



**HAL**  
open science

# Caractérisation de la rigidité diélectrique de fluides et d'une roche en fonction de leur conductivité, de la température et de la pression

Tony Imbert

► **To cite this version:**

Tony Imbert. Caractérisation de la rigidité diélectrique de fluides et d'une roche en fonction de leur conductivité, de la température et de la pression. Energie électrique. Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2019. Français. NNT : 2019PAUU3036 . tel-03064785

**HAL Id: tel-03064785**

**<https://theses.hal.science/tel-03064785>**

Submitted on 14 Dec 2020

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

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

# THÈSE

UNIVERSITE DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR  
École doctorale des sciences exactes et leurs applications

Présentée le 20 Décembre 2019 par

**Tony IMBERT**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR**

Sciences de l'ingénieur

Spécialité : **Génie électrique**

**Caractérisation de la rigidité diélectrique de fluides et d'une roche en fonction de leur conductivité, de la température et de la pression**

## MEMBRES DU JURY

• Pierre FRETON	Professeur, Université Paul Sabatier à Toulouse	<b>Rapporteur</b>
• Dunpin HONG	Professeur, Université d'Orléans à Orléans	<b>Rapporteur</b>
• Jean-Marc DIENOT	Professeur, Université Paul Sabatier à Tarbes	<b>Examineur</b>
• Baptiste GUEGAN	Ingénieur de recherche à ITHPP	<b>Examineur</b>
• Laurent PECASTAING	Professeur, UPPA* à Pau	<b>Directeur de thèse</b>
• Thierry REESS	Maître de conférences, HDR, UPPA* à Pau	<b>Directeur de thèse</b>

\*Université de Pau et des Pays de l'Adour





## Remerciements

Je souhaite, en tout premier, remercier mes directeurs de thèse Laurent PECASTAING et Thierry REESS qui m'ont d'abord accueilli dans leur laboratoire puis m'ont accompagné tout au long de ces trois années de thèse. Je les remercie particulièrement pour m'avoir fait confiance, leurs conseils avisés et leurs investissements jusqu'au bout de la rédaction de ma thèse. Leurs grandes expériences des hautes puissances pulsées mais aussi leur patience lors de leurs transferts de connaissances m'ont permis d'arriver à la fin de ce projet. J'apporte à présent, une attention particulière à retenir les ordres de grandeurs des systèmes que j'ai étudiés notamment.

Je tiens à remercier particulièrement Antoine DE FERRON, responsable scientifique de mon projet qui m'a apporté une aide technique précieuse. Son soutien dans la mise en place des expérimentations fut indispensable. Il m'a surtout, par son expérience et sa pédagogie, appris à résoudre des problèmes autant d'un point de vue de la réalisation du design mécanique que de la génération des arcs électriques.

Je tiens à remercier Gauthier DEMOL président d'ITHPP de m'avoir fait confiance en m'acceptant au sein de son entreprise pour réaliser cette thèse et de renouveler cette confiance en m'intégrant à son équipe dans le Lot à ITHPP.

Je tiens également à remercier Baptiste GUEGAN qui a suivi mon projet de thèse à ITHPP et ce malgré la distance. Je sais que ses conseils et son expérience seront précieux pour la suite de mes projets à ITHPP.

J'exprime ma gratitude à Pierre FRETON et Dunpin HONG pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon manuscrit et d'avoir participé à mon jury de thèse.

Je remercie Jean-Marc DIENOT qui a assuré la fonction de président lors de ma soutenance de thèse.

Je remercie évidemment tous les membres du laboratoire, les enseignants chercheurs : comprenant les trois premiers cités (Laurent, Thierry et Antoine), Marc, Daniel, Robert et Anca, les doctorants et ingénieurs : Sonia, Florian, Ernesto, Lucie, Manu, Florian, Jean-Marie, Fatimzahera, Robin, Njomza, Yoan et Roman mais aussi à Sylvain (avec qui j'ai eu la chance de partager la salle de manipulation) nos supports Christel et Romy ou encore les nombreux stagiaires dont Abdou, Rémi et Yves entre autres pour leur bonne humeur au quotidien (ou leur mauvaise humeur qui aide à relativiser), les discussions de la pause-café et les sorties en dehors du laboratoire à Pau (conférences, workshops, et surtout les autres sorties).

Une thèse ne se déroulant pas seulement pendant les plages horaires de travail hebdomadaire, je remercie toutes les personnes qui m'ont soutenues pendant cette période. Je remercie tous les doctorants que j'ai rencontrés pendant les formations de l'école doctorale mais aussi toutes les personnes que j'ai retrouvées pendant les séances de sport, essentielles pour décompresser et rester motivé sur les objectifs de thèse.

Je remercie Nicolas, Eva, Sylvia, Mathieu, Vincent, Géraud, Hélène, Céline, Simon, Nicolas (petit Nicolas), Hugo, Isa, Iza, Elé, Yann, les licenciés des clubs de Saint Céré et de Lacapelle-Marival et d'autres pour les séances d'escalade les soirs de semaine, les sorties en falaise le week-end et les soirées de récupérations. Je remercie Christian, Nicolas, Youn, Pierre, Mathieu, Bastien, Daiann, Laura, Xavier, Alex, Robin, Jean-Marie, Abdou et d'autres pour les matchs amicaux de foot en salle le midi et les réunions tactiques le soir en ville. Je remercie Sylvain, Nicolas, Mathieu, Baptiste, Ernesto, Vincent, Iza, Eva pour les sortie skis et les soirées de récupérations raclettes qui vont avec. Je remercie Nicolas, Ernesto, Robin, Jean-Marie, Abdou, Njomza, Eva et Céline pour les sorties course à pied. Je remercie Sylvain, Natasha, Laurent, Marc et Abdou pour les sorties vélo. Je remercie Abdou, et Jérémy pour les sorties natation. Je remercie Nicolas, Eva, Marine, Stanley et Njomza pour les sorties randonnées qui m'ont permis de mieux découvrir nos belles montagnes pyrénéennes. Je remercie Mathieu, Manue, Marine, Bastien, Julia, Richard, Nicolas, Vincent et Eva pour les sorties canyoning même si elles ne finissent pas toujours bien !

J'ai passé mes derniers mois de rédaction de thèse dans le LOT à ITHPP, je tiens donc à remercier toute l'équipe ITHPP qui m'a bien accueilli, non seulement pendant les brefs passages où je suis venu dans le LOT mais surtout ces quatre derniers mois. Je remercie plus particulièrement Xavier, Guillaume et Gaetan qui m'accompagnent à la salle d'escalade. Ainsi que Guylaine, Xavier, Mathieu, Fred, Christophe et Clément qui me tirent pour les sessions course à pied du midi. Je remercie bien sûre Camille qui me donne de bons conseils en tant qu'ancienne doctorante CIFRE à ITHPP. Je remercie aussi Gaetan, Rémi et Adrien de m'intégrer dans leurs projets d'études.

Pour finir, je tiens à adresser un immense merci à toute ma famille, mes parents, ma sœur, mes grands-parents, mes cousines, mes cousins, mes tantes, mes oncles et mes amis sur la région toulousaine et ailleurs. En me rendant visite à Pau ou m'accueillant sur la région toulousaine, ils m'ont transmis la force et la motivation pour initier ma thèse et la terminer.

# Table des matières



Introduction générale.....	11
CHAPITRE 1 : État de l'art des décharges électriques dans les roches et les fluides.....	15
1.1. Introduction aux hautes puissances pulsées.....	17
1.2. Décharges électriques .....	18
1.2.1. Formation d'une décharge électrique dans les fluides .....	20
1.2.2. Propagation de la décharge électrique .....	21
1.3. Exemples de dispositifs exploitant la méthode par décharges directes .....	22
1.3.1. « Plasma Channel Miniature Hole Drilling Technology » [37].....	23
1.3.2. « Solid State Modulator for Plasma Channel Drilling» .....	24
1.3.3. « Electric impulse fragment hard rock » [39], [40].....	24
1.3.4. «Plasma-Pulse Geo-Drilling » [35], [46].....	26
1.4. Claquages électriques dans les fluides .....	28
1.4.1. Forme d'onde de tension impulsionnelle.....	28
1.4.2. Géométrie d'électrodes.....	29
1.4.3. Polarité .....	30
1.4.4. Distance inter-électrodes .....	31
1.4.5. Systèmes précurseurs de l'amorçage de l'arc .....	31
1.4.6. Conductivité électrique du fluide .....	31
1.4.7. Fluide de forage.....	32
1.4.8. Pression statique .....	33
1.4.9. Température.....	33
1.4.10. Résistance de l'arc électrique.....	33
1.5. Claquages électriques dans les roches .....	34
1.5.1. Types de roches .....	35
1.5.2. Contraintes mécaniques appliquées aux solides.....	35
1.5.3. Rupture diélectrique des roches .....	37
1.5.4. Influence du type de roche sur la rupture diélectrique .....	39
1.5.5. Influence de la forme de l'onde de tension sur la rupture diélectrique .....	39
1.5.6. Influence de la distance inter-électrodes sur la rupture diélectrique.....	40
1.5.7. Influence de la température et de la pression statique sur la rupture diélectrique .....	40
1.5.8. La résistance de l'arc électrique .....	40
1.6. Conclusion du chapitre .....	41
CHAPITRE 2 : Dispositifs expérimentaux et grandeurs électriques.....	43
2.1. Présentation du dispositif expérimental .....	45

2.1.1.	Les générateurs de tension impulsionnelle.....	45
2.1.2.	Les enceintes de confinement.....	48
2.2.	Dimensionnement et réalisation d'électrodes coaxiales .....	49
2.2.1.	Géométrie d'électrodes coaxiales « surfacique » .....	50
2.2.2.	Géométrie d'électrodes coaxiales « volumique » .....	51
2.3.	Les moyens de mesures .....	53
2.3.1.	Les mesures électriques .....	53
2.3.2.	Autres mesures.....	55
2.4.	Paramètres électriques du circuit et mise en équation du système.....	55
2.4.1.	Etude des ondes de courant et de tension dans la phase de pré-décharge .....	56
2.4.2.	Étude des ondes de courant et de tension pendant la phase d'arc.....	60
2.4.3.	Comparaison entre les mesures expérimentales et les expressions analytiques.....	64
2.5.	Protocole expérimental.....	65
2.6.	Conclusion du chapitre.....	67
CHAPITRE 3	: Décharges dans les fluides à pression et température ambiantes.....	69
3.1.	Introduction.....	71
3.2.	Création de décharges à la surface du diélectrique .....	71
3.3.	Caractérisation de la rupture diélectrique du fluide et de la consommation d'énergie associée en fonction de sa conductivité .....	73
3.3.1.	Rupture diélectrique du fluide : géométries d'électrodes coaxiales 1 et HP .....	73
3.3.2.	Consommation minimale d'énergie pour créer un arc : géométries 1 et HP .....	75
3.3.3.	Rupture diélectrique du fluide : géométrie 2.....	77
3.3.4.	Consommation d'énergie pour créer un arc : géométrie 2.....	78
3.4.	Tension de claquage en fonction du temps d'application de la tension.....	80
3.4.1.	Évolution de la tension de claquage en fonction du temps d'application de la tension et de la conductivité du fluide : géométrie 1 .....	81
3.4.2.	Évolution de la tension de claquage en fonction du temps d'application de la tension et de la conductivité du fluide : géométrie 2 .....	82
3.5.	Analyse du changement de régime de décharge .....	83
3.5.1.	Analyse du changement de mode de décharge et détermination du seuil de transition : géométrie 1.....	84
3.5.2.	Analyse du changement de mode de décharge et détermination du seuil de transition : géométrie 2.....	87
3.6.	Bilan d'énergie électrique consommée par la décharge.....	89
3.7.	Résistance d'arc en fonction du courant maximal .....	91
3.8.	Conclusion du chapitre.....	91

CHAPITRE 4 : Tension de rupture des fluides en fonction de la température et de la pression statique .....	95
4.1. Introduction.....	97
4.2. Considérations théoriques liées aux paramètres physiques du fluide.....	98
4.2.1. Conductivité électrique du fluide en fonction de sa température.....	98
4.2.2. Volume d'une bulle de gaz en fonction des paramètres du fluide .....	99
4.2.3. Énergie thermique consommée .....	100
4.3. Résultats des essais de rupture diélectrique du fluide .....	106
4.3.1. Rupture diélectrique en fonction de la température et de la conductivité du fluide à pression atmosphérique.....	106
4.3.2. Rupture diélectrique de l'eau en fonction de la pression statique et de la température pour une conductivité constante.....	107
4.3.3. Rupture diélectrique à température ambiante en fonction de la pression statique et de la conductivité du fluide.....	109
4.4. Résultats des essais de claquage électrique du fluide à tension d'alimentation fixe ... ..	112
4.4.1. Claquage électrique dans l'eau à pression atmosphérique en fonction de la température .....	113
4.4.2. Claquage dans l'eau à conductivité et température fixes en fonction de la pression statique .....	115
4.4.3. Claquage à température ambiante en fonction de la pression statique et de la conductivité du fluide.....	117
4.5. Conclusion du chapitre .....	119
CHAPITRE 5 : Rupture diélectrique des roches .....	123
5.1. Introduction aux mécanismes de claquage dans les solides.....	125
5.2. Les dispositifs expérimentaux .....	126
5.2.1. Géométrie d'électrodes pointe-pointe .....	126
5.2.2. Géométrie d'électrodes coaxiales .....	128
5.2.3. Mesures des ondes de courant dans la roche.....	128
5.3. Distribution du champ électrique dans nos deux configurations expérimentales .	131
5.3.1. Simulation du champ électrique avec la géométrie d'électrodes coaxiales HP	132
5.3.2. Simulations avec la géométrie d'électrodes pointe - pointe .....	135
5.4. Caractérisation de la rupture diélectrique des roches dans la géométrie pointe - pointe .....	137
5.4.1. Rupture diélectrique des roches en fonction de la pression statique à 20°C ...	137
5.4.2. Consommation d'énergie durant la phase de pré-arc à 20°C .....	138
5.4.3. Rupture diélectrique des roches en fonction de la pression statique à 60°C ...	138
5.4.4. Surtension appliquée à l'espace inter-électrodes.....	139

5.4.5. Résistance d'arc en fonction du courant maximal .....	140
5.5. Claquage dans la roche - géométrie d'électrodes coaxiales HP.....	142
5.5.1. Rupture diélectrique de roche pour une géométrie d'électrodes coaxiales.....	142
5.5.2. Consommation d'énergie durant la phase de pré-arc .....	143
5.5.3. Résistance d'arc en fonction du courant maximal .....	143
5.6. Conclusion du chapitre.....	144
Conclusion générale et perspectives.....	147
Références bibliographiques .....	153

# INTRODUCTION GÉNÉRALE



La fracturation électrique de roches fait partie des activités développées depuis une quinzaine d'année par l'équipe « Procédés Haute Tension » du laboratoire SIAME de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA). Cette technique consiste soit à perforer la roche, soit à la fracturer, soit à l'endommager pour, par exemple, modifier sa perméabilité. En fonction de l'objectif recherché, deux méthodes sont utilisées :

- La méthode indirecte repose sur la génération d'une onde de choc créée par un arc électrique dans le fluide avant d'être transmise au milieu solide.
- La méthode directe consiste à perforer la roche lorsque l'arc électrique traverse directement le solide immergé.

Les travaux menés au cours de cette thèse s'inscrivent parfaitement dans cette thématique. Ils portent sur la caractérisation de la rigidité diélectrique de fluides et d'une roche de référence en fonction des conditions de température, de pression et de conductivité du fluide. Ils ont été réalisés au sein de l'équipe « Procédés Haute Tension » du laboratoire SIAME et financés par la société ITHPP dans le cadre d'un dispositif CIFRE.

L'objectif de mes travaux est de déterminer, lorsqu'une roche est en contact avec des électrodes immergées dans un fluide, les conditions qui permettent d'amorcer l'arc électrique dans le solide plutôt que dans le liquide hôte. Dans cette compétition entre les rigidités diélectriques des deux milieux, il s'agira de distinguer l'influence des paramètres internes, c'est-à-dire ceux inhérents au dispositif tels que les caractéristiques électriques du générateur et les valeurs des champs électriques induites par le profil des électrodes, des paramètres externes qui, eux, sont imposés par les conditions d'utilisation (température, pression et conductivité du fluide).

D'un point de vue organisationnel, le manuscrit comporte cinq chapitres.

Le **CHAPITRE 1** introduit le contexte de cette thèse en commençant par une présentation des décharges électriques dans les liquides et plus particulièrement des caractéristiques principales des deux modes de claquage dans l'eau : les modes supersonique et subsonique. Nous présenterons ensuite une synthèse bibliographique des différents dispositifs développés pour des applications utilisant la méthode directe. Puis, nous aborderons la problématique des décharges électriques dans les roches.

Le **CHAPITRE 2** est consacré à la description des dispositifs expérimentaux. Les différents bancs d'énergie et les générateurs nécessaires à l'initiation des décharges électriques seront présentés ainsi que les moyens de mesure nécessaires à la caractérisation des phénomènes physiques mis en jeu. Une partie de ce chapitre sera dédiée au dimensionnement des différentes géométries électrodes coaxiales réalisées spécifiquement pour ces travaux de manière à pouvoir les intégrer dans les enceintes de confinement du laboratoire. Nous terminerons par la présentation des modèles équivalents de type « circuit » et par la mise en équations des principales grandeurs électriques.

Dans le **CHAPITRE 3**, nous ne nous intéresserons qu'au fluide. Les résultats des variations de la rigidité diélectrique de l'eau et d'une boue de forage à température et pression ambiantes en fonction des caractéristiques du générateur haute tension (énergie stockée, temps d'application de l'onde de tension) et de la conductivité des fluides seront présentés. L'objectif consistera à déterminer l'influence de ce dernier paramètre sur les valeurs du champ électrique de transition entre les deux régimes de décharge supersonique et subsonique. Nous caractériserons également, en fonction de la conductivité du fluide, les énergies consommées pendant la phase de pré-arc de façon à quantifier l'énergie disponible au moment de l'arc, c'est-à-dire celle susceptible d'être transformée en énergie mécanique.

Le **CHAPITRE 4** est également dédié à la caractérisation de la rigidité diélectrique des fluides mais, cette fois-ci, en faisant varier leur pression statique et leur température. Nous montrerons ainsi l'influence de ces paramètres à la fois sur les valeurs du seuil de transition entre les décharges supersonique et subsonique mais également sur l'énergie consommée.

Le **CHAPITRE 5** présente les résultats expérimentaux relatifs aux décharges directes dans du granite qui servira de roche de référence. Pour ce faire, deux géométries d'électrodes seront utilisées. Le fluide hôte sera de l'eau dont on fera varier les conditions de température et de pression. Une attention particulière sera portée sur les consommations d'énergie dans la phase de pré-arc ainsi que sur les valeurs de la résistance d'arc.

# CHAPITRE 1 : ÉTAT DE L'ART DES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LES ROCHES ET LES FLUIDES



### 1.1. Introduction aux hautes puissances pulsées

La technologie des hautes puissances pulsées (HPP) consiste à stocker une certaine quantité d'énergie puis à la restituer en un court laps de temps de façon à amplifier la puissance. On retrouve cette physique dans des phénomènes naturels comme la foudre, les battements de cœur ou l'émission de certains astres. La physique et la technologie des HPP ont débutées en Allemagne en 1923, grâce aux travaux d'Erwin Marx, qui a conçu le premier générateur d'impulsions qui porte aujourd'hui son nom. Les HPP modernes se sont ensuite développées avec les travaux de Charlie Martin [1].

Les HPP présentent de nombreux avantages vis à vis des technologies mettant en œuvre des signaux continus et/ou alternatifs :

- minimisation de l'énergie consommée,
- excitation d'effets non linéaires,
- exploitation d'effets de seuils,
- minimisation d'effets thermiques,
- maîtrise du domaine temporel.

De plus, la production de HPP n'est pas néfaste pour l'environnement contrairement à d'autres dispositifs (explosifs ou source radioactive par exemple), disposant de certains des avantages cités précédemment.

On retrouve autour des HPP deux principaux domaines d'études :

- la génération d'ondes électriques pulsées ainsi que la métrologie associée,
- l'exploitation des applications potentielles.

La Figure 1-1 illustre les étapes menant à la génération d'une impulsion électrique. L'énergie est stockée à partir d'une source d'énergie primaire de faible puissance. Les générateurs impulsionsnels sont généralement alimentés à partir du courant alternatif domestique ou de batteries portatives. Cette énergie est ensuite transférée rapidement vers une charge après avoir été mise en forme. L'impulsion électrique est réalisée via une commutation à gaz, solide, liquide ou par le biais de semi-conducteurs. Une ou plusieurs phases d'amplifications de la tension peuvent être nécessaires. Si tel est le cas, des générateurs de type Marx ou des transformateurs élévateurs de tension sont généralement privilégiés.

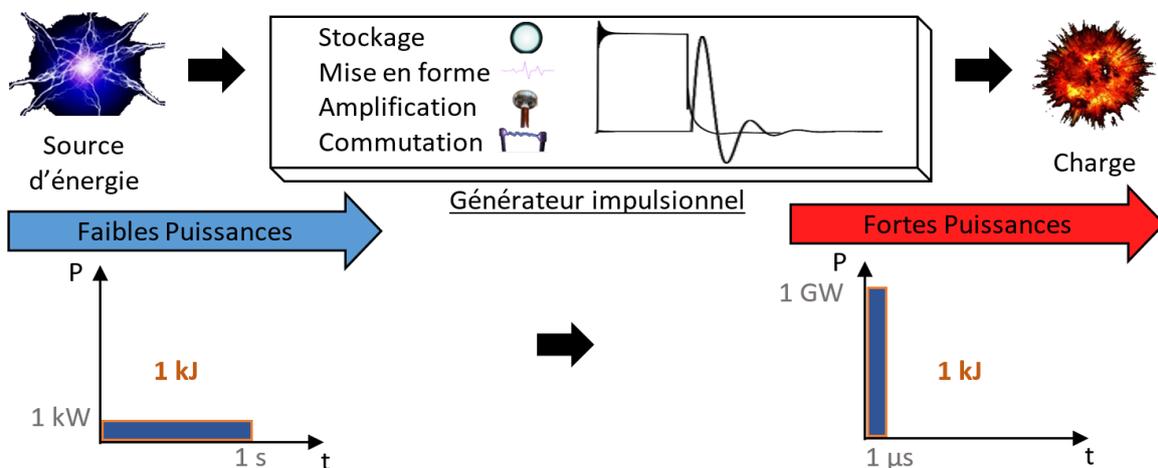


Figure 1-1 : Principe général de génération d'une impulsion électrique

L'exploitation de très fortes puissances permet de provoquer des phénomènes physiques intéressants en consommant peu d'énergie. Historiquement, les premières applications furent militaires. De nombreuses recherches sont en cours pour les utiliser dans un contexte civil. On peut citer, de façon non exhaustive, les applications suivantes que l'on peut classer à l'aide de la Figure 1-2 [2] :

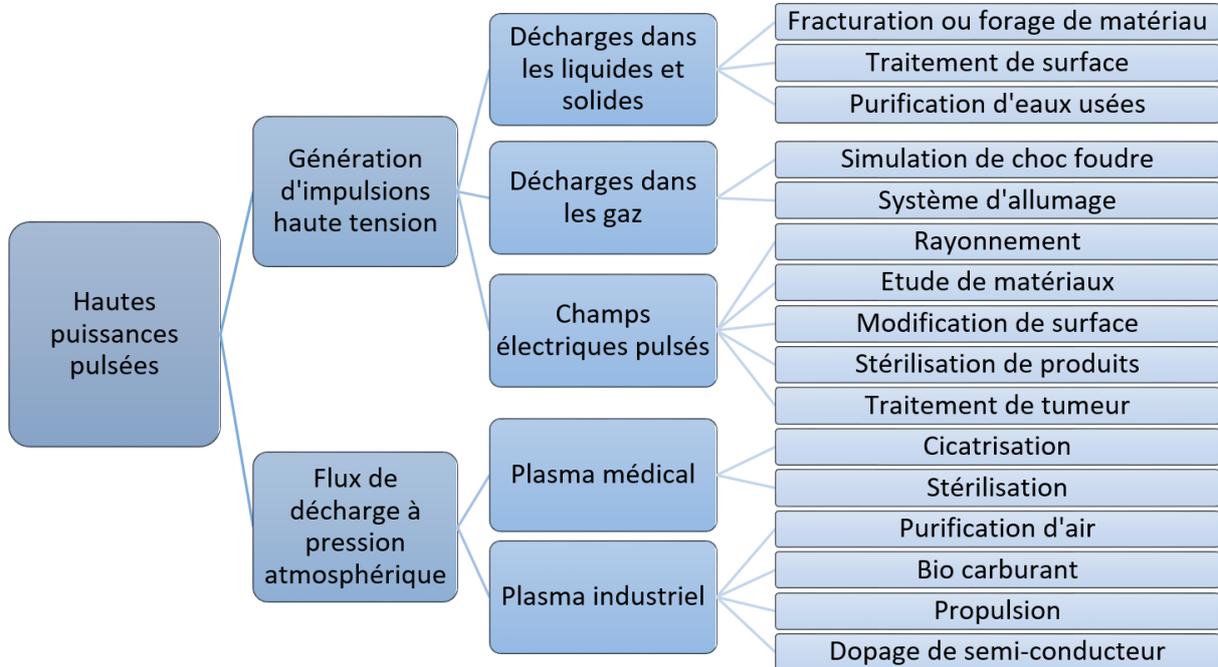


Figure 1-2 : Principales applications des HPP selon [2]

## 1.2. Décharges électriques

Il existe une grande variété d'études sur les décharges électriques dans les fluides (en particulier l'effet couronne ou les arcs électriques). Nous nous intéresserons plus particulièrement à ces derniers lors de notre étude.

Une méthode alternative à ces décharges consisterait à mettre en œuvre un conducteur dit explosif (vaporisé durant le processus). Cette méthode, bien qu'intéressante, puisqu'elle fournit une pression dynamique supérieure aux méthodes conventionnelles [3] a comme principal inconvénient la destruction de son élément principal, le conducteur fusible. Ce conducteur, une fois détruit, disperse des particules métalliques et doit être remplacé avant chaque nouvelle impulsion. Elle est très difficilement utilisable pour les applications que nous visons dans cette thèse et a, de fait, été écartée.

Lorsqu'on applique un potentiel électrique suffisant entre deux électrodes sur un matériau solide plongé dans un fluide, un arc électrique est généré. On peut alors observer deux phénomènes distincts lors de la propagation de la décharge tels qu'illustrés sur la Figure 1-3 :

- la méthode directe [a],
- la méthode indirecte [b].

La méthode directe consiste à amorcer un arc électrique directement dans le matériau à détruire. Pour ce faire, la rigidité diélectrique du fluide doit être supérieure à celle du matériau. Ceci est rendu possible par l'application de forts champs électriques et des temps d'application rapides de la tension.

La méthode indirecte consiste à amorcer un arc électrique dans le fluide. L'onde de choc générée se propage indirectement jusqu'au matériau à détruire. Dans ce cas, l'énergie développée est importante, la pression dynamique générée  $\vec{P}$  par l'arc électrique est intense. Il n'est pas nécessaire que les électrodes soient au contact du matériau solide.

L'objectif de ce projet de thèse est d'étudier les deux modes de propagation et d'identifier les seuils de passage d'un mode à l'autre en fonction des paramètres électriques et thermodynamiques mis en jeu. Les applications visées auront pour vocation de mettre en œuvre la méthode directe. Une bonne compréhension des deux modes exposés en Figure 1-3 est nécessaire pour cela. Le fluide joue un rôle important, c'est pourquoi les processus de formation et de propagation de la décharge électrique dans le fluide sont étudiés en détail par la suite.

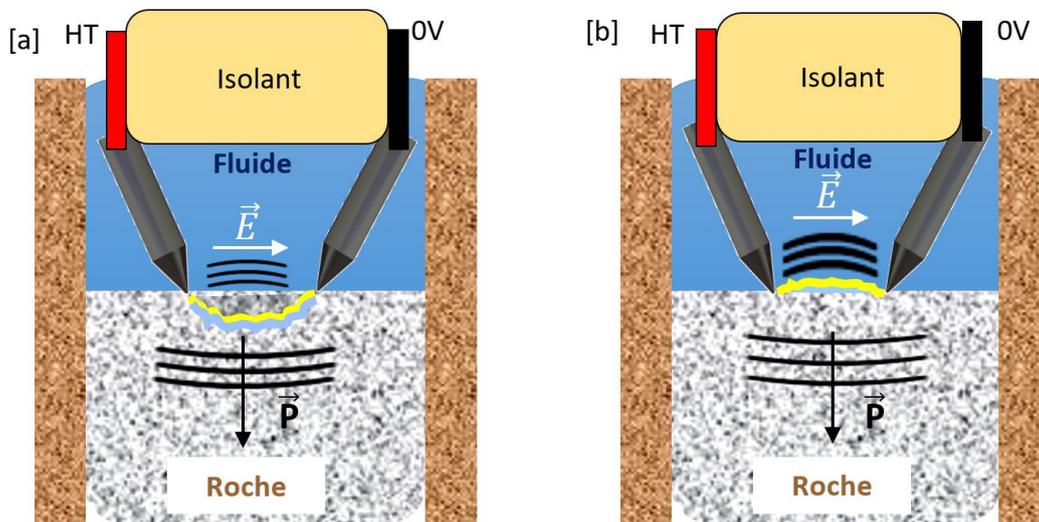


Figure 1-3 : Propagation de l'onde de pression par méthode directe [a] et par méthode indirecte [b]

Lorsqu'une roche est immergée dans un fluide, pour mettre en œuvre la méthode directe, la tension de rupture diélectrique de la roche doit être inférieure à celle du fluide. Cette grandeur diélectrique dépend de l'amplitude de la tension appliquée et de son temps d'application. Afin d'exploiter le processus de désintégration par méthode directe de la roche, les rigidités électriques à la fois du fluide et de la roche doivent être déterminées pour des caractéristiques électriques et thermodynamiques variées et représentatives des potentielles applications [4], [5].

La publication de Boev et al. [6], présentée sur la Figure 1-4, est une des premières à avoir déterminé expérimentalement, pour une configuration géométrique des électrodes donnée, à la fois la rupture diélectrique des fluides et des roches à pression et température ambiantes. Dans ces conditions géométriques et thermodynamiques et à titre d'exemple l'onde de tension doit disposer d'une amplitude supérieure à 100 kV et être appliquée en moins de 400 ns de façon à amorcer un arc électrique dans un grès plutôt que dans l'eau.

Les deux modes de propagation de la décharge électrique dans les fluides (mode subsonique et mode supersonique) observés en Figure 1-4 seront présentés dans la partie 1.2.2.

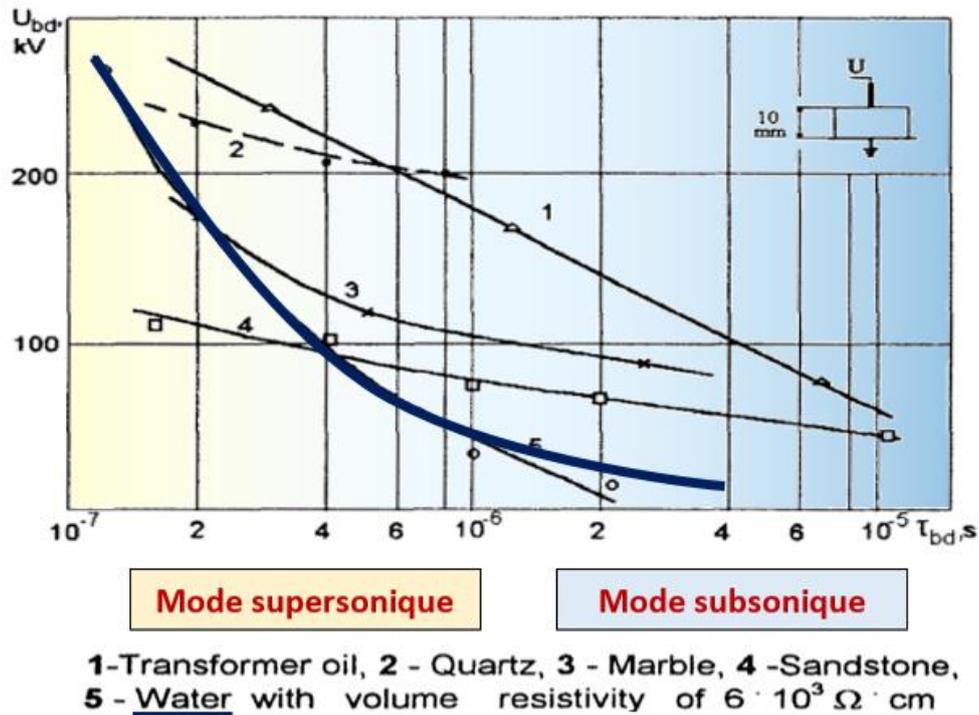


Figure 1-4 : Tension de claquage en fonction du temps d'application de l'impulsion électrique pour l'eau, l'huile de transformateur et 3 types de roches, à température et pression ambiantes, pour une géométrie d'électrodes pointe-plan avec un écart de 10 mm [6]

### 1.2.1. Formation d'une décharge électrique dans les fluides

Les mécanismes d'ionisation par avalanche électronique et de création de streamers qui provoquent un claquage sont acceptés et expliqués depuis plusieurs décennies dans les gaz. Dans les fluides plusieurs hypothèses ont été formulées sur la création de décharges électriques. La première hypothèse présentée par Güntherschulze [7] et par Edler [8] suppose qu'il est nécessaire de développer une phase gazeuse au préalable. Par conséquent, la décharge électrique dans les liquides est considérée comme une décharge dans un gaz enveloppé de liquide. Cette hypothèse, modélisée par Z. Laforest [9], décrit une propagation lente de la décharge électrique. Pour 1 kJ d'énergie injectée, la bulle de gaz met 10 ms avant d'atteindre son rayon maximal. Plusieurs auteurs ont formulé une autre théorie qui explique les phénomènes plus rapides (Nikuradse [10], Peek [11], Kunhardt [12], Jones [12]). Ils suggèrent que cette phase gazeuse avant l'apparition de l'arc n'est pas requise. L'ionisation du liquide par un changement de densité locale entraînerait une multiplication de porteurs de charges responsables de la rupture diélectrique.

Ces deux mécanismes de claquage dans les fluides demeurent à ce jour d'actualité. Les processus thermiques nécessaires à la formation de bulles qui précède l'apparition de l'arc électrique correspondent à des phénomènes lents alors qu'une ionisation et un changement de densité du fluide ont trait à des phénomènes plus rapides [9], [12]–[18].

### 1.2.2. Propagation de la décharge électrique

Deux principaux modes de claquages sont observés dans les liquides (Figure 1-5) [19]. On distingue :

- un mode subsonique où la décharge électrique se propage par l'intermédiaire d'un nuage de bulles de gaz. Les premières bulles apparaissent au voisinage de la pointe où règne le champ électrique le plus élevé. La dénomination subsonique est liée à la vitesse de propagation de l'arc généralement inférieure celle du son dans le liquide (~1,5 km/s dans l'eau).
- un mode supersonique où la décharge électrique a un aspect filamentaire et sa vitesse de propagation est nettement supérieure à celle du son dans le liquide.

On peut ajouter un mode transsonique qui opère à la transition entre ces deux modes [20]–[24]. Dans l'eau de faible conductivité à température et pression ambiantes, la transition entre le mode subsonique et le mode supersonique existerait à une valeur seuil de champ électrique conduisant à un changement de régime de décharge entre 100 kV/cm et 500 kV/cm selon la nature du fluide [25].

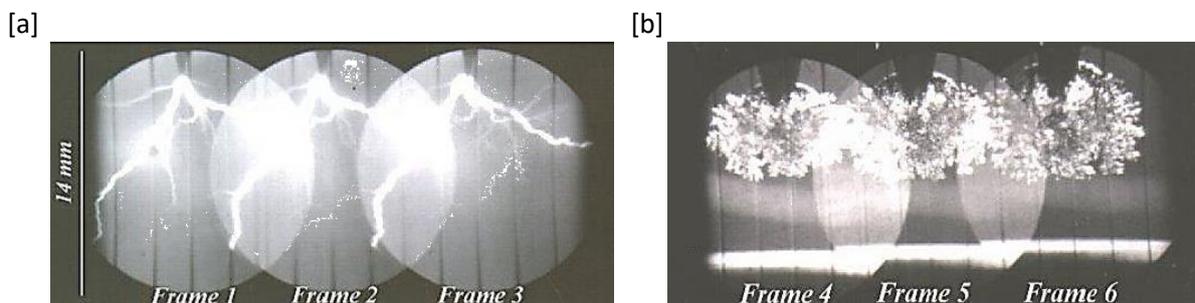


Figure 1-5 : Convertisseur d'image en mode frame d'une décharge électrique en mode supersonique [a] et en mode subsonique [b] issu de la thèse de G.Touya [25]

La vitesse de propagation moyenne observée lors de l'amorçage d'un arc électrique en mode supersonique est nettement plus rapide qu'en mode subsonique. Comme indiqué sur la Figure 1-6 tirée de la publication de Salazar et al. [26], la valeur de la vitesse de propagation moyenne de la décharge électrique est d'autant plus importante que la valeur de la tension appliquée est élevée.

De nombreuses études ont été publiées impliquant une géométrie d'électrodes pointe – plan de façon à caractériser la propagation de la décharge électrique dans les fluides [13], [20], [24], [26]–[30]. Les résultats de ces publications ne conduisent pas à des valeurs de vitesse de propagation identiques. On peut tout de même retenir que :

- Pour une vitesse de propagation inférieure à 3 km/s, la décharge se développe par l'intermédiaire de bulles de gaz (Zone 1).
- L'apparition des premières structures filamentaires est observée entre 2 et 4 km/s selon la tension appliquée et la géométrie des électrodes (entre les zones 1 et 2). La distribution de champ électrique est hétérogène entre les électrodes. Là où le champ électrique est le plus intense, la décharge électrique se propage par l'intermédiaire de structures filamentaires.
- Au-delà d'une certaine valeur de tension de seuil, la décharge se propage en mode supersonique à une vitesse supérieure à 10 km/s (Zone 3).

- Il existe un dernier mode où la valeur de tension appliquée n'a plus d'influence sur la vitesse de propagation de la décharge électrique (Zone 4). La vitesse de propagation se stabilise sur une plage de 25 à 35 km/s selon la valeur de l'espace inter-électrodes.

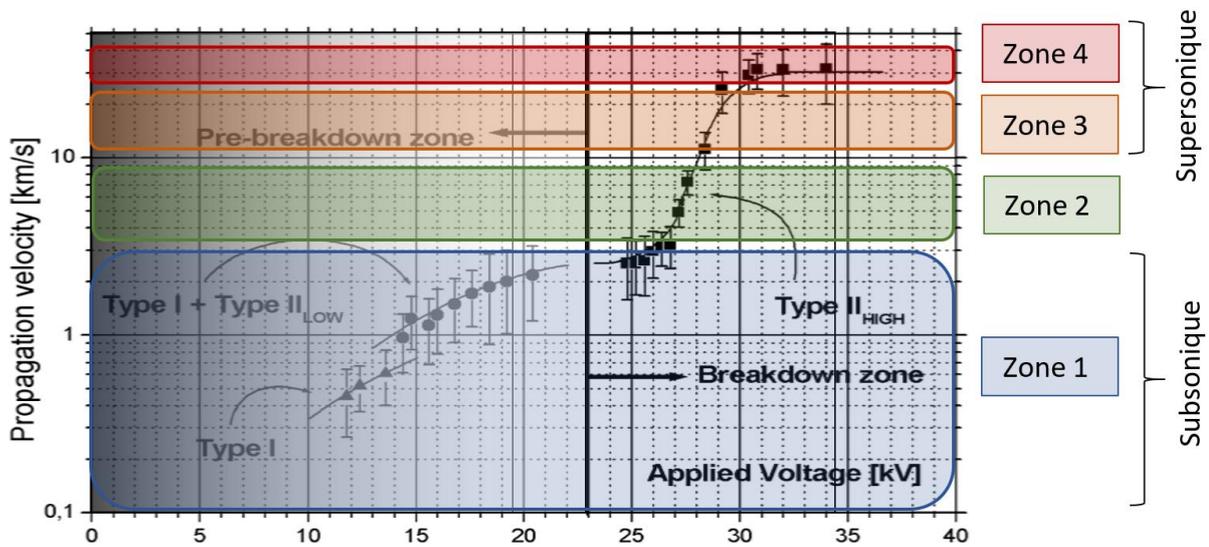


Figure 1-6 : Vitesse moyenne de propagation de la décharge en fonction de la tension appliquée dans l'eau distillée issue de [26]

### 1.3. Exemples de dispositifs exploitant la méthode par décharges directes

Les dispositifs exploitant les impulsions électriques peuvent être comparés aux méthodes dites « conventionnelles ». Les techniques conventionnelles de forage, fracturation ou concassage de roches consistent à utiliser les forces mécaniques de compression et de rotation d'un outil. Prenons l'exemple du forage par rotation. Cette technique consiste à utiliser un trépan à dents, un tricône ou des trépans monobloc (comme l'outil PDC en diamant) sur lequel on applique une force procurée par le poids de l'outil conjointement à sa rotation. Un fluide de forage entraîne les débris hors du puits grâce à un courant ascensionnel généré par un pompage en surface [31]. Cette technique se heurte à un faible taux de pénétration dans les roches dures et abrasives. La vitesse d'avancement de l'outil n'excède pas 1 m/h et l'outil doit être changé fréquemment (toutes les 50 à 60 heures) [32]–[34].

L'injection répétitive d'impulsions électriques de fortes puissances pourrait être une méthode complémentaire, voir alternative. Les domaines d'applications sont multiples : le forage de puits (géothermiques, de pétrole, de gaz ou d'eau), les tunnels de ventilation, la séparation de minéraux précieux, le nettoyage de canalisations encrassées... M. Richter [33] a estimé que les coûts de mise en œuvre d'un système de forage par impulsions électriques sont de 20 à 30 % moins importants que ceux d'un système de forage conventionnel. Les travaux réalisés par W. Leighty [34], [35] permettent d'estimer que les coûts de fonctionnement pourraient diminuer avec l'augmentation de la profondeur. D'après les expériences réalisées dans une roche en granite, la durée de vie d'une géométrie d'électrodes serait multipliée par sept par rapport à un outil conventionnel [33]. Les indicateurs tels que la réduction du temps de fonctionnement et les dépenses engendrées pour le remplacement de l'outil usé sont des voies pour améliorer la productivité [36]. On sait, depuis une vingtaine d'années, que l'énergie consommée par volume de roche extraite par impulsion électrique peut potentiellement être réduite par rapport à celle nécessaire aux méthodes conventionnelles [6].

Des prototypes de dispositifs utilisant la méthode de décharges directes ont été testés en laboratoire ces 15 dernières années. Des avancées notables doivent être réalisées en termes de compacité du générateur et d'optimisation du volume de roche extraite avant de produire des dispositifs industriels. La réalisation de prototypes de plus en plus performants laisse entrevoir une industrialisation future du procédé par impulsion électrique. Parmi les travaux de recherche publiés, quatre des prototypes les plus avancés sont présentés par ordre chronologique de réalisation.

### 1.3.1. « Plasma Channel Miniature Hole Drilling Technology » [37]

Le premier prototype présenté est celui de l'Université de Strathclyde, Glasgow en 2004, appelée « Plasma Channel Miniature Hole Drilling Technology » [37]. Cette technologie, sans rotation, perce du grès. Elle est capable d'induire un trou de 3,5 cm de diamètre à la vitesse maximale de 16 cm/min (soit 9,5 m/h) avec une énergie spécifique de l'ordre de 400 J/cm par impulsion. Ce système est alimenté par un générateur d'impulsions à polarité négative avec une tension de 40 kV, un temps de montée entre 500 et 800 ns. L'énergie maximale stockée est de 240 J par impulsion. Le circuit de décharge est composé d'une inductance de 5,3  $\mu$ H, de trois condensateurs en parallèle de 100 nF et d'une résistance de 0,5  $\Omega$ . La géométrie d'électrodes utilisée est coaxiale avec une distance inter-électrodes de 10 mm. La Figure 1-7 présente cette géométrie avec une électrode haute tension (HT) centrale et une électrode externe à la masse.

Deux types de grès ont été comparés avec un scléromètre : un grès qui a obtenu 28 en nombre de rebonds ( $\sim$ 10 MPa de force de compression) et un grès avec un nombre de rebonds entre 38 et 40 ( $\sim$ 25 MPa de force de compression). La vitesse d'avancement maximale de 16 cm/min a été atteinte dans le grès le plus tendre. Pour la roche la plus dure, la vitesse d'avancement obtenue est de 8 cm/min ou 4 cm/min pour des diamètres respectifs de 35 et 50 mm. L'énergie spécifique consommée est plus faible lorsque des condensateurs de forte valeur sont utilisés, pour la plage de mesure effectuée. La vitesse d'avancement la plus rapide a été obtenue avec une fréquence de répétition des impulsions de 10 Hz [37].

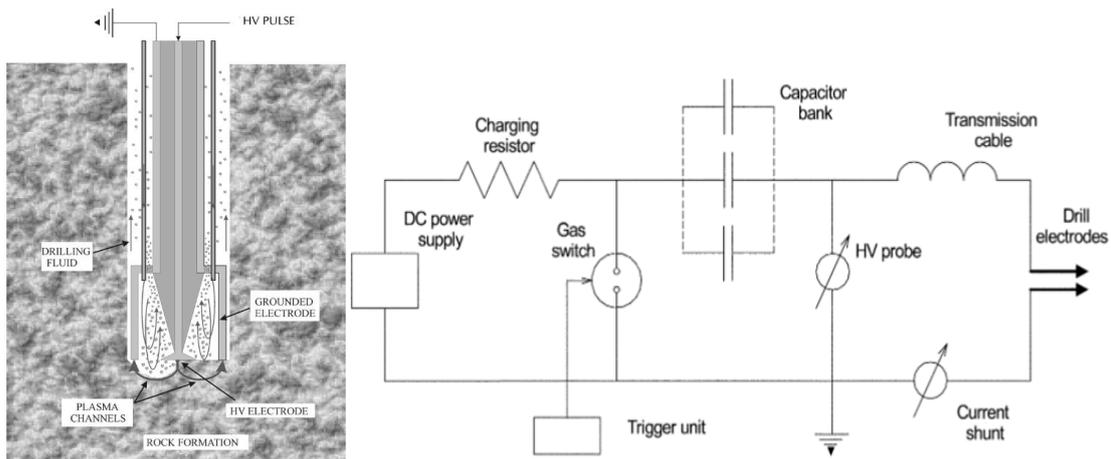


Figure 1-7 : Prototype « Plasma Channel Miniature Hole Drilling Technology » [37]

Les résultats encourageants obtenus avec ce prototype sont à nuancer puisque le type de roche testé est assez friable et on obtient de très bons résultats par méthode conventionnelle sur ce type de roche. La valeur de la tension appliquée ici peut être insuffisante pour atteindre la rupture diélectrique de roches plus dures.

### 1.3.2. « Solid State Modulator for Plasma Channel Drilling »

Le laboratoire Power Electronic System de ETH Zurich a lui aussi conçu un dispositif basé sur un générateur HT décrit dans une publication de 2009 [38]. Ce générateur compact (50 cm x 30 cm x 12 cm) utilise la commutation état solide à semi-conducteur et un transformateur impulsionnel à matériau magnétique. La tension de sortie du générateur est de 45 kV pour 50 ns de temps de montée avec un condensateur de décharge de 200 pF, soit une énergie de 0,2 J par impulsion. La fréquence de répétition maximale peut atteindre 100 Hz, si le générateur est refroidi. Il a été testé pour démontrer la faisabilité de forer une roche en grès immergée dans une eau désionisée. La géométrie d'électrodes est coaxiale avec une distance inter-électrodes de 4 mm (Figure 1-8).

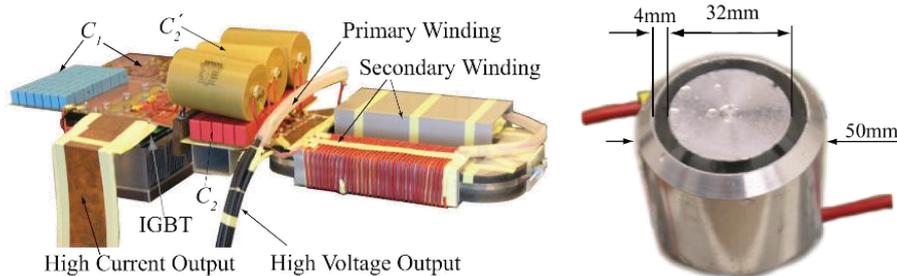


Figure 1-8 : Générateur compact de tension impulsionnelle avec sa géométrie d'électrodes associée

Malgré la faible tension générée, la faible énergie commutée et le peu d'essais effectués dans les roches, cette étude préliminaire montre la possibilité d'utiliser des générateurs compacts haute tension impulsionnels à base de commutateurs état solide.

### 1.3.3. « Electric impulse fragment hard rock » [39], [40]

Le second prototype présenté [39], [40] a été réalisé par deux laboratoires allemands (TU Dresden et Freiberg). Il est composé d'un générateur de Marx à 12 étages ayant 4 condensateurs en parallèle par étage (Figure 1-9). Il est alimenté à l'aide d'un chargeur 20 kW. Ce générateur est utilisé pour générer des impulsions de tension de 500 kV à la fréquence de 25 Hz. L'énergie maximale disponible est donc de 800 J par impulsion [39], [40].

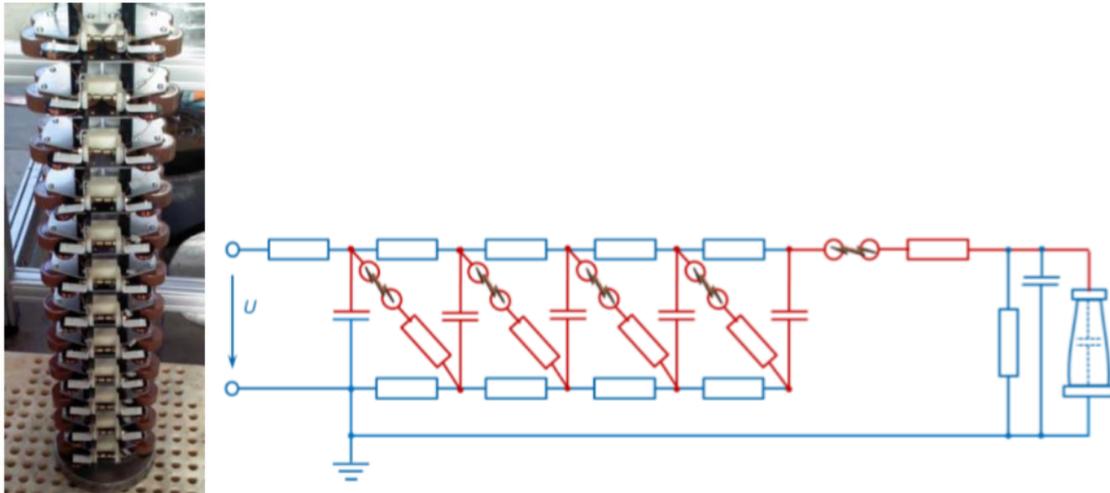


Figure 1-9 : Générateur de Marx 12 étages 500 kV développé par TU Dresden et Freiberg [40]

Ce système est dimensionné pour forer un diamètre de 31 cm avec une vitesse d'avancement de 1 m/h. La Figure 1-10 représente les géométries d'électrodes utilisées. Une pompe pour filtrer la boue est dimensionnée pour fonctionner à 200 l/min [41].



Figure 1-10 : Géométries d'électrodes coaxiales de TU Dresden et Freiberg [40], [42]

Des essais dans une enceinte pressurisée (Figure 1-11) ont été effectués de 1 à 500 bar à 20°C. Les fluides utilisés sont de l'eau, de l'huile et un fluide de forage à base d'huile (noté SBM).

Sur les premiers tests réalisés dans l'eau (water 1), les parois métalliques de l'enceinte sont positionnées trop près des électrodes, elle entraîne une forte capacité parasite. Dans cette configuration, le temps de montée des impulsions chute. Le second essai avec l'eau (water 2) montre une augmentation linéaire de l'énergie nécessaire en fonction de la pression statique. Alors qu'avec les solutions à base d'huile, la pression statique n'a pas d'effet sur l'énergie nécessaire. Ces essais ont été réalisés avec plusieurs géométries d'électrodes coaxiales présentées sur la Figure 1-10. Trois types de roches différentes (sample 1, 2 et 3) ont été testés dans l'eau courante (les premiers essais ont été réalisés dans du granite, mais aucune information n'est disponible sur ces types de roches nommés « sample » dans le papier). Quel que soit le type de roches, la demande en énergie est croissante avec l'augmentation de la pression statique et elle augmente fortement de 1 à 10 bar [42].

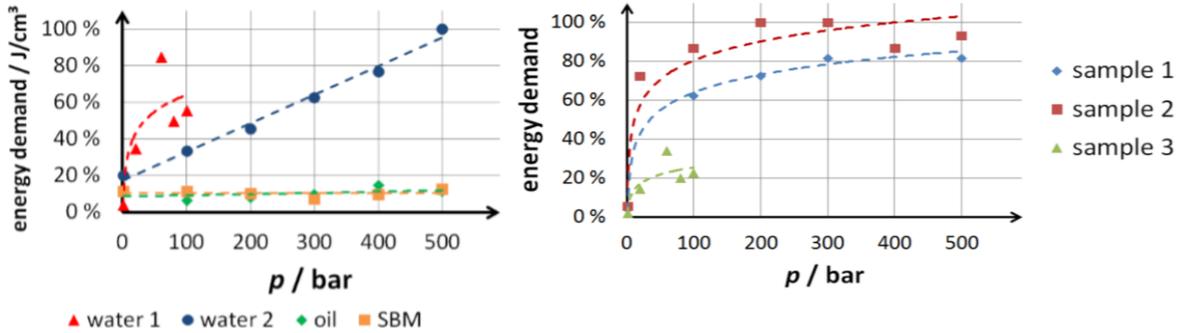


Figure 1-11 : Résultats des essais relatifs aux travaux menés au TU Dresden et Freiberg en fonction de la pression statique [40], [42]

La vitesse d'avancement maximale obtenue avec ce dispositif est de 0,5 m/h soit une vitesse d'avancement équivalente à la technique de forage conventionnelle dans le granite. Cette vitesse d'avancement a pu être atteinte à l'aide d'une boue à base d'huile qui a cependant fait preuve de toxicité pour l'environnement [43]–[45]. Une boue à base d'eau engendre quant à elle une dégradation des performances à pression statique élevée.

Dans cette étude, les équipes impliquées dans ce projet prévoyait d'intégrer le générateur dans la tige de forage pour permettre de le descendre au fond du puits afin qu'il soit au plus près des électrodes. De par cette disposition, l'impulsion générée ne serait pas altérée du fait de la proximité entre le générateur et les électrodes. L'inconvénient majeur de cette disposition est qu'elle limite la densité d'énergie des condensateurs embarqués.

#### 1.3.4. «Plasma-Pulse Geo-Drilling » [35], [46]

En 2014, une collaboration entre plusieurs laboratoires (NTNU en Norvège, TPU en Russie, ETHZ en Suisse et VITO en Belgique) et une entreprise SwissGeoPower a donné naissance à un système appelé Electro-Pulse-Boring (EPB) [47]. Ces travaux ont notamment été menés grâce à des financements provenant de l'Université de Géosciences de Wuhan en Chine. Le système est alimenté par un générateur de Marx fourni par l'IHCE de Tomsk, appelé GIN600+. Il fournit une tension de sortie de 600 kV, une énergie de 3 à 5 kJ par impulsion à la fréquence de 5 à 10 Hz. Sur la Figure 1-12, la géométrie d'électrodes possède un diamètre de 50 cm, elle a démontré une excavation de roche de 0,6 m<sup>3</sup>/h, soit une vitesse d'avancement de 3 m/h. Les essais ont été effectués dans du granite. De 15 à 19 cm<sup>3</sup> de roche sont extraits par impulsion [35], [46].

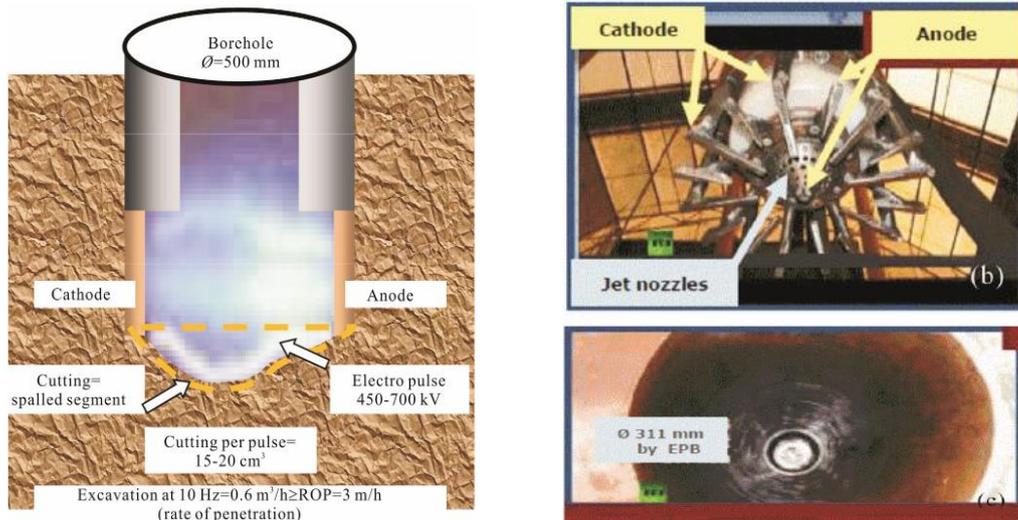


Figure 1-12 : Géométrie d'électrodes EPB

SwissGeoPower dispose d'une infrastructure appelée « Super-TEWS » (sonde thermique terrestre profonde). Il s'agit d'un puits de 9 km de profondeur avec un diamètre extérieur constant de 50 cm. Leur projet de forage est basé sur ces dimensions. En Mai 2017, SwissGeoPower a réalisé (Figure 1-13) des essais dans le granite sur un diamètre de 320 mm sur 2 mètres de profondeur. Les résultats obtenus leur permettent d'affirmer que leur technologie est à un niveau TRL 5 ou 6. Cette technologie est alors renommée Plasma-Pulse Geo-Drilling (PPGD).



Figure 1-13 : Essais avec la technologie PPGD (diamètre 320 mm)

En 2018, le générateur d'impulsions a été placé à la surface. Il a été utilisé jusqu'à 300 m de profondeur et pour un diamètre de forage de 380 mm (un générateur embarqué dans le puits serait nécessaire pour que le dispositif puisse fonctionner au-delà de 300 m de profondeur).

L'objectif de recherche et de développement futur est d'atteindre un niveau TRL 5 à ces profondeurs. Ceci permettrait d'utiliser le système avec un fluide de forage à base d'eau. Avec ce prototype à des pressions élevées (1000 bar) et des températures supérieures à 250°C, il est prévu d'effectuer une étude de faisabilité expérimentale et numérique en laboratoire, ainsi qu'une étude de stabilité du puits réalisée par leur partenaire de recherche ETHZ.

Les informations ont été recueillies sur le site internet de Swissgeopower : <http://www.swissgeopower.com> [47].

Ces dernières années, des avancées significatives ont été réalisées sur la réalisation de dispositifs par impulsions électriques. Des générateurs d'impulsions et des géométries d'électrodes adaptées à l'application de décharges directes dans la roche ont été réalisés. Ces technologies démontrent des performances comparables aux méthodes conventionnelles en termes de vitesse d'avancement.

De plus amples recherches restent encore à réaliser pour permettre l'industrialisation de dispositifs qui fonctionneront pour tous types d'applications. Les contraintes liées aux fluides, à la pression statique et à la température sont à prendre en compte pour dimensionner un tel dispositif. C'est dans ce cadre que se positionne l'étude proposée dans cette thèse.

#### 1.4. Claquages électriques dans les fluides

Les phénomènes disruptifs donnent lieu à de nombreuses recherches qui visent à identifier et caractériser les propriétés des fluides et des solides. Le fluide sert :

- d'isolant, dans ce cas, on cherchera la valeur disruptive à ne pas atteindre. C'est, par exemple, le cas pour les huiles diélectriques.
- de milieu pour créer des arcs électriques et générer des ondes acoustiques. C'est à ce dernier cas que nous nous intéressons plus particulièrement. Le claquage électrique des fluides est réversible, ses propriétés ne sont pas altérées après sa rupture ce qui n'est pas le cas du claquage électrique dans les solides.

Dans les sous-parties qui suivent les divers facteurs influençant la rigidité diélectrique sont décrits et une analyse bibliographique de leur impact est proposée.

##### 1.4.1. Forme d'onde de tension impulsionnelle

Les tests électrotechniques de caractérisation diélectrique nécessitent d'appliquer des ondes impulsionnelles. Ces tests peuvent être régis ou non par des normes.

Une tension impulsionnelle est définie comme une tension unidirectionnelle qui s'élève à une valeur crête plus ou moins rapidement, puis décroît exponentiellement. La norme IEC 60060 fait une distinction entre les impulsions de tension de type choc foudre et les impulsions de tension interrompues avant la fin de leur décroissance que nous appellerons respectivement tenue et claquage [48], [49].

Les deux formes d'ondes impulsionnelles qui permettent de caractériser les essais de rupture diélectrique sont illustrées sur la Figure 1-14. La tenue (Figure 1-14 [a]) est caractérisée par sa valeur crête  $X_m$ , son temps de montée  $t_m$  et sa décroissance à mi-hauteur. Le claquage (Figure 1-14 [b]) est caractérisé par sa valeur crête  $X_m$  son temps de montée  $t_m$  et son instant de claquage  $T_b$ . Il existe une variante du claquage : le claquage dans le front de montée. Il survient quand l'instant de claquage ( $T_b$ ) est inférieur ou égal au temps de montée de l'onde ( $t_m$ ) [49], [50]. A la suite d'un claquage, on obtient une oscillation pseudopériodique amortie des ondes de tension et de courant. L'oscillation

pseudopériodique amortie est caractérisée par une pseudo-période  $T$ , une valeur crête  $Y_m$  et un coefficient d'amortissement  $\alpha$ .

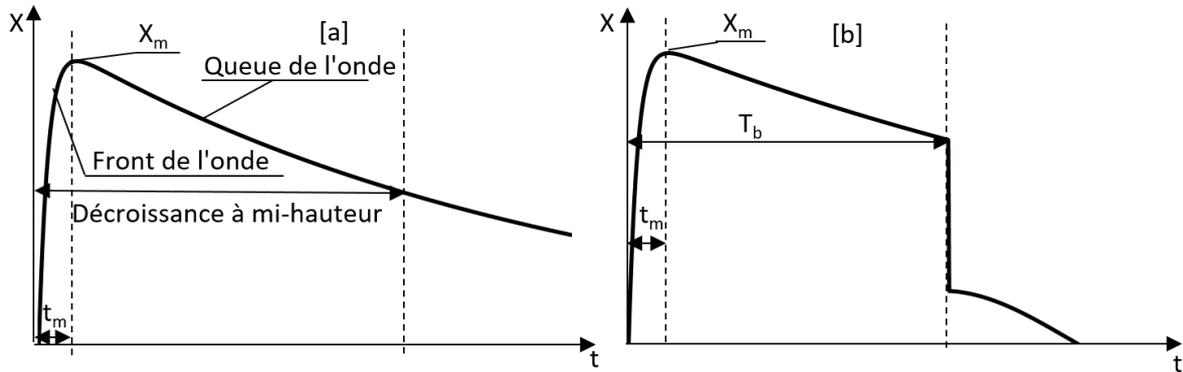


Figure 1-14 : [a] Onde bi-exponentielle complète (tenue)  
[b] Onde bi-exponentielle coupée (claquage)

#### 1.4.2. Géométrie d'électrodes

Le choix de la géométrie d'électrodes permet d'agir sur la distribution du champ électrique. La rigidité diélectrique d'un isolant est définie par le champ électrique maximal qu'il peut supporter avant sa rupture. Lorsque la distribution du champ est homogène ou quasiment homogène, le champ électrique maximal est égal au champ électrique moyen. Dans ce cas, la rigidité diélectrique est le rapport de la tension sur la distance inter-électrodes. Un champ homogène est obtenu par l'emploi d'électrodes avec un profil de Rogowski [51], [52] ou un profil sphérique lorsque certaines conditions géométriques sont respectées (Figure 1-15). Un champ hétérogène permet de focaliser le champ électrique en un espace confiné afin d'obtenir un fort champ électrique favorisant le claquage. Les phénomènes précurseurs du claquage (streamers) peuvent ainsi être observés. Les géométries d'électrodes conduisant à un champ électrique hétérogène sont les géométries pointe-plan, pointe-sphère ou pointe-pointe (Figure 1-15).

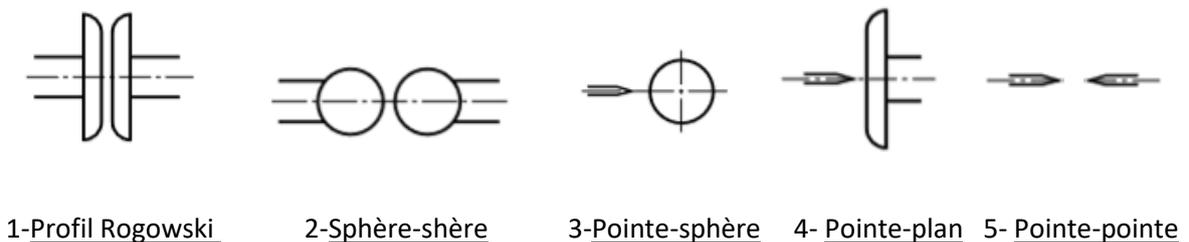


Figure 1-15 : Géométries de champ électrique homogène (1, 2) ou hétérogène (3, 4, 5)

Pour certaines applications, une configuration d'électrodes disposées de part et d'autre du solide n'est pas envisageable, puisque seule une face de la roche est accessible. Dans ce cas, une géométrie d'électrodes coaxiales est utilisée. Elle est composée de deux cylindres conducteurs séparés par un isolant solide (généralement un polymère). Différentes géométries ont été imaginées selon la direction souhaitée pour faire avancer l'outil [53]. Les géométries multi-électrodes permettent de limiter l'érosion des électrodes et d'améliorer la surface d'impact des arcs électriques. L'arc électrique

s'amorcera entre l'électrode HT et l'électrode reliée à la masse. Il est initié à partir de la zone où le champ électrique est le plus intense. Il peut s'agir d'un « point triple » à l'interface entre le conducteur, le fluide et la roche.

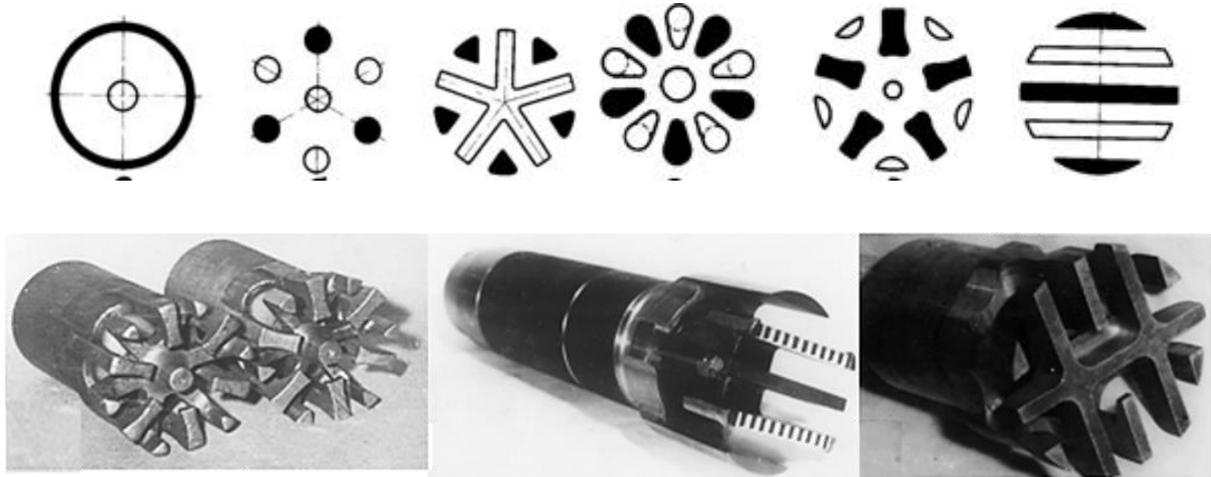


Figure 1-16 : Géométries multi-électrodes coaxiales [53]

### 1.4.3. Polarité

Des phénomènes différents sont engendrés selon la polarité de la tension appliquée. On parle de polarité lorsque les deux électrodes sont de forme géométrique différente. Deux modes de propagation subsonique et supersonique sont observés en polarité positive alors qu'en polarité négative seulement un mode est mentionné dans la littérature (Figure 1-17) [54].

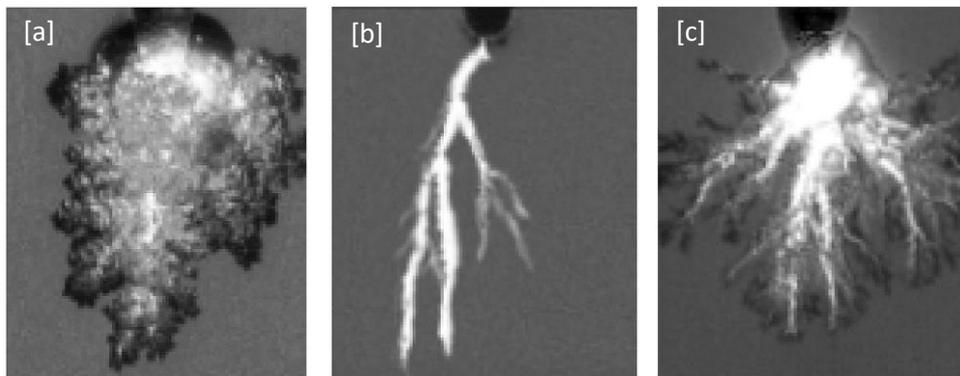


Figure 1-17 : Développement de streamers dans l'eau en fonction de la polarité et du mode de propagation : [a] mode subsonique polarité positive (20-80 m/s), [b] mode supersonique polarité positive (30 km/s), [c] polarité négative (100-350 m/s)

En mode subsonique et pour une distance inter-électrodes de 3 à 30 mm, la rupture diélectrique, évaluée expérimentalement dans [21] et [47], est généralement obtenue à des valeurs inférieures en polarité négative vis à vis de la polarité positive. Au-delà de cette distance, les tendances s'inversent. Le temps de claquage est habituellement plus court en polarité négative par rapport à la polarité positive en mode subsonique [55]. Il est aussi nettement plus bref en mode supersonique par rapport au mode subsonique [55]–[57].

#### 1.4.4. Distance inter-électrodes

De manière générale, la valeur de la tension de rupture diélectrique augmente avec la distance inter-électrodes mais cette relation n'est pas linéaire [25]. On peut retrouver, pour une géométrie pointe-plan, une variation logarithmique entre la tension de rupture diélectrique et la distance inter-électrodes. La valeur de la rigidité dépend aussi du rayon de courbure des électrodes [25], [55]. Le temps de claquage varie proportionnellement avec la distance inter-électrodes [57], [58]. A tension d'alimentation fixe, une distance inter-électrodes plus importante permet en outre de générer une onde de pression dont l'amplitude est plus importante [55], [59].

#### 1.4.5. Systèmes précurseurs de l'amorçage de l'arc

En mode subsonique, il a été vu que la thermalisation du liquide engendre des bulles de gaz. Cette phase de thermalisation ampute une partie de l'énergie pour la création de l'onde de pression. Pour éviter ces pertes d'énergie consommée, l'objectif est de produire préalablement des bulles de gaz dans l'espace inter-électrodes favorisant les phénomènes d'amorçage de l'arc électrique (Figure 1-18). Dans ces conditions, la valeur de tension de rupture diélectrique est d'autant plus faible que le débit d'air est fort [25]. Pour une même tension d'alimentation, une distance inter-électrodes plus importante peut être utilisée, ce qui permet en outre d'augmenter l'amplitude du pic de pression généré [60], [61]. On peut, de la même façon, utiliser des systèmes de pré-ionisation du liquide pour obtenir des résultats équivalents [62].

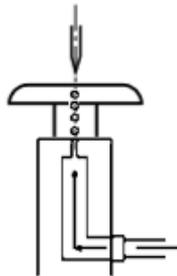


Figure 1-18 : Géométrie pointe-plan avec canal d'écoulement de gaz

#### 1.4.6. Conductivité électrique du fluide

L'étude des propriétés des liquides diélectriques (tenue diélectrique, pertes par conduction) concerne essentiellement le domaine du génie électrique. Cependant, pour permettre une bonne caractérisation des phénomènes, une étude pluridisciplinaire doit être effectuée, puisqu'ils touchent les domaines de la chimie, de la thermique, de la mécanique des fluides ainsi que de la physique des décharges.

Le passage du courant électrique implique qu'il y ait un échange de charges aux interfaces métalliques et isolantes. Un liquide placé entre deux électrodes métalliques soumis à une tension impulsionnelle est assimilable à un condensateur de capacité  $C_{\text{eau}}$  en parallèle avec une résistance  $R_{\text{eau}}$ . Son temps de relaxation est  $\tau = R_{\text{eau}} \cdot C_{\text{eau}} = \rho \cdot \epsilon$  ( $\rho$ =résistivité,  $\epsilon$ =permittivité). Un liquide relativement conducteur présente un comportement essentiellement capacitif sous une tension alternative de fréquence  $f$  élevée (i.e.  $\frac{1}{f} \ll \tau$ ). Au contraire, sous une tension de même polarité appliquée pendant

une longue durée, le comportement capacitif est négligeable, le liquide se comporte essentiellement comme une résistance [63].

La densité totale de courant est la somme des densités de courant de conduction, de déplacement, de convection et de diffusion [63]. Dans un milieu liquide dense, contrairement aux gaz, il y a une forte interaction des électrons avec les molécules. Les ions peuvent jouer un rôle important sur la distribution du champ électrique (par effet de charge d'espace) et sur l'évolution de la densité de courant. De plus, les additifs contenus dans les liquides ont une action notable sur la vitesse de propagation des streamers [23], [64]. Des études ont démontré que la vitesse de propagation de la décharge est plus rapide dans l'eau distillée que dans l'eau courante [23]. D'autres études montrent aussi que le temps de claquage est d'autant plus long que l'eau est conductrice [58], [58][66].

On constate une augmentation de la valeur de la tension de rupture lorsqu'on ajoute du sel à l'eau [25]. À valeur de tension appliquée fixe, une conductivité plus élevée entraîne une augmentation de l'amplitude de courant, la densité de puissance augmente, les pertes sont plus importantes. Cette consommation d'énergie, croissante avec la conductivité, chauffe l'espace inter-électrodes ce qui favorise la formation de streamers et de bulles [22], [25], [65]. D'autre part, les bulles de gaz formées dans l'eau salée sont de plus petite taille que celles créées dans l'eau courante [66].

#### 1.4.7. Fluide de forage

Une boue de forage, ou fluide de forage, est un mélange huileux ou aqueux de minéraux, de sels et de polymères. La boue a de multiples fonctions. Elle permet notamment de :

- stabiliser les parois,
- suspendre les particules pour une meilleure évacuation,
- transporter les particules solides à la surface,
- lubrifier les pièces tournantes,
- refroidir le système.

Le plus souvent de la bentonite est utilisée. Il s'agit d'une argile colloïdale dont les gisements sont d'origines volcanique et hydrothermale. Les argiles se présentent à l'échelle microscopique sous la forme d'agrégats de particules. Celles-ci se rassemblent en disques ou plaques de plusieurs centaines de nanomètres de long sur quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur. À cette échelle il apparaît une structure en feuillet. Entre les feuillets, il existe un espace dit inter-foliaire. Il peut être chargé positivement, négativement ou être neutre selon la composition des feuillets. La structure de ces argiles peut être modifiée par la présence d'eau. En effet, les smectites qui composent la boue ont une capacité à gonfler, c'est-à-dire que les molécules d'eau vont venir s'intercaler dans l'espace inter-foliaire. L'hydratation des cations compensateurs sur la surface du feuillet provoque un affaiblissement de l'interaction électrostatique les retenant à l'argile. Ils vont avoir tendance à se diffuser dans le milieu et à former une double couche électronique à la surface des feuillets [67].

On dénombre principalement deux types de bentonite : la Na-bentonite, qui a une capacité de gonflement élevée, et la Ca-bentonite, qui est une argile non gonflante qui se transforme rapidement dans l'eau [68].

Nous utiliserons dans notre étude de la bentonite de la marque Clariant : le BENTONIL® CF [69]. Ses caractéristiques particulières et notamment sa haute viscosité sont obtenues par dispersion dans l'eau. Cette boue de forage est utilisée pour diverses applications (pétrolière, horizontale dirigée, géotechnique ou minière).

#### 1.4.8. Pression statique

Il est connu que la rigidité diélectrique des fluides est d'autant plus importante que la pression statique est élevée. Abramyan et Kornilov ont montré en 1971 [18], [70] que la valeur du champ électrique de rupture varie linéairement avec la pression statique jusqu'à 120 bar (variation de l'ordre de  $24 \text{ kV.cm}^{-1}.\text{MPa}^{-1}$ ). De même, la publication de Takamura et al. [71] a permis de démontrer que, lorsqu'un fluide est soumis à une pression statique de 2,6-2,8 bar, la valeur de la tension de rupture diélectrique  $U_{50}$  augmente de 1,3 fois par rapport à la pression atmosphérique.

L'influence de la pression sur la rigidité diélectrique diffère selon la polarité. Dans certains liquides, il semble que sous polarité négative la pression a une influence plus marquée qu'en polarité positive [72]–[74].

A pression statique élevée, les bulles de gaz sont de taille plus réduite et le champ électrique nécessaire pour créer un arc électrique devient supérieur à celui observable à pression atmosphérique [30]. Alors que, pour une même tension appliquée, l'amplitude de la pression générée par l'arc électrique est plus importante entre 10 et 40 bar, puis se stabilise au-delà [75]. L'augmentation de la pression statique a aussi pour effet d'augmenter le temps et donc la consommation d'énergie avant l'apparition de l'arc électrique [76].

Des essais de rupture diélectrique avec une géométrie d'électrodes pointe-plan ont été réalisés dans les publications de Vazhov et al. [77], [78]. Il a été démontré que lorsque la pression statique de la boue est augmentée de 1 à 50 bar, la valeur du champ électrique de rupture croît de 50 %. La tendance est inversée pour des pressions allant de 60 à 180 bar puis la rigidité se stabilise au-delà.

#### 1.4.9. Température

L'augmentation de la température a pour effet de diminuer la valeur de la tension de rupture [25]. Cette tendance est plus notable entre 60 et 100°C [15], [79].

L'augmentation de la température modifie aussi la conductivité du fluide et donc la résistance inter-électrodes [25], [80].

#### 1.4.10. Résistance de l'arc électrique

La résistance de l'arc est estimée à partir des oscillations pseudopériodique amorties du courant et des équations du circuit de décharge qui seront explicitées dans le CHAPITRE 2. La résistance de l'arc est inversement proportionnelle à l'énergie injectée dans le canal de décharge plasma et proportionnelle à la distance inter-électrodes [52], [71], [72]. Elle ne dépasse pas les 5  $\Omega$  dans l'eau pour une distance inter-électrodes de 5 à 75 mm et une énergie délivrée de quelques Joule à 250 J [52].

### 1.5. Claquages électriques dans les roches

Les connaissances actuelles des processus de claquage des isolants solides sont plus limitées que celle des isolants liquides. Les mécanismes de claquage sont néanmoins classés selon leur rigidité diélectrique et la durée d'application de la tension comme décrits sur Figure 1-19 [a] [81]. Les mécanismes de claquage mis en jeu durant notre étude sont les mécanismes de claquages électromécaniques. Lorsque les forces électrostatiques de compression appliquées sur un matériau solide excèdent sa résistance mécanique, le matériau se déforme puis se fracture.

Afin d'amorcer une décharge électrique dans un diélectrique solide, il doit être immergé dans un fluide avec une tension de rupture diélectrique plus élevée. On privilégie un diélectrique liquide aqueux. L'eau a une rupture diélectrique plus élevée que la roche lorsqu'un fort champ électrique est appliqué pendant une courte durée (voir Figure 1-4). L'utilisation d'un gaz est écartée puisque sa rigidité diélectrique est faible, comme décrit sur la Figure 1-19 [b]. L'huile diélectrique peut aussi être utilisée.

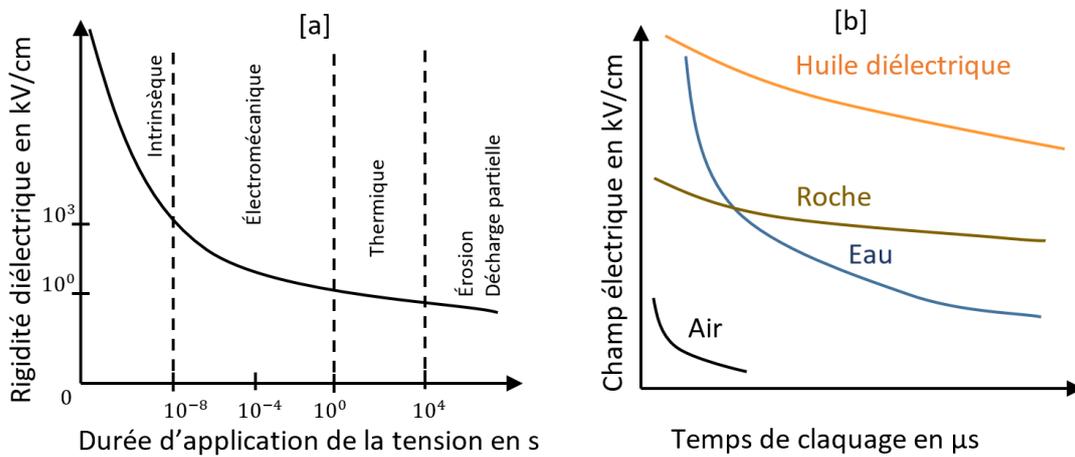


Figure 1-19 : [a] Mécanismes de claquages dans les solides [b] Rigidités diélectriques d'isolant solide, liquide et gazeux en fonction de leur temps de claquage

Un point triple est créé entre la roche, le fluide et le métal de l'électrode. Du fait de la haute permittivité relative du fluide le champ électrique est renforcé au niveau de ce point triple. Il est la plupart du temps le siège de l'initiation de la décharge.

### 1.5.1. Types de roches

Les roches sont rarement homogènes. Elles contiennent des éléments de taille, de couleurs et de formes différentes. On dénombre trois familles de roches liées entre elles : les roches sédimentaires, les roches volcaniques et les roches magmatiques décrites en Figure 1-20. Les roches sédimentaires se forment à température et pression ambiantes, parfois à l'air libre, mais le plus souvent sous l'eau. D'argileuses elles deviennent calcaires sous l'effet de la température. Quant aux roches magmatiques, elles se forment à températures élevées et se divisent en deux groupes :

- les roches volcaniques, issues de la solidification d'un magma refroidi lentement qui a atteint la surface de la terre, comme le granite,
- les roches métamorphiques qui se forment en profondeur (entre 10 et 50 km), là où la pression et la température sont élevées. Elles se forment par transformation d'anciennes roches (sédimentaires, volcaniques, magmatiques ou métamorphiques).

Avec le temps, le calcaire se transforme en marbre, le granite se transforme en gneiss et le grès se transforme en quartzite [82].

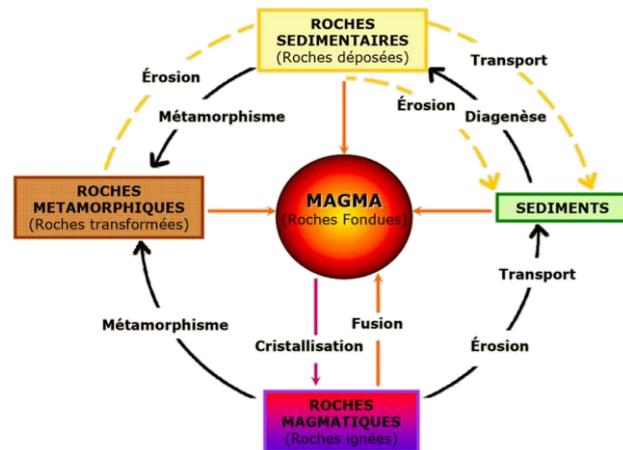


Figure 1-20 : Cycles de formation des roches [83]

Les roches présentent un comportement fragile lorsqu'elles dépassent leur limite d'élasticité. L'indice de fragilité est souvent déterminé à l'aide de test de résistance à la traction et de résistance à la compression. La présence de pores et de microfissures joue un rôle considérable sur les propriétés mécaniques des roches. La porosité de la roche, exprimée en %, est la quantité d'espace vide (rempli par des liquides ou des gaz) dans un solide [84].

### 1.5.2. Contraintes mécaniques appliquées aux solides

La contrainte mécanique est définie comme étant le rapport d'une force appliquée sur un volume. Trois types de déformations affectent les roches : les déformations élastique, plastique et cassante. La relation entre contrainte et déformation est illustrée sur la Figure 1-21. À la suite d'une déformation élastique, le matériau reprend sa forme initiale. Lorsqu'on dépasse le point de déformation élastique, la déformation ne varie plus linéairement avec la contrainte appliquée. La déformation devient plastique, le matériau est déformé de manière permanente. Le matériau absorbe

ensuite l'énergie de la contrainte jusqu'au seuil de rupture, où la déformation est dite cassante. Une augmentation de la pression ou de la température rallonge la phase de déformation plastique [85].

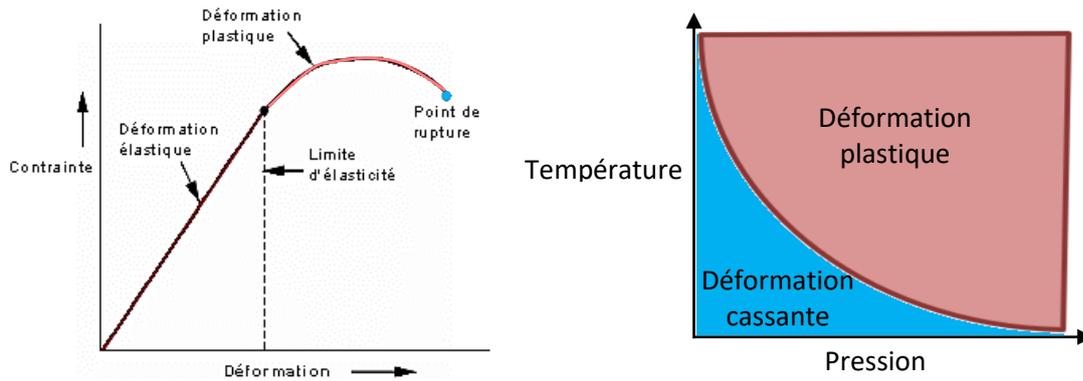


Figure 1-21 : Déformation des roches en fonction des contraintes mécaniques, de pression et de température appliquées

Le comportement d'une roche face à la rupture dépend de quatre paramètres : sa nature minéralogique, sa température, sa pression statique et sa vitesse de déformation. Certaines roches sont cassantes de nature (les grès et les granites), d'autres plutôt plastiques (les roches argileuses). Sur la Figure 1-22, les roches sont classées en fonction de leur dureté. La roche est d'autant plus considérée comme dure que la contrainte à appliquer pour atteindre leur point de rupture est importante. Une augmentation de la température permet d'accroître la déformation plastique, de diminuer la contrainte appliquée et de baisser la limite de plasticité en affaiblissant la roche [86], [87].

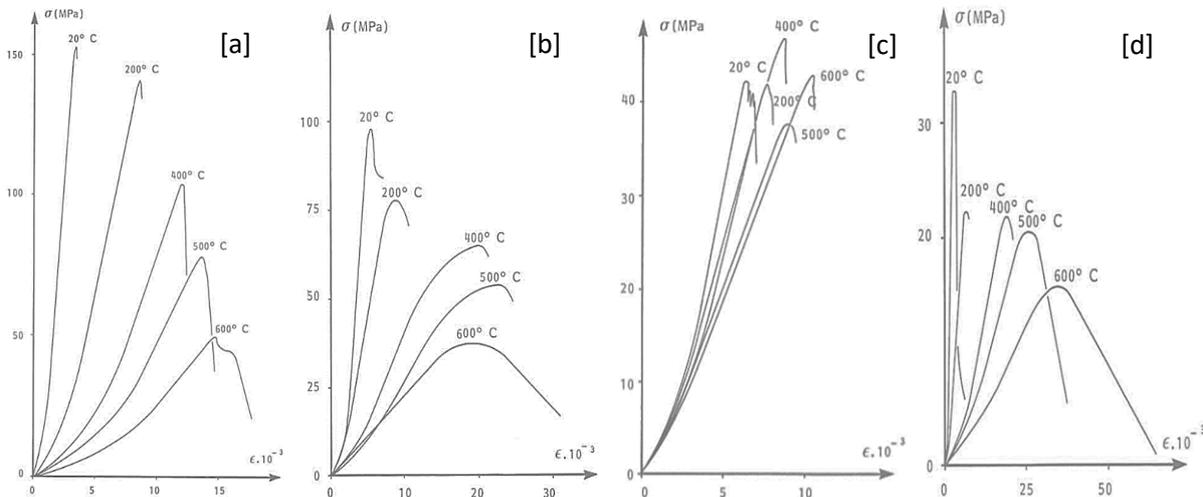


Figure 1-22 : Déformation en fonction des contraintes appliquées et de la température  
[a] Granite [b] Marbre [c] Grès [d] Calcaire

Une pression de confinement stabilise la cohésion des atomes dans l'édifice cristallin. Sur la Figure 1-23, plus la pression de confinement appliquée est élevée, plus la fracturation de la roche est retardée. Une contrainte supplémentaire doit être appliquée afin d'atteindre la rupture du matériau [86]–[88]. La vitesse de déformation a une influence importante sur le point de rupture [87]. Lorsque la contrainte est appliquée rapidement :

- la déformation plastique diminue,
- la déformation élastique augmente.

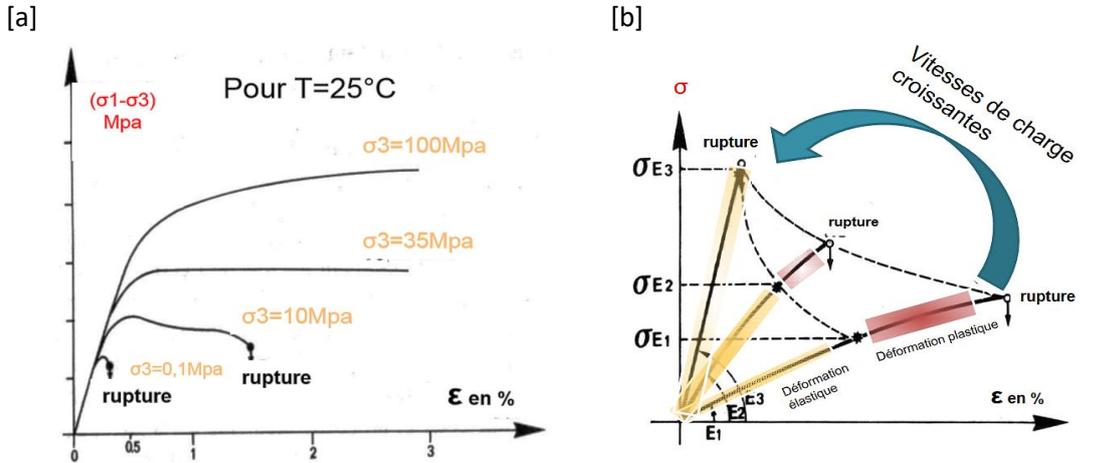


Figure 1-23 : [a] Évolution de la déformation en fonction des contraintes appliquées paramétrée par la pression de confinement  
 [b] Évolution de la déformation en fonction des contraintes appliquées paramétrée par la vitesse de déformation [87]

Une contrainte appliquée par impulsion électrique implique une vitesse de déformation nettement plus rapide que celle appliquée par une contrainte mécanique.

### 1.5.3. Rupture diélectrique des roches

Les principaux avantages relatifs à l'utilisation d'impulsions électriques en complément (ou en lieu et place) d'une méthode conventionnelle sont le respect de l'environnement, la diminution de l'érosion de l'outil, la diminution des coûts de production et une faible consommation d'énergie.

Le Tableau 1-1 permet de comparer l'efficacité des méthodes de rupture existantes en termes de consommation d'énergie par volume de roche extraite et de vitesse d'avancement. Ces données sont extraites de [6], [34], [89]–[91].

Méthodes de rupture	Rotation d'un outil en diamant	Jet d'eau haute pression	Percussion	Laser	Jet de flamme	Impulsion électrique
Densité d'énergie (kJ/cm <sup>3</sup> )	0,4 - 10	0,3 – 1,4	0,2 - 0,65	5- 23	1,5 - 19	0,05 - 10
Vitesse d'avancement (m/h)	1-2	1,4 - 15,8	12	9 - 20	15,8	0,5 - 3

Tableau 1-1 : Efficacité des systèmes existants de rupture de roches

L'efficacité du système par impulsion électrique dépend de la géométrie d'électrodes, de l'écart entre les électrodes, de l'énergie commutée et de la forme de l'onde de la tension. Afin d'être

concurrentielle, la technologie à base d'impulsions électriques nécessite d'être optimisée en fonction de son application.

Comme évoqué précédemment, l'amplitude de tension et l'énergie transférée à la charge doivent être suffisantes pour atteindre la rupture diélectrique de la roche. Le générateur de tension impulsionnelle doit être dimensionné en ce sens.

Les résultats d'essais issus de la publication d'Andres [92] permettent, dans des conditions expérimentales données, d'estimer la valeur de la capacité équivalente du générateur et de la tension nécessaire à l'amorçage d'un arc électrique dans l'eau et dans la roche. Plusieurs séries d'essais ont été effectuées sur des échantillons de granite cubique de 40 mm de côté et d'une épaisseur de 20 à 60 mm entre deux électrodes cylindriques de 6 mm de diamètre plongées dans de l'huile de transformateur. Les essais ont été réalisés avec un générateur de Marx à deux étages constitués de condensateurs de 1 à 106 nF par étages. La tension de sortie maximale du générateur est de 440 kV afin de délivrer jusqu'à 2,6 kJ. À partir de la première limite (1), l'arc électrique s'amorce dans l'eau alors qu'au-delà de la seconde limite (2), l'arc électrique endommage directement la roche. Une valeur de condensateur élevée permet d'appliquer un champ électrique de moindre valeur. Alors qu'avec une faible valeur de condensateur, le champ électrique appliqué a une forte influence sur la rupture [92].

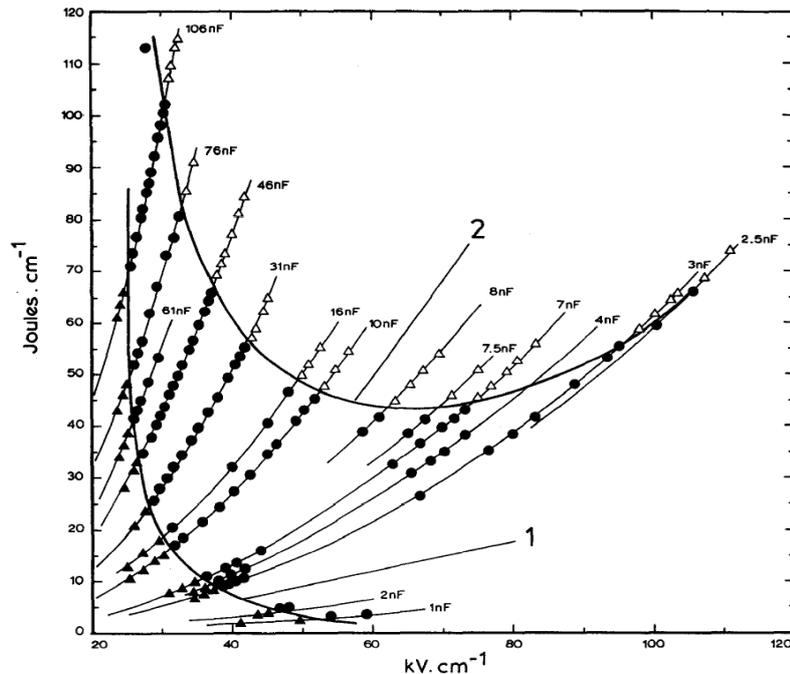


Figure 1-24 : Énergie délivrée au canal de décharge en fonction du champ électrique appliqué pour amorcer un arc électrique dans l'eau (1) ou dans la roche (2)

La valeur de condensateur est celle d'un étage du générateur. Il faut diviser cette valeur par 2 pour obtenir la capacité équivalente (générateur de Marx à deux étages).

Augmenter la valeur de la tension appliquée de 20 à 30 % par rapport à la valeur de la tension disruptive permet d'augmenter l'efficacité énergétique d'un facteur 4 [93].

#### 1.5.4. Influence du type de roche sur la rupture diélectrique

Dans la publication de Boev et al. [6], des essais de rupture diélectrique sur diverses roches cylindriques de 10 mm d'épaisseur sur 80 mm de diamètre ont été réalisés dans l'huile diélectrique avec une géométrie d'électrodes pointe-plan. Dans les conditions des essais, des impulsions d'amplitude de tension de 70 à 200 kV (appliquées à partir d'un générateur de Marx 600 kV / 50 kJ) sont nécessaires pour atteindre la rupture diélectrique [94]. Les résultats relatés dans ce papier montrent que la valeur du champ électrique à appliquer pour atteindre la rupture de roches dure comme le granite ou le quartz est de 50 % à 100 % plus importante que sur des roches telles que le grès ou le béton. La vitesse d'avancement par impulsion électrique est comparée pour ces diverses natures de roches. La vitesse d'avancement est de 2 m/h pour le quartz, de 2,5 à 3 m/h pour le granite et jusqu'à 5 m/h pour le grès [6], [94].

#### 1.5.5. Influence de la forme de l'onde de tension sur la rupture diélectrique

Une impulsion de tension de l'ordre de la microseconde doit être appliquée afin d'amorcer un arc électrique dans la roche [6]. Or, lors d'un claquage, il existe deux formes d'onde de tension possible (partie 1.4.1) : soit le claquage à lieu après la valeur maximale de la tension, soit il intervient dans le front de l'impulsion de tension. Dans ce dernier cas, le temps de claquage est limité par le temps de montée du générateur. Des essais de rupture ont été effectués notamment dans la publication de Boev et al. [85] (Figure 1-25) pour comparer ces deux variantes de claquage. La tension appliquée doit être de 40 à 60 % plus élevée lorsque  $T_b \leq t_m$  pour atteindre le même objectif de rupture par méthode directe [95]–[97].

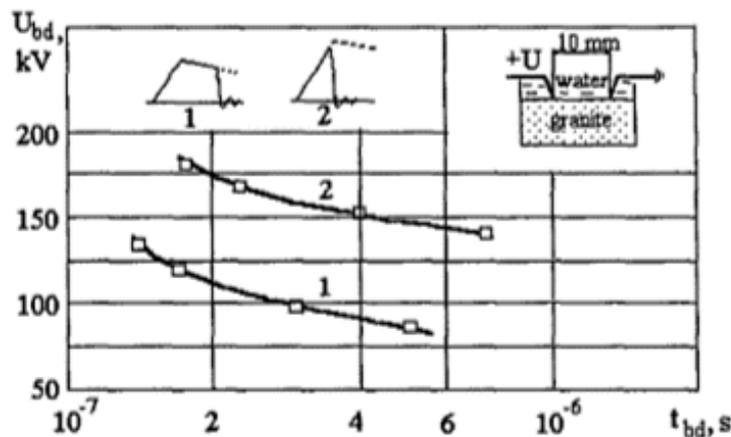


Figure 1-25 : Évolution de la valeur de la tension de rupture du granite en fonction du temps d'application pour deux types d'ondes de tension différentes

### 1.5.6. Influence de la distance inter-électrodes sur la rupture diélectrique

Dans le cas de rupture diélectrique de roches, la valeur de la tension de rupture diélectrique varie de façon logarithmique avec la distance inter-électrodes lorsque les électrodes sont positionnées de part et d'autre de l'échantillon rocheux [6], [77], [90].

La profondeur de roche excavée  $h$  dépend de la distance inter-électrodes  $d$ . Pour leur géométrie d'électrodes, elle a été estimée de façon empirique pour une distance inter-électrodes de 10 à 250 mm sur une roche en granite dans [94], [96] par la formule suivante :

$$h = 1,53 + 0,1.d \quad (1-1)$$

Si la géométrie d'électrodes n'est pas en contact avec la roche, la probabilité d'amorcer un arc électrique dans la roche est très limitée [98].

### 1.5.7. Influence de la température et de la pression statique sur la rupture diélectrique

Dans les publications de Vazhov et al. [77], [78], des essais de rupture diélectrique de roches imprégnées de fluide de forage ont été effectués en incluant simultanément des paramètres de pression statique et de température. Ces essais ont été effectués avec un générateur d'impulsion 500 kV-10 nF dans une cuve de 6 200 cm<sup>3</sup>. La distance inter-électrodes est de 10 mm à 30 mm pour une géométrie d'électrodes pointe-pointe. Les résultats indiquent que la valeur du champ électrique de rupture des roches augmente en fonction de la pression statique puis atteint une valeur maximale qui se situe entre 40 et 120 bar selon la roche. A partir de cette valeur, la valeur du champ électrique de rupture diminue légèrement avant de se stabiliser. Dans ces conditions expérimentales, l'effet de la température n'a qu'une influence moindre sur la valeur du champ électrique de rupture.

### 1.5.8. La résistance de l'arc électrique

La prédiction théorique de la résistance d'arc est a priori basée sur la cinétique du plasma du canal de décharge et la dynamique de son changement de rayon [94]. La formule empirique (1-2) introduite par Krivitski et Shamko [99] permet d'estimer l'évolution temporelle approximative de la résistance de l'arc. Ces essais ont été réalisés pour une distance inter-électrodes comprise entre 5 et 60 mm à une tension de 210 kV. Un condensateur dont la valeur peut être ajustée entre 10 et 60 nF est utilisé [94]. La valeur de la résistance de l'arc  $R_{ch}$  dépend du courant de décharge  $i$ , de la distance inter-électrodes  $d$  et d'une constante  $A$ . La constante  $A$  dépend du matériau traversé, elle a pour unité  $V.s^{0,5}.m^{-1}$  [94], [100].

$$R_{ch}(t) = \frac{A.d}{\sqrt{\int_0^t i(t)^2 . dt}} \quad (1-2)$$

La rigidité acoustique  $\lambda_0$  (1-3) est le rapport de la densité  $\rho_0$  sur la vitesse du son  $c_0$  dans les diélectriques examinés. La relation entre la constante  $A$  et la rigidité acoustique  $\lambda_0$  des matériaux a été déterminée en Figure 1-26. L'écart du point KCl est expliqué par une plus forte conductivité du canal plasma pour ce matériau [94].

$$\lambda_0 = \frac{\rho_0}{c_0} \quad (1-3)$$

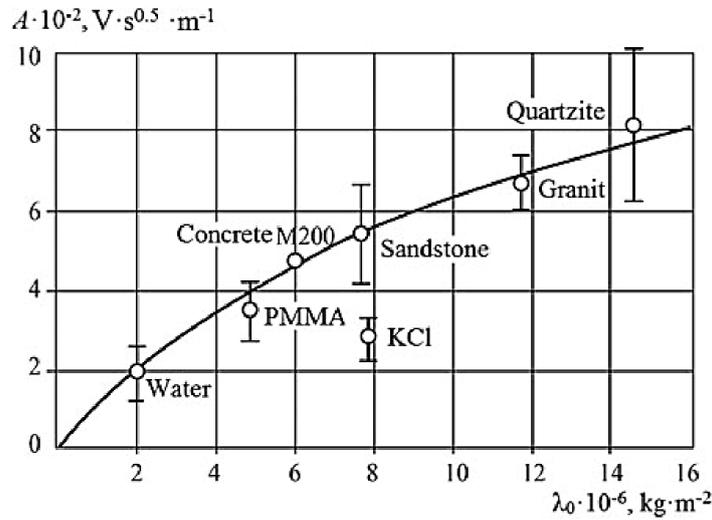


Figure 1-26 : Constante A utilisée pour la détermination de la résistance de l'arc électrique en fonction de la rigidité acoustique  $\lambda_0$  du milieu [94]

Dans l'ouvrage de H. Bluhm [101], il est indiqué que la résistance de l'arc électrique généré dans une roche en béton garde une valeur moyenne supérieure à 2  $\Omega$  pour une distance inter-électrodes de 30 mm et un courant d'une dizaine de kA.

### 1.6. Conclusion du chapitre

Ce premier chapitre permet de se familiariser avec le principe de fonctionnement d'un système de hautes puissances pulsées et de fournir un inventaire non exhaustif des nombreuses applications industrielles développées dans le domaine civil. Les applications envisagées dans mes travaux sont liées à la fracturation, au concassage ou au forage de roches par décharges électriques. La valorisation de résultats de recherche de technologies utilisant des systèmes électriques dans un tel cadre ne cesse d'opérer. Des avancées significatives ont été réalisées ces dernières années à la fois au niveau technologique et au niveau de la compréhension des phénomènes physiques. De plus amples recherches restent à réaliser pour appréhender des conditions expérimentales plus représentatives des applications visées afin de permettre in fine l'industrialisation de dispositifs fonctionnels.

Ce travail de thèse vise justement à compléter les études expérimentales entreprises dans d'autres laboratoires étrangers afin de fournir des données empiriques essentielles pour le futur développement de cette technologie.

Dans ce chapitre, les processus qui sont exploités dans ces technologies ont été développés, de la formation de la décharge électrique, en passant par les modes de propagation de la décharge électrique et de l'onde de pression. De plus, afin de mieux positionner notre projet de recherche, des travaux sélectionnés dans la littérature ont été présentés. Cette base théorique et empirique sur les systèmes impulsions appliquée aux claquages dans les fluides et les roches nous aidera dans l'interprétation des résultats obtenus dans les chapitres qui suivent.

Dans la littérature, les décharges électriques sont essentiellement étudiées à partir de géométrie d'électrodes pointe – plan ou pointe - pointe. Nous proposons dans cette étude de déterminer la rupture diélectrique avec des géométries d'électrodes coaxiales. Les dispositifs expérimentaux et les grandeurs électriques qui favoriseront la compréhension des résultats des essais réalisés dans les chapitres 3, 4 et 5 seront présentés dans le chapitre 2.

# CHAPITRE 2 : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET GRANDEURS ÉLECTRIQUES



L'ensemble des différents dispositifs expérimentaux incluant les systèmes de génération électriques ainsi que leurs moyens de diagnostics associés sont présentés dans ce chapitre. La mise en œuvre de ces dispositifs expérimentaux a permis d'étudier l'influence de la variation de paramètres électriques tels que la quantité d'énergie délivrée, la durée de l'impulsion de tension, le niveau et la forme d'injection du courant ou de modifier des propriétés thermodynamiques et physiques du fluide. L'objectif des chapitres suivants sera ensuite d'étudier les influences conjointes de ces paramètres sur la rigidité diélectrique du fluide et de la roche.

Suite à la description de ces dispositifs, les notions de base concernant les principales grandeurs électriques et leur mise en équation sont également définies afin que le lecteur dispose de tous les outils nécessaires à la compréhension des parties suivantes. Ce chapitre se termine par la présentation des protocoles adoptés pour l'ensemble des essais expérimentaux.

## 2.1. Présentation du dispositif expérimental

Les différents dispositifs expérimentaux (Figure 2-1) utilisés pour cette étude sont composés :

- d'un générateur de tension impulsionnelle constitué d'une alimentation HT, d'un système de protection, de condensateur(s) de stockage et d'un (ou plusieurs) éclateur(s) déclenché(s),
- d'une enceinte de confinement du fluide,
- d'électrodes coaxiales immergées de géométrie variable,
- de divers moyens de mesure électriques et de contrôle des paramètres physiques du fluide.

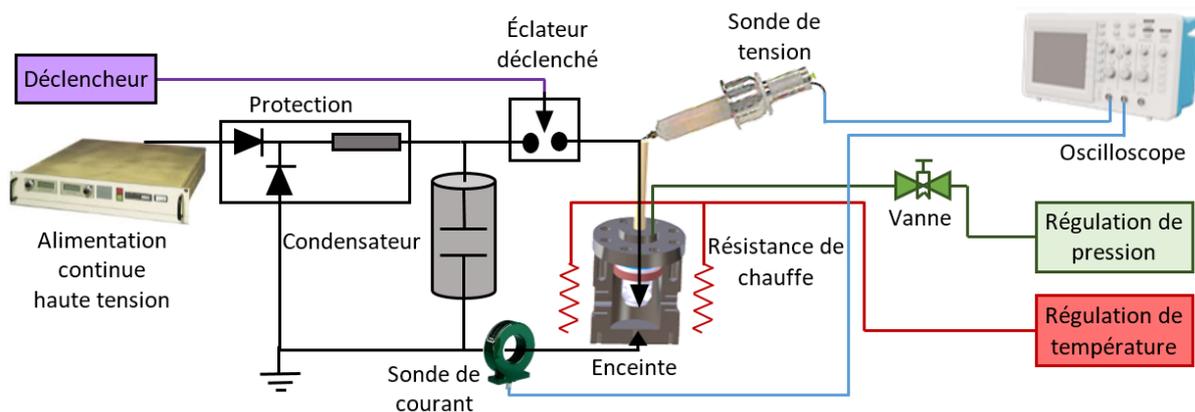


Figure 2-1 : Schéma de principe du dispositif expérimental

### 2.1.1. Les générateurs de tension impulsionnelle

Les générateurs de tension impulsionnelle utilisés sont constitués d'un seul étage de condensateurs associés en parallèle (on parlera alors de générateur de choc à un étage) ou bien de deux étages de condensateurs associés en structure de Marx. Quelle que soit l'architecture, l'onde de tension générée est obtenue lors de la décharge de la capacité équivalente  $C$  du générateur, préalablement chargée à la tension  $U_e$ , dans un circuit qui comprend les électrodes immergées (i.e. la charge) et des impédances propres du circuit notées  $L_{\text{circuit}}$  et  $R_{\text{circuit}}$  (Figure 2-2). Nous reviendrons par la suite sur le rôle de ces impédances sur l'évolution temporelle des grandeurs électriques.

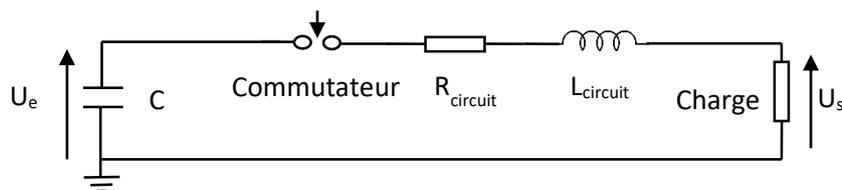


Figure 2-2 : Schéma équivalent d'un générateur de tension impulsionnelle

#### 2.1.1.1. Le générateur de tension de choc à un étage

Le générateur de choc à un étage comporte une alimentation HT continue qui charge un ou plusieurs condensateurs à travers un dispositif constitué par une résistance de limitation du courant couplé à des associations de diodes HT parallèle et antiparallèle permettant ainsi de protéger l'alimentation des courants inverses. L'avantage de ce type de générateur est de pouvoir facilement faire varier le niveau de tension appliquée et donc l'énergie transmise au fluide ou à la roche. Cinq jeux de condensateurs de valeurs 10 nF-50 kV, 50 nF-100 kV, 80 nF-100 kV, 200 nF-50 kV et 1,3  $\mu$ F-60 kV sont retenus. Leurs associations série, parallèle ou série/parallèle permettent d'obtenir 5 valeurs différentes de capacités équivalentes qui seront utilisées pour l'étude (Tableau 2-1). Notons que les niveaux de tension d'utilisation maximum varient d'une association à l'autre de 40 kV à 100 kV. Par conséquent, en fonction du jeu de capacités utilisé, les essais pourront être menés jusqu'à des tensions plus ou moins importantes, mais qui ne pourront pas excéder 100 kV.

Une fois les condensateurs chargés à la tension  $U_e$ , l'énergie stockée est commutée à travers un éclateur commandé de type trigatron qui est déclenché par l'intermédiaire d'une troisième électrode placée au centre de l'électrode haute tension. Cette troisième électrode est connectée à un générateur de tension impulsionnelle de 20 kV qui peut lui-même être commandé à distance par un boîtier à fibre optique.

Capacité équivalente	Association de Condensateur	Tension d'utilisation	Énergie maximale
10 nF	1 x 10 nF	50 kV	12,5 J
50 nF	1 x 50 nF	100 kV	250 J
200 nF	2 x 200 nF en série et 2 x 200 nF en parallèle	100 kV	1000 J
600 nF	3 x 200 nF en parallèle	40 kV	480 J
1,3 $\mu$ F	1 x 1,3 $\mu$ F	60 kV	2340 J

Tableau 2-1: Valeurs des différents jeux de condensateurs utilisés pour l'étude

#### 2.1.1.2. Le générateur de Marx

Pour générer des amplitudes de tensions supérieures à 100 kV, un générateur de Marx à deux étages est réalisé. Un étage est constitué par l'association parallèle de 3 condensateurs de 80 nF - 100 kV, ce qui permet d'obtenir un condensateur théorique équivalent vu par la charge de 120 nF et une tension maximale de 200 kV. La tolérance sur les valeurs de chaque capacité explique que la capacité équivalente réelle du générateur est de 127 nF. Le premier étage est déclenché par l'intermédiaire d'un éclateur de type trigatron. Le déclenchement du premier étage permet l'auto-

amorçage du second étage par l'intermédiaire d'un éclateur non déclenché. Deux résistances à eau de 5,5 k $\Omega$  permettent de référencer les commutateurs à la masse et constituent les résistances de queue du générateur.

La Figure 2-3 présente le générateur de Marx à deux étages ainsi réalisé. Les six condensateurs Maxwell à boîtier plastique simple couche sont montés autour de deux disques en acier inoxydable. Ils sont utilisables jusqu'à une tension de 100 kV lorsqu'ils sont immergés dans de l'huile. Ils peuvent résister à un pic de courant maximal de 25 kA et une tension inverse de 20 kV. Comme pour le générateur de choc à un étage, les condensateurs sont alimentés par l'intermédiaire de barreau de diodes parallèles et antiparallèles. Un barreau est composé de six diodes (haute tension) XLR 20 de marque EDI à temps de recouvrement rapide.

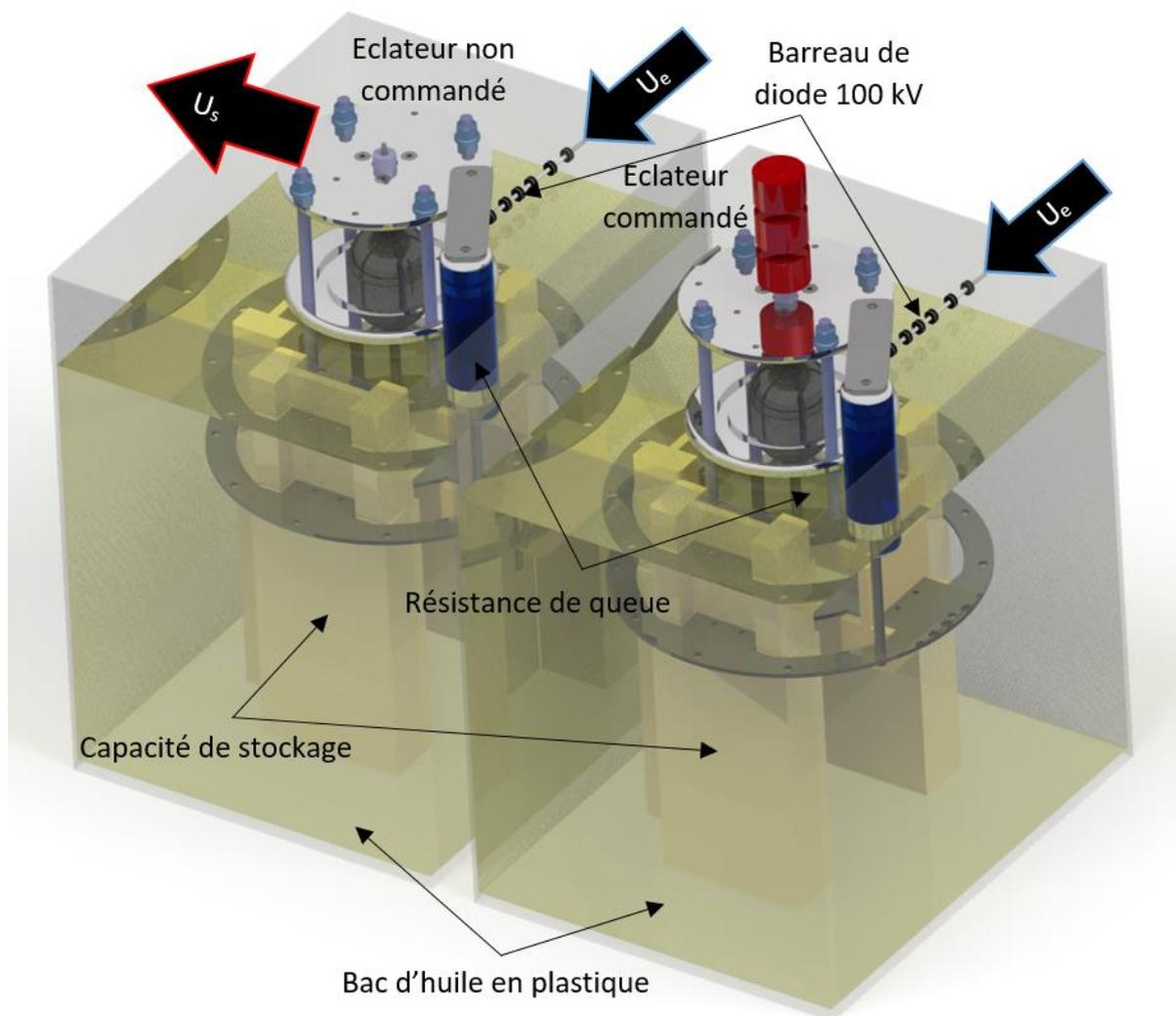


Figure 2-3 : Générateur de Marx deux étages 127 nF - 200kV

L'inductance équivalente du circuit  $L_{\text{circuit}}$  et la résistance équivalente du circuit  $R_{\text{circuit}}$  sont estimées par des mesures expérimentales qui seront exposées par la suite. Elles valent respectivement 2,6  $\mu\text{H}$  et 0,2  $\Omega$ .

Des enregistrements de l'impulsion de sortie du générateur de Marx sont présentés sur la Figure 2-4 pour des tensions d'alimentation de 40 kV à 70 kV. La première figure permet de visualiser le temps de montée qui est d'environ 50 ns alors que la seconde présente l'impulsion complète. À vide, c'est-à-dire sans les électrodes immergées, la durée de l'impulsion à mi-hauteur est d'environ 1 ms.

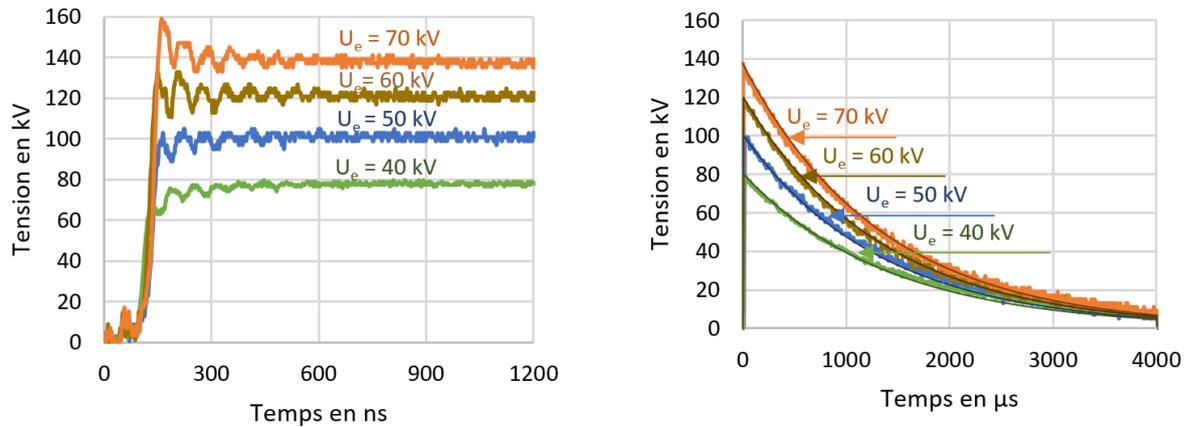


Figure 2-4 : Mesure de la tension de sortie du générateur de Marx à vide

### 2.1.2. Les enceintes de confinement

Deux enceintes de confinement ont été utilisées pour les essais. Elles présentent des spécificités complémentaires. Les géométries d'électrodes sont équipées de leur propre traversée HT. Il a fallu dimensionner et réaliser les géométries de façon à qu'elles s'adaptent aux enceintes pour cette étude.

La première enceinte utilisée est un cube en aluminium de 200 mm de côté pour un volume d'environ 4 litres. L'intérieur est accessible sur ses six faces par l'intermédiaire de hublots de diamètre 70 mm. Les ouvertures relativement grandes de cette enceinte permettent de concevoir une traversée haute tension de 200 kV.



Figure 2-5 : Enceinte cubique non régulée et sa traversée HT

La seconde enceinte a été spécifiquement développée pour l'étude des décharges électriques dans des fluides de température et de pression variables [15]. C'est un cylindre de 200 mm de diamètre sur 320 mm de hauteur pour un volume intérieur de 2,26 litres. L'enceinte a été mise à l'épreuve par le constructeur à une pression statique de 555 bar et une température de 150°C. Elle est conçue pour des cycles d'utilisation à une pression maximale de 300 bar (200 bar statiques + 100 bar dynamiques) et une température maximale de 100°C. Le fluide est mis sous pression par l'intermédiaire d'un gaz tampon. Il s'agit d'une bouteille d'azote comprimé, ce qui limite les réactions chimiques d'oxydation. L'enceinte est chauffée par conduction thermique de résistances qui entourent l'enceinte. Le dimensionnement de la traversée a pu être réalisé à l'aide de simulations électrostatiques couplées à des calculs de contraintes mécaniques effectués par la société Top Industrie. La tenue en tension de la traversée limitera nos essais à 50 kV d'amplitude de tension impulsionnelle.



Figure 2-6 : Enceinte cylindrique pressurisée et régulée en température munie de sa traversée HT

## 2.2. Dimensionnement et réalisation d'électrodes coaxiales

Que l'on souhaite étudier la rupture diélectrique des fluides par mode supersonique ou bien faciliter le claquage dans des roches immergées, il est nécessaire de générer des champs électriques intenses entre les électrodes. La géométrie pointe-pointe est celle a priori la mieux adaptée. Elle présente néanmoins deux inconvénients majeurs : le premier est lié à une érosion rapide des pointes dès que l'on commute des courants importants et le second au fait que cette géométrie est peu compatible avec des applications industrielles. Une alternative est d'utiliser des électrodes en forme de cylindres concentriques qui s'affinent en leur extrémité afin d'augmenter l'intensité du champ électrique local. Ce type de géométrie limite le problème d'érosion en augmentant la surface d'impact des arcs électriques et possède un profil compatible avec la problématique de forage.

D'un point de vue de la réalisation, ces géométries nécessitent l'utilisation de matériaux diélectriques pour maintenir les électrodes et assurer l'isolation électrique aux endroits clés. Une phase spécifique de dimensionnement doit au préalable être conduite. Cette étude, menée à l'aide d'un logiciel de simulation de champs électriques (dans notre cas nous utiliserons le logiciel CST EM Studio) est d'autant plus délicate que les électrodes sont utilisées dans des enceintes de confinement de volumes restreints et soumis à des cycles de fortes variations de pression et de température.

Quatre géométries d'électrodes coaxiales ont été réalisées avec plus ou moins de succès.

### 2.2.1. Géométrie d'électrodes coaxiales « surfacique »

Cette première géométrie dite « surfacique » permet d'accroître les effets de pointes en créant des points triples au niveau des régions de contact entre les deux diélectriques (fluide – isolant) et les électrodes. Pour cela, l'isolant utilisé, de l'ABS, est affleurant au fluide et enrobe toute l'électrode haute tension (Figure 2-7). Dans cette configuration, les simulations montrent (Figure 2-8) que le champ électrique atteint une valeur maximale  $E_{max}$  de 270 kV/cm pour une différence de potentiel de 30 kV. Cette géométrie d'électrodes présente cependant deux principaux inconvénients qui limitent son utilisation. Premièrement, la proximité immédiate de l'isolant avec l'arc électrique détériore très rapidement l'isolant. À chaque fois que l'arc s'amorce, on constate une trace de brûlure sur le diélectrique. Deuxièmement, elle ne permet pas de caractériser la rigidité diélectrique du fluide puisqu'elle met en jeu des décharges qui se propagent sur l'interface isolant-fluide. Cette géométrie d'électrodes a très vite été abandonnée. Elle a néanmoins permis en négligeant l'influence du fluide, une meilleure détermination de l'influence de la capacité du générateur sur la formation d'arc électrique. Les résultats obtenus avec cette géométrie seront présentés au début du CHAPITRE 3.

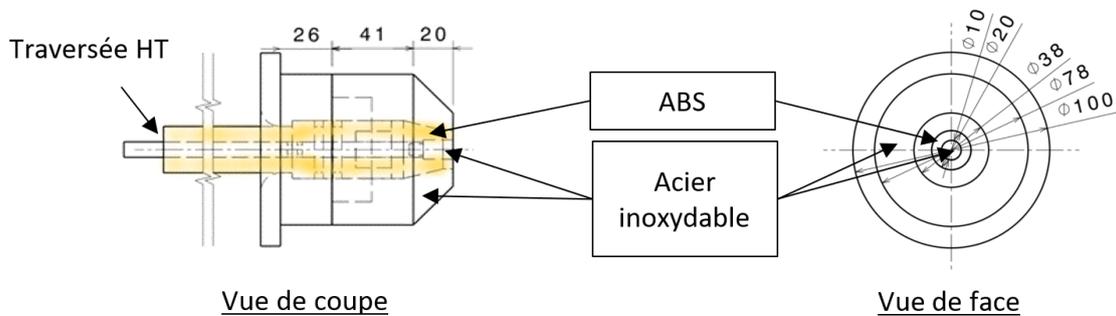


Figure 2-7 : Dessin de la géométrie d'électrodes coaxiales surfacique

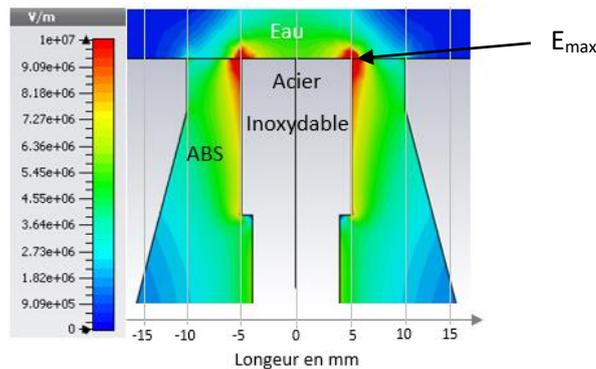


Figure 2-8 : Distribution du champ électrique dans la géométrie d'électrodes coaxiales surfacique

2.2.2. Géométrie d'électrodes coaxiales « volumique »

Pour éviter le problème des décharges de surface et être certain que les rigidités diélectriques mesurées sont celles du fluide ou du solide, l'isolant utilisé doit être éloigné de la zone où l'arc électrique se développe. Trois nouvelles géométries d'électrodes sont ainsi réalisées. Elles sont toutes constituées de deux parties métalliques en acier inoxydable distantes à leurs extrémités de 5 mm ou 7 mm. L'acier inoxydable a été choisi dans cette phase expérimentale pour sa facilité d'usinage, son faible coût et sa compatibilité avec les fluides utilisés. Un matériau plus résistant à l'usure est à privilégier pour une application industrielle, tel qu'un alliage de cuivre et de tungstène. Le matériau diélectrique diffère d'une géométrie d'électrodes à l'autre en fonction de leur utilisation. De l'ABS et du POM sont respectivement choisis dans la conception des géométries d'électrodes appelées 1 et 2 qui sont utilisées dans l'enceinte non régulée. Ces matériaux sont privilégiés pour leur rigidité diélectrique élevée (Tableau 2-2). La géométrie d'électrodes 1 est dimensionnée pour être utilisée jusqu'à 100 kV (limite haute de la tension délivrée par les générateurs de chocs). La géométrie d'électrodes 2, associée au générateur de Marx, est dimensionnée pour tenir jusqu'à 200 kV. Lors de l'utilisation de l'enceinte régulée, des contraintes de pression et de température s'ajoutent à celles de la rigidité diélectrique du matériau. Du PEEK est par conséquent utilisé pour concevoir la troisième géométrie électrodes appelée géométrie HP.

Matière	Rigidité diélectrique	Permittivité relative	Température maximale d'utilisation
ABS	20 - 25 kV/mm	2,4 - 3,3	60 - 90 °C
POM	38 - 40 kV/mm	3,7 - 4,0	80 - 140°C
PEEK	19 - 20 kV/mm	3,2 - 3,4	200 - 260 °C

Tableau 2-2 : Propriétés des matières plastiques utilisées pour la conception des géométries d'électrodes volumique

Les dimensions et les distributions du champ électrique pour chacune des 3 géométries réalisées (1, HP et 2) sont présentées sur les figures de 2-9 à 2-14. Le potentiel de l'électrode HT est de 30 kV. Malgré des différences de conception, la distribution du champ électrique entre les électrodes est parfaitement identique sur les géométries 1 et HP. Ce résultat est logique puisque la distance inter-électrodes est de 5 mm dans les deux cas. La valeur maximale du champ électrique  $E_{max}$  atteint 240 kV/cm. La distance inter-électrodes de la géométrie 2 étant de 7 mm, la valeur du champ électrique est donc logiquement inférieure. Elle est de 150 kV/cm. Les géométries 1 et 2 seront utilisées par la suite pour comparer, sur des profils de champ différents, les valeurs seuils du champ de transition entre une décharge subsonique et une décharge supersonique.

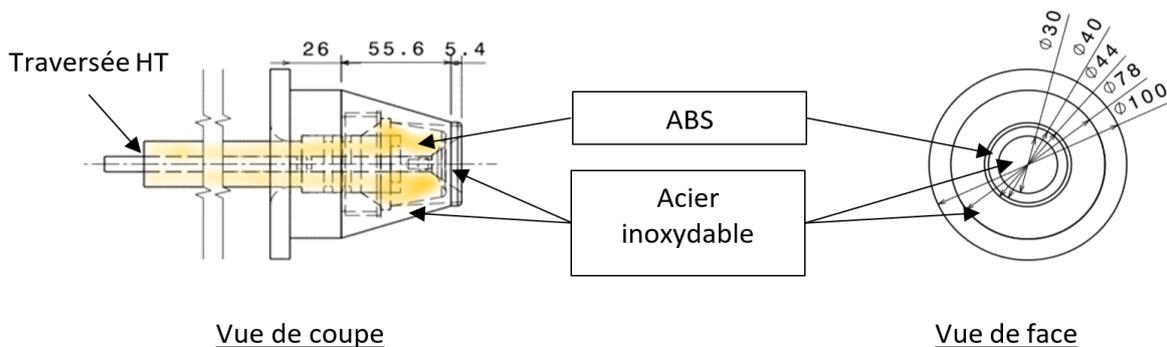


Figure 2-9 : Dessin de la géométrie d'électrodes coaxiales 1

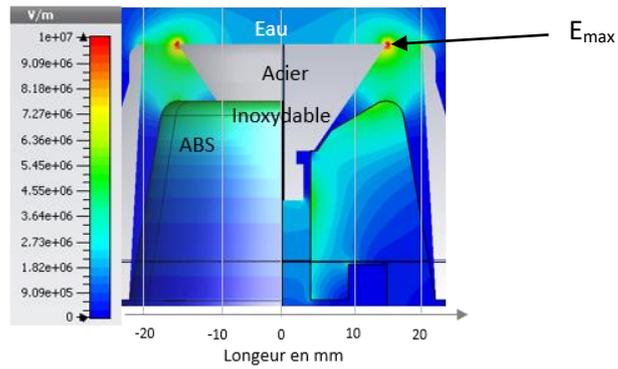


Figure 2-10 : Distribution du champ électrique dans la géométrie d'électrodes coaxiales 1

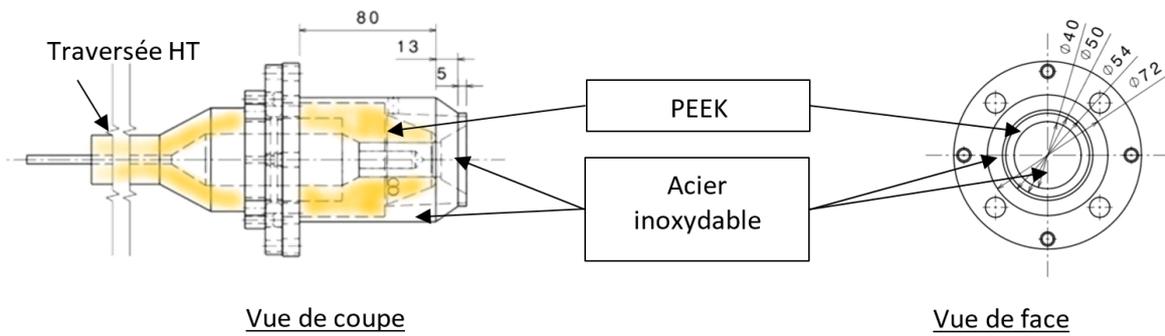


Figure 2-11 : Dessin de la géométrie d'électrodes coaxiales HP

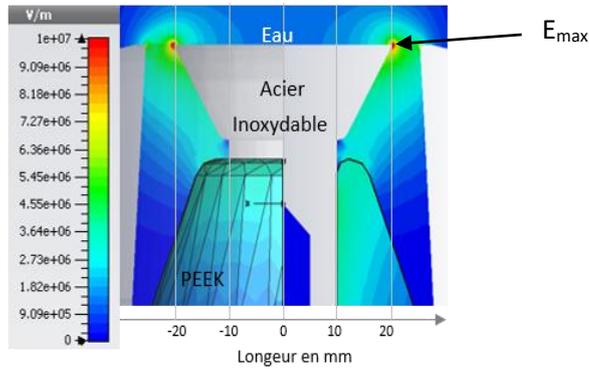


Figure 2-12 : Distribution du champ électrique dans la géométrie d'électrodes coaxiales HP

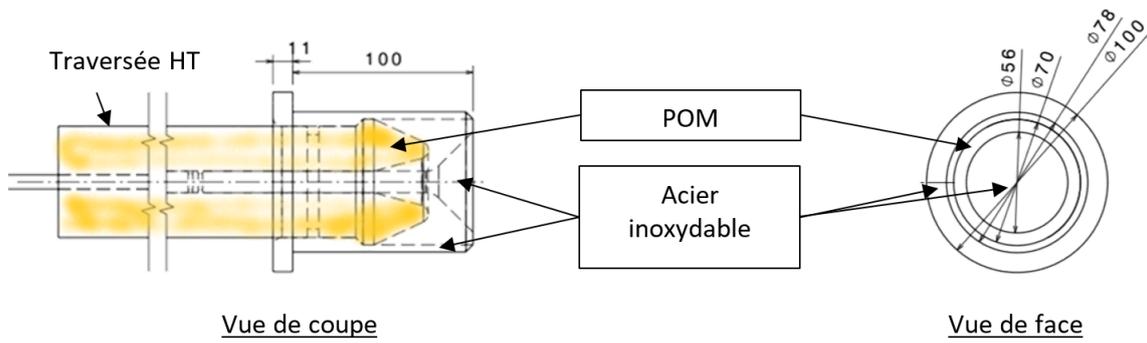


Figure 2-13 : Dessin de la géométrie d'électrodes coaxiales 2

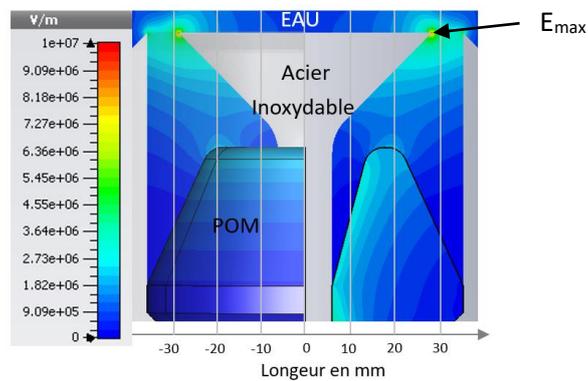


Figure 2-14 : Distribution du champ électrique dans la géométrie d'électrodes coaxiales 2

## 2.3. Les moyens de mesures

### 2.3.1. Les mesures électriques

Deux sondes de tension capacitives compensées commerciales dont les caractéristiques sont présentées dans le Tableau 2-3 sont utilisées : une sonde PVM 5 et une sonde VD-150. La tension est mesurée au niveau de la partie haute de la traversée de l'enceinte.



Numéro de modèle	PVM-5	VD-150
Tension maximale DC	60	150
Tension maximale pulsée	100	230
Précision en DC	0,15 %	0,1 %
Précision de 200 Hz à 1 MHz	1,5 %	1 %
Capacité	12 pF	27 pF
Résistance	400 MΩ	2 GΩ
Longueur de câble	4,5 m	9,14 m
Fréquence maximale	80 MHz	20 MHz
Ratio de mesure	1000 :1	10000 :1

Tableau 2-3 : Caracteristiques des sondes de mesure haute tension Northstar

Les mesures de courant sont 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 × 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 Ω connecté sur l'entrée 1 MΩ 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 × temps, qui indique la quantité de charges maximale que peut accepter la sonde.

Les caractéristiques des deux sondes Pearson modèle 101 et 4418 utilisées dans nos essais sont présentées dans le Tableau 2-4 ci-dessous.



	PEARSON 4418	PEARSON 101
<b>Rapport (sur 1 MΩ)</b>	0,001 V/A	0,01 V/A
<b>Amplitude maximale de courant</b>	200 kA	50 kA
<b>Courant maximal RMS</b>	400 A	200 A
<b>Produit courant temps</b>	6 A.s	2,5 A.s
<b>Temps de montée minimum</b>	200 ns	100 ns

Tableau 2-4 : Caracteristiques des sondes de courant PEARSON 4418 et 101 (bobine de Rogowski)

Un oscilloscope digital TDS 380, de la marque TEKTRONIX (400 MHz, 2 GS/s) à deux voies permet de visualiser le courant et la tension mesurés.

### 2.3.2. Autres mesures

La pression statique à l'intérieur de l'enceinte est contrôlée par différents manomètres.

La température du fluide est mesurée avec un thermocouple PT100 type K de marque ERCIAT situé au fond de l'enceinte et isolé des parois. Une boucle de régulation permet d'alimenter les résistances chauffantes en fonction de la température mesurée. La régulation de type PID est optimisée en fonction de la puissance des colliers chauffants et de la plage de températures souhaitée qui s'étend de 20 à 100 degrés. Une couverture d'isolant thermique est apposée autour des colliers chauffants pour limiter les déperditions de chaleur. Les connecteurs sur les colliers chauffants et sur le thermocouple sont débranchés avant chaque essai.

La conductivité est mesurée à l'aide d'un conductimètre CDM210 dont la plage de mesure s'étend de 0,001  $\mu\text{S/cm}$  à 5,99 S/cm pour des températures comprises entre 20 et 25 °C. Au-delà de ces valeurs, la mesure sera corrigée en considérant que la conductivité de l'eau augmente avec la température de 2 à 3 % par degré [102]–[107].

### 2.4. Paramètres électriques du circuit et mise en équation du système

Lorsque les conditions de rupture diélectrique d'un milieu sont réunies, les enregistrements de la tension et du courant font apparaître deux séquences temporelles distinctes qui correspondent à la phase de pré-arc et la phase d'arc. Si les conditions de claquage ne sont pas atteintes, seule la phase de pré-arc subsiste, on parle alors d'une tenue. D'un point de vue électrique, le comportement de ces deux phases est très différent puisqu'il traduit l'évolution d'un milieu très faiblement conducteur vers un état conducteur.

Un exemple typique de l'évolution temporelle de la tension (courbe en orange) et du courant (courbe en bleu) enregistrées lors d'un claquage dans l'eau est présenté sur la Figure 2-15. Les deux phases temporelles apparaissent clairement.

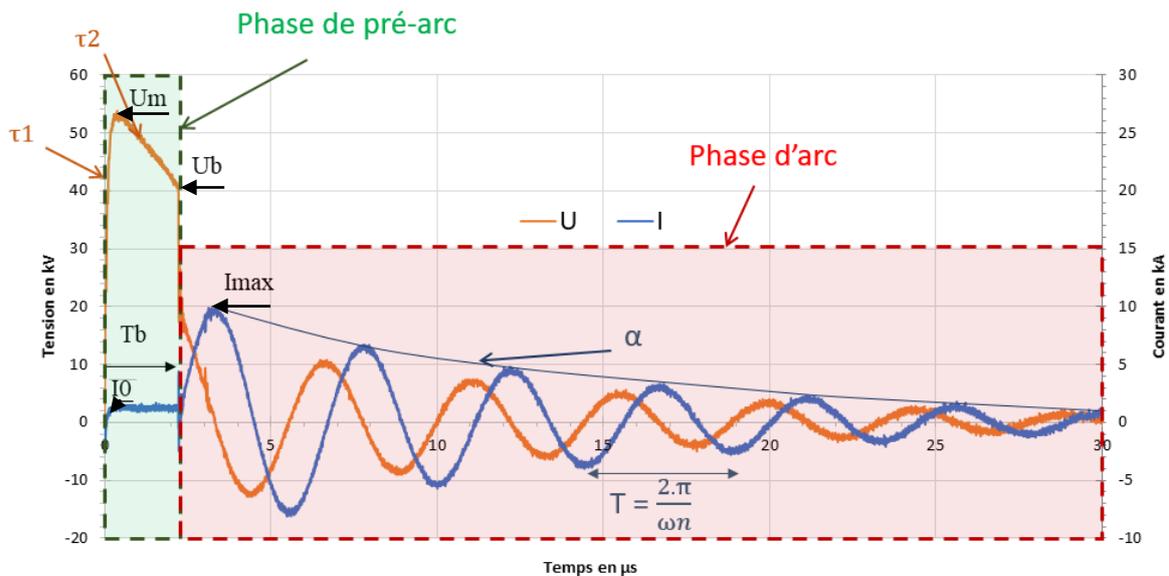


Figure 2-15 : Enregistrements de la tension et du courant lors d'un claquage électrique dans un fluide

Les ondes de tension et de courant pendant la phase de pré-arc sont toujours de type apériodique. On parle d'ondes bi-exponentielles. Différentes grandeurs seront utilisées pour les caractériser :

- la tension maximale notée  $U_m$ ,
- la tension de claquage notée  $U_b$ ,
- l'instant de claquage noté  $T_b$ ,
- le courant maximum de pré-arc noté  $I_0$ ,
- la constante de temps notée  $\tau_1$  qui régit le temps de montée de l'onde bi-exponentielle,
- la constante de temps notée  $\tau_2$  qui régit le temps de décroissance de l'onde bi-exponentielle.

Les ondes de tension et de courant pendant la phase d'arc sont de type pseudo-périodique. Elles seront caractérisées par :

- le courant maximum noté  $I_{max}$ ,
- la période propre des oscillations notée  $T$ ,
- la constante de temps d'amortissement notée  $\alpha$ .

#### 2.4.1. Etude des ondes de courant et de tension dans la phase de pré-décharge

Durant la phase de pré-arc, le circuit de décharge est représenté par le schéma électrique de la Figure 2-16. Le comportement du fluide peut être simulé par une simple résistance notée  $R_{eau}$  en parallèle avec un condensateur  $C_{eau}$  (l'inductance inter-électrodes du fluide est négligeable sur de faibles distances comparativement à celle du circuit). Ces deux impédances dépendent de la géométrie inter-électrodes et du fluide (principalement sa conductivité, sa température et sa permittivité relative). Le condensateur équivalent  $C$ , préalablement chargé à la valeur de tension  $U_e$ , se décharge à travers les impédances du circuit amont ( $R_{circuit}$  et  $L_{circuit}$ ) dans la résistance  $R_{eau}$ .

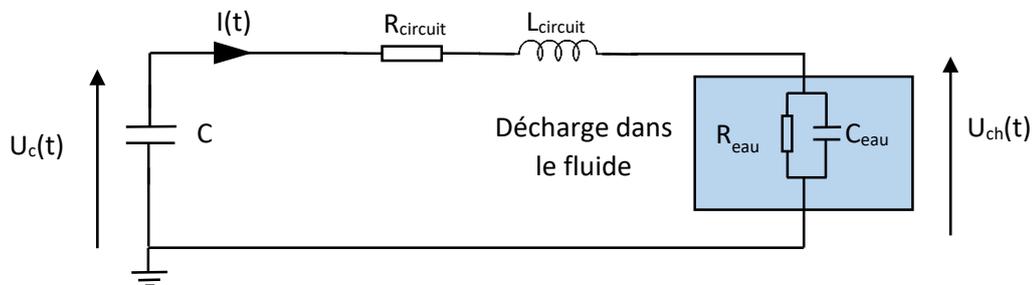


Figure 2-16 : Schéma électrique équivalent pendant la phase de pré-arc

##### 2.4.1.1. Mise en équation

Le condensateur  $C_{eau}$  sera estimé dans la partie 2.4.1.2. Il peut néanmoins être négligé dès à présent puisque d'une part, il représente la capacité formée par les surfaces en regard des électrodes, donc de faible valeur, et que d'autre part, il se trouve en parallèle avec la capacité équivalente  $C$  dont les valeurs sont au minimum de 10 nF.

Par ailleurs, les valeurs des deux résistances  $R_{eau}$  et  $R_{circuit}$ , qui seront déterminées dans les parties 2.4.1.2 et 2.4.2.2, montrent que  $R_{eau} \gg R_{circuit}$ . Nous pouvons donc négliger la résistance du circuit pendant la phase de pré-arc. Il n'en sera pas de même lors de la phase d'arc.

Le coefficient d'amortissement du circuit est donc défini par :

$$\zeta = \frac{R_{\text{eau}}}{2} \sqrt{\frac{C}{L_{\text{circuit}}}} \quad (2-1)$$

La pulsation propre non amortie du circuit est définie par :

$$\omega_n = \frac{1}{\sqrt{L_{\text{circuit}} \cdot C}} \quad (2-2)$$

En considérant les valeurs des capacités des condensateurs utilisées, l'amortissement pourra toujours être considéré grand devant 1, quelles que soient la conductivité du fluide et la température. Par conséquent, les expressions analytiques de la tension et du courant pendant la phase de pré-arc sont données par :

$$U_{\text{ch}}(t) = U_e \cdot \left( e^{-\frac{t}{R_{\text{eau}} \cdot C}} - e^{-\frac{R_{\text{eau}}}{L_{\text{circuit}}} \cdot t} \right) \quad (2-3)$$

$$I(t) = \frac{U_e}{R_{\text{eau}}} \cdot \left( e^{-\frac{t}{R_{\text{eau}} \cdot C}} - e^{-\frac{R_{\text{eau}}}{L_{\text{circuit}}} \cdot t} \right) \quad (2-4)$$

Les constantes de front  $\tau_1$  et de queue  $\tau_2$  sont définies par  $\tau_1 = \frac{L_{\text{circuit}}}{R_{\text{eau}}}$  et  $\tau_2 = R_{\text{eau}} \cdot C$

En déterminant l'instant où la dérivée de  $I(t)$  et de  $U_{\text{ch}}(t)$  devient nulle, il est possible d'obtenir l'expression du temps de montée  $t_m$  des impulsions :

$$t_m = \frac{\ln\left(\frac{R_{\text{eau}}^2 \cdot C}{L_{\text{circuit}}}\right)}{\frac{R_{\text{eau}}}{L_{\text{circuit}}} - \frac{1}{R_{\text{eau}} \cdot C}} \quad (2-5)$$

On en déduit alors l'expression de la tension maximale  $U_m$  de  $U_{\text{ch}}(t)$  en fonction de la tension de charge  $U_e$  du condensateur et des éléments du circuit équivalent.

$$U_m = U_e \cdot \left( e^{\frac{\ln\left(\frac{R_{\text{eau}}^2 \cdot C}{L_{\text{circuit}}}\right)}{1 - \frac{R_{\text{eau}}^2 \cdot C}{L_{\text{circuit}}}}} - e^{\frac{\ln\left(\frac{R_{\text{eau}}^2 \cdot C}{L_{\text{circuit}}}\right)}{\frac{L_{\text{circuit}}}{R_{\text{eau}}^2 \cdot C} - 1}} \right) \approx U_e \cdot \left( e^{\frac{\ln\left(\frac{R_{\text{eau}}^2 \cdot C}{L_{\text{circuit}}}\right)}{1 - \frac{R_{\text{eau}}^2 \cdot C}{L_{\text{circuit}}}}} \right) = \left[ U_e \cdot \left( \frac{R_{\text{eau}}^2 \cdot C}{L_{\text{circuit}}} \right)^{\left( \frac{1}{1 - \frac{R_{\text{eau}}^2 \cdot C}{L_{\text{circuit}}}} \right)} \right] \quad (2-6)$$

La Figure 2-17 montre l'évolution du temps de montée  $t_m$  en fonction des éléments passifs du circuit lorsque l'inductance est fixée, c'est-à-dire pour une structure figée du générateur. Elle montre que lorsque la résistance  $R_{\text{eau}}$  est grande (faible conductivité du fluide), la valeur de la capacité  $C$  n'influence pas le temps de montée. Par contre,  $t_m$  croît avec l'augmentation de la capacité pour les faibles résistances (fortes conductivités). Ces propriétés ont été utilisées dans le dimensionnement du générateur de Marx à 2 étages afin d'obtenir un front de montée de l'impulsion de tension suffisamment rapide pour pouvoir développer des décharges en mode supersonique.

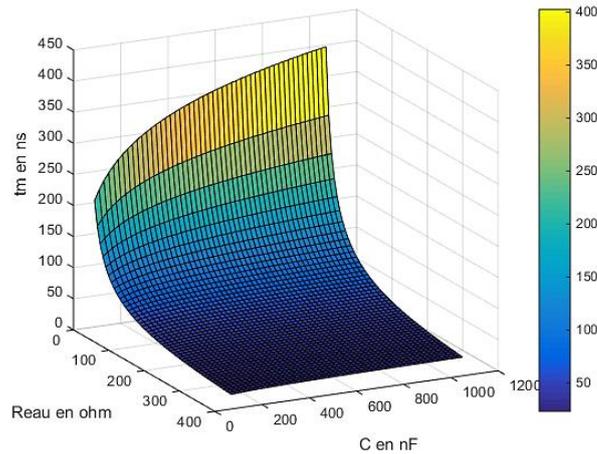


Figure 2-17 : Temps de montée de l’onde de tension en fonction de la valeur du condensateur du circuit et de celle de la charge  $R_{eau}$  avec une inductance de  $2,6 \mu H$

La formule (2-6) permet également de déterminer le rapport entre la tension de charge  $U_e$  et la tension maximale  $U_m$  obtenue aux bornes de  $R_{eau}$  en fonction des impédances du circuit. Il apparaît Figure 2-18 que le rendement du générateur décroît avec la diminution de la résistance équivalente du fluide. Cette tendance est minimisée par l’utilisation d’une capacité  $C$  élevée mais cela se fera au détriment de la rapidité du front de montée.

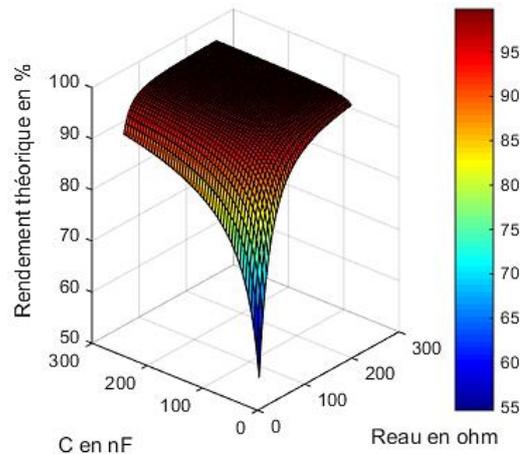


Figure 2-18 : Rendement théorique du générateur de Marx en fonction de la valeur du condensateur  $C$  et de celle de la charge  $R_{eau}$  avec une inductance  $L$  de  $2,6 \mu H$

Un paramètre important pendant la phase de pré-arc est l’énergie nécessaire pour amorcer l’arc. Cette énergie, notée  $E_c$  qui correspond à l’énergie consommée par conduction, de l’instant initial jusqu’à  $t = T_b$ , sera comparée à l’énergie initialement stockée dans le générateur.

$$E_c = \int_0^{T_b} \frac{U_{ch(t)}^2}{R_{eau}} .dt \quad (2-7)$$

A partir de l'expression de  $U_{ch}(t)$  donnée par la formule (2-3), on détermine  $E_c$  :

$$E_c = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U_e^2 \cdot \left( \left[ 1 - \left( e^{\frac{-2 \cdot T_b}{R_{eau} \cdot C}} \right) - \left( e^{\frac{-2 \cdot T_b \cdot R_{eau}}{L_{circuit}}} \right) \right] \right) \quad (2-8)$$

Lorsque l'instant  $T_b$  est grand devant la durée du front de l'impulsion, c'est-à-dire pour les décharges subsoniques, il est possible de simplifier l'expression de  $E_c$  par :

$$E_c = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U_e^2 \cdot \left[ 1 - \left( e^{\frac{-2 \cdot T_b}{R_{eau} \cdot C}} \right) \right] \quad (2-9)$$

#### 2.4.1.2. Détermination des paramètres du circuit

La résistance inter-électrodes du liquide  $R_{eau}$  est obtenue expérimentalement à partir de la décroissance exponentielle de l'onde de tension (ou de courant) durant la phase de pré-arc. Soixante-trois pour cent de la décroissance de l'onde de tension correspond à  $\tau_2 = R_{eau} \cdot C$  ou la moitié de la décroissance de l'onde de tension correspond à  $0,7 \cdot \tau_2$ . Ces mesures sont comparées avec l'expression théorique de la résistance donnée par la formule ci-dessous :

$$R_{eau} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d}{S} \quad (2-10)$$

La Figure 2-19 présente la comparaison entre les valeurs mesurées et calculées de  $R_{eau}$  pour toutes les conductivités de fluide étudiées et pour les trois géométries d'électrodes. Sur la Figure 2-19, la valeur  $R_{eau}$  est logiquement liée à la valeur de la conductivité  $\sigma$  par une fonction inverse qui dépend de la géométrie de l'espace inter-électrodes. La connaissance de ces valeurs permettra d'estimer les pertes par conduction thermique durant cette phase de pré-arc et également de prévoir la tension maximale appliquée à la charge.

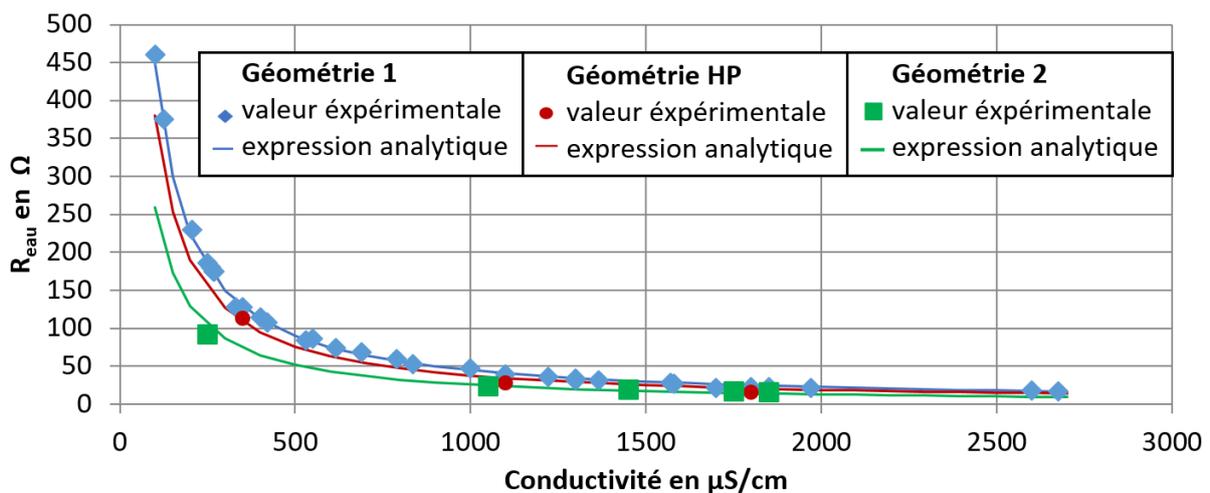


Figure 2-19: Résistance inter-électrodes en fonction de la conductivité du fluide à 20°C

La Figure 2-19 montre que :

- logiquement  $R_{\text{eau}}$  décroît avec la conductivité du fluide,
- les géométries 1 et HP sont bien semblables comme nous l'avons montré lors des simulations des profils de champ électrique,
- la géométrie 2 présente une résistance équivalente plus faible alors que la distance inter-électrodes  $d$  est de 7 mm contre 5 pour les deux autres. Ce résultat s'explique par le fait que la surface  $S$  est également plus importante pour la géométrie 2.

Par ailleurs, la capacité  $C_{\text{eau}}$  dépend uniquement de la géométrie des électrodes et de la permittivité relative du diélectrique  $\epsilon_r$ . La permittivité relative est un paramètre quasiment indépendant de la conductivité et de la pression statique dans la plage de nos essais [108]–[110]. Elle dépend uniquement de la température. Par exemple pour l'eau, elle varie de 80 à 55 lorsque la température croît de 20°C à 100°C [103], [108], [111]. Le logiciel CST EM Studio permet de quantifier la capacité équivalente d'une structure. En considérant les 3 géométries d'électrodes coaxiales, en particulier celle dont la surface en regard des parties conductrices est la plus importante, les plus grandes valeurs de  $C_{\text{eau}}$  sont de l'ordre de 300 pF. Il est donc tout à fait possible de ne pas considérer cette capacité dans le circuit pendant la phase de pré-arc.

#### 2.4.2. Étude des ondes de courant et de tension pendant la phase d'arc

Durant cette seconde phase temporelle, l'arc électrique est établi. L'instant initial coïncide avec l'instant  $T_b$  et la tension de charge du condensateur est égale à  $U_b$ . Le circuit équivalent correspond au schéma électrique de la Figure 2-20. En première approximation, l'arc électrique peut être assimilé à une résistance  $R_{\text{arc}}$  et une inductance  $L_{\text{arc}}$  en série qui seront considérées indépendantes du temps.

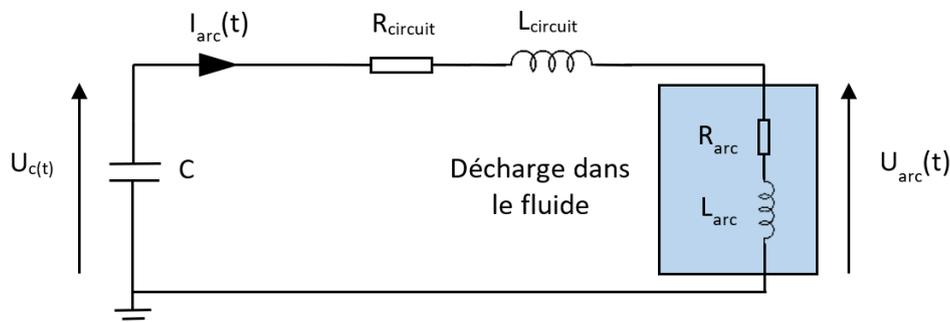


Figure 2-20 : Schéma électrique équivalent pendant la phase d'arc

##### 2.4.2.1. Mise en équation

Dans ce nouveau circuit électrique, la résistance équivalente  $R$  est la somme de la résistance du circuit  $R_{\text{circuit}}$  et de la résistance d'arc  $R_{\text{arc}}$ . Contrairement au cas de la phase de pré-arc, il ne sera pas possible de négliger  $R_{\text{circuit}}$  devant  $R_{\text{arc}}$ . L'inductance équivalente  $L$  est également la somme de l'inductance du circuit  $L_{\text{circuit}}$  et de l'inductance de l'arc  $L_{\text{arc}}$ . Quels que soient la distance inter-électrodes et le courant d'arc, il est possible de négliger  $L_{\text{arc}}$  devant  $L_{\text{circuit}}$ . On posera donc  $L = L_{\text{circuit}}$ . Les valeurs de  $R$ ,  $L$  et  $C$  dans la phase d'arc conduisent à des valeurs du coefficient d'amortissement  $\zeta$  inférieures à 1. Le régime pendant la phase d'arc est donc systématiquement pseudo-périodique amortie.

Le coefficient d'amortissement et la pulsation propre sont respectivement donnés par :

$$\zeta = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \quad (2-11)$$

$$\omega = \omega_n \cdot \sqrt{1 - \zeta^2} = \frac{1}{\sqrt{L.C}} \sqrt{1 - \zeta^2} = \sqrt{\frac{1}{L.C} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (2-12)$$

L'expression analytique du courant d'arc s'exprime de la façon suivante :

$$I_{\text{arc}}(t) = \frac{U_b \cdot C \cdot \omega_n}{\sqrt{1 - \zeta^2}} \cdot e^{-\alpha (t - T_b)} \cdot \sin((t - T_b) \cdot \omega) \quad (2-13)$$

avec

$$\alpha = \zeta \cdot \omega_n = \frac{R}{2 \cdot L} \quad (2-14)$$

L'expression (2-14) peut donc se réécrire en fonction des éléments du circuit :

$$I_{\text{arc}}(t) = \frac{U_b}{\sqrt{\frac{L}{C} - \frac{R^2}{4}}} \cdot e^{-\frac{R}{2L} (t - T_b)} \cdot \sin((t - T_b) \cdot \sqrt{\frac{1}{L.C} - \frac{R^2}{4L^2}}) \quad (2-15)$$

La tension aux bornes de l'arc s'exprime par :

$$U_{\text{arc}}(t) = \frac{U_b}{\sqrt{\frac{L}{C} - \frac{R^2}{4}}} \cdot e^{-\frac{R}{2L} (t - T_b)} \cdot \cos((t - T_b) \cdot \sqrt{\frac{1}{L.C} - \frac{R^2}{4L^2}}) \quad (2-16)$$

La Figure 2-21 présente des exemples de l'évolution du courant pendant la phase d'arc pour différentes valeurs du coefficient d'amortissement.

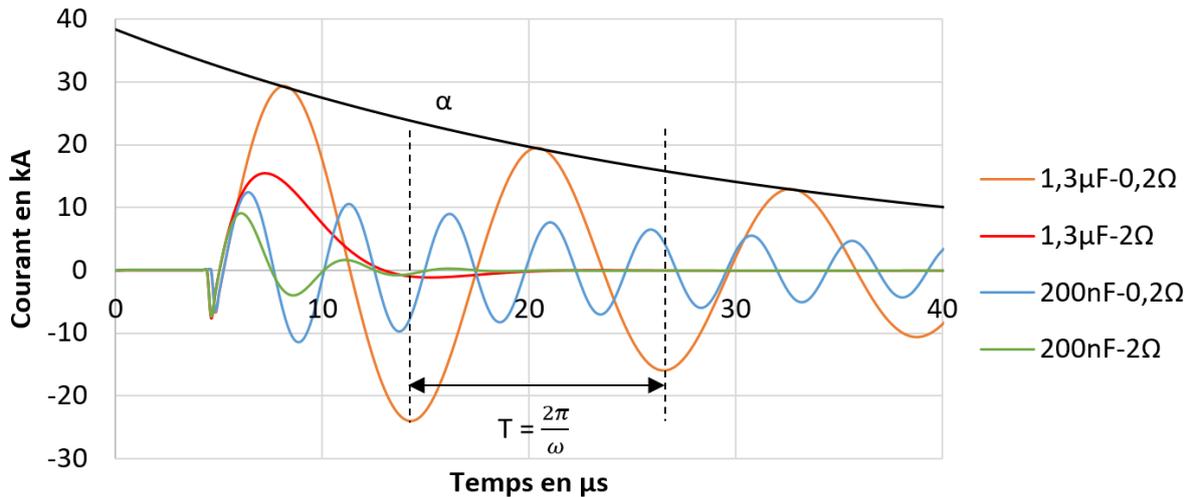


Figure 2-21 : Exemple de courant d'arc en fonction du temps pour plusieurs valeurs de C et R avec  $L = 3 \mu\text{H}$  et  $U_b = 50 \text{ kV}$

#### 2.4.2.2. Détermination des paramètres du circuit

Lorsque l'amortissement  $\zeta \ll 1$ , ce qui correspond à l'ensemble de nos cas d'étude, la pulsation propre non amortie est égale à la pulsation propre du circuit :

$$\omega = \omega_n = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (2-17)$$

La mesure de la période T des oscillations du signal de courant permet de remonter à la valeur de l'inductance L du circuit.

$$L \approx \left(\frac{T}{2\pi}\right)^2 \cdot \frac{1}{C} \quad (2-18)$$

La comparaison de la mesure de la période du signal entre une configuration dite en court-circuit, c'est-à-dire en connectant physiquement les deux électrodes, et la configuration dans laquelle l'arc se développe classiquement montre que la valeur de la self L reste constante. Ce résultat justifie bien le fait de pouvoir négliger la self de l'arc devant la self du circuit.

Par ailleurs, en considérant  $\omega = \omega_n$ , l'expression de la résistance R peut être déduite de l'expression générale du courant d'arc (2-15) :

$$R = \ln\left[\frac{I_{arc}(t)}{U_b \sqrt{\frac{C}{L}} \sin\left(\frac{t-T_b}{\sqrt{CL}}\right)}\right] \cdot \frac{-2.L}{t-T_b} \quad (2-19)$$

Lors d'un essai en court-circuit, la mesure du courant d'arc et la formule (2-19) permettent de déterminer la valeur de  $R_{circuit}$ . Dans la même configuration, un essai en charge fournit la valeur de R, et donc de  $R_{arc}$  après soustraction de  $R_{circuit}$  déterminée au préalable.

De plus, la valeur du courant maximum pendant la phase d'arc est un paramètre crucial. En effet, la puissance déposée dans le canal d'arc s'exprime par :

$$P_{\text{arc}}(t) = R_{\text{arc}} \cdot I_{\text{arc}}(t)^2 \quad (2-20)$$

Cette puissance est maximale à l'instant noté  $t_{\text{Imax}}$  où le courant passe par son maximum  $I_{\text{max}}$ . En dérivant l'expression du courant, on détermine l'expression de  $t_{\text{Imax}}$ .

$$\frac{dI_{\text{arc}}(t)}{dt} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \sin\left((t-T_b) \cdot \sqrt{\frac{1}{L.C} - \frac{R^2}{4L^2}}\right) = \frac{\sqrt{\frac{1}{L.C} - \frac{R^2}{4L^2}}}{\frac{R}{2L}} \cos\left((t-T_b) \cdot \sqrt{\frac{1}{L.C} - \frac{R^2}{4L^2}}\right) \quad (2-21)$$

$$t_{\text{Imax}} = \frac{\text{Arctan}(\Psi)}{\omega} + T_b \quad \text{avec} \quad \Psi = \sqrt{\frac{4.L}{R^2.C} - 1} \quad (2-22)$$

Puis on en déduit l'expression analytique de  $I_{\text{max}}$  :

$$I_{\text{max}} = I_{\text{arc}}(t_{\text{Imax}}) = \frac{U_b}{\sqrt{\frac{L}{C} - \frac{R^2}{4}}} \cdot e^{-\left(\frac{\text{Arctan}(\Psi)}{\Psi}\right)} \cdot \sin(\text{Arctan}(\Psi)) \quad (2-23)$$

$$t_{\text{Imin}} = \frac{\text{Arctan}(\Psi)}{\omega} + T_b + \frac{\pi}{\omega} \quad (2-24)$$

$$I_{\text{min}} = I_{\text{arc}}(t_{\text{Imin}}) = \frac{U_b}{\sqrt{\frac{L}{C} - \frac{R^2}{4}}} \cdot e^{-\left(\frac{\text{Arctan}(\Psi)+\pi}{\Psi}\right)} \cdot \sin(\text{Arctan}(\Psi) + \pi) \quad (2-25)$$

L'influence de la résistance du circuit R et du condensateur C sur la valeur du courant maximum  $I_{\text{max}}$  est présentée sur la Figure 2-22. La valeur de R a d'autant plus d'importance sur la valeur  $I_{\text{max}}$  que la valeur de C est élevée.

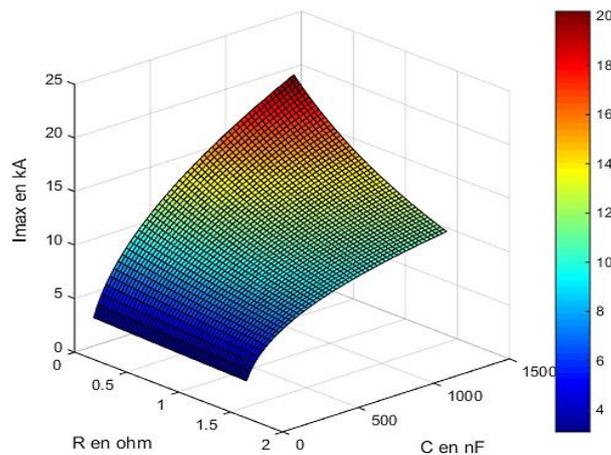


Figure 2-22 : Courant maximal  $I_{\text{max}}$  en fonction de C et R à  $U_b = 30$  kV et  $L = 2,6$   $\mu$ H

Lorsque les impédances du circuit sont fixées, la valeur  $I_{\max}$  ne dépend que de l'énergie disponible au moment du claquage  $E_b$  à travers la tension  $U_b$ .

$$E_b = \frac{1}{2} . C . U_b^2 \quad (2-26)$$

### 2.4.3. Comparaison entre les mesures expérimentales et les expressions analytiques

Afin de valider l'ensemble des expressions analytiques exposées dans ce chapitre, une comparaison entre des mesures expérimentales (tension et courant) et les expressions analytiques est présentée. Pour cela, un cas test est proposé. Il s'agit de la décharge d'un condensateur de 200 nF initialement chargé sous 50 kV à travers la géométrie d'électrodes 1 immergée dans de la boue de forage. Cette séquence menant à l'arc fait bien apparaître les deux phases de pré-arc et d'arc, qui couplée à la mesure préalable en court-circuit, permettent de déterminer la résistance d'arc :  $R_{\text{arc}} = 0,3 \Omega$ .

La Figure 2-23 montre une excellente concordance entre les mesures et les expressions analytiques. Cette comparaison valide les simplifications proposées et en particulier celle qui consiste à fixer la résistance d'arc à une valeur et donc indépendante du temps sur une séquence de tir.

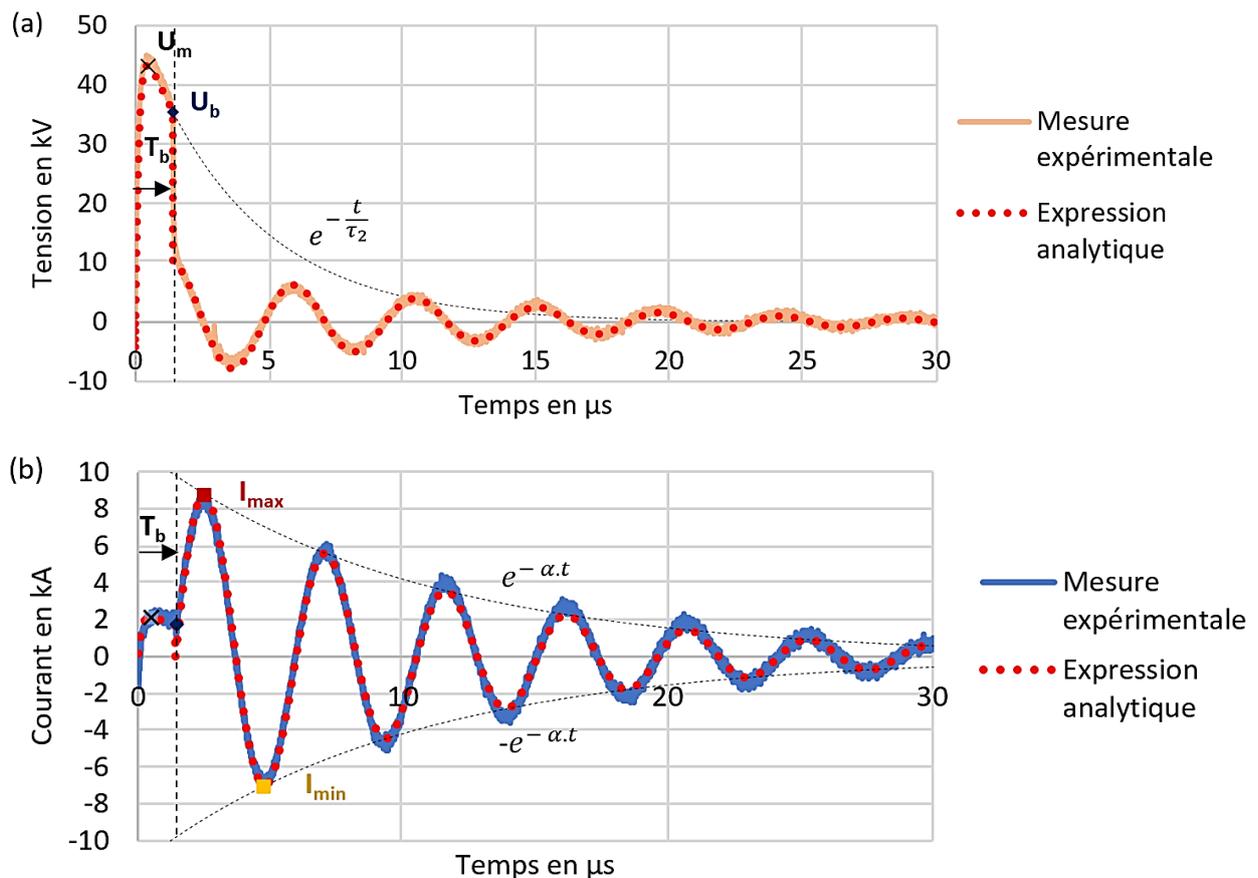


Figure 2-23 : Exemple de tension (a) et de courant (b) pour un claquage dans la boue de forage à 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$  pour la géométrie 1 avec  $U_e = 50 \text{ kV}$ ,  $T_b = 1,41 \mu\text{s}$ ,  $L = 2,6 \mu\text{H}$  et  $C = 200 \text{ nF}$

## 2.5. Protocole expérimental

Les résultats présentés dans les chapitres suivants correspondent généralement à deux types d'essais. Pour une configuration expérimentale donnée, une première série permettra de caractériser la tension minimale de rupture diélectrique du fluide. Le second type d'essais consistera à déterminer l'évolution de paramètres électriques dans des conditions dites de surtension, c'est-à-dire pour des tensions appliquées supérieures à la valeur de la tension de rupture minimale.

Le protocole expérimental d'une série d'essais est décrit sur la Figure 2-24. Avant et après chaque série, la même procédure est mise en place. Elle permet de garantir que les mesures sont réalisées dans des conditions identiques, une reproductibilité des séries d'essais et une sécurisation de la salle de manipulation.

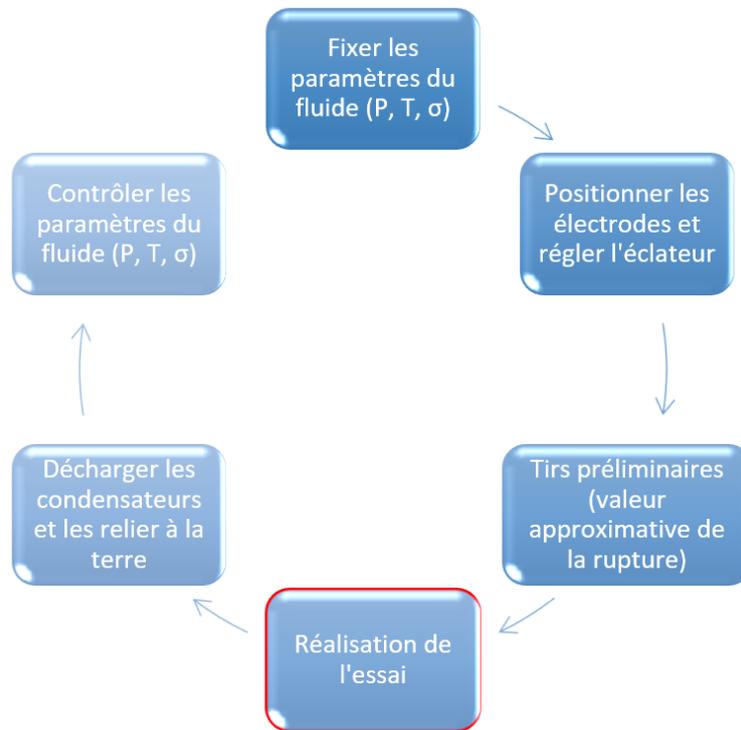


Figure 2-24 : Protocole expérimental d'une série d'essais dans un fluide

Nous avons choisi le paramètre appelé  $U_{50}$  pour caractériser la valeur de la tension minimale de rupture diélectrique d'un intervalle. La tension  $U_{50}$  est définie par la norme IEC 60060-1 [112] comme étant le niveau de tension associé à la probabilité  $\frac{1}{2}$  de claquage.  $U_{50}$  se mesure par la méthode « up and down » qui consiste à diminuer ou augmenter de 5 % la valeur de tension appliquée respectivement après chaque claquage ou chaque tenue (Figure 2-25). La valeur moyenne des résultats calculée sur au moins 50 tirs correspond à la probabilité  $\frac{1}{2}$  de claquage. Bien que cette méthode nécessite un nombre de tirs importants, elle reste probabiliste [113]. Il est donc nécessaire d'associer à la valeur moyenne, son écart type  $\epsilon_c$  qui traduit une plus ou moins grande dispersion des mesures.

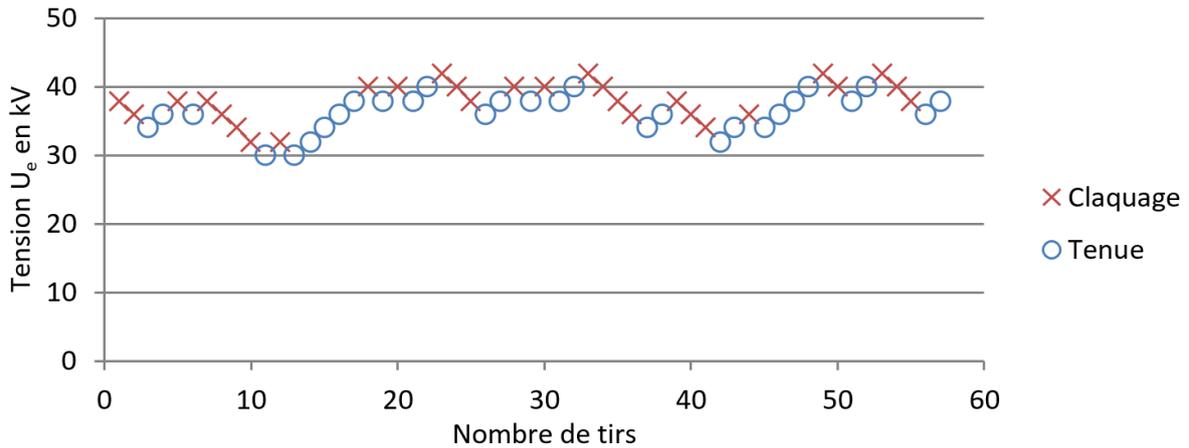


Figure 2-25 : Exemple d'essai  $U_{50}$  pour la géométrie 1 avec  $C = 200 \text{ nF}$  dans l'eau à  $1100 \mu\text{S/cm}$ ,  $20^\circ\text{C}$  et 1 bar

Par exemple, pour la configuration associée à la Figure 2-25, la série de mesures présentée permet d'obtenir les valeurs suivantes :

- $U_{50} = 37,09 \text{ kV}$
- $\varepsilon_c = 2,98 \text{ kV}$

Sur l'ensemble des figures qui seront présentées, une barre d'erreur correspondante à la valeur de l'écart type  $\varepsilon_c$  sera associée à la valeur moyenne  $U_{50}$ .

Par ailleurs, la détermination de la valeur  $U_{50}$  permet également d'obtenir des grandeurs nécessaires à la détermination d'autres grandeurs fondamentales telles que l'énergie consommée, la résistance d'arc, ... La Figure 2-26 et la Figure 2-27 présentent respectivement les évolutions de l'instant de claquage  $T_b$  et l'énergie consommée  $E_c$  associés aux 55 tirs utilisés de la Figure 2-25. Il est alors possible de calculer les valeurs moyennes de  $T_b$  et  $E_c$ , d'y associer les écarts type et les barres d'incertitudes respectifs pour toutes les configurations étudiées.

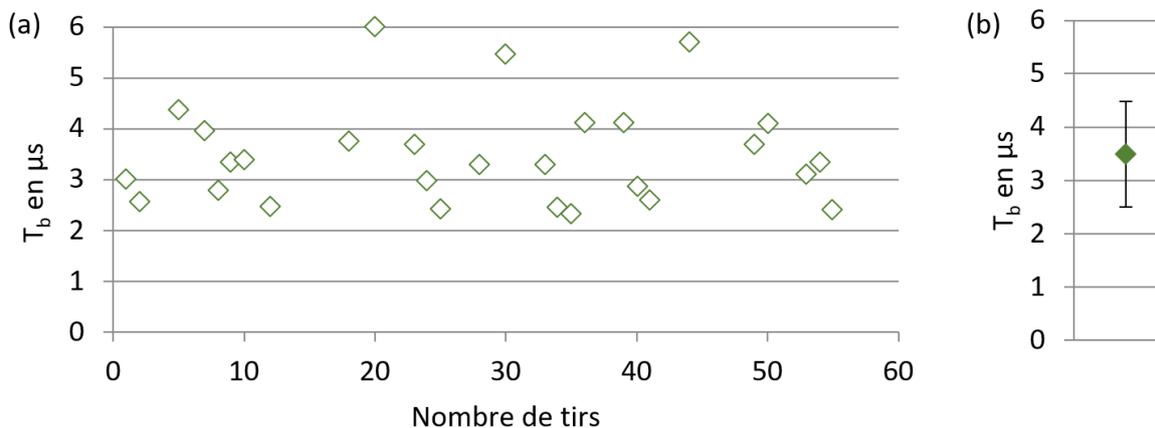


Figure 2-26 : Exemple (a) des valeurs  $T_b$  et (b) de la moyenne des valeurs  $T_b$ , lors d'un essai  $U_{50}$  pour la géométrie 1 avec  $C = 200 \text{ nF}$  dans l'eau à  $1100 \mu\text{S/cm}$ ,  $20^\circ\text{C}$  et 1 bar

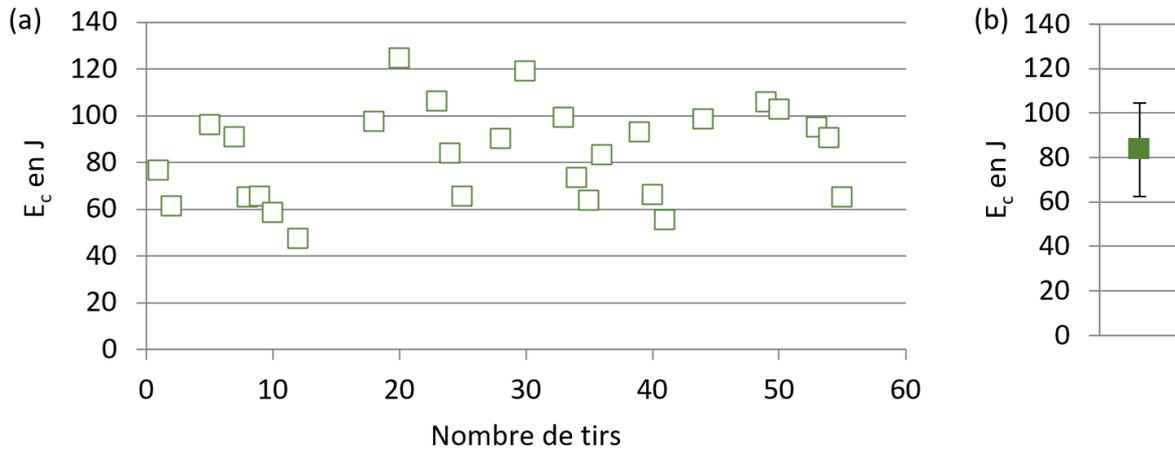


Figure 2-27 : Exemple (a) des valeurs  $E_c$  et (b) de la moyenne des valeurs  $E_c$ , lors d'un essai  $U_{50}$  pour la géométrie 1 avec  $C = 200$  nF dans l'eau à  $1100 \mu\text{S}/\text{cm}$ ,  $20^\circ\text{C}$  et 1 bar

Nous constaterons par la suite que les écarts type peuvent être importants, notamment sur les mesures de  $T_b$  et  $U_b$  associées à la détermination de la valeur  $U_{50}$ . Dans certains cas, l'écart type dépassera de 100 % la valeur moyenne.

## 2.6. Conclusion du chapitre

Les dispositifs expérimentaux et les moyens de mesures utilisés pour cette étude ont été présentés dans ce chapitre. Ils vont permettre d'étudier la rigidité diélectrique des fluides (chapitres CHAPITRE 3 et CHAPITRE 4) et de roches (CHAPITRE 5) en faisant varier, d'une part, les grandeurs électriques telles que le niveau de tension appliqué, le profil du champ électrique, l'énergie commutée et, d'autre part, les paramètres physiques du diélectrique : température, pression statique et conductivité du fluide.

Les modèles électriques proposés vont permettre de parfaitement contrôler les ondes de tension et de courant durant les phases de pré-arc et d'arc. Ils vont également permettre de déterminer l'énergie minimale à fournir pour amorcer un arc électrique. Pendant la première phase de pré-arc, l'énergie initialement stockée est transférée dans le fluide où elle est essentiellement transformée en énergie thermique. Pendant la phase d'arc, l'énergie restante est déposée dans le canal d'arc afin d'y être partiellement transformée en énergie mécanique.



# CHAPITRE 3 : DÉCHARGES DANS LES FLUIDES À PRESSION ET TEMPÉRATURE AMBIANTES



### 3.1. Introduction

Notre étude dans le chapitre 3 s'intéressera dans un premier temps à déterminer la valeur de rupture diélectrique  $U_{50}$  des fluides à pression et température ambiantes. Les générateurs de tension impulsionnelle cités dans le chapitre 2 seront utilisés. Les premiers essais consisteront à déterminer l'influence de l'énergie injectée et de la conductivité du fluide sur la valeur  $U_{50}$ . À partir de ces essais, l'énergie consommée pour conduire au claquage sera calculée. Dans un second temps, des essais, dits de surtension, consisteront à caractériser l'évolution de paramètres électriques pour des tensions appliquées supérieures à la valeur  $U_{50}$ . La transition entre le mode de décharge subsonique et le mode de décharge supersonique sera estimée à partir des paramètres de claquage électrique. Le bilan énergétique associé au claquage électrique sera étudié en fonction du champ électrique appliqué à l'espace inter-électrodes.

La transition entre deux modes de décharges dans un fluide peut être déterminée de plusieurs façons. Elle peut être déterminée visuellement par le biais de dispositifs optiques (strioscopie, caméra rapide), comme cela a été fait dans la thèse de TOUYA [25]. En mode subsonique, la décharge électrique se propage dans des bulles de gaz. Les premières bulles apparaissent au voisinage de la pointe où règne le champ électrique le plus élevé. Dans ce mode, l'énergie délivrée sert principalement à chauffer le milieu. En mode supersonique, les décharges électriques ont un aspect filamentaire. Dans ce mode, le champ électrique appliqué conditionne la création et la vitesse de propagation de la décharge. On déterminera dans cette étude le seuil de transition entre les modes de décharge à partir des mesures de l'instant de claquage  $T_b$  et de l'énergie consommée nécessaire pour créer l'arc  $E_c$ . En effet, lorsqu'on passe d'un mode subsonique à un mode supersonique, l'énergie perdue dans le fluide par effet Joule est significativement réduite et le temps de propagation de la décharge électrique est nettement plus rapide.

Les résultats issus de la littérature ont été obtenus dans des fluides à faibles conductivités électriques ( $< 500 \mu\text{S/cm}$ ). Or, on peut imaginer que pour certaines applications industrielles, la conductivité du fluide dépasse ces valeurs. Il paraît donc approprié d'étudier l'influence de ce paramètre.

### 3.2. Création de décharges à la surface du diélectrique

Dans un premier temps, les essais sont réalisés avec la géométrie d'électrodes coaxiales « surfacique ». La tension appliquée entre les deux électrodes et la présence de deux diélectriques renforcent le champ électrique à la surface au niveau du point triple. Les particules chargées se déplacent parallèlement à la surface du diélectrique. Un canal ionisé est créé en surface. Les ions positifs sous la force de Coulomb sont poussés vers l'électrode de masse comme décrit sur la Figure 3-1 [114], [115].

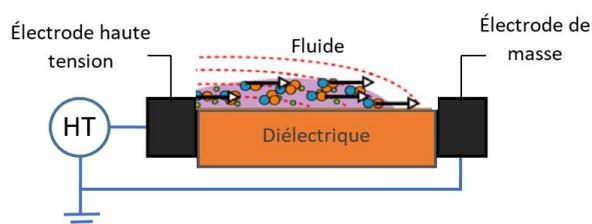


Figure 3-1 : Génération d'une décharge électrique de surface

Cette géométrie qui permet d'obtenir des décharges à la surface du diélectrique favorise les conditions de claquage de l'intervalle. Deux valeurs de condensateurs (10 nF et 50 nF) et une valeur de conductivité électrique du liquide variant de 20 à 2000  $\mu\text{S}/\text{cm}$  sont utilisées pour les essais. On cherche à connaître leurs influences sur les paramètres de création de la décharge électrique. La conductivité du liquide est augmentée en ajoutant du sel à l'eau. Les essais sont effectués à faible énergie pour ne pas endommager le diélectrique utilisé (ABS). Comme précisé dans le chapitre précédent, la méthode « up and down » est utilisée pour déterminer la probabilité de claquage de 50% i.e. la tension  $U_{50}$  [116].

Pour les valeurs de condensateurs choisies, le niveau de tension pour conduire au claquage dans le fluide est d'autant plus faible que la valeur de la capacité de stockage est élevée (Figure 3-2). Sur notre plage d'étude, on remarque que la conductivité du liquide a une influence négligeable sur la rupture diélectrique, même pour une faible valeur de la capacité de stockage.

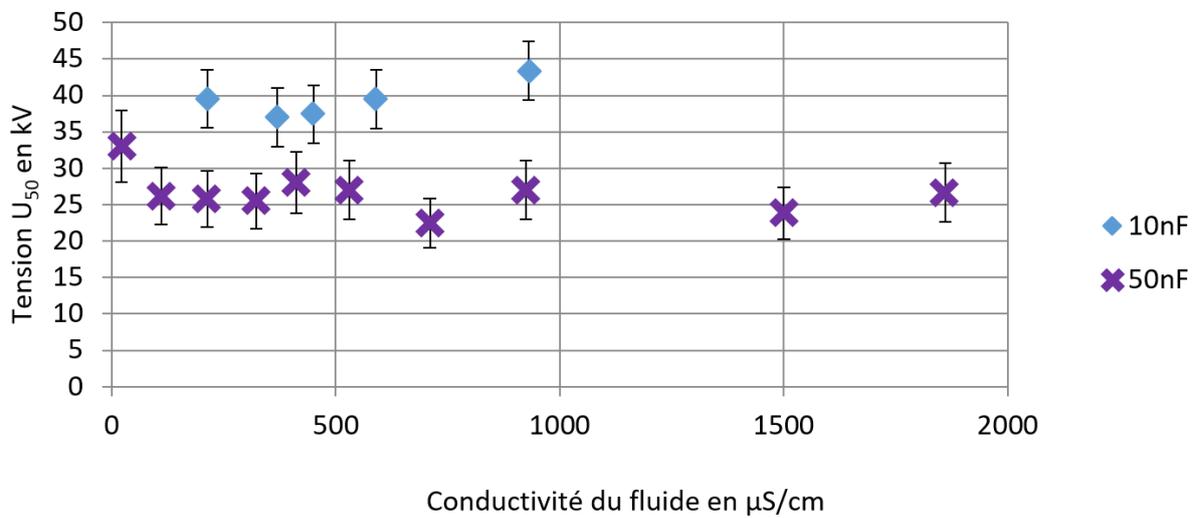


Figure 3-2 : Tension  $U_{50}$  en fonction de la conductivité du liquide pour une géométrie d'électrodes surfacique

Du fait de la présence d'une forte intensité de champ électrique à la surface du diélectrique, l'avantage principal d'une géométrie surfacique est que la rupture diélectrique dépend peu du fluide. Toutefois, ce point devient problématique pour une application utilisant les décharges directes. En effet, dans ce cas, on cherche à déterminer des caractéristiques de l'onde de tension qui permettront à l'arc généré de passer dans le solide et non dans le liquide. Or avec la géométrie surfacique, la décharge électrique se propagera de façon privilégiée le long du diélectrique, le fragilisant au fur et à mesure des décharges et pouvant conduire à sa destruction. Cette géométrie n'a donc que peu d'intérêt applicatif. Afin de véritablement caractériser la rigidité diélectrique du fluide, l'ensemble des résultats suivants seront réalisés avec les géométries d'électrodes coaxiales « volumique » présentées dans le chapitre précédent.

### 3.3. Caractérisation de la rupture diélectrique du fluide et de la consommation d'énergie associée en fonction de sa conductivité

Une plage de conductivité de 20  $\mu\text{S}/\text{cm}$  à 2600  $\mu\text{S}/\text{cm}$  est choisie, cette dernière valeur de conductivité correspond à celle d'une eau de ruissellement. De plus, des essais de rupture diélectrique seront menés à partir de deux concentrations de boue de forage respectivement de 1300  $\mu\text{S}/\text{cm}$  et de 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$ .

Dans un premier temps, les essais sont réalisés avec la géométrie d'électrodes coaxiales 1 associée aux condensateurs 50 nF-100 kV et 200 nF-200 kV puis avec la géométrie d'électrodes HP associée aux condensateurs 600 nF-40 kV et 1,3  $\mu\text{F}$ -60 kV. Pour rappel, les dimensions et la distribution du champ électrique sont quasiment identiques pour les géométries d'électrodes coaxiales 1 et HP. La principale différence est liée à la tension appliquée qui est limitée à la fois par le diélectrique et par la tension d'utilisation des condensateurs de stockage.

Dans un second temps, les essais de rupture diélectrique sont réalisés avec la géométrie d'électrodes coaxiales 2 associée au générateur de Marx. Cette seconde géométrie à des dimensions adaptées pour tenir la tension générée par le générateur de Marx. La valeur de la tension de rupture diélectrique et la consommation d'énergie pourront être comparées aux résultats des deux autres géométries.

#### 3.3.1. Rupture diélectrique du fluide : géométries d'électrodes coaxiales 1 et HP

En mode subsonique, la décharge électrique s'amorce entre l'espace inter-électrodes par l'intermédiaire de bulles de gaz dont le volume dépend directement de l'énergie injectée dans le fluide. Par conséquent, une compétition se produit entre la vitesse de développement des bulles et la décroissance de l'onde de tension. Si la durée de l'onde de tension est assez longue pour injecter l'énergie suffisante pour remplir l'intégralité de l'espace inter-électrodes, la rupture diélectrique se produit [117].

La Figure 3-3 présente l'ensemble des mesures de  $U_{50}$  obtenu :

- dans l'eau en fonction de sa conductivité et pour différentes valeurs de la capacité de stockage,
- dans la boue de forage présentant deux conductivités différentes et pour deux valeurs de capacité.

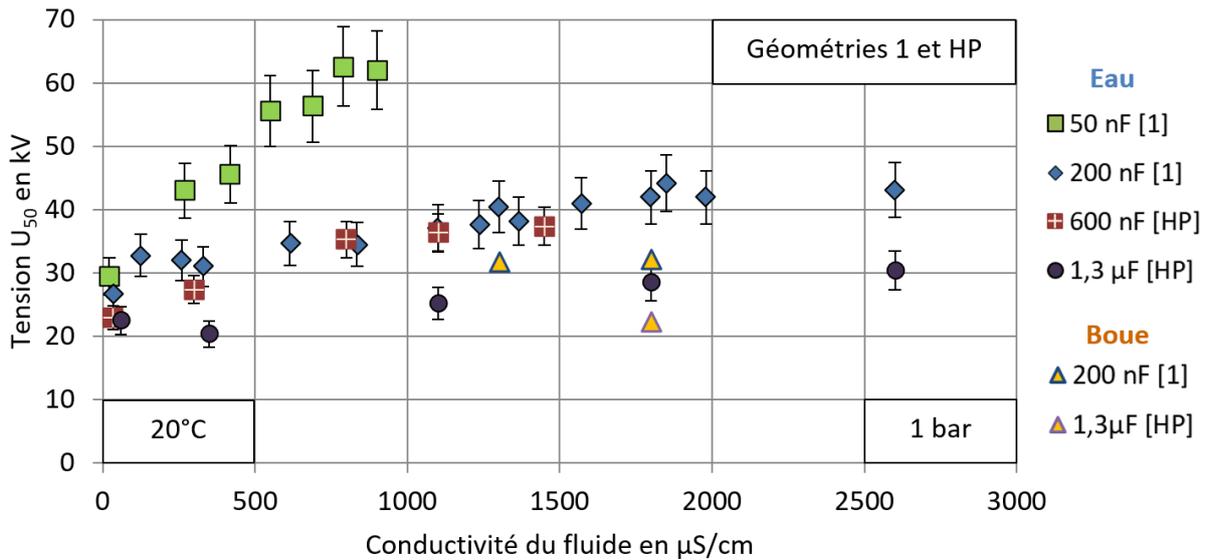


Figure 3-3 : Tension  $U_{50}$  en fonction de la conductivité du fluide et du condensateur utilisé pour les géométries d'électrodes coaxiales 1 et HP notées respectivement [1] et [HP] dans la légende

Les valeurs de la tension  $U_{50}$  sont d'autant plus importantes que la conductivité du fluide est élevée. Néanmoins, cette tendance est moins marquée pour les fortes énergies stockées. La différence de résultats obtenus en utilisant la géométrie d'électrodes volumique et la géométrie d'électrodes surfacique (Figure 3-2) pour le condensateur de 50 nF est flagrante.

De plus, lorsque la conductivité de l'eau est fixée, la tension de claquage décroît avec l'augmentation de la valeur de la capacité de stockage. Les écarts types sur la valeur moyenne diminuent également avec l'augmentation de la capacité.

Enfin pour une même conductivité, la boue de forage (bentonite) possède une tension de rupture diélectrique plus faible que l'eau salée. Il existe dans la littérature des phénomènes qui pourraient l'expliquer. La première hypothèse tient du fait que la bentonite est composée de particules colloïdales. La présence de particules colloïdales entraîne la formation de charges électrostatiques qui affectent à leur tour les interactions solides - liquides dans le mélange (effet d'écran Debye ou double couche électrique). De nombreuses études montrent que cette double couche électrique affecte le déplacement des particules chargées sous l'effet d'un champ électrique (électrophorèse et électro-osmose) [118]–[121]. La seconde hypothèse implique la différence d'ions contenus dans la boue par rapport à l'eau salée. La nature de la conductivité de la boue n'est pas la même que celle de l'eau salée. Dans le chapitre 4, la formule de Van Der Waals sera présentée pour expliciter le fait que la taille des ions contenus dans le fluide affecte le volume de bulle de gaz produit.

Afin de s'affranchir des conséquences de possibles variations de la conductivité du fluide, un générateur de tension impulsionnelle avec une capacité de forte valeur doit être privilégié. En effet, même si la valeur de la charge diminue (augmentation de la conductivité), la constante de temps liée à la décroissance de l'onde de tension reste importante du fait de l'utilisation d'une forte valeur de la capacité. Au contraire, avec des condensateurs de plus faibles valeurs, la durée de l'impulsion de tension ne permet pas de délivrer la quantité d'énergie suffisante pour vaporiser l'espace inter-électrodes. Il est donc nécessaire de compenser cet effet par une augmentation de la tension de charge. Par exemple, de l'eau de conductivité égale à  $1 \text{ mS/cm}$  présente une résistance inter-électrodes  $R_{\text{eau}}$  de l'ordre de  $50 \Omega$ . Associée à un condensateur de 50 nF, la constante de temps  $\tau_2$  vaut

2,5  $\mu$ s. La quasi-totalité de l'énergie stockée dans le générateur est donc délivrée en quelques microsecondes. La propagation de la décharge électrique entre l'espace inter-électrodes doit être extrêmement rapide, ce qui n'est pas le propre des décharges subsoniques qui mettent en jeu des constantes thermiques.

### 3.3.2. Consommation minimale d'énergie pour créer un arc : géométries 1 et HP

Sur la Figure 3-4, l'énergie consommée  $E_c$  pendant les essais  $U_{50}$  est représentée en fonction de la conductivité du fluide et du condensateur utilisé pour les géométries d'électrodes coaxiales 1 et HP. Cette valeur d'énergie correspond à l'énergie minimale à injecter pour amorcer un arc électrique dans le fluide. Les paramètres électriques ( $U_e$ ,  $T_b$  et  $R_{eau}$ ) utilisés pour déterminer la valeur  $E_c$ , par la formule (2-8), sont ceux relevés durant les essais permettant de déterminer la valeur  $U_{50}$ . Chaque point présenté correspond donc à la valeur moyenne déterminée sur un minimum de 50 tirs. Les principales tendances que l'on peut relever sont les suivantes :

- Pour une valeur de condensateur fixe, la valeur  $E_c$  augmente avec la conductivité du fluide.
- Pour une même conductivité de l'eau, la valeur  $E_c$  est d'autant plus élevée que le condensateur utilisé est de forte valeur. Les valeurs  $E_c$  obtenues avec le fluide de forage sont inférieures à celles obtenues avec de l'eau de même conductivité (pour les deux valeurs de condensateurs).
- L'écart type de la valeur  $E_c$  est dépendant des paramètres qui composent le calcul de la consommation d'énergie  $U_e$ ,  $T_b$ ,  $R_{eau}$  et  $C$ . Pour les condensateurs de fortes valeurs, l'écart type de la valeur  $T_b$  est important. De fait, l'écart type relatif à l'énergie consommée  $E_c$  suit la même tendance i.e. une influence plus grande pour les fortes valeurs capacitives.

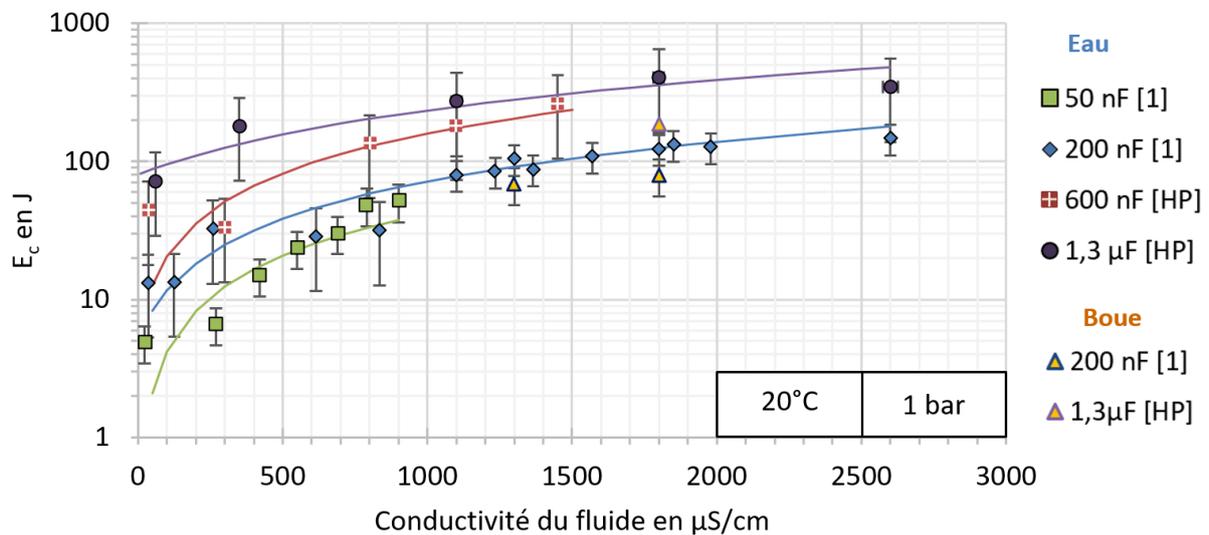


Figure 3-4 : Énergie minimale consommée pour amorcer un arc en fonction de la conductivité du fluide et du condensateur utilisé pour les géométries d'électrodes coaxiales 1 et HP notées respectivement [1] et [HP] dans la légende

Pour expliquer l'évolution de l'énergie consommée durant la phase de pré-arc, on différencie la puissance utilisée pour amorcer l'arc électrique des pertes par conduction dans le fluide. Dans les deux cas, la puissance est dissipée dans le fluide lorsqu'on lui applique une différence de potentiel et donc un champ électrique  $\vec{E}$ . Sur la Figure 3-5, la densité de courant  $\vec{J}$ , définie par la loi d'Ohm généralisée (3-1), permet de créer une multitude de bulles de gaz qui rempliront la totalité de l'espace inter-électrodes au bout d'un temps  $T_b$ .

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (3-1)$$

Pendant ce temps, à l'extérieur de la zone de décharge les pertes par conduction, estimées par la loi de Joule locale (3-2), seront proportionnelles à la conductivité  $\sigma$  et au carré du champ électrique  $\vec{E}$ .

$$p = \vec{E} \cdot \vec{J} = \sigma \cdot \vec{E}^2 \quad (3-2)$$

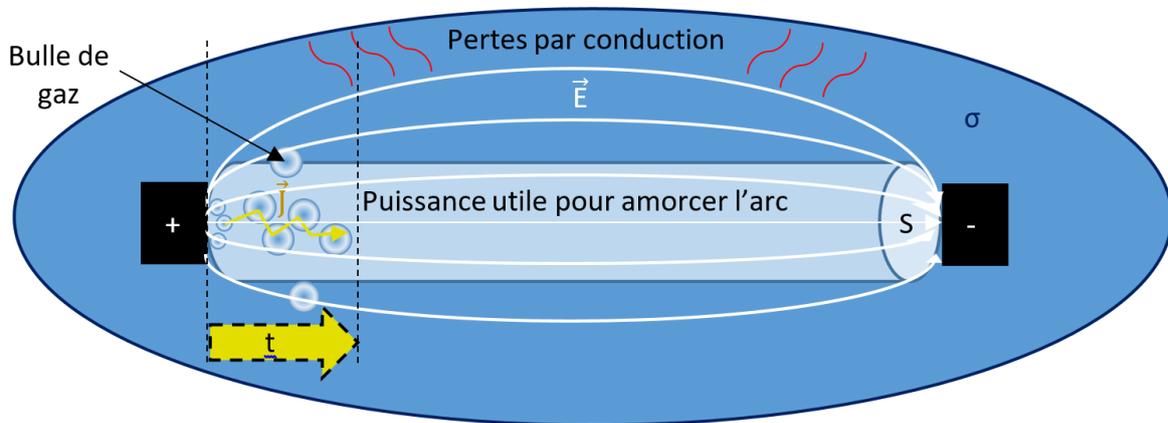


Figure 3-5 : Pertes par conduction électrique dans un fluide lorsqu'on applique une différence de potentiel avant l'apparition d'un arc électrique

À faible conductivité, l'énergie utile pour amorcer l'arc serait dominante devant les pertes par conduction.

Alors que pour les valeurs  $\sigma$  plus élevées et pour une valeur de la capacité fixée, les pertes par conduction dans le fluide deviendraient plus importantes et donc non négligeables. Comme la valeur de la tension de claquage (et donc du champ électrique) est d'autant plus grande que la valeur de la capacité est faible, l'augmentation de la consommation d'énergie avec la conductivité est particulièrement marquée pour les faibles valeurs de la capacité de stockage.

Par ailleurs, il est surprenant de constater que pour une même conductivité, l'énergie consommée dépend de la valeur de la capacité, et donc de l'énergie initialement stockée. Pour expliquer ce résultat, il faut prendre en compte les valeurs des  $U_{50}$  et des  $T_b$  associées à chaque configuration : le temps de claquage croît avec l'augmentation de la capacité de façon plus importante que ne décroît la valeur  $U_{50}$ . Par conséquent, le temps durant lequel la puissance électrique globale est transférée au fluide augmente également, ce qui pourrait entraîner l'augmentation de l'énergie perdue alors que l'énergie utile pour la création de l'arc resterait constante.

### 3.3.3. Rupture diélectrique du fluide : géométrie 2

La suite de l'étude est réalisée à l'aide de la géométrie d'électrodes coaxiales 2 dimensionnée pour atteindre des valeurs de tension jusqu'à 170 kV. Elle est associée au générateur de Marx à deux étages (127 nF). L'objectif est d'analyser les variations de la valeur  $U_{50}$  en fonction de la conductivité du fluide, mais également d'étudier les seuils de transition entre une décharge subsonique et supersonique. Rappelons une nouvelle fois que pour amorcer une décharge supersonique, des seuils de champ électrique doivent être atteints, ce qui nécessite des niveaux de tension supérieurs à ceux utilisés précédemment.

Sur la Figure 3-6, les mêmes tendances que celles de la Figure 3-3 (i.e. avec les géométries d'électrodes coaxiales 1 et HP) sont observées :

- La valeur de la tension de rupture diélectrique  $U_{50}$  est d'autant plus importante que la conductivité du fluide est élevée. Cette tendance est significative du fait de la relative faible valeur de la capacité utilisée.
- La boue de forage possède une tension de rupture diélectrique plus faible que celle de l'eau. Il faut toutefois noter que lors de l'essai avec de l'eau salée à une conductivité de 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$ , nous atteignons la limite d'utilisation de notre générateur en termes de tension. La valeur de  $U_{50}$  ne peut donc pas être déterminée.

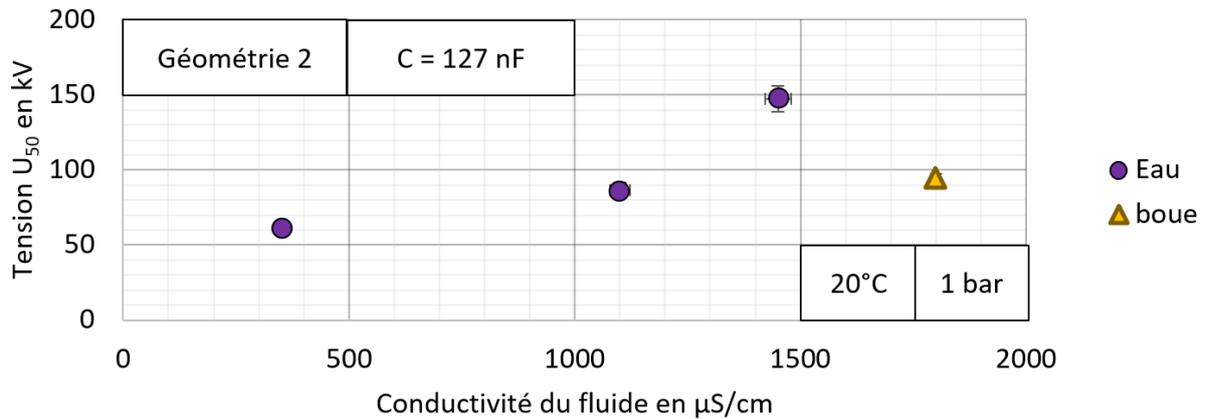


Figure 3-6 : Tension  $U_{50}$  en fonction de la conductivité du liquide pour la géométrie d'électrodes coaxiales 2 ( $C = 127 \text{ nF}$ )

## 3.3.4. Consommation d'énergie pour créer un arc : géométrie 2

Contrairement aux essais précédents, les niveaux de tension élevés qui sont mis en jeu dans cette configuration peuvent conduire au développement de décharges subsoniques ou supersoniques. Dans la littérature, outre l'aspect visuel, on différencie le mode subsonique du mode supersonique par la vitesse de propagation de la décharge électrique. Sur la Figure 3-7, à partir des résultats de publications antérieurs [20], le passage d'un mode subsonique à un mode supersonique est illustré en fonction de la vitesse de propagation moyenne de la décharge électrique.

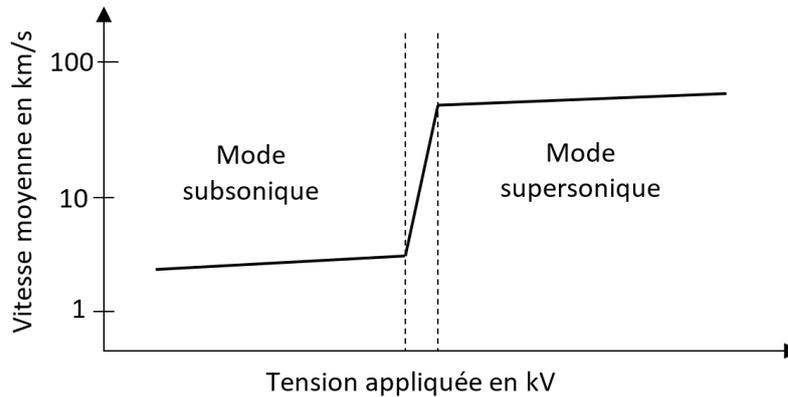


Figure 3-7 : Vitesse moyenne de propagation de la décharge électrique dans un fluide en fonction de la tension appliquée

À partir de la valeur de l'espace inter-électrodes et de la mesure du temps de claquage, on peut retrouver la vitesse de propagation moyenne par la formule suivante :

$$\langle V \rangle = \frac{d}{T_b} \quad (3-3)$$

Toutes les mesures de  $T_b$  obtenues durant les essais de  $U_{50}$  sont représentées sur la Figure 3-8. Rappelons que l'utilisation du générateur de Marx ne permet pas de déterminer la tension  $U_{50}$  associée aux fortes conductivités de l'eau.

Sur cette figure, le temps de claquage  $T_b$  est représenté en fonction de la valeur de la tension appliquée pour toutes les conductivités étudiées. Intéressons-nous, dans un premier temps, aux points correspondant à la conductivité de  $350 \mu\text{S}/\text{cm}$  et considérons que les valeurs limites des vitesses des décharges en mode subsonique et supersonique sont respectivement de  $3 \text{ km/s}$  et  $8 \text{ km/s}$  [13], [20], [24], [26], [28]–[30], [122]. Ces vitesses conduisent à des  $T_b$  respectivement supérieurs à  $2,33 \mu\text{s}$  et inférieurs à  $875 \text{ ns}$ . Par conséquent, il est possible d'identifier les familles de claquage de type subsonique, supersonique ou transsonique, c'est-à-dire comprenant un mélange des deux modes de claquage [56], [123].

Supposons maintenant que ces vitesses resteraient constantes sur la plage de variation de la conductivité. On retrouve alors les 3 familles pour la conductivité de  $1100 \mu\text{S}/\text{cm}$ , mais il semblerait que les décharges de type subsoniques ne puissent se développer dans l'eau de forte conductivité ( $1450 \mu\text{S}/\text{cm}$ ). Ce résultat est cohérent, puisque la constante de temps  $R_{\text{eau}} \times C$  étant la plus faible dans ce cas, la durée d'injection de l'énergie dans le fluide ne permet pas de mettre en œuvre des processus

thermiques. La valeur de  $U_{50}$  est nécessairement élevée et conduit à des valeurs intenses du champ électrique. Les conditions sont donc favorables aux décharges supersoniques.

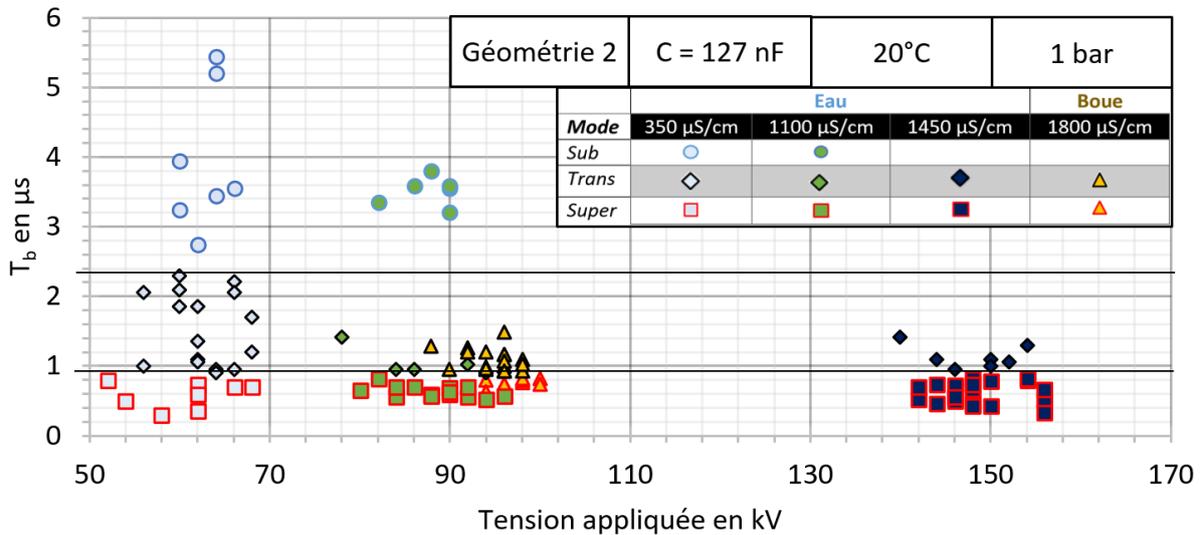


Figure 3-8 : Temps d'amorçage de l'arc électrique en fonction de la tension appliquée pour la géométrie d'électrodes coaxiales 2 (C = 127 nF)

En conservant ces hypothèses et à partir de la formule (2-8), il est possible d'estimer la consommation d'énergie jusqu'au claquage électrique pour les différents types de propagation et pour chaque conductivité. La Figure 3-9 représente ces résultats.

Pour la même tension d'alimentation et pour une même conductivité, comme prévu, l'énergie consommée dans la phase de pré-arc est bien inférieure dans le mode supersonique par rapport au mode subsonique. Une quantité importante d'énergie thermique est nécessaire pour créer des bulles de gaz dans le mode subsonique.

Pour un même mode de propagation de la décharge, la consommation d'énergie est d'autant plus importante que la conductivité du fluide et la tension d'alimentation sont élevées. Comme déjà exposé, cette consommation d'énergie supplémentaire est due aux pertes par effet Joule qui sont proportionnelles à la conductivité du fluide et au champ électrique.

Lors de l'essai avec de l'eau salée d'une conductivité de 1450 µS/cm (bleu foncé) et l'essai dans la boue de forage (triangle jaune) aucune décharge subsonique (contour bleu) n'a été amorcée.

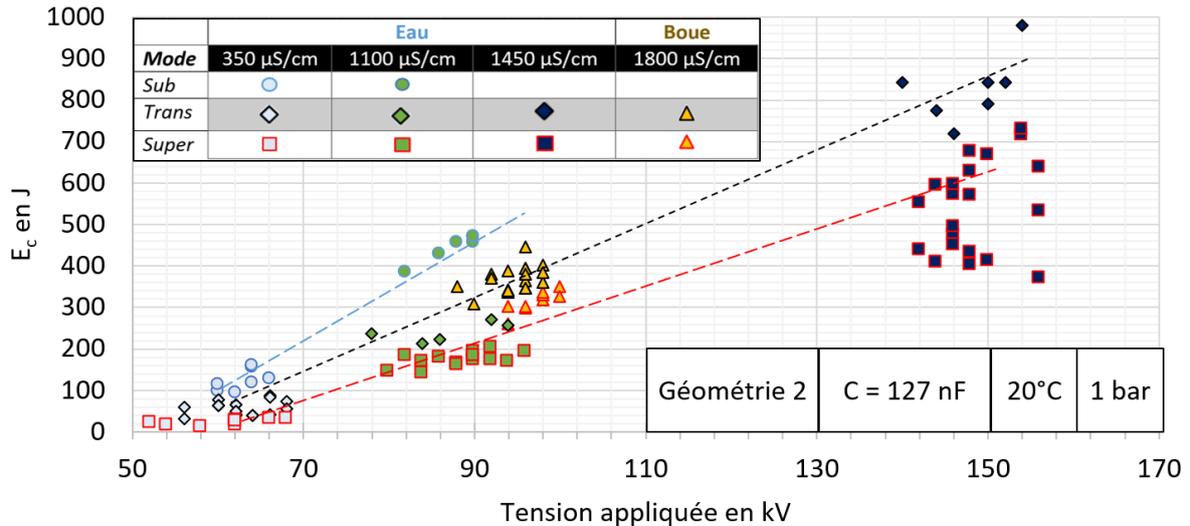


Figure 3-9 : Consommation minimale d'énergie pendant la phase de pré-arc en fonction de la conductivité du fluide et de la tension appliquée selon le mode de propagation de la décharge sur la géométrie d'électrodes coaxiales 2 (C = 127 nF)

Pour compléter ces résultats, la tension d'alimentation est augmentée au-delà des valeurs de  $U_{50}$  afin de connaître l'évolution des paramètres de décharge  $T_b$ ,  $U_b$  et  $I_{\max}$ . Dans un premier temps, nous reprendrons les essais avec la géométrie d'électrodes coaxiales 1. La capacité retenue pour le générateur de choc est celle de 200 nF. Ce choix est un compromis entre une usure limitée des électrodes (faible valeur de capacité) d'une part et le souhait de conduire des essais sur toute la plage de conductivité envisagée (forte valeur de capacité) d'autre part.

Dans un second temps, le même type d'essai est réalisé avec la géométrie d'électrodes coaxiales 2 et le générateur de Marx.

### 3.4. Tension de claquage en fonction du temps d'application de la tension

Les essais sont maintenant réalisés en surtension, c'est-à-dire en appliquant, pour chaque conductivité, des tensions supérieures à  $U_{50}$ . On obtient ainsi des valeurs de tension de claquage croissante en fonction de durées de temps d'application décroissantes. La première publication à avoir décrit ce phénomène est la publication de Boev et al. [6]. Les auteurs montrent que la rigidité diélectrique de l'eau est plus grande que celle de 2 roches lorsqu'on applique des ondes de tension pendant un temps court (200 ns – 400 ns).

Les conditions de réalisation de ces essais correspondent à un fluide de faible conductivité (166  $\mu\text{S/cm}$ ). L'objectif est donc d'étudier la façon dont évoluent les résultats de Boev et al. en fonction de la conductivité du fluide.

On rappelle qu'il est possible de dissocier les deux modes de claquage par leurs différences de comportement :

- En mode subsonique, le temps d'application nécessaire au claquage est plus long et varie fortement.
- En mode supersonique, le temps d'application est inférieur à la microseconde et les valeurs de la tension de claquage sont élevées.

### 3.4.1. Évolution de la tension de claquage en fonction du temps d'application de la tension et de la conductivité du fluide : géométrie 1

Sur la Figure 3-10, les valeurs de la tension de claquage  $U_b$  sont représentées en fonction du temps de claquage  $T_b$  pour la capacité de 200 nF et pour différentes conductivités : eau salée de 350  $\mu\text{S}/\text{cm}$  (cercle bleu clair), 1100  $\mu\text{S}/\text{cm}$  (losange vert clair), 1450  $\mu\text{S}/\text{cm}$  (losange bleu foncé) et 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$  (cercle orange) ainsi qu'une boue de forage de 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$  (triangle jaune). À partir de la valeur  $U_{50}$  déterminée dans la partie 3.3 précédente, la valeur de la tension d'alimentation  $U_e$  est augmentée par palier de 5 kV. Chaque point sur la Figure 3-10 représente la moyenne ( $U_b$  et  $T_b$ ) des 10 tirs réalisés au palier de tension.

On retrouve globalement, pour toutes les conductivités, les évolutions mises en évidence par Boev et al. [6] : la tension de claquage croît avec la diminution de la durée d'application de l'onde de tension. Par contre, la figure montre que les courbes de tendance  $U_b = f(T_b)$  se comportent différemment selon les conductivités.

En mode subsonique, c'est-à-dire les points situés pour les  $T_b$  les plus longs, il apparaît que la tension de claquage décroît avec l'augmentation de la conductivité. Alors qu'en mode supersonique ( $T_b$  courts), les tensions de claquage des fluides à faible conductivité sont plus faibles. De plus, comme observée précédemment, la tension de claquage d'une boue de forage est inférieure à celle d'une eau de même conductivité. Ces résultats pourraient signifier que le seuil de basculement d'un mode subsonique vers le mode supersonique dépend bien entendu de la durée d'application de l'onde de tension, mais également du fluide et de sa conductivité.

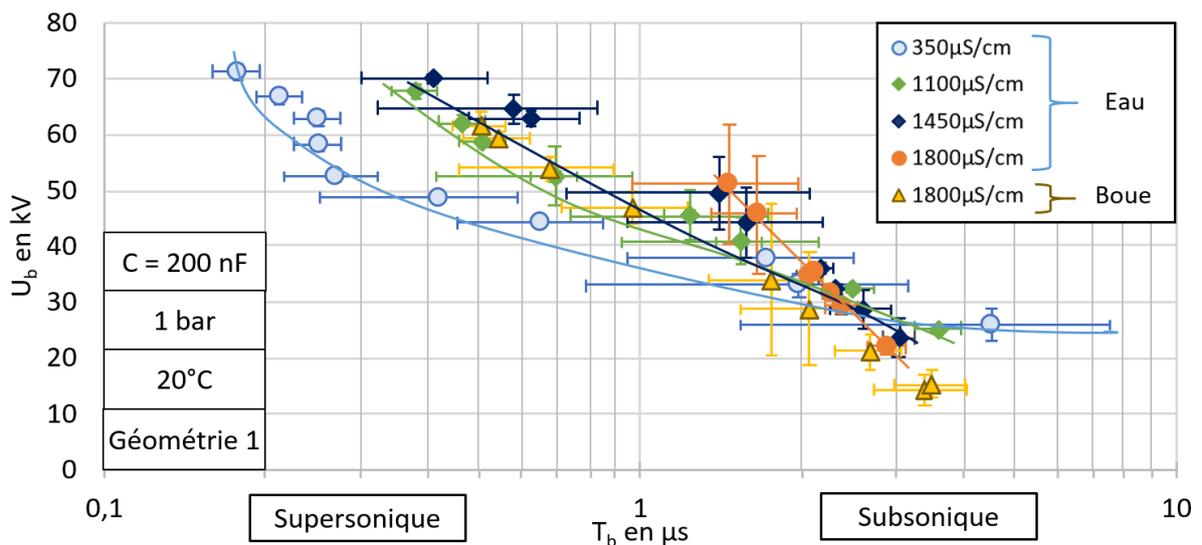


Figure 3-10 : Tension de claquage en fonction du temps d'amorçage de l'arc électrique sur la géométrie d'électrodes coaxiales 1 ( $C = 200 \text{ nF}$ )

### 3.4.2. Évolution de la tension de claquage en fonction du temps d'application de la tension et de la conductivité du fluide : géométrie 2

Afin de compléter cette étude pour des niveaux de tension plus élevés, la géométrie d'électrodes coaxiales 2 associée au générateur de Marx ( $C = 127 \text{ nF}$ ) est utilisée. Les résultats sont présentés sur la Figure 3-11. De la même façon que pour les essais avec la géométrie 1, à partir de la valeur  $U_{50}$ , la valeur de la tension d'alimentation  $U_e$  est augmentée par palier et chaque point représente la moyenne de 10 tirs. Rappelons une nouvelle fois que pour les fortes conductivités, l'association de cette électrode avec le générateur de Marx limite la valeur de sa tension de sortie à de faibles niveaux par rapport à sa tension à vide. Pour cette raison, peu de points sont présentés pour la conductivité de  $1450 \mu\text{S/cm}$  et aucun pour la conductivité de  $1800 \mu\text{S/cm}$ .

En mode supersonique, on note à nouveau que la conductivité du fluide a une influence marquée sur le temps de claquage et sur la tension de claquage.

On retrouve, comme sur la Figure 3-10, une tendance analogue pour la boue de forage : les caractéristiques de claquage ( $T_b$ ,  $U_b$ ) de la boue ( $1800 \mu\text{S/cm}$ ) se situent entre les caractéristiques de l'eau ayant des conductivités de  $1100 \mu\text{S/cm}$  et  $1450 \mu\text{S/cm}$ .

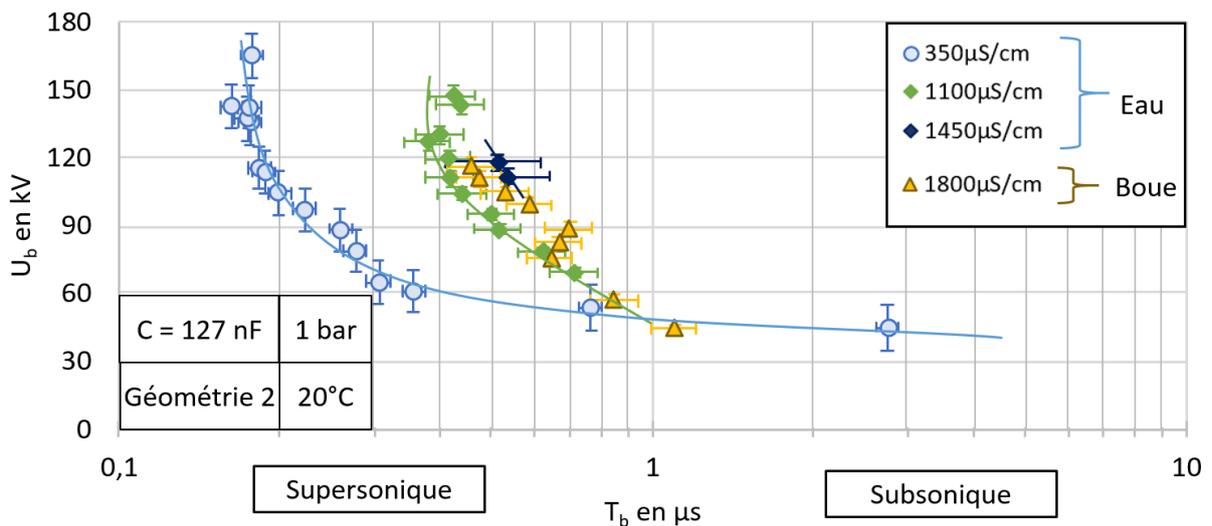


Figure 3-11 : Tension lors du claquage en fonction du temps d'amarçage de l'arc électrique sur la géométrie d'électrodes coaxiales 2 ( $C = 127 \text{ nF}$ )

À partir de ces mesures, il est possible de déterminer les valeurs du champ électrique maximales appliquées entre les électrodes pour chaque géométrie. Cette valeur de champ électrique est le critère qui permet de déterminer le changement de mode de décharge.

### 3.5. Analyse du changement de régime de décharge

Les deux modes de décharge sont observés selon l'amplitude du champ électrique appliqué à l'espace inter-électrodes [19] et la durée d'application de l'onde de tension  $T_b$ . La formule de Martin-Lupton (3-4), issue de [1], lie le temps d'amorçage de l'arc  $T_b$  au champ électrique maximal  $E_{\max}$  de façon empirique. Le champ électrique maximal  $E_{\max}$  est en kV/cm. La constante  $M$  dépend des caractéristiques du fluide et de la géométrie d'électrodes. La surface des électrodes en regard  $A$  est en  $\text{cm}^2$ . Le temps effectif  $t_{\text{eff}}$  représente le temps d'amorçage de l'arc électrique auquel il faut retrancher le temps que met le champ électrique pour atteindre sa valeur maximale. On prend dans notre cas  $t_{\text{eff}} = T_b$ . Pour  $t_{\text{eff}} < 2 \mu\text{s}$ , la constante  $N$  est prise égale à 3 dans la littérature [1], [56], [124]. Cette formule a été éprouvée avec des géométries d'électrodes différentes et diverses natures de fluide de faibles conductivités [1], [56], [58], [124]–[127].

$$E_{\max} = M \cdot A^{-\frac{1}{10}} \cdot t_{\text{eff}}^{-\frac{1}{N}} \quad (3-4)$$

Sur la Figure 3-12, les résultats de l'équation de Martin-Lupton sont représentés par les courbes en rouge pour diverses valeurs de la constante  $M$  qui, dans notre cas, ne dépend que de la conductivité du fluide. Nos valeurs expérimentales réalisées avec la géométrie d'électrodes coaxiales 1 et le générateur de tension impulsionnelle avec  $C = 200 \text{ nF}$  sont comparées à ces tendances théoriques sur la Figure 3-12. La surface  $A$  et la constante  $N$  sont respectivement fixées à  $5,5 \text{ cm}^2$  et 3.

Pour les faibles valeurs de  $T_b$  (inférieures à quelques microsecondes), il est possible de trouver une valeur de  $M$  qui permette, pour chaque conductivité, une bonne concordance entre les mesures expérimentales et la formule de Martin-Lupton. Ces valeurs sont cohérentes aux valeurs de la publication de Hogg et al. [58] où le terme  $M \cdot A^{-\frac{1}{10}}$  est pris constant entre 1,6 et 3,6 pour des valeurs de conductivité entre 1 et  $330 \mu\text{S/cm}$  respectivement.

En revanche, la formule s'éloigne systématiquement des données expérimentales lorsque le temps de claquage augmente. Dans ce cas, la publication de Zhou et al. [56] et la publication de Fenneman et al. [124] proposent de changer la constante liée au temps à  $N = 6$ . Cette méthode ne fonctionne pas dans notre cas.

Il paraît normal que cette formule ne soit valide que pour les résultats expérimentaux associés aux valeurs de  $T_b$  faibles puisque la formule proposée introduit la valeur du champ électrique et que ce critère n'est pris en compte que pour des décharges supersoniques. Pour ce mode de décharge et pour une géométrie fixe, le paramètre  $M$  permet bien de considérer la conductivité du fluide. En revanche, les résultats tendent à montrer que la formule de Martin-Lupton ne s'applique pas pour les décharges subsoniques.

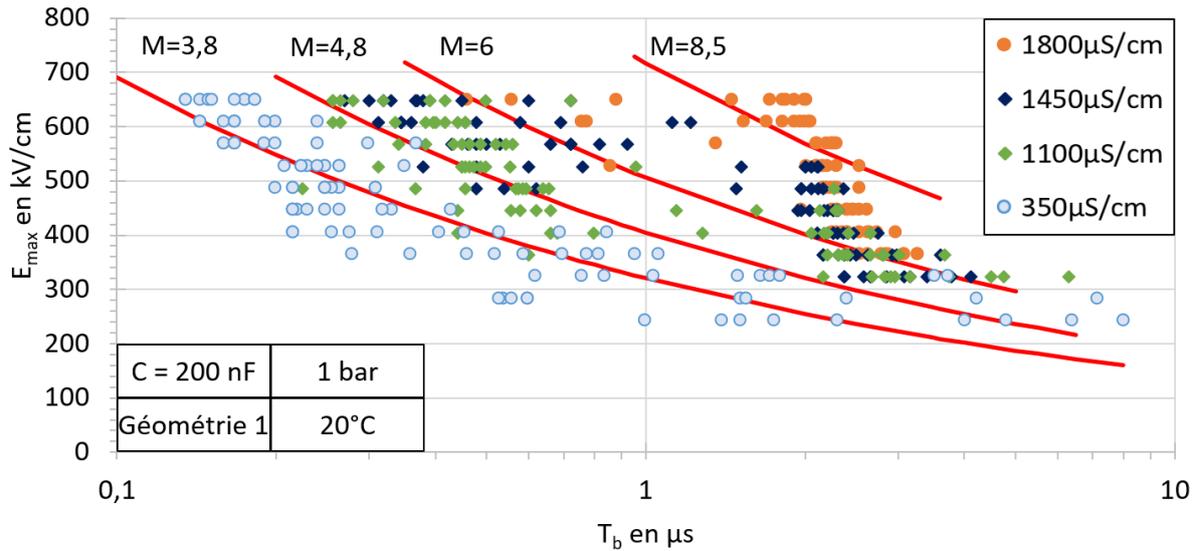


Figure 3-12 : Champ électrique maximal en fonction du temps de claquage  $T_b$  comparé à la formule de Martin-Lupton pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1 ( $C = 200$  nF)

La connaissance du seuil de transition entre le mode subsonique et le mode supersonique est un critère important. La figure précédente prouve, une nouvelle fois, qu'il s'agit bien d'un critère de champ électrique maximum dont la valeur évolue avec la conductivité.

### 3.5.1. Analyse du changement de mode de décharge et détermination du seuil de transition : géométrie 1

La décharge électrique se propage à une vitesse maximale d'environ 3 km/s en mode subsonique [29], soit un temps de propagation de  $1,67 \mu\text{s}$  pour un espace inter-électrodes de 5 mm. La vitesse de propagation est de 8 km/s minimum en mode supersonique soit une durée de  $0,625 \mu\text{s}$  [57], [58]. Pour faciliter la lecture, les barres horizontales noires tracées sur la Figure 1-13 traduisent ce passage temporel entre les modes de décharge.

Le temps d'application  $T_b$  en fonction de la tension appliquée est dans un premier temps analysé pour le fluide de référence étudié dans la littérature : l'eau du robinet ayant une conductivité de  $350 \mu\text{S/cm}$ . On détermine alors une zone de transition, où le régime de décharge est subsonique, supersonique ou transsonique.

Une fois la géométrie d'électrodes fixée, pour accroître l'intensité du champ électrique la tension appliquée à l'espace inter-électrodes est augmentée. Cette valeur de tension,  $U_e$  est augmentée par palier de 5 kV jusqu'à la valeur maximum de 85 kV. Dix tirs sont effectués à chaque palier de tension. La valeur initiale de la tension appliquée est fixée à une valeur proche de celle déterminée lors des essais  $U_{50}$ .

Pour les faibles valeurs de tension (et donc de champ électrique), le temps d'amorçage de l'arc est long et le mode de décharge est subsonique (Figure 3-13). Lorsque la tension appliquée augmente, le temps d'amorçage de l'arc chute : le mode de décharge est supersonique. Une transition s'effectue entre ses deux modes de décharge (le mode transsonique).

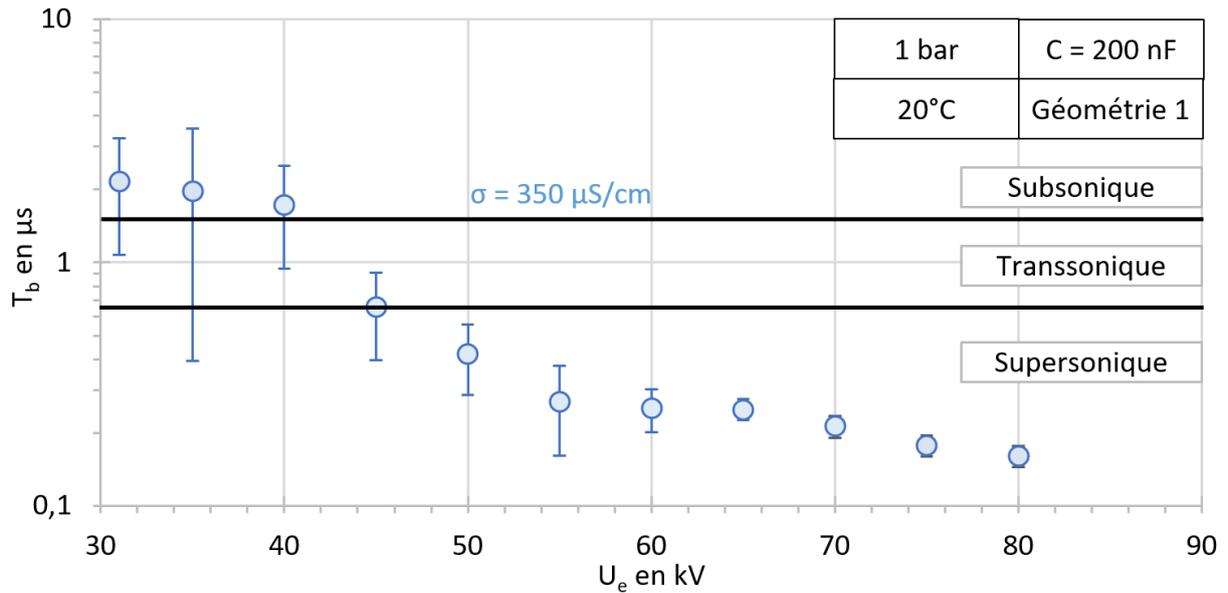


Figure 3-13 : Temps d’amorçage de l’arc électrique en fonction de la tension appliquée à la géométrie d’électrodes coaxiales 1 dans l’eau du robinet ( $C = 200 \text{ nF}$ )

Sur la Figure 3-14, les mêmes essais réalisés dans l’eau du robinet sont comparés à des résultats expérimentaux supplémentaires obtenus dans de l’eau salée et une boue de forage.

Comme sur la Figure 3-13, une diminution du temps d’amorçage de l’arc électrique avec la tension appliquée est observée pour tous les fluides [29]. Cependant, le seuil de transition entre le mode subsonique et le mode supersonique ne s’effectue pas pour la même valeur de tension appliquée dans tous les fluides. Plus la conductivité du fluide est importante, plus la tension appliquée doit être élevée pour atteindre le mode supersonique. Remarquons également que les niveaux limités de tension ne permettent pas de clairement basculer vers le mode supersonique pour l’eau de forte conductivité ( $1800 \mu\text{S/cm}$ ). Enfin, le seuil de transition est différent entre la boue et l’eau salée pour une même conductivité.

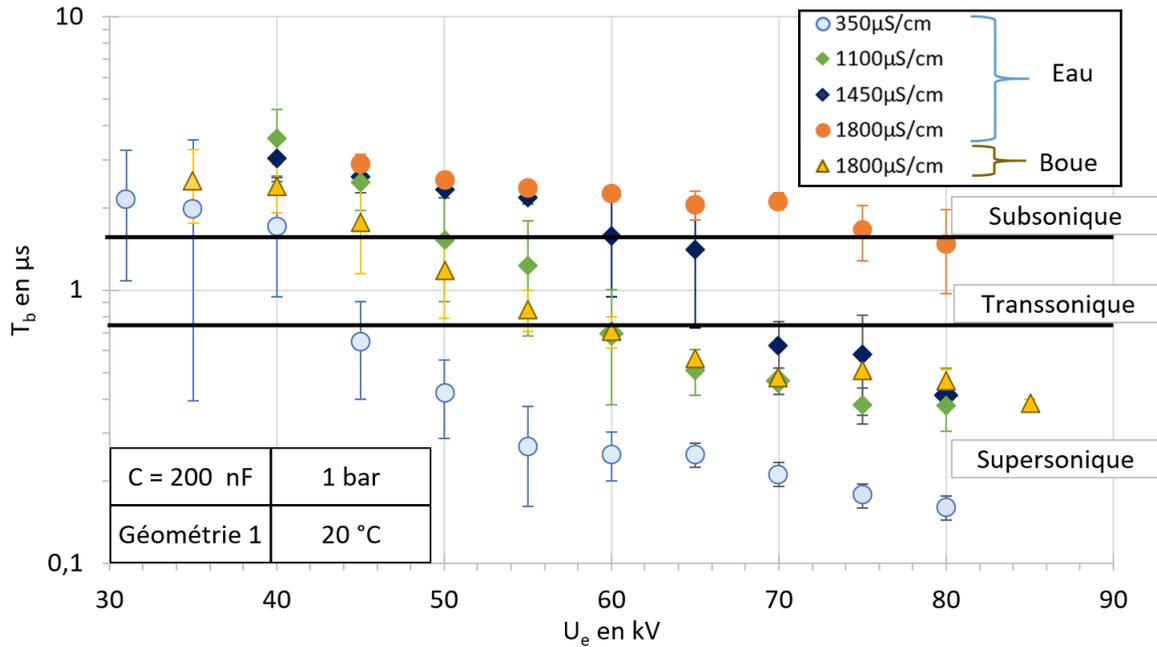


Figure 3-14 : Temps d'amorçage de l'arc électrique en fonction de la tension appliquée et de la conductivité du fluide sur la géométrie d'électrodes coaxiales 1 ( $C = 200 \text{ nF}$ )

Un autre résultat intéressant ressort de la Figure 3-14 : les valeurs  $T_b$  en mode subsonique étant tous de l'ordre de 2 à 3  $\mu\text{s}$ , la vitesse de propagation de la décharge en mode subsonique ne dépend donc pas de la conductivité de l'eau et reste égale à celle de la boue. Sa valeur est estimée à environ 2 km/s.

En revanche, en mode supersonique, la vitesse de propagation de la décharge dépend clairement de la conductivité ; plus elle est importante, plus la vitesse de propagation est faible. Ces tendances sont reportées sur la Figure 3-15.

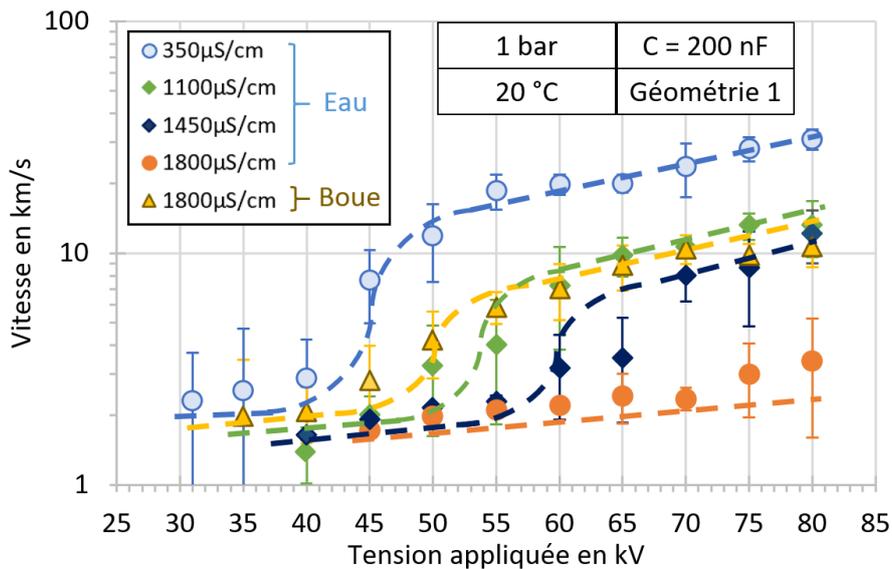


Figure 3-15 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de la tension appliquée

Le fait que la vitesse de propagation ne dépende pas de la conductivité du fluide en mode subsonique signifierait que la dynamique du processus de création de bulles est peu dépendante de la conductivité et donc que les constantes thermiques mises en jeu restent constantes. Cette hypothèse sera vérifiée dans le chapitre suivant où nous montrerons que la capacité calorifique ainsi que l'enthalpie de l'eau sont effectivement des paramètres peu dépendants de la conductivité.

A contrario, l'influence de la conductivité sur la vitesse de propagation du mode supersonique montre, une nouvelle fois, qu'il ne peut s'agir de processus thermiques qui conduisent au claquage.

À partir de ces résultats, les seuils de transition peuvent être déterminés en termes de champ électrique (Figure 3-16). Pour des essais similaires réalisés au laboratoire SIAME, avec une géométrie pointe – plan dans l'eau du robinet, le seuil de transition vers le mode supersonique avait été estimé à  $E_{max} = 300$  kV/cm [15], [25]. Ces nouveaux résultats montrent que la valeur du seuil de transition du champ électrique est estimée à une valeur de champ d'environ 350 kV/cm (40 kV). On peut conclure que, dans nos diverses configurations expérimentales, le changement de géométrie d'électrodes influe peu sur le seuil de transition du champ électrique.

En augmentant la conductivité du liquide, la transition vers un mode de décharge supersonique se fait à des valeurs de champs électriques de plus en plus élevées (Figure 3-16). Le point placé à 1800  $\mu$ S/cm a été extrapolé puisque, pour cette conductivité, le passage en mode supersonique n'a pu être observé lors des essais. Le seuil de transition pour la boue est quant à lui estimé à environ 470 kV/cm correspondant à la tension de 60 kV.

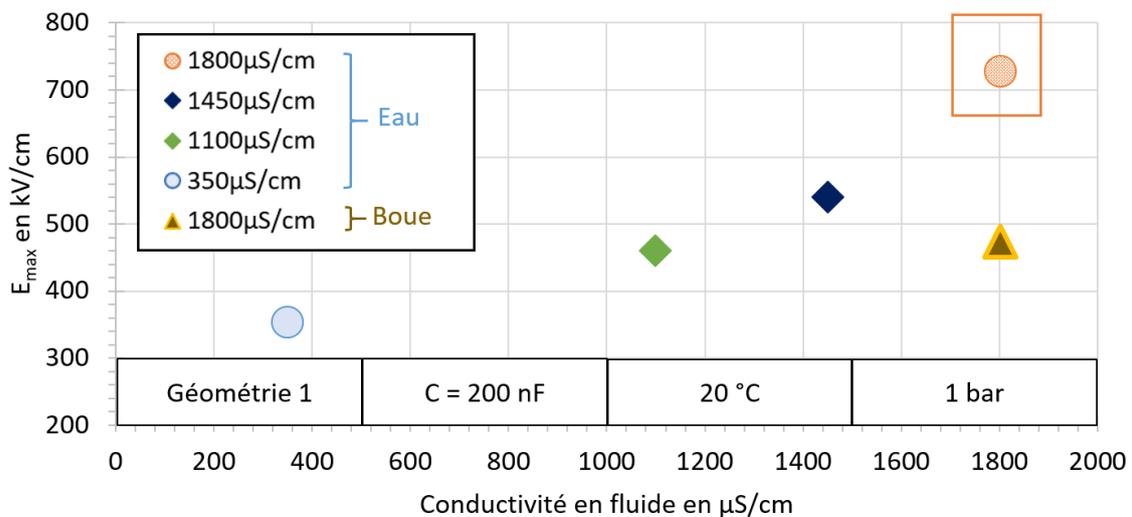


Figure 3-16 : Valeurs seuils du champ électrique de transition vers le mode supersonique en fonction de la conductivité du fluide pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1 ( $C = 200$  nF)

### 3.5.2. Analyse du changement de mode de décharge et détermination du seuil de transition : géométrie 2

La suite de l'étude est réalisée à l'aide de la géométrie d'électrodes coaxiales 2. Le générateur utilisé est le générateur de Marx à 2 étages de capacité équivalente égale à 127 nF.

Les résultats sont reportés sur la Figure 3-17. Comme pour l'étude précédente, chaque point représenté est la moyenne de 10 tirs, pour une même tension appliquée. En prenant les mêmes vitesses de propagation que celles utilisées dans l'étude précédente (respectivement 3 et 8 km/s en mode subsonique et supersonique), les nouvelles barres horizontales correspondant a priori aux transitions de mode de propagation sont positionnées à 2,33  $\mu\text{s}$  et 875 ns.

Considérons l'eau de conductivité égale à 350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ . Dans ces conditions expérimentales, la tension  $U_{50}$  est relativement élevée puisqu'elle est de l'ordre de 55 kV. Ce point est déjà en limite du mode subsonique. L'écart type important associé signifie même probablement qu'il s'agit du mode transsonique. Dès qu'une surtension est appliquée, les claquages basculent en mode supersonique. La vitesse de propagation augmente significativement et se stabilise, quel que soit le niveau de surtension.

Pour les autres conductivités, la valeur trop faible de la capacité du générateur de Marx ne permet pas de développer des décharges en mode subsonique.

On retrouve néanmoins sur cette géométrie les mêmes tendances que sur la première géométrie à savoir :

- Pour une même valeur de tension appliquée, le temps d'amorçage est d'autant plus court que la conductivité est faible.

Les temps d'amorçage de l'arc électrique dans la boue de conductivité égale à 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$  sont situés entre ceux de 1100  $\mu\text{S}/\text{cm}$  et 1450  $\mu\text{S}/\text{cm}$  de l'eau.

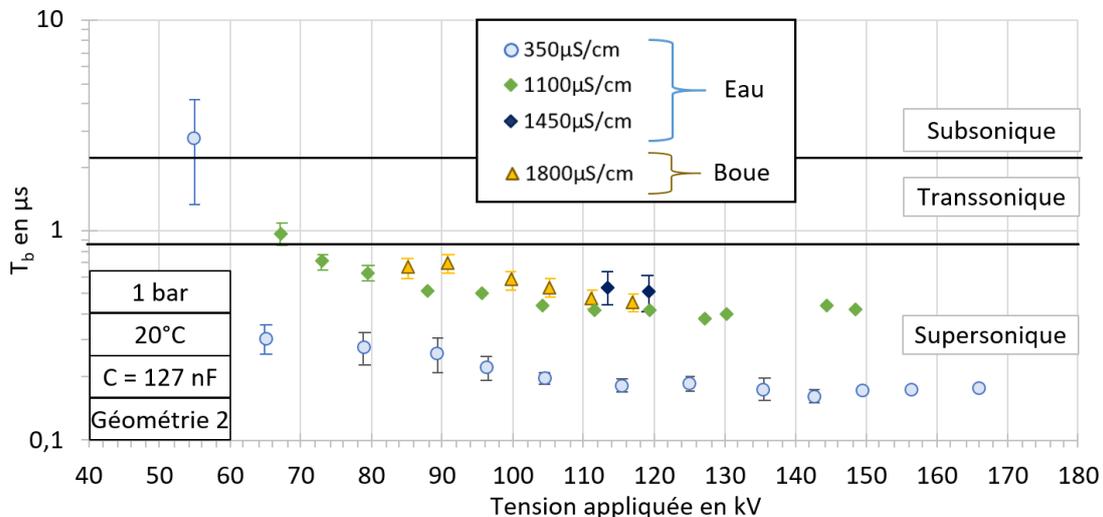


Figure 3-17 : Temps d'amorçage de l'arc électrique en fonction de la tension appliquée et de la conductivité du fluide sur la géométrie d'électrodes coaxiales 2 ( $C = 127 \text{ nF}$ )

En nous appuyant sur les tendances obtenues dans la partie précédente, nous approximerons les seuils de transitions pour cette géométrie. Mais avant, intéressons-nous à l'énergie consommée jusqu'à l'arc en fonction du mode de claquage et de la conductivité.

### 3.6. Bilan d'énergie électrique consommée par la décharge

L'énergie consommée avant l'apparition de l'arc électrique est estimée par la formule (2-8) présentée dans la partie 2.4.1. Alors qu'en mode subsonique l'énergie consommée pendant la période pré-arc est essentiellement transformée en énergie thermique pour créer des bulles de gaz, l'énergie consommée en mode supersonique est consacrée à la propagation de la décharge. Des travaux antérieurs [15], [25] avaient ainsi montré que la consommation d'énergie de la décharge de type supersonique est inférieure à celle du mode subsonique.

Les valeurs de seuils de transition du champ électrique déterminées précédemment pourront être vérifiées par l'intermédiaire de l'énergie consommée durant la phase de pré-arc.

Sur la Figure 3-18, la consommation d'énergie pré-arc est calculée en fonction du champ électrique maximum et de la conductivité. Prenons les points relatifs à l'eau de plus faible conductivité. Il apparaît bien une chute de l'énergie consommée à partir de valeurs de champ compris entre 300 kV/cm et 400 kV/cm. Ces valeurs correspondent à celles identifiées comme étant le seuil de transition entre subsonique et supersonique pour l'eau de conductivité égale à 350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ . En mode subsonique, plus la valeur du champ est élevée, plus le système consomme de l'énergie. Autrement dit, une surtension appliquée dans ce mode entraîne un accroissement de l'énergie consommée. Ce phénomène est lié aux pertes Joule par conduction qui sont directement liées au champ appliqué (3-2) et qui ne peuvent pas être négligées devant les processus thermiques qui conduisent à la formation des bulles. En mode supersonique, les pertes Joule par conduction sont réduites puisque le temps de propagation de la décharge est rapide. Pour un fluide de faible conductivité, l'énergie associée aux pertes Joule peut être négligée, ce qui explique qu'il n'y ait donc pas d'effet de la surtension sur la consommation d'énergie.

Pour les eaux de plus forte conductivité, on retrouve l'effet de la chute de l'énergie à partir d'un seuil de champ appliqué. Ces seuils de champs sont bien identiques à ceux déterminés à partir des mesures du temps de claquage. Par ailleurs, quel que soit le mode de propagation, l'énergie consommée par la décharge augmente avec la conductivité du fluide. Si l'on considère que l'énergie de création de bulles en mode subsonique est indépendante de la conductivité du fluide, l'augmentation de l'énergie consommée dans ce mode ne peut être attribuée qu'aux pertes Joule qui sont effectivement proportionnelles à la conductivité et au carré du champ appliqué (3-2). Une augmentation du champ appliqué se traduit donc par une énergie consommée plus importante. Par contre, en mode supersonique, pour une conductivité fixée, comme l'énergie reste indépendante du champ, nous pouvons supposer que ce sont bien les processus d'initiation et de propagation de la décharge qui consomment de l'énergie (les pertes Joule sont négligeables). Ces processus sont eux dépendant de la conductivité du fluide.

Enfin, la Figure 3-18 montre que pour la boue, la consommation d'énergie est constante en fonction du champ appliqué. Ce résultat est surprenant puisque nous avons montré précédemment sur la Figure 3-14 que les deux régimes de décharge pouvaient intervenir. Le seuil de transition a été estimé autour de 470 kV/cm.

Lorsque les agents tensioactifs contenus dans le fluide de forage [43] sont activés par le champ électrique, ils repoussent la bentonite contenue dans la boue de forage (effet Marangoni) [128]. Une quantité majoritaire d'eau (sans bentonite) est alors concentrée entre l'espace inter-électrodes dans la zone utile à l'amorçage de l'arc électrique. Ce qui expliquerait que la valeur de champ électrique de transition de la boue de forage est proche de celle de l'eau du robinet (350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ ). Cependant, les

pertes par conduction dans le fluide entourant les électrodes restent proportionnelles à la conductivité de la boue (1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$ ).

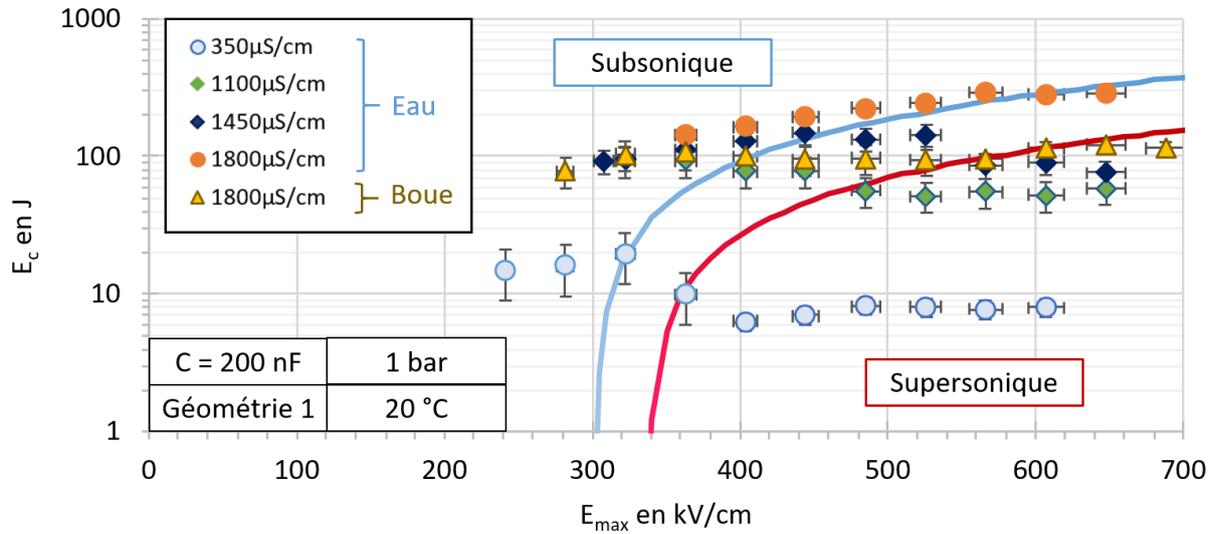


Figure 3-18 : Consommation d'énergie pré-arc en fonction du champ électrique maximum et du type de fluide pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1 ( $C = 200 \text{ nF}$ )

La Figure 3-19 présente les seuils de consommation de la décharge en modes subsonique et supersonique en fonction de la conductivité. La dépendance linéaire des valeurs  $E_c$  apparaît clairement quel que soit le mode de propagation.

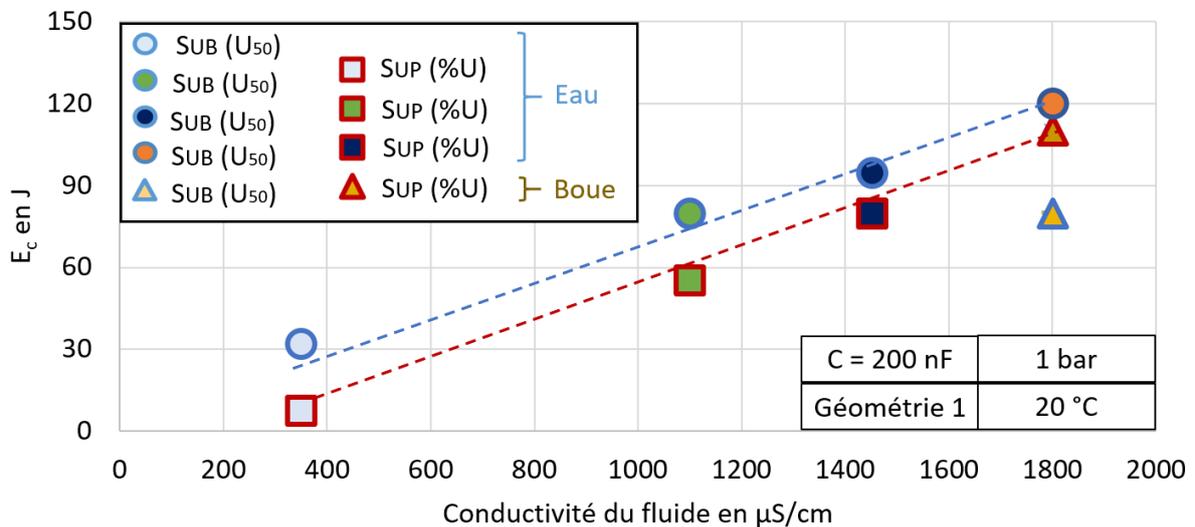


Figure 3-19 : Valeurs seuils de la consommation d'énergie en mode supersonique (surtension) et en mode subsonique (essais  $U_{50}$ ) en fonction la conductivité du fluide pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1 ( $C = 200 \text{ nF}$ )

### 3.7. Résistance d'arc en fonction du courant maximal

Pour rappel, la résistance d'arc est définie dans la partie 2.4.2 à partir de la formule 2-19 et d'un essai en court-circuit.

La Figure 3-20 présente l'évolution de la résistance d'arc  $R_{arc}$  en fonction du courant maximal  $I_{max}$  pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1. Un essai préalable en court-circuit a permis d'estimer la résistance du circuit  $R_{circuit} = 0,18 \Omega$  dans cette configuration. La résistance d'arc  $R_{arc}$  est liée par une fonction inverse au courant maximal  $I_{max}$ . La nature du fluide ne semble pas avoir d'influence sur la caractéristique  $R_{arc} = f(I_{max})$ .

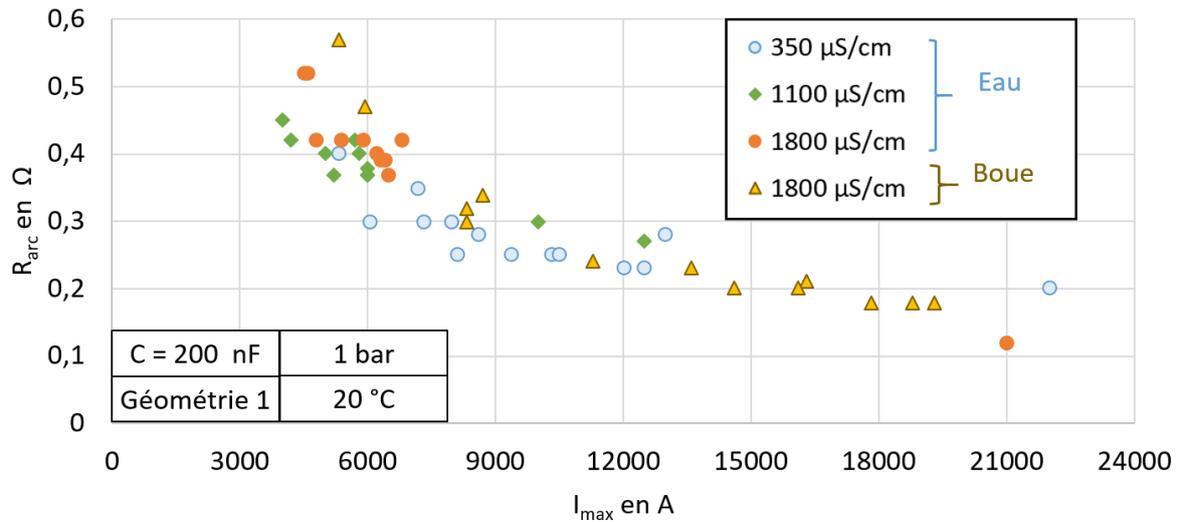


Figure 3-20 : Résistance d'arc en fonction du courant maximal pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1

La plage de valeur du courant maximal lors des essais avec la géométrie d'électrodes coaxiales 2 se situe entre 10 kA et 35 kA. Les valeurs de résistance d'arc estimées sont égales ou inférieures à la valeur de la résistance du circuit. Il n'est pas possible d'estimer avec précision les valeurs de résistance d'arc inférieures à la valeur de la résistance du circuit.

### 3.8. Conclusion du chapitre

La génération d'arcs électriques dans les fluides a été étudiée par l'intermédiaire de différentes géométries d'électrodes coaxiales et de plusieurs générateurs de tension impulsionnelle. L'objectif de ce chapitre a été de caractériser l'influence de la conductivité du fluide, des caractéristiques temporelles du générateur utilisé et des niveaux de tension commutés sur la rupture diélectrique d'eaux et de boues de forage.

La création de décharges électriques de surface à partir d'une géométrie d'électrodes adaptée a été expérimentée. Du fait de la présence d'un diélectrique et d'une forte intensité de champ électrique à sa surface, l'avantage principal d'une géométrie surfacique est de rendre la rupture diélectrique peu dépendante du fluide. Cependant, une telle géométrie présente peu d'intérêt applicatif et ne permet pas de caractériser la rigidité diélectrique du fluide dans lequel les électrodes sont immergées. L'ensemble des essais a donc été réalisé à l'aide de géométries d'électrodes coaxiales volumique.

#### Tension $U_{50}$ et l'énergie consommée

- Les résultats montrent que, quelle que soit la valeur de la capacité équivalente du générateur, la tension  $U_{50}$  augmente lorsque la conductivité  $\sigma$  du fluide croît. Cette tendance est d'autant plus accentuée que la valeur de la capacité est faible. Ce résultat s'explique aisément en considérant que la durée de l'onde de tension dépend directement de la conductivité du fluide et de la valeur de la capacité. La diminution d'un de ces paramètres ou, pire encore, des deux simultanément doit être compensée par une augmentation de la tension appliquée.
- Pour l'ensemble des capacités utilisées, l'énergie minimale consommée  $E_c$  par la décharge pour mener au claquage augmente avec la conductivité. De plus, pour une conductivité fixée, il apparaît que l'énergie  $E_c$  augmente également lorsque la capacité  $C$  croît. Afin d'expliquer ces résultats, il faut considérer que la consommation énergétique est liée à deux aspects : l'énergie utile pour amorcer l'arc électrique d'une part et les pertes par conduction (non utile à l'amorçage) d'autre part. À faible conductivité ( $< 400 \mu\text{S/cm}$ ), l'énergie utile pour amorcer l'arc semble dominante. À plus forte conductivité et à condensateur de grande valeur, le temps d'amorçage augmente significativement ce qui conduit à agrandir l'intervalle temporel d'intégration pendant lequel les pertes agissent. Dans ces conditions, l'énergie non valorisable perdue par conduction semble prendre le dessus sur l'énergie utile.
- L'utilisation d'un générateur de Marx de capacité équivalente de relativement faible valeur a permis de mettre en évidence les modes de propagation de la décharge et ceux dès les essais à tension de claquage minimale (i.e.  $U_{50}$ ). En effet, pour les faibles conductivités, les tensions de claquage mises en jeu permettent d'amorcer des décharges de type subsonique et supersonique. Dès que la conductivité du fluide croît, la valeur de la tension  $U_{50}$  augmente également et conduit à développer uniquement des décharges en mode supersonique. Ce résultat intéressant signifie qu'il existe des configurations expérimentales pour lesquelles il n'est pas possible d'amorcer des claquages par le mode subsonique ; le critère de champ électrique est atteint avant le critère énergétique.

#### Etude des seuils de champs de transition subsonique-supersonique

- L'analyse des mesures de la tension de claquage  $U_b$  en fonction du temps de claquage  $T_b$  pour les différentes conductivités montre clairement que la valeur de la tension à une microseconde, qui est considérée comme la limite temporelle entre les deux modes de décharge, ne peut être appliquée pour les fluides de grande conductivité. Cette dépendance de la conductivité sur le seuil de transition entre les deux modes de propagation apparaît également sur le tracé de la formule de Martin-Lupton puisque les limites de validité ne sont pas les mêmes selon la conductivité.

- Afin de déterminer ces valeurs seuils du champ électrique de transition, deux méthodes expérimentales ont été utilisées :
  - La première concerne l'analyse des instants de claquage  $T_b$  et donc des vitesses de propagation de la décharge. Nous avons montré que la vitesse de propagation en mode subsonique est de l'ordre de 2 km/s et qu'elle ne dépend pas de la conductivité. Ce résultat signifierait que la dynamique du processus de création de bulles est indépendante de la conductivité et donc que les constantes thermiques mises en jeu restent constantes. Ce dernier point sera vérifié dans le chapitre suivant. Par contre, en mode supersonique, la vitesse de propagation de la décharge est largement plus rapide et dépend clairement de la conductivité. Plus la conductivité du fluide est importante, plus la vitesse de propagation est faible. Cette méthode nous a permis de montrer que les valeurs seuils de champ électrique pour développer une décharge de type supersonique évoluent. Sur le Tableau 3-1, les valeurs de tensions appliquées et de champs électriques de transition vers le mode supersonique sont comparées pour chaque fluide et pour chaque géométrie d'électrodes. Ce tableau récapitulatif permet d'affirmer que le changement de mode de décharge est dicté par le champ électrique uniquement (peu importe la géométrie d'électrodes ou les caractéristiques temporelles du générateur utilisé). Les valeurs notées en orange dans le tableau 3-1 sont extrapolées puisque pour ces fluides les essais réalisés n'ont pas donné lieu à des claquages dans tous les modes de décharge. Soit parce que notre générateur ne fournit pas assez d'énergie pour former un canal d'arc (pour la géométrie d'électrodes coaxiales 2 avec une conductivité de 1450  $\mu\text{S}/\text{cm}$ ), soit parce que la valeur de la tension de sortie est limitée par le générateur utilisé (pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1 avec une conductivité de 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$ ).

	Eau 350 $\mu\text{S}/\text{cm}$	Eau 1100 $\mu\text{S}/\text{cm}$	Eau 1450 $\mu\text{S}/\text{cm}$	Eau 1800 $\mu\text{S}/\text{cm}$	Boue 1800 $\mu\text{S}/\text{cm}$
$U_{m1}$ (kV)	44	60	67	90	61
$U_{m2}$ (kV)	70	90	105		95
$E_{\max1}$ (kV/cm)	355	460	540	728	474
$E_{\max2}$ (kV/cm)	346	443	515		467

Tableau 3-1 : Transition vers le mode supersonique en fonction de la tension d'alimentation et du champ électrique appliqués pour les deux géométries d'électrodes coaxiales

- Ces seuils ont été validés par une seconde méthode expérimentale qui a consisté à calculer l'énergie consommée  $E_c$  en fonction de la conductivité pour différentes valeurs de la tension commutée. Pour toutes les conductivités de l'eau, les résultats montrent une chute de  $E_c$  lors du changement de régime. Il ressort également que  $E_c$  augmente avec la conductivité quel que soit le régime de claquage. Cependant, pour une conductivité donnée, alors que l'énergie consommée reste constante dès le passage en mode supersonique, elle augmente dans le mode subsonique avec l'augmentation du champ électrique appliqué. Pour expliquer ces tendances, nous avons de nouveau distingué l'énergie utile de l'énergie perdue par conduction qui est fonction de la conductivité et du champ électrique.

#### Résultats concernant les boues

Par rapport à l'eau de même conductivité, le passage en mode supersonique de la boue s'opère pour des valeurs de champ électriques plus faibles. La tension de rupture diélectrique ainsi que l'énergie consommée sont aussi également inférieures. De plus, la vitesse de propagation de la décharge reste quasi constante quel que soit le régime mis en jeu.

Dans le chapitre suivant, nous allons poursuivre ces analyses en y rajoutant des contraintes de température et de pression statique. La valeur de la tension de rupture diélectrique du fluide sera ainsi déterminée dans une plage de température de 20 à 90 °C et une plage de pression statique de 1 à 190 bar.

# CHAPITRE 4 : TENSION DE RUPTURE DES FLUIDES EN FONCTION DE LA TEMPERATURE ET DE LA PRESSION STATIQUE



#### 4.1. Introduction

Dans le chapitre 3, les décharges dans les fluides ont été étudiées à température et à pression ambiantes. Les applications liées au sous-sol requièrent, des dispositifs résistant aux hautes pressions et aux hautes températures. En effet, si les cent premiers mètres sous la surface de la Terre se situent généralement à une température inférieure à 20°C, la température des formations rocheuses augmente de 1 à 4°C tous les 100 mètres, comme le montre l'exemple du bassin parisien sur la Figure 4-1 (source BRGM). Les formations rocheuses rencontrées dans les applications visées outre le fait de se situer en profondeur de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de mètres de profondeur sont constituées de roches dures. Les dispositifs mécaniques utilisés dans ces conditions obtiennent des résultats médiocres en termes de consommation énergétique et de vitesse de traitement. L'utilisation de dispositifs à base de décharges électriques promet de meilleurs résultats dans ces conditions [90]. Dans ce chapitre, nous déterminerons les conditions dans lesquelles une décharge électrique peut être amorcée dans différents fluides en fonction de la température et de la pression statique. Dans le chapitre 5, des essais similaires seront réalisés dans une roche.

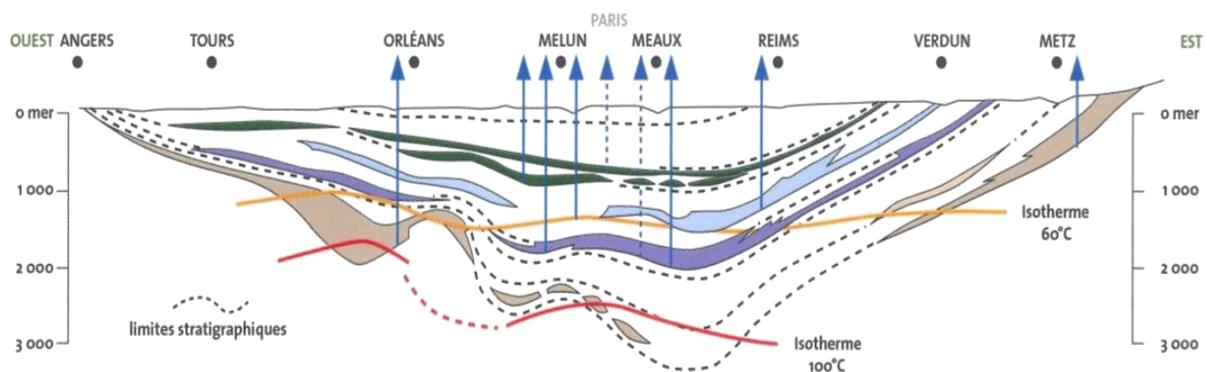


Figure 4-1 : Température en fonction de la profondeur du sous-sol du bassin parisien (source BRGM)

Il est connu qu'une fois qu'un liquide est comprimé, sa rigidité diélectrique augmente fortement dans les premières dizaines de bar [77]. De plus, sa rigidité diélectrique diminue lorsque la température augmente [77], [129]. Ces tendances évoluent dans différentes proportions selon le fluide [130].

Dans un premier temps, la valeur de la tension de rupture diélectrique sera déterminée expérimentalement en fonction des paramètres du fluide (température, pression statique et conductivité électrique). Dans un second temps, pour ces mêmes paramètres, la tension d'alimentation sera fixée de façon à conduire systématiquement au claquage afin de quantifier l'évolution de paramètres électriques comme par exemple l'énergie consommée.

Les plages de variation des paramètres du fluide retenues sont :

- conductivité électrique : de 350  $\mu\text{S}/\text{cm}$  à 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$  (mesurée à 20°C)
- température : de 20 à 90°C
- pressions statiques : de 1 à 190 bar

Les essais ont été réalisés dans l'enceinte pressurisée et régulée en température présentée dans le chapitre 2 (figure 2-6).

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, l'influence de la conductivité du fluide sur la création de claquage électrique peut être réduite par l'utilisation d'un condensateur de forte valeur. C'est pourquoi un condensateur de 1,3  $\mu\text{F}$  a été choisi pour cette étude. Il devrait permettre d'amorcer des décharges électriques à travers la géométrie d'électrodes HP (figure 2-11) dans des conditions plus contraignantes en termes de pression statique, de température et de conductivité électrique du fluide.

Pendant la phase pré-arc du mode subsonique, la majeure partie de l'énergie électrique est convertie en énergie thermique (création de bulles de gaz). La création de bulles de gaz entre l'espace inter-électrodes permet à la décharge électrique de se propager. Notre objectif est de corréliser à la fois la notion de taille de ces bulles de gaz avec la valeur de la tension de rupture, mais aussi l'énergie thermique nécessaire pour claquer avec l'énergie consommée pendant la phase pré-arc.

## 4.2. Considérations théoriques liées aux paramètres physiques du fluide

### 4.2.1. Conductivité électrique du fluide en fonction de sa température

La conductivité électrique d'un milieu liquide dépend non seulement des ions présents dans le milieu, mais également de la viscosité du liquide qui affecte la vitesse de déplacement des ions dans l'eau. Quant à la viscosité, elle varie avec la température [131]. L'ordre de grandeur de sa variation est une multiplication par deux de la conductivité pour une augmentation de la température de 20 à 60°C. À partir des relevés d'échantillons d'eau de plusieurs sources à travers le monde réalisés par la société Schlumberger, la relation entre la conductivité de l'eau et sa température est reproduite sur la Figure 4-2 [132], [133]. Cette équation est conventionnellement linéarisée (4-1), dans le domaine de l'aqua technique. Pour une eau potable, la conductivité est augmentée d'un facteur  $K = 2,4\%$  pour une augmentation de la température de 1°C. Cette formule permet une bonne approximation entre 20 et 40°C. Au-delà de 60°C, la croissance de la conductivité est moins importante. Linéariser cette relation entraîne une erreur inférieure à 15 % pour 100°C.

$$\sigma = \sigma@20^{\circ}\text{C} + (T-25).K.\sigma@20^{\circ}\text{C} \quad (4-1)$$

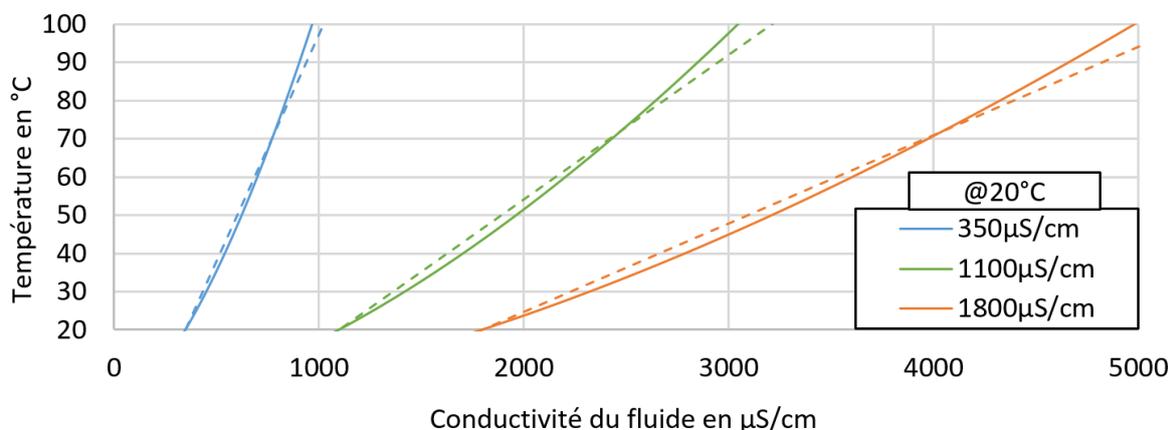


Figure 4-2 : Conductivité électrique d'un fluide en fonction de sa température

#### 4.2.2. Volume d'une bulle de gaz en fonction des paramètres du fluide

Il est important de connaître l'évolution du volume d'une bulle en fonction de la pression statique, de la température et de la conductivité du fluide. Il est notamment connu que lorsque la salinité d'un fluide augmente le rayon moyen des bulles produites diminue [134].

La loi des gaz parfaits n'est valable que pour de basses pressions où les interactions entre les molécules sont faibles. Lorsqu'on étudie un milieu en fonction de sa pression statique, il convient d'utiliser la loi des gaz réels aussi appelée équation de Van Der Waals (4-2) qui prend en compte, en plus des chocs élastiques des forces répulsives entre les molécules.

$$P = \frac{n.R.T}{V-n.b} - \frac{n^2.a}{V^2} \quad \text{avec } b = \frac{4.\pi}{3} . Na.r_w^3 \quad (4-2)$$

La constante de gaz parfait R vaut 8,315 J/mol.K, Na est le nombre d'Avogadro vaut  $6,022.10^{23}$ ,  $r_w$  est le rayon de Van Der Waals, il définit le volume moyen occupé par une molécule, sa valeur est de l'ordre du nanomètre. La constante « n » représente la quantité de matière en moles. La pression P est exprimée en Pascal, la température est exprimée en Kelvin et le volume V est exprimé en mètre cube.

Le covolume « b » correspond au volume minimal dans lequel peuvent être comprimées les molécules. Il peut aussi être déterminé à partir de la taille des molécules (4-2). La constante « a » prend en compte la répulsion entre les molécules. Pour l'eau, les valeurs de ces constantes sont  $a = 5,536 \text{ l}^2.\text{bar}.\text{mol}^{-2}$  et  $b = 0,03049 \text{ l}.\text{mol}^{-1}$  [135]. La pression critique et la température sont déterminées expérimentalement ; pour l'eau ces paramètres sont respectivement de  $P_c = 220,6 \text{ MPa}$  et  $T_c = 647,14 \text{ K}$  [135]. À partir de la pression critique et de la température critique, on détermine les constantes de l'équation de Van der Waals :

$$a = \frac{27.R^2.T_c^2}{64.P_c} \quad b = \frac{R.T_c}{8.P_c} \quad (4-3)$$

Imaginons une bulle de vapeur à 1 bar et 20°C qui occuperait 100 % d'un volume d'eau (Figure 4-3). L'équation de Van Der Waals (4-3) montre que le volume de cette bulle décroît lorsque la pression statique augmente. À pression statique fixée, l'augmentation de la température entraîne un accroissement de la taille de cette bulle de gaz. Ces deux effets sont particulièrement marqués à faible pression statique puis deviennent inexistantes au-delà de 100 bar.

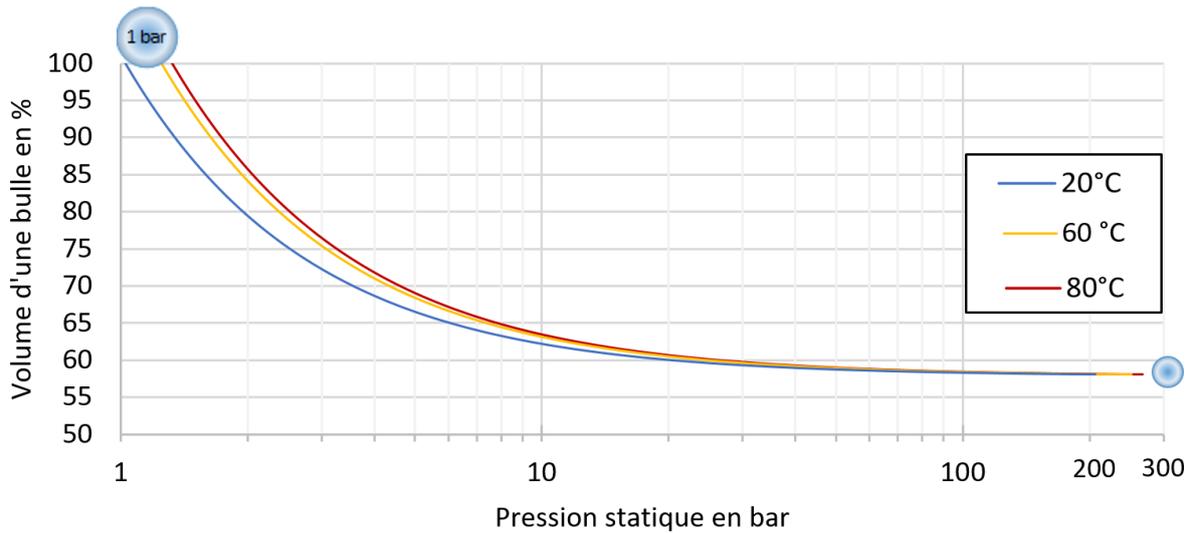


Figure 4-3 : Volume d'une bulle de gaz dans l'eau en fonction de la pression statique paramétrée par la température d'après l'équation de Van Der Waals

A forte pression statique, le volume d'une bulle de gaz formée est jusqu'à 40 % moins important qu'à pression atmosphérique. Pour 1 g d'eau à 200 bar, 40 % d'énergie supplémentaire est nécessaire pour chauffer le même volume par rapport à l'énergie consommée à pression atmosphérique. La densité volumique de l'eau augmente avec la pression [136]. Pour la suite, on négligera l'évolution du volume en fonction de la pression statique pour estimer l'énergie thermique consommée.

#### 4.2.3. Énergie thermique consommée

Les phénomènes thermiques pendant la phase de pré-arc correspondent à l'énergie électrique injectée au fluide. Cet apport d'énergie permet la création de bulles de gaz dans lesquelles la décharge électrique se développe. L'énergie thermique nécessaire à la vaporisation du fluide dépend de la géométrie d'électrodes et des propriétés du fluide.

On se propose dans cette partie d'étudier seulement l'énergie thermique nécessaire à la vaporisation du fluide. Pour permettre d'estimer cette énergie thermique en fonction de la configuration de notre dispositif, le phénomène est grandement simplifié. Premièrement, une unique bulle créée entre l'espace inter-électrodes est considérée au lieu d'une multitude de bulles. Ceci permet de négliger les interactions entre les bulles. Deuxièmement, nous considérons que le volume de fluide vaporisé sera d'une géométrie simple associée au volume d'un cylindre creux de rayon interne  $R_2$  et de rayon externe  $R_1$  ( $R_2$  : rayon externe de l'électrode haute tension et  $R_1$  : rayon interne de l'électrode de masse) et de hauteur  $H$  (égale à la distance inter électrodes). L'énergie de maintien des bulles de gaz est également négligée, c'est-à-dire que le phénomène est considéré comme étant suffisamment rapide pour que le gaz des premières bulles créées soit toujours entre les deux électrodes lorsque l'arc s'amorce. Pour finir, les pertes par conduction à l'extérieur du cylindre creux sont négligées.

L'énergie thermique  $E_{th}$  est estimée par la formule (4-4). Nous désignons  $m_{eau}$  la masse du liquide,  $C_p$  sa capacité calorifique massique,  $L_v$  sa chaleur latente de vaporisation,  $T_i$  la température initiale et  $T_f$  la température finale de vaporisation à la pression considérée.

$$E_{th} = m_{eau} \cdot (C_p \cdot (T_f - T_i) + L_v) \quad (4-4)$$

Les termes de cette équation varient en fonction de la température, de la pression statique et de la conductivité électrique du fluide. On peut se baser sur les tables de l'eau données dans la littérature [137], [138] pour déterminer la masse volumique de l'eau  $\rho_{eau}$ , la capacité calorifique  $C_p$ , la température finale  $T_f$  et la chaleur latente de vaporisation  $L_v$ . Il sera alors possible de connaître les tendances d'évolution de la consommation d'énergie thermique.

Dans la littérature, la quantité de sel dissous dans un liquide est ordinairement indiquée en g/L, contrairement aux mesures expérimentales en  $\mu S/cm$ . On estime qu'une conductivité d'eau salée mesurée à 1500  $\mu S/cm$  équivaut à environ 1 g/L de sel ajouté à l'eau. Afin de corrélérer ces deux valeurs, une fois que le sel est dissous dans le liquide, on mesure sa conductivité électrique. Puisqu'il est plus aisé de mesurer la conductivité du liquide plutôt que d'attendre que le liquide se soit évaporé, un facteur empirique est usuellement utilisé. L'application de ce facteur dépend des propriétés de la solution primaire mélangée aux sels.

L'évolution de la masse volumique de l'eau  $\rho_{eau}$  (la masse de liquide  $m_{eau}$  par unité de volume) en fonction de la température est représentée sur Figure 4-4. Cette valeur décroît de 5 % de 20 à 100°C et augmente de moins d'1 % avec l'ajout de 2 g de sel par litre d'eau. On pourra donc considérer, sur notre plage d'étude, que la masse d'eau à vaporiser reste constante quelle que soit la conductivité. Il n'en sera pas de même en fonction de la température.

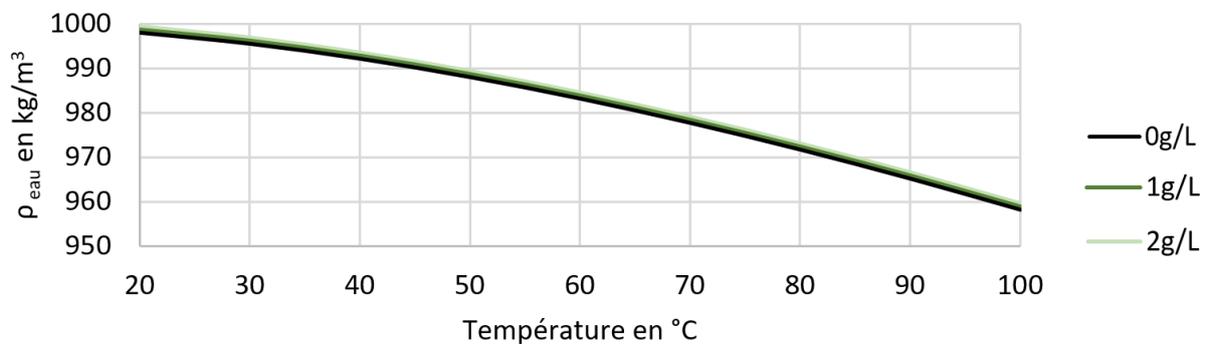


Figure 4-4 : Masse volumique de l'eau en fonction de la température pour diverses proportions de sel ajouté

L'évolution de la capacité calorifique  $C_p$  (quantité d'énergie par unité de masse requise pour augmenter sa température de 1°C) est représentée en fonction de la température sur la Figure 4-5. La valeur  $C_p$  décroît de 20 à 60°C puis croît de 60 à 100°C. La valeur  $C_p$  diminue de moins de 3 % lorsqu'on ajoute 2 g de sel à l'eau.

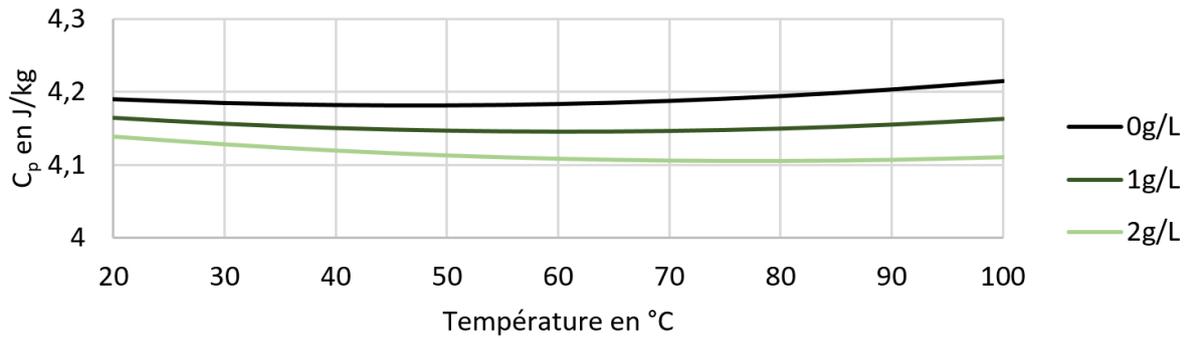


Figure 4-5 : Capacité calorifique en fonction de la température et pour diverses proportions de sel ajouté

L'évolution de la chaleur latente de vaporisation  $L_v$  (quantité d'énergie par unité de masse requise pour passer d'une phase liquide à une phase gazeuse) en fonction de la température est représentée sur la Figure 4-6. La valeur  $L_v$  décroît de plus de 10 % de 100 à 200°C et décroît de moins de 1 % lorsqu'on ajoute 2 g de sel à l'eau. Le paramètre  $L_v$  peut donc être considéré comme indépendant de la conductivité.

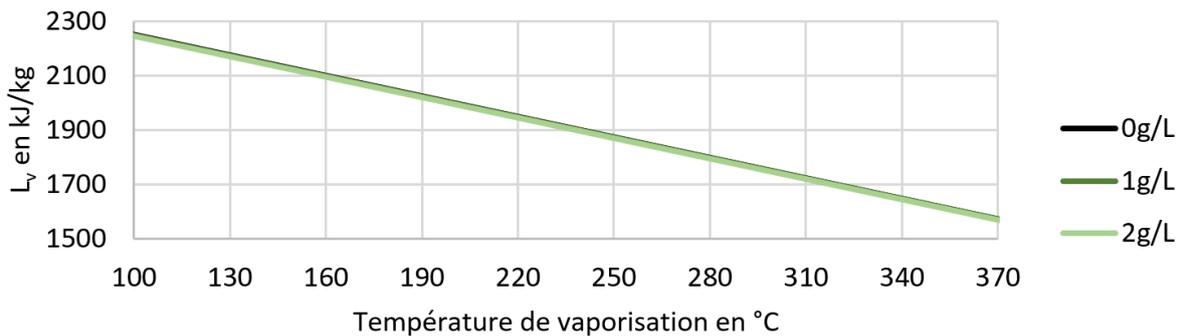


Figure 4-6 : Chaleur latente de vaporisation en fonction de la température et pour diverses proportions de sel ajouté

À l'aide de la formule de Duperray (4-5), on peut estimer la valeur de la température de vaporisation  $T_f$  en fonction de la pression statique  $P$  reportée sur le diagramme de phase de l'eau sur la Figure 4-7. Sur cette figure on distingue la phase liquide de la phase gazeuse de l'eau jusqu'à la pression critique (221,2 bar) et la température critique (374,14°C).

$$T_f = 100 \cdot \left( \frac{P}{0,981} \right)^{0,25} \quad (4-5)$$

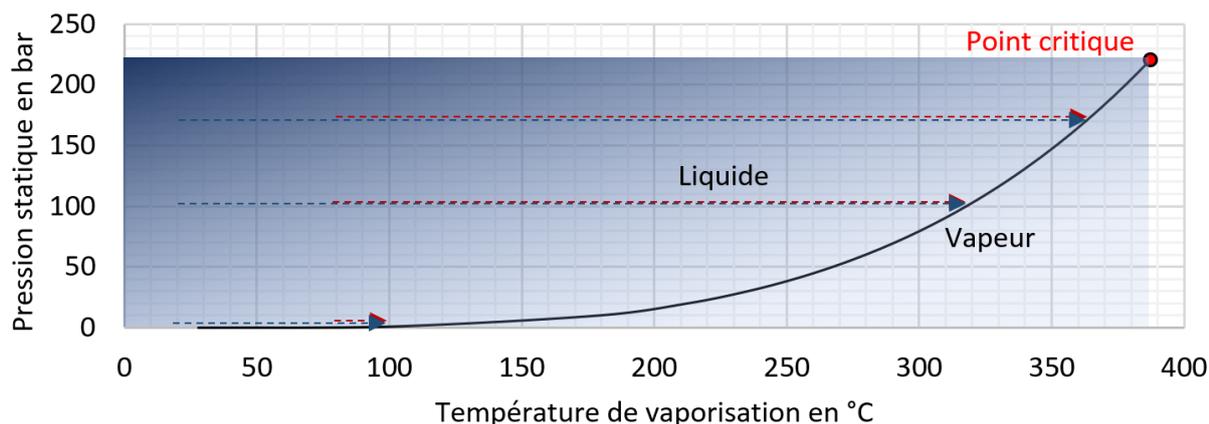


Figure 4-7 : Diagramme de phase de l'eau

A 1 bar, nous pouvons constater que l'énergie consommée pour chauffer l'eau de 20 à 100°C est 4 fois plus importante que celle nécessaire de 80 à 100°C. En comparaison à 170 bar l'énergie consommée pour élever la température de 20 à 360°C n'est que 1,2 fois plus importante que celle nécessaire de 80 à 360°C.

Le Tableau 4-1 montre qu'à 1 bar, l'énergie est essentiellement consommée par la vaporisation de l'eau. L'énergie pour chauffer l'eau représente une part négligeable de l'énergie totale. A partir de 100 bar, la proportion d'énergie de vaporisation se stabilise à environ 60 % de l'énergie totale.

#### Energie consommée

Proportion d'eau vaporisée ( $m_{\text{eau}} \cdot L_v$ )/ $E_{\text{th}}$ en %	Chauffage de l'eau $M_{\text{eau}} \cdot C_p \cdot (T_f - T_i)$ en J	Vaporisation de l'eau $M_{\text{eau}} \cdot L_v$ en J	$T_i$ en °C	P en bar
<b>87,0</b>	1,2	7,9	20	1
<b>93,0</b>	0,6	7,8	60	1
<b>96,3</b>	0,3	7,7	80	1
<b>58,2</b>	4,3	6	20	100
<b>61,7</b>	3,7	5,9	60	100
<b>63,5</b>	3,4	5,9	80	100
<b>53,3</b>	4,9	5,6	20	170
<b>56,4</b>	4,3	5,5	60	170
<b>58,0</b>	4,0	5,4	80	170

Tableau 4-1 : Proportion d'énergie consommée par vaporisation par rapport à la proportion d'énergie consommée pour chauffer l'eau

Comme déjà précisé, la masse d'eau vaporisée (4-6) entre l'espace inter-électrodes est estimée en simplifiant le volume de gaz vaporisé au sein d'un tube cylindrique de rayon  $R_1$ - $R_2$  et de hauteur  $H$  (Figure 4-8). L'énergie thermique consommée  $E_{\text{th}}$  peut alors être à son tour évaluée à partir de la formule (4-4) et des paramètres du fluide.

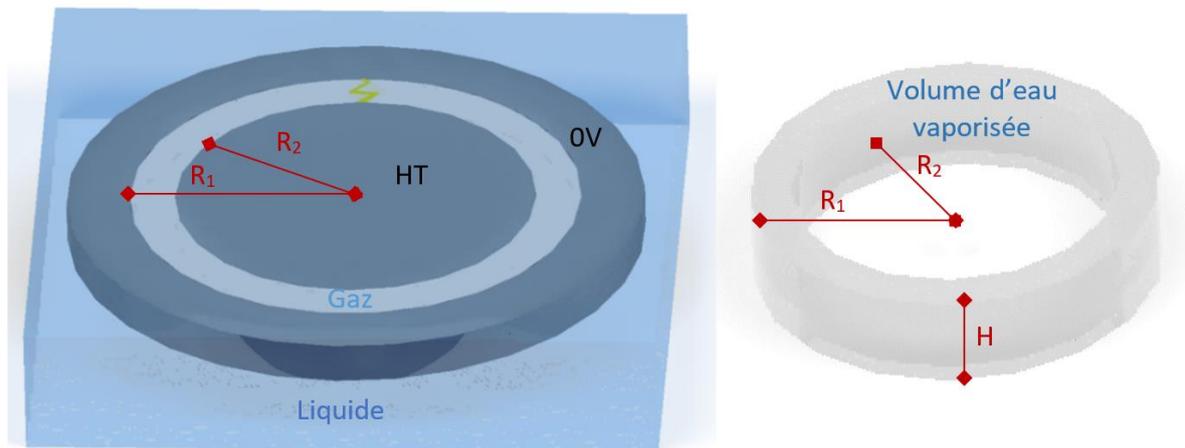


Figure 4-8 : Présentation des caractéristiques géométriques permettant la détermination du volume d'eau vaporisée entre l'espace inter-électrodes

$$m_{\text{eau}} = \pi \cdot (R_1^2 - R_2^2) \cdot H \quad (4-6)$$

Sur la Figure 4-9,  $E_{\text{th}}$  est estimée pour les différentes géométries d'électrodes précédemment exposées. On fixe la valeur  $H$  égale à la distance inter-électrodes ( $R_1 - R_2$ ). Nous constatons que la valeur  $E_{\text{th}}$  décroît de 15 % avec l'augmentation de la température de 20 à 100°C.

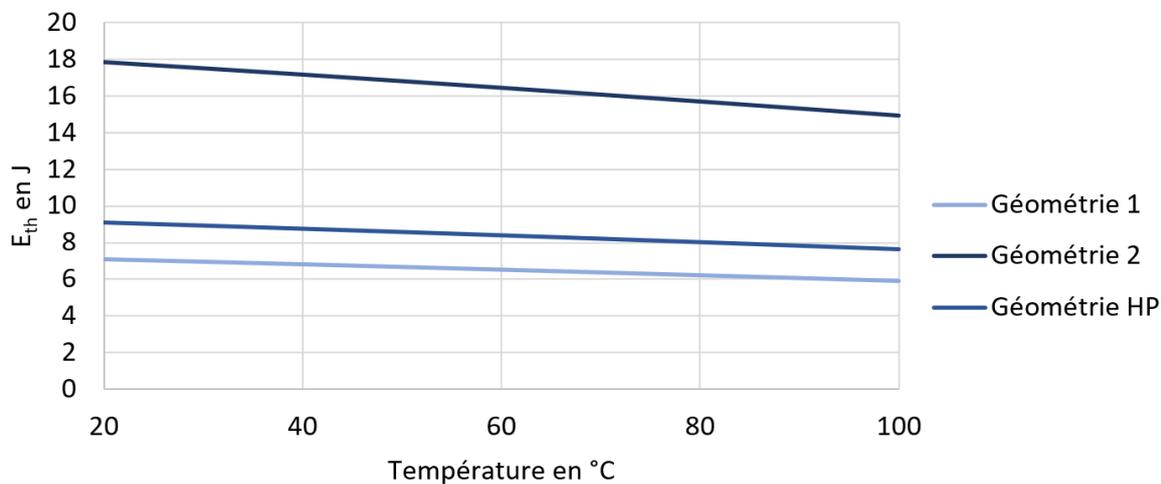


Figure 4-9 : Énergie thermique consommée en fonction de la température pour nos trois géométries d'électrodes (la valeur  $H$  est fixée à 5 mm) à pression atmosphérique

Par la suite, la consommation théorique d'énergie thermique est estimée uniquement pour la géométrie d'électrodes HP qui sera utilisée dans ce chapitre.

Sur la Figure 4-10, l'énergie thermique consommée est estimée en fonction de la pression statique et de la température. La valeur  $E_{th}$  croît de 10 % de 1 à 50 bar et ne croît plus que de 5 % de 50 à 200 bar. La valeur  $E_{th}$  décroît de 5 % tous les 20°C (entre 20°C et 80°C).

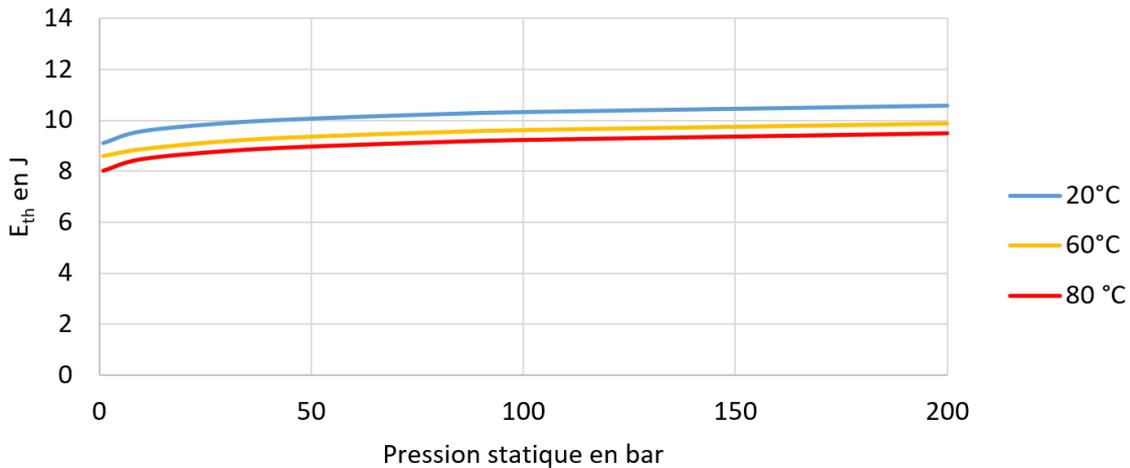


Figure 4-10 : Énergie thermique consommée en fonction de la pression statique paramétrée par la température du fluide pour la géométrie d'électrodes HP

Sur la Figure 4-11,  $E_{th}$  est calculée en fonction de la proportion de sel ajouté et de la température. Lorsqu'on ajoute 2 g de sel à l'eau la valeur  $E_{th}$  augmente de 30 %.

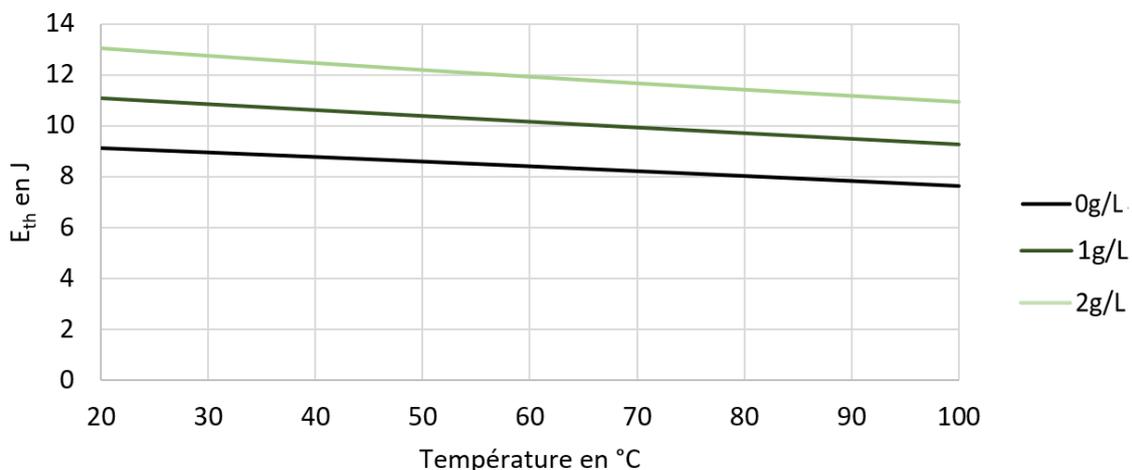


Figure 4-11 : Énergie thermique consommée en fonction de la proportion de sel ajouté et de la température du fluide pour la géométrie d'électrodes HP

Les propriétés de l'eau sont assez bien décrites dans la littérature contrairement à celles de la boue de forage. Si le fluide de forage est composé en grande partie d'eau, ces propriétés dépendent aussi de la bentonite utilisée. Néanmoins, on sait que la densité de la boue de forage augmente par rapport à celle de l'eau. La densité de référence prise dans la littérature pour la boue de forage varie entre 1200 et 1300 kg/m<sup>3</sup> à température ambiante [139]–[141]. En supposant que les autres paramètres de l'équation de l'énergie soient identiques à ceux de l'eau, on peut estimer la valeur  $E_{th}$  sur la Figure 4-12. L'augmentation de masse volumique de 1000 à 1300 kg/L entraîne un accroissement de la valeur  $E_{th}$  de 25 %.

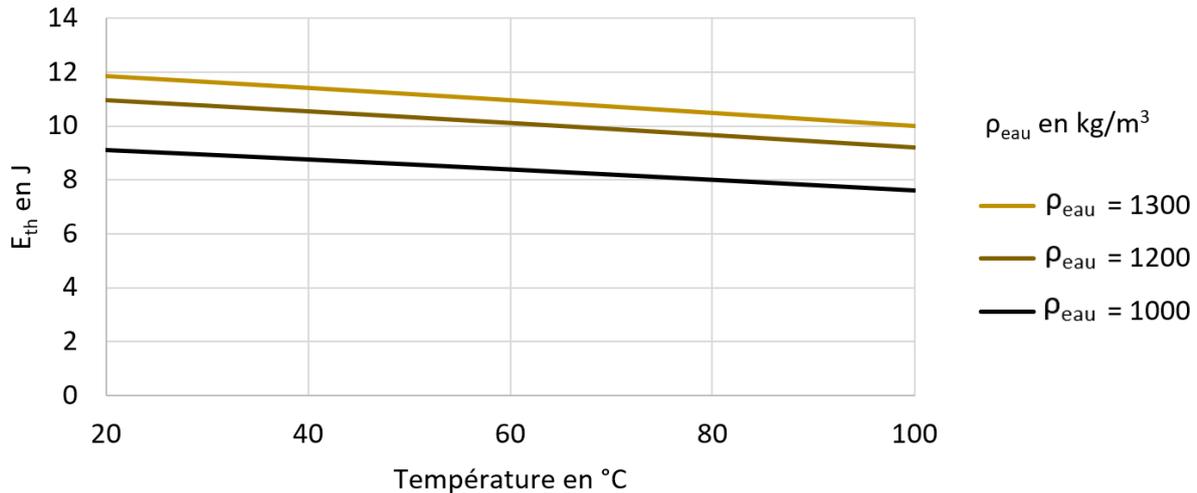


Figure 4-12 : L'énergie thermique consommée en fonction de la température du fluide pour  $\rho_{\text{eau}} = 1000, 1200$  et  $1300 \text{ kg/m}^3$  pour la géométrie d'électrodes HP

Les tendances présentées dans les figures précédentes permettront d'interpréter les résultats expérimentaux des parties suivantes.

#### 4.3. Résultats des essais de rupture diélectrique du fluide

Les essais présentés dans cette partie ont pour objectif d'évaluer la valeur de la tension  $U_{50}$  en fonction de la température, de la pression statique et de la conductivité du fluide. La proportion d'énergie consommée pourra aussi être calculée dans ces diverses configurations.

##### 4.3.1. Rupture diélectrique en fonction de la température et de la conductivité du fluide à pression atmosphérique

L'augmentation de la température entraîne deux effets contraires :

- Le premier est que la conductivité augmente avec la température (Figure 4-2). Cet effet est plus marqué entre 20 et 60°C. Or l'augmentation de la conductivité conduit à l'augmentation de la tension de rupture diélectrique  $U_{50}$  comme nous l'avons vu dans le chapitre 3.
- Le second effet est que l'augmentation de la température entraîne la diminution de la densité du milieu et donc de sa rigidité diélectrique [142].

Sur la Figure 4-13, les essais de rupture diélectrique en fonction de la température sont effectués pour trois conductivités d'eau 350, 1100 et 1800  $\mu\text{S/cm}$  et une boue de forage mesurée à 1800  $\mu\text{S/cm}$ . La conductivité du fluide est systématiquement mesurée à 20°C.

À pression atmosphérique, on note un changement de comportement de la rupture diélectrique entre 50 et 60°C. De 20 à 50°C, la tension de claquage croît très légèrement avec la température. Cette tendance pourrait s'expliquer par l'augmentation de la conductivité du fluide induite par la température. Ce premier effet serait prépondérant devant la diminution de la densité

pour les faibles températures. Au-delà de 60°C,  $U_{50}$  diminue significativement. L'effet de la diminution de la densité deviendrait dominant devant l'augmentation de la conductivité.

De plus, il est surprenant de constater que la température n'a quasiment pas d'influence sur la rigidité diélectrique de notre boue de forage.

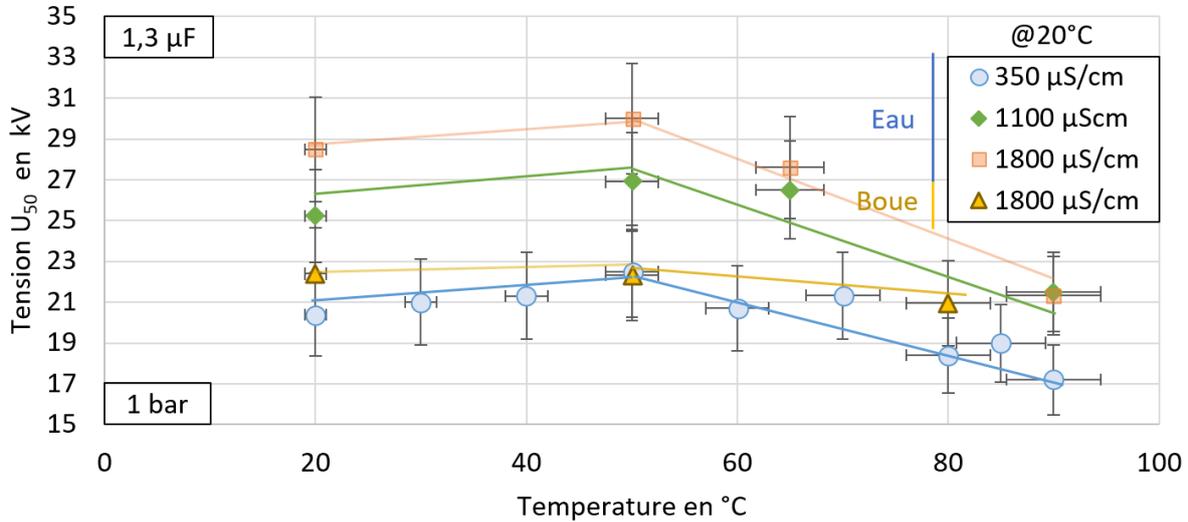


Figure 4-13 : Tension de rupture diélectrique en fonction de la température ( $C = 1,3 \mu F$ ,  $\sigma = 350, 1100$  et  $1800 \mu S/cm$ ,  $T = 20^\circ C$ ,  $P = 1 \text{ bar}$ )

#### 4.3.2. Rupture diélectrique de l'eau en fonction de la pression statique et de la température pour une conductivité constante

Sur la Figure 4-14, les résultats des essais de rupture diélectrique dans l'eau ( $\sigma = 350 \mu S/cm$ ) en fonction de la pression statique et de la température sont présentés. Logiquement, la valeur  $U_{50}$  croît avec la pression statique, quelle que soit la température. On constate néanmoins un infléchissement de cet effet pour les fortes valeurs de la pression statique.

Intéressons-nous dans un premier temps à la pression atmosphérique. La formule (4-4) montre que la majeure partie de l'énergie est consommée par la chaleur latente de vaporisation (ce terme est prédominant devant l'énergie à apporter pour chauffer l'eau). La température initiale ayant donc peu d'impact sur le calcul de l'énergie thermique, cela pourrait expliquer que la tension  $U_{50}$  est peu dépendante de la température.

Lorsque la pression augmente, la contribution de la chaleur latente de vaporisation reste constante et donc la part d'énergie consommée pour chauffer l'eau de  $T_i$  à  $T_f$  augmente. Ce résultat explique l'accroissement de l'écart entre les valeurs  $U_{50}$  de 20 à 60°C lorsqu'on augmente la pression statique jusqu'à 140 bar. Au-delà de cette pression, l'énergie pour chauffer l'eau jusqu'à sa température d'ébullition dépend peu de la température initiale. Il est donc normal d'observer que, la température n'a quasiment plus d'effet sur la valeur de la tension de rigidité diélectrique du fluide à haute pression.

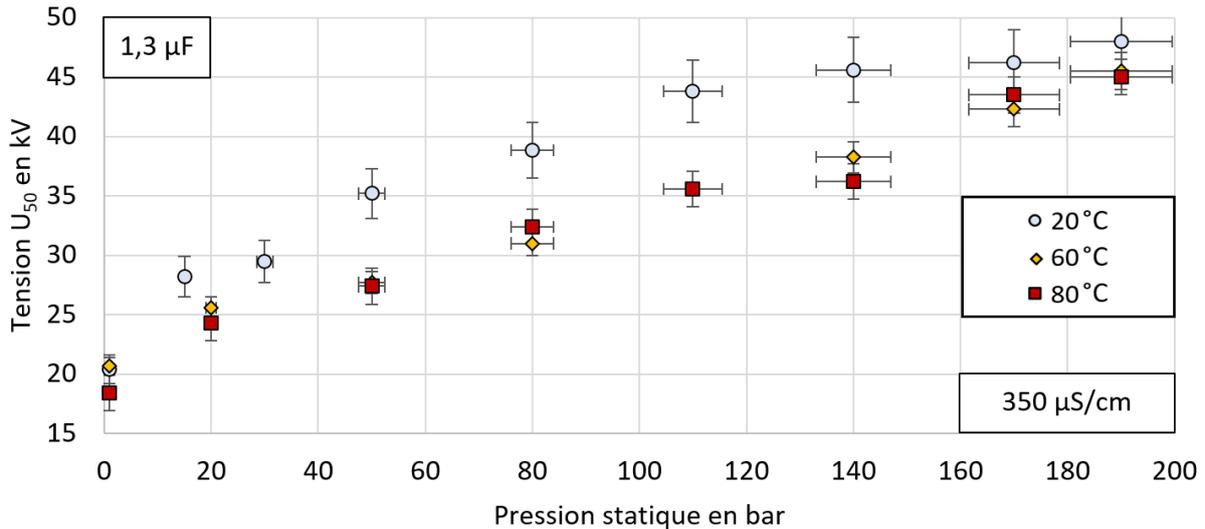


Figure 4-14 : Tension de rupture diélectrique en fonction de la pression statique  
( $C = 1,3 \mu\text{F}$ ,  $\sigma = 350 \mu\text{S/cm}$ ,  $T = 20, 60 \text{ et } 80^\circ\text{C}$ )

L'équation du chapitre 2 (2-8) permet de calculer l'énergie consommée pour former l'arc électrique  $E_c$  et l'énergie injectée dans l'arc électrique  $E_b$  est calculée à partir de la valeur de la tension  $U_b$  au moment de l'amorçage. Sur la Figure 4-15 la valeur  $E_c$  peut être comparée à l'énergie stockée ( $E_s = E_c + E_b$ ) en fonction de la pression statique dans l'eau pour trois températures 20, 60 et 80°C.

À pression atmosphérique, la quasi-totalité de l'énergie (environ 70 %) est consommée pour amorcer l'arc électrique. A 1 bar, les bulles de grandes tailles (Figure 4-3) consomment beaucoup d'énergie, mais claquent pour une valeur de tension de rupture plus faible que plusieurs petites bulles.

Pour de plus fortes pressions statiques, la proportion d'énergie consommée est bien plus faible et semble se stabiliser à une valeur inférieure à un tiers de l'énergie stockée. Ainsi, une proportion d'énergie  $E_b$  plus grande est disponible ( $\sim 1 \text{ kJ}$ ).

Les valeurs  $E_c$  se situent entre 100 et 400 Joule. Ces valeurs sont bien plus élevées que celles estimées pour former l'arc électrique (Figure 4-10). La thèse de Touya [25], montre à l'aide d'une caméra rapide, que la proportion de bulles utiles à la formation de l'arc électrique est minime par rapport au volume total de bulles formées. Lors des essais de rupture diélectrique, la vitesse de propagation de la décharge électrique est lente. Or, comme expliqué dans le chapitre 3, les pertes Joule inutiles à la formation de l'arc électrique seront d'autant plus importantes que l'arc électrique prendra du temps à s'amorcer.

La température du fluide a une influence négligeable sur  $E_c$ . Si l'on fait abstraction des valeurs à pression atmosphérique et malgré un fort écart type, les valeurs  $E_c$  semblent indépendantes de la pression statique. Ces valeurs  $E_c$  correspondent essentiellement aux pertes Joule par conduction dans le fluide. Sur la Figure 4-15, la conductivité du fluide est fixe, les pertes Joule sont proportionnelle à la conductivité du fluide. Ce qui explique que la consommation d'énergie varie peu.

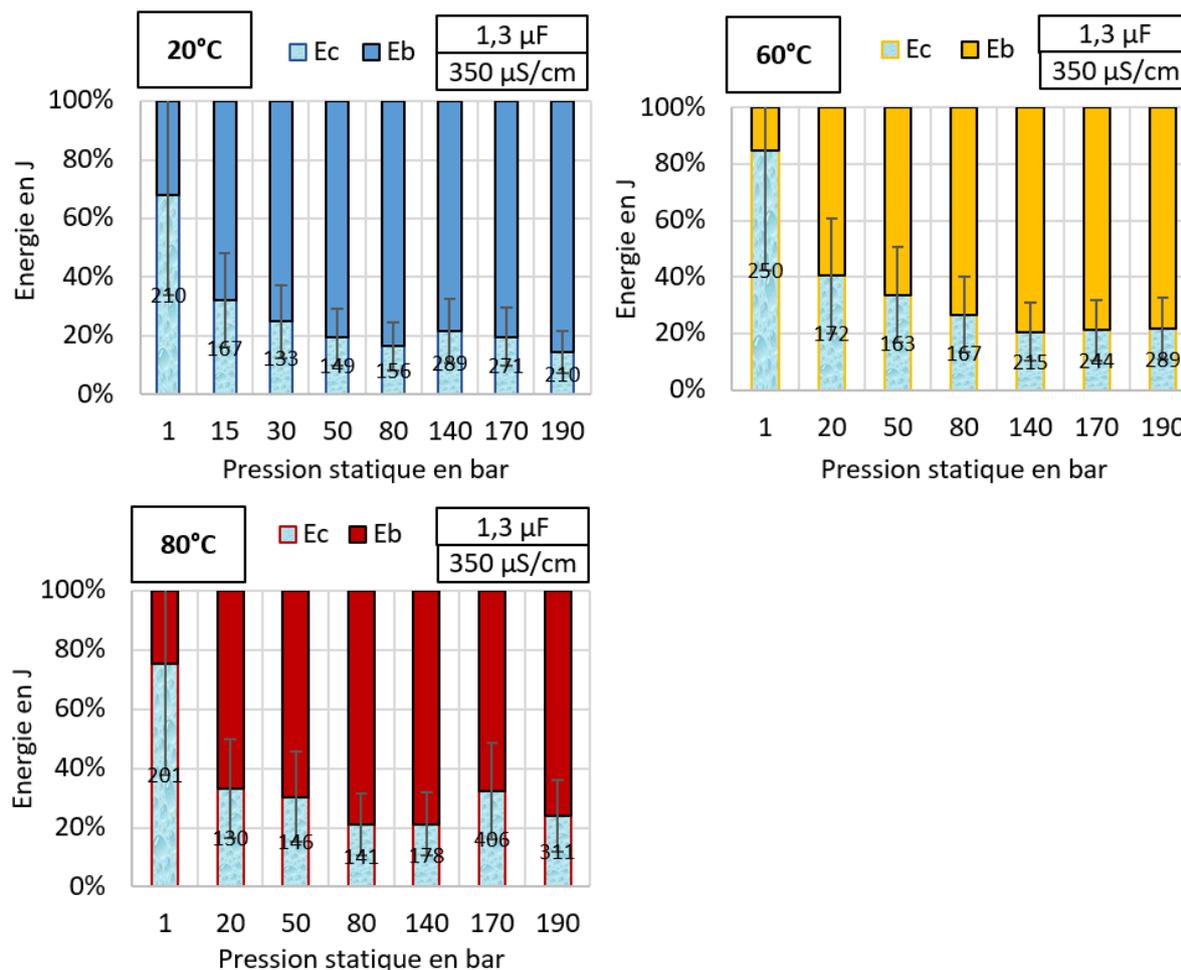


Figure 4-15 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la pression statique ( $C = 1,3 \mu\text{F}$ ,  $\sigma = 350 \mu\text{S/cm}$ ,  $T = 20, 60 \text{ et } 80^\circ\text{C}$ )

#### 4.3.3. Rupture diélectrique à température ambiante en fonction de la pression statique et de la conductivité du fluide

Sur la Figure 4-16, les résultats de tension de rupture diélectrique en fonction de la pression statique et de la conductivité du fluide à température ambiante sont présentés. Deux plages distinctes sont observées :

- Pour des pressions statiques inférieures à 100 bar, la tension  $U_{50}$  est d'autant plus grande que la pression statique est élevée, et ce pour toutes les conductivités étudiées. Ces tendances correspondent aux observations faites précédemment (Figure 4-13 et Figure 4-14).
- Aux alentours de 100 bar, les valeurs  $U_{50}$  semblent atteindre un plateau (le plateau n'est peut-être pas atteint pour la conductivité de  $350 \mu\text{S/cm}$ ). Cet effet de saturation s'effectue à des valeurs  $U_{50}$  différentes selon le fluide. Ces plateaux peuvent être corrélés avec l'étude du volume de gaz en fonction de la pression statique effectuée dans la partie 4.2.2. D'après l'équation de Van Der Waals, à forte pression statique le

volume d'une bulle de gaz saturé à une valeur de volume minimale. Il est donc cohérent que la valeur de la tension de rupture sature à forte pression statique.

- Pour la boue de forage, de la même façon que dans l'eau, la valeur  $U_{50}$  augmente fortement de 1 à 50 bar. Puis, de 50 à 190 bar, l'influence de la pression statique semble négligeable sur  $U_{50}$ .

Les résultats de la publication de Vazhov et al. de 2013 [77] dans le fluide de forage sont comparés à nos essais sur la Figure 4-16 (ces résultats sont représentés par X). Ces essais ont été réalisés avec deux électrodes cylindriques de 10 mm de diamètre positionnées à 45 degrés et séparées de 20 mm. L'effet de la pression statique et celui de la température sur le champ électrique de rupture diélectrique sont combinés durant ces essais. Sur la Figure 4-16, la température en degrés Celsius est annotée près du point de mesure de la même façon que sur la publication. Les auteurs indiquent que l'influence de la pression statique est prépondérante sur l'effet de la température. Nous sommes d'accord avec cette affirmation, c'est aussi ce que nous constatons. Sur les essais de Vazhov et al., la valeur du champ électrique de rupture croît de 1 à 60 bar, décroît de 60 à 100 bar et enfin reste constante au-delà de 100 bar. Au-delà de 60 bar ces essais sont à pondérer, puisque nous avons constaté durant nos essais qu'entre 20 et 60°C, sur la plage de 60 à 180 bar, la valeur de tension de rupture diélectrique décroît (Figure 4-14).

Nos résultats sont donc cohérents avec ceux de la publication de Vazhov et al. dans la boue de forage.

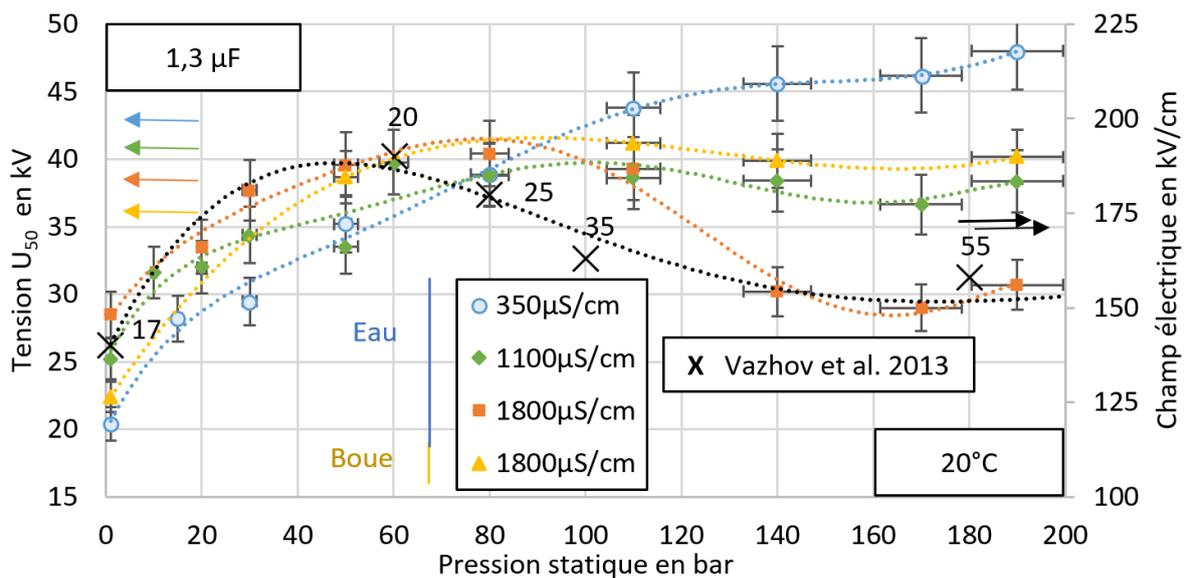


Figure 4-16 : Tension de rupture diélectrique en fonction de la pression statique  
( $C = 1,3 \mu\text{F}$ ,  $\sigma = 350, 1100$  et  $1800 \mu\text{S/cm}$ ,  $T = 20^\circ\text{C}$ )

Sur la Figure 4-17 la proportion d'énergie consommée pour amorcer l'arc électrique  $E_c$  est comparée à l'énergie stockée ( $E_s = E_c + E_b$ ) en fonction de la pression statique à température ambiante pour quatre fluides : des eaux de différentes conductivités (350  $\mu\text{S/cm}$ , 1100  $\mu\text{S/cm}$  et 1800  $\mu\text{S/cm}$ ) et de la boue de forage (1800  $\mu\text{S/cm}$ ).

À pression atmosphérique, l'essentiel de l'énergie (environ 70 %) est consommé pour amorcer l'arc électrique, et ce quel que soit le fluide testé. À pression atmosphérique, le volume de gaz est maximum (Figure 4-3).

Malgré un fort écart type et si l'on fait abstraction des résultats à pression atmosphérique, l'énergie minimale consommée semble indépendante de la pression statique. Pour l'eau de conductivité égale à 350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ , lorsqu'on augmente la pression statique, moins d'un tiers de l'énergie est consommée alors que, dans l'eau à 1100  $\mu\text{S}/\text{cm}$  et 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$ , la proportion d'énergie consommée varie entre 35 et 60 % de l'énergie stockée. Enfin, dans la boue de forage 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$ , quelle que soit la pression statique, plus de deux tiers de l'énergie stockée est consommée dans la phase de création de la décharge.

L'énergie consommée est essentiellement consommée en pertes Joule et l'énergie nécessaire pour amorcer l'arc électrique est confondue dans ces pertes. Il est donc logique que les pertes Joule soient proportionnelles à la conductivité du fluide et au champ électrique.

L'énergie restante pour la phase d'arc  $E_b$  est globalement constante à partir de quelques dizaines de bar. Elle est d'environ 1 kJ dans l'eau à 350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ , 600 J dans l'eau à 1100  $\mu\text{S}/\text{cm}$  et 300 J dans l'eau et la boue de forage à 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$ .

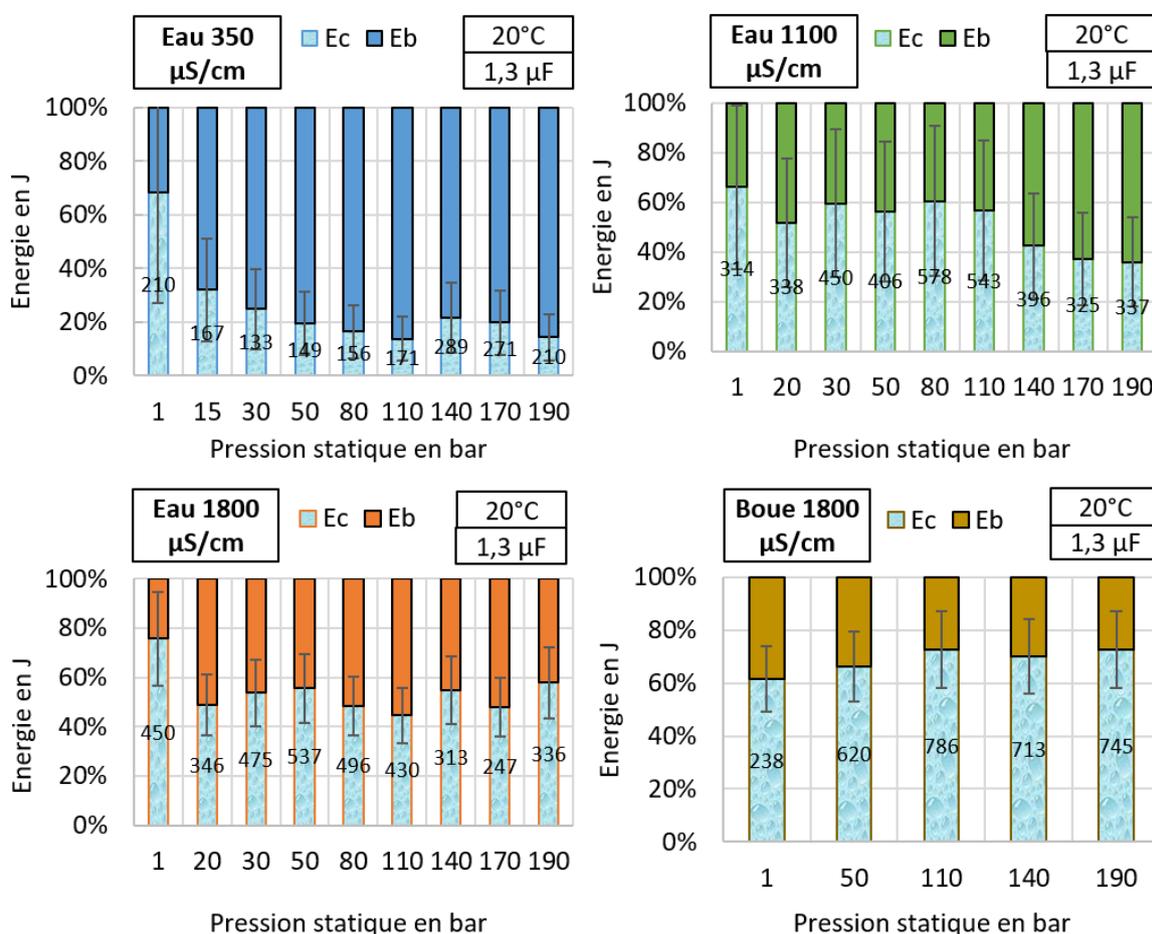


Figure 4-17 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la pression statique ( $C = 1,3 \mu\text{F}$ ,  $\sigma = 350, 1100$  et  $1800 \mu\text{S}/\text{cm}$ ,  $T = 20^\circ\text{C}$ )

On observe qu'après une série d'essais à forte pression statique ( $P > 100$  bar), le fluide prend un aspect « laiteux » qui le rend opaque. Le fluide est d'autant plus opaque que la quantité de sel ajoutée est importante.

Deux hypothèses sont envisagées pour expliquer que la valeur  $U_{50}$  reste plus faible pour  $P > 100$  bar que pour  $P < 100$  bar et que ce phénomène diffère en fonction du fluide. Elles s'appuient sur la formule de Van Der Waals exposée dans la partie 4.2.2 :

- La pression critique dans le diagramme de phase est abaissée avec l'ajout de sel dans l'eau [143], [144]. La valeur du rayon  $r_w$  de la formule (4-2) est plus élevée lorsque du sel est ajouté à l'eau. Ceci est dû aux dimensions plus importantes des atomes ajoutés au fluide, notamment des atomes de sodium [145]. La valeur du volume minimal dans lequel le fluide peut être comprimé (la constante  $b$ ) est liée proportionnellement au cube de la valeur  $r_w$ . De plus, la force de répulsion entre les atomes et les molécules (la constante  $a$ ) dépend de la pression critique, elle est aussi affectée.
- Lors de nos essais, le fluide est théoriquement dans des conditions qui le font changer d'état. Lorsque les contraintes de pression et de température exercées sur un fluide dépassent ses valeurs critiques, on qualifie l'état du fluide de supercritique. Lorsque le fluide est refroidi et dépressurisé, l'ensemble des phénomènes optiques continuent d'affecter le fluide, ce phénomène est appelé opalescence critique. Les propriétés du fluide fluctuent entre celles d'un liquide et d'un gaz [146]. Lors d'un claquage électrique, la température atteinte immédiatement par le canal plasma dépasse celle de la température critique du fluide. La pression totale exercée sur un fluide est la somme de la pression statique et de la pression dynamique générée par l'arc électrique. Il est donc possible que, dans nos configurations expérimentales, le fluide passe, pendant un laps de temps très court dans un état supercritique. Notre première hypothèse implique que la valeur de pression critique du fluide lorsqu'on ajoute du sel à l'eau est plus faible que celle de l'eau. L'état supercritique du fluide serait donc atteint pour une valeur de pression statique plus faible.

Ces deux hypothèses expliqueraient en partie l'évolution des valeurs  $U_{50}$  en fonction de la pression statique pour les fluides testés. Mais elles sont à valider par des analyses physico-chimiques.

#### 4.4. Résultats des essais de claquage électrique du fluide à tension d'alimentation fixe

Des essais à tension d'alimentation  $U_e$  fixe (de 25 kV à 48 kV) permettent de déterminer l'influence de la pression statique, de la température et de la conductivité du fluide sur l'instant de claquage  $T_b$  et sur la consommation d'énergie  $E_c$  pendant la phase de formation de la décharge. Les résultats expérimentaux obtenus pourront être comparés aux tendances théoriques déterminées dans la partie 4.2.3.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, augmenter progressivement la tension d'alimentation permet de changer de mode de claquage. Le changement de mode de claquage s'effectue lorsque  $T_b$  diminue brusquement et  $E_c$  se stabilise. La valeur de champ électrique maximal  $E_{max}$  permettant la transition d'un mode subsonique vers un mode supersonique a été déterminée à environ 350 kV/cm dans l'eau (350  $\mu$ S/cm) à température et pression ambiantes. Nous chercherons dans cette section à déterminer si cette valeur est dépendante de la température et de la pression statique du fluide. La valeur du champ électrique maximal  $E_{max}$  est préalablement déterminée à partir de la tension d'alimentation  $U_e$  et des simulations électrostatiques présentées dans le chapitre 2 pour la géométrie d'électrodes HP. Ces valeurs sont répertoriées dans le Tableau 4-2.

<b>U<sub>e</sub> (kV)</b>	25	30	35	40	45	48	58
<b>E<sub>max</sub> (kV/cm)</b>	150	180	210	240	270	288	350

Tableau 4-2 : Valeurs de E<sub>max</sub> déterminées par simulation électrostatique en fonction des valeurs U<sub>e</sub> pour la géométrie d'électrodes HP à température ambiante

Dans le chapitre 3, nous avons établi que lorsque  $T_b > 2,33 \mu s$  les claquages sont effectués en mode subsonique alors qu'ils sont de type supersonique si  $T_b < 625 ns$ . Ces valeurs limites seront indiquées sur les figures suivantes (Figure 4-18, Figure 4-20 et Figure 4-22).

#### 4.4.1. Claquage électrique dans l'eau à pression atmosphérique en fonction de la température

Lors des essais réalisés dans les parties 4.3.1 et 4.3.2, nous avons déjà pu constater une décroissance de l'instant de claquage  $T_b$  en fonction de la température et de la tension d'alimentation. Une analyse précise n'était pas envisageable puisque ces deux paramètres variaient en même temps. Dans cette partie, la tension d'alimentation fixe permet d'étudier l'évolution de  $T_b$ .

Dans le chapitre 3, nous avons clairement établi que la valeur seuil de champ électrique permettant des claquages en mode supersonique à température et à pression ambiantes est 350 kV/cm. Cette valeur est indépendante de la géométrie d'électrodes et du générateur impulsionnel utilisé. Nous ne déterminerons pas cette valeur à nouveau dans ce chapitre. Les essais réalisés à température et pression ambiantes dans ce chapitre servent juste de référence pour les essais réalisés à pression statique et à température plus élevées.

Sur la Figure 4-18, l'instant de claquage  $T_b$  en fonction de la valeur de la tension d'alimentation U<sub>e</sub> maintenue fixe est présenté dans l'eau (350  $\mu S/cm$ ) à pression atmosphérique pour deux températures (20°C et 60°C). La valeur  $T_b$  est d'autant plus faible que les valeurs de température et de tension sont élevées.

On retrouve les deux tendances distinctes. Elles séparent les claquages en mode subsonique, des claquages en mode supersonique. Pour  $T_b < 625 ns$ , la décroissance est 5 fois moins importante que pour  $T_b > 2,33 \mu s$ . Par conséquent, nous pouvons conclure que pour 60°C, la limite entre les deux modes de claquage se trouve à environ 40 kV. La valeur correspondante du champ électrique est de 240 kV/cm. On observe aussi que, de 20°C à 60°C, la valeur  $T_b$  décroît de moitié. Cette décroissance de moitié peut correspondre à la décroissance de moitié de la résistivité du fluide de 20 à 60°C déterminée par le biais de la formule (4-1).

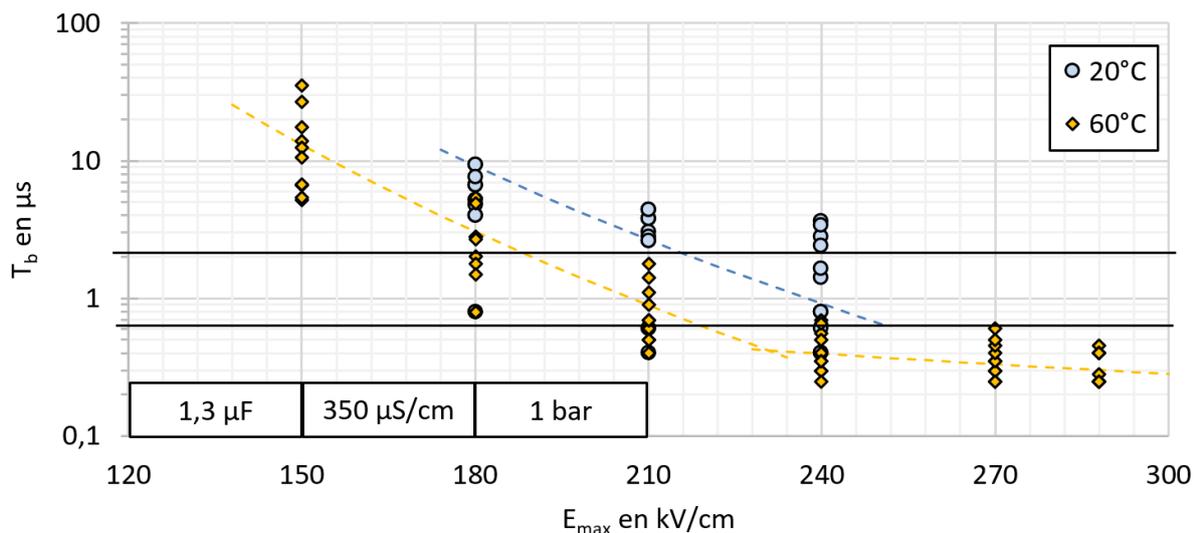


Figure 4-18 : Instant de claquage en fonction du champ électrique maximal appliqué ( $C= 1,3 \mu\text{F}$ ,  $\sigma= 350 \mu\text{S/cm}$ ,  $T= 20$  et  $60^\circ\text{C}$ ,  $P= 1$  bar)

Sur la Figure 4-19, la proportion d'énergie consommée  $E_c$  par rapport à l'énergie stockée  $E_s$  est présentée dans les mêmes conditions en fonction de la tension d'alimentation  $U_e$ . Comme on pouvait s'y attendre, l'énergie consommée  $E_c$  est d'autant plus faible que la tension  $U_e$  est forte. Par contre, l'énergie consommée ne semble pas être dépendante de la température. C'est surprenant puisque l'énergie thermique consommée pour former une bulle de gaz estimée dans la partie 4.2.3 lorsqu'on passe de 20 à  $60^\circ\text{C}$  décroît de 10 %. La faible décroissance de cette valeur peut être confondue dans la barre d'erreur.

Pour  $60^\circ\text{C}$ , la valeur  $E_c$  devient stable à partir de 40 kV. Cette constatation est probablement liée à un changement de mode de claquage. Ce phénomène a déjà été observé dans le chapitre 3.

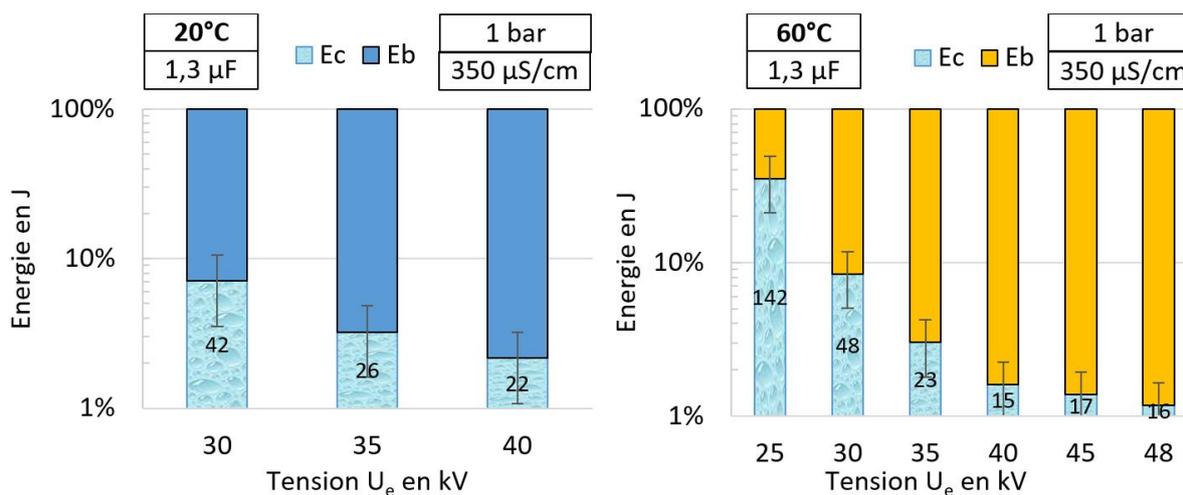


Figure 4-19 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la tension appliquée ( $C= 1,3 \mu\text{F}$ ,  $\sigma= 350 \mu\text{S/cm}$ ,  $T= 20$  et  $60^\circ\text{C}$ ,  $P= 1$  bar)

#### 4.4.2. Claquage dans l'eau à conductivité et température fixes en fonction de la pression statique

Sur la Figure 4-20, l'évolution de l'instant de claquage  $T_b$  est présentée en fonction du champ électrique maximal  $E_{max}$  pour trois valeurs de pression statique d'une eau à conductivité faible (350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ ) et une température de 60°C. D'une façon générale, quelle que soit la pression du fluide, la diminution des valeurs  $T_b$  est engendrée par une augmentation de la valeur  $U_e$ . Étant donné qu' $E_{max}$  est proportionnel à  $U_e$ , la diminution de  $T_b$  est aussi liée à l'augmentation des valeurs  $E_{max}$ . Par ailleurs, les valeurs  $T_b$  sont 5 fois plus élevées lorsqu'on augmente la pression statique de 1 à 50 bar. Il en est de même lorsque la pression passe de 50 bar à 100 bar.

À partir de la Figure 4-20, on peut estimer que, pour une eau de conductivité faible (350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ ) à pression atmosphérique, les claquages sont effectués en mode supersonique lorsque la valeur  $E_{max}$  est supérieure à 240 kV/cm pour une température de 60°C alors qu'à température ambiante, la valeur de transition entre les deux modes de propagation est de 350 kV/cm.

Dans le même temps, les valeurs de transition du champ électrique pour passer du mode subsonique au mode supersonique sont d'autant plus grandes que la pression statique est élevée. La valeur de transition à 50 bar et 60°C est d'environ 290 kV/cm soit 20 % plus élevée qu'à 1 bar et 60°C.

La traversée HT utilisée dans l'enceinte HP est limitée en tension. Les essais ont été réalisés pour un champ électrique inférieur à 300 kV/cm. La valeur du seuil de transition à 100 bar n'a donc pas pu être déterminée.

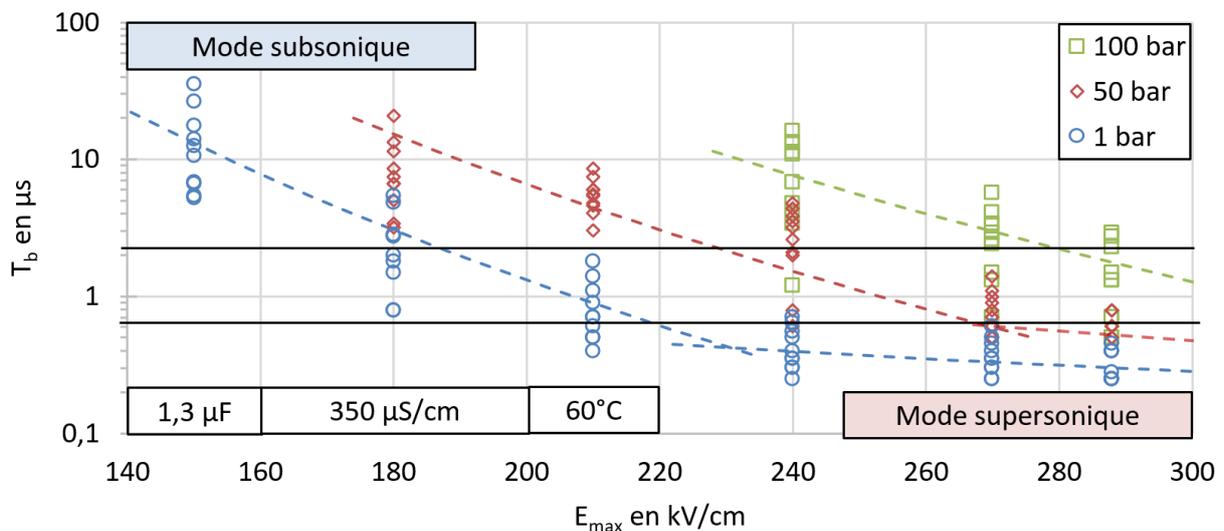


Figure 4-20 : Instant de claquage en fonction du champ électrique maximal appliqué (C= 1,3  $\mu\text{F}$ ,  $\sigma$ = 350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ , T= 60°C, P= 1, 50 et 100 bar)

Sur la Figure 4-21, la proportion d'énergie consommée  $E_c$  par rapport à l'énergie stockée  $E_s$  est déterminée en fonction de la tension d'alimentation  $U_e$  (350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ , 60°C, et pour 3 pressions statiques 1, 50 et 100 bar).

À pression atmosphérique, dans notre configuration expérimentale, la valeur  $E_c$  devient stable à partir de la valeur  $U_e = 40$  kV. Cette valeur correspond à la transition vers un mode de claquage supersonique. Pour les pressions supérieures, la stabilisation ne semble pas être atteinte, puisque l'énergie consommée continue de diminuer.

Pendant ces essais, nous sommes dans la phase de transition entre le mode subsonique et le mode supersonique. Comme nous l'avons vu précédemment, l'énergie consommée chute brutalement du mode subsonique au mode supersonique. Il est donc difficile de conclure sur l'influence de la pression statique sur la consommation d'énergie avec ses résultats d'essais à valeur de tension d'alimentation fixe. Néanmoins, de la même façon que l'énergie thermique estimée (Figure 4-10), l'énergie consommée est liée à l'augmentation de la pression statique.

À 1 bar et à 60°C, à partir de  $U_e = 40$  kV (soit  $2xU_{50}$ ), seulement 2 % de l'énergie stockée est consommé dans la phase de formation de l'arc électrique. Alors qu'à  $U_e = 25$  kV (soit  $1,25xU_{50}$ ), l'énergie consommée est de 35%.

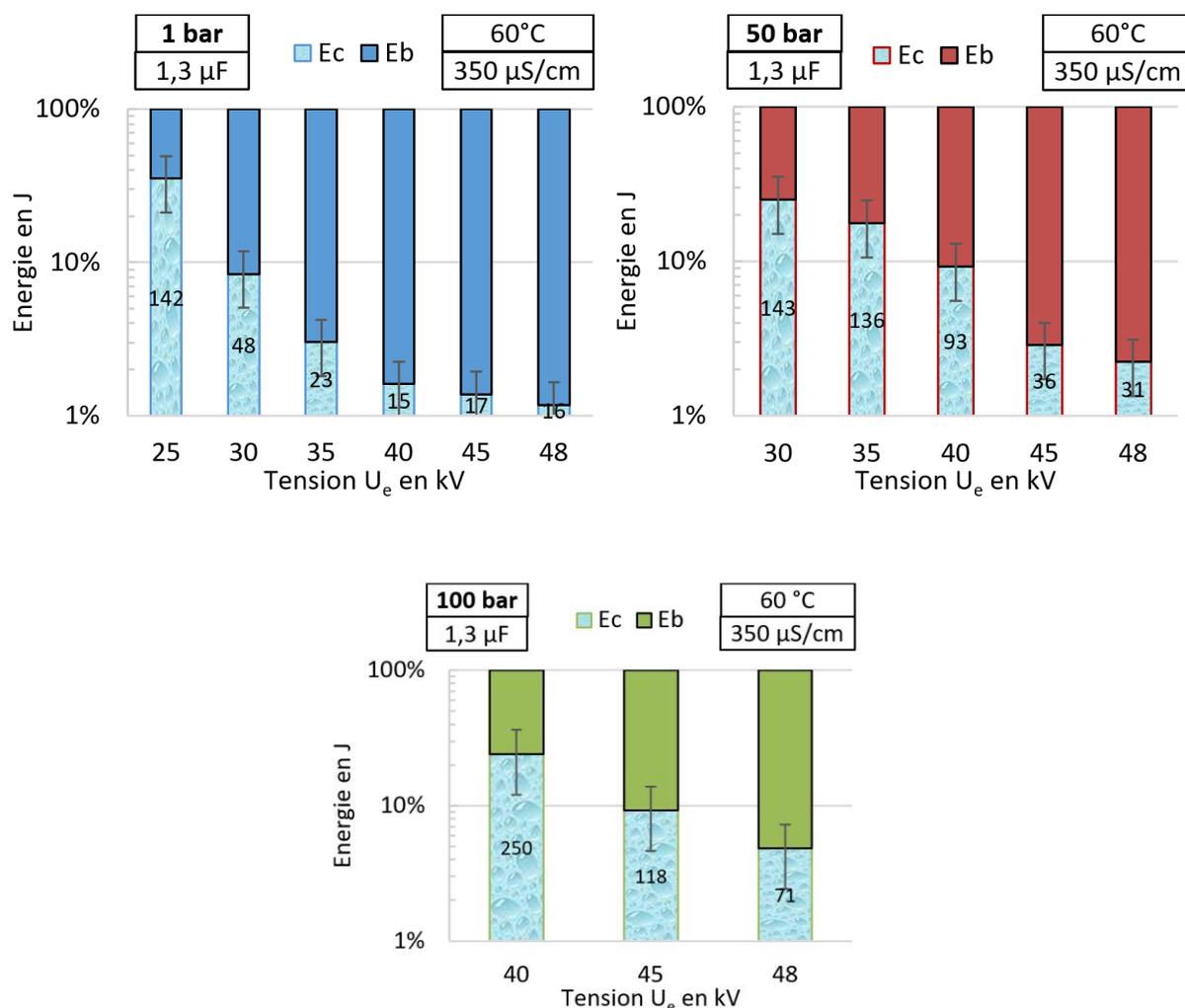


Figure 4-21 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la tension appliquée ( $C = 1,3 \mu\text{F}$ ,  $\sigma = 350 \mu\text{S/cm}$ ,  $T = 60^\circ\text{C}$ ,  $P = 1, 50$  et  $100$  bar)

L'intérêt d'appliquer une tension supérieure à la valeur  $U_{50}$  a de nouveau été démontré dans ce chapitre. Cela permet de changer de mode de propagation et de consommer moins d'énergie proportionnellement à l'énergie stockée. En augmentant la température, le mode de propagation supersonique est atteint pour une valeur de champ électrique plus faible. Au contraire, en augmentant la pression statique, la valeur de champ électrique seuil est supérieure. De plus, la valeur  $E_c$  augmente avec la valeur pression statique. Alors qu'elle semble constante en fonction de la température contrairement au calcul de la valeur  $E_{th}$  qui décroît avec la température.

#### 4.4.3. Claquage à température ambiante en fonction de la pression statique et de la conductivité du fluide

Sur la Figure 4-22, l'évolution de l'instant de claquage  $T_b$  en fonction de la conductivité du fluide et paramétré par la pression statique est présentée à température ambiante et tension d'alimentation  $U_e$  fixée à 40 kV. Dans le chapitre 3, nous avons constaté que les valeurs  $T_b$  augmentaient avec la conductivité du fluide à température et pression ambiantes et tension d'alimentation fixe ( $C = 200$  nF). Les essais menés ici avec un condensateur de  $1,3 \mu\text{F}$  confirment globalement cette tendance.

L'évolution déjà observée dans la partie 4.4.2 précédente pour une eau à conductivité faible ( $350 \mu\text{S/cm}$ ) est également mise en évidence pour des conductivités de  $1100 \mu\text{S/cm}$  et à  $1800 \mu\text{S/cm}$  : à savoir que les valeurs de  $T_b$  augmentent avec la pression statique. Cette remarque est néanmoins à nuancer pour l'eau dont la conductivité est la plus forte ( $1800 \mu\text{S/cm}$ ). A  $1800 \mu\text{S/cm}$ , la pression statique a une influence très limitée sur la valeur de  $T_b$ .

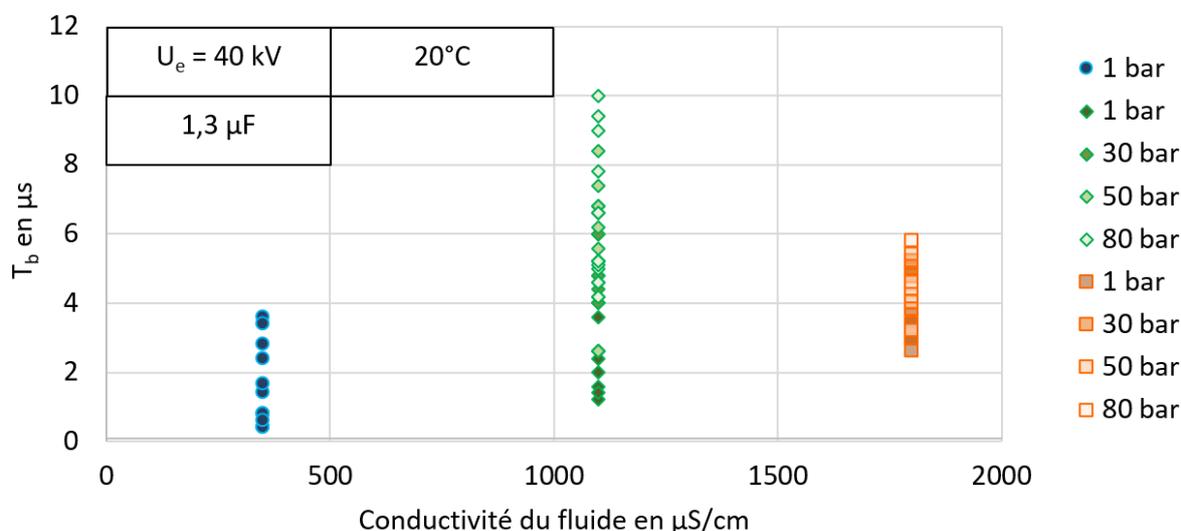


Figure 4-22 : L'instant de claquage en fonction de la conductivité du fluide paramétré par la pression statique ( $C = 1,3 \mu\text{F}$ ,  $\sigma = 350, 1100$  et  $1800 \mu\text{S/cm}$ ,  $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $U_e = 40$  kV)

Sur la Figure 4-23, la proportion d'énergie consommée  $E_c$  par rapport à l'énergie stockée  $E_s$  est déterminée en fonction de la pression statique pour des claquages à tension d'alimentation fixe ( $U_e = 40$  kV), pour deux conductivités de fluide (1100  $\mu\text{S}/\text{cm}$  et 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$ ) et à température ambiante. Sur cette étude supplémentaire visant à évaluer la consommation d'énergie, il est observé clairement une augmentation de cette énergie avec la pression statique. Cette augmentation reste néanmoins modérée : la proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée représente entre 24 % et 43 % pour 1100  $\mu\text{S}/\text{cm}$  et entre 39 % et 49 % pour 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$ . L'énergie consommée pendant la phase de formation de la décharge (Figure 4-23) suit finalement les mêmes variations que l'énergie thermique  $E_{th}$  présentée sur la Figure 4-10 ; elle augmente fortement ( $\sim 20\%$ ) pour des pressions comprises entre 1 et 30 bar. L'évolution des valeurs  $E_{th}$  en fonction de la proportion de sel ajouté sur la Figure 4-11 correspond à l'augmentation des valeurs  $E_c$  en fonction de la conductivité du fluide de la Figure 4-23.

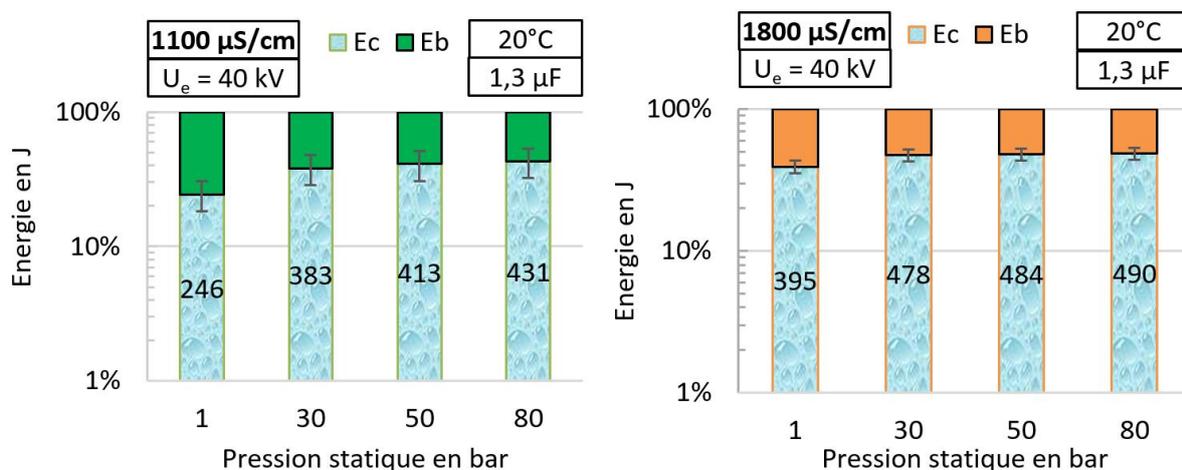


Figure 4-23 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la la pression statique ( $C = 1,3 \mu\text{F}$ ,  $\sigma = 1100$  et  $1800 \mu\text{S}/\text{cm}$ ,  $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $U_e = 40$  kV)

#### 4.5. Conclusion du chapitre

Les résultats d'essais de la tension de rupture diélectrique  $U_{50}$  sont synthétisés dans le Tableau 4-3 ci-dessous. Pour la variation croissante d'un seul paramètre du fluide (température, pression statique ou conductivité), matérialisée par une flèche montante ↗, on ne distingue pas d'évolution unique de la valeur de rupture diélectrique (↗ : augmentation de  $U_{50}$  ou ↘ : diminution de  $U_{50}$ ). D'une façon générale pour un fluide dont la conductivité est faible, la valeur  $U_{50}$  est d'autant plus faible que la pression statique est basse et que la température est élevée. A contrario, la valeur  $U_{50}$  est d'autant plus grande que la température est basse et que la pression statique est haute.

N°	Température	Pression statique	Conductivité	$U_{50}$	
1	↗	1 bar	350 à 1800 $\mu\text{S}/\text{cm}$	T<50°C ↗	T>60°C ↘
2	↗	10 à 190 bar	350 $\mu\text{S}/\text{cm}$	↘	
3	20°C	↗	350 $\mu\text{S}/\text{cm}$	↗	
4	60°C à 80°C	↗	350 $\mu\text{S}/\text{cm}$	↗	
5	20°C	↗	1100/1800 $\mu\text{S}/\text{cm}$	P<100 bar ↗	P>100 bar ↘
6	20°C	1 bar à 100 bar	↗	↗	
7	20°C	100 à 190 bar	↗	↘	

Tableau 4-3 : Tendances d'évolution des valeurs  $U_{50}$  en fonction de la température, de la pression statique et de la conductivité du fluide

L'évolution du volume d'une bulle de gaz, donnée par l'équation de Van Der Waals, peut en partie expliquer l'évolution des valeurs  $U_{50}$  en fonction de la température et de la pression statique du fluide. Pour un fluide faiblement conducteur (350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ ), les valeurs  $U_{50}$  augmentent avec la pression statique et diminuent avec la température. On rappelle que le volume d'une bulle de gaz varie inversement avec la pression statique et augmente avec la température.

De plus, il existe un volume minimal dans lequel peuvent être comprimées les molécules (paramètre  $b$ ). Ce volume minimal dépend de la taille moyenne des molécules ( $r_w$ ). Les molécules contenues dans l'eau salée (NaCl) et dans la boue de forage (Si, Ca, OH...) ont des dimensions plus importantes que les molécules d'eau seules ( $\text{H}_2\text{O}$ ). La valeur  $b$  est d'autant plus grande qu'une proportion de molécules de grandes tailles est mélangée à l'eau. Cela permet d'expliquer les valeurs de saturation de  $U_{50}$  en fonction de la conductivité du fluide à fortes pressions statiques. Mais ça n'explique pas la raison pour laquelle la valeur  $U_{50}$  diminue à fortes pressions statiques pour une conductivité de 1800  $\mu\text{S}/\text{cm}$ .

Pour des tensions appliquées proches des valeurs  $U_{50}$ , l'écart type associé à la consommation d'énergie  $E_c$  est important. Les valeurs de  $E_c$  semblent néanmoins indépendantes de la température et de la pression statique du fluide. Par contre, une augmentation de la conductivité entraîne une augmentation des valeurs  $E_c$ .

Afin de déterminer l'influence des paramètres du fluide (température, pression statique et conductivité) sur les paramètres électriques ( $T_b$  et  $E_c$ ) la tension d'alimentation  $U_e$  est fixée. Sur le Tableau 4-4, les essais réalisés sont récapitulés. La variation (l'augmentation) d'un paramètre du fluide est matérialisée par une flèche montante ↗ et son influence sur  $E_c$  et  $T_b$  est matérialisée par une flèche verte descendante ↘ pour une décroissance ou une flèche rouge montante ↗ pour une croissance de  $T_b$  ou  $E_c$ .

La seule décroissance de  $T_b$  constatée pour la croissance des valeurs des paramètres du fluide (température, pression statique et conductivité) est pour l'eau (350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ ) à 20°C et à 1 bar. La valeur  $E_c$  a elle, tendance à augmenter lorsque les trois paramètres du fluide augmentent.

N°	Température	Pression statique	Conductivité	$T_b$	$E_c$
1	↗	1 bar	350 $\mu\text{S}/\text{cm}$	↘	-
2	60°C	↗	350 $\mu\text{S}/\text{cm}$	↗	↗
3	20°C	↗	1100 $\mu\text{S}/\text{cm}$	↗	↗
4	20°C	↗	1800 $\mu\text{S}/\text{cm}$	-	↗
5	20°C	1 bar	↗	↗	↗
6	20°C	10 à 80 bar	↗	-	↗

Tableau 4-4 : Évolution des valeurs  $T_b$  et  $E_c$  en fonction de la température, de la pression statique et de la conductivité du fluide

Dans le chapitre précédent, l'évolution des valeurs de  $T_b$  et  $E_c$  en fonction de la tension d'alimentation  $U_e$  a été déterminée pour plusieurs conductivités mais à température et pression ambiantes. Ces essais ont permis de déterminer les valeurs du champ électrique maximum de transition  $E_{\text{max}}$  entre le mode de claquage subsonique et le mode de claquage supersonique.

Dans ce chapitre, l'évolution des valeurs de  $T_b$  et  $E_c$  en fonction de la tension d'alimentation  $U_e$  a montré des tendances différentes selon la température et la pression statique du fluide. L'évolution du critère de transition ( $E_{\text{max}}$ ) entre le mode de claquage subsonique et le mode de claquage supersonique a pu être déterminée. Les tendances sont représentées sur la Figure 4-24 :

- Dans le mode subsonique, les valeurs  $E_c$  augmentent proportionnellement au carré du champ électrique  $E_{\text{max}}$ .
- Entre le mode subsonique et le mode supersonique, les valeurs  $E_c$  chutent brusquement.
- Dans le mode supersonique, les valeurs  $E_c$  sont constantes.
- Dans le mode subsonique et dans l'eau courante, les valeurs  $T_b$  diminuent d'un facteur entre 5 et 10 en fonction des valeurs  $E_{\text{max}}$ .
- Dans le mode supersonique, les valeurs  $T_b$  décroissent d'un facteur entre 1 et 2 en fonction des valeurs  $E_{\text{max}}$ .

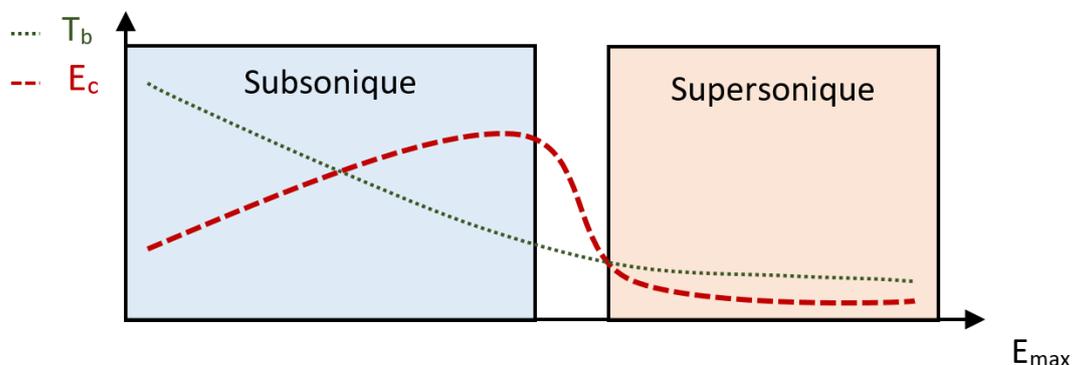


Figure 4-24 : Tendances de la consommation d'énergie pendant la phase de la formation de l'arc et de l'instant de claquage en fonction du champ maximal appliqué

La fenêtre de valeurs observée se situe essentiellement entre les deux modes de claquages. Lorsque la température augmente, les valeurs du champ de transition semblent diminuer. A l'inverse, une augmentation de la pression statique semble conduire à l'augmentation du seuil de transition entre les deux modes.



# CHAPITRE 5 : RUPTURE DIÉLECTRIQUE DES ROCHES



### 5.1. Introduction aux mécanismes de claquage dans les solides

Les mécanismes de claquage électrique dans les solides sont catégorisés selon leur temps de propagation. Dans cette étude, ils sont électromécaniques, de l'ordre de la microseconde. Un claquage électromécanique survient lorsqu'un effort électrostatique entre deux électrodes soumis à une différence de potentiel est supérieur à la résistance mécanique du matériau [81]. Selon la théorie dite de Zeller, lors d'un claquage électromécanique filamentaire, une fissure apparaît au renforcement de champ électrique ce qui permet la création d'un canal de décharge [147], [148]. La formation d'un arc électrique s'accompagne d'une dilatation thermique qui provoque une onde de choc radiale [149].

Dans les essais réalisés à la pression atmosphérique [6], [78], [93], un champ électrique compris entre 100 et 125 kV/cm est généré afin de dépasser la rupture diélectrique d'une roche. Ces essais ont été réalisés pour une distance inter-électrodes entre 10 et 30 mm (pour différentes géométries d'électrodes) et diverses roches dont le granite.

Le dimensionnement de notre expérience est dicté par la limitation à 50 kV de notre traversée HT (utilisée dans l'enceinte pressurisée). Dans le cas d'un champ électrique homogène, une tension entre 30 et 38 kV sur une distance de 3 mm permet d'appliquer un champ électrique entre 100 et 125 kV/cm. De même, une tension entre 50 et 62 kV sur une distance de 5 mm permet d'atteindre la valeur de champ électrique de rupture. Il est connu qu'un champ hétérogène abaisse la tension de rupture diélectrique par rapport à un champ homogène. La distribution du champ électrique avec nos géométries d'électrodes sera simulée. On déterminera l'influence d'une roche positionnée en contact des électrodes et celle de la valeur de la permittivité relative du fluide.

La propagation de la décharge électrique dans les solides est réalisée par l'intermédiaire de streamers. On assimile ce mode de propagation au mode supersonique dans les fluides. On part du principe qu'il faut autant d'énergie pour amorcer un arc électrique dans une roche que pour amorcer un arc électrique dans l'eau en mode supersonique [150]. Dans le chapitre 3, nous avons déterminé qu'il faut environ 20 J pour amorcer un arc électrique en mode supersonique dans l'eau courante. Nous utiliserons une valeur de capacité  $C = 40$  nF qui, chargée à  $U_e = 30$  kV, délivrera une énergie de 18 J. Cette valeur de 40 nF est obtenue avec 2 condensateurs de 80 nF en série. L'énergie maximale disponible dans l'enceinte pressurisée est donc de 50 J pour une tension maximale de 50 kV. La consommation d'énergie pendant la phase de pré-arc  $E_c$  est inférieure à cette valeur.

Comme illustré sur l'exemple de la Figure 5-1, pour amorcer un arc électrique dans la roche il faut que le temps de claquage  $T_b$  (ou l'énergie consommée  $E_c$ ) reste inférieur à celui nécessaire pour amorcer un arc électrique dans le fluide.

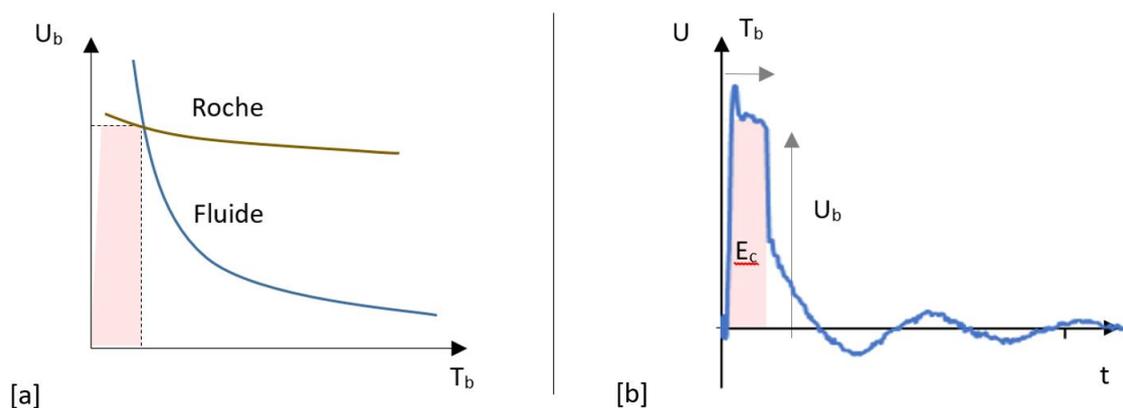


Figure 5-1 : [a] Rigidité diélectrique de la roche et du fluide [b] Onde de tension appliquée

Dans un premier temps, les essais sont réalisés dans une configuration géométrique d'électrodes de type pointe-pointe immergée dans l'eau courante. Cette configuration permet de s'assurer que l'arc électrique s'amorce bien dans la roche et qu'il ne la contourne pas en s'amorçant dans l'eau. Dans cette configuration, des simulations du champ électrique dans le fluide et dans la roche seront présentées.

Dans un second temps, des expérimentations sont réalisées à partir de la géométrie d'électrodes coaxiales HP. Ces résultats sont comparés avec ceux obtenus dans la géométrie d'électrodes pointe-pointe. Avec le générateur dimensionné (40 nF - 50 kV), l'énergie stockée est insuffisante pour amorcer un arc électrique dans l'eau. Pour rappel, l'énergie consommée  $E_c$  est l'intégrale du carré de l'onde de tension sur la valeur  $R_{eau}$ .

La roche utilisée pour ces essais est du granite noir du Zimbabwe. Ses caractéristiques mécaniques et physiques sont données dans le Tableau 5-1. Les échantillons de roche ont pour dimensions 70×70 mm et 3 mm d'épaisseur. Cette roche non poreuse est réputée pour être un matériau particulièrement solide, elle doit cette caractéristique à la part importante de gabbro présent dans la roche.

Résistance à la flexion	Résistance à la compression	Densité	Porosité	Résistance au choc thermique	Absorption d'eau
30,2 MPa	270 MPa	De 3066 à 3078 kg/m <sup>3</sup>	0,34 %	5 % de perte de masse (20 cycles)	0,1 %

Tableau 5-1 : Caractéristique du granite noir du Zimbabwe

## 5.2. Les dispositifs expérimentaux

### 5.2.1. Géométrie d'électrodes pointe-pointe

Contrairement au claquage dans un diélectrique fluide, un claquage dans un diélectrique solide entraîne sa destruction irréversible. La méthode permettant de déterminer la valeur de rupture diélectrique dans des solides est donc différente de celle présentée dans le chapitre 2. Le niveau de tension appliquée est augmenté par palier jusqu'à la rupture de l'espace inter-électrodes. L'eau (350  $\mu\text{S}/\text{cm}$ ), dans laquelle la roche est plongée, est renouvelée après chaque essai. Les mesures sont

reproduites un certain nombre de fois pour établir une valeur moyenne des grandeurs déterminées. Pour chaque configuration, un minimum de 3 échantillons sont testés.

Dans un premier temps, les essais sont réalisés à l'aide d'une géométrie d'électrodes pointe-pointe avec un rayon de courbure de 1 mm. Sur la Figure 5-2, l'électrode de masse est alignée au centre de l'enceinte à l'aide d'un cylindre en PVC. Elle est reliée à la masse de l'enceinte par l'intermédiaire d'un ressort en acier inoxydable. L'électrode HT est vissée à la traversée HT qui est elle-même solidaire du couvercle de l'enceinte. Un support en matière isolante est usiné pour tenir la roche. Pour assurer la fermeture de l'enceinte lorsque les électrodes sont en place, ce support est monté sur ressort. Lorsque l'électrode HT est insérée dans l'enceinte, les ressorts situés sous l'électrode de masse et sous le support sont comprimés. L'enceinte peut alors être fermée hermétiquement. Dans cette configuration, les deux électrodes sont en contact avec la roche tout en exerçant une faible compression sur cette dernière.

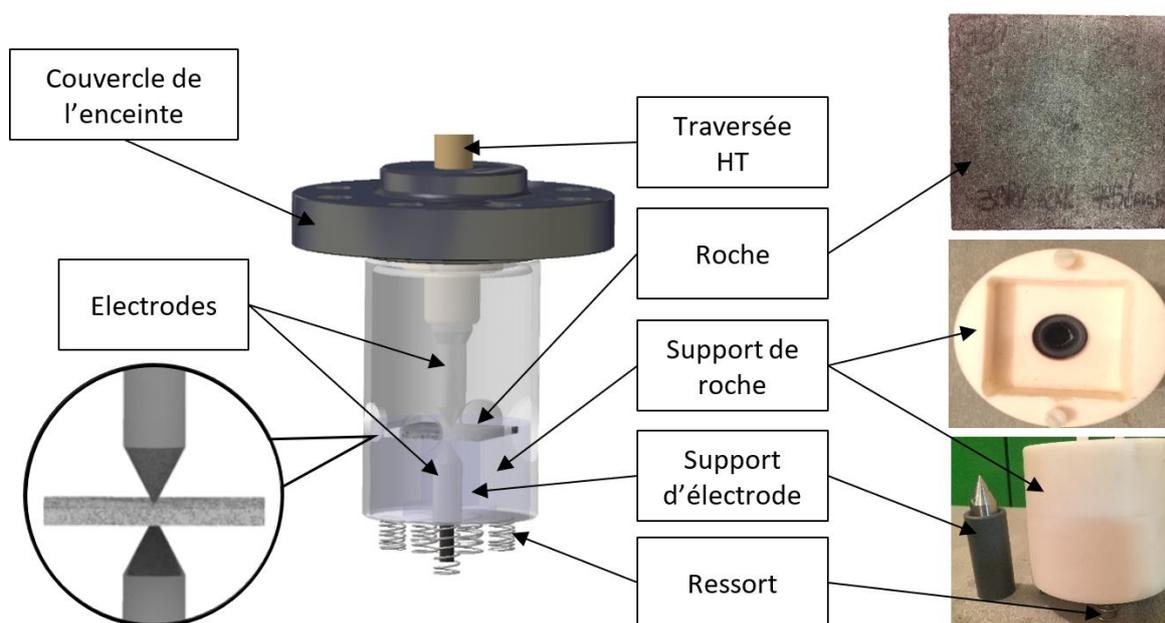


Figure 5-2 : Disposition de la roche et de la géométrie d'électrodes pointe-pointe dans l'enceinte pressurisée et régulée en température

Tout d'abord, des essais sont effectués dans l'eau ( $350 \mu\text{S}/\text{cm}$ ) et sans la roche. La résistance inter-électrodes  $R_{\text{eau}}$  du fluide est d'environ  $370 \Omega$  à  $20^\circ\text{C}$ . Cette valeur caractérise les pertes résistives du fluide sur une distance de 3 mm pour cette géométrie. Dans cette configuration, la tension de rupture  $U_{50}$  est d'environ 50 kV (la valeur précise n'a pu être déterminée puisque la traversée nous limite à 50 kV).

Les essais sont ensuite effectués en remplaçant la roche entre les deux électrodes. Dans ce cas, la résistance inter-électrodes représente la résistance du fluide en surface de la roche sur une distance de 143 mm (2 fois la moitié de la longueur de l'échantillon plus une fois son épaisseur). La valeur déterminée est d'environ  $R_{\text{eau}} = 470 \Omega$  à  $20^\circ\text{C}$  et  $R_{\text{eau}} = 200 \Omega$  à  $60^\circ\text{C}$ . La division par un facteur d'environ deux de la valeur de la résistance est cohérente avec une multiplication par 2 de la conductivité de 20 à  $60^\circ\text{C}$  présentée sur la figure 4-2. L'évolution de cette valeur avec la température confirme que la valeur  $R_{\text{eau}}$  caractérise donc bien la résistance de l'eau en surface de la roche pour la contourner (et non celle de la résistance de la roche).

### 5.2.2. Géométrie d'électrodes coaxiales

L'utilisation d'un générateur avec une capacité de 40 nF - 50 kV associé à la géométrie d'électrodes coaxiales HP ne permet pas d'atteindre les conditions nécessaires en termes d'énergie et de champ électrique pour amorcer un arc électrique dans l'eau. Lorsque la roche est immergée et en contact avec les électrodes, le champ électrique maximal augmente (partie 5.3.1). Le champ électrique devient alors suffisant pour amorcer un arc électrique dans la roche. La partie gauche de la Figure 5-3 montre la disposition de la géométrie d'électrodes coaxiales au contact de la roche. Sur la partie droite de la Figure 5-3, deux photographies de la roche après endommagement illustrent l'impact des impulsions sur le granite.

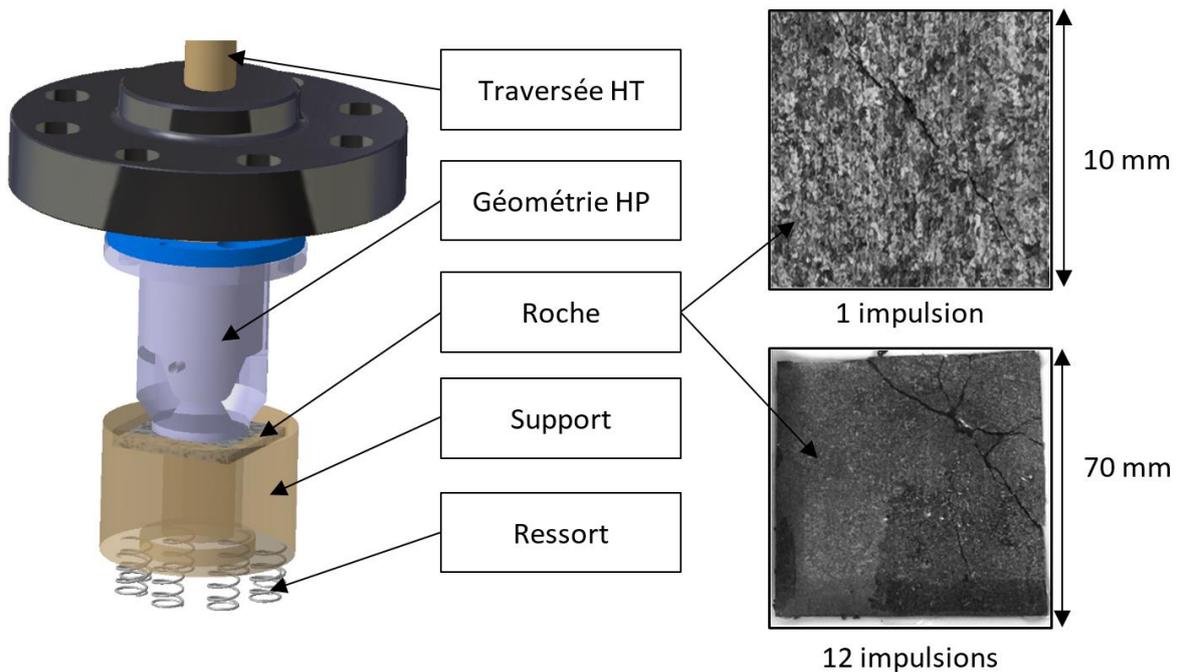


Figure 5-3 : Disposition de la roche et de la géométrie HP dans l'enceinte HP

La résistance inter-électrodes dans cette configuration est  $R_{\text{eau}} = 115 \Omega$  à 20°C. Cette valeur est équivalente à la valeur  $R_{\text{eau}}$  précédemment déterminée pour l'eau courante avec la même géométrie coaxiale. La présence de la roche ne modifie donc pas ce paramètre.

### 5.2.3. Mesures des ondes de courant dans la roche

Le schéma électrique équivalent lors des essais dans les roches reste inchangé par rapport à celui décrit pour les fluides dans le chapitre 2. La différence majeure réside dans la valeur de la résistance d'arc  $R_{\text{arc}}$  qui est bien plus élevée dans les roches. Cette différence ne peut s'expliquer par la simple relation entre la résistance d'arc et l'intensité du courant qui est effectivement moins importante dans la configuration choisie. A titre d'exemple, pour une configuration donnée, des résultats bibliographiques montrent que la valeur de la résistance d'arc se stabilise autour de 2  $\Omega$  pour une valeur de courant maximal d'environ 10 kA [151].

À partir de la formule du courant maximal établi dans le chapitre 2 en fonction des éléments passifs du circuit, la Figure 5-4 montre qu'il est possible de prévoir la plage de valeur du courant maximal  $I_{\max}$  en fonction de la résistance équivalente  $R$  du circuit ( $R_{\text{arc}} + R_{\text{circuit}}$ ) et de la valeur de la tension de claquage  $U_b$ . La valeur de  $R_{\text{circuit}}$  déterminée par un essai en court-circuit (deux électrodes jointes) est de  $0,2 \Omega$ . Dans notre configuration, la valeur analytique maximale de  $R$  est de  $17 \Omega$ . Cette valeur correspond à un coefficient d'amortissement  $\zeta = 1$ . La valeur  $I_{\max}$  la plus élevée est de l'ordre de  $5 \text{ kA}$ .

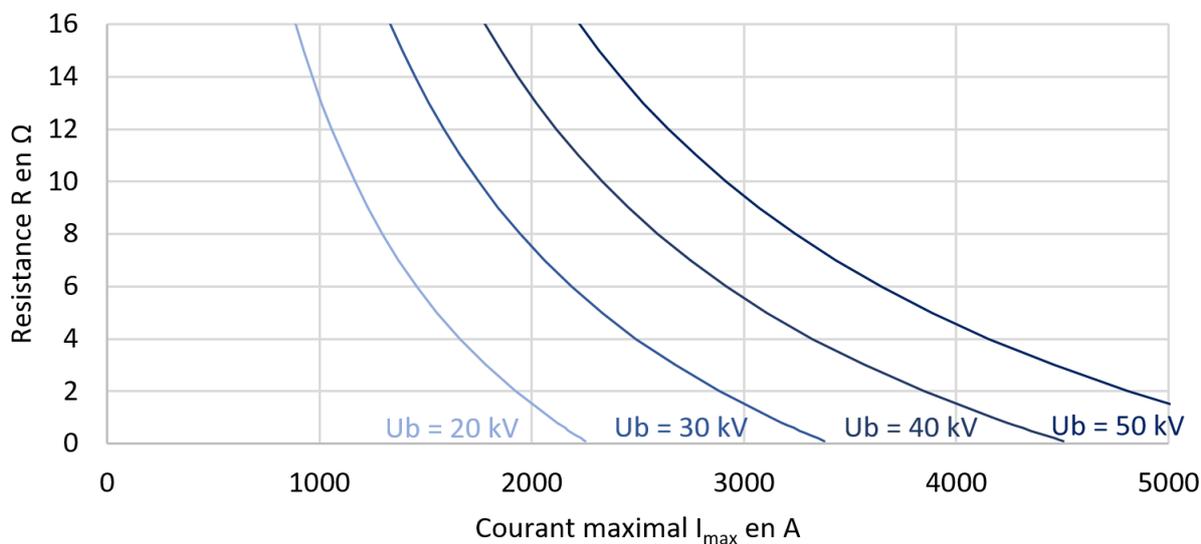


Figure 5-4 : Résistance du circuit  $R$  en fonction du courant maximal  $I_{\max}$  et de la tension  $U_b$  pour  $C = 40 \text{ nF}$  et  $L = 3,1 \mu\text{H}$

Afin de valider les expressions analytiques appliquées à la rupture de la roche, une comparaison entre des mesures expérimentales de courant et son expression analytique est présentée. Pour cela, un cas test est proposé. Il s'agit de la décharge d'un condensateur de  $40 \text{ nF}$  chargé sous  $38 \text{ kV}$  à travers la géométrie HP immergé dans l'eau ( $350 \mu\text{S/cm}$ ). Cette séquence menant à l'arc fait bien apparaître les deux phases de pré-arc et d'arc qui, couplée à la mesure préalable en court-circuit, permet de déterminer la résistance d'arc (chapitre 2).

La Figure 5-5 montre une bonne concordance entre les mesures et les expressions analytiques sur la première période d'oscillation de courant. Cette comparaison valide les simplifications proposées pour les roches. Les deux relevés d'essais présentent la variation de résultats obtenue pour une même valeur imposée sur la tension d'alimentation.

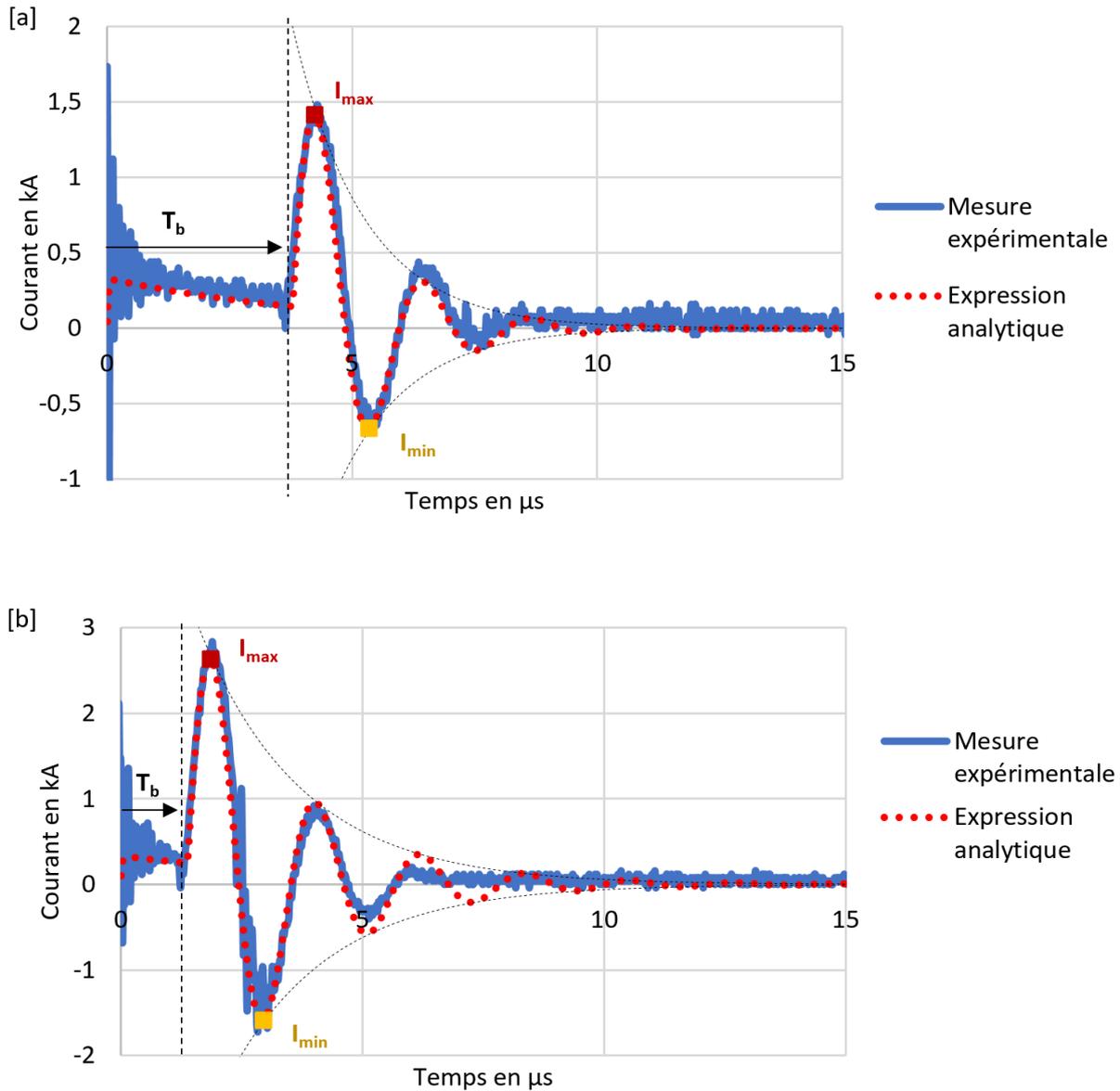


Figure 5-5 : Exemple de courant en fonction du temps pour : [a]  $R_{arc} = 4 \Omega$  [b]  $R_{arc} = 2,7 \Omega$  (géométrie d'électrodes coaxiales HP pour  $U_e = 38 \text{ kV}$ ,  $L = 2,9 \mu\text{H}$  et  $C = 40 \text{ nF}$ )

Le même type de résultat est présenté sur la Figure 5-6 mais dans la configuration pointe–pointe. Lorsque l'impulsion de courant est seulement constituée d'une demi-période (valeur de  $R_{arc}$  élevée), la valeur  $R_{arc}$  est déterminée avec moins de précision. Les expressions analytiques montrent alors une concordance plus médiocre avec les mesures expérimentales probablement due à la variation rapide et non stabilisée de la valeur  $R_{arc}$  lorsqu'on se rapproche d'un système plus amorti ( $\zeta > 1$ ).

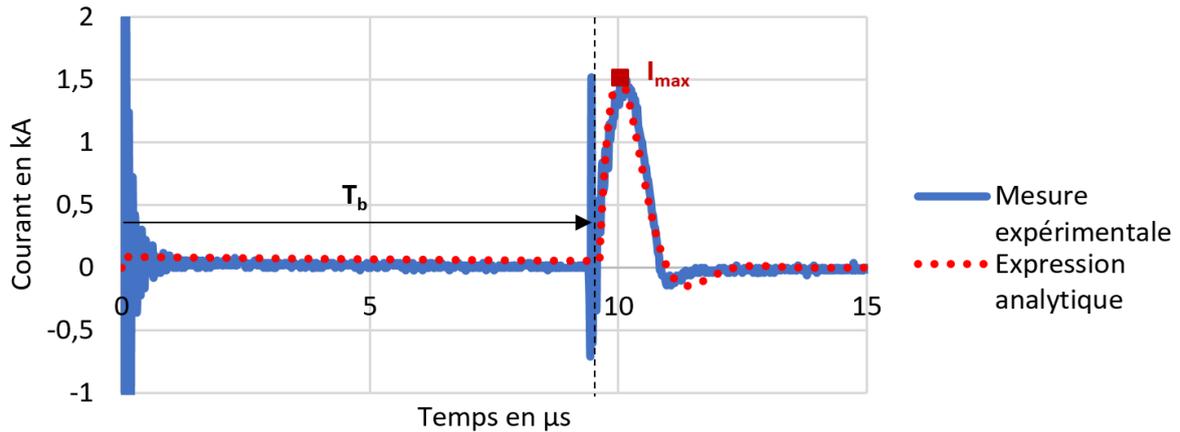


Figure 5-6 : Exemple de courant en fonction du temps pour  $R_{arc} = 10,5 \Omega$  avec la géométrie pointe-pointe pour  $U_e = 43 \text{ kV}$ ,  $L = 3,1 \mu\text{H}$  et  $C = 40 \text{ nF}$

### 5.3. Distribution du champ électrique dans nos deux configurations expérimentales

Lorsqu'on ajoute une roche en contact avec l'extrémité de la géométrie d'électrodes, la distribution du champ électrique est modifiée par rapport aux exemples présentés dans le chapitre 2.

Sauf indication contraire, la différence de potentiel dans toutes les simulations est égale à 30 kV. La permittivité relative de la roche est fixée à 5 sachant que ce paramètre peut varier entre 2 et 10 [152], [153]. Pour l'eau à 25°C, nous fixons  $\epsilon_r$  à 78. La valeur de la permittivité relative de l'eau varie très faiblement en fonction de la conductivité et de la pression statique. Par contre, elle diminue avec la température comme le montre la Figure 5-7 [108]. La fréquence ne modifie la valeur de la permittivité relative de l'eau qu'à partir d'une valeur supérieure au GHz [111].

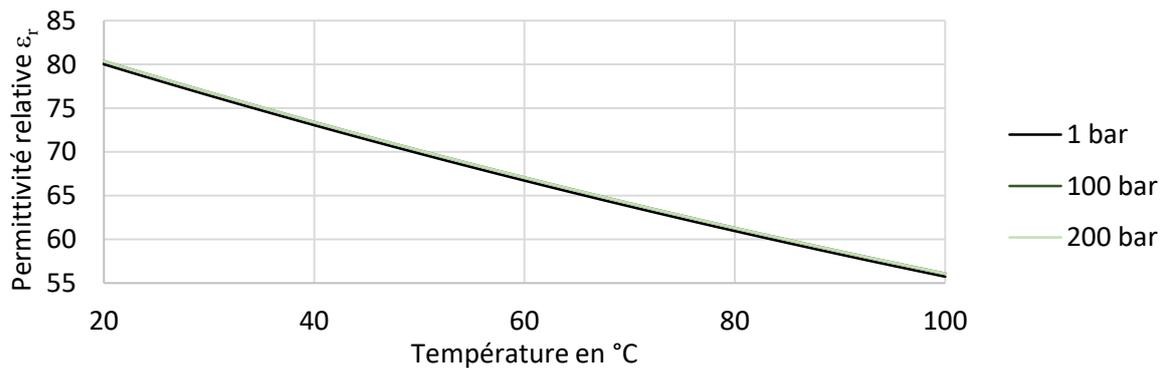


Figure 5-7 : Permittivité relative de l'eau en fonction de sa température et de sa pression statique

5.3.1. Simulation du champ électrique avec la géométrie d'électrodes coaxiales HP

Sur la Figure 5-8, la distribution du champ électrique est simulée lorsqu'une roche est en contact avec l'extrémité des électrodes (la configuration de la Figure 5-3). Lorsqu'on s'éloigne de la roche, la distribution est identique à celle observée sans la roche (chapitre 2). Par contre en comparant la distribution du champ électrique dans la roche par rapport à celle obtenue au même endroit sans la roche (donc dans l'eau), on remarque que les profils sont différents. Un renforcement de champ important est introduit par la présence d'un point triple entre l'eau, la roche et les électrodes puisque la permittivité de la roche est largement inférieure à celle de l'eau. En conséquence, le champ électrique maximum se situe dans la roche. Ce renforcement de champ facilite l'amorçage de l'arc électrique dans la roche.

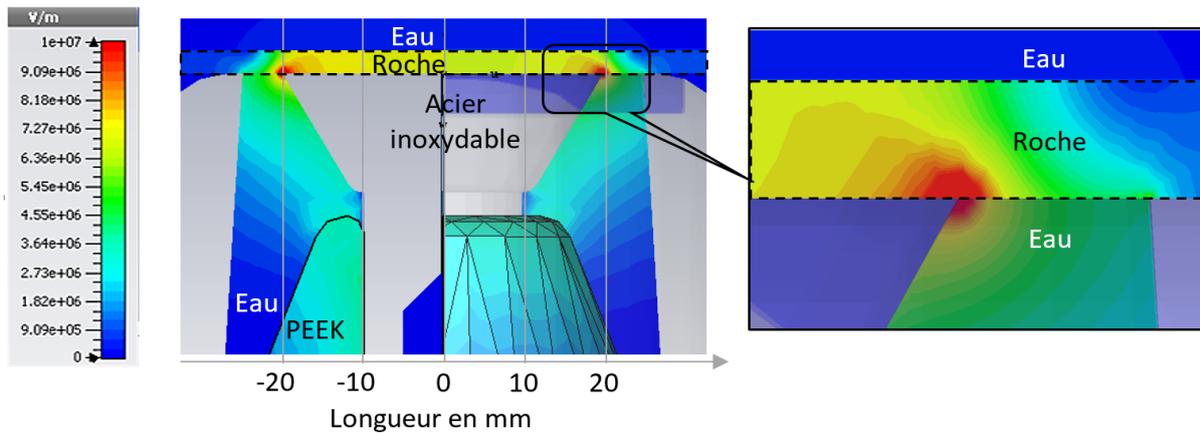


Figure 5-8 : Distribution du champ électrique 2D dans l'eau et dans la roche (géométrie HP,  $U_e = 30$  kV,  $\epsilon_{r \text{ fluide}} = 78$ ,  $\epsilon_{r \text{ roche}} = 5$ )

Afin de comparer l'influence de la permittivité relative sur la répartition du champ électrique, on remplace l'eau ( $\epsilon_r = 78$ ) par de l'air ( $\epsilon_r = 1$ ) sur la Figure 5-9. La distribution du champ électrique est équivalente sur la Figure 2-12 (eau) et la Figure 5-9 (air) à proximité des électrodes. Cette comparaison nous permet simplement de vérifier que, dans le cas où un seul diélectrique est en contact avec la partie conductrice, la permittivité relative n'a aucune influence sur la distribution du champ électrique.

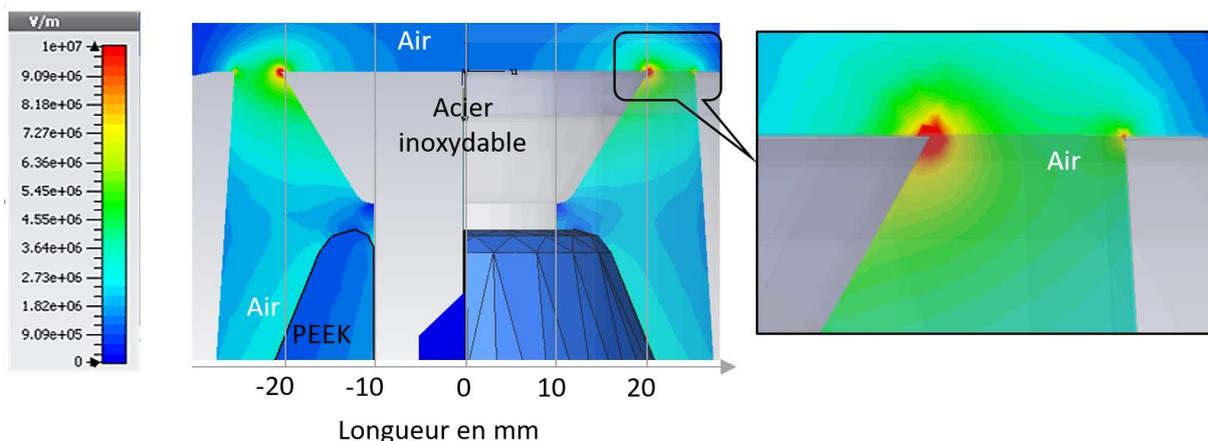


Figure 5-9 : Distribution du champ électrique 2D dans l'air (géométrie HP,  $U_e = 30$  kV,  $\epsilon_{r \text{ fluide}} = 1$ )

Sur la Figure 5-10, la distribution du champ électrique dans la géométrie d'électrodes coaxiales HP est simulée dans l'air et dans la roche. On compare la distribution du champ électrique de la Figure 5-8 entre l'eau et la roche avec la distribution du champ électrique sur la Figure 5-10 entre l'air et la roche. Lorsque le métal conducteur est en contact avec les deux diélectriques, le champ électrique est réparti entre ces diélectriques. Ainsi, l'intensité du champ la plus grande est distribuée dans le diélectrique de plus faible permittivité relative ( $\epsilon_{\text{air}} < \epsilon_{\text{plastique}} < \epsilon_{\text{roche}} < \epsilon_{\text{eau}}$ ).

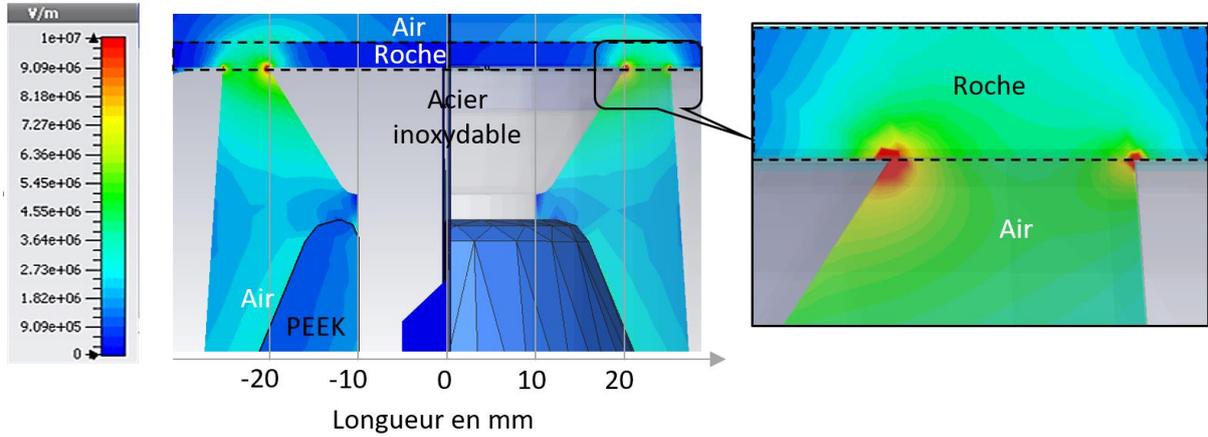


Figure 5-10 : Distribution du champ électrique 2D dans l'air et dans la roche (géométrie HP,  $U_e = 30 \text{ kV}$ ,  $\epsilon_{r \text{ fluide}} = 1$ ,  $\epsilon_{r \text{ roche}} = 5$ )

Pour permettre une meilleure comparaison, la distribution du champ électrique est représentée sur l'axe  $X'$  dans la roche et sur l'axe  $X''$  dans l'air ou dans l'eau (Figure 5-11). La différence se situe essentiellement à l'interface des trois matériaux (métal, fluide et roche). Au contact des électrodes (0V et HT), la valeur du champ électrique est plus importante dans l'air que dans l'eau. Mais l'utilisation d'un fluide avec une forte permittivité relative ( $\epsilon_r = 78$ ) permet de repousser les lignes de champ électrique dans la roche. Le champ électrique est alors 20 % plus important à l'extrémité de l'électrode HT dans la roche plutôt que dans le fluide. C'est pour cette raison qu'il est possible d'amorcer un arc électrique dans une roche plongée dans l'eau alors qu'il n'est pas possible d'amorcer un arc électrique dans une roche à l'air libre.

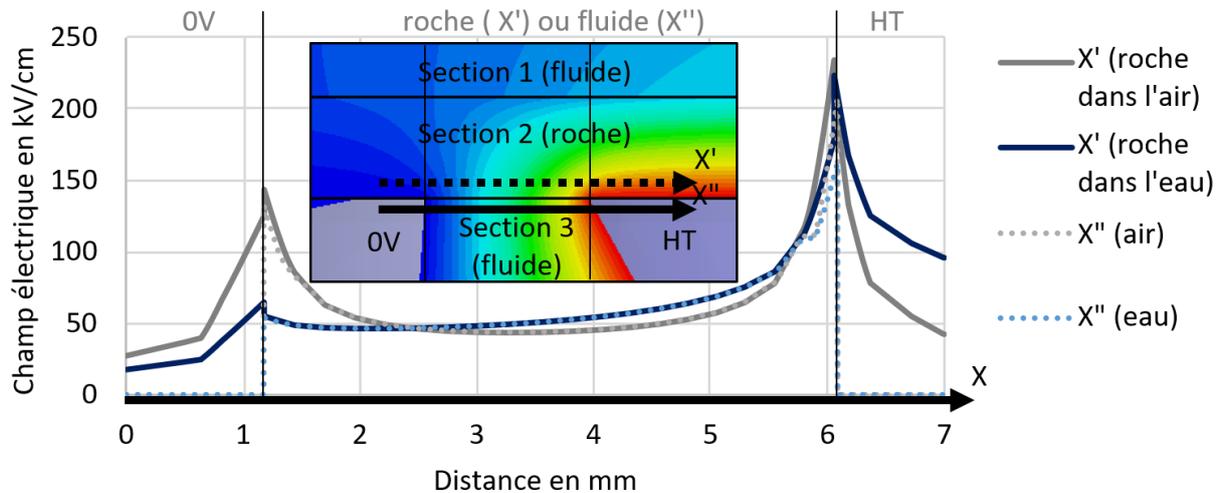


Figure 5-11 : Distribution du champ électrique selon l'axe X dans la roche (section 2 ( $X'$ )) et dans le fluide (air ou eau de la section 3 ( $X''$ )) (géométrie HP,  $U_e = 30 \text{ kV}$ ,  $\epsilon_{r \text{ fluide}} = 1$  et  $78$ ,  $\epsilon_{r \text{ roche}} = 5$ )

Sur la Figure 5-12, le champ électrique est cette fois représenté selon l'axe Z proche des électrodes dans la roche et dans le fluide (eau et air). Avec de l'air, la valeur du champ électrique est plus intense dans le gaz que dans la roche. Alors qu'avec l'eau, il est plus intense dans la roche que dans le fluide, ce qui favorise l'amorçage de l'arc électrique dans la roche. La valeur du champ électrique qui est maximale à l'extrémité de l'électrode HT est de 200 kV/cm. Dans la roche près de l'électrode HT, la valeur du champ électrique lorsque la roche est plongée dans l'eau est plus élevée que lorsque la roche est dans l'air. Au contraire, dans la roche près de l'électrode 0V, la valeur du champ électrique est plus importante lorsque la roche est à l'air libre.

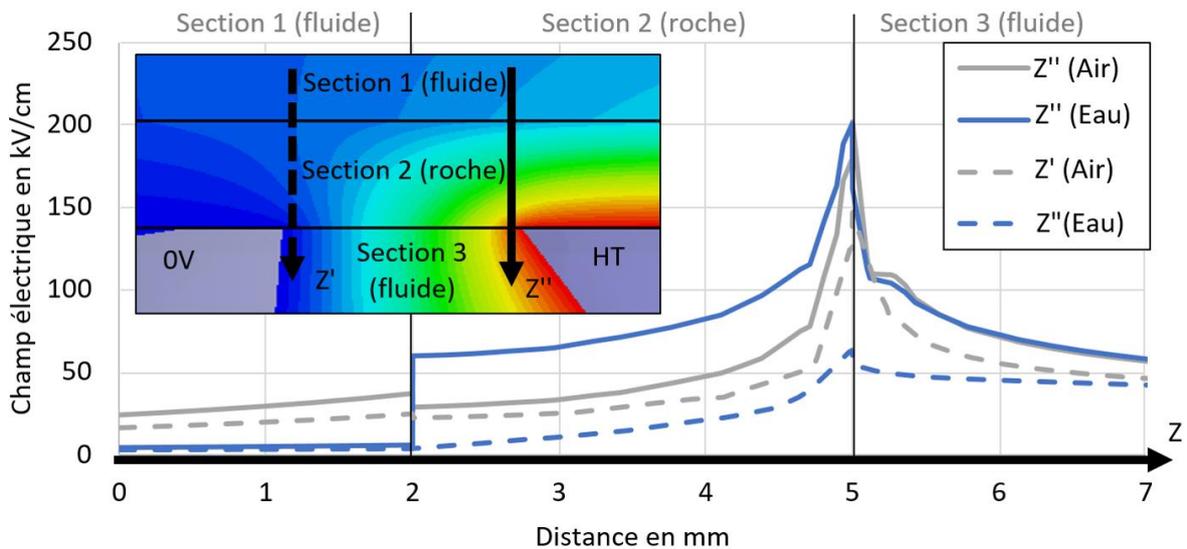


Figure 5-12 : Distribution du champ électrique selon l'axe Z dans la roche et dans le fluide (eau ou air) près de l'électrode HT (Z'') et près de l'électrode 0V (Z') (géométrie HP,  $U_e = 30$  kV,  $\epsilon_{r \text{ fluide}} = 1$  et  $78$ ,  $\epsilon_{r \text{ roche}} = 5$ )

## 5.3.2. Simulations avec la géométrie d'électrodes pointe - pointe

La distribution du champ électrique pour la géométrie d'électrodes pointe-pointe est simulée pour différentes permittivités relatives du fluide avec et sans roche. Comme précisé précédemment, les électrodes ont un rayon de courbure de 1 mm et sont distantes de 3 mm.

Sur la Figure 5-13, La distribution du champ est présentée lorsque les pointes sont immergées dans de l'eau à 25°C. L'effet de pointe renforce localement le champ dont l'intensité maximale atteint 200 kV/cm. À 1 mm de distance des pointes, sa valeur n'est plus que de 80 kV/cm.

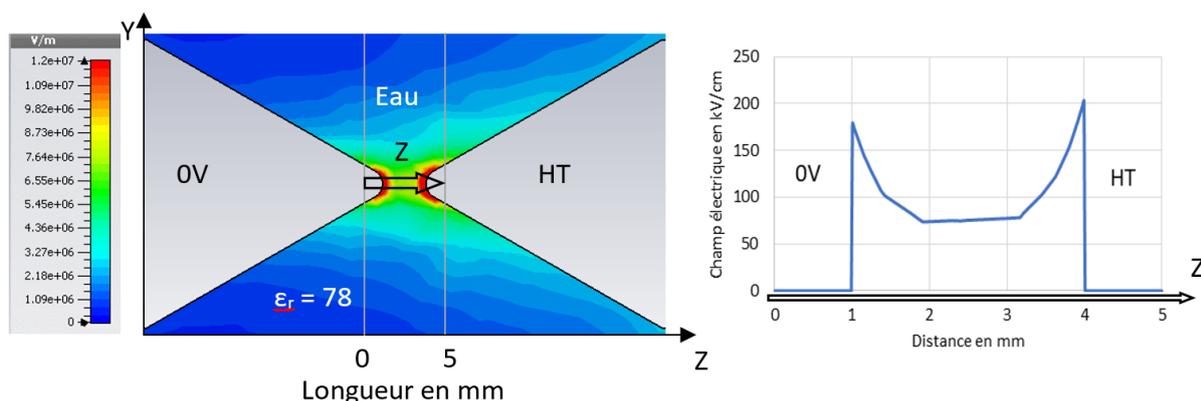


Figure 5-13 : Distribution du champ électrique dans l'eau  
(géométrie pointe-pointe,  $U_e = 30$  kV,  $\epsilon_r \text{ fluide} = 78$ )

La roche est maintenant immergée entre les deux électrodes (Figure 5-14) pour 3 valeurs de permittivité relative (1, 55 et 78) qui correspondent respectivement à l'air, l'eau à 100°C et l'eau à 25°C. L'intensité maximale du champ est de 118 kV/cm dans la roche immergée dans l'eau à 25°C. Si l'on compare la Figure 5-13 (eau -  $\epsilon_r = 78$ ) et la Figure 5-14 (eau -  $\epsilon_r = 78$  + roche  $\epsilon_r = 5$ ), on constate que l'intensité du champ maximale est plus faible avec la roche. Par contre, il est réparti plus uniformément selon l'axe Z. À 1 mm des pointes, sa valeur reste supérieure à 90 kV/cm.

A partir de la Figure 5-14, il est également possible de mettre en évidence l'influence de la permittivité relative du fluide sur la valeur du champ électrique dans la roche. Il est essentiellement localisé au contact des électrodes lorsqu'on utilise de l'air. Au centre de la roche, le champ décroît pour atteindre une valeur inférieure à 40 kV/cm. L'évolution de la distribution entre les valeurs  $\epsilon_r = 78$  et  $\epsilon_r = 55$  n'est pas clairement identifiable sur ce graphique en 2 dimensions.

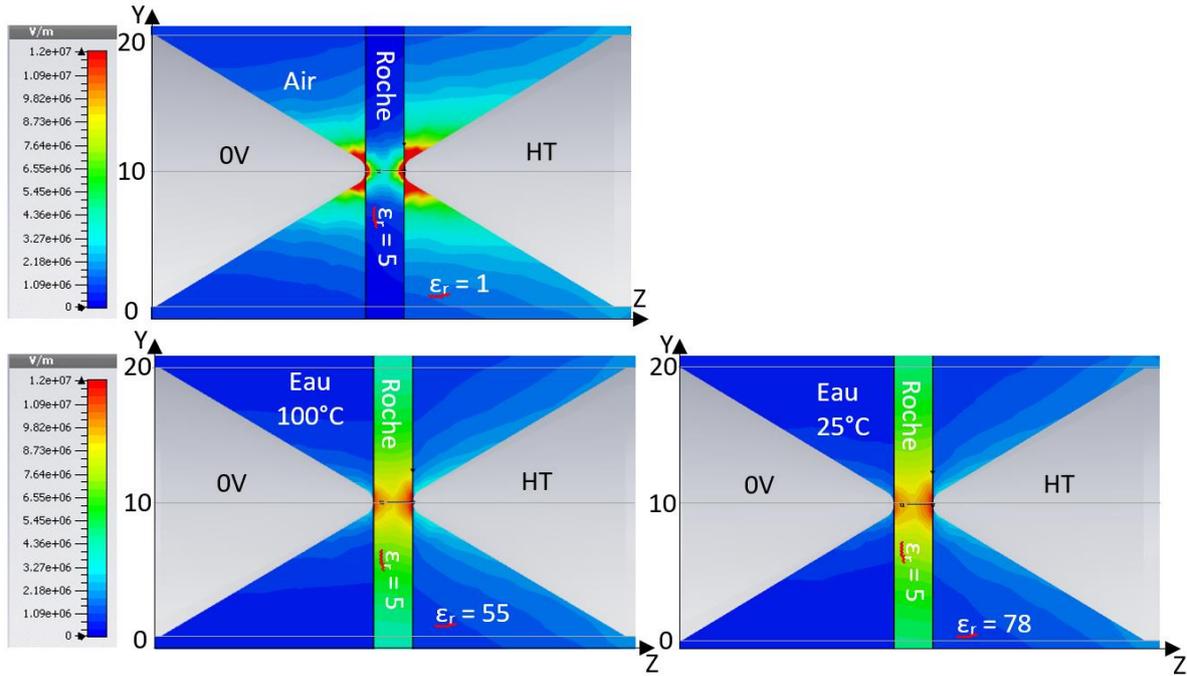


Figure 5-14 : Distribution du champ électrique 2D (géométrie pointe-pointe,  $U_e = 30$  kV,  $\epsilon_r$  fluide = 1, 55, 78,  $\epsilon_r$  roche = 5)

La Figure 5-15 permet de mieux comparer la distribution du champ électrique pour les deux températures de l'eau. Plus la température est élevée (permittivité faible), plus le champ électrique maximal localisé à proximité des parties conductrices est intense. Au contraire, une valeur de permittivité du fluide élevée (faible température) permet une répartition plus homogène du champ électrique.

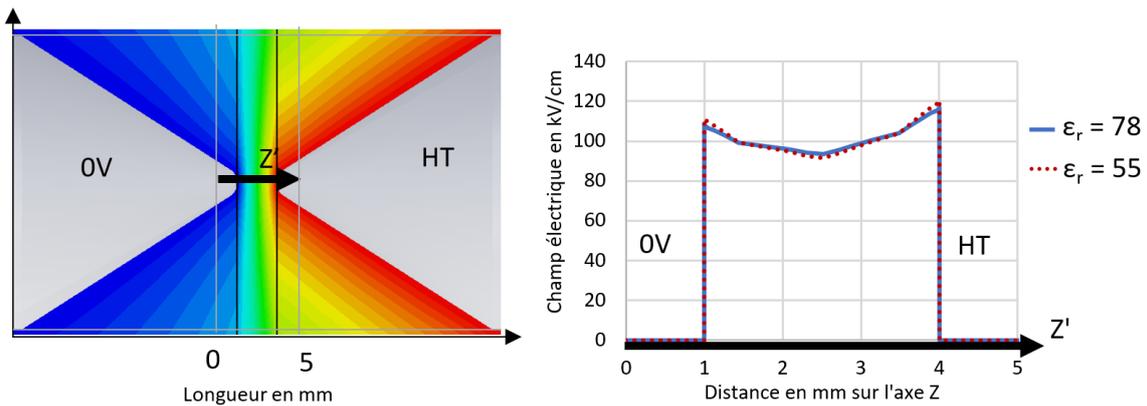


Figure 5-15 : Distribution du champ électrique selon l'axe Z pour la géométrie d'électrodes pointe-pointe avec la roche pour une permittivité relative de l'eau à 100°C (55) et à 25°C (78)

Le champ électrique dans la roche entre les électrodes est quasiment homogène. À partir des simulations électrostatiques de la Figure 5-15, on détermine les valeurs du champ électrique maximal et du champ électrique minimal entre les électrodes (Tableau 5-2). On détermine la valeur moyenne du champ électrique entre les électrodes par la moyenne de ses valeurs extrêmes. Cette valeur sera utilisée par la suite pour déterminer le champ électrique de rupture.

U (kV)	30	35	40	45	50
$E_{max}$ (kV/cm)	117,0	136,5	156,0	175,5	195,0
$E_{min}$ (kV/cm)	93,4	108,9	124,5	140,0	155,6
$E_{moy}$ (kV/cm)	105,2	122,7	140,3	157,8	175,3

Tableau 5-2 : Champ électrique dans la roche en fonction de la tension appliquée sur la géométrie d'électrodes pointe - pointe dans l'eau à 25°C ( $\epsilon_r = 78$ )

#### 5.4. Caractérisation de la rupture diélectrique des roches dans la géométrie pointe -pointe

##### 5.4.1. Rupture diélectrique des roches en fonction de la pression statique à 20°C

La tension de rupture de la roche est étudiée en fonction de la pression statique à température ambiante (Figure 5-16). Pour chaque configuration, les essais sont reproduits sur 4 échantillons différents. L'absence de précision dans le réglage du positionnement des électrodes ainsi que la composition inhomogène des roches entraînent un écart important des résultats. Malgré cela, il est possible de déduire une évolution semi-logarithmique de la valeur de la tension de rupture en fonction de la pression statique. À pression atmosphérique, les valeurs de la tension entre 30 et 35 kV nécessaires pour le claquage de 3 mm de roche sont cohérentes avec la valeur du champ de rupture déterminée dans la publication de Vazhov et al. [78], soit entre 105,2 et 122,7 kV/cm. Cette valeur augmente de façon logarithmique avec la pression jusqu'à atteindre environ 137 kV/cm à 150 bar. Quoiqu'il en soit, ces essais montrent que la rupture diélectrique de la roche est globalement peu affectée par l'augmentation de la pression statique (seulement 20 % d'augmentation lorsque la pression augmente de 1 à 150 bar).

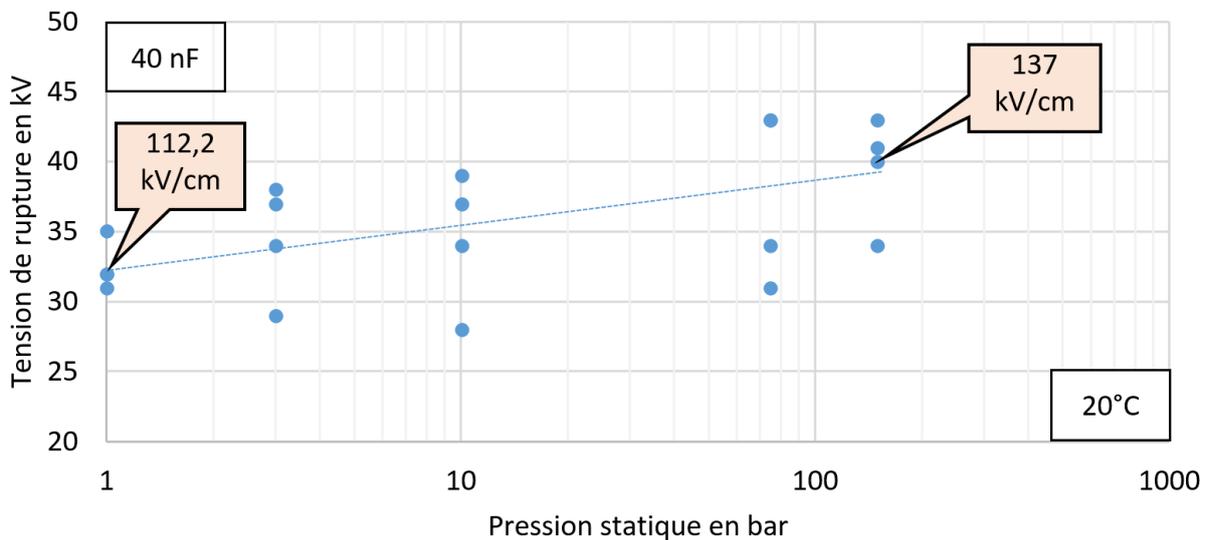


Figure 5-16 : Tension de rupture diélectrique du granite en fonction de la pression statique (géométrie pointe-pointe 3 mm, C= 40 nF,  $\sigma = 350 \mu\text{S/cm}$ , T= 20 °C)

### 5.4.2. Consommation d'énergie durant la phase de pré-arc à 20°C

La valeur de la tension de claquage permet de déterminer l'énergie consommée pendant la phase pré-arc  $E_c$ . Cette énergie nécessaire pour rompre la roche est en moyenne d'environ 11 J, mais s'étend de 3 à 22 J (Figure 5-17). Cette consommation d'énergie, malgré une forte variation entre les essais, semble indépendante de la pression statique. La proportion d'énergie disponible dans le canal d'arc  $E_b$  serait donc plus importante à forte pression statique.

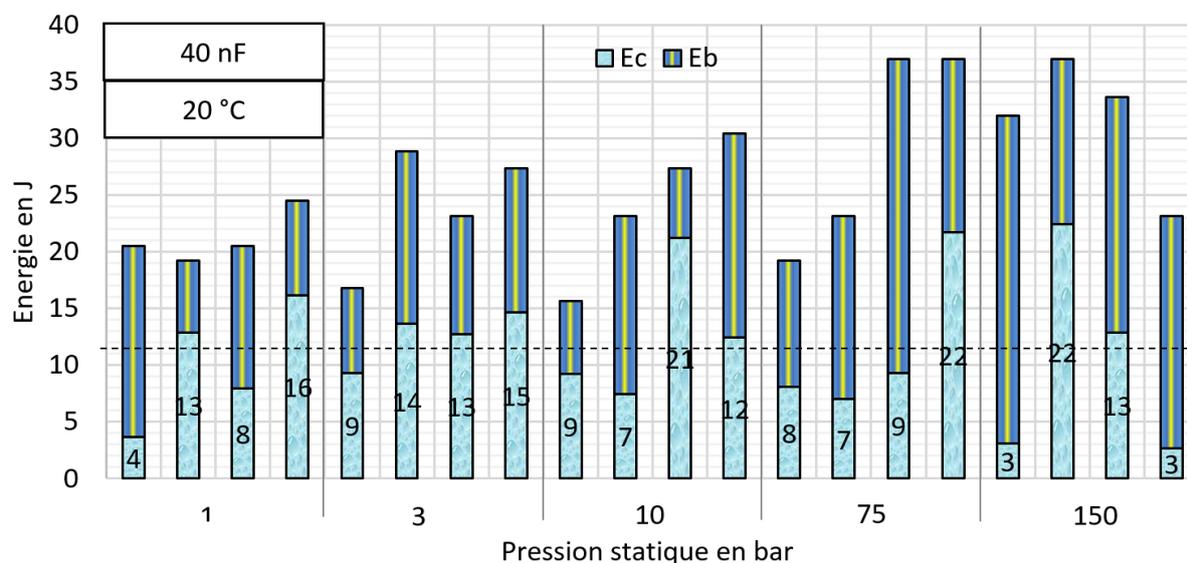


Figure 5-17 : Proportion d'énergie consommée pendant la phase pré-arc  $E_c$  par rapport à l'énergie restante pour la phase d'arc  $E_b$  pour le granite en fonction de la pression statique (géométrie pointe-pointe 3 mm,  $C= 40$  nF,  $\sigma= 350$   $\mu$ S/cm,  $T= 20$  °C)

### 5.4.3. Rupture diélectrique des roches en fonction de la pression statique à 60°C

Des essais identiques sont reproduits dans une eau à 60°C (Figure 5-18). Les problèmes de reproductibilité des résultats sont toujours présents. Néanmoins, on retrouve la même évolution semi-logarithmique à 60°C qu'à 20°C. Par conséquent, sur notre plage d'étude, il semblerait que la rupture diélectrique de la roche ne dépende pas de la température et peu de la pression.

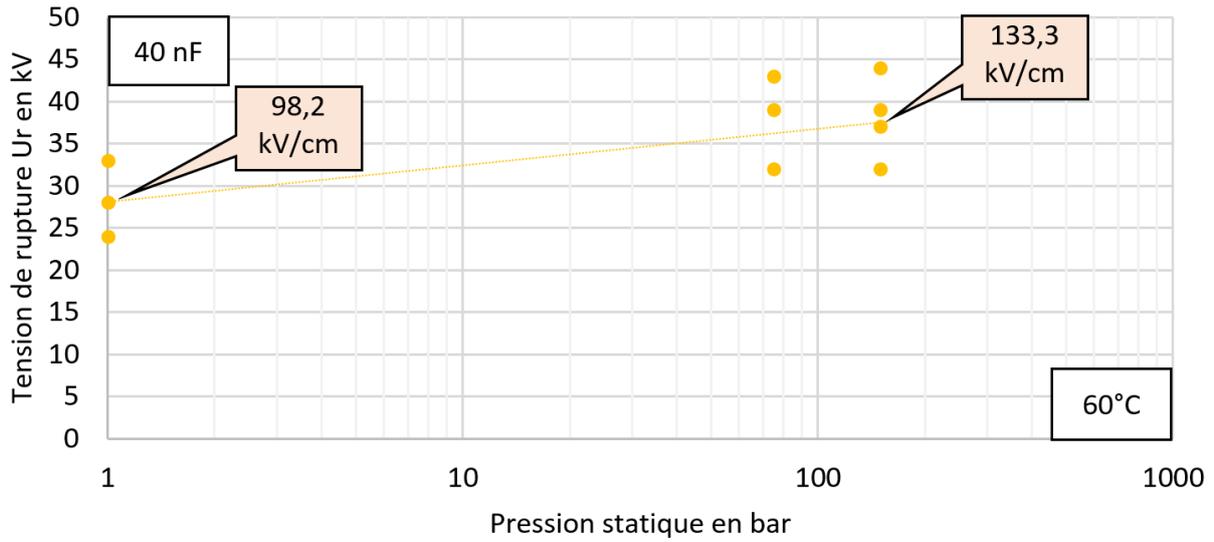


Figure 5-18 : Tension de rupture diélectrique du granite en fonction de la pression statique (géométrie pointe-pointe 3 mm,  $C = 40$  nF,  $\sigma = 350$   $\mu\text{S}/\text{cm}$ ,  $T = 60$  °C)

#### 5.4.4. Surtension appliquée à l'espace inter-électrodes

Lorsqu'on applique un champ électrique plus important à l'espace inter-électrodes, on facilite les conditions d'amorçage de la décharge électrique. L'onde de pression générée est ainsi optimisée par rapport à l'énergie délivrée au processus [93]. Sur la Figure 5-19, la tension de claquage  $U_b$  diminue de façon semi-logarithmique avec l'instant de claquage  $T_b$  lorsqu'on applique une tension de 40, 45 et 50 kV.

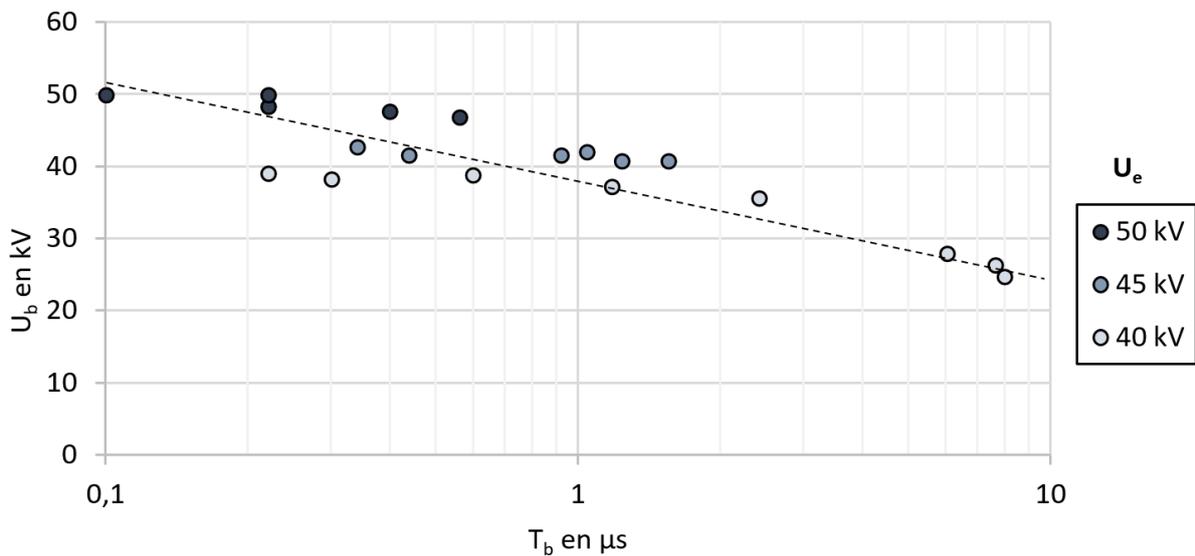


Figure 5-19 : Évolution de la tension de claquage en fonction de l'instant de claquage (géométrie pointe-pointe 3 mm,  $C = 40$  nF,  $\sigma = 350$   $\mu\text{S}/\text{cm}$ ,  $T = 60$  °C,  $P = 1$  bar,  $U_e = 40, 45$  et  $50$  kV)

La Figure 5-20 présente l'énergie consommée  $E_c$  et l'énergie restante pour la phase d'arc  $E_b$  pour des claquages à tension appliquée fixe. La consommation d'énergie  $E_c$  semble diminuer avec l'augmentation de la tension appliquée d'un facteur 2. L'onde de pression générée est proportionnelle à l'énergie  $E_b$  délivrée à l'arc électrique [25]. Augmenter la tension appliquée permet de fracturer davantage la roche, ce qui facilitera sa destruction à l'impulsion suivante. De plus, le rendement électrique de chaque tir est amélioré.

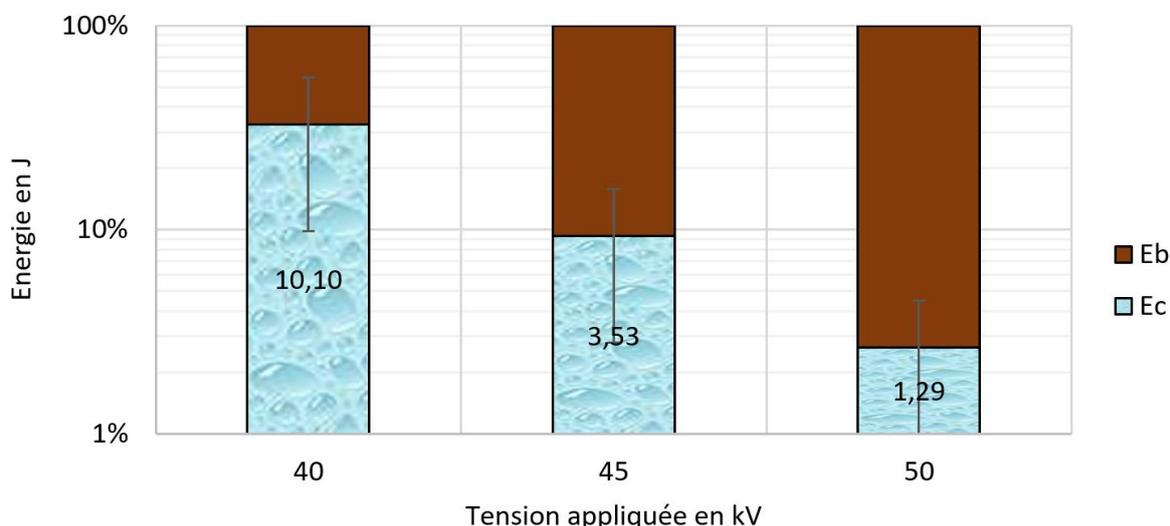


Figure 5-20 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la tension appliquée à pression et température ambiantes (géométrie pointe-pointe 3 mm,  $C = 40$  nF,  $\sigma = 350$   $\mu$ S/cm,  $T = 60$  °C,  $P = 1$  bar,  $U_e = 40, 45$  et  $50$  kV)

#### 5.4.5. Résistance d'arc en fonction du courant maximal

La procédure décrite dans le chapitre 2 est utilisée pour déterminer  $R_{arc}$ . Sur la Figure 5-21, les valeurs de  $R_{arc}$  en fonction du courant maximal  $I_{max}$  sont issues des résultats des essais de rupture à 20 et 60°C pour toutes les valeurs de pression statique confondues. De plus, les essais de surtension à température et pression ambiantes sont aussi représentés. La diminution de la valeur de  $R_{arc}$  est liée par une fonction inverse à l'augmentation des valeurs  $I_{max}$ . La fonction  $R_{arc} = f(I_{max})$  semble peu dépendante de la valeur de la tension appliquée ou des valeurs de la température et de la pression statique. On peut effectivement constater que les valeurs de la résistance d'arc dans le solide sont largement supérieures à celles traditionnellement rencontrées dans les fluides. Par conséquent, pour un même courant commuté, l'énergie acoustique de l'onde dynamique devrait être sensiblement plus importante lorsque la décharge se développe directement dans la roche. L'efficacité de fracturation par la méthode directe serait meilleure que par la méthode indirecte.

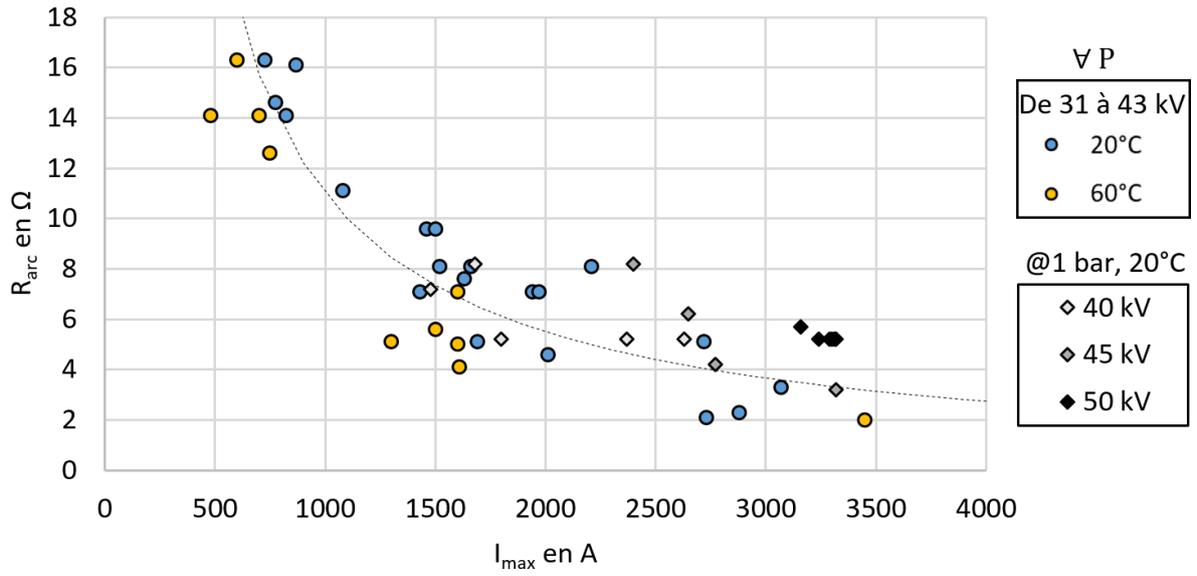


Figure 5-21 : Résistance d'arc  $R_{arc}$  en fonction du courant maximal  $I_{max}$  (géométrie pointe-pointe 3 mm,  $C= 40$  nF,  $\sigma= 350$   $\mu$ S/cm,  $T= 20$  et  $60^\circ$ C)

### 5.5. Claquage dans la roche - géométrie d'électrodes coaxiales HP

Contrairement aux essais précédents, la géométrie d'électrodes coaxiales ne permet pas de différencier aisément les claquages qui ont lieu dans le fluide de ceux qui ont lieu dans la roche. Néanmoins, en prenant en compte l'endommagement de la roche, le niveau de champ électrique appliqué et la valeur mesurée de la résistance d'arc ( $R_{arc} > 2 \Omega$ ), on peut considérer avec certitude que l'arc électrique traverse bien la roche.

#### 5.5.1. Rupture diélectrique de roche pour une géométrie d'électrodes coaxiales

Lors des essais de rupture diélectrique à pression et température ambiantes avec la géométrie d'électrodes coaxiales, la valeur de la tension  $U_e$  se situe entre 30 et 40 kV ( $E_{max}$  entre 220 et 300 kV/cm) avec une valeur moyenne de 37 kV. Des essais supplémentaires en surtension ont aussi été effectués en effectuant 5 tirs pour chacune des trois tensions d'alimentation  $U_e$  40, 45 et 50 kV. Ces résultats montrent une décroissance inverse du temps de claquage en fonction de la tension appliquée. Cette décroissance est comparable à celle constatée dans les fluides dans le chapitre 4.

La distribution du champ électrique sur la géométrie d'électrodes coaxiales est plus hétérogène que sur la géométrie d'électrodes pointe-pointe. À pression statique et température ambiante, le champ électrique moyen de rupture est d'environ 100 kV/cm ( $U_e = 30$  kV), alors que sur la géométrie d'électrodes coaxiales, les valeurs présentées sur la Figure 5-22 se situent entre 50 et 220 kV/cm. Notre hypothèse est que le renforcement de champ électrique proche des électrodes enclenche le processus d'avalanche électronique. Si le champ électrique est suffisant tout au long de l'espace inter-électrodes la décharge électrique est auto entretenue et entraîne la création d'une décharge d'arc. Ceci explique que, pour amorcer un arc électrique dans la roche avec la géométrie d'électrodes coaxiales, la valeur de la tension est plus faible (proportionnellement à sa distance inter-électrodes) ( $\sim 37$  kV pour 5 mm) que celle de la géométrie d'électrodes pointe - pointe ( $\sim 32$  kV pour 3 mm).

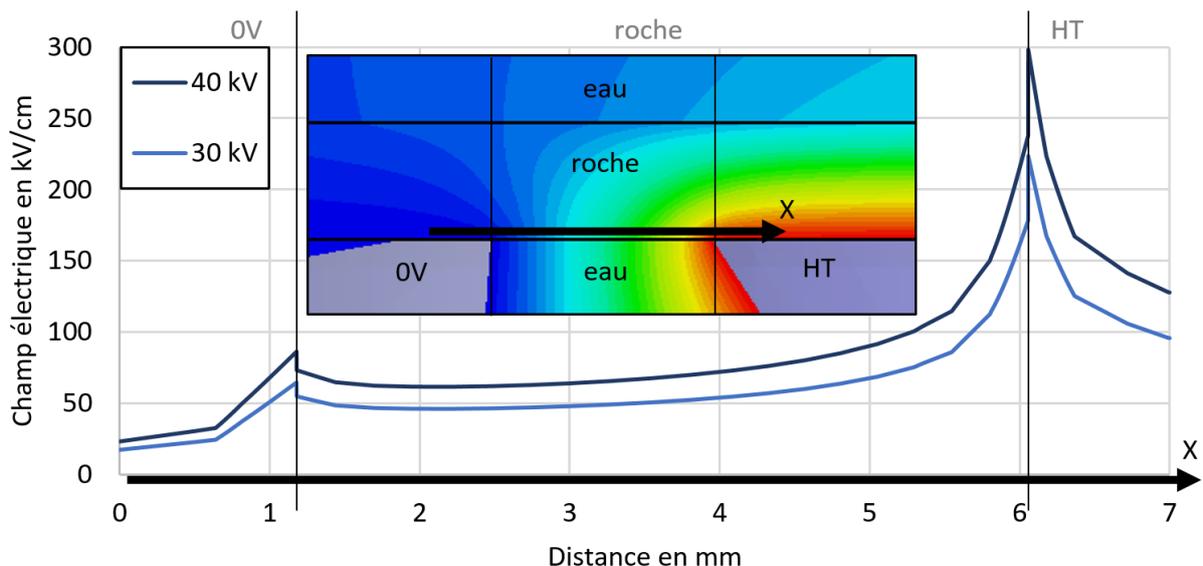


Figure 5-22 : Distribution du champ électrique dans la roche selon l'axe X (géométrie HP,  $U_e = 30$  et 40 kV)

## 5.5.2. Consommation d'énergie durant la phase de pré-arc

Sur la Figure 5-23, la proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la tension appliquée est présentée. La première colonne, obtenue à 37 kV, représente la valeur moyenne des essais de rupture diélectrique. Alors que les colonnes 40, 45 et 50 kV représentent les essais en surtension. L'énergie consommée  $E_c$  diminue avec l'augmentation de la valeur de la tension appliquée puis semble se stabiliser entre 45 et 50 kV. Lorsque la valeur de la tension appliquée est élevée (45 et 50 kV), la fracturation de la roche est visiblement plus importante. Cela s'explique par le fait que l'intensité de l'onde de choc générée est liée à l'énergie restante pour la phase d'arc  $E_b$  [25].

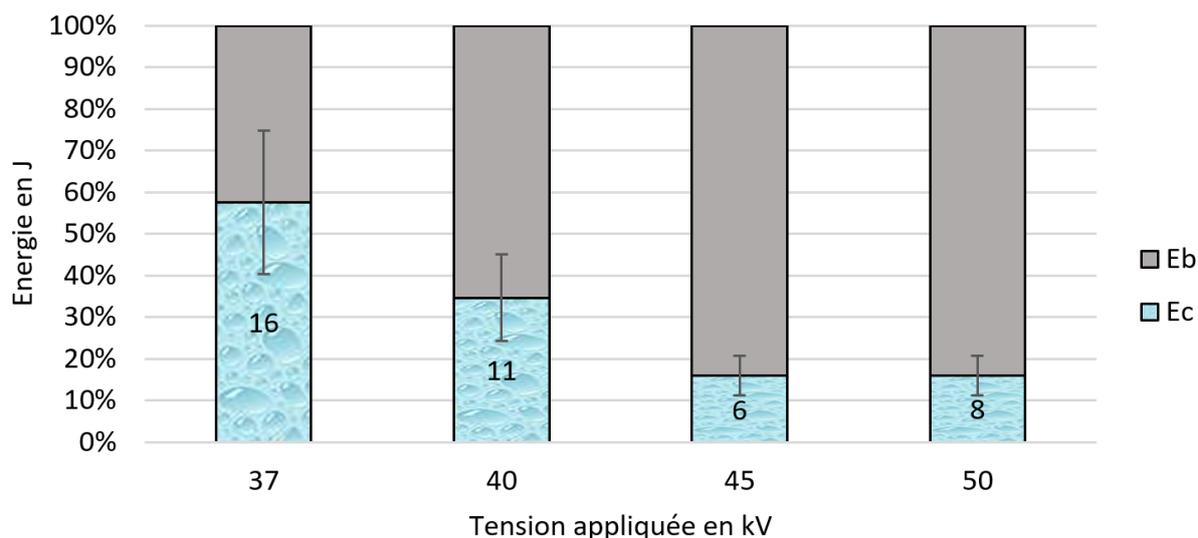


Figure 5-23 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la tension appliquée  
(géométrie HP,  $C = 40$  nF,  $\sigma = 350$   $\mu$ S/cm,  $T = 20$  °C,  $P = 1$  bar)

## 5.5.3. Résistance d'arc en fonction du courant maximal

Sur la Figure 5-24, la résistance d'arc  $R_{arc}$  est présentée en fonction du courant maximal  $I_{max}$  pour tous les essais réalisés avec la géométrie d'électrodes coaxiales HP. Les essais inférieurs à 40 kV représentent les essais de rupture diélectrique. La variation de la résistance d'arc est inversement proportionnelle au courant. Cette tendance est peu dépendante de la valeur de la tension d'alimentation  $U_e$ . On retrouve logiquement, qu'une tension d'alimentation élevée implique un fort courant de décharge. La fonction  $R_{arc} = f(I_{max})$  est associée à la géométrie d'électrodes et plus particulièrement à la distance inter-électrodes. Il est donc naturel d'obtenir deux caractéristiques différentes entre les essais réalisés avec la géométrie d'électrodes pointe-pointe et avec la géométrie d'électrodes coaxiales HP.

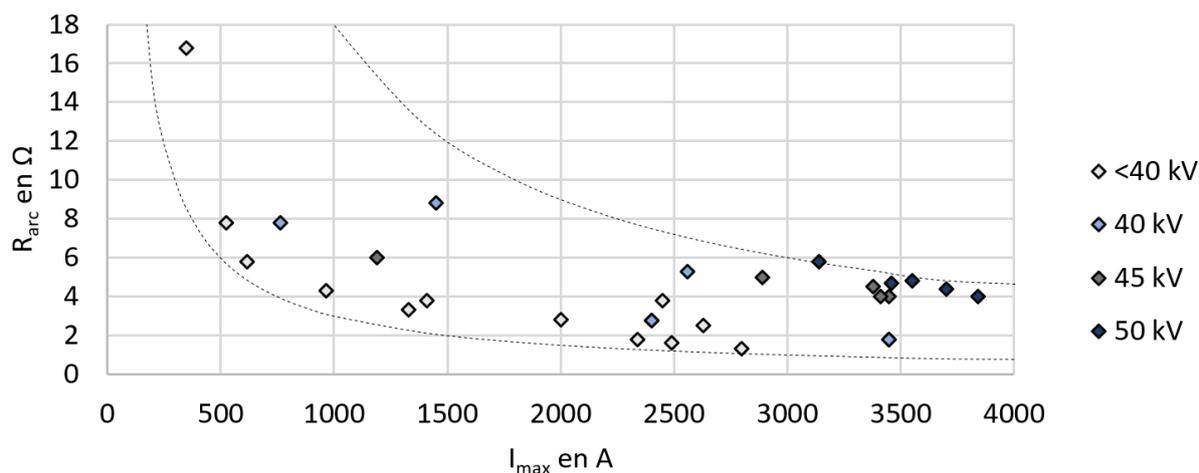


Figure 5-24 : Résistance d'arc  $R_{arc}$  en fonction du courant maximal  $I_{max}$  pour la géométrie d'électrodes coaxiales HP  
(géométrie HP,  $C = 40$  nF,  $\sigma = 350$   $\mu$ S/cm,  $T = 20$  °C,  $P = 1$  bar)

## 5.6. Conclusion du chapitre

Ce chapitre a été dédié à l'étude de la rigidité diélectrique d'une roche en fonction de la température et de la pression statique. Les résultats obtenus dans les chapitres précédents ont servi pour dimensionner en termes d'énergie et de tension le générateur qui, couplé à deux géométries d'électrodes, ont permis de développer des arcs directement dans des échantillons de granite.

Les deux jeux d'électrodes utilisées possèdent des profils assez différents. Le premier est de type pointe - pointe, ce qui permettait de positionner l'échantillon entre les deux électrodes. Le second correspond à la géométrie d'électrodes coaxiales qui repose sur l'échantillon.

La distribution du champ électrique a été étudiée pour les deux géométries et pour différentes valeurs de permittivité relative du fluide. Les profils de champ électrique ont alors été comparés entre les configurations avec et sans roche afin de mettre en évidence l'évolution de la distribution du champ dans le fluide et dans la roche. Il ressort de cette étude les conclusions suivantes :

- Lorsque les électrodes sont immergées dans un fluide sans roche, la valeur de la permittivité relative du fluide n'a bien évidemment aucune influence sur la distribution du champ électrique.
- Lorsque la roche est immergée, la distribution du champ est largement modifiée et devient dépendante de la valeur de la permittivité du fluide hôte. Le champ le plus intense est distribué au matériau de plus faible permittivité relative ( $\epsilon_{air} < \epsilon_{plastique} < \epsilon_{roche} < \epsilon_{eau}$ ). Un fluide avec une valeur de permittivité relative élevée est à privilégier pour amorcer un arc électrique dans la roche plutôt que dans le fluide.
- Disposer les deux électrodes pointes de chaque côté de la roche génère une distribution de champ électrique quasiment homogène. Alors que la distribution du champ électrique de la géométrie d'électrodes coaxiales est très inhomogène. Quoiqu'il en soit, cette seconde configuration paraît plus envisageable pour les applications industrielles.

Concernant la caractérisation de la rupture diélectrique de la roche en fonction de la pression statique et de la température, plusieurs résultats ont été mis en évidence. À pression et température

ambiantes, la valeur de la tension appliquée pour amorcer un arc dans la roche est d'une trentaine de kilovolts pour une épaisseur de 3 mm. Cette valeur correspond à l'ordre de grandeur du champ électrique publié dans la littérature. A température ambiante, l'augmentation de la pression statique jusqu'à 150 bar n'accroît que de 20% la valeur de la tension de claquage. Les mêmes essais réalisés à 60°C n'entraînent pas de diminution significative de la valeur de la tension de rupture diélectrique. Par conséquent, et contrairement aux fluides, les variations de la température et de la pression influent peu sur la rigidité diélectrique de la roche.

Les proportions d'énergie consommées pendant la phase de pré-arc et pendant la phase d'arc ont été déterminées. Malgré une forte variation des paramètres électriques, on estime que la consommation d'énergie pendant la phase pré-arc est indépendante de la pression statique. L'énergie restante pour la phase d'arc est donc d'autant plus importante à pression statique élevée.

Comme dans les fluides, une surtension appliquée aux électrodes réduit la dispersion des paramètres électriques et tout particulièrement celle de l'instant de claquage  $T_b$ . Dans ces conditions, il est possible de maîtriser la tension de claquage  $U_b$  et donc l'énergie injectée dans la roche.

Ces essais menés dans ce chapitre ont également permis de déterminer les valeurs de la résistance d'arc dans le cas où le claquage se développe dans la roche. Il apparaît que  $R_{arc}$  diminue avec l'augmentation du courant mais reste indépendante de la pression statique et de la température. De plus, les valeurs obtenues sont supérieures à celles déterminées dans les fluides. Le régime associé au courant d'arc est par conséquent plus amorti dans la roche.



# CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES



Pour développer une décharge électrique dans une roche par la méthode directe, il est indispensable d'immerger cette roche. Cette condition n'est néanmoins pas suffisante. Il faut par ailleurs que les conditions soient propices au développement d'une décharge de type supersonique dans le liquide. En effet, dans cette compétition entre les rigidités des deux milieux, le solide présente une tenue en tension inférieure à celle du liquide uniquement si les décharges mises en jeu dans le liquide sont de type supersonique. Dans de l'eau courante à pression et température ambiantes, ces conditions sont relativement bien connues. En revanche, elles ne le sont plus du tout dès que l'on s'éloigne de cette configuration expérimentale.

L'objectif principal de cette thèse consistait donc à déterminer l'influence de différents paramètres internes et externes sur les valeurs de la rigidité diélectrique d'une roche immergée dans un fluide. Les paramètres internes étaient ceux propres au dispositif comme l'énergie préalablement stockée dans le générateur, les géométries d'électrodes et les niveaux de champs électriques appliqués au milieu. Les paramètres externes étaient, quant à eux, liés aux conditions d'utilisation telles que le type de fluide, sa conductivité, sa température et sa pression statique.

Pour répondre à cet objectif, nous avons décidé de nous focaliser, dans un premier temps, uniquement sur le fluide hôte. Il s'agissait à la fois de caractériser la rigidité diélectrique du fluide mais également de mettre en évidence l'évolution des critères de transition entre les décharges supersoniques et subsoniques en fonction de ces paramètres internes et externes.

Le Chapitre 1 a introduit les décharges électriques dans les liquides et dans les solides. Une attention particulière a été portée sur les principales caractéristiques des modes supersonique et subsonique mis en jeu dans l'eau. Les différents dispositifs développés pour des applications utilisant la méthode directe ont aussi été présentés.

Les dispositifs expérimentaux et les moyens de mesures ont été exposés dans le chapitre 2. Ils ont permis de faire varier, sur une plage étendue, les principaux paramètres électriques du générateur tout en respectant les contraintes liées à une telle application.

Différentes géométrie d'électrodes coaxiales ont été réalisées spécifiquement pour ces travaux de manière à être intégrées dans les enceintes de confinement du laboratoire SIAME et en particulier dans celle de volume réduit, régulée en pression et température. Le dimensionnement et la conception de pièce de faibles dimensions soumises à des contraintes en tension et couplées à des essais répétitifs en pression et température fut une étape complexe mais importante.

Des modèles équivalents de type circuit électrique ont été proposés pour les phases de pré-arc et d'arc. Ils ont permis de simuler de manière très satisfaisante les évolutions temporelles des grandeurs électriques (courant, tension et puissance) ainsi que celle de l'énergie consommée par la décharge. La prise en compte dans ces modèles des valeurs de la résistance inter-électrodes ( $R_{\text{eau}}$  et  $R_{\text{arc}}$ ) était essentielle dans nos simulations puisqu'elles conditionnaient les pertes Joule, les rendements électriques et électro-acoustiques du procédé.

Le chapitre 3 était dédié à l'étude de l'influence de la conductivité du fluide, des caractéristiques temporelles du générateur et des niveaux de tension commutés sur la rupture diélectrique de l'eau et de boues de forage à pression atmosphérique et température ambiante.

Dans un premier temps, les travaux ont consisté à déterminer la tension de claquage  $U_{50}$  et par conséquent, à partir de cette donnée, l'énergie minimale à fournir au système pour amorcer un arc. Nous avons ainsi pu tirer les conclusions suivantes :

- La tension  $U_{50}$  augmente lorsque la conductivité du fluide croît, mais cette variation est d'autant plus accentuée que la valeur de la capacité du générateur est faible. Ce résultat a été expliqué en termes de durée de transfert de l'énergie au fluide qui dépend directement de sa conductivité et de la valeur de la capacité du générateur. La diminution d'un de ces paramètres doit être compensée par une augmentation de la tension appliquée.
- L'énergie minimale consommée par la décharge  $E_c$  pour mener au claquage augmente avec la conductivité. Pour une conductivité fixée, l'énergie  $E_c$  augmente également lorsque la valeur de la capacité croît. Ces résultats ont été interprétés en considérant que la consommation énergétique est liée à l'énergie utile pour amorcer l'arc électrique et aux pertes par conduction. À faible conductivité, les pertes peuvent être négligées alors qu'à plus forte conductivité et pour des condensateurs de forte valeur, le temps d'amorçage augmente significativement ce qui conduit à allonger l'intervalle temporel d'intégration pendant lequel les pertes agissent. L'énergie non valorisable perdue par conduction devient prépondérante vis-à-vis de l'énergie utile.
- Pour les faibles conductivités, des tensions de claquage plus élevées délivrées par un générateur de Marx ont permis d'amorcer des décharges de types subsonique et supersonique. Dès que la conductivité du fluide croît, la valeur de la tension  $U_{50}$  augmentant, cela conduit à développer des décharges uniquement en mode supersonique. Ce résultat a permis de montrer qu'il existe des configurations expérimentales pour lesquelles il n'est pas possible d'amorcer des claquages en mode subsonique puisque le critère de champ électrique est systématiquement atteint avant le critère énergétique.

Dans un second temps, nous avons clairement mis en évidence l'augmentation, en fonction de la conductivité, de la valeur du champ électrique qui conduit à la transition entre les modes subsonique et supersonique. Les deux méthodes utilisées ont abouti aux mêmes valeurs du seuil de transition :

- La première a consisté à mesurer l'instant de claquage et donc la vitesse de propagation de la décharge en fonction du champ électrique appliqué. Quelle que soit la conductivité de l'eau, la vitesse de propagation de la décharge en mode supersonique reste bien évidemment supérieure à celle en mode subsonique. Par ailleurs, nous avons montré que, contrairement au mode supersonique, la vitesse de propagation du mode subsonique reste indépendante de la conductivité. Ce résultat se justifie par le fait que les constantes thermiques mises en jeu en subsonique sont quasiment indépendantes de la conductivité.
- Dans la seconde méthode, nous avons déterminé l'énergie consommée en fonction du champ électrique. Pour toutes les conductivités de l'eau, les résultats ont montré la chute de cette énergie lors du changement de régime. Il est également ressorti que l'énergie consommée augmente avec la conductivité quel que soit le régime de claquage. Cependant, pour une conductivité donnée, alors que l'énergie consommée reste quasi-constante dès le passage en mode supersonique, elle augmente dans le mode subsonique avec l'augmentation du champ électrique appliqué. Pour expliquer ce résultat, nous avons

de nouveau distingué l'énergie utile de l'énergie perdue par conduction qui est fonction de la conductivité et du champ électrique appliqué.

Ces mêmes essais ont été réalisés dans des boues de forage de différentes conductivités. Les résultats obtenus sont plus difficilement interprétables : le passage en mode supersonique dans la boue s'opère pour des valeurs de champ électriques plus faibles qu'une eau de même conductivité. La tension de rupture diélectrique ainsi que l'énergie consommée sont aussi également inférieures. De plus, la vitesse de propagation de la décharge dans de la boue reste quasi constante quel que soit le régime mis en jeu.

Le chapitre 4 s'est attaché à caractériser la rigidité diélectrique de l'eau et d'une boue de forage en rajoutant les paramètres de pression et de température.

Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence de la pression, température et conductivité de l'eau sur ses constantes thermiques (chaleur latente, capacité calorifique, température de vaporisation) utilisées pour quantifier l'énergie thermique nécessaire à la vaporisation d'un volume d'eau. Cette approche théorique, sur un modèle simplifié, a permis d'interpréter les résultats expérimentaux concernant l'énergie consommée par la décharge en mode subsonique. Les principaux résultats obtenus dans ce chapitre sont les suivants :

- À pression atmosphérique et quelle que soit la conductivité de l'eau, on a montré un changement de comportement de la rupture diélectrique à partir d'une température de l'ordre de 50 à 60°C. Alors que de 20 à 50°C, la tension de claquage croît très légèrement avec la température,  $U_{50}$  diminue significativement à partir de 60°C. Ces résultats ont été expliqués en tenant compte à la fois de l'effet de la température sur la conductivité (prépondérant jusqu'à 60°C) et de la diminution de la densité avec l'augmentation de la température. Par ailleurs, nous n'avons pas constaté d'effet de la température sur la rigidité diélectrique de notre boue de forage.
- Pour l'eau courante et quelle que soit sa température, la tension  $U_{50}$  augmente avec la pression statique. Néanmoins, un infléchissement de cette évolution a pu être mis en évidence pour les pressions élevées (~ 150 bar). Concrètement, ce résultat très intéressant tendrait à montrer qu'à pression élevée, la tension de claquage deviendrait indépendante de la température et de la pression.
- A température ambiante et pour différentes conductivités de l'eau, les mesures de  $U_{50}$  en fonction de la pression ont fait apparaître deux tendances. La première correspond aux pressions statiques inférieures à des valeurs de l'ordre de 80 à 100 bar. Dans ce cas, la tension  $U_{50}$  est naturellement d'autant plus grande que la pression statique est élevée, et logiquement, les conductivités les plus faibles sont associées aux plus faibles valeurs de  $U_{50}$ . Au-delà de 100 bar, cette dernière tendance s'inverse. De plus, on retrouve le fait que la valeur  $U_{50}$  devient indépendante de la pression à partir de 140 bar et ce, quelle que soit la conductivité de l'eau.
- Les effets de la pression et de la température sur les valeurs du champ électrique de transition entre les modes supersonique et subsonique ont également été clairement mis en évidence.

Les résultats relatifs à la tenue en tension d'une roche (granite) immergée ont été regroupés dans le dernier chapitre. Nous avons montré par simulation que la distribution du champ électrique est largement modifiée dès que la roche est positionnée entre les électrodes. Le champ dans le solide devient alors dépendant de la valeur de la permittivité du fluide hôte. Le champ dans la roche est d'autant plus intense que l'écart de permittivité relative entre les deux milieux est important. Par conséquent, un fluide avec une valeur de permittivité relative élevée est à privilégier pour faciliter l'amorçage dans la roche.

Concernant la caractérisation de la rupture diélectrique de la roche, nous avons expérimentalement démontré qu'à température ambiante, l'augmentation de la pression statique jusqu'à 150 bar n'accroît que de 20 % la valeur de la tension de claquage. Les mêmes essais réalisés à 60°C n'entraînent pas de diminution significative de la valeur de la tension de rupture diélectrique. Par conséquent, et contrairement aux fluides, les variations de la température et de la pression influent peu sur la rigidité diélectrique de la roche.

De plus, les mesures de la résistance d'arc dans la roche ont montré que sa valeur diminue avec le courant commuté et reste logiquement indépendant de la pression et de la température. En revanche, les valeurs obtenues sont supérieures à celles déterminées dans les fluides.

Au final, ce travail de thèse a permis de caractériser l'influence des paramètres électriques et des conditions du milieu (conductivité, température et pression) sur les propriétés diélectriques de différents fluides et d'une roche en granite. Cette base de données expérimentale permet de comprendre, prévoir et optimiser le procédé de fracturation électrique par la méthode directe. Elle permettra de dimensionner un générateur de tension impulsionnelle pour des projets industriels en fonction de leur environnement. La distance entre le générateur et la roche à fracturer, la géométrie d'électrodes, la tenue mécanique et thermique du système d'alimentation et de commande ou la mise en sécurité des parties sous tension pourront être autant d'obstacles à la réalisation de systèmes robustes ou même fonctionnels. De nombreuses pistes d'optimisation du procédé subsistent encore et font l'objet de travaux en cours entre le laboratoire SIAME et la société ITHPP.

# RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES



- [1] J. C. Martin, « Nanosecond pulse techniques », *Proc. IEEE*, vol. 80, n° 6, p. 934-945, juin 1992.
- [2] J. Kolb, « What is Pulsed Power? », *Pulsed Power*, 2011. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.pulsedpower.eu/>. [Consulté le: 02-août-2017].
- [3] I. V. Lisitsyn, T. Muraki, et H. Akiyama, « Characterization of a shock wave generated by a wire explosion in water », *J. Acoust. Soc. Jpn. E*, vol. 18, n° 2, p. 89-91, 1997.
- [4] S. H. Cho, S. S. Cheong, M. Yokota, et K. Kaneko, « The Dynamic Fracture Process in Rocks Under High-Voltage Pulse Fragmentation », *Rock Mech. Rock Eng.*, vol. 49, n° 10, p. 3841-3853, oct. 2016.
- [5] C. Li *et al.*, « Influences on High-Voltage Electro Pulse Boring in Granite », *Energies*, vol. 11, n° 9, p. 2461, sept. 2018.
- [6] S. Boev *et al.*, « Electropulse technology of material destruction and boring », in *Digest of Technical Papers. 11th IEEE International Pulsed Power Conference (Cat. No.97CH36127)*, 1997, vol. 1, p. 220-225 vol.1.
- [7] A. Günther-Schulze, « Die Vorgänge an der Kathode des Quecksilbervakuumlichtbogens », *Z. Für Phys.*, vol. 11, n° 1, p. 74-87, déc. 1922.
- [8] H. Edler, « Über den Einfluß von gelöster Luft auf die Leitfähigkeit und die Durchschlagsfestigkeit vom Öl bei unsymmetrischen Elektroden und verschiedenen Drucken », *Arch. Für Elektrotechnik*, vol. 25, n° 6, p. 447-452, juin 1931.
- [9] Z. Laforest, J.-J. Gonzalez, et P. Freton, « Etudes expérimentale et numérique d'un arc électrique dans l'eau », *J. Int. Technol. Innov. Phys. Energ. Environ.*, oct. 2017.
- [10] A. Nikuradse, *Das flüssige Dielektrikum (Isolierende Flüssigkeiten)*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1934.
- [11] F. W. Peek, *Dielectric phenomena in high-voltage engineering*, 3rd ed. New York [etc.] : McGraw-Hill Book Company, inc, 1929.
- [12] H. M. Jones et E. E. Kunhardt, « The influence of pressure and conductivity on the pulsed breakdown of water », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 1, n° 6, p. 1016-1025, déc. 1994.
- [13] J. F. Kolb, R. P. Joshi, S. Xiao, et K. H. Schoenbach, « Streamers in water and other dielectric liquids », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 41, n° 23, p. 234007, 2008.
- [14] A. Sun, C. Huo, et J. Zhuang, « Formation mechanism of streamer discharges in liquids: a review », *High Volt.*, vol. 1, n° 2, p. 74-80, juill. 2016.
- [15] J. Martin, « Etude et caractérisation d'onde de pression générée par une décharge électrique dans l'eau. Application à la fracturation électrique de roches », n° 2003PAUU3001, p. 233, juin 2013.
- [16] V. G. Zhekul, « Analysis and development of the bubble model of the formation stage of high-voltage breakdown of the water gap – тема научной статьи по физике читайте бесплатно текст научно-исследовательской работы в электронной библиотеке КиберЛенинка ».
- [17] Y. Seepersad, A. Fridman, et D. Dobrynin, « Anode initiated impulse breakdown in water: the dependence on pulse rise time for nanosecond and sub-nanosecond pulses and initiation mechanism based on electrostriction », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 48, n° 42, p. 424012, sept. 2015.
- [18] M. Kristiansen, L. L. Hatfield, et D. Lojewski, « High Voltage Water Breakdown Studies », TEXAS TECH UNIV LUBBOCK PULSED POWER LAB, TEXAS TECH UNIV LUBBOCK PULSED POWER LAB, DNA-F-97, janv. 1998.
- [19] I. M. Gavrilov, V. R. Kukhta, V. V. Lopatin, et P. G. Petrov, « Dynamics of prebreakdown phenomena in a uniform field in water », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 1, n° 3, p. 496-502, juin 1994.
- [20] O. Lesaint, « Prebreakdown phenomena in liquids: propagation 'modes' and basic physical properties », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 49, n° 14, p. 144001, 2016.
- [21] V. A. Panov, L. M. Vasilyak, S. P. Vetchinin, V. Y. Pecherkin, et E. E. Son, « Slow 'thermal' and fast 'streamer-leader' breakdown modes in conductive water », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 51, n° 35, p. 354003, août 2018.
- [22] P. Šunka, « Pulse electrical discharges in water and their applications », *Phys. Plasmas*, vol. 8, n° 5, p. 2587-2594, mai 2001.

- [23] B. Pongráč, M. Šimek, P. Ondáč, M. Člupek, V. Babický, et P. Lukeš, « Velocity of initial propagation of positive nanosecond discharge in liquid water: dependence on high voltage amplitude and water conductivity », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 28, n° 2, p. 02LT02, févr. 2019.
- [24] I. Marinov, O. Guaitella, A. Rousseau, et S. M. Starikovskaia, « Modes of underwater discharge propagation in a series of nanosecond successive pulses », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 46, n° 46, p. 464013, oct. 2013.
- [25] G. Touya, « Contribution à l'étude expérimentale des décharges électriques dans l'eau et des ondes de pression associées Réalisation d'un prototype industriel 100kJ pour le traitement de déchets par puissances électriques pulsées », Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2003.
- [26] J. N. Salazar, N. Bonifaci, A. Denat, et O. Lesaint, « Characterization and spectroscopic study of positive streamers in water », in *IEEE International Conference on Dielectric Liquids, 2005. ICDL 2005.*, 2005, p. 91-94.
- [27] P. Hoffer, « Shock waves generated by corona-like discharges in water », 2014.
- [28] H. Fujita, S. Kanazawa, K. Ohtani, A. Komiya, T. Kaneko, et T. Sato, « Initiation process and propagation mechanism of positive streamer discharge in water », *J. Appl. Phys.*, vol. 116, n° 21, p. 213301, déc. 2014.
- [29] P. Ceccato, O. Guaitella, L. Shaper, B. Graham, et A. Rousseau, « Time resolved imaging of a pulsed plasma discharge in water », in *2009 IEEE Pulsed Power Conference, 2009*, p. 866-871.
- [30] T. ZHU, « Characteristics of streamer discharge development between the dielectric-coated sphere-plane electrodes in water », *J. Appl. Phys.*, vol. 104, n° 11, p. 113302, déc. 2008.
- [31] J.-P. Nguyen, *Forage (Le)*. Editions OPHRYS.
- [32] S. Yagiz, « Utilizing rock mass properties for predicting TBM performance in hard rock condition », *Tunn. Undergr. Space Technol.*, vol. 23, n° 3, p. 326-339, mai 2008.
- [33] M. Richter, « Summary of New Drilling Technologies », p. 28.
- [34] « Review of Thermal Surface Drilling Technologies | Proceedings of Sustainable Research and Innovation Conference ». [En ligne]. Disponible sur: <http://sri.jkuat.ac.ke/ojs/index.php/proceedings/article/view/277>. [Consulté le: 25-juill-2017].
- [35] W. C. Leighty, « Electro Pulse Boring: An Experimental Rock-breaking Technology for Low-cost Access to Ubiquitous, Inexhaustible, Autonomous, Ultra-deep (5-10 km) Geothermal Heat », *TechConnect Briefs*, vol. 2, n° 2017, p. 86-89, mai 2017.
- [36] N. V. Kozlova, « Evaluation and improvement of economic efficiency in the sphere of bore-hole drilling methods - ProQuest », 2016.
- [37] I. V. Timoshkin, J. W. Mackersie, et S. J. MacGregor, « Plasma channel miniature hole drilling technology », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 32, n° 5, p. 2055-2061, oct. 2004.
- [38] J. Biela, C. Marxgut, D. Bortis, et J. W. Kolar, « Solid state modulator for plasma channel drilling », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 16, n° 4, p. 1093-1099, août 2009.
- [39] E. Anders, F. Lehmann, et M. Voigt, « Electric Impulse Technology: Long Run Drilling in Hard Rocks », p. V010T11A008, mai 2015.
- [40] M. Voigt, E. Anders, et F. Lehmann, « Electric Impulse Technology: Less Energy, Less Drilling Time, Less Round Trips », présenté à SPE Asia Pacific Oil & Gas Conference and Exhibition, 2016.
- [41] M. Uwe, « BINE Informationsdienst: Projektinfo: Electric impulses fragment hard rock », *FIZ Karlsr. · Leibniz Inst. Inf. Infrastruct. GmbH Hermann-Von-Helmholtz-Platz 176344 Eggenstein-Leopoldshaf.*, 2015.
- [42] E. Anders, M. Voigt, F. Lehmann, et M. Mezzetti, « Electric Impulse Drilling: The Future of Drilling Technology Begins Now », p. V008T11A024, juin 2017.
- [43] M. Khodja, « Drilling fluid: performance study and environmental considerations », Ph. D. Thesis, Institut National Polytechnique, Toulouse, France, 2008.
- [44] S. X. Xie, G. C. Jiang, M. Chen, H. Deng, et Y. Xu, « Study and Application of Green Throwing Drilling Fluid », *Pet. Sci. Technol.*, vol. 30, n° 5, p. 443-452, févr. 2012.

- [45] M. I. Abduo, A. S. Dahab, H. Abuseda, A. M. AbdulAziz, et M. S. Elhossieny, « Comparative study of using Water-Based mud containing Multiwall Carbon Nanotubes versus Oil-Based mud in HPHT fields », *Egypt. J. Pet.*, vol. 25, n° 4, p. 459-464, déc. 2016.
- [46] H. O. Schiegg, A. Rødland, G. Zhu, et D. A. Yuen, « Electro-pulse-boring (EPB): Novel super-deep drilling technology for low cost electricity », *J. Earth Sci.*, vol. 26, n° 1, p. 37-46, févr. 2015.
- [47] SwissGeoPower Engineering AG, « Aktuelles-Swissgeopower website ».
- [48] « IEC 60060-1:2010 | IEC Webstore ». [En ligne]. Disponible sur: <https://webstore.iec.ch/publication/300>. [Consulté le: 28-juill-2017].
- [49] J. Kuffel et P. Kuffel, *High Voltage Engineering Fundamentals*. Newnes, 2000.
- [50] T. Höbejōgi, « Compact Pulse Modulator for Plasma Channel Drilling », Diss., Eidgenössische Technische Hochschule ETH Zürich, Nr. 22219, 2014.
- [51] W. Rogowski et H. Rengier, « Ebene Funkenstrecke mit richtiger Randausbildung », *Arch. Für Elektrotechnik*, vol. 16, n° 1, p. 73-75, janv. 1926.
- [52] N. G. Trinh, « Electrode Design for Testing in Uniform Field Gaps », *IEEE Trans. Power Appar. Syst.*, vol. PAS-99, n° 3, p. 1235-1242, mai 1980.
- [53] B. I. Brylin et B. И. Брылин, *Forage de puits spéciaux Бурение скважин специального*. 2006.
- [54] X. d Li *et al.*, « Study on underwater subsonic electrical discharges: Streamer morphology and development », in *2017 IEEE 19th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, 2017, p. 1-5.
- [55] X. (李显东) Li *et al.*, « Polarity effect variation on electrical breakdown of water under sub-millisecond pulses », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, n° 16, p. 164101, oct. 2017.
- [56] G. y Zhou *et al.*, « Influence of voltage polarity on intensity of shock waves induced by underwater pulse discharges », in *2017 IEEE 19th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, 2017, p. 1-5.
- [57] M. Hogg *et al.*, « Liquid water stressed with HV impulses: Effect of polarity on transient pre-breakdown processes », in *2011 IEEE International Conference on Dielectric Liquids*, 2011, p. 1-4.
- [58] M. G. Hogg *et al.*, « Impulse breakdown of water with different conductivities », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 19, n° 5, p. 1559-1568, oct. 2012.
- [59] J. W. Mackersie, I. V. Timoshkin, et S. J. MacGregor, « Generation of high-power ultrasound by spark discharges in water », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 33, n° 5, p. 1715-1724, oct. 2005.
- [60] Y. Sun *et al.*, « Acoustic impulses generated by air-bubble stimulated underwater spark discharges », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 25, n° 5, p. 1915-1923, oct. 2018.
- [61] Y. Sun *et al.*, « Hydrodynamic parameters of air-bubble stimulated underwater spark discharges », in *2017 IEEE 19th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, 2017, p. 1-4.
- [62] K. Lee, K.-J. Chung, et Y. S. Hwang, « Enhanced shock wave generation via pre-breakdown acceleration using water electrolysis in negative streamer pulsed spark discharges », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 112, n° 13, p. 134101, mars 2018.
- [63] R. TOBAZÉON et A. DENAT, « Conduction électrique dans les liquides », *Ref TIP301WEB - Convers. L'énergie Électr.*, mai 2006.
- [64] R. TOBAZÉON, « Préclaquage et claquage des liquides diélectriques », *Ref TIP301WEB - Convers. L'énergie Électr.*, nov. 1997.
- [65] F. D. Baerdemaeker, M. Šimek, J. Schmidt, et C. Leys, « Characteristics of ac capillary discharge produced in electrically conductive water solution », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 16, n° 2, p. 341-354, mars 2007.
- [66] S. Ceccio, S. Gowing, et Y. T. Shen, « The Effects of Salt Water on Bubble Cavitation », *J. Fluids Eng.*, vol. 119, n° 1, p. 155-163, mars 1997.
- [67] A. Ragouilliaux, « Etude rhéophysique de systèmes émulsions inverses / argile organophile. Applications au boues de forage pétrolier », p. 167.
- [68] A. S. Mohammed, « Electrical resistivity and rheological properties of sensing bentonite drilling muds modified with lightweight polymer », *Egypt. J. Pet.*, vol. 27, n° 1, p. 55-63, mars 2018.
- [69] C. L. Basel, « Search », *Clariant Ltd.* [En ligne]. Disponible sur: <https://www.clariant.com>. [Consulté le: 13-oct-2019].

- [70] E. A. Abramyan, V. A. Kornilov, V. M. Lagunov, A. G. Ponomarenko, et R. I. Soloukhin, « Megavolt Energy-Concentrating Device. », *Sov. Phys. Dokl.*, vol. 16, p. 983, mai 1971.
- [71] N. Takamura, N. Araoka, S. Kamohara, Y. Hino, T. Beppu, et M. Hanai, « Influence of test method and gas pressure on negative lightning impulse breakdown voltage in ultra-pure water », in *2017 International Symposium on Electrical Insulating Materials (ISEIM)*, 2017, vol. 2, p. 735-738.
- [72] V. H. Dang, « Etude des phénomènes de préclaquage et de claquage des huiles végétales, minérales et synthétiques : caractérisation des décharges aux interfaces », phdthesis, Ecole Centrale de Lyon, 2011.
- [73] A. Beroual et R. Tobazeon, « Effects of hydrostatic pressure on the prebreakdown phenomena in dielectric liquids », in *Conference on Electrical Insulation Dielectric Phenomena - Annual Report 1985*, 1985, p. 44-49.
- [74] E. M. Hizal et S. Dinçer, « Breakdown time lags and prebreakdown phenomena in transformer oil, effects of hydrostatic pressure », *J. Electrostat.*, vol. 12, p. 333-343, avr. 1982.
- [75] B. Yan, Z. Jing, et Z. Liang, « Study on the influence of the electrode model on discharge characteristics in High-voltage Pulsed Deplugging Technology », *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.*, vol. 64, p. 012001, mai 2017.
- [76] D. Yan, D. C. Bian, F. Ren, Z. Q. Yin, J. C. Zhao, et S. Q. Niu, « Study on Breakdown Delay Characteristics Based on High-voltage Pulse Discharge in Water with Hydrostatic Pressure », *J. Power Technol.*, vol. 97, n° 2, p. 89-102, juill. 2017.
- [77] V. F. Vazhov, V. M. Muratov, S. Y. Datskevich, M. Y. Zhurkov, et R. R. Gafarov, « Electric strength of rocks at a pulsed voltage under high pressures at high temperatures », *Phys. Solid State*, vol. 55, n° 4, p. 725-729, avr. 2013.
- [78] V. F. Vazhov, S. Y. Datskevich, M. Y. Zhurkov, et V. M. Muratov, « Electric pulse breakdown and rock fracture in a coupled environment of increased pressure and temperature », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 552, p. 012050, nov. 2014.
- [79] J. Martin, T. Reess, A. D. Ferron, R. Ruscassié, et F. R. Bethbeder, « Influence of hydrostatic pressure and temperature on the water dielectric strength and on the dynamic pressure wave », in *2012 IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference (IPMHVC)*, 2012, p. 370-373.
- [80] B. Abedian et K. N. Baker, « Temperature effects on the electrical conductivity of dielectric liquids », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 15, n° 3, p. 888-892, juin 2008.
- [81] J. Lehr et P. Ron, *Foundations of Pulsed Power Technology*. John Wiley & Sons, 2017.
- [82] « Il existe quatre grandes familles de roches ». .
- [83] « Minéraux et roches - Conclusion ». [En ligne]. Disponible sur: [https://www.pairform.fr/doc/17/138/439/web/co/2\\_1\\_3\\_4.html](https://www.pairform.fr/doc/17/138/439/web/co/2_1_3_4.html). [Consulté le: 01-oct-2019].
- [84] M. Heidari, G. R. Khanlari, M. Torabi-Kaveh, S. Kargarian, et S. Saneie, « Effect of Porosity on Rock Brittleness », *Rock Mech. Rock Eng.*, vol. 47, n° 2, p. 785-790, mars 2014.
- [85] « La déformation des roches ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www2.ggl.ulaval.ca/personnel/bourque/s1/deform.html>. [Consulté le: 28-févr-2019].
- [86] F. Homand-Etienne et R. Houpert, « COMPORTEMENT MECANIQUE DES ROCHES EN FONCTION DE LA TEMPERATURE », *REV FR GEOTECH*, n° 28, juill. 1984.
- [87] « Mise au point scientifique | Université d'Orléans ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.univ-orleans.fr/ires/svtu/mise-au-point-scientifique>. [Consulté le: 28-févr-2019].
- [88] B. Wu, W. Yao, et K. Xia, « An Experimental Study of Dynamic Tensile Failure of Rocks Subjected to Hydrostatic Confinement », *Rock Mech. Rock Eng.*, vol. 49, n° 10, p. 3855-3864, oct. 2016.
- [89] N. V. Hung, L. Gerbaud, R. Souchal, C. Urbanczyk, et C. Fouchard, « PENETRATION RATE PREDICTION FOR PERCUSSIVE DRILLING WITH ROTARY IN VERY HARD ROCK », *Vietnam J. Sci. Technol.*, vol. 54, n° 1, p. 133, févr. 2016.
- [90] V. F. Vazhov, V. M. Muratov, B. S. Levchenko, S. S. Pel'tsman, D. V. Zhgun, et A. M. Adam, « Rock breakage by pulsed electric discharges », *J. Min. Sci.*, vol. 48, n° 2, p. 308-313, mars 2012.
- [91] T. Stoxreiter, A. Martin, D. Teza, et R. Galler, « Hard rock cutting with high pressure jets in various ambient pressure regimes », *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, vol. 108, p. 179-188, août 2018.

- [92] U. Andres, « Parameters of disintegration of rock by electrical pulses », *Powder Technol.*, vol. 58, n° 4, p. 265-269, août 1989.
- [93] I. V. Lisitsyn, H. Inoue, S. Katsuki, H. Akiyama, et I. Nishizawa, « Drilling and demolition of rocks by pulsed power », in *Digest of Technical Papers. 12th IEEE International Pulsed Power Conference. (Cat. No.99CH36358)*, 1999, vol. 1, p. 169-172 vol.1.
- [94] Vasily Y. Ushakov, *Electro-discharge Technology for Drilling Wells and Concrete Destruction | Vasily Y. Ushakov | Springer*. 2019.
- [95] S. Boev et al., « Destruction of granite and concrete in water with pulse electric discharges », in *Digest of Technical Papers. 12th IEEE International Pulsed Power Conference. (Cat. No.99CH36358)*, 1999, vol. 2, p. 1369-1371 vol.2.
- [96] S. Boev, V. VaJov, D. Jgun, et I. Kalyatskii, « Reasearch of conditions of material destruction by electric pulse discharges », in *Proceedings KORUS 2000. The 4th Korea-Russia International Symposium On Science and Technology*, 2000, vol. 3, p. 346-349.
- [97] Y. I. Kuznetsov, V. F. Vazhov, et M. Y. Zhurkov, « Electrical breakdown of solid dielectrics and rocks on the trailing edge of a voltage pulse », *Russ. Phys. J.*, vol. 54, n° 4, p. 410, sept. 2011.
- [98] N. S. Kuznetsova, A. S. Yudin, et N. V. Voitenko, « Simulation of pre-breakdown phase of electrical discharge in reinforced concrete », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 830, n° 1, p. 012046, 2017.
- [99] V. V. Shamko, E. V. Krivitskii, et V. V. Kucherenko, « Approximate similarity of electrophysical and kinematic processes during pulsed corona discharges in strong electrolytes », *Tech. Phys.*, vol. 44, n° 5, p. 506-510, mai 1999.
- [100] I. Timoshkin, *Electrical Disintegration of Ores and Slags and Liberation of Valuable Inclusions*. University of London, 2001.
- [101] H. Bluhm, W. Frey, H. Giese, P. Hoppe, C. Schultheiss, et R. Strassner, « Application of pulsed HV discharges to material fragmentation and recycling », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 7, n° 5, p. 625-636, oct. 2000.
- [102] E. R. Crain, *The Log Analysis Handbook*. Tulsa, Okla., USA: Pennwell Corp, 1986.
- [103] S. L. Truman, « The Fundamental Conductivity And Resistivity Of Water - Mettler-Toledo Thornton, Inc. », 2005.
- [104] T. Hermans, F. Nguyen, T. Robert, et A. Revil, « Geophysical Methods for Monitoring Temperature Changes in Shallow Low Enthalpy Geothermal Systems », 2014.
- [105] W. E. Wightman, « Electrical Methods | Environmental Geophysics | US EPA », 2003.
- [106] H. Liu, *Principles and Applications of Well Logging*, 2<sup>e</sup> éd. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2017.
- [107] P. C. Naik, « Borehole Geophysics », in *Seawater Intrusion in the Coastal Alluvial Aquifers of the Mahanadi Delta*, P. C. Naik, Éd. Cham: Springer International Publishing, 2018, p. 21-37.
- [108] L. A. Dunn et R. H. Stokes, « Pressure and temperature dependence of the electrical permittivities of formamide and water », *Trans. Faraday Soc.*, vol. 65, n° 0, p. 2906-2912, janv. 1969.
- [109] N. Gavish et K. Promislow, « Dependence of the dielectric constant of electrolyte solutions on ionic concentration - a microfield approach », *Phys. Rev. E*, vol. 94, n° 1, juill. 2016.
- [110] A. Levy, D. Andelman, et H. Orland, « Dielectric constant of ionic solutions: a field-theory approach », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, n° 22, p. 227801, juin 2012.
- [111] A. Andryieuski, S. M. Kuznetsova, S. V. Zhukovsky, Y. S. Kivshar, et A. V. Lavrinenko, « Water: Promising Opportunities For Tunable All-dielectric Electromagnetic Metamaterials », *Sci. Rep.*, vol. 5, p. 13535, août 2015.
- [112] « IEC 60060-1:2010 », *IEC Webstore*.
- [113] K. A. Brownlee, J. L. Hodges, et M. Rosenblatt, « The Up-and-Down Method with Small Samples », *J. Am. Stat. Assoc.*, vol. 48, n° 262, p. 262-277, juin 1953.
- [114] P. Audier, « Etude d'une décharge à barrière diélectrique surfacique. Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA 0012 », phdthesis, Université d'Orléans, 2012.

- [115] K. D. Bayoda, « Propriétés électriques, optiques et mécaniques d'une décharge de surface à barrière diélectrique nanoseconde pulsée. Application à la mesure de vitesse pariétale et au contrôle des écoulements aérodynamiques », thesis, Poitiers, 2016.
- [116] W. J. Dixon, « The Up-and-Down Method for Small Samples », *J. Am. Stat. Assoc.*, vol. 60, n° 312, p. 967-978, déc. 1965.
- [117] J. Martin, A. De Ferron, T. Reess, R. Ruscassie, et F. Rey-Bethbeder, « Corona discharges experiments in water and transition to subsonic discharges », 2011, p. 1-4.
- [118] L. Comparon, « Experimental study of the electrical and dielectric properties of consolidated clayey materials », Theses, Institut de physique du globe de paris - IPGP, 2005.
- [119] E. Rodier, « Le passage et la rétention de particules colloïdales dans un milieu poreux », thesis, Vandoeuvre-les-Nancy, INPL, 1993.
- [120] « Etude du développement de la double couche électrique lors de la mise en écoulement d'un liquide diélectrique dans une conduite isolante ».
- [121] A. Oghi, « Modélisation de l'interaction champ électrique-particules diélectriques entre effets électromécaniques et aspects électrocinétiques : application aux cellules biologiques », thesis, Lyon, 2016.
- [122] V. Stelmashuk et P. Hoffer, « Shock Waves Generated by an Electrical Discharge on Composite Electrode Immersed in Water With Different Conductivities », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 40, n° 7, p. 1907-1912, juill. 2012.
- [123] S. M. Korobeynikov, D. V. Vagin, et A. V. Melekhov, « Prebreakdown processes and electric fields in water with screened electrodes », in *2016 IEEE International Conference on Dielectrics (ICD)*, 2016, vol. 2, p. 808-811.
- [124] D. B. Fenneman et R. J. Gripshover, « Experiments on Electrical Breakdown in Water in the Microsecond Regime », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 8, n° 3, p. 209-213, sept. 1980.
- [125] W. A. Stygar *et al.*, « Water-dielectric-breakdown relation for the design of large-area multimegavolt pulsed-power systems », *PhysRevST AccelBeams*, vol. 9, p. 070401, 2006.
- [126] M. Zahn, Y. Ohki, D. B. Fenneman, R. J. Gripshover, et V. H. Gehman, « Dielectric properties of water and water/ethylene glycol mixtures for use in pulsed power system design », *Proc. IEEE*, vol. 74, n° 9, p. 1182-1221, sept. 1986.
- [127] R. P. Joshi et S. M. Thagard, « Streamer-Like Electrical Discharges in Water: Part I. Fundamental Mechanisms », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 33, n° 1, p. 1-15, févr. 2013.
- [128] Q. Hu, Y. Ren, W. Liu, X. Chen, Y. Tao, et H. Jiang, « Fluid Flow and Mixing Induced by AC Continuous Electrowetting of Liquid Metal Droplet », *Micromachines*, vol. 8, n° 4, avr. 2017.
- [129] Krasucki Z. et Bowden Frank Philip, « Breakdown of liquid dielectrics », *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Sci.*, vol. 294, n° 1438, p. 393-404, oct. 1966.
- [130] K. C. Koo et J. B. Higham, « The Effects of Hydrostatic Pressure, Temperature, and Voltage Duration on the Electric Strengths of Hydrocarbon Liquids », *J. Electrochem. Soc.*, vol. 108, n° 6, p. 522-528, janv. 1961.
- [131] M. DE STADELHOFEN, *Applications de la géophysique aux recherches d'eau*. 1991.
- [132] E. R. Crain, « Crain's Petrophysical Handbook - Water Resistivity And Water Salinity Methods », *Publ. Pennwell Books* 1986.
- [133] « Log Interpretation Charts | Schlumberger ». [En ligne]. Disponible sur: [https://www.slb.com/resources/publications/books/log\\_charts.aspx](https://www.slb.com/resources/publications/books/log_charts.aspx). [Consulté le: 21-juin-2019].
- [134] « (PDF) Bubble Generation and Sizing in Fresh and Salt Water », *ResearchGate*. .
- [135] P. Egli, « L'équation d'état de Van der Waals », p. 5.
- [136] R. Shi et H. Tanaka, « Impact of local symmetry breaking on the physical properties of tetrahedral liquids », *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 115, n° 9, p. 1980-1985, févr. 2018.
- [137] M. H. Sharqawy, J. H. L. V, et S. M. Zubair, « Thermophysical properties of seawater: a review of existing correlations and data », *Desalination Water Treat.*, vol. 16, n° 1-3, p. 354-380, avr. 2010.

- [138] K. G. Nayar, M. H. Sharqawy, L. D. Banchik, et J. H. Lienhard V, « Thermophysical properties of seawater: A review and new correlations that include pressure dependence », *Prof Lienhard Angie Locknar*, avr. 2016.
- [139] V. Langåker, « A temperature model for Extended Reach Drilling applications », juin 2017.
- [140] F. F. Oliveira, C. H. Sodr , J. L. G. Marinho, F. F. Oliveira, C. H. Sodr , et J. L. G. Marinho, « NUMERICAL INVESTIGATION OF NON-NEWTONIAN DRILLING FLUIDS DURING THE OCCURRENCE OF A GAS KICK IN A PETROLEUM RESERVOIR », *Braz. J. Chem. Eng.*, vol. 33, n  2, p. 297-305, juin 2016.
- [141] M. A. Ahmadi, « Toward reliable model for prediction Drilling Fluid Density at wellbore conditions: A LSSVM model », *Neurocomputing*, vol. 211, p. 143-149, oct. 2016.
- [142] P. E. Secker, « Simple Dielectric Liquids », *Phys. Bull.*, vol. 27, n  5, p. 217–217, mai 1976.
- [143] T. Driesner et C. A. Heinrich, « The system H<sub>2</sub>O–NaCl. Part I: Correlation formulae for phase relations in temperature–pressure–composition space from 0 to 1000 C, 0 to 5000bar, and 0 to 1 XNaCl », *Geochim. Cosmochim. Acta*, vol. 71, n  20, p. 4880-4901, oct. 2007.
- [144] M. A. Kendrick, « Halogens in Seawater, Marine Sediments and the Altered Oceanic Lithosphere », in *The Role of Halogens in Terrestrial and Extraterrestrial Geochemical Processes: Surface, Crust, and Mantle*, D. E. Harlov et L. Aranovich,  d. Cham: Springer International Publishing, 2018, p. 591-648.
- [145] B. L. NEINDRE, « Constantes physiques des fluides purs : points critiques », *Ref: TIP510WEB - « Constantes physico-chimiques »*, 10-mai-2002. .
- [146] O. BOUTIN et J.-C. RUIZ, « Gaz fication de biomasse en eau supercritique », *Ref: TIP142WEB - « Chimie verte »*, 10-mai-2013. .
- [147] H. J. Wiesmann et H. R. Zeller, « A fractal model of dielectric breakdown and prebreakdown in solid dielectrics », *J. Appl. Phys.*, vol. 60, n  5, p. 1770-1773, sept. 1986.
- [148] H. R. Zeller, « Breakdown and Prebreakdown Phenomena in Solid Dielectrics », *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. EI-22, n  2, p. 115-122, avr. 1987.
- [149] S. Touz , K. Bru, Y. M nard, A. Weh, et F. Von der Weid, « Electrical fragmentation applied to the recycling of concrete waste – Effect on aggregate liberation », *Int. J. Miner. Process.*, vol. 158, p. 68-75, janv. 2017.
- [150] U. Andres et I. Timoshkin, « Energy consumption at electrical disintegration of brittle solids », in *ICSD'98. Proceedings of the 1998 IEEE 6th International Conference on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics (Cat. No.98CH36132)*, 1998, p. 452-455.
- [151] H. Bluhm, *Pulsed Power Systems: Principles and Applications*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2006.
- [152] G. K. A. Oswald, S. Rezvanbehbahani, et L. A. Stearns, « Radar evidence of ponded subglacial water in Greenland », *J. Glaciol.*, vol. 64, n  247, p. 711-729, oct. 2018.
- [153] S. Liu, J. Wu, L. Zhang, et H. Dong, « Wide-band Rock and Ore Samples Complex Permittivity Measurement », *Behav. Electromagn. Waves Differ. Media Struct.*, juill. 2011.

## Table des figures

Figure 1-1 : Principe général de génération d'une impulsion électrique .....	17
Figure 1-2 : Principales applications des HPP selon [2] .....	18
Figure 1-3 : Propagation de l'onde de pression par méthode directe [a] et par méthode indirecte [b] .....	19
Figure 1-4 : Tension de claquage en fonction du temps d'application de l'impulsion électrique pour l'eau, l'huile de transformateur et 3 types de roches, à température et pression ambiantes, pour une géométrie d'électrodes pointe-plan avec un écart de 10 mm [6] .....	20
Figure 1-5 : Convertisseur d'image en mode frame d'une décharge électrique en mode supersonique [a] et en mode subsonique [b] issu de la thèse de G.Touya [25] .....	21
Figure 1-6 : Vitesse moyenne de propagation de la décharge en fonction de la tension appliquée dans l'eau distillée issue de [26].....	22
Figure 1-7 : Prototype « Plasma Channel Miniature Hole Drilling Technology » [37].....	23
Figure 1-8 : Générateur compact de tension impulsionnelle avec sa géométrie d'électrodes associée .....	24
Figure 1-9 : Générateur de Marx 12 étages 500 kV développé par TU Dresden et Freiberg [40] .....	25
Figure 1-10 : Géométries d'électrodes coaxiales de TU Dresden et Freiberg [40], [42] .....	25
Figure 1-11 : Résultats des essais relatifs aux travaux menés au TU Dresden et Freiberg en fonction de la pression statique [40], [42] .....	26
Figure 1-12 : Géométrie d'électrodes EPB .....	27
Figure 1-13 : Essais avec la technologie PPGD (diamètre 320 mm) .....	27
Figure 1-14 : [a] Onde bi- exponentielle complète (tenue).....	29
Figure 1-15 : Géométries de champ électrique homogène (1, 2) ou hétérogène (3, 4, 5) .....	29
Figure 1-16 : Géométries multi-électrodes coaxiales [53] .....	30
Figure 1-17 : Développement de streamers dans l'eau en fonction de la polarité et du mode de propagation : [a] mode subsonique polarité positive (20-80 m/s), [b] mode supersonique polarité positive (30 km/s), [c] polarité négative (100-350 m/s).....	30
Figure 1-18 : Géométrie pointe-plan avec canal d'écoulement de gaz.....	31
Figure 1-19 : [a] Mécanismes de claquages dans les solides [b] Rigidités diélectriques d'isolant solide, liquide et gazeux en fonction de leur temps de claquage .....	34
Figure 1-20 : Cycles de formation des roches [83] .....	35
Figure 1-21 : Déformation des roches en fonction des contraintes mécaniques, de pression et de température appliquées.....	36
Figure 1-22 : Déformation en fonction des contraintes appliquées et de la température .....	
[a] Granite [b] Marbre [c] Grès [d] Calcaire .....	36
Figure 1-23 : [a] Évolution de la déformation en fonction des contraintes appliquées paramétrée par la pression de confinement.....	37
Figure 1-24 : Énergie délivrée au canal de décharge en fonction du champ électrique appliqué pour amorcer un arc électrique dans l'eau (1) ou dans la roche (2).....	38
Figure 1-25 : Évolution de la valeur de la tension de rupture du granite en fonction du temps d'application pour deux types d'ondes de tension différentes .....	39
Figure 1-26 : Constante A utilisée pour la détermination de la résistance de l'arc électrique en fonction de la rigidité acoustique $\lambda_0$ du milieu [94] .....	41
Figure 2-1 : Schéma de principe du dispositif expérimental .....	45
Figure 2-2 : Schéma équivalent d'un générateur de tension impulsionnelle .....	46
Figure 2-3 : Générateur de Marx deux étages 127 nF - 200kV.....	47

Figure 2-4 : Mesure de la tension de sortie du générateur de Marx à vide .....	48
Figure 2-5 : Enceinte cubique non régulée et sa traversée HT.....	48
Figure 2-6 : Enceinte cylindrique pressurisée et régulée en température munie de sa traversée HT .....	49
Figure 2-7 : Dessin de la géométrie d'électrodes coaxiales surfacique.....	50
Figure 2-8 : Distribution du champ électrique dans la géométrie d'électrodes coaxiales surfacique.....	50
Figure 2-9 : Dessin de la géométrie d'électrodes coaxiales 1 .....	51
Figure 2-10 : Distribution du champ électrique dans la géométrie d'électrodes coaxiales 1 ..	52
Figure 2-11 : Dessin de la géométrie d'électrodes coaxiales HP .....	52
Figure 2-12 : Distribution du champ électrique dans la géométrie d'électrodes coaxiales HP	52
Figure 2-13 : Dessin de la géométrie d'électrodes coaxiales 2 .....	53
Figure 2-14 : Distribution du champ électrique dans la géométrie d'électrodes coaxiales 2 ..	53
Figure 2-15 : Enregistrements de la tension et du courant lors d'un claquage électrique dans un fluide.....	55
Figure 2-16 : Schéma électrique équivalent pendant la phase de pré-arc.....	56
Figure 2-17 : Temps de montée de l'onde de tension en fonction de la valeur du condensateur du circuit et de celle de la charge $R_{eau}$ avec une inductance de 2,6 $\mu$ H .....	58
Figure 2-18 : Rendement théorique du générateur de Marx en fonction de la valeur du condensateur C et de celle de la charge $R_{eau}$ avec une inductance L de 2,6 $\mu$ H .....	58
Figure 2-19: Résistance inter-électrodes en fonction de la conductivité du fluide à 20°C .....	59
Figure 2-20 : Schéma électrique équivalent pendant la phase d'arc .....	60
Figure 2-21 : Exemple de courant d'arc en fonction du temps pour plusieurs valeurs de C et R avec L = 3 $\mu$ H et $U_b = 50$ kV .....	62
Figure 2-22 : Courant maximal $I_{max}$ en fonction de C et R à $U_b = 30$ kV et L = 2,6 $\mu$ H.....	63
Figure 2-23 : Exemple de tension (a) et de courant (b) pour un claquage dans la boue de forage à 1800 $\mu$ S/cm pour la géométrie 1 avec $U_e = 50$ kV, $T_b = 1,41$ $\mu$ s, L = 2,6 $\mu$ H et C = 200 nF .....	64
Figure 2-24 : Protocole expérimental d'une série d'essais dans un fluide.....	65
Figure 2-25 : Exemple d'essai $U_{50}$ pour la géométrie 1 avec C = 200 nF dans l'eau à 1100 $\mu$ S/cm, 20°C et 1 bar .....	66
Figure 2-26 : Exemple (a) des valeurs $T_b$ et (b) de la moyenne des valeurs $T_b$ , lors d'un essai $U_{50}$ pour la géométrie 1 avec C = 200 nF dans l'eau à 1100 $\mu$ S/cm, 20°C et 1 bar.....	66
Figure 2-27 : Exemple (a) des valeurs $E_c$ et (b) de la moyenne des valeurs $E_c$ , lors d'un essai $U_{50}$ pour la géométrie 1 avec C = 200 nF dans l'eau à 1100 $\mu$ S/cm, 20°C et 1 bar.....	67
Figure 3-1 : Génération d'une décharge électrique de surface.....	71
Figure 3-2 : Tension $U_{50}$ en fonction de la conductivité du liquide pour une géométrie d'électrodes surfacique.....	72
Figure 3-3 : Tension $U_{50}$ en fonction de la conductivité du fluide et du condensateur utilisé pour les géométries d'électrodes coaxiales 1 et HP notées respectivement [1] et [HP] dans la légende ....	74
Figure 3-4 : Énergie minimale consommée pour amorcer un arc en fonction de la conductivité du fluide et du condensateur utilisé pour les géométries d'électrodes coaxiales 1 et HP notées respectivement [1] et [HP] dans la légende .....	75
Figure 3-5 : Pertes par conduction électrique dans un fluide lorsqu'on applique une différence de potentiel avant l'apparition d'un arc électrique .....	76
Figure 3-6 : Tension $U_{50}$ en fonction de la conductivité du liquide pour la géométrie d'électrodes coaxiales 2 (C = 127 nF) .....	77
Figure 3-7 : Vitesse moyenne de propagation de la décharge électrique dans un fluide en fonction de la tension appliquée.....	78

Figure 3-8 : Temps d'amorçage de l'arc électrique en fonction de la tension appliquée pour la géométrie d'électrodes coaxiales 2 (C = 127 nF) .....	79
Figure 3-9 : Consommation minimale d'énergie pendant la phase de pré-arc en fonction de la conductivité du fluide et de la tension appliquée selon le mode de propagation de la décharge sur la géométrie d'électrodes coaxiales 2 (C = 127 nF) .....	80
Figure 3-10 : Tension de claquage en fonction du temps d'amorçage de l'arc électrique sur la géométrie d'électrodes coaxiales 1 (C = 200 nF) .....	81
Figure 3-11 : Tension lors du claquage en fonction du temps d'amorçage de l'arc électrique sur la géométrie d'électrodes coaxiales 2 (C = 127 nF).....	82
Figure 3-12 : Champ électrique maximal en fonction du temps de claquage $T_b$ comparé à la formule de Martin-Lupton pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1 (C = 200 nF).....	84
Figure 3-13 : Temps d'amorçage de l'arc électrique en fonction de la tension appliquée à la géométrie d'électrodes coaxiales 1 dans l'eau du robinet (C = 200 nF) .....	85
Figure 3-14 : Temps d'amorçage de l'arc électrique en fonction de la tension appliquée et de la conductivité du fluide sur la géométrie d'électrodes coaxiales 1 (C = 200 nF).....	86
Figure 3-15 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de la tension appliquée.....	86
Figure 3-16 : Valeurs seuils du champ électrique de transition vers le mode supersonique en fonction de la conductivité du fluide pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1 (C = 200 nF).....	87
Figure 3-17 : Temps d'amorçage de l'arc électrique en fonction de la tension appliquée et de la conductivité du fluide sur la géométrie d'électrodes coaxiales 2 (C = 127 nF).....	88
Figure 3-18 : Consommation d'énergie pré-arc en fonction du champ électrique maximum et du type de fluide pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1 (C = 200 nF).....	90
Figure 3-19 : Valeurs seuils de la consommation d'énergie en mode supersonique (surtension) et en mode subsonique (essais $U_{50}$ ) en fonction la conductivité du fluide pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1 (C = 200 nF) .....	90
Figure 3-20 : Résistance d'arc en fonction du courant maximal pour la géométrie d'électrodes coaxiales 1 .....	91
Figure 4-1 : Température en fonction de la profondeur du sous-sol du bassin parisien (source BRGM) .....	97
Figure 4-2 : Conductivité électrique d'un fluide en fonction de sa température.....	98
Figure 4-3 : Volume d'une bulle de gaz dans l'eau en fonction de la pression statique paramétrée par la température d'après l'équation de Van Der Waals .....	100
Figure 4-4 : Masse volumique de l'eau en fonction de la température pour diverses proportions de sel ajouté .....	101
Figure 4-5 : Capacité calorifique en fonction de la température et pour diverses proportions de sel ajouté .....	102
Figure 4-6 : Chaleur latente de vaporisation en fonction de la température et pour diverses proportions de sel ajouté .....	102
Figure 4-7 : Diagramme de phase de l'eau.....	103
Figure 4-8 : Présentation des caractéristiques géométriques permettant la détermination du volume d'eau vaporisée entre l'espace inter-électrodes.....	104
Figure 4-9 : Énergie thermique consommée en fonction de la température pour nos trois géométries d'électrodes (la valeur H est fixée à 5 mm) à pression atmosphérique .....	104
Figure 4-10 : Énergie thermique consommée en fonction de la pression statique paramétrée par la température du fluide pour la géométrie d'électrodes HP.....	105
Figure 4-11 : Énergie thermique consommée en fonction de la proportion de sel ajouté et de la température du fluide pour la géométrie d'électrodes HP.....	105
Figure 4-12 : L'énergie thermique consommée en fonction de la température du fluide pour $\rho_{\text{eau}} = 1000, 1200 \text{ et } 1300 \text{ kg/m}^3$ pour la géométrie d'électrodes HP .....	106

Figure 4-13 : Tension de rupture diélectrique en fonction de la température (C= 1,3 $\mu$ F, $\sigma$ = 350, 1100 et 1800 $\mu$ S/cm, T= 20°C, P= 1 bar).....	107
Figure 4-14 : Tension de rupture diélectrique en fonction de la pression statique .....	108
Figure 4-15 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la pression statique (C= 1,3 $\mu$ F, $\sigma$ = 350 $\mu$ S/cm, T= 20, 60 et 80°C) .....	109
Figure 4-16 : Tension de rupture diélectrique en fonction de la pression statique .....	110
Figure 4-17 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la pression statique (C= 1,3 $\mu$ F, $\sigma$ = 350, 1100 et 1800 $\mu$ S/cm, T= 20°C) .....	111
Figure 4-18 : Instant de claquage en fonction du champ électrique maximal appliqué .....	114
Figure 4-19 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la tension appliquée (C= 1,3 $\mu$ F, $\sigma$ = 350 $\mu$ S/cm, T= 20 et 60°C, P= 1 bar) .....	114
Figure 4-20 : : Instant de claquage en fonction du champ électrique maximal appliqué .....	115
Figure 4-21 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la tension appliquée (C= 1,3 $\mu$ F, $\sigma$ = 350 $\mu$ S/cm, T= 60°C, P= 1, 50 et 100 bar) .....	116
Figure 4-22 : L'instant de claquage en fonction de la conductivité du fluide paramétré par la pression statique (C= 1,3 $\mu$ F, $\sigma$ = 350, 1100 et 1800 $\mu$ S/cm, T= 20°C, U <sub>e</sub> = 40 kV) .....	117
Figure 4-23 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la la pression statique (C= 1,3 $\mu$ F, $\sigma$ = 1100 et 1800 $\mu$ S/cm, T= 20°C, U <sub>e</sub> = 40 kV) .....	118
Figure 4-24 : Tendances de la consommation d'énergie pendant la phase de la formation de l'arc et de l'instant de claquage en fonction du champ maximal appliqué .....	120
Figure 5-1 : [a] Rigidité diélectrique de la roche et du fluide [b] Onde de tension appliquée	126
Figure 5-2 : Disposition de la roche et de la géométrie d'électrodes pointe-pointe dans l'enceinte pressurisée et régulée en température.....	127
Figure 5-3 : Disposition de la roche et de la géométrie HP dans l'enceinte HP .....	128
Figure 5-4 : Résistance du circuit R en fonction du courant maximal I <sub>max</sub> et de la tension U <sub>b</sub> pour C = 40 nF et L = 3,1 $\mu$ H.....	129
Figure 5-5 : Exemple de courant en fonction du temps pour : [a] R <sub>arc</sub> = 4 $\Omega$ [b] R <sub>arc</sub> = 2,7 $\Omega$ ..	130
Figure 5-6 : Exemple de courant en fonction du temps pour R <sub>arc</sub> = 10,5 $\Omega$ avec la géométrie pointe-pointe pour U <sub>e</sub> = 43 kV, L = 3,1 $\mu$ H et C = 40 nF.....	131
Figure 5-7 : Permittivité relative de l'eau en fonction de sa température et de sa pression statique.....	131
Figure 5-8 : Distribution du champ électrique 2D dans l'eau et dans la roche .....	132
Figure 5-9 : Distribution du champ électrique 2D dans l'air (géométrie HP, U <sub>e</sub> = 30 kV, $\epsilon_r$ fluide= 1) .....	132
Figure 5-10 : Distribution du champ électrique 2D dans l'air et dans la roche.....	133
Figure 5-11 : Distribution du champ électrique selon l'axe X dans la roche (section 2 (X')) et dans le fluide (air ou eau de la section 3 (X')) .....	133
Figure 5-12 : Distribution du champ électrique selon l'axe Z dans la roche et dans le fluide (eau ou air) près de l'électrode HT (Z'') et près de l'électrode 0V (Z') .....	134
Figure 5-13 : Distribution du champ électrique dans l'eau .....	135
Figure 5-14 : Distribution du champ électrique 2D .....	136
Figure 5-15 : Distribution du champ électrique selon l'axe Z pour la géométrie d'électrodes pointe-pointe avec la roche pour une permittivité relative de l'eau à 100°C (55) et à 25°C (78) .....	136
Figure 5-16 : Tension de rupture diélectrique du granite en fonction de la pression statique (géométrie pointe-pointe 3 mm, C= 40 nF, $\sigma$ = 350 $\mu$ S/cm, T= 20 °C) .....	137
Figure 5-17 : Proportion d'énergie consommée pendant la phase pré-arc E <sub>c</sub> par rapport à l'énergie restante pour la phase d'arc E <sub>b</sub> pour le granite en fonction de la pression statique.....	138
Figure 5-18 : Tension de rupture diélectrique du granite en fonction de la pression statique (géométrie pointe-pointe 3 mm, C= 40 nF, $\sigma$ = 350 $\mu$ S/cm, T= 60 °C) .....	139

Figure 5-19 : Évolution de la tension de claquage en fonction de l'instant de claquage.....	139
Figure 5-20 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la tension appliquée à pression et température ambiantes.....	140
Figure 5-21 : Résistance d'arc $R_{arc}$ en fonction du courant maximal $I_{max}$ .....	141
Figure 5-22 : Distribution du champ électrique dans la roche selon l'axe X.....	142
Figure 5-23 : Proportion d'énergie consommée par rapport à l'énergie stockée en fonction de la tension appliquée.....	143
Figure 5-24 : Résistance d'arc $R_{arc}$ en fonction du courant maximal $I_{max}$ pour la géométrie d'électrodes coaxiales HP.....	144

### Tables des tableaux

Tableau 1-1 : Efficacité des systèmes existants de rupture de roches.....	37
Tableau 2-1: Valeurs des différents jeux de condensateurs utilisés pour l'étude.....	46
Tableau 2-2 : Propriétés des matières plastiques utilisées pour la conception des géométries d'électrodes volumique.....	51
Tableau 2-3 : Caractéristiques des sondes de mesure haute tension Northstar.....	54
Tableau 2-4 : Caractéristiques des sondes de courant PEARSON 4418 et 101 (bobine de Rogowski).....	54
Tableau 3-1 : Transition vers le mode supersonique en fonction de la tension d'alimentation et du champ électrique appliqués pour les deux géométries d'électrodes coaxiales.....	93
Tableau 4-1 : Proportion d'énergie consommée par vaporisation par rapport à la proportion d'énergie consommée pour chauffer l'eau.....	103
Tableau 4-2 : Valeurs de $E_{max}$ déterminées par simulation électrostatique en fonction des valeurs $U_e$ pour la géométrie d'électrodes HP à température ambiante.....	113
Tableau 4-3 : Tendances d'évolution des valeurs $U_{50}$ en fonction de la température, de la pression statique et de la conductivité du fluide.....	119
Tableau 4-4 : Évolution des valeurs $T_b$ et $E_c$ en fonction de la température, de la pression statique et de la conductivité du fluide.....	120
Tableau 5-1 : Caractéristique du granite noir du Zimbabwe.....	126
Tableau 5-2 : Champ électrique dans la roche en fonction de la tension appliquée sur la géométrie d'électrodes pointe - pointe dans l'eau à 25°C ( $\epsilon_r = 78$ ).....	137

ECOLE DOCTORALE :  
Sciences exactes et leurs applications

LABORATOIRE :  
Sciences pour l'Ingénieur Appliquées à la Mécanique et au génie Électrique

### CONTACT

<https://siame.univ-pau.fr/>

<https://www.ithpp-alcen.com>

