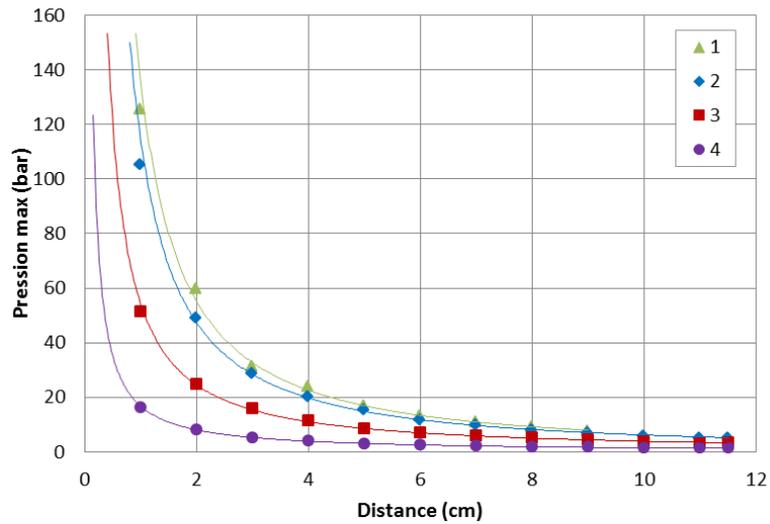


Figure 5-18 : Evolution de la pression crêtes en fonction de la distance pour différents profils de puissance massique

Ces résultats montrent que la valeur de pression crête est maximale pour la configuration 1, soit pour la valeur maximale de la puissance massique. Ceci est cohérent avec les observations faites dans la partie 5.3.1.

Intéressons-nous maintenant aux formes d'ondes de pression obtenues et présentées en Figure 5-19 .

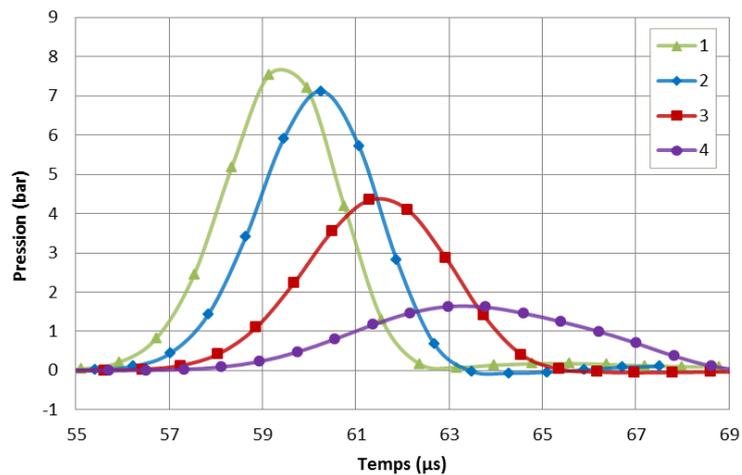


Figure 5-19 : Formes d'ondes de pression à 9cm pour différents profils d'énergie

Nous constatons ici que, suivant les configurations et donc la manière dont est injecté l'énergie (et la puissance), les formes d'onde varient de façon significative. Plus l'injection de l'énergie sera lente, plus la dynamique de l'onde de pression générée sera basse fréquence (front de montée lent). L'évolution du front de montée en fonction du front de la puissance massique est présenté en Figure 5-20.

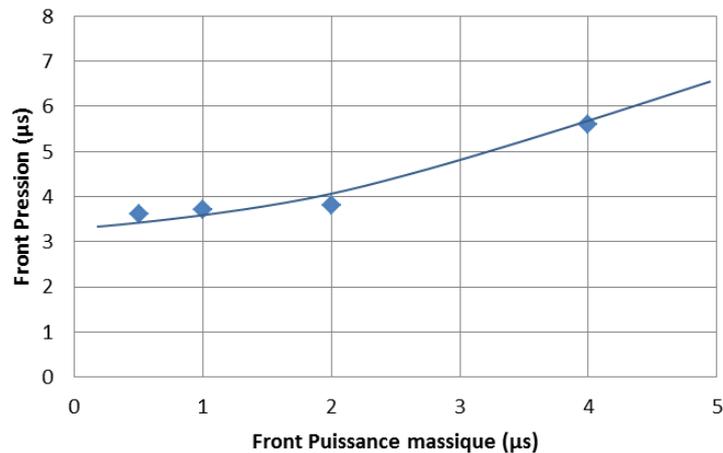


Figure 5-20 : Evolution du front de l'onde de pression en fonction du front de l'onde de la puissance massique à 9cm

Premièrement, on constate sur la Figure 5-20, que pour un front de montée en puissance inférieur à  $2\mu\text{s}$ , le front de montée de la pression générée évolue très peu. Il semble que le code EUROPLEXUS ne soit pas adapté à une dynamique aussi rapide de l'onde de pression (inférieure à quelques microsecondes). On constate que la valeur du front de l'onde de pression semble stagner aux alentours de  $3,5\mu\text{s}$ . Le code atteint donc ses limites vis-à-vis des phénomènes dynamiques dont la durée est proche de la microseconde.

Lorsque le front de puissance massique est supérieur à  $2\mu\text{s}$ , le front de l'onde de pression semble évoluer linéairement en fonction du front de puissance massique.

De ces différents résultats de simulation, il est possible de conclure que la dynamique de l'onde de pression est fonction du profil d'injection de l'énergie (et donc de la puissance). Cette tendance a été aussi mise en avant à partir des résultats expérimentaux

illustrant une relation entre le front de l'onde de pression et le front du courant commuté (cf. 4.4.3).

#### 5.3.4. Cas test

Les résultats portant sur l'influence des paramètres précédemment détaillés (zone d'injection, profil d'injection d'énergie et conditions thermodynamiques initiales), montrent une concordance entre les tendances tirées des résultats expérimentaux en Chapitre 4 et les résultats obtenus à partir des simulations utilisant le code de calcul EUROPLEXUS.

Dans cette partie, nous allons vérifier s'il est possible de faire spécifiquement correspondre les résultats du code EUROPLEXUS avec un cas expérimental. La démarche, pour un cas expérimental préalablement sélectionné, suit les étapes décrites dans les paragraphes suivants.

##### 5.3.4.1. Définition de la géométrie

En premier lieu, il faut définir la zone d'injection de l'énergie. La configuration expérimentale retenue est composée de deux électrodes en regard distantes de 3mm. Les électrodes ont un rayon de courbure égal à 2,5mm. La zone d'injection modélisée dans le code EUROPLEXUS (représentée en Figure 5-21) est donc définie comme un cylindre de 3mm de diamètre et 3mm de hauteur. On rappelle que, dans la simulation, seule la zone d'injection sera modélisée, sans prise en compte des électrodes.

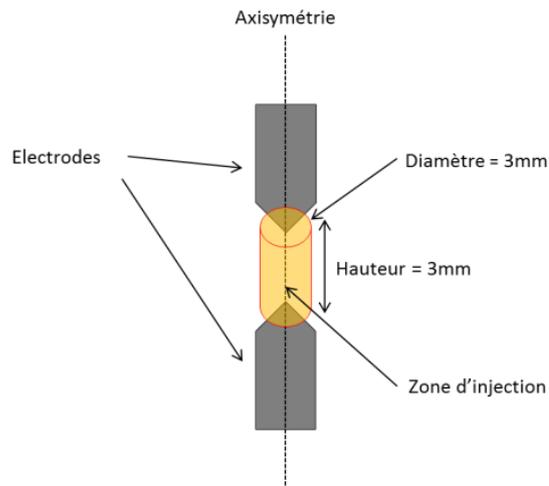


Figure 5-21 : Représentation de la zone d'injection d'énergie dans la configuration expérimentale

#### 5.3.4.2. Définition de la puissance et de l'énergie injectée

Dans le Chapitre 4 (cf. section 4.6), il a été établi que l'onde de pression est fonction de la puissance dans l'arc électrique pendant la phase de post-décharge. Ne disposant pas d'enregistrements expérimentaux de puissance injectée dans l'arc (mesure de la tension d'arc impossible), nous nous attacherons à déterminer la puissance et l'énergie dans l'arc à partir du courant expérimental et de la valeur théorique de la résistance  $R_{\text{arc}}$  que nous allons établir. Pour déterminer la puissance d'arc, nous utiliserons l'équation 4-20, précédemment établie, qui définit la puissance dans l'arc électrique en fonction du courant et de la résistance d'arc. En Figure 5-22 (a) est présentée l'évolution du courant expérimental (pour le cas choisi). Pour définir le profil de puissance à injecter, il faut déterminer préalablement le paramètre  $R_{\text{arc}}$ . Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour déterminer la valeur de  $R_{\text{arc}}$  (cf. section 4.2.1). La première méthode consiste à déterminer la valeur de la résistance  $r_{\text{arc}}(t)$  à l'aide de l'une des nombreuses formules détaillées en Chapitre 4 (cf. section 4.2.1). La deuxième méthode est d'approximer la valeur de la résistance d'arc  $R_{\text{arc}}$  à une valeur constante. Etant donné que la zone d'injection utilisée pour le code EUROPLEXUS, est fixe, il est ici cohérent d'opter pour une valeur de  $R_{\text{arc}}$  constante.

En se rapportant à la Figure 4-2 du Chapitre 4 portant sur la détermination de la valeur  $R_{arc}$ , nous pouvons fixer la valeur de la résistance dans la configuration expérimentale choisie. Ainsi, pour une distance inter-électrodes de 3mm et un courant crête commuté de 30kA (Figure 5-22 (b)), on trouve une valeur de  $R_{arc}$  égale à 11m $\Omega$ .

Comme nous l'avons déjà établi, l'onde de pression initiale résultante de la décharge électrique dans l'eau, est générée par la première oscillation du courant (10 premières microsecondes de la Figure 5-22(a)). Le profil de puissance correspondant à cette première oscillation sera donc utilisé dans le code EUROPLEXUS.

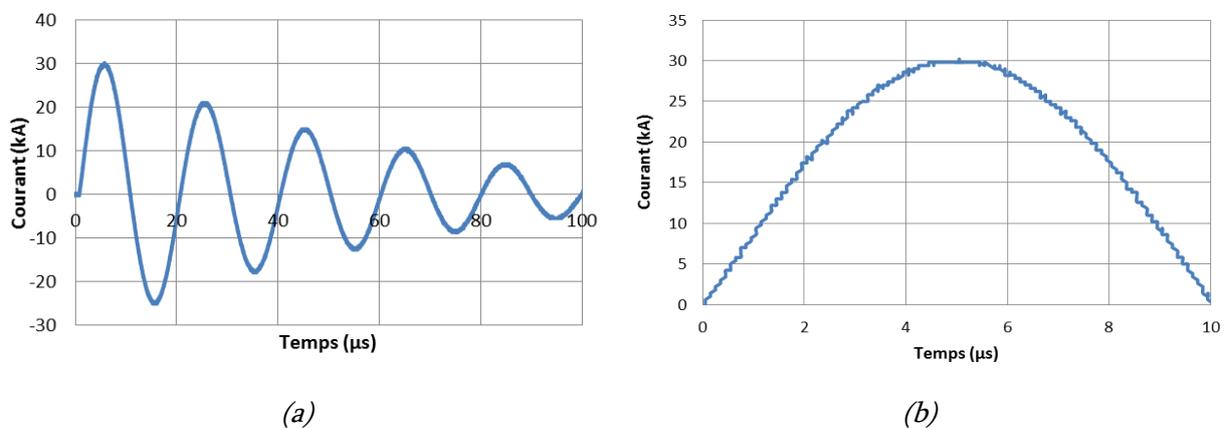


Figure 5-22 : Forme d'onde du courant pendant la phase de décharge (a) et zoom sur la première oscillation (b)

Le profil de puissance, issue de la première oscillation de courant pour une valeur de  $R_{arc}$  de 11m $\Omega$ , est présenté en Figure 5-23. Le profil expérimental de puissance est échantillonné de manière optimale pour être utilisé dans le code EUROPLEXUS. Etant donné que le paramètre d'entrée du code est la puissance massique, le seul moyen de caler la simulation et l'expérimentation est d'utiliser et de définir l'énergie injectée dans la zone d'injection. Pour cela, il suffit d'intégrer le profil expérimental de puissance pour trouver la valeur de l'énergie injectée. En Figure 5-24 sont présentés les profils d'énergie injectée correspondant respectivement à la première et à l'ensemble des oscillations de courant.

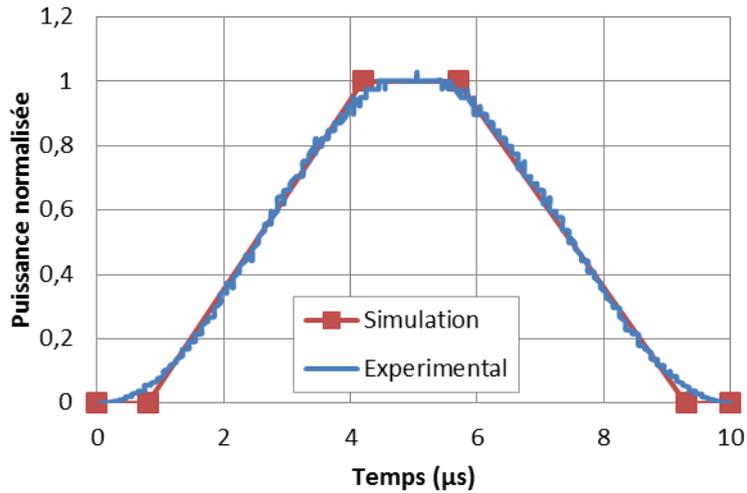


Figure 5-23 : Profils de d'injection de puissance expérimentale et profil de puissance massique échantillonné

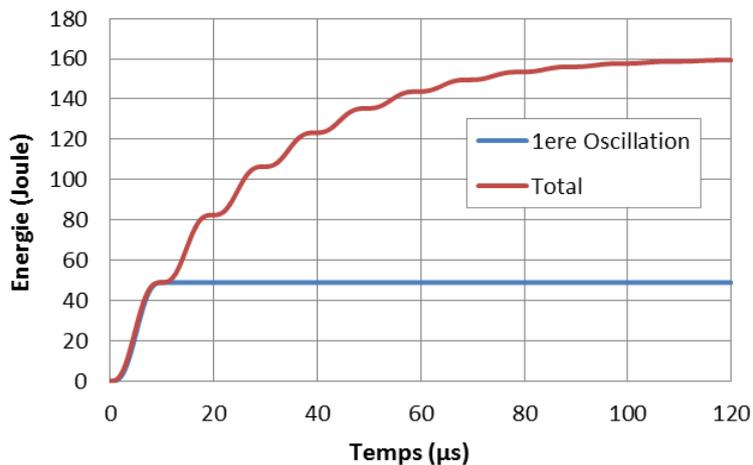


Figure 5-24 : Profils d'injection d'énergie

D'après la Figure 5-24 l'énergie injectée dans l'arc pendant la première oscillation de courant peut être estimée à 50J. Cette estimation a été faite à partir de données expérimentales (courant et résistance d'arc).

La valeur de 50J peut paraître faible comparativement aux énergies  $E_b$  présentées dans le chapitre précédent. Pour expliquer cela, il faut noter que l'énergie  $E_b$  représente l'énergie disponible au moment du claquage mais calculée à partir de la tension mesurée

en sortie de l'éclateur de déclenchement. Cette énergie  $E_b$  ne correspond donc pas à celle disponible dans l'arc électrique. En effet, le transfert d'énergie vers la charge, ici l'arc électrique, est régi par  $\sigma_{arc}$  (équation 4-25). Connaissant les ordres de grandeur de  $R_{circuit}$  et  $R_{arc}$ , il est possible d'estimer à 40% la part maximale de l'énergie  $E_b$  utilisée au niveau de l'arc.

De plus, en reprenant l'hypothèse selon laquelle l'onde de pression initiale est créée par la première oscillation du courant, il apparaît qu'une seule partie de l'énergie au niveau de l'arc participe à la génération de l'onde de pression (Figure 5-24). D'après cette figure, nous pouvons déduire que, dans ce cas, la première oscillation représente 30% de l'énergie totale dans l'arc (rapport de 50J/160J).

Au final, sur l'énergie  $E_b$  mesurée expérimentalement, une partie est perdue dans la résistance du circuit et une autre n'est pas prise en compte puisque arrivant dans les oscillations 'secondaires' du courant. Nous avons donc cherché à augmenter progressivement l'énergie dans le code jusqu'à obtenir la valeur de pression souhaitée. En premier lieu, l'énergie injectée a été fixée à 50J et nous avons alors constaté qu'aucune onde de pression n'est générée. A partir de 100J injectés, une onde de pression apparaît mais avec une valeur crête très faible. L'énergie a ainsi pu être augmentée jusqu'à 4,2kJ car au-delà le code diverge : la puissance massique étant probablement trop importante pour permettre au code de converger, ou bien la puissance de calcul du cluster étant insuffisante.

En Figure 5-25 sont présentées les évolutions de la pression crête obtenues en fonction de l'énergie injectée issue de la simulation pour une mesure établie à 9cm de la zone d'injection.

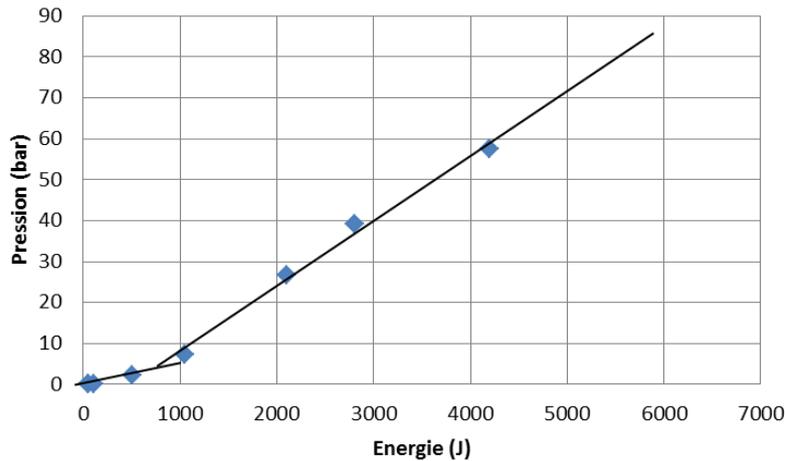


Figure 5-25: Evolution de la pression crête en fonction de l'énergie injectée  
(mesure à 9cm de la zone d'injection)

Le cas expérimental de référence donne une valeur de pression égale à 82bar pour un courant maximal de 30kA ce qui est cohérent avec la formule empirique 4-25. Pour obtenir le même niveau de pression crête en simulation il faudrait, d'après la Figure 5-25 et en extrapolant, injecter une énergie d'environ 5,5kJ. Il apparaît donc clairement une différence significative d'ordre de grandeur vis-à-vis de l'énergie entre notre cas expérimental où nous avons estimé à 50J l'énergie injectée dans le canal de décharge et la simulation.

Nous avons vu en partie 5.2.3, qu'il était possible de faire varier le niveau de pression pour une même énergie injectée en jouant sur le paramètre numérique beta ( $\beta$ ). Compte tenu de la différence d'énergie (facteur 100), il n'est pas possible, avec le paramètre  $\beta$ , de caler la simulation et l'expérimental car le code ne converge plus pour des valeurs de  $\beta < 0,001$ .

Les ondes de pression générées (expérimental et simulation) sont comparées en Figure 5-26.

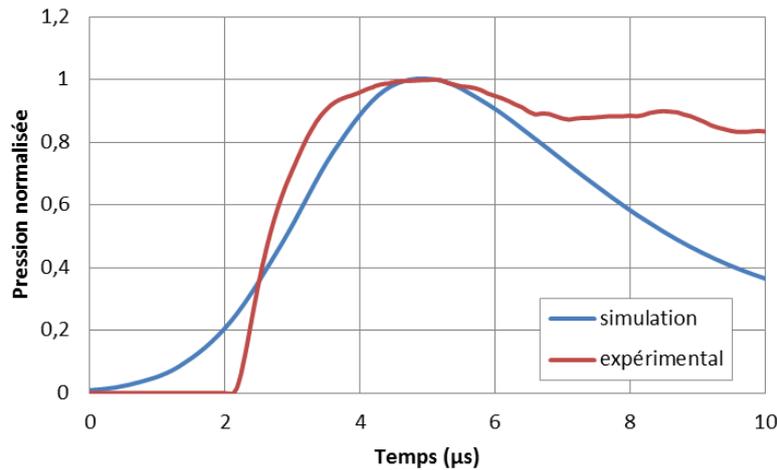


Figure 5-26 : Comparaison des formes d'ondes de pression entre la simulation et l'expérimental

On constate que l'onde de pression générée par le code EUROPLEXUS possède un front de pression plus lent que celle obtenue dans le cas expérimental. Ceci concorde avec les conclusions tirées en section 5.3.3 sur la limite dynamique du code EUROPLEXUS. En effet, Les valeurs des fronts de montée générés par le code semblent atteindre une limite basse. De ce fait, dans l'état actuel de nos connaissances sur ce code, il ne nous semble pas possible d'obtenir des fronts de montée plus rapide, et donc éventuellement équivalents à ceux des ondes de pression expérimentales.

#### 5.4. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons effectué des simulations en utilisant le code EUROPLEXUS sur lequel CHEN [61] avait déjà effectué une étude plus orientée sur l'endommagement dans le cadre d'un précédent travail de thèse portant sur la fracturation électrique.

Le premier objectif de ce travail a été de prendre en main le code EUROPLEXUS. Pour cela, nous avons cherché à déterminer le rôle et les plages d'utilisation possible des différentes variables du code, et notamment du maillage et du coefficient d'amortissement

linéaire Beta. Cette pré-étude a permis de fixer le maillage et la plage de variation optimale du coefficient Beta pour notre géométrie.

Nous nous sommes ensuite intéressés au fonctionnement du code EUROPLEXUS dans le cadre de notre étude de transfert d'énergie, et en particulier à l'influence de plusieurs paramètres : zone d'injection, profil d'injection d'énergie et conditions thermodynamiques initiales, sur la génération et la propagation de l'onde de pression. Les résultats issus des simulations ont montré des tendances similaires aux résultats expérimentaux présentés en Chapitre 4 et ont également apporté d'autres informations :

- L'atténuation de l'onde de pression dans l'eau, pour une température de 25°C, est inversement proportionnelle à la distance entre la mesure et l'arc.
- A énergie commutée constante, la pression crête est d'autant plus élevée que la puissance maximale est importante.
- La forme de l'onde de pression est directement liée à la manière d'injecter la puissance et donc au profil d'énergie.
- La pression statique du fluide n'a pas d'influence sur la génération et la propagation de l'onde de pression.
- La température a une influence significative sur la vitesse de propagation et sur la valeur crête de l'onde de pression. Cet effet étant surtout marqué pour des températures supérieures à 50°C.

Nous pouvons donc dire que les évolutions comportementales sont cohérentes vis-à-vis des tendances observées expérimentalement.

Pour finir, nous avons souhaité valider les résultats du code sur un cas test afin de vérifier leur cohérence vis-à-vis des mesures expérimentales. Pour ce faire, la méthodologie suivante a été appliquée :

- Une géométrie similaire de la zone d'injection a été fixée.
- Le profil d'injection d'énergie dans le canal d'arc a été estimé à partir du courant expérimental et de la valeur de la résistance d'arc dans la configuration choisie.

Les résultats portant sur ce 'calage' entre les résultats obtenus grâce au code EUROPLEXUS et le cas expérimental montrent une différence importante vis-à-vis de l'ordre de grandeur de la valeur de l'énergie injectée (d'un facteur 100) et sur la forme d'onde des pressions générées. La valeur expérimentale a été évaluée à 50J alors que pour obtenir les mêmes niveaux de pression dans le code, il faudrait injecter une énergie d'environ 5kJ. Comme nous l'avons signalé, la différence observée en termes de forme d'onde suggère que le code de calcul est poussé à ses limites en ce qui concerne la simulation de transitoires rapides, et ne peut donc pas être utilisé pour des fronts de montée inférieurs à la microseconde.

En conclusion, dans l'état actuel de nos connaissances et du développement du code que nous avons à notre disposition, il nous semble difficile de pouvoir utiliser le code EUROPLEXUS, comparativement à nos cas expérimentaux, pour la génération de l'onde de pression issue d'une décharge électrique dans un liquide. La différence d'énergie entre notre cas expérimental et la simulation ainsi que la limitation en dynamique rapide du code EUROPLEXUS ne sont pas compatibles avec nos configurations actuelles.

Cependant, il est envisageable d'utiliser ce code en tant qu'outil de définition de tendances comportementales pour étudier la propagation d'ondes dynamiques lentes dans un liquide (au-delà de la microseconde) en prenant parallèlement en compte les conséquences engendrées par l'évolution des conditions thermodynamiques. Le code EUROPLEXUS serait donc potentiellement mieux adapté pour les ondes basse fréquence. Cette potentialité devra être vérifiée par des études ultérieures.

**CONCLUSION**  
**GENERALE**



Cette thèse s'inscrivait dans le cadre d'un programme de recherche financé par TOTAL S.A. visant à étudier les potentialités de la fracturation électrique dans l'exploitation de réservoirs de gaz non conventionnels. Plus précisément, le travail, mené durant ces trois années dans le cadre d'une bourse CIFRE, avait pour objectif premier l'étude et la caractérisation des ondes de pression générées par des décharges électriques dans de l'eau.

L'étude expérimentale de la décharge électrique dans l'eau a été divisée en deux parties : la phase de pré-décharge et la phase de post-décharge.

Durant la phase de pré-décharge, il a été démontré que, pour une décharge subsonique, l'énergie consommée correspond à l'énergie thermique nécessaire à la vaporisation du volume inter-électrodes, permettant ainsi l'établissement du canal de décharge. Quel que soit le niveau de tension appliqué, l'énergie consommée reste constante pour une même configuration géométrique. Nous avons ainsi clairement mis en évidence les avantages majeurs liés à la notion de surtension de l'intervalle :

- Le surplus d'énergie apporté au milieu reste disponible pour la phase post-décharge et pourra donc être converti en énergie acoustique.
- La surtension de l'intervalle permet de fortement diminuer le jitter à l'amorçage. Ce résultat est essentiel dans l'optique d'une maîtrise précise de la tension de claquage  $U_b$ , et de l'énergie  $E_b$  associée.
- Au-delà d'un certain niveau de surtension, il se produit un changement de mode de décharge (transition du mode subsonique vers le mode supersonique) qui s'accompagne d'une chute de la consommation d'énergie. D'un point de vue purement focalisé sur le rendement énergétique, la décharge supersonique paraît donc plus intéressante.

En ce qui concerne les effets de la pression statique et de la température du fluide sur la phase de pré-décharge en mode subsonique, nous avons pu arriver aux conclusions suivantes :

- A pression atmosphérique, l'augmentation de la température s'accompagne à la fois d'une diminution de la tension de claquage et de l'énergie consommée. L'intérêt que présente l'utilisation de fluide 'chaud' pour les applications industrielles semble donc évident. L'utilisation d'un fluide aux alentours de 50°C peut être considérée comme un optimum en termes de rendement électrique de la phase de pré-décharge.
- A température ambiante, l'augmentation de la pression statique a pour conséquence d'augmenter linéairement le champ de claquage ainsi que l'énergie consommée. Le paramètre pression statique peut donc être considéré comme ayant un effet pénalisant sur l'optimisation du rendement énergétique.
- Pour des pressions statiques élevées, l'augmentation de la température s'accompagne d'une augmentation de la tension de claquage. Ce résultat, contraire à ce à quoi on pouvait s'attendre, tendrait à prouver que les critères de propagation de la décharge prendraient le dessus sur les critères thermiques. Malgré différentes expérimentations, nous n'avons pas pu établir de conclusion cohérente en ce qui concerne les consommations d'énergies pour différents couples pression-température.

Dans le cas de la phase de post-décharge, les résultats obtenus permettent d'apporter une meilleure compréhension des phénomènes et de dégager des conclusions importantes concernant l'optimisation du procédé. Dans les deux modes de claquage, le pic de l'onde de pression résultant de la rupture diélectrique de l'eau dépend principalement de la valeur du courant maximal. Cette valeur de courant est fonction de la tension de claquage et des impédances du circuit électrique. Par ailleurs, en matière de résistance, la valeur de celle du circuit joue bien évidemment un rôle important vis-à-vis de la valeur du courant. Mais c'est surtout le rapport entre la résistance d'arc et celle du circuit qui permettra d'optimiser le transfert d'énergie afin d'obtenir un maximum de puissance électrique disponible pour l'arc. Il faudra pour cela que la résistance d'arc soit la plus grande possible devant celle du circuit.

Pour un même courant  $I_{\max}$  et quel que soit le mode de claquage, l'augmentation de la distance inter-électrodes s'accompagne d'un accroissement de l'amplitude de l'onde de

pression. Une formule empirique permettant de prévoir la valeur du pic de pression a été établie.

Nous avons également clairement démontré que le mode supersonique présente un meilleur rendement électro-acoustique que le mode subsonique. Etant donnée la difficulté d'initier une décharge supersonique à fort courant, cette conclusion n'a pu être vérifiée que sur une plage limitée de courant correspondant à des valeurs relativement faibles. Il serait souhaitable d'étendre cette étude à des valeurs plus élevées mais sa mise en œuvre s'avèrerait complexe. Par conséquent, nous avons privilégié une autre solution qui consiste à développer un dispositif électrique à double impulsion permettant d'initier une décharge supersonique (faible courant) puis d'injecter du courant dans le circuit.

Un travail spécifique a été mené sur l'amélioration du contrôle de la dynamique de l'onde de pression. Sur notre plage d'étude, nous avons expérimentalement démontré que le front de l'onde de pression varie linéairement avec la vitesse d'injection du courant. Plus l'injection sera lente, plus la composante spectrale de l'onde sera basse fréquence. Dans nos configurations expérimentales, nous avons pu faire varier les fronts de pression entre 500ns et 4 $\mu$ s. Dans l'optique de développer des dispositifs compatibles avec les contraintes imposées par la géométrie des puits, il nous paraît possible de générer des impulsions de l'ordre de la dizaine de microsecondes tout en ayant des valeurs suffisantes de pression dynamique. Si l'application de fracturation nécessite des formes d'ondes plus lentes, il est probable que le procédé de fracturation électrique ne pourra pas être concurrentiel comparativement à d'autres méthodes.

L'influence des conditions thermodynamiques (température et pression statique) sur la propagation de l'onde de pression dynamique a également été analysée. Nous avons montré que seule l'augmentation de température améliore l'amplitude de la pression dynamique pour un même courant commuté.

La dernière partie de cette thèse a porté sur des simulations réalisées à partir d'un code existant spécifiquement développé pour l'étude de la génération et de la propagation d'une onde de pression créée par explosion vapeur. Les tendances issues de ces simulations ont montré des orientations similaires à celles des expérimentations :

- L'atténuation de l'onde de pression dans l'eau suit une loi inversement proportionnelle à la distance de propagation.
- A énergie commutée constante, la pression crête est d'autant plus élevée que la puissance maximale est importante.
- La forme d'onde de pression est directement liée à la manière dont la puissance est injectée dans le milieu.
- Pour des pressions statiques simulées jusqu'à 50bar, celles-ci n'ont pas d'influence sur la génération et la propagation de l'onde de pression.
- Pour des températures simulées jusqu'à 90°C, une influence significative sur la vitesse de propagation et sur la valeur crête de l'onde de pression a été observée.

Les résultats portant sur la validation du code à partir d'un cas concret montrent deux différences importantes. Tout d'abord, la quantité d'énergie qu'il faut injecter dans le code pour obtenir un niveau de pression dynamique équivalent est beaucoup plus importante (facteur 100) que celle effectivement mesurée. D'autre part, les dynamiques d'injection d'énergie ne sont plus cohérentes pour des vitesses d'injection inférieures à la microseconde. Par conséquent, les fronts de pression simulés ne sont pas pleinement représentatifs de ceux mesurés. En conclusion, dans l'état actuel de nos connaissances et du code que nous avons à notre disposition, il paraît difficile d'utiliser le code EUROPLEXUS pour simuler des phénomènes aussi rapides que ceux exposés dans nos cas expérimentaux. Cependant, les réactions comportementales du code traduisent de façon satisfaisante les évolutions des paramètres physiques du fluide qui influent sur l'onde de pression. Son utilisation peut donc potentiellement s'envisager dans le cadre de l'étude de phénomènes plus lents.

## **PRODUCTION SCIENTIFIQUE**

L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus durant ces 3 années de thèse a été valorisé sous la forme de 3 brevets UPPA-TOTAL et de 4 conférences internationales :

**B1- *Electrical Reservoir Fracturing*, WO/2012/123458- 2012**

J. Martin, T. Reess, A. De Ferron, F. Rey-Bethbeber, A. Jacques, O. Maurel, C. La Borderie, G. Pijaudier-Cabot, A. Gibert

**B2- *Electrical and Static fracturing of a reservoir*, WO/2012/123461- 2012**

J. Martin, T. Reess, A. De Ferron, F. Rey-Bethbeber, A. Jacques, O. Maurel, C. La Borderie, G. Pijaudier-Cabot, A. Gibert

**B3- *Fracturation électrique améliorée d'un réservoir***

Brevet déposé le 01/06/2012 – **DPI 12/55132**

J. Martin, T. Reess, A. De Ferron, F. Rey-Bethbeber

**C1- *Characterisation and optimisation of pressure wave developed by electric discharge in a liquid application to the electric fracturing of rock tanks***

J. Martin, T. Reess, R. Ruscassie, A. De Ferron

International Society on Pulsed Power Applications Congress, Karlsruhe, **2010**

**C2- *Corona discharges experiments in water and transition to subsonic discharges***

J. Martin, A. De Ferron, T. Reess, R. Ruscassie, F. Rey-Bethbeber

IEEE International Conference on dielectric liquids, Trondheim (Norway), **2011**

**C3- *Influence of hydrostatic pressure and temperature on the water dielectric strength and on the dynamic pressure wave***

J. Martin, T. Reess, A. De Ferron, R. Ruscassie, F. Rey-Bethbeber

IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference, San Diego, **2012**

**C4- *An approach to optimize the shock amplitude generated by an electrical discharge in water***

J. Martin, T. Reess, A. De Ferron, R. Ruscassie, F. Rey-Bethbeber

Euro-Asian Pulsed Power Conference, Karlsruhe, **2012**



*REFERENCES*  
*BIBLIOGRAPHIQUES*



- [1] P. J. VUARCHEX, “Huiles et liquides isolants,” *Techniques de l'ingénieur. Génie électrique*, no. D230a.
- [2] O. LESAIN, “Propagation of positive discharges in long liquid gaps,” in *ICDL'96. 12th International Conference on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids*, Roma, Italy, 1996, pp. 161–166.
- [3] R. TOBAZEON, “Préclaquage et claquage des liquides diélectriques,” *Techniques de l'ingénieur. Génie électrique*, vol. 3, no. D2450, pp. 2450–1, 1997.
- [4] R. BADENT, K. KIST, and A. J. SCHWAB, “Voltage dependence of prebreakdown phenomena in insulating oil,” in *Conference Record of the 1994 IEEE International Symposium on Electrical Insulation, 1994*, 1994, pp. 414–417.
- [5] S. BOEV, V. VAJOV, D. JGUN, and I. KALYATSKII, “Research of conditions of material destruction by electric pulse discharges,” in *Proceedings KORUS 2000. The 4th Korea-Russia International Symposium On Science and Technology*, Ulsan, South Korea, 2000, pp. 346–349.
- [6] A. C. T. Briggs, A. Beroual, and F. Buret, “The dynamics of DC predisruption in liquid insulating media,” *IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul.*, vol. 1, no. 3, pp. 371–376, Jun. 1994.
- [7] G. TOUYA, “Contribution à l'étude expérimentale des décharges électriques dans l'eau et des ondes de pression associées : Réalisation d'un prototype industriel 100kV pour le traitement de déchets par puissances électriques pulsées,” Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2003.
- [8] A. BEROUAL, “Electronic and gaseous processes in the prebreakdown phenomena of dielectric liquids,” *J. Appl. Phys.*, vol. 73, no. 9, p. 4528, 1993.
- [9] V. M. ATRAZHEV, V. S. VOROB'EV, I. V. TIMOSHKIN, M. J. GIVEN, AND S. J. MACGREGOR, “Mechanisms of Impulse Breakdown in Liquid: The Role of Joule Heating and Formation of Gas Cavities,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 38, no. 10, pp. 2644–2651, Oct. 2010.

- [10] S. KATSUKI, H. AKIYAMA, A. ABOU-GHAZALA, and K. H. SCHOENBACH, “Parallel streamer discharges between wire and plane electrodes in water,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 9, no. 4, pp. 498 – 506, août 2002.
- [11] H. M. JONES and E. E. KUNHARDT, “Pre-breakdown currents in water and aqueous solutions and their influence on pulsed dielectric breakdown,” *Journal of Applied Physics*, vol. 78, no. 5, pp. 3308–3314, Sep. 1995.
- [12] J. F. KOLB, R. P. JOSHI, S. XIAO, and K. H. SCHOENBACH, “Streamers in water and other dielectric liquids,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 41, no. 23, p. 234007, Dec. 2008.
- [13] K. SCHOENBACH, J. KOLB, S. XIAO, S. KATSUKI, Y. MINAMITANI, and R. JOSHI, “Electrical breakdown of water in microgaps,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 17, no. 2, p. 024010, May 2008.
- [14] A. NIKURADSE, *Das Flüssige Dielektrikum (Isolierende Flüssig)*. Berlin, Allemagne: Springer, 1934.
- [15] F. W. PEEK, *Dielectric Phenomena In High Voltage Engineering*. Mcgraw-Hill Book Company, Inc., 1920.
- [16] T. J. LEWIS, “The 1984 H. Tropper Memorial Lecture Electronic Processes in Dielectric Liquids Under Incipient Breakdown Stress,” *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. EI-20, no. 2, pp. 123 –132, Apr. 1985.
- [17] T. J. LEWIS, “A new model for the primary process of electrical breakdown in liquids,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 5, no. 3, pp. 306 –315, juin 1998.
- [18] A. GUNTHERSCHULZE, “Theory of non-ionizing breakdown in insulating liquids,” p. 92, 1922.
- [19] H. EDLER, in *Arch. Elektrotechn.*, 1931.
- [20] H. M. JONES and E. E. KUNHARDT, “Development of pulsed dielectric breakdown in liquids,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 28, no. 1, pp. 178–188, Jan. 1995.

- [21] E. A. ABRAMYAN, V. A. KORNILOV, V. M. LAGUNOV, A. G. PONOMARENKO, and R. I. SOLOUKHIN, “Megavolt energy-concentrating device.”
- [22] I. V. LISITSYN, H. INOUE, I. NISHIZAWA, S. KATSUKI, and H. AKIYAMA, “Breakdown and destruction of heterogeneous solid dielectrics by high voltage pulses,” *J. Appl. Phys.*, vol. 84, no. 11, p. 6262, 1998.
- [23] I. V. LISITSYN, H. NOMLYAMA, S. KATSUKI, and H. AKIYAMA, “Streamer discharge reactor for water treatment by pulsed power,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 70, no. 8, p. 3457, 1999.
- [24] I. V. LISITSYN, H. NOMLYAMA, S. KATSUKI, and H. AKIYAMA, “Thermal processes in a streamer discharge in water,” *IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul.*, vol. 6, no. 3, pp. 351–356, Jun. 1999.
- [25] P. CECCATO, “Filamentary plasma discharge inside water: initiation and propagation of plasma of a plasma in a dense medium,” Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Palaiseau (Paris), 2009.
- [26] P. J. W. HOPPE, H. BLUHM, K. LEBER, D. RUSCH, J. SINGER, and O. STOLTZ, “Energy balance of the TW pulsed power generator KALIF-HELIA,” in *Pulsed Power Plasma Science, 2001. IEEE Conference Record - Abstracts*, 2001, p. 573.
- [27] P. ROMARY, P. EYL, and J. M. ANGLES, “Performances of AMBIORIX [pulsed power generator],” in *Pulsed Power Conference, 1995. Digest of Technical Papers., Tenth IEEE International*, 1995, vol. 2, pp. 1074–1079 vol.2.
- [28] A. J. H. SALE and W. A. HAMILTON, “Effects of high electric fields on microorganisms: I. Killing of bacteria and yeasts,” *Biochimica et Biophysica Acta (BBA) - General Subjects*, vol. 148, no. 3, pp. 781–788, décembre 1967.
- [29] A. J. H. SALE and W. A. HAMILTON, “Effects of high electric fields on microorganisms: III. Lysis of erythrocytes and protoplasts,” *Biochimica et Biophysica Acta (BBA) - Biomembranes*, vol. 163, no. 1, pp. 37–43, août 1968.
- [30] U. ZIMMERMANN, G. PILWAT, and F. RIEMANN, “Dielectric Breakdown of Cell Membranes,” *Biophys J*, vol. 14, no. 11, pp. 881–899, Nov. 1974.

- [31] N. BOUSSETTA, “Intensification de l’extraction des polyphénols par électrotechnologies pour la valorisation des marcs de champagne,” Thèse de doctorat, Université de Technologie de Compiègne, France, 2010.
- [32] B. SUN, M. SATO, and J. SID CLEMENTS, “Optical study of active species produced by a pulsed streamer corona discharge in water,” *Journal of Electrostatics*, vol. 39, no. 3, pp. 189–202, juillet 1997.
- [33] H. AKIYAMA, “Streamer discharges in liquids and their applications,” *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, vol. 7, no. 5, pp. 646–653, 2000.
- [34] B. GUPTA, H. BLUHM, P. JOSHI, H. AKIYAMA, and A. FRIDMAN, “The Potential of Pulsed Underwater Streamer Discharges as a Disinfection Technique,” *IEEE transactions on plasma science*, vol. 36, no. 4, pp. 1621–1632, 2008.
- [35] P. LUBICKI, S. JAYARAM, J. D. CROSS, and A. A. AL-ARAINY, “Pulsed corona discharge for advanced oxidation in water purification technology,” in *Proceedings of Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena - CEIDP '96*, Millbrae, CA, USA, 1996, pp. 730–733.
- [36] J. HOFMANN and T. H. G. G. WEISE, “Pulsed power technologies for commercial material reduction and crushing applications,” in *Pulsed Power Conference, 1997. Digest of Technical Papers. 1997 11th IEEE International*, 1997, vol. 1, pp. 203–207 vol.1.
- [37] I. V. TIMOSHKIN, J. W. MACKERSIE, and S. J. MACGREGOR, “Plasma Channel Miniature Hole Drilling Technology,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 32, no. 5, pp. 2055–2061, Oct. 2004.
- [38] M. HAMELIN, F. KITZINGER, S. PRONKO, and G. SCHOFIELD, “HARD ROCK FRAGMENTATION WITH PULSED POWER,” in *Ninth IEEE International Pulsed Power Conference*, Albuquerque, NM, 1993, p. 11.
- [39] M. HAMELIN, M. MENARD, L. VANDAMME, G. WINT, S. PRONKO, and T. McKELVEY, “Components development for plasma blasting technology,” in *Pulsed Power Conference, 1995. Digest of Technical Papers., Tenth IEEE International*, 1995, vol. 2, pp. 1176–1181 vol.2.

- [40] S. PRONKO, G. SCHOFIELD, M. HAMELIN, and F. KITZINGER, “Megajoule pulsed power experiments for plasma blasting mining applications,” in *Pulsed Power Conference, 1993. Digest of Technical Papers., Ninth IEEE International*, 1993, vol. 1, p. 15.
- [41] T. H. G. G. WEISE, J. HOFMANN, and M. J. LOFFLER, “Fragmentation of composite materials by electrothermally generated pressure pulses,” in *Pulsed Power Conference, 1995. Digest of Technical Papers., Tenth IEEE International*, 1995, vol. 2, pp. 1194–1199 vol.2.
- [42] “Site SELFRAG.” [Online]. Available: <http://selfrag.com/>. [Accessed: 02-Feb-2012].
- [43] P. BROYER, D. CATHIGNOL, Y. THEILLERE, and J. L. MESTAS, “High-efficiency shock-wave generator for extracorporeal lithotripsy,” *Med Biol Eng Comput*, vol. 34, no. 5, pp. 321–328, Sep. 1996.
- [44] “Assemblée nationale - Energie : interdiction de l’exploration et exploitation des hydrocarbures liquides ou gazeux (gaz de schiste) par fracturation hydraulique.” [Online]. Available: [http://www.assemblee-nationale.fr/13/dossiers/interdiction\\_exploration\\_exploitation\\_hydrocarbures\\_non\\_conventionnels.asp](http://www.assemblee-nationale.fr/13/dossiers/interdiction_exploration_exploitation_hydrocarbures_non_conventionnels.asp). [Accessed: 27-Nov-2012].
- [45] TOTAL, “Tight gas reservoirs.” [Online]. Available: [http://www.total.com/MEDIAS/MEDIAS\\_INFOS/251/FR/Tight-gas-reservoirs-VF-2007.pdf](http://www.total.com/MEDIAS/MEDIAS_INFOS/251/FR/Tight-gas-reservoirs-VF-2007.pdf).
- [46] TOTAL, “Les gaz non conventionnels, des ressources d’avenir.” [Online]. Available: [http://www.total.com/MEDIAS/MEDIAS\\_INFOS/4436/FR/TOTAL-GNC-WEB-FR-v2.pdf?PHPSESSID=af80b3d936e44402e45885dccb42e87f](http://www.total.com/MEDIAS/MEDIAS_INFOS/4436/FR/TOTAL-GNC-WEB-FR-v2.pdf?PHPSESSID=af80b3d936e44402e45885dccb42e87f).
- [47] TOTAL, “Gaz non conventionnel.” [Online]. Available: [http://www.total.com/MEDIAS/MEDIAS\\_INFOS/5070/FR/TOTAL-gaz-non-conventionnel.pdf](http://www.total.com/MEDIAS/MEDIAS_INFOS/5070/FR/TOTAL-gaz-non-conventionnel.pdf).
- [48] “site GASFRAC.” [Online]. Available: <http://www.gasfrac.com/>.
- [49] “site BLACKBRUSH.” [Online]. Available: <http://www.blackbrushenergy.com/about/index.htm>.

- [50] “Propane-based fracturing improves well performance in Canadian tight reservoirs.” [Online]. Available: <http://www.gasfrac.com/assets/files/World%20Oil%20Article.pdf>.
- [51] F. KALAYDJIAN and B. GOFFE, “Programme de recherche sur l’exploitation des hydrocarbures de roches mères,” Juillet-2012. [Online]. Available: [http://www.allianceenergie.fr/iso\\_album/ancre\\_rapport\\_ghrm\\_%5B2012-07-20%5D.pdf](http://www.allianceenergie.fr/iso_album/ancre_rapport_ghrm_%5B2012-07-20%5D.pdf).
- [52] R. LESTZ, L. WILSON, R. TAYLOR, G. FUNKHOUSER, H. WATKINS, and D. ATTAWAY, “Liquid Petroleum Gas Fracturing Fluids for Unconventional Gas Reservoirs,” *Journal of Canadian Petroleum Technology*, vol. 46, no. 12, Dec. 2007.
- [53] “site Chimera Energy.” [Online]. Available: <http://www.chimeraenergyusa.com/non-hydraulic-extraction.html>.
- [54] N. MELTON and T. CROSS, “Fracturing Oil Shale With Electricity,” *Journal of Petroleum Technology*, vol. 20, no. 1, Jan. 1968.
- [55] W. SCOTT, “Extraction method and apparatus,” U.S. Patent 407475821-Feb-1978.
- [56] W. SCOTT, “Apparatus for generating a shock wave in a well hole,” U.S. Patent 416950302-Oct-1979.
- [57] H. WESLEY, “Process and apparatus for electrohydraulic recovery of crude oil,” U.S. Patent 434565024-Aug-1982.
- [58] J. F. LEON and J. FRAM, “Pulse Fracturing Device and Method,” U.S. Patent US20070004773P 2007113007-Jul-2011.
- [59] R. MAO, H. DE PATER, J. F. LEON, J. FRAM, R. EWY, S. STORSLETT, and J. STEFANI, “Experiments on Pulse Power Fracturing,” 2012.
- [60] S. HO CHO and K. KANEKO, “Influence of the applied pressure waveform on the dynamic fracture processes in rock,” *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 41, no. 5, pp. 771–784, Jul. 2004.
- [61] W. CHEN, “Fracturation électrique des géomatériaux: Etude de l’endommagement et de la perméabilité,” Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l’Adour, Pau, 2010.

- [62] W. CHEN, O. MAUREL, T. REESS, A. S. DE FERRON, C. LA BORDERIE, G. PIJAUDIER CABOT, F. REY BETHBEDER, and A. JACQUES, “Experimental study on an alternative oil stimulation technique for tight gas reservoirs based on dynamic shock waves generated by Pulsed Arc Electrohydraulic Discharges,” *Journal of Petroleum Science and Engineering*, vol. 88–89, pp. 67–74, juin 2012.
- [63] S. COUTURIER, “Etude de nouveaux capteurs piézoélectriques à base de PVDF - application à la caractérisation de chocs brefs et intenses induits par impulsion laser,” Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1996.
- [64] J. GAO, Y. LIU, T. XUN, J. LIU, and J. YANG, “Preliminary experimental results on water breakdown in tens nanoseconds region,” in *Dielectric Liquids (ICDL), 2011 IEEE International Conference on*, 2011, pp. 1–3.
- [65] I. V. TIMOSHKIN, R. A. FOURACRE, M. J. GIVEN, and S. J. MACGREGOR, “Hydrodynamic modelling of transient cavities in fluids generated by high voltage spark discharges,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 39, no. 22, pp. 4808–4817, Nov. 2006.
- [66] G. LE ROY, C. GARY, and B. HUTZLER, *Les propriétés diélectriques de l'air et les hautes tensions*, Collection de la Direction des Etudes de Recherches d'EDF, Editions Eyrolles, 1984. .
- [67] M. BOUTTEAU, P. BOILLOT, P. CLAVERIE, C. DUBANTON, and GALLET, *Guide pour le traitement statistique de résultats d'essais effectués à des niveaux prédéterminés de la contrainte*, EDF bulletin de la Direction des Etudes de Recherches - série B - Réseau électrique et matériels électriques, Vol. N°3, 1971, pp. 52-72. .
- [68] P. RAIN, “Etude des précurseurs de la rupture diélectrique des isolations composites à matrice époxyde en électrotechnique.,” 2011.
- [69] D. MARIC, N. ŠKORO, G. MALOVIC, and Z. L. PETROVIC, “Low Pressure Breakdown in Water Vapour.”
- [70] A. N. PRASAD and J. D. CRAGGS, “Measurement of Ionization and Attachment Coefficients in Humid Air in Uniform Fields and the Mechanism of Breakdown,” *Proceedings of the Physical Society*, vol. 76, no. 2, pp. 223–232, Aug. 1960.

- [71] R. HACKAM, “Breakdown potential of water vapour between plane parallel electrodes,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 4, no. 8, pp. 1134–1139, Aug. 1971.
- [72] J. BAC, “Evaluation des champ disruptifs dans l’eau pour différentes qualités d’eau,” Université de Pau et des Pays de l’Adour, Rapport de DEA, 2000.
- [73] J. NIETO-SALAZAR, O. LESAINTE, A. DENAT, and A. ROBLEDO-MARTINEZ, “Breakdown and Pe-Breakdown in Water Under Impluse Voltage : Propagation of Positive Streamers,” Rotterdam, 2003.
- [74] H. M. JONES and E. E. KUNHARDT, “Nanosecond pre-breakdown and breakdown phenomena in water: influence of pressure, conductivity, and ionic sheath formation,” in *ICDL’96. 12th International Conference on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids*, Roma, Italy, 1996, pp. 360–364.
- [75] M. TOEPLER, “Zur Bestimmung der Funkenkonstante,” *Archiv f. Elektrotechnik*, vol. 18, no. 6, pp. 549–562, Nov. 1927.
- [76] S. I. BRAGINSKII, “Therory of development of a spark channel,” *Sov. Phys. JETP*, vol. Bb. 7, pp. 1068–1074, 1958.
- [77] T. H. MARTIN, M. WILLIAMS, and M. KRISTIANSEN, *J.C. Martin on Pulsed Power*. Springer, 1996.
- [78] I. V. TIMOSHKIN, “ELECTRICAL DISINTEGARTION OF ORES AND SLAGS AND LIBERATION OF VALUABLE INCLUSIONS,” University of London and the Diploma Of Imperial College, 2001.
- [79] T. G. ENGEL, A. L. DONALDSON, and M. KRISTIANSEN, “The pulsed discharge arc resistance and its functional behavior,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 17, no. 2, pp. 323 –329, avril 1989.
- [80] J. W. MACKERSIE, I. V. TIMOSHKIN, and S. J. MACGREGOR, “Generation of high-power ultrasound by spark discharges in water,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 33, no. 5, pp. 1715–1724, Oct. 2005.
- [81] M. J. KUSHNER, W. D. KIMURA, and S. R. BYRON, “Arc resistance of laser-triggered spark gaps,” *Journal of applied physics*, vol. 58, no. 5, pp. 1744–1751.

- [82] G. TOUYA, T. REESS, L. PECASTAING, A. GIBERT, and P. DOMENS, “Development of subsonic electrical discharges in water and measurements of the associated pressure waves,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 39, no. 24, pp. 5236–5244, Dec. 2006.
- [83] J. MARTIN, “Etude des décharges d’arc électrique dans l’eau et mesures de pression associées,” Laboratoire Génie Electrique de PAU, Rapport de stage de Master, 2009.
- [84] O. LE CALVE, “Propriétés Physiques du Milieu Marin.” [Online]. Available: <http://lecalve.univ-tln.fr/oceano/polycop/poly.pdf>. [Accessed: 22-Nov-2012].
- [85] S. S. TSAI, “Power Transformer Partial Discharge (PD) Acoustic Signal Detection using Fiber Sensors and Wavelet Analysis, Modeling, and Simulation,” Thesis, faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2002.
- [86] B. LE NEINDRE, *Viscosité: Méthodes d’estimation pour les fluides (K479-1)*. Ed. Techniques Ingénieur.
- [87] B. LE NEINDRE, *Effet de la pression sur la viscosité des fluides (K490-1)*. Ed. Techniques Ingénieur.
- [88] B. LE NEINDRE, *Estimation de la viscosité des liquides sous pression (K492-1)*. Ed. Techniques Ingénieur.