



HAL
open science

Mesure des grandeurs (T,Ne,P) au sein du plasma d'arc des fusibles Moyenne Tension

William Bussiere

► **To cite this version:**

William Bussiere. Mesure des grandeurs (T,Ne,P) au sein du plasma d'arc des fusibles Moyenne Tension. Physique [physics]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2000. Français. NNT : . tel-00011683

HAL Id: tel-00011683

<https://theses.hal.science/tel-00011683v1>

Submitted on 25 Feb 2006

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.

Numéro d'ordre : D.U. 1258

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N° : 301

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE
(Spécialité : Physique des Plasmas)

PAR

William BUSSIERE
Diplômé d'Etudes Approfondies

MESURE DES GRANDEURS (T, N_e, P) AU SEIN DU
PLASMA D'ARC DES FUSIBLES EN MOYENNE TENSION

Soutenue publiquement le 20 Décembre 2000, devant la commission d'examen

Président	: J.F. Mathiot
Rapporteurs	: M.R. Barrault A. Gleizes
Examineurs	: P. Bezborodko J.P. Germain A. Lefort S. Melquiond T. Rambaud
Invité	: J.C. Vérité

AVANT-PROPOS

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques (LAEPT) CNRS UMR 6069 de l'Université Blaise Pascal (Clermont-Ferrand).

Je tiens tout d'abord à remercier le Professeur A. LEFORT pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire, et dirigé mes travaux avec une grande application. Je le remercie également pour ses témoignages stimulants et pour sa participation au jury.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Directeur de Recherche A. GLEIZES, Directeur du Centre de Physique des Plasmas et de leurs Applications de Toulouse, pour l'intérêt qu'il a témoigné pour ce travail en acceptant d'être rapporteur. Je le remercie pour l'ensemble de ses remarques qui m'ont aidées pour la formulation finale de ce travail.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur M.R. BARRAULT, Directeur Technique au sein de Schneider Electric, pour avoir bien voulu être rapporteur de ce travail. Je le remercie pour ses commentaires scientifiques très utiles à la réalisation des formulations écrite et orale finales.

Je remercie tout particulièrement Monsieur J.F. MATHIOT, Directeur de Recherche au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, pour avoir accepté de présider ce jury.

J'adresse tous mes remerciements à Monsieur S. MELQUIOND, Ingénieur chez Alstom, pour sa présence dans ce jury et ses remarques fructueuses lors de nos réunions de travail.

J'adresse toute ma gratitude à Monsieur T. RAMBAUD, Responsable Groupe Technique Développement chez Ferraz-Shawmut, pour sa participation à ce jury et pour les remarques constructives formulées au cours de nos réunions scientifiques.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur J.C. VERITE, Ingénieur au sein de la Direction des Etudes et Recherche d'Electricité de France, pour son soutien et sa présence dans ce jury.

Je remercie l'ensemble des personnes ayant participé aux réunions du Groupement des Fusibles en Moyenne Tension (GEFMT) pour les discussions scientifiques très bénéfiques. Je remercie également le GEFMT et le Club Arc Electrique pour son soutien financier.

Je remercie le Professeur J.C. GERMAIN, Directeur Adjoint du Laboratoire des Sciences des Matériaux pour l'Electronique, et d'Automatique de Clermont-Ferrand, pour sa participation dans ce jury.

Que Monsieur P. BEZBORODKO, Maître de Conférence au laboratoire, soit remercié pour ses participations actives dans ce travail et dans le jury.

Je tiens également à remercier particulièrement Monsieur P. ANDRE, Maître de Conférence au laboratoire, pour les nombreuses et fructueuses discussions scientifiques et son soutien moral.

J'adresse d'autre part mes sincères remerciements à Monsieur R. PELLET, Technicien au laboratoire, pour sa patience et son soutien quotidiens.

Je salue amicalement Monsieur E. DUFFOUR, Docteur, Monsieur A. DURAND, Ingénieur, ainsi que Messieurs D. VACHER et D. ROCHETTE, Doctorants, pour leur gentillesse et leur humour quotidiens.

Je salue enfin tous les membres du laboratoire et je les remercie pour leur soutien et leur sympathie qui m'ont permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions possibles.

Table des matières

Introduction	11
1 Le fusible en moyenne tension	15
1.1 Le fusible en moyenne tension	15
1.2 Principe de fonctionnement du fusible	16
1.2.1 Caractérisation des éléments constitutifs	16
1.2.2 Spécifications des fusibles	17
1.2.3 Régimes de fonctionnement du fusible	19
1.2.3.1 Régime de préarc	19
1.2.3.2 Régime d'arc	21
1.2.3.3 Durée totale de fonctionnement	21
1.3 Création et extinction de l'arc de coupure dans le fusible	22
1.3.1 Mécanismes physiques mis en jeu dans la création du plasma d'arc	23
1.3.2 Définition et caractérisation du "burn-back"	24
1.3.3 Formation de la fulgurite	25
1.4 Synthèse sur l'état des connaissances relatives aux grandeurs électriques et physiques du mécanisme de coupure dans les fusibles	28
1.4.1 Paramètres électriques et grandeurs macroscopiques	29
1.4.1.1 Géométrie des éléments fusibles et configura- tion des sections réduites	29
1.4.1.2 Rôle de la matière de remplissage	30
1.4.1.3 Conductivité thermique des milieux granulaires	33
1.4.1.4 Connaissance des grandeurs physiques. Justifi- cation de l'analyse du phénomène de coupure par spectroscopie atomique d'émission.	34
2 Le plasma d'arc dans le fusible	37
2.1 Etapes de la formation du plasma d'arc dans le fusible	37
2.1.1 Mise en évidence du système multiphasique	37
2.1.2 Conséquences sur l'évaluation des grandeurs physiques	38
2.2 Validité de l'équilibre thermodynamique étudiée pour le plasma d'arc du fusible	39

2.3	Diagnostic du plasma d'arc de fusible par analyse spectroscopique	41
2.3.1	Le plasma d'arc de fusible	41
2.3.2	Définition de la température appliquée au plasma d'arc	41
2.3.2.1	Température cinétique appliquée au plasma	41
2.3.2.2	Température d'excitation déduite de la distribution de Boltzmann	42
2.3.2.3	Méthodes de mesure de la température	42
2.3.3	Emission continue du plasma d'arc	46
2.3.3.1	Emission libre-lié (ou de recombinaison)	46
2.3.3.2	Emission libre-libre (ou de freinage)	47
2.3.3.3	Continuum de raies (ou pseudo-continuum)	48
2.3.3.4	Synthèse sur le continuum appliquée au plasma d'arc	48
2.3.4	Elargissement des profils de raies	50
2.3.4.1	Définition du profil de raie	50
2.3.4.2	Largeur naturelle	51
2.3.4.3	Largeur Doppler	52
2.3.4.4	Elargissement de pression	53
2.3.5	Spectroscopie appliquée au plasma d'arc dans le fusible	56
2.3.5.1	Transitions métalliques	57
2.3.5.2	Transitions silicium neutre et ionisé	58
3	Les dispositifs expérimentaux	61
3.1	Les sources de plasmas d'arc	61
3.1.1	Création par décharge capacitive	61
3.1.1.1	Le banc capacitif	61
3.1.1.2	Le boîtier fusible expérimental	63
3.1.1.3	Le capillaire	68
3.1.1.4	L'enceinte 0,1 MPa - 1,0 MPa	69
3.1.2	Régulation en courant d'un arc créé par ouverture de contacts métalliques sous pression contrôlée	71
3.1.2.1	Caractéristiques de l'enceinte 0,1 MPa - 3,0 MPa	72
3.1.2.2	Configuration des tests	73
3.2	Dispositif global d'acquisition du rayonnement	74
3.2.1	Le spectromètre	74
3.2.1.1	Utilisation du spectromètre en mode cinétique	75
3.2.1.2	Calibration en longueur d'onde	78
3.2.1.3	Etalonnage en intensité	79
3.3	Mesure des grandeurs électriques	82
3.4	Imagerie ultra-rapide	83
3.4.1	Principe de fonctionnement de l'imagerie ultra-rapide	83
3.4.2	Exploitation des films photographiques	84

4	Influence de la pression sur les grandeurs électriques et spectroscopiques	97
4.1	Rayonnement issu du plasma d'arc de fusible et rayonnement issu de la décharge capacitive dans les capillaires	98
4.1.1	Effet d'une surpression au sein de la matière de remplissage	98
4.1.1.1	Configuration des tests	98
4.1.1.2	Evolution de la luminance totale instantanée en fonction de la valeur de la pression	99
4.1.1.3	Influence sur les grandeurs électriques au cours du mécanisme de coupure	100
4.1.1.4	Evolution du spectre du multiplet Si II (2) et du rayonnement continu	102
4.1.1.5	Coefficient d'élargissement par unité de puissance électrique appliqué au multiplet Si II (2)	104
4.1.1.6	Evolution du coefficient d'élargissement par unité de puissance électrique dans le cas d'éléments fusibles seuls	107
4.1.2	Décharges capacitives sur fils métalliques isolés et dans les capillaires : influence du confinement de l'arc	110
4.1.2.1	Durée du phénomène et énergie dissipée en fonction de la pression du milieu	110
4.1.2.2	Observation du rayonnement émis pendant la décharge pour les deux dispositifs	113
4.1.2.3	Evaluation de la température dans le plasma d'arc initié par décharge capacitive sur les fils métalliques	117
4.1.2.4	Evaluation des coefficients d'élargissement par unité de puissance électrique pour l'argent et le cuivre à l'état neutre	118
4.2	Détermination expérimentale des coefficients d'élargissement par unité de puissance pour les multiplets Si II (1)(2)(3). Application : évaluation de la pression au sein du plasma d'arc de fusible	120
4.2.1	Configuration des tests	120
4.2.2	Exploitation des profils d'intensité	122
4.2.3	Caractérisation des grandeurs électriques suivant le mode de création de l'arc	123
4.2.3.1	Arc régulé en courant	123
4.2.3.2	Arc créé par décharge capacitive	126
4.2.4	Détermination des coefficients d'élargissement par unité de puissance électrique pour une pression donnée	128

4.2.4.1	Emission des transitions Ag I dans une atmosphère Ar et N ₂	129
4.2.4.2	Etude des profils d'intensité des multiplets Si II (1) (2) (3) appliquée à l'évaluation de la pression	132
4.2.5	Evaluation de la pression au sein du plasma d'arc de fusible à partir des coefficients $k_{P,pA}$	136
5	Diagnostic des grandeurs physiques dans le fusible en moyenne tension	139
5.1	Visualisation du phénomène de coupure par imagerie ultra-rapide	140
5.1.1	Configuration des tests	140
5.1.1.1	Le boîtier fusible expérimental	140
5.1.1.2	Sélection du domaine spectral observé	141
5.1.2	Exploitation des films photographiques	145
5.1.2.1	Observation détaillée du phénomène pour une fenêtre d'acquisition centrée sur le rayonnement issu de l'argent	145
5.1.2.2	Evaluation de la vitesse de "burn-back" à partir de la distance inter-électrodes	150
5.2	Etude qualitative du rayonnement issu du plasma d'arc par spectroscopie atomique d'émission appliquée au visible	164
5.2.1	Identification des transitions spectrales émises pendant l'extinction dans le domaine visible	164
5.2.1.1	Méthodes d'identification	164
5.2.1.2	Exploitation des transitions identifiées	166
5.2.1.3	Spectres issus de l'observation du plasma d'arc de fusible pendant l'extinction	166
5.2.2	Caractérisation des rayonnements discret et continu	172
5.2.2.1	Evolution temporelle du spectre associé au silicium	172
5.2.2.2	Evolution du profil d'émission en fonction de l'énergie d'excitation de la transition	173
5.2.2.3	Profil de rayonnement et puissance dissipée	174
5.2.2.4	Evolution du rayonnement continu au cours de la coupure	174
5.2.2.5	Puissance lumineuse totale dissipée dans le domaine spectral [360 – 800] nm	174
5.3	Etude quantitative du plasma d'arc de fusible	177
5.3.1	Grandeurs électriques	177
5.3.1.1	Reproductibilité des tests	177
5.3.1.2	Puissance électrique dissipée pendant la coupure	179
5.3.1.3	Energie totale dissipée	179
5.3.1.4	Contrainte thermique	180

5.3.2	Evaluation de la température	181
5.3.2.1	Application de la méthode relative	181
5.3.2.2	Evolution de la température au cours de la coupe déduite des transitions Si II	183
5.3.3	Evaluation de la densité électronique	184
5.3.3.1	Hypothèse de l'effet Stark	185
5.3.3.2	Constante de temps liée à la décroissance de la densité électronique	187
5.3.4	Précision attendue pour l'évaluation des grandeurs physiques	188
5.3.4.1	Exploitation des profils d'intensité	188
5.3.4.2	Formulation des grandeurs exploitées	189
5.4	Caractérisation de la couche limite sodium	190
5.4.1	Formulation des hypothèses	190
5.4.2	Application au spectre du plasma d'arc de fusible	192
5.5	Influence des propriétés de la matière de remplissage sur l'établissement et l'extinction de l'arc de coupure dans le fusible en moyenne tension	194
5.5.1	Configuration des tests	194
5.5.1.1	Caractéristiques de la matière de remplissage	194
5.5.1.2	Configuration des acquisitions électriques et spectroscopiques	196
5.5.2	Mesure des grandeurs électriques	199
5.5.2.1	Durée du phénomène	199
5.5.2.2	Contraintes thermiques de préarc et totale	200
5.5.2.3	Energie de préarc et énergie totale	202
5.5.2.4	Structure de la fulgurite	203
5.5.2.5	Tension maximale aux bornes du fusible	204
5.5.3	Mesure de la température	205
5.5.3.1	Evolution sur l'ensemble du phénomène	205
5.5.3.2	Constante de décroissance de la température pour le régime d'arc	207
5.5.4	Mesure de la densité électronique	209
5.5.4.1	Evolution sur l'ensemble du phénomène	210
5.5.4.2	Constante d'établissement de la densité électronique en début de régime d'arc	210
5.5.4.3	Constante de coupure définie à partir de la décroissance de la densité électronique pour l'intervalle [2,25-4,00] ms	212
5.5.5	Synthèse sur l'influence des propriétés de la matière de remplissage sur les processus de dissipation de l'énergie dans le mécanisme de coupure	213

5.5.5.1	Conclusions sur les grandeurs géométriques, électriques et physiques	213
5.5.5.2	Synthèse sur les modes de transfert de l'énergie	215
Conclusion		217
Bibliographie		219
Annexes :		223
A	Efficacité du tamisage du sable de silice en fonction de la masse tamisée	225
B	Contraintes dans l'enceinte 0,1 MPa - 3,0 MPa	227
C	Alignements optiques dans l'enceinte 0,1 MPa - 1,0 MPa	229
D	Création de l'arc dans l'enceinte 0,1 MPa - 3,0 MPa	231
E	Principe de fonctionnement du spectromètre	235
F	Masse d'un grain de sable de silice	239
G	Température et densité électronique dans les décharges	243
H	Publication	245

Introduction

Par le biais des réseaux de distribution de l'énergie électrique, l'énergie produite en amont par les centrales de production est transférée en direction de l'utilisateur. Le fusible, qui appartient à la famille des appareils de coupure a pour rôle d'interrompre les courants de court-circuit situés en amont de l'utilisateur, et d'en protéger les effets sur les éléments situés en aval. L'utilisation aisée et le coût modéré expliquent en partie l'utilisation très répandue de ce dispositif de coupure.

Les fusibles de type industriel sont classiquement composés de quatre éléments principaux : un (ou plusieurs) élément fusible (en parallèle) muni de sections réduites placées en série, deux électrodes, une cartouche de protection, et la matière de remplissage, généralement du sable de silice.

L'état des connaissances sur les éléments supports de la création de l'arc est avancé : la conception des éléments fusibles, avec en particulier les dimensions et la géométrie de l'élément fusible et des sections réduites, est parfaitement maîtrisée.

Les mécanismes physiques qui interviennent dans le mécanisme de coupure sont identifiés en partie, mais l'évaluation de leur influence est problématique en raison de la structure de l'objet étudié : la cartouche opaque à toute observation directe du phénomène de coupure et la présence de la matière de remplissage sont en partie responsables de la difficulté à accéder aux grandeurs physiques.

Dans le but d'accéder à l'ensemble de ces grandeurs non définies, la société Alstom a initié en 1995 le Groupement d'Etude des Fusibles en Moyenne Tension (GEFMT) associant quatre sociétés industrielles : Alstom (Mâcon, Montpellier), le groupe Electricité de France (EDF Clamart), Ferraz (Saint-Bonnet de Mure), Schneider Electric (Grenoble) et le Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques (LAEPT).

Ce travail s'inscrit dans la démarche globale du laboratoire dont le but est d'étudier et de simuler l'arc de coupure dans les fusibles en moyenne tension, en dissociant les mécanismes intervenant dans la création et l'extinction de l'arc de coupure.

A ce titre, deux étapes ont été réalisées. La première a consisté à faire la synthèse des connaissances relatives au mécanisme d'extinction de l'arc dans le fusible, à partir desquelles les premières observations des grandeurs électriques et physiques ont été menées [FAU98]. Fort de cette expérience, le LAEPT et le GEFMT ont concentré leur activité sur l'étude de deux régimes de fonctionnement : le fusible soumis à une forte surcharge, et le fusible soumis à une faible surcharge. Pour le premier régime de fonctionnement, qui est celui de ce travail, les mesures ont montré que [MUR99a] : la vitesse de propagation de l'arc est indépendante de la polarité, et est de l'ordre de 3 m.s^{-1} ; le champ électrique est minimum au niveau des sections réduites (29 kV.m^{-1}), et atteint 44 kV.m^{-1} aux électrodes ; les pressions sont maximales au niveau des sections réduites et de l'ordre de $1,5 \text{ MPa}$.

La première étape de ce travail a consisté à mettre au point un boîtier fusible expérimental adapté à la mesure des grandeurs dont la connaissance est indispensable pour la réalisation de simulations réalistes du mécanisme de coupure : la température, et la densité électronique au sein du plasma d'arc de coupure. Le moyen de diagnostic retenu est la spectroscopie d'émission atomique appliquée au rayonnement issu du plasma d'arc, pour le domaine visible. La connaissance de ces deux grandeurs est nécessaire pour l'expression de propriétés telles que la conductivité électrique de la colonne d'arc, la densité de particules chargées, la viscosité de la matière liquide principalement composée de silice.

Le deuxième objectif de ce travail est la compréhension des mécanismes physiques vecteurs de la dissipation de l'énergie depuis la colonne d'arc en direction de la matière de remplissage. Le sable de silice est reconnu comme étant le support le plus efficace. En faisant varier les paramètres granulométrie et masse volumique du sable compacté, il est possible de mettre en évidence l'influence du milieu granulaire sur les mécanismes de dissipation de l'énergie par diffusion de la matière, sur le transfert par conduction du rayonnement et par conduction thermique, et de comparer les ordres de grandeur de chacun de ces mécanismes.

Au cours du mécanisme de coupure, la pression joue également un rôle fondamental dans la mesure où elle favorise l'extinction de l'arc. En raison de la brièveté du phénomène et de la présence du milieu granulaire, la mesure de cette grandeur dont la connaissance est essentielle pour la réalisation de simulations réalistes, est difficile. L'étude spécifique de l'influence de la pression sur les grandeurs électriques et physiques a donc pour but final la mise au point d'une méthode d'évaluation de la pression au coeur du plasma d'arc, par observation des profils de raies.

Pour mener à bien cette étude, trois dispositifs expérimentaux ont été réalisés au sein du laboratoire. Chacun de ces dispositifs est destiné à l'étude d'une

manifestation particulière de la pression sur le phénomène d'arc : le confinement de l'arc dans un volume fixé, l'influence d'une surpression au sein de la matière de remplissage sur l'extinction du plasma d'arc du fusible, l'évolution des profils de raies en présence d'une surpression pour un niveau de puissance électrique donné. La synthèse des informations résultant de cette étude se traduit par la formulation d'une méthode d'évaluation de la pression appliquée au plasma d'arc de fusible à partir des transitions Si II.

Le chapitre 1 est consacré à la présentation des fusibles en moyenne tension, en insistant sur les caractéristiques électriques et physiques.

Le chapitre 2 présente les lois physiques applicables pour le diagnostic du plasma d'arc, en particulier pour l'évaluation de la température et de la densité électronique. L'application de ces méthodes est discutée en prenant en compte les mécanismes physiques intervenant dans le mécanisme de coupure, qui sont responsables des écarts par rapport aux hypothèses nécessaires.

Le chapitre 3 rassemble la description des dispositifs utilisés pour le diagnostic des fusibles en moyenne tension d'une part, et les dispositifs mis au point pour l'étude de l'influence de la pression d'autre part. Les résultats issus de ces derniers sont présentés dans le chapitre 4.

Le chapitre 5 est consacré au mécanisme de coupure dans le fusible en moyenne tension ; les thèmes suivants seront détaillés : la vitesse de "burn-back", la caractérisation du rayonnement issu du plasma d'arc, l'évaluation de la température et de la densité électronique au sein du plasma d'arc, l'influence des propriétés du sable de silice sur les mécanismes de dissipation de l'énergie.

Chapitre 1

Le fusible en moyenne tension

Le fusible, placé dans un circuit de distribution électrique a pour rôle d'interrompre les courants de court-circuit créés en amont, et de limiter les effets sur le réseau situé en aval. Cette double fonction fait intervenir simultanément des mécanismes physiques complexes qui ont pour effet de dissiper l'énergie apportée par le courant de court-circuit. Après avoir décrit sommairement les grandeurs caractéristiques des fusibles, les éléments constitutifs et leur influence sur le mécanisme de coupure seront détaillés dans le but de faire la synthèse sur les mécanismes mis en jeu pour :

- l'initiation de l'arc et l'allongement de l'espace interélectrodes ;
- la création d'un canal d'arc et la dissipation de l'énergie depuis la zone de l'arc vers la matière de remplissage ;
- l'extinction de l'arc avec en particulier l'influence des propriétés de la matière de remplissage sur la dynamique de transfert de l'énergie et donc de la coupure.

1.1 Le fusible en moyenne tension

Designation	Symboles	Tensions nominales
Fusible haute-tension	HPC(HBC)	63 kV à 72,5 kV
Fusible moyenne-tension	HPC(HBC)	2,75 kV à 63 kV
Fusible basse-tension	LV	< 1 kV AC
Fusible miniature	---	---

TABLEAU 1.1 – *Classification des types de fusibles. Signification des symboles : HPC = Haut Pouvoir de Coupure, HBC = High Breaking Capacity, LV = Low Voltage (d'après [FAU98]).*

Les fusibles sont classifiés en trois catégories présentées dans le tableau 1.1. Les fusibles de type haute-tension sont définis par des tensions nomi-

nales entre 2,75 kV et 72,5 kV [FAU98]. Les fusibles de type moyenne-tension correspondent au même intervalle de tension nominale avec la limite pour la haute tension située à 63 kV ; leur courant nominal se situe dans l'intervalle depuis 6,3 A jusqu'à 160 A, et ils sont utilisés dans les réseaux à courant alternatif 50 Hz et 60 Hz. Une description plus détaillée est donnée dans [FAU98][MUR99a][WRI97].

1.2 Principe de fonctionnement du fusible

Les processus physiques intervenant dans le mécanisme de coupure des fusibles sont étroitement liés aux propriétés des éléments constitutifs présentés ci-après.

1.2.1 Caractérisation des éléments constitutifs

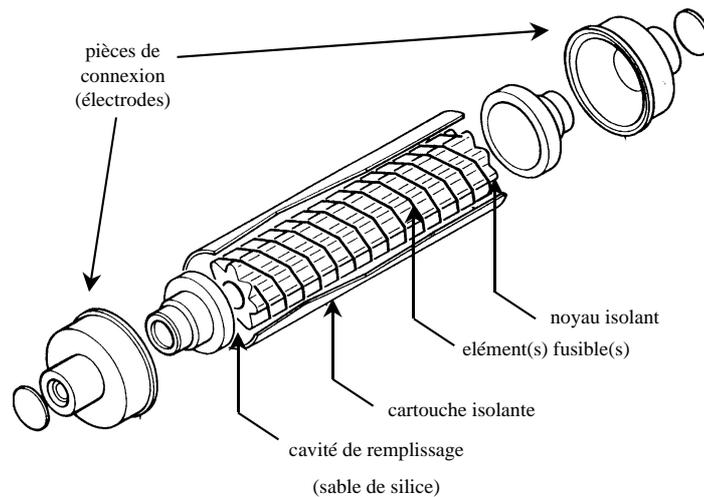


FIGURE 1.1 – Fusible moyenne tension de type industriel.

Les fusibles en moyenne tension sont constitués de cinq éléments principaux (Figure 1.1) :

1. **L'élément fusible** : il se présente sous la forme d'un ou plusieurs rubans métalliques munis d'un nombre spécifique de sections réduites (ou encoches) qui sont régulièrement réparties sur le ruban et dont la forme dépend de la coupure à réaliser. Le matériau utilisé est caractérisé par une très bonne conductivité thermique et électrique (de l'argent en général).
2. **Les pièces de connexion (ou électrodes)** : ce sont les pièces métalliques parfaitement conductrices situées aux deux extrémités du ruban

fusible. Elles sont caractérisées par une grande résistance mécanique et une étanchéité maximum destinées à maintenir la surpression créée par l'arc.

3. **Le noyau** : il se présente sous la forme d'un cylindre entouré d'ailettes sur lequel est enroulé l'élément fusible en hélice. Il est constitué par un matériau isolant.
4. **La cartouche (ou enveloppe)** : elle est constituée d'un matériau isolant qui doit être mécaniquement très résistant en raison de la surpression créée par l'arc, et thermiquement résistant en raison de l'élévation de la température. Le volume non occupé par le noyau et l'élément est rempli par la matière de remplissage. De plus, elle protège l'élément fusible lors des manipulations.
5. **La matière de remplissage** : c'est généralement du sable de silice très pur, de granulométrie et de masse volumique de compactage contrôlées. Son rôle est de dissiper l'énergie emmagasinée par l'arc et d'assurer l'extinction. Ses propriétés et leurs influences sur le mécanisme de coupure seront détaillées dans les sections 1.3 et 1.4.

1.2.2 Spécifications des fusibles

Les spécifications des fusibles sont définies à partir des paramètres électriques suivants ([MUR99a]) :

Courant nominal (I_n)

Valeur efficace du courant que peut supporter le fusible de façon continue sans aucune modification de ses caractéristiques.

Courant minimal de coupure (I_{min})

Valeur minimale du courant susceptible de provoquer l'extinction. Il est généralement compris entre $2I_n$ et $6I_n$.

Tension de coupure (U_c)

Tension crête qui apparaît aux bornes du fusible lors du fonctionnement.

Courant coupé limité ou courant crête (I_c)

Valeur instantanée maximale du courant atteinte pendant la coupure.

Courant présumé (I_p)

Valeur du courant obtenue sans la présence du fusible dans le circuit.

Pouvoir de coupure (I_{max})

Valeur maximale du courant présumé de défaut que le fusible est capable d'interrompre sans manifestation extérieure.

Tension de rétablissement (U_r)

Valeur efficace de la tension qui apparaît aux bornes du fusible après interruption du courant de défaut

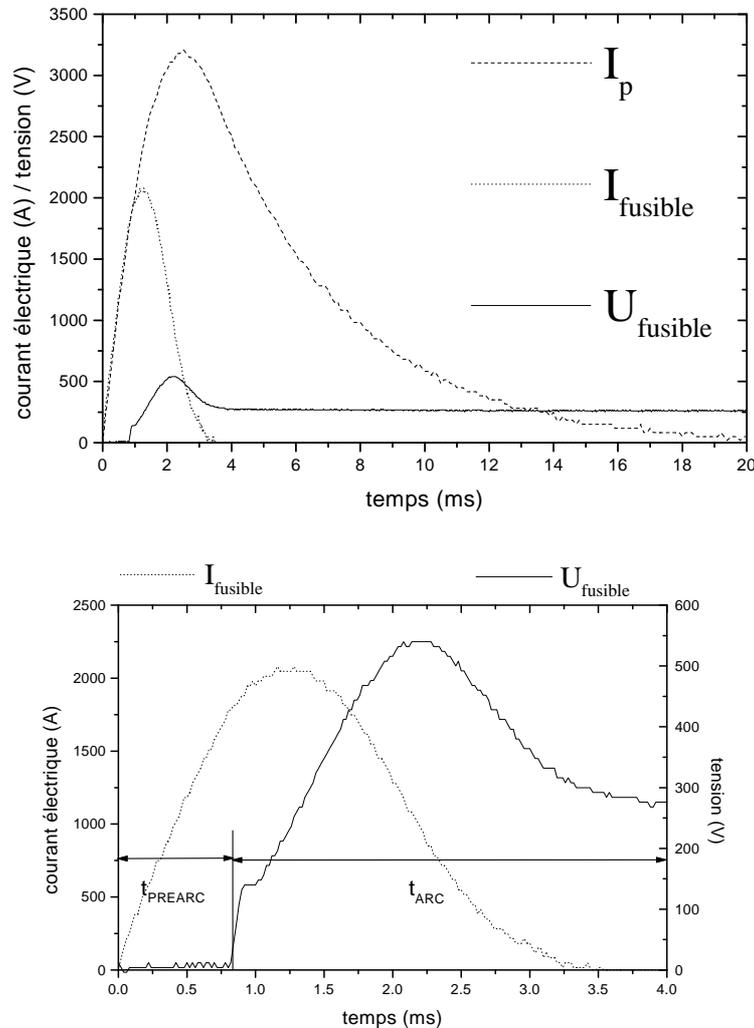


FIGURE 1.2 – Illustration du rôle du fusible : interruption du courant de défaut présumé I_p , et évolution du courant $I_{fusible}$ induit par le fusible et de la tension $U_{fusible}$ aux bornes du fusible. La somme des durées des deux régimes de fonctionnement définit la durée totale de fonctionnement : $t_{TOT} = t_{PREARC} + t_{ARC}$. Les caractéristiques sont issues de tests réalisés au laboratoire.

Contrainte thermique ($I^2.t$)

La contrainte thermique est l'intégrale par rapport au temps du carré du courant instantané qui traverse le fusible depuis l'application du courant de défaut jusqu'à l'extinction. Elle représente l'intégrale de la valeur instantanée

du courant :

$$I^2 \cdot t = \int_0^t i^2 \cdot dt \quad (1.1)$$

L'utilité de la contrainte thermique est double :

- étant donné que le rôle du fusible est de court-circuiter un courant de défaut aussi rapidement que possible, cette grandeur illustre cette capacité de coupure dans la mesure où elle intègre les informations relatives à la forme et à l'amplitude maximum de l'onde de courant à interrompre ;
- dans la pratique, les industriels présentent une valeur $I^2 \cdot t$ pour chacun des régimes de fonctionnement du fusible (c'est à dire pour les temps de préarc et d'arc) : ce couple de valeurs constitue des critères de choix du fusible à insérer dans un circuit en fonction des paramètres de défaut.

1.2.3 Régimes de fonctionnement du fusible

La figure 1.2 montre les évolutions des grandeurs électriques caractéristiques de la coupure $I_{fusible}$ et $U_{fusible}$ en fonction du temps, à partir desquelles nous définissons deux phases de fonctionnement :

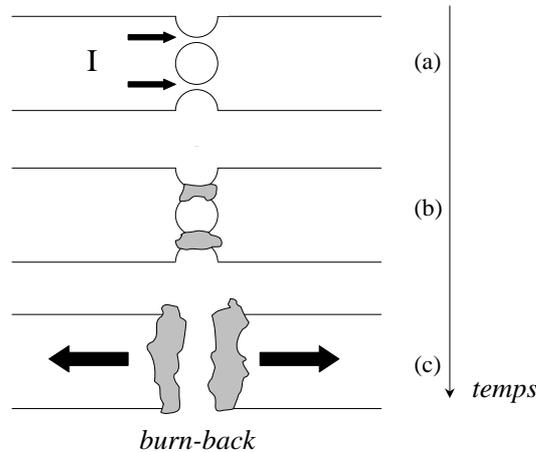


FIGURE 1.3 – *Etapes de création de l'arc : (1) échauffement de l'élément fusible par passage du courant ; (2) fusion puis vaporisation de l'élément fusible au niveau des points de plus grande résistance ohmique ; (3) création de l'arc et accroissement de l'espace interélectrodes ("burn-back").*

1.2.3.1 Régime de préarc

Le régime de préarc ou temps de préarc (t_{PREARC}) est la période comprise entre l'instant d'application du courant à interrompre et la formation d'un arc électrique au niveau des sections réduites de l'élément fusible.

Supposons que l'intensité du courant qui traverse l'élément fusible est inférieure au courant nominal. Le passage du courant induit une augmentation de la température des éléments constitutifs du fusible : la dissipation de l'énergie libérée s'effectue en direction de la matière de remplissage d'une part, et en direction des pièces de connexion d'autre part. L'énergie dissipée et l'énergie injectée sont du même ordre de grandeur, ce qui engendre l'établissement d'un état d'équilibre pour lequel aucune des propriétés des différents éléments constitutifs n'est modifiée.

Si l'intensité du courant qui traverse l'élément fusible est supérieure au courant nominal, l'équilibre cesse : bien que l'énergie électrique injectée entraîne une augmentation de la température de l'ensemble des éléments du fusible, les mécanismes de dissipation de l'énergie ne compensent plus l'élévation de la température. C'est pourquoi l'élément fusible va s'échauffer, en particulier dans les zones où la résistance ohmique est la plus grande : ces zones coïncident avec les sections réduites (ou encoches) réparties sur l'ensemble de l'élément fusible. L'élévation de la température provoque la fusion du métal au niveau des sections réduites et donc la rupture de l'élément fusible. Le temps de préarc est donc le temps nécessaire pour que le passage du courant à travers l'élément fusible implique la fusion et la vaporisation du métal, ce qui aboutit à la création d'un arc entre les deux brins dissociés de l'élément fusible.

Ce temps de préarc dépend donc principalement de deux types de paramètres :

1. **Les propriétés des éléments constitutifs** : le temps nécessaire à l'élévation de la température depuis la température ambiante jusqu'à la température de fusion du métal est fonction de la géométrie des sections réduites (variation de la résistance au passage du courant) et de l'efficacité des transferts thermiques en direction de la matière de remplissage.
2. **La dynamique d'établissement du courant à interrompre** : le temps nécessaire pour atteindre la température de fusion du métal est d'autant plus petit que le courant qui traverse l'élément fusible est grand par rapport à la valeur d'équilibre ; il dépend donc de la rapidité avec laquelle le niveau de courant augmente, ce qui est représenté par la grandeur : di/dt .

Ce temps de préarc est typiquement de l'ordre de $0,85\text{ms}$ pour un test avec une tension de charge de l'ordre de 460V , et pour un élément fusible en argent (dont les caractéristiques sont données dans le chapitre 3). Le courant maximal atteint 2000A . Ces valeurs correspondent aux ordres de grandeur obtenus pour une forte surcharge qui est le domaine de fonctionnement examiné dans cette étude.

1.2.3.2 Régime d'arc

Le régime d'arc ou durée d'arc (T_a) succède au régime de préarc dès l'apparition de l'arc. Cet instant correspond à l'accroissement rapide de la tension aux bornes du fusible (Figure 1.2).

Le nombre d'arcs créés dépend du nombre de sections réduites présentes en série sur l'élément fusible. Si plusieurs encoches sont présentes, les arcs créés au niveau de chacune d'entre elles fusionnent et forment un arc global de dimension comparable à la largeur de l'élément fusible (Figure 1.3). Les phénomènes de fusion et de vaporisation du métal se poursuivent suivant deux directions opposées vers les électrodes : l'allongement de l'espace interélectrodes en fonction du temps est appelé "burn-back".

L'arc se propage et atteint finalement une longueur pour laquelle la tension du circuit ne suffit plus à le maintenir. Il s'éteint donc et le circuit est interrompu ce qui se traduit par le retour à zéro du courant. La tension qui subsiste aux bornes du fusible doit être suffisamment grande de manière à empêcher toute possibilité de réamorçage.

Une partie de l'énergie électrique injectée sert à la fusion et à la vaporisation du métal de l'élément fusible. L'énergie restante est dissipée en direction de la matière de remplissage dont les propriétés conditionnent l'efficacité des mécanismes de transfert de l'énergie.

Dans nos tests, les temps d'arc sont typiquement de l'ordre de 3,2 ms.

1.2.3.3 Durée totale de fonctionnement

La durée totale de fonctionnement est la somme du temps de préarc et du temps d'arc : elle est de l'ordre de 4 ms.

La durée totale de fonctionnement dépend de la géométrie de l'élément fusible dans la mesure où les mécanismes physiques mis en jeu pendant le régime de préarc conditionnent aussi le régime d'arc. La matière de remplissage joue plusieurs rôles fondamentaux qui sont d'ordre mécanique et énergétique ([TUR73]) :

1. Elle assure la dissipation de la majeure partie de l'énergie électrique injectée : les différents mécanismes physiques qui interviennent sont étroitement liés aux propriétés de la matière utilisée ; ils sont décrits en détail dans la section 1.4.1.2.
2. Elle provoque la condensation des vapeurs métalliques hors de la zone de l'arc et élimine les vapeurs ionisées qui participent au maintien de l'arc.
3. Elle maintient la surpression des gaz produits par la création de l'arc, ce qui facilite son extinction.

Pendant le fonctionnement du fusible, l'arc se développe à l'intérieur d'un canal dont les dimensions (largeur et épaisseur) sont au moins égales à celles de l'élément métallique. Mais en raison de la surpression engendrée par la création

de l'arc d'une part, et en raison des phénomènes de diffusion et de conduction d'autre part, les dimensions du canal évoluent au cours de l'extinction : il se forme donc une cavité interne entourée par un mélange de silice fondue et de grains de sable de silice plus ou moins érodés par les transferts thermiques. Après extinction de l'arc, ce mélange constitué de métal fondu, de silice fondue et de grains de silice encore solides se solidifie en un amas appelé fulgurite.

1.3 Création et extinction de l'arc de coupure dans le fusible

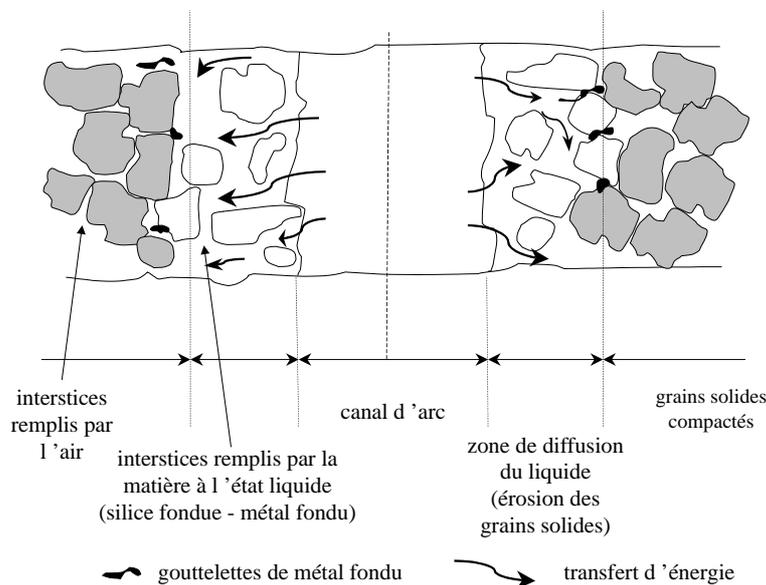


FIGURE 1.4 – Schéma du canal d'arc (d'après [GNA80]) : dissipation de l'énergie électrique depuis le canal d'arc en direction du sable de silice.

Les mécanismes physiques mis en jeu sont de différentes natures, et la simultanéité de leurs effets rend le mécanisme global de la coupure complexe. Les sections ci-après détaillent certaines des étapes dans le fonctionnement du fusible de manière à montrer l'influence des propriétés des éléments constitutifs sur l'extinction de l'arc. Ces mécanismes de transfert d'énergie gouvernent à la fois la création de l'arc et son allongement, et la dissipation de l'énergie vers la matière de remplissage.

1.3.1 Mécanismes physiques mis en jeu dans la création du plasma d'arc

L'arc est créé au niveau des sections réduites par élévation de la température en raison de l'effet Joule. Deux facteurs conditionnent la rapidité avec laquelle le pont fondu est créé (pour un niveau de courant donné) : la section des encoches, et la variation de la résistivité en fonction de l'élévation de la température. Pour un courant de défaut donné, la section des encoches conditionne la densité de courant et donc le flux d'énergie électrique disponible pour la fusion du métal. L'évolution des résistivités en fonction de la température est problématique dans la mesure il n'existe que peu de données, et souvent pour des intervalles de variation de la température réduits. Dans le cas de l'argent, il existe un facteur 2,1 entre la valeur de résistivité obtenue pour l'état solide à la température de fusion, et la valeur à l'état liquide [IID93]. Les fulgurites obtenues après extinction montrent que l'argent est présent sous trois formes recondensées (section 1.3.3) :

- sous la forme de **gouttelettes liquides** : ces gouttelettes resolidifiées sont visibles en périphérie de la fulgurite, en particulier dans les parties latérales qui sont de part et d'autre de la zone centrale coïncidant avec les sections réduites ; elles sont également présentes à l'interface entre l'élément métallique solide et les extrémités de la fulgurite ;
- sous la forme de **fines particules** : elles sont concentrées à la périphérie de la fulgurite adjacente aux grains de sable de silice solides ;
- sous la forme de **vapeurs métalliques** : ces vapeurs métalliques issues de la création du plasma d'arc se recondensent sur la surface des grains solides.

La création de l'arc est considérée comme un processus adiabatique dans lequel l'énergie affluant sur la section de l'électrode sert intégralement à l'érosion de l'élément métallique [LEA73]. Les tests présentés dans le chapitre 5 montrent que les valeurs de $I^2.t_{PREARC}$ sont dépendantes des deux paramètres étudiés : la masse volumique et la granulométrie moyenne du sable de silice sont deux facteurs influençant les échanges thermiques dans la mesure où elles conditionnent le nombre et la surface des contacts intergrains, et le volume des interstices.

Le plasma d'arc est créé par fusion puis vaporisation de la silice principalement. Les acquisitions spectrales où le rayonnement est intégré depuis la zone centrale coïncidant avec les sections réduites, montrent l'existence de raies argent neutre. Le plasma créé, dont le volume peut être assimilé à celui de la cavité interne de la fulgurite, est donc composé de trois espèces issues de la décomposition de la silice et de l'érosion de l'élément métallique.

Élément d'origine	Élément décomposé	Degré d'ionisation	Zone de l'arc
SiO ₂	Si	<i>I – II</i>	Cœur de l'arc
	O	<i>I</i>	Cœur de l'arc
Ag	Ag	<i>I</i>	Périphérie

TABLEAU 1.2 – *Espèces présentes dans le plasma d'arc.*

Ces espèces sont (Tableau 1.2) : le silicium principalement, l'argent et l'oxygène. Le volume lié à la création du plasma et à la diffusion de la matière liquide évolue depuis le temps de préarc jusqu'à 2,5 *ms* environ (chapitre 5). Pour les tensions de charge et la géométrie des éléments fusibles utilisés dans nos tests, les dimensions du volume global sont les suivantes :

- longueur : de l'ordre de 20 *mm* ;
- largeur : assimilée à la largeur de l'élément fusible soit 5 *mm* ;
- épaisseur : l'épaisseur interne (correspondant à la colonne d'arc) peut être assimilée à l'épaisseur du canal interne de la fulgurite soit 1 *mm* environ. L'épaisseur externe est maximum au niveau de la zone centrale coïncidant avec les encoches : elle est de l'ordre de 5 *mm*.

Plusieurs modèles décrivent le régime d'arc et les grandeurs électriques associées (en particulier les caractéristiques courant-tension) [GNA80] [WRI76] : ce sont des modèles expérimentaux définissant un certain nombre de paramètres arbitraires ; ils s'inspirent en grande partie des résultats de Daalder [DAA83] [DAA81]. Quel que soit le type de raisonnement, il n'y a aucune prise en compte de la forme des grains de sable de silice et de la pression sur les mécanismes thermodynamiques.

1.3.2 Définition et caractérisation du "burn-back"

Le "burn-back" correspond à l'érosion des deux parties métalliques de l'élément fusible au cours de l'extension de l'arc. L'évolution de l'espace interélectrodes pendant le régime d'arc est fonction de deux paramètres principalement ([DAA81]) :

- **la densité de courant** : le courant qui traverse une section donnée du métal de l'électrode apporte l'énergie nécessaire à l'érosion de l'électrode ; la vitesse de "burn-back" varie linéairement en fonction de la densité de courant ;
- **le temps de préchauffage** : en plus de l'énergie reçue par la surface de l'électrode, la vitesse de "burn-back" est influencée, en particulier pour les fortes valeurs de densité de courant, par le temps pendant lequel la partie de l'élément fusible, hors sections réduites, est préchauffée par effet Joule ; la prise en compte de ce temps de préchauffage induit des écarts par rapport à la linéarité.

Le flux de puissance qui arrive sur la section de l'électrode est la somme de deux composantes ([WRI76]) : le flux électrique, avec en particulier le bombardement ionique qui arrive sur la surface de la cathode et le bombardement des électrons à la surface de l'anode, et le flux de rayonnement issu de la colonne d'arc. Cette dernière composante est généralement négligée en raison de l'absence de données (théoriques et expérimentales). Une évaluation de ce flux de puissance (chapitre 5) montre que les valeurs ne sont pas négligeables et sont de l'ordre de 10^{10} à 10^{11} *Watt/sr.m²*. Pour des temps d'arc très courts, le préchauffage par effet Joule est négligeable : la variation de la vitesse de "burn-back" en fonction de la densité de courant est donc linéaire [DAA81].

Création de l'arc	
Création du plasma d'arc	
	<ul style="list-style-type: none"> • Effet Joule • Fusion et vaporisation du métal • Fusion et vaporisation de la silice • Conduction par rayonnement • Conduction par contacts intergrains • Surpression
"Burn-back"	
	<ul style="list-style-type: none"> • Fusion et vaporisation des électrodes
Formation de la fulgurite	
	<ul style="list-style-type: none"> • Convection dans les interstices (négligeable) • Conduction par rayonnement • Conduction par contacts intergrains • Fusion et vaporisation de la silice • Diffusion de la matière liquide • Erosion des grains solides par diffusion de la matière liquide • Surpression

TABLEAU 1.3 – *Synthèse sur les mécanismes physiques de transfert de l'énergie pour chacun des trois phénomènes : la création de l'arc et du plasma d'arc, le "burn-back", et la formation de la fulgurite.*

1.3.3 Formation de la fulgurite

La fulgurite est le produit résultant de l'évolution de la colonne d'arc au cours de l'extinction. Elle se présente sous la forme d'un agglomérat associant le métal fondu issu de l'érosion de l'élément fusible, la silice à l'état liquide

et des grains de silice non fondus en périphérie. Chacun de ces composants se resolidifie en raison des transferts d'énergie depuis la colonne d'arc en direction de la matière de remplissage ; le refroidissement qui se prolonge après l'extinction totale de l'arc aboutit à la formation d'un amas solide ou fulgurite. La structure et la formation de la fulgurite ont fait l'objet de nombreuses études dans la mesure où la plus grande partie de l'énergie électrique injectée est dissipée en direction de la matière de remplissage [LAK78] [DAA83] [GNA80].

Evolution de la colonne d'arc

L'évolution de la colonne d'arc résulte des mécanismes de dissipation de l'énergie. La colonne d'arc ou lumen évolue en fonction de [GNA80] :

1. L'évaporation des vapeurs de silice produites par contact entre les couches solides de sable de silice et l'arc.
2. La fusion des couches de silice localisées immédiatement après celles qui sont en contact direct avec l'arc.
3. La fusion des grains de silice entre eux ce qui forme une épaisseur continue de silice fondue ; l'air emprisonné dans les interstices est chassé vers les zones périphériques ; ce mouvement des masses d'air repousse les limites de la colonne de silice fondue.
4. La condensation des vapeurs d'argent et de silice à la surface des grains solides dans les zones les plus externes ; ce mécanisme s'accompagne d'un échange de chaleur en direction des grains solides.

L'extension du lumen est donc représentée par l'évolution du volume de silice fondue au cours de l'extinction. En début de régime d'arc, le volume de silice fondue est peu important puisque la majeure partie de l'énergie est utilisée dans l'érosion de l'élément fusible d'une part, et l'énergie qui est dissipée en direction de la matière de remplissage est directement captée par les grains en contact avec l'arc ce qui entraîne la vaporisation partielle des grains de silice d'autre part. Plus tard dans le régime d'arc, étant donné qu'une énergie plus importante est injectée, le flux d'énergie disponible par unité de surface augmente et ce sont les processus (2) à (4) qui deviennent prépondérants.

Structure de la fulgurite

La figure 1.5 est un exemple de fulgurite obtenue au cours de nos tests. Les illustrations sont des coupes transversales suivant l'épaisseur. Elles représentent différentes zones de la fulgurite :

Illustration 1 :

C'est une vision globale de la fulgurite sectionnée suivant l'épaisseur. On distingue nettement trois zones : la périphérie où les particules métalliques sont présentes sous la forme d'oxyde métallique, et se répartissent entre les grains solides ; la zone intermédiaire constituée de grains solides érodés par

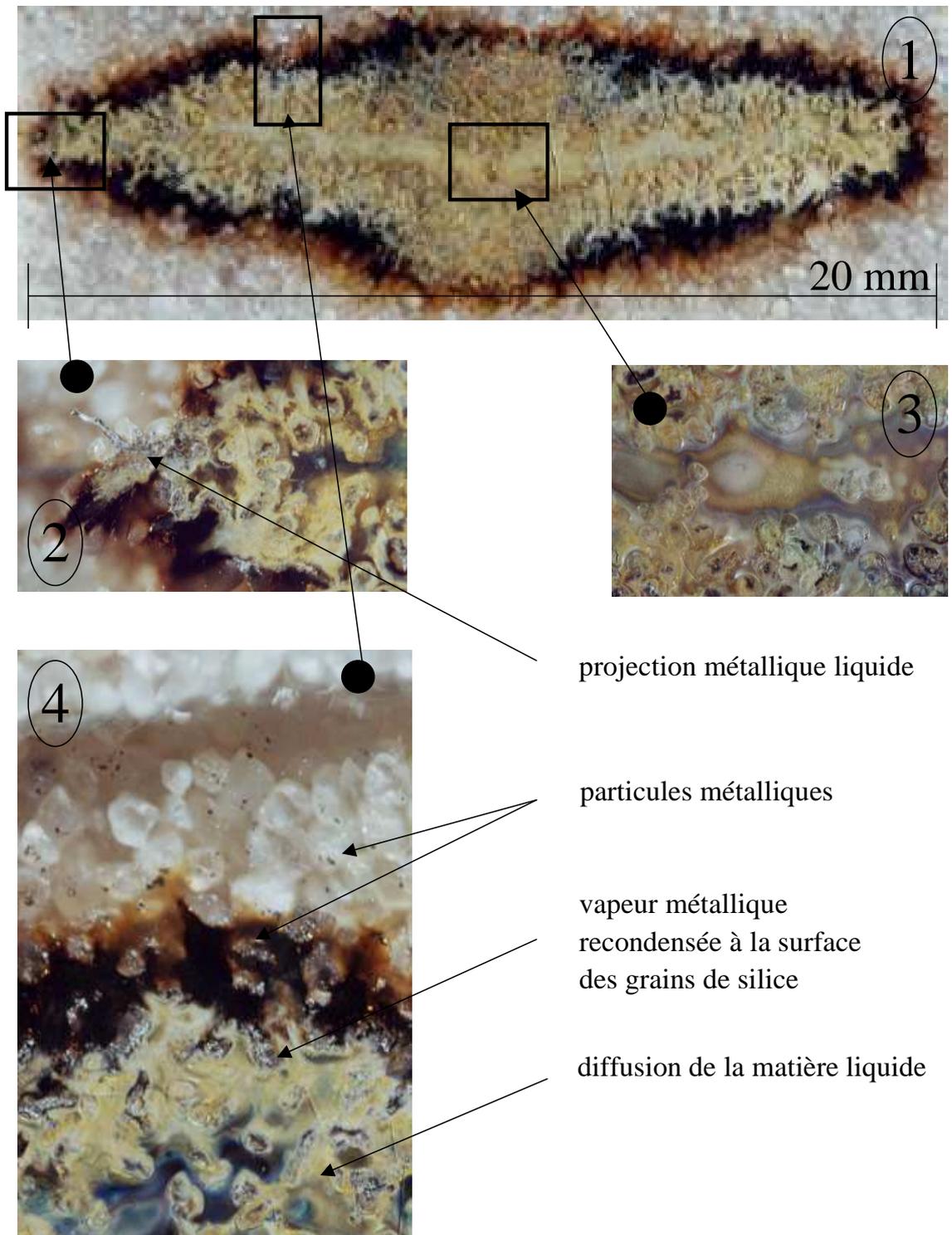


FIGURE 1.5 – *Détail de la structure de la fulgurite.*

la diffusion de silice fondue qui occupe les interstices (à la place de l'air) ; la zone centrale qui correspond au canal d'arc d'épaisseur faible par rapport à la dimension globale de la fulgurite.

Illustration 2 :

C'est un agrandissement de l'interface entre l'élément fusible et l'extrémité de la fulgurite. L'érosion de l'élément fusible entraîne la fusion de l'argent qui est éjecté sous forme de gouttelettes liquides : cette diffusion de liquide est particulièrement visible sous la forme d'une projection diffuse en direction de la matière de remplissage.

Illustration 3 :

Elle représente le canal d'arc dans une zone coïncidant avec les sections réduites avant fonctionnement du fusible. Aucune trace de métal n'est visible, ce qui confirme la diffusion du métal depuis le centre de la fulgurite vers la périphérie. Des grains sont présents en nombre limité : leur forme est arrondie en raison de l'usure superficielle due à la diffusion de silice liquide et à la propagation de la chaleur. La présence de grains solides à l'intérieur du canal d'arc montre l'existence de turbulences intenses (figure 5.2).

Illustration 4 :

Cette représentation de la zone périphérique de l'arc montre la présence de métal sous trois formes distinctes : les vapeurs recondensées à la surface des grains solides, les particules d'oxyde métallique réparties sur le contour de la fulgurite, les gouttelettes insérées entre les grains solides dans les interstices en dehors du volume de la fulgurite.

1.4 Synthèse sur l'état des connaissances relatives aux grandeurs électriques et physiques du mécanisme de coupure dans les fusibles

La compréhension des phénomènes physiques qui interviennent dans le mécanisme de coupure implique la connaissance de deux types de grandeurs :

Les grandeurs électriques et géométriques

Les grandeurs électriques sont principalement représentées par les caractéristiques courant-tension. A partir de ces enregistrements, il est possible de déduire toutes les autres grandeurs nécessaires : l'énergie électrique injectée, les contraintes thermiques des régimes d'arc et de préarc, la puissance électrique dissipée dans le dispositif de coupure. Les mesures géométriques concernent la

caractérisation de la fulgurite et du canal d'arc : les évolutions temporelles sont corrélées avec les grandeurs précédentes.

Les grandeurs physiques

Dans le but de réaliser des simulations complètes du mécanisme de coupure, il est nécessaire de prendre en compte l'évolution des grandeurs physiques au cours de l'extinction de l'arc. Trois grandeurs sont indispensables à la modélisation physique : la **température** au sein de la colonne d'arc et en périphérie, la **densité électronique**, la **pression**. Ces trois grandeurs influent simultanément sur les mécanismes de transfert de l'énergie, donc sur la réalisation de l'extinction de l'arc. De nombreux paramètres dépendent directement de ces trois grandeurs : la conductivité électrique de la colonne d'arc, la densité des porteurs de charges, la viscosité de la matière liquide sont parmi les plus importants. Il existe peu de données sur ces trois grandeurs car la réalisation de dispositifs de mesure adaptés est problématique.

1.4.1 Paramètres électriques et grandeurs macroscopiques

Les paramètres électriques sont les mesures les plus facilement accessibles : il existe donc de nombreuses références qui présentent l'influence de la géométrie et de la nature des éléments fusibles sur les régimes de préarc et d'arc. Ces acquisitions sont nécessaires pour l'analyse des mécanismes de formation des fulgurites et leur structure.

1.4.1.1 Géométrie des éléments fusibles et configuration des sections réduites

Les éléments fusibles sont l'objet de deux types d'étude. Les expérimentations fournissent des informations sur l'influence de leurs spécificités sur les caractéristiques courant-tension des régimes de préarc et d'arc. Les paramètres pris en compte sont : les dimensions et le nombre des éléments fusibles [LEE99] ; la forme, le nombre et la distribution des sections réduites sur l'élément fusible [CWI93]. Ces paramètres sont parfaitement maîtrisés car ils influent directement sur la capacité d'un fusible à interrompre un courant de défaut.

La prise en compte des spécificités des éléments fusibles est plus problématique lors de la réalisation de simulations : le régime de préarc est considéré comme un processus adiabatique [WRI76], ce qui signifie que les transferts de chaleur en direction de la matière de remplissage ne sont pas pris en compte. Or, comme il sera montré dans le chapitre 5, les propriétés de la matière de remplissage influent au second ordre sur le $I^2.t$ de préarc, ce qui est mentionné dans [LAK78].

1.4.1.2 Rôle de la matière de remplissage

La matière de remplissage est le support de la dissipation de la plus grande partie de l'énergie électrique injectée dans le fusible pendant le mécanisme de coupure, ce qui en fait un composant essentiel.

Les observations concernent en particulier quatre paramètres :

La nature de la matière de remplissage

Paramètre	SiO ₂	Al(OH) ₃	TiO ₂	B ₂ O ₃	ZnO	Acide borique
Energie d'arc (kJ)	46,72	42,50	30,13	42,58	28,74	30,18
$I^2.t$ arc ($10^3 A^2.s$)	34,17	70,06	132,22	75,05	135,40	72,01
Résistance post-arc ($M\Omega$)	> 100	0,075	0,8	> 100	0,4	0,8
Tension d'arc maximale (kV)	9,888	7,752	7,200	7,992	6,136	7,968
Interruption du courant	oui	non	non	non	non	oui

TABLEAU 1.4 – Influence de la nature de la matière de remplissage sur les caractéristiques de coupure. Paramètres des tests [SAQ99d] : tension de charge de 6 kV, courant de défaut de 50 Hz, 4 kA. Tous les milieux granulaires testés sont de granulométrie identique.

De nombreux milieux granulaires ont été testés ; ils se présentent souvent sous la forme d'oxyde [SAQ99d]. Le but est de déterminer quel type de matière est caractérisé par un haut pouvoir de coupure. Le tableau 1.4 montre que le sable de silice est, dans le cas du fusible HBC, le milieu granulaire le mieux adapté pour interrompre des courants de défaut importants :

- l'énergie électrique dissipée est la plus importante ;
- le $I^2.t$ pour le régime d'arc est le plus petit ce qui montre la rapidité à interrompre le courant de défaut ;
- la résistance post-arc tend vers l'infini ;
- la tension résiduelle aux bornes du fusible après fonctionnement est la plus grande, ce qui diminue les risques de réamorçage.

Dans le cas du sable de silice, une part importante de l'énergie injectée est dissipée en direction de la matière de remplissage à travers les interstices. Cette capacité du sable de silice à dissiper la chaleur plus rapidement que les autres matières le rend nettement plus efficace pour l'interruption des courants de défaut importants. Enfin, le sable de silice apparaît comme le seul matériau capable à la fois de comprimer l'arc et donc de réduire l'expansion du canal de plasma, et d'assurer efficacement la dissipation de l'énergie.

La pureté chimique du sable de silice

Le sable de silice utilisé est généralement d'une grande pureté chimique. Les éventuelles impuretés peuvent en effet engendrer des diminutions plus ou moins importantes de la conductivité thermique [REI76], et donc réduire la capacité de transfert d'énergie du sable de silice. Les impuretés sont présentes en grande partie sous la forme d'oxyde qui seront détaillés dans le chapitre 3.

Sable de silice compact - Sable de silice granulaire

Le sable de silice favorise l'extinction de l'arc en comprimant la colonne d'arc ce qui limite son expansion spatiale. Dans le but d'augmenter cette compression, il est possible d'ajouter au milieu granulaire un agent liant qui diminue la porosité du milieu. Cette diminution de la porosité engendre deux conséquences : elle augmente la surpression sur l'arc et donc le retour vers un état non ionisé de la colonne, ce qui favorise l'extinction ; en raison du confinement supérieur des gaz produits, la pression augmente sensiblement et génère des contraintes thermiques d'arc de valeur inférieure [LIP76].

Le sable de silice compact est donc adapté pour interrompre de forts courants de défaut, mais son efficacité devient mauvaise dans le cas de faibles défauts. C'est pourquoi le sable de silice sous forme granulaire est généralement utilisé en moyenne tension.

La granulométrie moyenne - La masse volumique du sable compacté

Le sable de silice, comme tout autre matériau granulaire, peut être caractérisé à l'aide de deux paramètres :

1. La granulométrie moyenne : elle définit la distribution de la taille des particules du milieu granulaire.
2. La masse volumique du sable compacté : elle correspond à la quantité de sable de silice par unité de volume, obtenue après une procédure de compactage donnée.

Ces propriétés seront illustrées dans les chapitres 3 et 5.

La conception d'un fusible se focalise principalement sur la mise au point de deux paramètres : l'élément fusible dont les caractéristiques conditionnent la création de l'arc de coupure, et le sable de silice dont les propriétés conditionnent l'efficacité des mécanismes de dissipation de l'énergie. L'action du sable de silice dans le mécanisme d'extinction de l'arc se résume en cinq points principaux [TUR73] :

1. Dissipation d'une partie de l'énergie de l'arc par fusion des grains en contact avec l'arc.
2. Formation d'un canal de silice fondue qui contient l'arc à l'intérieur du volume solide, ce qui empêche la jonction des arc initiés si plusieurs séries de sections réduites sont présentes.
3. Etant donné que la silice liquide diffuse dans les interstices, la pression due à la création de l'arc est renforcée par la surpression exercée par les parois du canal de silice fondue.
4. Augmentation de la conductance ce qui limite l'effet des éventuels transitoires.

5. Isolation partielle de la cartouche contre les chocs mécaniques et thermiques.

L'action de la matière de remplissage dépend donc de la surface de contact avec l'arc et des zones de contact entre les grains : la dissipation du flux de puissance (W/m^2) dépend des deux types de contact, et la dissipation par conduction thermique ($W.K^{-1}.m^{-1}$) dépend des surfaces de contact intergrains. L'influence de ces paramètres est montrée dans le chapitre 5 en tenant compte de la granulométrie moyenne et de la masse volumique du sable compacté.

1.4.1.3 Conductivité thermique des milieux granulaires

La dissipation de l'énergie par conduction thermique semble représenter une part relativement importante du transfert total. Mais les propriétés de conduction de la chaleur des milieux granulaires sont mal connues. La plupart des études montre qu'il est possible de quantifier précisément les échanges dans le cas d'empilement de sphères parfaites : dans cette configuration, il est possible, à l'aide d'un formalisme mathématique complexe, de définir le nombre de contacts, les surfaces d'échanges et les transferts d'énergie en tenant compte des répartitions mutuelles des particules [OKA97].

Dans le cas d'empilement de particules de formes quelconques, telles que les grains de sable de silice, il n'est pas possible d'appliquer les modèles précédemment cités car il est impossible de définir le nombre de contacts pour une particule donnée en raison du caractère aléatoire de la forme des grains. Dans ce cas, l'approche consiste à ne considérer qu'une unité de volume, et à définir le nombre moyen de contacts à l'aide de la taille moyenne des particules. Cette approche est illustrée dans [BOT89] par la présentation de plusieurs méthodes de calcul. Il est montré que les mécanismes suivants doivent être pris en compte :

- conduction à travers la phase solide ;
- conduction à travers les surfaces de contact entre particules voisines ;
- transfert par rayonnement entre deux surfaces solides adjacentes ;
- transfert par rayonnement dans les interstices adjacents ;
- conduction à travers l'épaisseur vaporisée en surface des particules ;
- conduction à travers les vapeurs insérées dans les interstices.

Pour évaluer ces modes de transfert dans le cas de l'extinction du plasma d'arc dans le fusible, il est nécessaire de connaître les proportions de matière à l'état solide, liquide, et gazeux qui évoluent au cours de la coupure, ainsi que l'évolution de la pression qui agit directement sur les propriétés de conduction du milieu granulaire.

1.4.1.4 Connaissance des grandeurs physiques. Justification de l'analyse du phénomène de coupure par spectroscopie atomique d'émission.

Il a été montré que pour la réalisation de simulations réalistes, il est nécessaire de connaître l'évolution des grandeurs qui agissent sur les mécanismes de dissipation de l'énergie : la température au sein du plasma d'arc et en périphérie, la densité électronique (et éventuellement la densité des autres porteurs de charges), et la pression. C'est pourquoi des études expérimentales ont cherché à accéder à ces trois grandeurs par spectroscopie atomique d'émission : c'est un moyen d'analyse non destructif et non perturbateur.

Deux méthodes de collection du rayonnement issu du plasma d'arc sont réalisables : par insertion d'une fibre optique au niveau des sections réduites (zone la plus chaude du plasma) [CHE94] [BAR91] [SAQ99a] [SAQ99c], ou par intégration directe du rayonnement grâce à un boîtier fusible adapté [CHI76]. Les ordres de grandeurs divergent particulièrement dans le cas de la température, tandis que les densités électroniques sont semblables.

Les mesures de pression sont réalisées à l'aide de capteurs piézo-électriques qui transforment la pression en charge électrique. Le capteur est inséré à travers la matière de remplissage au plus près des sections réduites [SAQ99b] [MUR99a]. Une épaisseur de sable de silice est donc intercalée entre la zone d'encoches et le capteur pour réduire les risques de destruction.

Température au sein du plasma d'arc

Deux évolutions de la température au sein du plasma d'arc sont observées :

1. **Température constante** au cours de l'extinction [CHE94] [BAR91] [CHI76] : Barrow et Howe [BAR91] obtiennent une valeur de l'ordre de 7000 K pour toute la durée de l'arc de coupure (Tension de charge : 250 V ; courant de défaut : 600 A).

Chikata [CHI76] obtient 20000 K pour une durée d'arc de 3 ms (Tension de charge : $1,3\text{ kV}$; courant de défaut : 1 kA).

Cheim et Howe obtiennent deux tendances contradictoires : de l'ordre de 25000 K à partir des rapports de raies SiII/SiIII, et une décroissance depuis 20000 K jusqu'à 12000 K à partir des rapports de raies SiII/SiII. Ce désaccord est lié à l'utilisation de raies issues du silicium dans deux états d'ionisation différents ce qui impose de supposer l'existence de l'équilibre thermodynamique.

2. **Température décroissante** au cours de l'extinction : Saquib et Stokes [SAQ99a] observent une décroissance depuis 21000 K jusqu'à 15000 K pour une durée d'arc de 4 ms , à partir des raies silicium ionisé une fois (Tension de charge : 6 kV ; courant de défaut : $1,4\text{ kA}$).

Les ordres de grandeur différents et les évolutions différentes illustrent la difficulté à collecter le rayonnement issu du plasma d'arc et à appliquer les

méthodes de diagnostic par spectroscopie. Les valeurs constantes au cours de l'extinction semblent peu réalistes dans la mesure où le rôle du fusible est de dissiper l'énergie électrique apportée par le courant de défaut.

Densité électronique au sein du plasma d'arc

Les évaluations de la densité électronique convergent vers des valeurs de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} . Chikata [CHI76] obtient des valeurs proches de $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, et Saquib et Stokes [SAQ99c] obtiennent les mêmes ordres de grandeur avec une valeur maximum de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ces estimations sont obtenues en supposant que les profils de raies sont élargis par effet Stark.

Pression dans l'arc

Il n'existe que peu d'informations sur la valeur de pression dans l'arc au cours de l'extinction de l'arc, bien que cette grandeur soit fondamentale dans la réalisation de modèles décrivant le phénomène de coupure. Saquib et Stokes [SAQ99b] utilisent des capteurs mécaniques associés à des transducteurs et donnent les valeurs maximales atteintes au cours de l'extinction : depuis $1,6 \text{ MPa}$ pour un courant de défaut de 1 kA , jusqu'à $5,5 \text{ MPa}$ pour un courant de défaut de 4 kA . Ils montrent que le maximum atteint coïncide avec le maximum de puissance électrique, à un léger décalage près.

Les mesures réalisées au laboratoire [MUR99a] à l'aide de capteurs semblables positionnés verticalement à faible distance de la zone des encoches (10 mm), montrent que les maxima coïncident avec le maximum de puissance électrique : les valeurs sont de l'ordre de $1,5 \text{ MPa}$, et elles sont du même ordre de grandeur que celles de Saquib et Stokes [SAQ99b].

Etant donné le procédé technique utilisé dans les deux cas, la mesure donne une valeur de pression atteinte à une distance non négligeable de la zone des encoches : on peut donc supposer que les valeurs atteintes au sein du plasma d'arc sont nettement supérieures, et qu'elles décroissent en raison de la propagation à travers la matière liquide et le sable de silice sous forme solide.

L'analyse par spectroscopie d'émission appliquée aux transitions métalliques (argent) et silicium apparaît comme l'outil le mieux adapté pour accéder aux grandeurs physiques au sein du plasma d'arc de fusible : la température et la densité électronique seront évaluées à l'aide de formulations spectroscopiques classiques, et l'évaluation de la pression au sein du plasma d'arc sera réalisée par observation des profils de raies du silicium, élément caractéristique du cœur du plasma d'arc.

Chapitre 2

Le plasma d'arc dans le fusible

Le plasma de silicium créé pendant le phénomène de coupure est une conséquence du transfert de l'énergie dissipée par l'arc vers la matière de remplissage.

L'observation du rayonnement issu du plasma pendant le phénomène d'extinction rend possible l'évaluation de deux paramètres caractéristiques de la coupure : il s'agit de la température et de la densité électronique. La notion de température sera définie dans le cadre des plasmas thermiques, et appliquée à l'évaluation de la température au sein du plasma de fusible. Enfin, nous décrirons les processus d'élargissement des profils de raie en insistant sur les élargissements de pression à partir desquels la densité électronique est évaluée.

2.1 Etapes de la formation du plasma d'arc dans le fusible

Les mécanismes intervenant dans la création du plasma d'arc ont été détaillés dans le chapitre 1. La synthèse qui suit a pour but de montrer que l'état du système à un instant donné résulte des mécanismes de transfert d'énergie qui éloignent le plasma d'arc de l'équilibre thermodynamique.

2.1.1 Mise en évidence du système multiphasique

Le passage du courant électrique induit la création de l'arc au niveau des encoches par fusion puis vaporisation du métal. Le métal, initialement présent sous forme solide, est expulsé en direction des électrodes et de la périphérie du canal d'arc : l'observation de gouttelles métalliques dans ces deux zones confirme l'existence de ce flux. D'autre part, l'argent présent sous la forme de vapeur se répartit dans la même zone périphérique : cette présence est matérialisée par l'existence d'une répartition concentrique à l'interface entre la fulgurite et les grains solides.

Pendant le régime d'arc, la quasi totalité de l'énergie électrique injectée est dissipé principalement en direction du sable de silice. Cette énergie supporte les mécanismes de fusion et de vaporisation de la silice. Les vapeurs produites à l'intérieur du canal d'arc sont responsables de l'augmentation de la pression au sein de la colonne d'arc. Dès les premiers instants du régime d'arc, il se forme une gaine de silice fondue qui se répartit en périphérie de la colonne d'arc sous l'effet de la pression [LAK78]. Ce mécanisme illustre l'instabilité spatiale du milieu observé.

L'observation de la fulgurite a montré l'existence d'une zone mixte formée par la silice à l'état liquide, et par des grains solides partiellement érodés en surface. Cette zone se répartit entre la colonne d'arc et la distribution concentrique des particules métalliques. Elle témoigne donc de l'existence des mécanismes de transfert de la matière liquide en direction de la périphérie, dont l'intensité est liée à la valeur de la pression à l'intérieur du canal d'arc et donc à la production de vapeur de silicium.

Les vapeurs de silicium sont visibles sur l'ensemble du régime d'arc. Elles se répartissent dans une zone qui coïncide approximativement avec celle déterminée par l'élément fusible à l'état initial. L'observation de cette zone au microscope montre la présence de grains solides fortement érodés, dont la forme est régulière. Cette présence témoigne donc de l'existence possible de mécanismes de transfert antagonistes aux premiers, dont le résultat est un apport de matière en direction de la colonne d'arc.

L'observation du rayonnement émis pendant l'extinction montre que ces vapeurs sont très précisément localisées à l'intérieur de la gaine de silice fondue, et dans la région qui coïncide avec les sections réduites. L'absence des vapeurs de silicium en dehors de la zone définie témoigne de l'existence des forts gradients de température.

2.1.2 Conséquences sur l'évaluation des grandeurs physiques

En raison des mécanismes de transfert de la matière sous différentes phases et des forts gradients de température, l'évaluation des grandeurs physiques devra tenir compte :

1. Du caractère multiphasique du système étudié quel que soit l'instant d'observation.
2. De la variation continue de la pression au sein de la colonne d'arc, qui conditionne l'intensité des mécanismes de transfert en direction du sable de silice.
3. Du bilan entre la matière expulsée en direction de la matière de remplissage, et la matière injectée dans le milieu en raison de l'existence des mécanismes de transfert antagonistes.

4. Des forts gradients de température qui influent sur les densités des espèces chargées, et donc sur la conductibilité électrique de la colonne d'arc.

2.2 Validité de l'équilibre thermodynamique étudiée pour le plasma d'arc du fusible

Un plasma est en équilibre thermodynamique complet (ETC) lorsque toutes les espèces présentes sont en équilibre entre elles, c'est à dire que leurs distributions d'énergie sont définies par la même température T [CAB71]. Le plasma se comporte comme un corps noir et le rayonnement émis suit la loi de Planck.

Les grandeurs microscopiques (énergie cinétique des particules, peuplement des niveaux d'énergie des transitions spectrales par exemple) et macroscopiques (conductivité électrique du milieu, pression à l'intérieur du plasma) ne dépendent que de la même température T .

Ce type d'équilibre ne correspond pas au plasma d'arc dans le fusible dans la mesure où le diagnostic s'appuie sur une analyse spectroscopique du rayonnement discret émis par le plasma pendant la coupure. De plus, l'hypothèse d'une température uniforme est incohérente dans la mesure où le plasma est encapsulé dans une gaine de silice fondue dont le rôle est de transférer l'énergie depuis l'arc vers la matière de remplissage avoisinante (par conduction par exemple) [LAK78]. Il s'en suit donc des transferts de matière et d'énergie incompatibles avec la définition d'un corps noir. L'existence de cette dynamique de transfert depuis le centre du plasma vers la périphérie implique clairement de forts gradients de température et de concentration.

Les plasmas de laboratoire sont généralement décrits en faisant appel à la notion d'équilibre thermodynamique local (ETL).

L'ETL implique que les processus collisionnels contrôlent les transitions et les réactions au sein du plasma, et que le principe de microréversibilité soit vérifié, c'est à dire que chaque processus est en équilibre avec le processus inverse [BOU94].

De plus, l'hypothèse de l'ETL impose que les gradients locaux des propriétés du plasma (telles que la température, les densités, la conduction thermique) soient suffisamment petits, de telle manière que les particules qui diffusent d'un point du plasma vers un autre se retrouvent en équilibre. Cet état du système implique la réalisation des équilibres cinétique, d'excitation et d'ionisation.

L'équilibre cinétique impose que la distribution des vitesses de chacune des espèces présentes au sein du plasma (électrons, ions, particules neutres) soit maxwellienne. Il en résulte une température définie pour les électrons (T_e) et une température définie pour les espèces lourdes (T_h). L'équilibre impose donc l'égalité $T_e = T_h$ qui est favorisée par l'existence d'un champ électrique de faible intensité, par de fortes valeurs de pression, par des températures élevées, et donc par une mobilité importante des électrons [BOU94]. Dans le cas du plasma

d'arc de fusible, le champ électrique au centre est de l'ordre de 29 kV.m^{-1} , et la pression verticale maximale au niveau des sections réduites est de l'ordre de $1,5 \text{ MPa}$ [MUR99a]. Le rapport $\frac{E}{p}$ (où E est le champ électrique et p est la pression) est de l'ordre de 10^{-2} V/m.Pa . Cette valeur faible est favorable à l'établissement de l'équilibre [BOU94], mais la vérification de l'égalité $T_e = T_h$ n'est pas possible dans la mesure où il est nécessaire de connaître la densité des espèces lourdes pour évaluer T_h .

L'équilibre d'excitation est vérifié si chaque processus est contrebalancé par le processus inverse, et si les populations des états excités suivent une distribution de Boltzmann. Dans le cas de l'équilibre d'ionisation, en plus de la microréversibilité liée aux interactions, les densités des espèces mises en jeu sont données par l'équation de Saha. La vérification de ces deux points implique la connaissance des constantes d'équilibre des réactions au sein du plasma d'arc, et l'évaluation des densités des espèces présentes, sur la totalité du mécanisme de coupure. La deuxième condition n'est pas vérifiable dans la mesure où les quantités de matière (argent et silice) injectées dans le plasma ne sont pas connues. D'autre part, la température conditionne les vitesses de fusion et de vaporisation ; dans le cas du silicium présent au départ sous forme solide dans un plasma d'argon, le temps nécessaire à la vaporisation d'une particule de $100 \mu\text{m}$ est divisé par un facteur de l'ordre de 10 si la température du plasma passe de 6000K à 12000K [MOR90]. L'importance des gradients de température au sein du plasma, et l'existence des flux de matière antagonistes rendent impossibles les évaluations nécessaires à la vérification des hypothèses.

La microréversibilité liée au rayonnement n'est vérifiée que si le rayonnement est de type corps noir. Or le plasma d'arc dans le fusible est optiquement mince sur un large domaine spectral.

En conclusion, l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique n'est pas applicable sur la durée totale de la coupure dans le cas du plasma d'arc de fusible. Mais, dans le cadre de l'évaluation des grandeurs physiques à partir du rayonnement issu du plasma d'arc de fusible, deux hypothèses s'imposent :

1. Dans le but d'exprimer les grandeurs : température, densité et pression à partir de la couche limite composée de vapeurs de sodium (chapitre 5), le rayonnement issu du plasma d'arc est approximé par un rayonnement de type corps noir pour le domaine spectral centré sur 590 nm , pour lequel les transitions NaI(D) sont toujours observées en absorption au cours de l'extinction. L'intervalle de temps observé coïncide de plus avec le maximum de puissance électrique dissipée, et donc avec le maximum de pression puisque ces deux grandeurs sont corrélées [SAQ99b] [MUR99a].
2. Pour la détermination de la température à partir des surfaces totales de raies par application de la méthode relative, il est nécessaire de supposer que les niveaux d'énergie impliqués dans l'évaluation suivent la distribution de Boltzmann.

2.3 Diagnostic du plasma d'arc de fusible par analyse spectroscopique

2.3.1 Le plasma d'arc de fusible

Le plasma d'arc dans le fusible est non stationnaire et ses propriétés évoluent au cours de l'extinction de l'arc. L'analyse du rayonnement par spectroscopie atomique d'émission est le moyen non destructif et non perturbateur employé pour accéder aux valeurs instantanées des grandeurs physiques caractéristiques de la zone centrale du plasma d'arc.

Le plasma d'arc de fusible est créé par décharge capacitive. L'énergie libérée au cours de l'extinction de l'arc est transférée vers les espèces du milieu plasmagène. Dans les plasmas thermiques où les pressions sont élevées, les densités de particules sont élevées et les libres parcours moyens associés sont donc faibles. L'énergie gagnée par les particules chargées dans le champ électrique reste donc limitée, et l'ionisation du plasma est assurée par les mécanismes thermiques. L'énergie gagnée par les particules chargées (électrons et ions) est transférée aux espèces neutres par collisions. Les électrons acquièrent une vitesse plus élevée car leur masse est nettement plus faible que celle des autres espèces. En supposant que les distributions d'énergie sont maxwelliennes, il apparaît clairement que les énergies cinétiques des électrons et des espèces lourdes ne seront pas forcément identiques, ce qui entraîne des températures différentes. Ce déséquilibre existe particulièrement dans les zones où les échanges d'énergie par collisions ne sont pas suffisants. Ces zones peuvent être de quatre types :

1. Au voisinage d'une paroi, car le nombre de collisions est moindre dans la couche limite.
2. En périphérie du plasma, car les électrons diffusent plus vite que les espèces lourdes.
3. Dans les zones où la densité électronique devient trop faible.
4. Lors de l'injection d'un gaz froid, car les espèces lourdes échangent leur énergie en quelques collisions, contrairement aux électrons.

2.3.2 Définition de la température appliquée au plasma d'arc

2.3.2.1 Température cinétique appliquée au plasma

En supposant que les distributions des vitesses associées aux électrons et aux espèces lourdes sont maxwelliennes, il est possible de définir une température cinétique pour les électrons T_e et une température cinétique pour les espèces lourdes T_h :

$$T_e = \frac{\overline{m_e v_e^2}}{3k} \quad , \quad T_h = \frac{\overline{m_h v_h^2}}{3k} \quad (2.1)$$

où v_e et v_h sont les vitesses des électrons et des espèces lourdes.

Les échanges d'énergie entre les différents types de particules présentes au sein du plasma impliquent en théorie l'unicité de cette température cinétique. Mais en raison des écarts entre les masses des particules, en particulier les électrons de masse nettement plus faible, il existe donc des valeurs différentes car les échanges d'énergie par collisions élastiques sont insuffisants. Dans le cas du plasma d'arc de fusible, cette définition de la température n'est pas applicable, principalement pour deux raisons : les flux de matière induisent des gradients de densité dans la zone à partir de laquelle le rayonnement est observé ; ce gradient de densité est de plus augmenté par la présence du hublot de visée dont l'érosion due au contact partiel avec l'arc correspond à l'injection de matière de température inférieure.

2.3.2.2 Température d'excitation déduite de la distribution de Boltzmann

A partir de la distribution de Boltzmann, il est possible de définir le rapport des populations de deux niveaux d'énergie pour une température donnée appelée température d'excitation (T_{exc}) :

$$\frac{n_k}{n_j} = \frac{g_k}{g_j} \cdot \exp\left(-\frac{E_k - E_j}{kT_{exc}}\right) \quad (k > j) \quad (2.2)$$

où n_k et n_j sont les densités de population des niveaux d'énergie E_k et E_j , de poids statistiques respectifs g_k et g_j .

Si la densité totale N de l'espèce est connue, on écrit :

$$n_k = g_k \frac{N}{Z_{int}(T_{exc})} \cdot \exp\left(-\frac{E_k}{kT_{exc}}\right) \quad (2.3)$$

où Z_{int} est la fonction de partition interne définie pour les atomes, et à la température T_{exc} .

2.3.2.3 Méthodes de mesure de la température

De manière à présenter les différentes méthodes de mesure de la température, il est nécessaire de définir l'expression de l'intensité d'une transition spectrale.

Définition de l'intensité spectrale

L'intensité I rayonnée par un élément de surface est définie comme l'énergie rayonnée par unité de temps qui pénètre une surface unité, à l'intérieur d'un angle solide unité de direction normale à la surface émettrice (figure 2.1). En appelant E l'énergie totale rayonnée par la surface ΔA , l'intensité totale rayonnée est définie par [RIC68] :

$$I = \left(\frac{\Delta E}{\Delta t \Delta A \Delta \Omega} \right)_{\Delta t, \Delta A, \Delta \Omega \rightarrow 0} \quad (2.4)$$

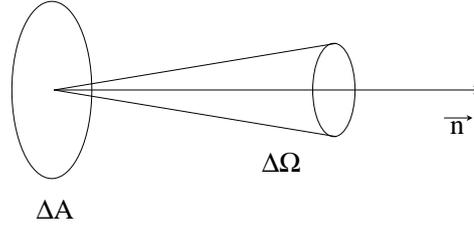


FIGURE 2.1 – Définition de l'intensité émise par un élément de surface.

A partir de l'expression 2.4, on définit l'intensité spectrale par :

$$I_\nu = \left(\frac{\Delta E}{\Delta t \Delta A \Delta \Omega \Delta \nu} \right)_{\Delta t, \Delta A, \Delta \Omega, \Delta \nu \rightarrow 0} \quad (2.5)$$

L'intensité est reliée à l'intensité spectrale par la relation :

$$I = \int_0^\infty I_\nu d(\nu) \quad (2.6)$$

où le terme de droite représente la distribution du rayonnement autour d'une fréquence centrale donnée, car les raies ne sont pas infiniment fines.

Pour définir l'intensité de raie, nous supposons que le rayonnement issu du plasma est isotrope, c'est à dire que l'énergie rayonnée est identique quel que soit l'élément d'angle solide choisi dans les 4π stéradians. La raie de fréquence ν_{kj} représente l'énergie émise pour la transition entre les deux états d'énergie E_k et E_j ($k > j$). La puissance totale rayonnée correspondante par unité d'angle solide et par unité de volume s'écrit :

$$\epsilon_{raie} = \frac{1}{4\pi} h\nu_{kj} A_{kj} n_k \quad (2.7)$$

où A_{kj} est le nombre de transitions par seconde permises depuis l'état d'énergie E_k vers l'état d'énergie E_j , et n_k est la densité de population des atomes excités dans l'état d'énergie E_k . Dans le cas d'un élément de volume homogène et optiquement mince d'épaisseur l , l'intensité totale de raie de la raie s'écrit :

$$\begin{aligned} I_{raie} &= \epsilon_{raie} \times l = \frac{1}{4\pi} \frac{h\nu_{kj}}{c} A_{kj} n_k l \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{h\nu_{kj}}{c} l g_k A_{kj} \frac{N(T)}{Z(T_k)} \exp\left(-\frac{E_k - E_j}{kT_k}\right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

A partir de l'intensité absolue d'une raie

L'intensité de raie définie par la relation 2.8 correspond à l'intensité absolue émise par un élément de plasma. L'utilisation de cette expression appliquée aux différentes espèces présentes dans le plasma implique la connaissance de la densité totale de l'espèce étudiée, le calcul de la fonction de partition, et

l'hypothèse d'équilibre du plasma. De plus, d'un point de vue expérimental, cette méthode d'évaluation de la température impose un étalonnage rigoureux de la mesure de l'intensité.

Dans le cas du plasma d'arc de fusible cette méthode n'est pas utilisée car la densité totale du silicium au cours de l'extinction de l'arc n'est pas connue d'une part, et la profondeur sur laquelle le rayonnement est intégré, est indéterminée d'autre part.

A partir du rapport d'intensité de deux raies de la même espèce

A partir de la relation 2.8 il est possible d'exprimer l'intensité de deux raies émises par le même élément dans le même degré d'ionisation :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\nu_1 g_1 A_1}{\nu_2 g_2 A_2} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{kT}\right) \quad (2.9)$$

Cette méthode d'évaluation est utilisée pour déterminer la température au sein du plasma d'arc dans le fusible à partir des intensités des raies silicium ionisées une fois. Elle présente trois avantages :

1. Le rapport d'intensité est indépendant de la fonction de partition dont le calcul est parfois rendu difficile par la prise en compte des niveaux d'énergie les plus hauts.
2. Le rapport est également indépendant de la densité totale de l'espèce considérée : il ne dépend donc ni de la pression, ni de la composition du plasma.
3. De plus, en choisissant les deux raies dans le même intervalle spectral d'acquisition, on s'affranchit ainsi de l'influence d'une erreur systématique éventuelle dans la procédure d'étalonnage en intensité absolue du spectre expérimental.

La température évaluée par cette méthode coïncide avec celle qui apparaît dans la distribution des énergies d'excitation de l'atome. Si plusieurs raies sont observables, cette méthode apparaît comme le moyen de vérifier si les distributions d'énergie d'excitation suivent une distribution de Boltzmann. L'inconvénient de l'utilisation de ce rapport d'intensité réside dans la possibilité d'observer deux raies pour lesquelles l'écart entre les niveaux d'énergie est supérieur à 2 eV.

Température maximale de raie

D'après la relation 2.8 qui définit l'intensité émise par une raie excitée thermiquement, la température intervient dans le terme en exponentiel. Pour les basses températures, le nombre d'atomes n_k peuplant l'état E_k augmente avec la température. Pour les hautes températures, le terme en exponentiel tend vers un, et le nombre d'atomes dans l'état fondamental diminue en raison de l'excitation des états plus hauts en énergie et de la diminution de la densité

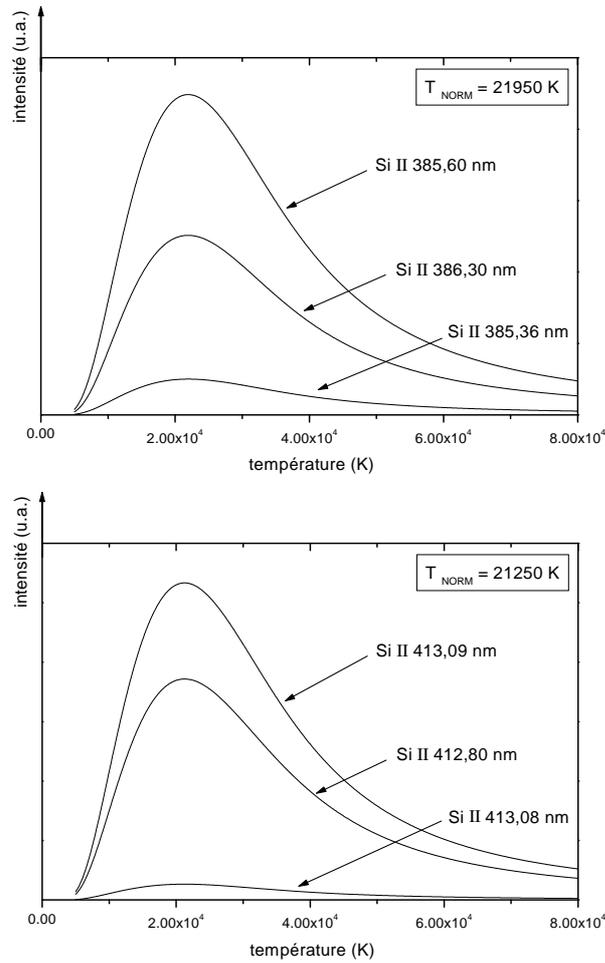


FIGURE 2.2 – *Température normale évaluée pour les multiplets (1) et (3) du silicium ionisé une fois.*

(si l'on suppose que la pression reste constante). Donc chaque raie émise par le plasma présente un maximum d'intensité pour une température, et cette température est appelée température normale. La température normale dépend des propriétés du plasma, en particulier de la pression et de la densité en espèces métalliques.

La température normale est évaluée dans le cas des triplets (1) et (3) du silicium ionisé une fois (figures 2.2) pour un plasma Si II. Les valeurs obtenues sont voisines de 22000 K. Pour le domaine de température depuis 5000 K jusqu'à la température normale, la dynamique de variation de l'intensité en fonction de la température est sensible. D'autre part, les résultats publiés font référence à des valeurs maximales de l'ordre de 20000 K. C'est pourquoi ces deux triplets Si II sont utilisés pour l'évaluation de la température instantanée à l'aide des rapports d'intensité pendant l'extinction du plasma d'arc de fusible.

De plus, pour chacun des triplets, l'une des composante est nettement moins intense que les deux autres composantes : ce sont les raies 385,36 nm

et $413,08 \text{ nm}$. Cette différence significative sera prise en compte dans l'exploitation des spectres du plasma d'arc.

2.3.3 Emission continue du plasma d'arc

Le rayonnement continu issu du plasma d'arc est de trois types [CAB71] :

1. **Continuum de recombinaison** : il correspond à la capture d'un électron libre par un ion.
2. **Continuum de freinage (bremsstrahlung)** : il correspond au passage d'un électron dans le voisinage d'un ion ; le continuum correspondant au passage d'un ion (d'un électron) dans le voisinage d'un ion (d'un électron) est d'importance moindre.
3. **Continuum de raies** : il est formé par la combinaison des raies non résolues d'une part, et par le recouvrement des raies fortement élargies d'autre part.

Le continuum impliquant les autres types de particules (ions négatifs, molécules) n'est pas décrit dans la mesure où son influence est moindre par rapport aux autres processus dans le type de plasma étudié.

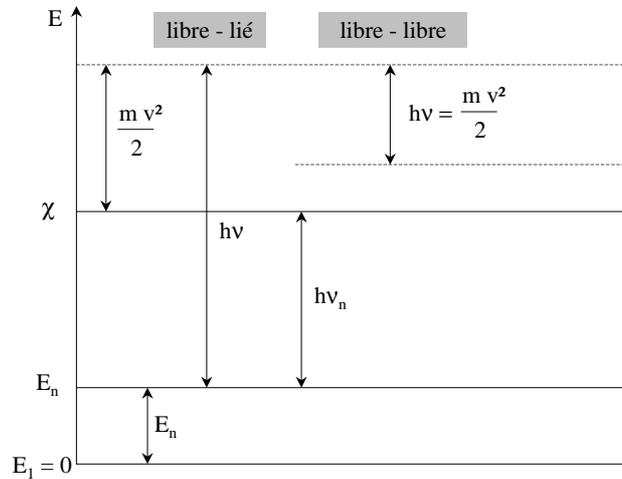


FIGURE 2.3 – Transitions de type libre-lié et libre-libre [RIC68].

2.3.3.1 Emission libre-lié (ou de recombinaison)

La capture d'un électron libre de vitesse v par un ion de charge ze aboutit à la formation d'un ion de charge $(z-1)e$ et s'accompagne de l'émission d'un photon de fréquence $h\nu$ qui vérifie [CAB71] :

$$h\nu = [E_{z-1,\infty} - E_{z-1,n}] + \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.10)$$

La distribution des vitesses des électrons étant continue (car supposée maxwellienne), le spectre des photons émis est continu et s'étend sur toutes les fréquences supérieures à une fréquence limite ν_n correspondant à une vitesse nulle des électrons, soit [CAB71] :

$$h\nu_n = E_{z-1,\infty} - E_{z-1,n} \quad (2.11)$$

Le coefficient d'émission $\epsilon_R(\nu, T_e)$ du continuum de recombinaison à la fréquence ν est obtenu en faisant la somme des coefficients associés à l'ensemble des n niveaux de l'atome. Il est donné par la relation [CAB71] :

$$\begin{cases} \epsilon_R(\nu, T_e) = C_3 \frac{N_e N_{z,1}}{T_e^{\frac{3}{2}}} \nu^3 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \sum_{n \geq n_0} \frac{g_{z-1,n}}{g_{z,1}} \cdot \sigma_{z-1,n}(\nu) \\ C_3 = \frac{h^4}{c^2} (2\pi m k)^{-\frac{3}{2}} \end{cases} \quad (2.12)$$

où $N_{z,1}$ est la densité des ions de charge z dans l'état fondamental, $\sigma_{z-1,n}(\nu)$ est la section efficace de photoionisation d'un niveau n de l'ion de charge $(z-1)$ par le photon $h\nu$. La limite sur n est définie par : $E_{z-1,\infty} - E_{z-1,n_0} = h\nu$. L'expression 2.12 impose une distribution maxwellienne des électrons à la température T_e , mais le plasma ne doit pas nécessairement être à l'ETL.

Pour les atomes et les ions non hydrogénoïdes, l'expression du coefficient d'émission devient [CAB71] :

$$\begin{cases} \epsilon_R(\nu, T_e) = C_1 z^2 \frac{N_e N_z}{T_e^{\frac{3}{2}}} \frac{g_{z,1}}{U_z(T)} \xi(\nu, T_e) \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right)\right] \\ N_{z,1} = N_z \frac{g_{z,1}}{U_z(T)} \end{cases} \quad (2.13)$$

Le facteur $\xi(\nu, T_e)$ tient compte de la structure électronique de l'atome et donc des écarts par rapport à la théorie hydrogénoïde. Il dépend faiblement de la température T_e .

2.3.3.2 Emission libre-libre (ou de freinage)

L'émission de type libre-libre correspond à l'émission d'un photon lors du passage d'un électron libre au voisinage d'un ion (ou d'un atome) : l'électron libre subit l'influence du champ électrique de l'ion et passe dans un autre état libre d'énergie cinétique inférieure, ce qui s'accompagne de l'émission d'un photon dont l'énergie est égale à la perte d'énergie cinétique de l'électron.

Pour exprimer le coefficient d'émission libre-libre, trois hypothèses sont faites [CAB71] :

1. La distribution des vitesses des électrons est maxwellienne (T_e).
2. L'électron est soumis au champ électrique d'un seul ion.
3. Seule l'interaction électron-ion est prise en compte.

Le coefficient d'émission $\epsilon_{ei}(\nu, T_e)$ du continuum de freinage à la fréquence ν pour les ions de charge ze s'écrit :

$$\begin{cases} \epsilon_{ei}(\nu, T_e) = C_1 z^2 \frac{N_e N_z}{T_e^{\frac{1}{2}}} G_z(\nu, T_e) \\ C_1 = \frac{16\pi e^6}{3c^2 (6\pi m^3 k)^{\frac{1}{2}}} \\ G_z(\nu, T_e) = \int_{x_0}^{\infty} \exp(-x) \cdot g_z(u_0) dx \end{cases} \quad (2.14)$$

où $G_z(\nu, T_e)$ est le facteur de Gaunt dans lequel : $x = mv^2/2kT_e$, $x_0 = h\nu/kT_e$, $u_0 = 2\pi\nu p_0/v$; v est la vitesse des électrons, $p_0 = ze^2/mv^2$ est la paramètre d'impact pour une déviation de 90° .

L'expression 2.14 peut se simplifier si l'on tient compte du domaine de fréquence [CAB71] :

1. Domaine des hautes fréquences : $h\nu/kT_e \gg 1$

$$\begin{cases} g_z(u_0) \simeq 1 \\ G_z(\nu, T) = \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \\ \epsilon_{ei}(\nu, T_e) = C_1 z^2 \frac{N_e N_z}{T_e^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \end{cases} \quad (2.15)$$

2. Domaine des basses fréquences : $h\nu/kT_e \ll 1$

$$\begin{cases} G_z(\nu, T_e) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \left[\log\left(2, 1.10^8 \frac{T_e^{\frac{3}{2}}}{z\nu}\right) - \frac{5}{2}\gamma \right] \\ \gamma = -\int_0^{\infty} e^{-x} \log x dx = 0,577 \end{cases} \quad (2.16)$$

Pour un plasma ionisé une fois, le coefficient d'émission devient [CAB71] :

$$\epsilon_{ei}(\nu, T_e) = C_1 \frac{N_e^2}{T_e^{\frac{1}{2}}} G(\nu, T_e) \quad (2.17)$$

2.3.3.3 Continuum de raies (ou pseudo-continuum)

L'émission continue est observée au cours de la première partie du régime d'arc pendant l'extinction du plasma d'arc de fusible, c'est à dire depuis $1,0ms$ jusqu'à environ $2,2ms$. Le continuum de raies apparaît très nettement dès les premiers instants qui succèdent au régime de préarc. La formation de ce continuum est particulièrement visible sur les raies métalliques (argent) et sur les raies associées à l'élément silicium ionisé une fois.

2.3.3.4 Synthèse sur le continuum appliquée au plasma d'arc

Le coefficient d'émission total est la somme des coefficients définis pour le continuum libre-libre et libre-lié, soit [CAB71] :

$$\begin{aligned} \epsilon(\nu, T_e) &= \epsilon_{ei}(\nu, T_e) + \epsilon_R(\nu, T_e) \\ &= C_1 z^2 \frac{N_e N_z}{T_e^{\frac{1}{2}}} \left[G_z(\nu, T_e) + \xi(\nu, T_e) \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \right) \right] \end{aligned} \quad (2.18)$$

Domaine d'énergie	$\epsilon_{\nu, T_e}^{total}$
$\frac{h\nu}{kT_e} \ll 1(IR)$	$C_1 z^2 \frac{N_e N_z}{T_e^{1/2}} G_z(\nu, T_e)$: rayonnement de freinage
$\frac{h\nu}{kT_e} \gg 1(UV)$	$C_1 z^2 \frac{N_e N_z}{T_e^{1/2}} \xi_z(\nu, T_e)$: rayonnement de recombinaison

TABLEAU 2.1 – Résultante du continuum pour les deux domaines extrêmes d'énergie du visible.

Dans le plasma d'arc de fusible, la température est typiquement de l'ordre de $10^4 K$. Pour cette valeur de température, les expressions du coefficient total d'émission (Tableau 2.1) montrent que le continuum de recombinaison est prépondérant pour le domaine des hautes fréquences (proche UV), alors que dans le domaine des basses fréquences (IR), c'est le continuum de freinage qui domine. Or, les évaluations des deux grandeurs physiques dans le plasma d'arc montrent une décroissance de la température et de la densité électronique au cours de l'extinction de l'arc ce qui indique que le continuum de recombinaison est prépondérant.

L'exploitation des profils des raies silicium ionisé une fois observées dans l'intervalle spectral centré sur $400 nm$ sera compliquée par la présence d'un continuum de recombinaison intense sur lequel se superpose un pseudo-continuum de raies. Ceci explique pourquoi les évaluations instantanées de la température en début du phénomène sont difficiles.

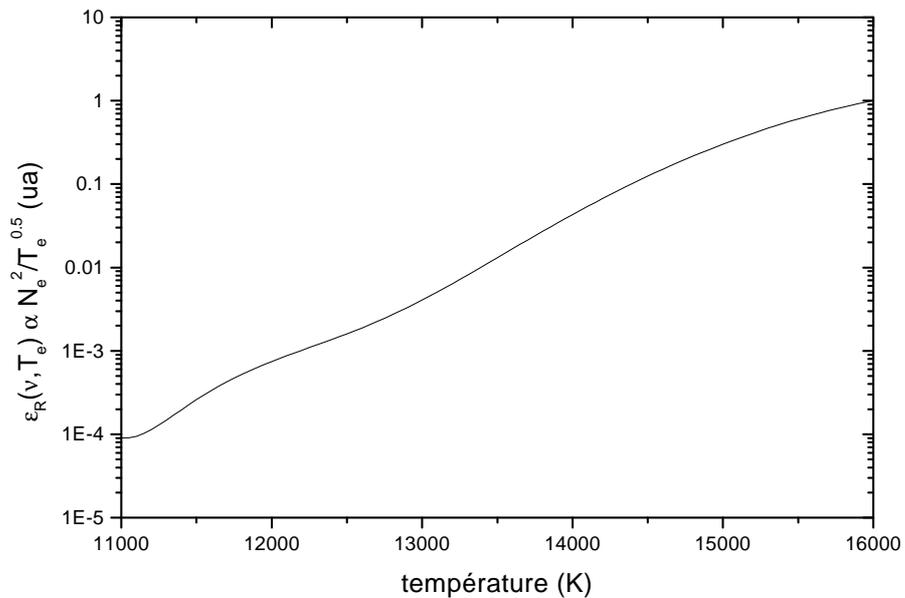


FIGURE 2.4 – Evolution du profil d'émission de recombinaison pour le domaine de température depuis $11000 K$ jusqu'à $16000 K$ appliqué au plasma d'arc dans le fusible.

La figure 2.4 montre l'évolution de l'intensité du continuum de recombinaison pour le domaine de température depuis 11000 K jusqu'à 16000 K appliquée au plasma d'arc dans le fusible, en supposant que le plasma est une fois ionisé. Il existe un facteur 10^4 pour les deux températures extrêmes.

2.3.4 Elargissement des profils de raies

Etant donné que les deux grandeurs température et densité électronique sont évaluées à partir de l'observation des profils de raies, les différents processus d'élargissement sont décrits dans les sections suivantes.

2.3.4.1 Définition du profil de raie

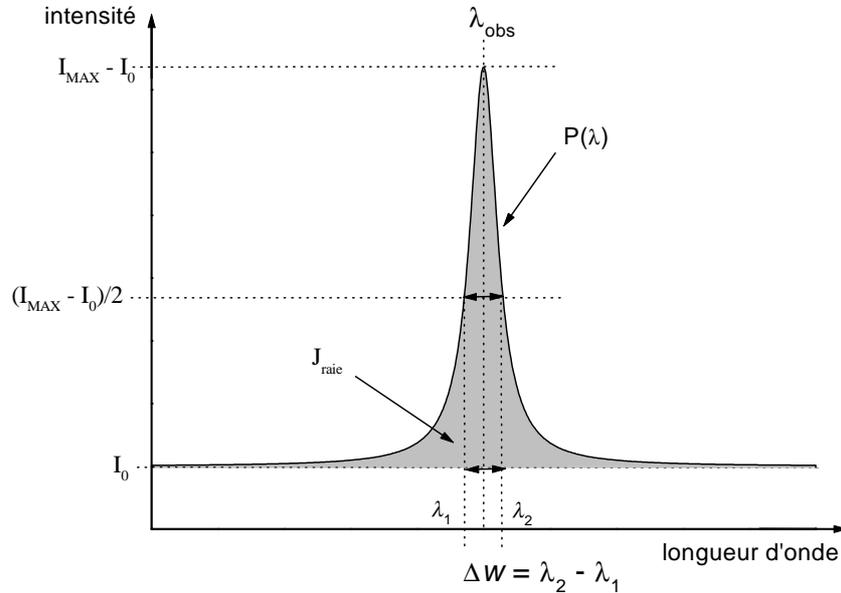


FIGURE 2.5 – Profil de raie et paramètres de raie : $\delta\lambda = \lambda_0 - \lambda_{obs}$ (écart par rapport à la longueur d'onde centrale théorique), Δw (largeur totale à mi-hauteur).

Les raies émises par des atomes ou par des ions ne sont pas infiniment fines. Elles sont toujours définies par un profil de distribution de l'intensité en fonction de la longueur d'onde qui dépend de l'environnement dans lequel la particule émettrice est placée. Les paramètres qui permettent de définir les profils d'une raie sont (Figure 2.5) :

1. **Le rayonnement de base (I_0)** : le spectre de raie se superpose sur cette composante du rayonnement dont la limite n'est pas toujours précise.
2. **La longueur d'onde centrale** : la valeur pratique est définie par $\delta\lambda = \lambda_0 - \lambda_{obs}$, où λ_0 est la longueur d'onde théorique (qui peut être définie dans

le vide ou dans l'air), et λ_{obs} est la longueur d'onde observée (fonction des propriétés du milieu émetteur).

3. **La largeur totale à mi-hauteur** (Δw) : elle est égale à la valeur absolue de la différence entre les deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 définies par $I = \frac{I_{MAX} - I_0}{2}$.
4. **La surface totale de raie** (J_{raie}) : elle représente l'aire intégrée sous le profil de raie.
5. **Le profil de distribution de l'intensité** ($P(\lambda)$) : il correspond généralement à une fonction de distribution particulière liée aux propriétés du milieu émetteur, et qui a pour paramètres les grandeurs définies ci-dessus.

2.3.4.2 Largeur naturelle

Le niveau excité i d'un atome a une durée de vie finie en raison de l'existence d'une probabilité non nulle d'émission spontanée A_{ij} vers un niveau inférieur j . Et d'après le principe d'incertitude de Heisenberg, cette durée conduit à un élargissement du niveau. En supposant que l'émission spontanée est le mécanisme prépondérant de désexcitation, la durée de vie d'un atome (ou d'un ion) dans l'état i est définie par [BEZ97] :

$$\tau_i = \frac{1}{\sum_{j<i} A_{ij}} \quad (2.19)$$

où A_{ij} est le nombre de transitions permises par seconde depuis le niveau i vers le niveau j (probabilité de transition).

L'élargissement est donné par la relation de Heisenberg : $\Delta E_i \tau_i \cong \hbar$. Dans le cas d'une transition entre deux niveaux d'énergie, le niveau final est pris en compte sous la forme : $\Delta E_f \tau_f \cong \hbar$ avec $\tau_f = \frac{1}{\sum_{j<f} A_{fj}}$.

Pour une transition entre deux états E_i et E_j , l'incertitude est donnée par :

$$\begin{aligned} \Delta E &= \Delta E_i + \Delta E_j = \hbar \left[\sum_{j<i} A_{ij} + \sum_{j<j} A_{fj} \right] = h \Delta \nu \\ \implies \Delta \nu &= \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{j<i} A_{ij} + \sum_{j<j} A_{fj} \right] \end{aligned} \quad (2.20)$$

En définissant ν_0 la fréquence centrale de la raie par : $\nu_0 = \frac{E_i - E_f}{h}$, l'élargissement naturel s'exprime par [BEZ97] :

$$\Delta \lambda = \frac{c \Delta \nu}{\nu_0^2} \quad (2.21)$$

En prenant $\nu_0 = 5,5 \cdot 10^{14} s^{-1}$ (valeur centrale du domaine visible), et $\Delta \nu \approx 10^{-8} s^{-1}$ (ordre de grandeur maximum de la probabilité de transition), l'élargissement naturel est de l'ordre de $10^{-4} nm$. Il sera négligé par rapport aux autres sources d'élargissement.

2.3.4.3 Largeur Doppler

L'effet Doppler est engendré par la distribution des vitesses de l'atome émetteur, qui dépend directement de la température. Si l'atome ou l'ion émetteur a une vitesse qui suit une distribution maxwellienne à la température T , les profils résultants sont de type gaussien et sont définis par :

$$I(\nu) = I_{\nu=\nu_0} e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2} \quad (2.22)$$

où $I_{\nu=\nu_0}$ est l'intensité au centre de la raie, $\Delta\nu = \nu - \nu_0$, et :

$$\begin{cases} \Delta\nu_D = \frac{\nu}{c} \left(\frac{2RT}{M}\right)^{\frac{1}{2}} \Rightarrow \Delta\lambda_D = \frac{2\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}} \\ \Delta\lambda_{\frac{1}{2}} = 2(\ln(\Delta\lambda_D))^{\frac{1}{2}} = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \end{cases}$$

où R est la constante des gaz parfaits, M est la masse atomique (g), λ_0 est la longueur d'onde centrale (\AA), $\Delta\lambda_D$ est la largeur opppler (\AA) et $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ est la largeur totale à mi-hauteur (\AA).

Le profil obtenu est gaussien :

$$P(\Delta\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda} \exp\left(-\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right) \quad (2.23)$$

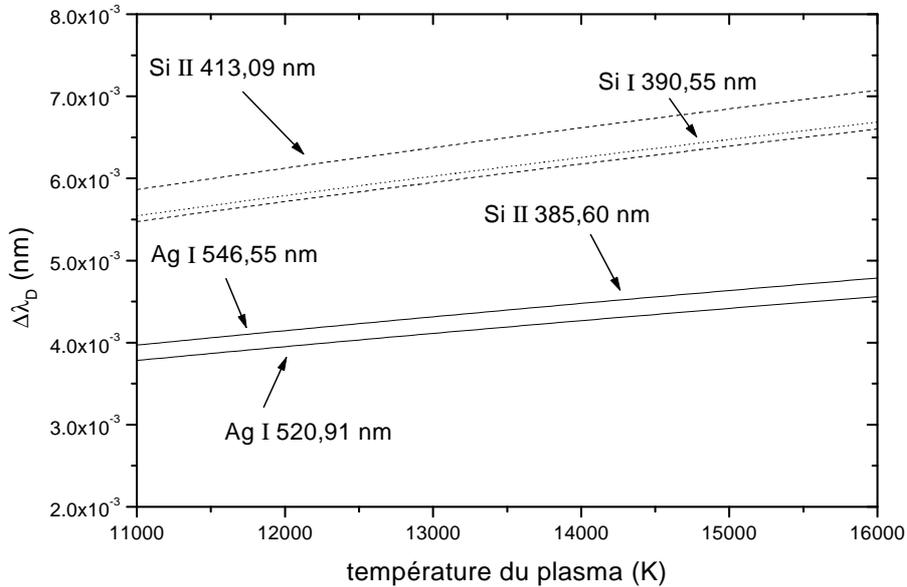


FIGURE 2.6 – *Elargissement Doppler : évaluation de la largeur totale à mi-hauteur pour les transitions Ag I (520,91 nm), Ag I (546,55 nm), Si I (390,55 nm), Si II (385,60 nm), Si II (413,09 nm).*

La figure 2.6 illustre l'ordre de grandeur de la largeur totale à mi-hauteur pour les raies caractéristiques du plasma d'arc dans le fusible. Les valeurs sont

inférieures à 10^{-2} nm pour le domaine de température depuis 11000 K jusqu'à 16000 K. La contribution de l'effet Doppler sera prise en compte dans la deuxième partie de l'extinction du plasma d'arc qui coïncide avec cet intervalle de température, mais elle sera négligée en début de phénomène car les élargissements sont de l'ordre de plusieurs nanomètres.

2.3.4.4 Elargissement de pression

Les deux mécanismes d'élargissement décrits dans les sections précédentes ont une influence minime sur les profils de raies au contraire des élargissements de pression qui sont détaillés dans les sections suivantes.

Les mécanismes d'élargissement par collisions qui résultent de l'interaction entre l'émetteur et les particules voisines, dépendent principalement de la densité des perturbateurs et donc de la pression. Deux types d'interaction sont distingués :

1. **Le perturbateur est une particule chargée (ion ou électron)** : le mécanisme d'élargissement mis en jeu est l'effet Stark.
2. **Le perturbateur est une particule neutre** : si l'émetteur est de la même nature que le perturbateur, le mécanisme d'élargissement est l'élargissement de résonance ; si les deux particules sont de nature différente, il s'agit alors de l'élargissement de Van Der Waals.

On considère généralement que l'effet Stark est le mécanisme prépondérant dans les élargissements de pression lorsque le degré d'ionisation devient supérieur à 1% ([CAB71]).

Elargissement Stark

L'élargissement des raies par effet Stark résulte de la perturbation de la particule émettrice par le micro-champ électrique des particules chargées qui peuvent être des électrons ou des ions. Deux approximations sont utilisées pour l'évaluation des paramètres des profils de raies [CAB71] :

1. L'approximation d'impact : la particule émettrice est supposée soumise au champ électrique du perturbateur pendant un temps très court pendant la collision. La durée totale de la collision est supposée très courte par rapport à la durée de vie du train d'onde qui est en fait le temps entre deux collisions. Cette approximation s'applique aux particules rapides, en particulier les électrons.
2. L'approximation quasi-statique : la particule émettrice est supposée soumise à un champ électrique constant durant toute la durée du train d'onde. Cette approximation est en particulier valide pour les particules lourdes telles que les ions qui sont quasiment immobiles pendant la durée d'émission de la raie.

Dans le cas de raies isolées, Griem [GRI64] a calculé les paramètres Stark d'un grand nombre de transitions (dont celles correspondant au silicium à l'état neutre et ionisé une fois) en appliquant les deux approximations citées précédemment, et en supposant que les trajectoires des électrons sont rectilignes. Cette hypothèse engendre des écarts par rapport à d'autres auteurs [KON70] [KON76] [HEY77]. Pour une densité électronique donnée, les valeurs obtenues par la mesure convergent relativement bien. Par contre, les écarts entre les données calculées et mesurées peuvent être sensibles [WOL97].

Température (K)	$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ (nm)	$\delta\lambda$ (nm)
5000	0,146	-0,128
10000	0,117	-0,101
20000	0,0982	-0,0824
40000	0,0872	-0,0685

TABLEAU 2.2 – Demi-largeur à mi-hauteur ($\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$) et décalage par rapport à la longueur d'onde centrale ($\delta\lambda$) pour le multiplet Si II (2) et une densité électronique égale à 10^{17} cm^{-3} (d'après [GRI74]).

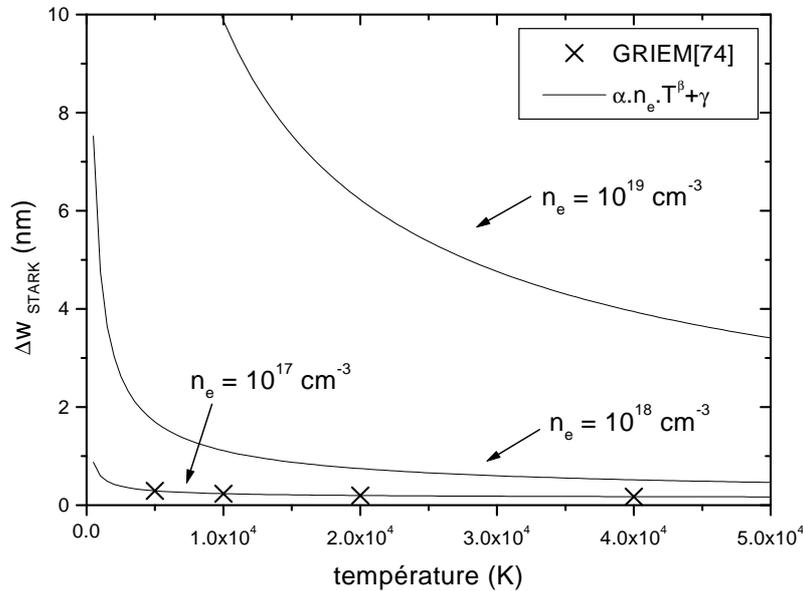


FIGURE 2.7 – Evolution de la largeur totale à mi-hauteur du multiplet Si II (2) en fonction de la température et pour trois valeurs de la densité électronique, dans le cas de l'élargissement par effet Stark.

Les données tabulées dans [GRI74] définissent l'élargissement et le décalage par rapport à la longueur d'onde centrale, pour une densité électronique ($N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) et quatre valeurs de la température. Les valeurs relatives au mul-

triplet Si II (2) sont données dans le tableau 2.2. Etant donné que les paramètres Stark varient linéairement en fonction de la densité électronique et non linéairement en fonction de la température, il est possible d'extrapoler ces valeurs pour différentes valeurs de la densité électronique (Figure 2.7). Pour le domaine de température observé pendant l'extinction du plasma d'arc ($[10^4 - 2, 5.10^4]K$), l'élargissement total à mi-hauteur varie peu pour les densités électroniques égales à $10^{17} cm^{-3}$ et $10^{18} cm^{-3}$. Au contraire, l'ordre de grandeur correspondant à la densité égale à $10^{19} cm^{-3}$ est sensiblement supérieur : pour une température égale à $22000 K$ (ordre de grandeur observé dès les premiers instants du régime d'arc), l'élargissement est égal à $6 nm$.

Elargissement de résonance

L'élargissement de résonance apparaît lorsque l'émetteur et le perturbateur sont de la même nature, et que le niveau bas d'énergie est le niveau fondamental. La largeur totale à mi-hauteur peut être estimée par [AIP96] :

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^{res} \simeq 8,6.10^{-30} \times \left(\frac{g_i}{g_k}\right)^{\frac{1}{2}} \lambda^2 \lambda_{ki} f_{ik} N_i \quad (2.24)$$

où λ est la longueur d'onde observée, f_{ik} et λ_{ki} sont la force d'oscillateur et la longueur d'onde de la raie de résonance, g_i et g_k sont les poids statistiques des niveaux haut et bas, et N_i est la densité des atomes dans l'état fondamental.

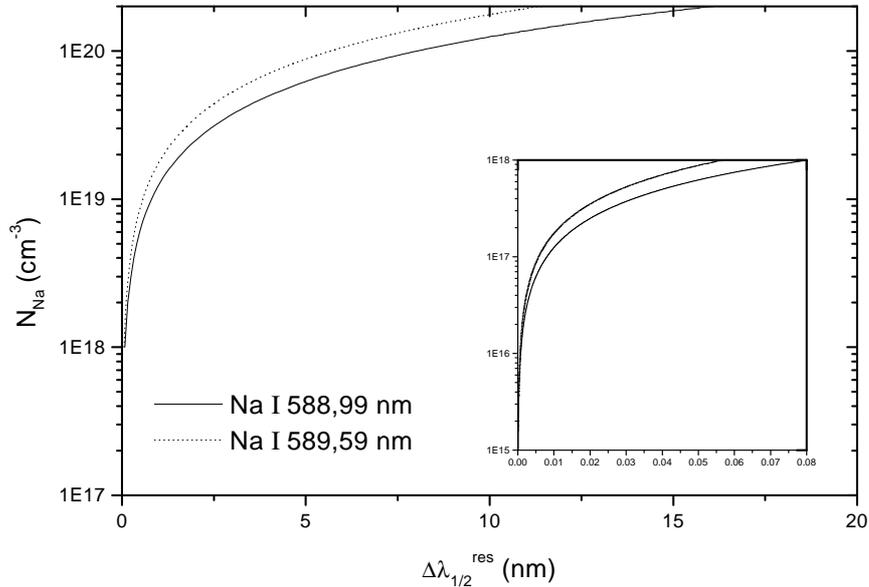


FIGURE 2.8 – *Elargissement de résonance appliqué au sodium Na I (D).*

Les spectres obtenus en utilisant le boîtier fusible expérimental de type A avec un hublot de visée de configuration A (Chapitre 3) montrent la présence du doublet sodium Na I (D) centré à $589 nm$ en absorption. L'élargissement

de résonance pour chacune des composantes du doublet est calculé pour une densité d'atomes dans l'état fondamental variant de 10^{15} cm^{-3} à 10^{18} cm^{-3} (Figure 2.8) : pour cet intervalle de densité, l'élargissement de résonance est négligeable pour les plus faibles densités et tend vers $0,1 \text{ nm}$ pour des densités de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} . Pour des densités nettement plus élevées de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} à 10^{20} cm^{-3} , l'élargissement de résonance de chacune des composantes se situe entre 5 nm et 10 nm ce qui se rapproche davantage des valeurs observées sur les spectres issus du plasma d'arc du fusible.

L'existence d'une couche limite et sa caractérisation (épaisseur, densité en atomes neutres, température) ainsi que son influence sur les évaluations des grandeurs physiques du plasma d'arc seront discutées dans le chapitre 5.

Elargissement de Van Der Waals

L'effet de Van Der Waals correspond à des collisions élastiques qui engendrent une perturbation des propriétés d'émission de l'émetteur. La largeur à mi-hauteur résultante est donnée par [BEZ97] :

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^{VDW} = 1,3N_0 \left(\frac{C_W}{\hbar} \right)^{\frac{2}{5}} v^{\frac{3}{5}} \frac{\lambda^2}{c} \quad (2.25)$$

où v est la vitesse des particules qui s'exprime par : $v = \sqrt{\frac{3kT}{\mu}}$, μ est la masse réduite, C_W est la constante de Van Der Waals, λ est la longueur d'onde centrale de la raie, N_0 est la densité en neutres.

La constante de Van Der Waals peut être estimée de façon approximative de la manière qui suit [AIP96] :

$$\begin{cases} C_W = C_k - C_i \\ C_{i(k)} = 9,8 \cdot 10^{10} \alpha_d R_{i(k)}^2 \\ \alpha_d \approx 6,7 \cdot 10^{-25} \times \left(\frac{3I_H}{4E^*} \right)^2 \\ R_{i(k)}^2 \approx 2,5 \left(\frac{I_H}{I - E_{i(k)}} \right)^2 \quad (\text{en } a_0^2) \end{cases}$$

où α_d est la polarisabilité atomique moyenne (en cm^3), I_H est l'énergie d'ionisation de l'hydrogène, E^* est l'énergie du premier état excité du perturbateur, I est l'énergie d'ionisation de l'émetteur. Le déplacement dû à l'effet de Van Der Waals est de l'ordre de : $d_W \approx \frac{1}{3} \Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^{VDW}$ (décalage vers le rouge).

La figure 2.9 montre que l'élargissement Van Der Waals ne devient important que pour des densités de neutres de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} et pour des températures relativement basses de l'ordre de 14000 K .

2.3.5 Spectroscopie appliquée au plasma d'arc dans le fusible

Cette section rappelle les valeurs des constantes spectroscopiques des raies utilisées dans le diagnostic du plasma d'arc dans le fusible. Les valeurs des

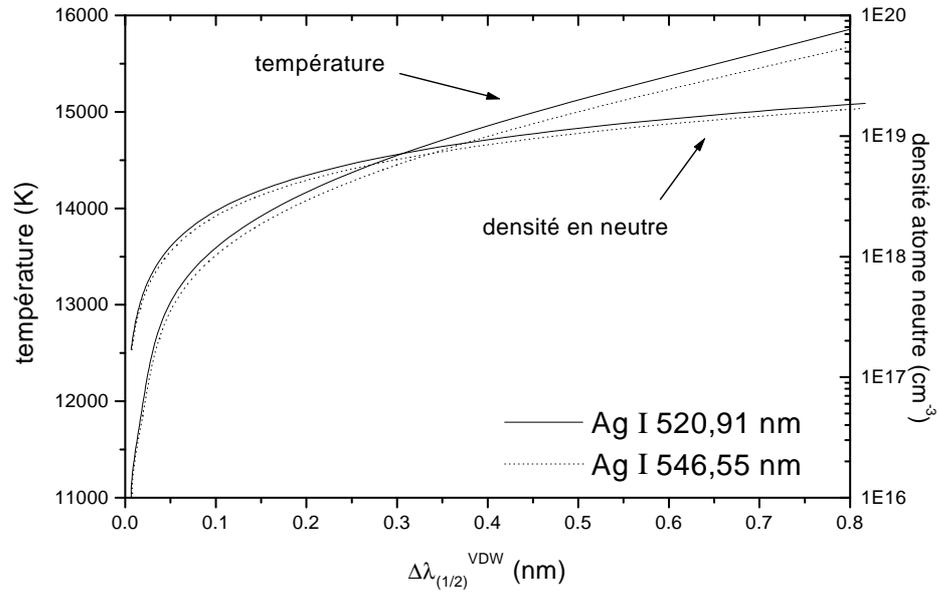


FIGURE 2.9 – *Elargissement de Van Der Waals appliqué aux transitions Ag I centrées à 520,91 nm et 546,55 nm, en considérant de l'argent neutre comme élément perturbateur.*

constantes sont issues des tables spectroscopiques [KUR96] [NIS99] [NIS95] [STR68] [ZAI70].

2.3.5.1 Transitions métalliques

Les éléments fusibles utilisés dans les tests sont de deux natures : argent et cuivre. Les transitions associées à ces éléments et utilisées dans le diagnostic du plasma d'arc dans le fusible sont décrites ci-après. Ces transitions sont caractéristiques des grandeurs physiques en périphérie du plasma d'arc.

Argent neutre : Ag I ($E_i = 7,850\text{eV}$)

Longueur d'onde (nm)	Transition	E_l (eV)	g_l	E_u (eV)	g_u	A_{ul} (10^8 s^{-1})
520,907	$5p^2 P_{\frac{1}{2}}^0 - 5d^2 D_{\frac{3}{2}}$	3,664234	2	6,043893	4	$7,5 \cdot 10^{-1}$
546,550	$5p^2 P_{\frac{3}{2}}^0 - 5d^2 D_{\frac{3}{2}}$	3,778389	4	6,046400	6	$8,6 \cdot 10^{-1}$

TABLEAU 2.3 – *Constantes spectroscopiques des transitions argent utilisées dans le diagnostic du plasma d'arc.*

Cuivre neutre : Cu I ($E_i = 7,726eV$)

Longueur d'onde (nm)	Transition	E_l (eV)	g_l	E_u (eV)	g_u	A_{ul} ($10^8 s^{-1}$)
510,554	$4s^2 {}^2D_{\frac{5}{2}} - 4p {}^2P_{\frac{3}{2}}^0$	1,389035	6	3,816948	4	$2,0 \cdot 10^{-2}$
515,324	$4p {}^2P_{\frac{1}{2}}^0 - 4d {}^2D_{\frac{3}{2}}$	3,786150	2	6,191593	4	$6,0 \cdot 10^{-1}$
521,820	$4p {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 - 4d {}^2D_{\frac{5}{2}}$	3,816948	4	6,192444	6	$7,5 \cdot 10^{-1}$

TABLEAU 2.4 – Constantes spectroscopiques des transitions cuivre utilisées dans le diagnostic du plasma d'arc.

2.3.5.2 Transitions silicium neutre et ionisé

Les raies silicium observées dans les spectres des fusibles sont utilisées pour évaluer les deux grandeurs physiques, la température au sein du plasma d'arc et la densité électronique au cours de l'extinction de l'arc.

Constantes spectroscopiques

Longueur d'onde (nm)	Transition	E_l (eV)	g_l	E_u (eV)	g_u	A_{ul} ($10^8 s^{-1}$)
Silicium neutre : Si I ($E_i = 8,187eV$)						
390,55	$3p^2 {}^1S_0 - 3p4s {}^1P_1^0$	1.908674	1	5.0823868	3	$1,18 \cdot 10^{-1}$
Silicium ionisé : Si II ($E_i = 16,346eV$)						
385,366 (1)	$3p^2 {}^2D_{\frac{3}{2}}^0 - 4p {}^2P_{\frac{3}{2}}^0$	6,857541	4	10,073961	4	$2,80 \cdot 10^{-2}$
385,602 (1)	$3p^2 {}^2D_{\frac{5}{2}}^0 - 4p {}^2P_{\frac{3}{2}}^0$	6,859503	6	10,073961	4	$2,5 \cdot 10^{-1}$
386,259 (1)	$3p^2 {}^2D_{\frac{3}{2}}^0 - 4p {}^2P_{\frac{1}{2}}^0$	6,857541	4	10,066524	2	$2,8 \cdot 10^{-1}$
412,805 (3)	$3d {}^2D_{\frac{3}{2}} - 4f {}^2F_{\frac{5}{2}}^0$	9,8368	4	12,839431	6	1,32
413,087 (3)	$3d {}^2D_{\frac{5}{2}} - 4f {}^2F_{\frac{5}{2}}^0$	9,838848	6	12,839431	6	$9,4 \cdot 10^{-2}$
413,089 (3)	$3d {}^2D_{\frac{5}{2}} - 4f {}^2F_{\frac{7}{2}}^0$	9,838848	6	12,839415	8	1,42
634,711 (2)	$4s {}^2S_{\frac{1}{2}} - 4p {}^2P_{\frac{3}{2}}^0$	8,121089	2	10,073961	4	$7,0 \cdot 10^{-1}$
637,137 (2)	$4s {}^2S_{\frac{1}{2}} - 4p {}^2P_{\frac{1}{2}}^0$	8,121089	2	10,066524	2	$6,9 \cdot 10^{-1}$

TABLEAU 2.5 – Constantes spectroscopiques des transitions silicium utilisées dans le diagnostic du plasma d'arc. Les chiffres entre parenthèses indiquent le numéro du multiplet pour le silicium ionisé.

Intensités des multiplets en couplage LS

Pour chacun des multiplets du silicium ionisé présentés dans le tableau 2.5, le rapport d'intensité entre chacune des composantes du multiplet est donnée par :

Numéro de multiplet	Rapport d'intensité (LS)
(1)	1,78
(2)	2,0
(3)	1,43

TABLEAU 2.6 – *Rapports d'intensité entre les composantes des multiplets Si II (1), (2), (3). Ces valeurs sont calculées dans le cadre du couplage LS (d'après [LES83]).*

Chapitre 3

Les dispositifs expérimentaux

Les dispositifs présentés sont deux types : les premiers reproduisent le phénomène de coupure élémentaire d'un fusible en moyenne tension, et les seconds sont destinés à l'étude de l'influence spécifique de la pression sur les caractéristiques électriques d'une part, et sur les propriétés d'émission du rayonnement d'autre part.

La première section présente les différentes sources de plasma d'arc. Les dispositifs de mesure électrique et d'acquisition du rayonnement sont décrits dans les sections suivantes.

3.1 Les sources de plasmas d'arc

Deux types d'arc sont étudiés :

1. Arc de coupure créé par décharge capacitive : reproduction de l'arc de coupure dans le fusible; arc de coupure dans les capillaires; arc entre contacts métalliques et sur fil fusible simple.
2. Arc régulé entre contacts métalliques : arc maintenu par une alimentation régulée en courant.

3.1.1 Création par décharge capacitive

3.1.1.1 Le banc capacitif

Les caractéristiques de cette source de puissance sont adaptées à la reproduction d'une onde de courant de défaut qui correspond aux conditions nominales de fonctionnement du fusible [BLA87].

La capacité totale est obtenue par la mise en série de deux lignes de 7 condensateurs chimiques de capacité $4700 \mu F$. La capacité totale résultante est $0,0165 F$.

La création d'une demi-onde de courant $50 Hz$ est obtenue par mise en série d'une self ($L = 173 \mu H$) et d'une résistance ($R = 270 m\Omega$).

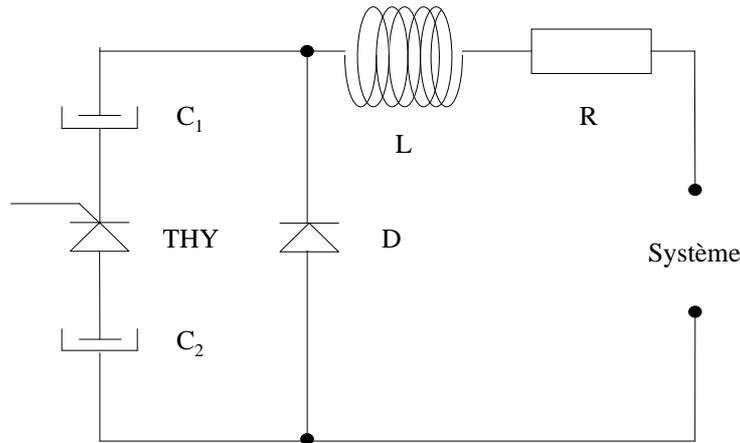


FIGURE 3.1 – *Principe du circuit de décharge* : C_1 C_2 : ligne de capacités en série ($C_1 = C_2 = 0,033 F$) ; **THY** : thyristor de commande de la décharge ; **D** : diode de blocage des tensions négatives ; **L** : self ($L = 173\mu H$) ; **R** : résistance ($R = 270m\Omega$) ; **Système** : élément de l'étude (fusible expérimental, élément fusible seul, fil métallique, contacts métalliques).

L'isolation entre les condensateurs et le circuit extérieur pendant la phase de charge est obtenue par insertion d'un contacteur tripolaire qui autorise trois positionnements : charge, arrêt de la charge et décharge des condensateurs. Le thyristor placé entre les deux lignes de condensateurs a un rôle double : en position ouverte, il autorise la décharge continue des condensateurs à travers le circuit extérieur ; en position fermée, il isole la cathode de C_1 par rapport à l'anode de C_2 qui sont à des potentiels différents pendant la phase de charge. La diode D montée en inverse par rapport aux deux séries de condensateurs est une diode de puissance destinée à éliminer les éventuelles tensions négatives susceptibles de détruire les capacités.

Le schéma de principe du circuit de test (Figure 3.1) montre les principaux éléments du banc de condensateurs, ainsi que l'emplacement du système étudié dans le circuit de décharge. Ce circuit d'alimentation est utilisé pour les tests sur les boîtiers fusibles de type expérimental, ainsi que pour les claquages réalisés à partir des éléments fusibles seuls, à partir des fils métalliques, et pour les décharges entre les contacts métalliques.

L'onde de courant produite pour une tension de charge de $460 V$ (tension utilisée dans les tests fusibles) est donnée sur la figure 3.2. La constante d'établissement du courant est de l'ordre de $2,2 \cdot 10^6 A \cdot s^{-1}$. Le courant de défaut présumé utilisé dans les tests fusibles a pour valeur maximale $3,2 kA$.

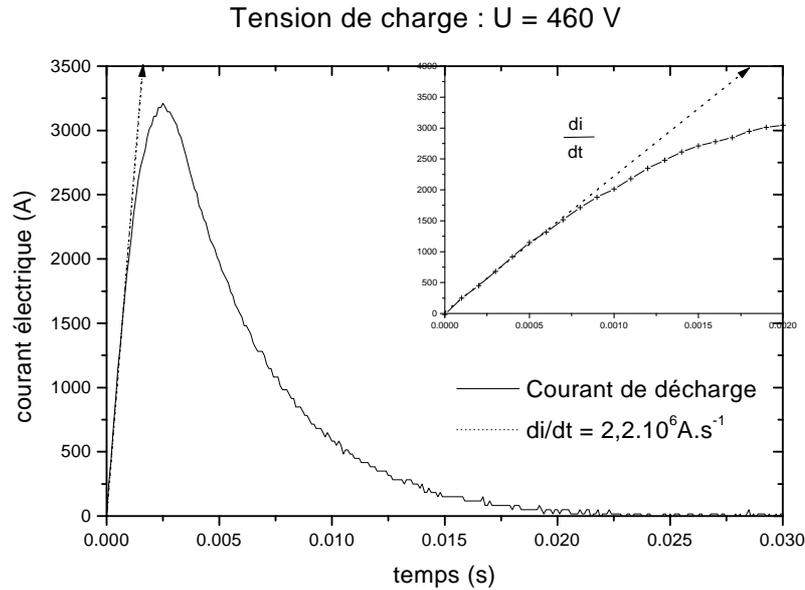


FIGURE 3.2 – Onde de courant produite par le banc en court-circuit pour une tension de charge de 460V.

3.1.1.2 Le boîtier fusible expérimental

Les boîtiers fusibles expérimentaux sont représentés sur les figures 3.3 et 3.4. Ce type de boîtier fusible présente deux différences principales par rapport au fusible de type industriel :

1. Reproduction de l'arc élémentaire :

Sur un fusible de type industriel, plusieurs éléments fusibles sont enroulés sur le noyau isolant, et chaque élément fusible possède plusieurs séries de sections réduites qui sont régulièrement réparties sur l'ensemble du ruban. Etant donné que le phénomène se reproduit de manière identique au niveau de chaque section réduite, le boîtier de type expérimental ne possède qu'un seul élément fusible muni d'une seule série de sections réduites (deux encoches sur le schéma 3.3).

2. Collection du rayonnement :

Dans un fusible de type industriel, le rayonnement émis pendant la coupure est piégé à l'intérieur de la cartouche. Pour le collecter, deux dispositifs sont possibles : le premier consiste à insérer une fibre optique au sein du plasma au niveau des sections réduites ; le second consiste à collecter directement le rayonnement issu du plasma grâce à un boîtier et à un système optique de collection adaptés.

La deuxième solution a été retenue de manière à s'affranchir de deux contraintes. La première réside dans le positionnement de l'extrémité de la fibre au plus proche des sections réduites : cette démarche est compliquée

par la présence de la matière de remplissage d'une part, et par l'utilisation éventuelle d'un tuteur permettant de maintenir la fibre fixe. La seconde est liée à la procédure d'étalonnage de la fibre en intensité : étant donné que l'arc est un phénomène dynamique dont les dimensions évoluent au cours de l'extinction, l'extrémité intégratrice de lumière serait érodée, et la géométrie de la face collectrice évoluerait au cours du temps. L'étalonnage de la fibre serait donc impossible.

C'est pourquoi les deux types de boîtiers fusibles expérimentaux ne possèdent qu'un seul élément fusible muni d'une seule série de sections réduites, et l'une des faces de la cartouche est remplacée par un hublot de visée adapté à la collection directe du rayonnement. Les sections ci-après décrivent en détail les caractéristiques de chaque élément du boîtier fusible de type expérimental.

L'élément fusible

L'élément fusible utilisé dans les tests fusibles est montré sur la figure 3.5. Cet élément muni de deux sections réduites est en argent pur à 99,95 %. Il est fourni par la société FERRAZ.

La cartouche

La cartouche du boîtier fusible expérimental est en matériau composite de type Céloron. Ce matériau est choisi dans la mesure où :

- l'usinage de ce matériau est aisé ;
- il présente une grande rigidité, ce qui limite le vieillissement des boîtiers ;
- il présente une résistance mécanique élevée.

En raison de sa nature composite, il possède une température maximale d'utilisation de $130^{\circ} C$ ¹. Il est donc nécessaire d'éviter tout contact entre l'arc et ce matériau pour se préserver de l'émission éventuelle de vapeurs d'impuretés.

Le sable de silice

Espèces chimiques présentes dans le sable de silice :

SiO ₂	Fe ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	TiO ₂	CaO	K ₂ O
------------------	--------------------------------	--------------------------------	------------------	-----	------------------

Pourcentage de présence :

99,8 mini	0,02 maxi	0,2 maxi	0,02 maxi	0,02 maxi	0,02 maxi
-----------	-----------	----------	-----------	-----------	-----------

TABLEAU 3.1 – *Composition chimique du sable de silice (Analyse établie par la société FERRAZ).*

Comme le montre le tableau 3.1, le sable de silice est extrêmement pur : la silice est présente à plus de 99,8 %. Les impuretés sont présentes sous la forme d'oxide simple ou plus complexe. Les éléments calcium et potassium

¹Notice technique sur les matériaux composites distribués par la société SOPRODI

sont présents en très faible pourcentage, mais ces quantités sont suffisantes pour les retrouver dans l'analyse spectroscopique (Chapitre 5) car les raies associées ont des niveaux d'énergie faibles et les probabilités de transition sont élevées.

La masse volumique réelle est $2,65 \text{ g.cm}^{-3}$. La masse volumique apparente est $1,5 \text{ g.cm}^{-3}$ ².

La figure 3.6 donne la répartition granulométrique du sable de silice fourni par FERRAZ. L'analyse montre que 80 % des grains se répartissent dans l'intervalle depuis $300 \mu\text{m}$ jusqu'à $450 \mu\text{m}$. Les écarts entre les deux tendances résultent de l'utilisation de la tamiseuse à résonance dont les hauteurs d'oscillations et donc l'efficacité du tri, dépendent de la masse totale du système (Annexe A). C'est pourquoi le point obtenu pour l'intervalle de borne inférieure $400 \mu\text{m}$ est décalé par rapport à la courbe de tendance.

Cette opération nécessite l'emploi de tamis dont les mailles sont imposées par le fournisseur. Les sept tamis utilisés sont caractérisés par les ouvertures de mailles suivantes : $160 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$, $250 \mu\text{m}$, $315 \mu\text{m}$, $355 \mu\text{m}$, $400 \mu\text{m}$, $450 \mu\text{m}$.

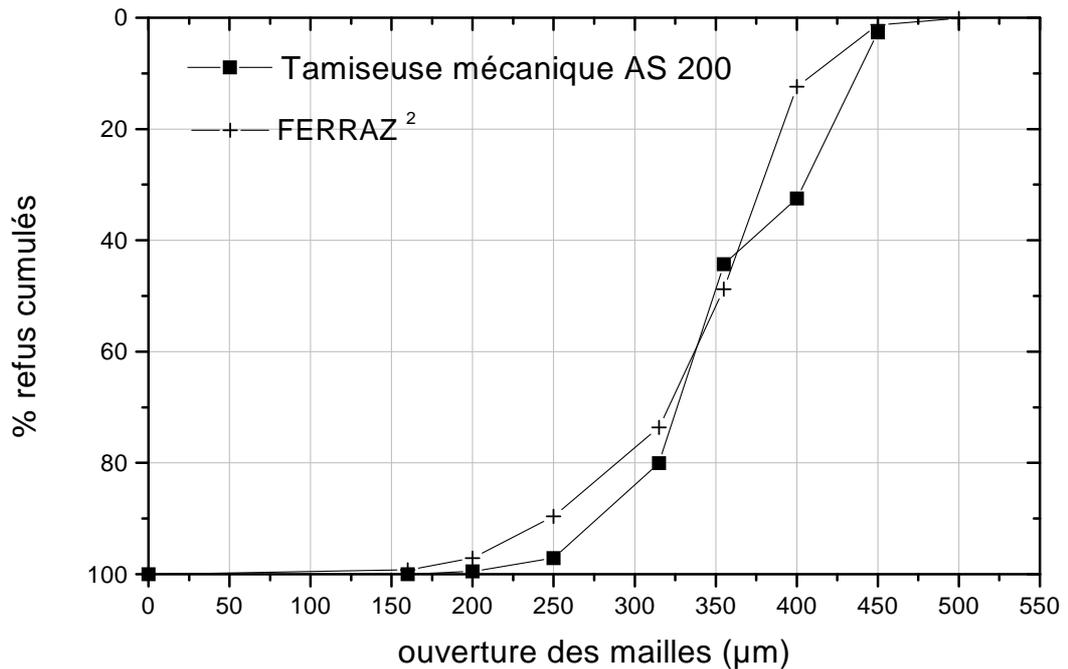
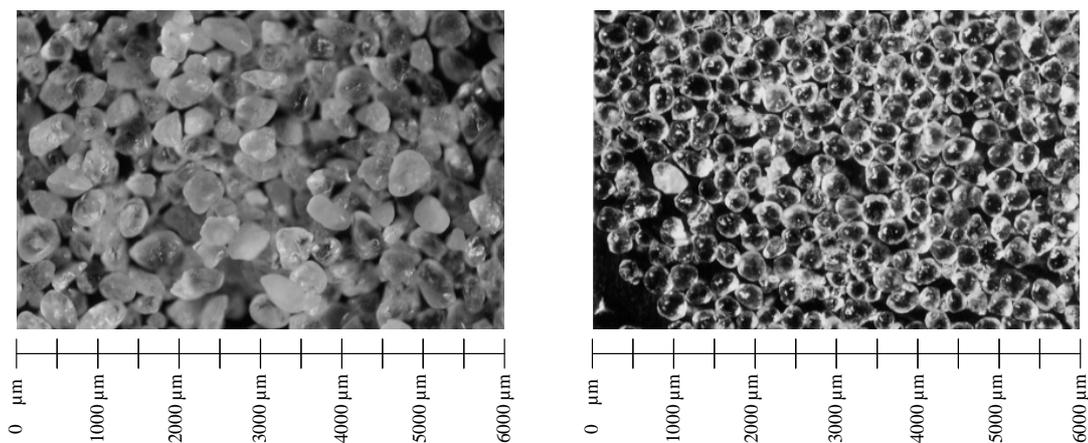


FIGURE 3.6 – Analyse granulométrique du sable de silice.

²Notice technique de la société FERRAZ



Grains de sable de silice (FERRAZ)
de granulométrie quelconque

Grains de quartz amorphe de
granulométrie [315-355] μm

FIGURE 3.7 – *Visualisation des grains de sable de silice et des grains de quartz amorphe.*

Les grains de sable de silice (Figure 3.7) et les grains de quartz amorphe sont de formes différentes : l'observation montre que les grains de quartz peuvent être assimilés à des sphères en première approximation, contrairement aux grains de sable de silice. Il est impossible de paramétrer la forme d'un grain seul. C'est pour cette raison que dans le but de déterminer la proportion de silice à l'état solide, on fait appel à la quantité de silice présente dans l'unité de volume, autrement dit la masse volumique.

Empilement	Compacité	ρ ($g.cm^{-3}$)
Cubique faces centrées	0,74	1,96
Cubique centré	0,68	1,80

TABLEAU 3.2 – *Compacité théorique et masse volumique (ρ) correspondante pour différents types d'empilements compacts de grains de silice supposés sphériques. La masse volumique de la silice est $\rho_0 = 2,646 g.cm^{-3}$.*

Dans le cas d'un empilement de sphères, la compacité de l'empilement est définie par le rapport du volume des sphères sur le volume de la maille qui les contient. Le tableau 3.2 montre que la compacité maximale, et donc la masse volumique maximale de compactage est obtenue pour un empilement de type cubique faces centrées.

Les mesures de la masse volumique de compactage en utilisant le quartz amorphe montrent que la valeur atteinte est $1,51 g.cm^{-3}$; par conséquent, même dans le cas des grains de quartz, l'hypothèse qui consiste à les assimiler à des sphères n'est pas valide, malgré la forme régulière observée sur la figure 3.7. Cette valeur est obtenue pour l'intervalle granulométrique $[315 - 355] \mu m$. La variation de la masse volumique de compactage est donnée sur la figure 3.8 en fonction de la granulométrie du sable de silice. La masse volumique augmente régulièrement depuis $1,61 g.cm^{-3}$ pour $[200 - 250] \mu m$ jusqu'à $1,77 g.cm^{-3}$ pour $[400 - 450] \mu m$. Cette accroissement linéaire présente une discontinuité pour l'intervalle $[450 - 500] \mu m$ pour lequel la masse volumique de compactage vaut $1,75 g.cm^{-3}$. Ces valeurs sont obtenues après une durée de compactage spécifique à chaque granulométrie : les valeurs de masse volumique indiquées sont celles obtenues pour le réarrangement maximum des grains.

Le rapport de la valeur maximale sur la valeur minimale est de l'ordre de 1,1. L'influence de la granulométrie et de la masse volumique de compactage sur l'extinction de l'arc de coupure est étudiée dans le chapitre 5.

Le hublot de visée

Le hublot de visée est constitué de deux lames transparentes de nature différente : la zone externe au boîtier est un hublot en verre d'épaisseur $4 mm$. Sur la face interne du hublot en verre, une lamelle en quartz d'épaisseur $0,5 mm$

est centrée sur la zone des sections réduites. Le hublot global présente deux avantages [BUS99] :

1. Etant donné que l'arc est en contact avec le hublot de visée, il interagit avec les couches superficielles de la lamelle de quartz qui n'introduit aucune impureté, contrairement au hublot en verre. Le verre est de nature sodocalcique : la dégradation entraîne l'émission de raies sodium et calcium particulièrement intenses. Des tests avec ou sans la lamelle de quartz sont étudiés dans le chapitre 5 car le sodium peut servir de traceur, en particulier pour les grandeurs physiques de la périphérie de l'arc.
2. Grâce au hublot de visée, il est possible de collecter directement le rayonnement issu du plasma d'arc, ce qui rend possible la procédure d'étalonnage en intensité des acquisitions spectrales.

L'inconvénient majeur de la présence du hublot de visée est dû au contact entre l'arc et la face interne du hublot. Dans la configuration notée A sur la figure 3.9, l'élément fusible est plaqué directement sur le hublot, ce qui implique le glissement de l'arc et de la matière liquide. Les fulgurites qui en résultent sont de dimensions supérieures à celles obtenues sans hublot de visée. Pour limiter ce glissement, l'élément fusible peut être positionné perpendiculairement au plan du hublot (configuration B) : la seule dimension de l'élément en contact avec le hublot est donc l'épaisseur de l'élément fusible, ce qui minimise considérablement les conséquences sur le volume final de la fulgurite.

Suivant la configuration de l'élément fusible, le point à partir duquel le rayonnement est collecté varie : pour la configuration A, ce point est confondu avec l'un des deux brins métalliques au niveau des encoches ; pour la configuration B, ce point correspond à la même zone prise dans le plan perpendiculaire au hublot de visée : il existe donc une épaisseur de sable de silice entre l'élément métallique et la face interne du hublot de visée.

3.1.1.3 Le capillaire

Le capillaire est un dispositif mis au point pour la mesure simultanée des trois grandeurs physiques (température, densité électronique, pression) au sein du plasma d'arc [DUR00]. L'intérêt de ce dispositif est de créer un plasma d'arc de coupure simplifié, du type plasma d'arc dans le fusible, en supprimant l'influence de la matière de remplissage sur les grandeurs électriques et physiques. L'objectif global est de valider la procédure de détermination de la pression au sein du plasma d'arc par analyse du rayonnement émis.

Le capillaire est constitué de 4 éléments principaux :

Le tube capillaire

Les tubes capillaires sont en quartz, de manière à ne pas introduire d'impuretés dans le spectre rayonné par le plasma. Les seuls éléments chimiques

présents sont donc le silicium, l'oxygène, et l'argent (élément constitutif du fil d'amorçage). Les mesures sont réalisées pour un diamètre interne du tube capillaire égal à $0,2\text{ mm}$ et , pour une longueur égale à 40 mm . Ces dimensions sont choisies en fonction de la tension de charge des tests, et donc de l'énergie injectée.

Les électrodes - Les pastilles de contact

Le tube capillaire est relié à ses deux extrémités aux électrodes du système : des pastilles de même nature que le fil d'amorçage sont intercalées entre le fil d'amorçage et les électrodes. Leur rôle est double : elles assurent un contact stable entre le fil d'amorçage et les électrodes d'une part, et elles assurent l'étanchéité du tube capillaire d'autre part.

Le fil d'amorçage

Le fil d'amorçage est un fil métallique de section constante, en argent ou en cuivre, dont le diamètre est égal à $0,125\text{ mm}$. La longueur est adaptée en fonction de la tension de charge et donc de l'énergie injectée.

Le système de serrage

Le système de serrage est constitué de deux éléments principaux dont le rôle est d'assurer l'étanchéité et le maintien du tube capillaire. La partie interne du système est un tube en matériau isolant (polyéthylène) dont le diamètre interne coïncide avec le diamètre externe du tube capillaire ; sa longueur est la même que le tube capillaire ; il est muni d'un orifice qui laisse échapper le rayonnement émis pendant l'extinction, par la zone centrale du plasma. La partie externe renforce le contact entre les électrodes, les pastilles de contact et le fil d'amorçage.

Le dispositif de collection du rayonnement

Le système de collection du rayonnement est formé d'un tube télescopique muni des trois éléments nécessaires à la collection du rayonnement : une lentille convergente achromatique de diamètre $25,4\text{ mm}$ et de focale $50,8\text{ mm}$, un support de filtre, un insert pour la fibre optique reliée au spectromètre.

3.1.1.4 L'enceinte 0,1 MPa - 1,0 MPa

Description du dispositif

Ce dispositif est destiné à l'étude des plasmas d'arc de fusibles et des claquages par fils d'amorçage placés dans une atmosphère sous pression contrôlée. Il est adapté à la mesure simultanée des caractéristiques courant-tension et à la collection du rayonnement qui est focalisé sur l'entrée du spectromètre. Le volume global de l'enceinte est de l'ordre de 30 dm^3 . Un tel volume est

nécessaire dans la mesure où trois éléments du dispositif global sont placés à l'intérieur de l'enceinte :

- les câbles électriques d'alimentation ;
- le dispositif de maintien et de positionnement du système à étudier ;
- le dispositif optique qui assure la collection du rayonnement émis pendant la décharge.

Le corps de l'enceinte est un cylindre de longueur 420 *mm*, et de diamètre interne 300 *mm*. Il est constitué de plusieurs tôles en acier soudées entre elles : les soudures suivant l'axe et les soudures suivant la circonférence sont les points faibles du dispositif ; elles ont été étudiées en détail lors de la conception du dispositif [DUR00]. Le couvercle de fermeture est bloqué sur le corps de l'enceinte par un système de serrage constitué de 16 boulons, dont la résistance à l'effort exercé par la pression a également été étudiée précisément [DUR00]. Tous les éléments nécessaires à la création de la décharge et à la mesure sont positionnés sur le couvercle de manière à ne créer aucun point faible supplémentaire sur le corps de l'enceinte. L'étanchéité entre le corps de l'enceinte et le couvercle est assurée par un joint torique.

Mise au point du dispositif. Sécurité d'utilisation

Lors de sa conception, tous les éléments du dispositif liés à la sécurité ont été choisis pour le domaine d'utilisation depuis la pression atmosphérique jusqu'à 1,0 *MPa*.

Elément du dispositif	Efforts pneumatiques exercés par le gaz (1 <i>MPa</i>)	Contrainte limite théorique	Coefficient de sécurité théorique
Soudure longitudinale	25 <i>MPa</i>	700 <i>MPa</i>	30
Soudure circonférentielle	12,5 <i>MPa</i>	700 <i>MPa</i>	60
Vis de serrage	114 <i>MPa</i>	900 <i>MPa</i>	7,9

TABLEAU 3.3 – Evaluation des coefficients de sécurité pour les soudures et les vis de serrage de l'enceinte 0,1 *MPa* – 1,0 *MPa*. Les valeurs correspondent à l'effort exercé par une pression relative de 1 *MPa* (d'après [DUR00]).

L'évaluation des contraintes mécaniques exercées sur les soudures et sur les boulons de serrage [DUR00] montre que :

1. Les contraintes qui s'exercent suivant l'axe du cylindre et suivant la circonférence dépendent principalement de la valeur de la pression à l'intérieur de l'enceinte.

2. Les contraintes qui s'exercent sur les boulons de serrage dépendent de leur diamètre et de la valeur de la pression.

Les coefficients de sécurité sont donnés dans le tableau 3.3. Il apparaît clairement que le point le plus faible du dispositif se situe au niveau des boulons de serrage : ils ont donc été choisis dans un matériau de haute résistance (type M8x35 HR), et régulièrement renouvelés pendant les tests. Les formulations des contraintes exercées sur les soudures et les vis de serrage sont détaillées dans l'annexe B.

Dispositif optique

Les dispositifs de collection du rayonnement et de maintien du système sont détaillés sur la figure 3.12 : le dispositif global est solidaire du couvercle de l'enceinte ce qui facilite les manipulations.

Le vernier rend possible le positionnement précis du système par rapport au dispositif optique. La visée du point à partir duquel le rayonnement est intégré est réalisée par visée laser ; dans le cas du fusible, l'emploi d'un miroir semi-réfléchissant inséré entre le fusible et la source laser supprime les erreurs de parallaxe (Annexe C).

Le dimensionnement du dispositif optique tient compte des caractéristiques de la fibre optique. La valeur de l'ouverture numérique de la fibre (0,22) impose l'utilisation d'une lentille convergente achromatique de diamètre 25,4 mm, de focale 50,8 mm. La source du rayonnement et son image sont positionnées à la distance $2f$ de la lentille ; le rapport d'agrandissement résultant de cette configuration est 1.

En plus du dispositif optique, le couvercle est le support de deux autres éléments :

- les connexions électriques : les câbles issus du banc de capacités sont reliés aux électrodes (11) solidaires du couvercle ; les connexions intermédiaires font le lien avec les électrodes (12) du système ;
- le dispositif de circulation des gaz : constitué d'un conduit de mise en pression et d'un conduit d'évacuation. Le système est complété par un manomètre de visualisation de la valeur de pression à l'intérieur de l'enceinte.

Les spécificités des éléments optiques sont données dans l'annexe C.

3.1.2 Régulation en courant d'un arc créé par ouverture de contacts métalliques sous pression contrôlée

Ce dispositif complète l'enceinte 0,1 MPa – 1,0 MPa. L'intérêt de ce dispositif est double :

1. Etendre le domaine de pression accessible en raison d'un volume utile réduit : l'intervalle de pression admis est 0,1 MPa – 3,0 MPa.

2. Contrôler l'énergie dissipée dans l'arc produit de manière à exciter les transitions associées à l'argent et au silicium.

Les éléments argent et silicium sont présents sous forme solide : les contacts métalliques utilisés sont des alliages argent-silice dans lesquels l'argent est majoritaire. Au préalable, différentes sources de silicium ont été envisagées, en particulier sous forme gazeuse telle que le silane (SiH_4) : cet élément, en plus de fournir du silicium, est composé d'hydrogène qui peut servir pour une évaluation complémentaire des grandeurs physiques. Mais les propriétés réactives du silane avec l'air impliquent la mise en place de dispositifs de sécurité contraignants et coûteux. On peut notamment préciser que le silane au contact de l'air, s'enflamme en formant de la silice avec une très forte production d'énergie.

Pour ces raisons, l'idée première d'utiliser du silicium sous forme gazeuse a été abandonnée.

3.1.2.1 Caractéristiques de l'enceinte 0,1 MPa - 3,0 MPa

Corps de l'enceinte

Cette enceinte est une bombe calorimétrique classique. Ce matériel est choisi en raison de sa capacité à résister à des pressions importantes ; en particulier, la résistance de l'ensemble est testé sous 23 MPa d'oxygène et sous 30 MPa d'eau. Le domaine d'utilisation certifié fixe la limite supérieure à 3 MPa.

Le volume utilisable est de l'ordre de $0,3 \text{ dm}^3$. En raison du volume limité, le dimensionnement des éléments nécessaires aux mesures électriques et à la collection du rayonnement a fait l'objet d'une étude minutieuse [DUR00]. Etant donné la capacité du corps de l'enceinte à résister à de fortes valeurs de pression, tous les éléments nécessaires à l'analyse sont fixés sur le réceptacle (noté 3 sur la figure 3.14) spécialement usiné pour adapter les connexions électriques, la fibre optique et la distribution du gaz.

Création de l'arc

L'arc est créé par ouverture des contacts AgSiO_2 parcourus par un courant continu. Une impulsion électrique commande l'ouverture et la fermeture de l'électro-aimant. La connexion électrique de la cathode est constituée par un câble entouré d'isolant, dont le diamètre faible autorise un comportement élastique de la connexion, ce qui facilite le mouvement de la cathode. Le détail du mécanisme est donné dans l'annexe D.

L'alimentation continue en courant est réglable pour délivrer au maximum 50 A sous une tension de 300 V. Les niveaux de puissance utilisés dans les tests sont de l'ordre d'une dizaine d'ampères sous une tension de l'ordre de quelques dizaines de volts. La puissance maximale disponible est de l'ordre de 15 kW.

Le circuit d'alimentation et la séquence de commande des déclenchements sont détaillés dans l'annexe D.

Dispositif global

Le dispositif global d'acquisition complémentaire de l'enceinte $0,1 \text{ MPa} - 3,0 \text{ MPa}$ est représenté sur la figure 3.14.

Etant donné que les contacts sont des alliages argent/silice dans les proportions 90/10 et 80/20, il est nécessaire de contrôler précisément la durée de l'arc de manière à préserver en partie la qualité des contacts. Les modules de commande (9) agissent sur le déclenchement de l'électro-aimant (3) et de l'acquisition sur le spectromètre (10-11).

Le courant d'arc est réglé par une alimentation en courant (7) dont la commande est manuelle. Les mesures électriques sont effectuées sur un oscilloscope (8) relié au PC (12) de commande du spectromètre.

3.1.2.2 Configuration des tests

Courant d'alimentation

Les valeurs du courant utilisé dans les tests tiennent compte de la structure des connexions électriques du dispositif. En raison du dimensionnement lié au volume utilisable de l'enceinte, les valeurs accessibles sont limitées; trois valeurs sont admises : 3 A , 5 A , 10 A . La durée de l'arc est ajustée en fonction de cette valeur du courant pour préserver les éléments du dispositif.

Gaz de remplissage

Le gaz injecté dans l'enceinte est de deux natures : azote (sous la forme N_2), et argon. Deux raisons justifient ce choix :

1. **Azote** : étant donné que le but de ces tests est l'observation des profils de raies argent et silicium dans le but de comprendre les élargissements des profils de raies émises par le plasma d'arc de fusible, il est nécessaire d'utiliser le gaz dont la composition est la plus proche possible de celle de l'air emprisonné dans les interstices de la matière de remplissage. De plus, le conditionnement de l'azote autorise des valeurs de pression jusqu'à $3,0 \text{ MPa}$ qui est la limite supérieure admise pour ce dispositif.
2. **Argon** : les données sur les élargissements des profils des raies argon sont nombreuses et peuvent donc être utilisées dans le but de caractériser physiquement le plasma créé.

Décharge capacitive

Pour augmenter le domaine d'énergie accessible, des arcs sont créés par décharge capacitive. Pour l'excitation des raies silicium à l'état neutre et ionisé,

il est nécessaire d'injecter davantage d'énergie car les états émetteurs ont des niveaux d'énergie supérieurs à ceux des états émetteurs observés pour l'argent : de l'ordre de 10 eV à 12 eV pour le silicium ionisé, et de l'ordre de 6 eV pour l'argent neutre.

Les dispositifs mis au point pour les tests à courant de faible niveau et pour les tests à forte puissance sont détaillés dans l'annexe D.

3.2 Dispositif global d'acquisition du rayonnement

L'objectif de ce travail est d'accéder aux grandeurs physiques du plasma d'arc dans le fusible par l'analyse du rayonnement émis pendant l'extinction de l'arc de coupure.

Pour tous les dispositifs décrits précédemment, le rayonnement issu de la source est focalisé sur l'entrée du spectromètre qui décompose le rayonnement incident : les composantes spectrales sont ensuite traitées et visualisées sur un PC de contrôle.

3.2.1 Le spectromètre

Le spectromètre utilisé est un CHROMEX 500 IS, de focale $0,5\text{ m}$, de type Czerny-Turner. Il est muni des composants suivants :

- un obturateur mécanique (ou shutter) ;
- une fente d'entrée réglable [$10\ \mu\text{m}$ – $2000\ \mu\text{m}$] ;
- un miroir réglable de focalisation du rayonnement incident sur la fente d'entrée du spectromètre ;
- un insert destiné à recevoir la fibre optique ;
- trois réseaux de diffraction : $600\ \text{t/mm}$, $1200\ \text{t/mm}$, $1800\ \text{t/mm}$ montés sur une tourelle mécanique ;
- une matrice CCD (Couple Charge Device) : $1152\ \text{pixels} \times 1242\ \text{pixels}$, sensible depuis l'ultra-violet ($200\ \text{nm}$) jusqu'à $1,1\ \mu\text{m}$;
- les pixels (ou photodiodes) sont des capacités (MOS) : elles produisent une charge électrique d'intensité proportionnelle à l'intensité du rayonnement incident.

Réseau (t/mm)	Domaine spectral accessible (nm)	$\Delta\lambda(1\ \text{pixel})$ (nm)	Fonction d'appareil
600	90	0,075	$\approx 5\ \text{pixels}$
1200	42	0,034	$\approx 5\ \text{pixels}$
1800	28	0,022	$\approx 4\ \text{pixels}$

TABLEAU 3.4 – Caractérisation des réseaux de diffraction.

Le traitement des signaux de la matrice CCD est assuré par un contrôleur de type ST-138 qui assure également le contrôle de la température de fonctionnement de la matrice CCD. La gestion des paramètres d'acquisition est supportée par le logiciel WINSPEC. Le schéma de principe du spectromètre est détaillé dans l'annexe E. La procédure de conversion du rayonnement est assurée par le contrôleur.

Le tableau 3.4 donne les intervalles de longueur d'onde accessibles en fonction du réseau. Le choix dépend de la nature du test. Pour l'identification des raies au sein du plasma de fusible, le réseau 600 t/mm est utilisé car il donne accès à une bande spectrale de l'ordre de 90 nm en une seule visée : ainsi, le domaine visible peut être décrit en six intervalles de visée, centrés sur 400 nm , 480 nm , 560 nm , 640 nm , 720 nm , et 800 nm . Pour l'observation des profils de raies utilisées pour l'évaluation des grandeurs physiques, les réseaux 1200 t/mm et 1800 t/mm sont employés : le choix est fonction de l'étalement des ailes de raies.

3.2.1.1 Utilisation du spectromètre en mode cinétique

Pour les configurations des fusibles expérimentaux testés, le régime d'arc dure 3,5 ms environ. Pendant toute cette période, le plasma d'arc émet un rayonnement exploitable pour l'évaluation des grandeurs physiques. Pour obtenir un nombre suffisant de spectres régulièrement répartis sur toute la durée du régime d'arc, le spectromètre est utilisé en mode cinétique.

La configuration du mode cinétique est réalisée en cinq étapes de réglage :

Positionnement du spot sur la matrice

La zone d'acquisition de la matrice est déterminée à l'aide de l'image d'un spot lumineux fourni par une source quelconque, et transmise par une fibre optique. Au moyen du miroir de focalisation, l'image du spot est positionnée au plus bas possible sur la hauteur de la matrice (1152 pixels), et au centre des 1242 pixels (Figure 3.15). La dimension du spot dépend de la position de l'extrémité de la fibre optique dans l'insert ; étant donné que la taille de ce spot conditionne le nombre total de traces d'acquisition, une dimension minimale, une distribution régulière de l'intensité au sein du spot et une réponse maximale au signal incident sont recherchées.

La hauteur du spot détermine le nombre de lignes de la zone d'acquisition ; en plus du nombre de pixels coïncidant avec la hauteur du spot, il est nécessaire de rajouter des pixels pour s'assurer que la totalité du rayonnement incident est effectivement intégré ; le nombre de ces pixels supplémentaires dépend de la taille globale du spot, et de la distribution d'intensité.

Réglage de l'horizontalité de la zone d'acquisition

La hauteur (nombre de pixels ou nombre de lignes : n_L sur la figure 3.15) de la zone d'acquisition détermine également la hauteur de la trace d'acquisition. Pour réaliser ces réglages, le réseau est positionné de telle manière qu'il se comporte comme un miroir (mode zéro). Une fois que la trace est définie en hauteur, son horizontalité est réglée : pour supprimer les éventuelles pertes en intensité du rayonnement incident, les pixels inférieur et supérieur délimitant la zone d'acquisition doivent être identiques sur les bords gauche et droite de la matrice (c'est à dire dans les zones voisines des pixels 1 et 1242).

Détermination du nombre total de traces

La zone notée **I** sur la figure 3.15 correspond au nombre de lignes non utilisées pour l'acquisition. Le nombre total de traces (zone **II**) est obtenu en divisant le nombre total de lignes en dehors de la zone **I** par le nombre de lignes d'une trace. Ce nombre n_T dépend donc des réglages de positionnement du spot et de l'horizontalité de la trace d'acquisition.

Déroulement du transfert de charge : mode cinétique

La durée des phénomènes observés est trop brève pour utiliser plusieurs acquisitions successives : en particulier, les temps d'ouverture et de fermeture du shutter sont incompatibles avec la durée du régime d'arc dans le fusible (le temps d'action du shutter est de l'ordre de 0,2 s, tandis que le régime d'arc dure 3,5 ms). C'est pourquoi l'acquisition en mode cinétique est employée. Les charges produites par les pixels sous l'effet d'un rayonnement incident peuvent être décalées sur la surface de la matrice CCD : le temps nécessaire à cette opération est très nettement inférieur au temps nécessaire pour la conversion des informations.

La réalisation du mode cinétique se déroule en quatre étapes :

- **étape 1** : acquisition du rayonnement par la zone d'acquisition (pos.0), pendant une durée d'exposition (t_{EXPO}) prédéfinie ;
- **étape 2** : arrêt de l'acquisition et transfert des charges de chaque ligne de la zone d'acquisition or de cette zone ; le temps de transfert de chaque ligne (t_{SHIFT}) est lui aussi prédéfini ; la durée totale de transfert des charges des n_L lignes de la zone d'acquisition est donc $n_L \times t_{SHIFT}$;
- **étape 3** : création de la première trace d'acquisition ; les n_L lignes sont dans la zone pos.1 ;
- **étape 4** : les étapes 1 à 3 se répètent n_T fois ; le spectre global est donc constitué de n_T traces de durée : $t_{EXPO} + n_L \times t_{SHIFT}$; la durée totale du spectre global est : $n_T \times [t_{EXPO} + n_L \times t_{SHIFT}]$.

Une fois que le transfert global des charges est terminé, le shutter se ferme et les signaux sont ensuite convertis par le contrôleur.

Le réglage de la trace d'acquisition, le dimensionnement et la réponse en intensité de l'image du spot conditionnent en grande partie la qualité du mécanisme de transfert.

Synchronisation du mode cinétique avec la source et les mesures électriques

La figure 3.16 représente la synchronisation de l'ensemble des éléments nécessaires au déclenchement du phénomène, de l'acquisition du rayonnement et des mesures électriques.

En fonction de la nature du phénomène, il peut être nécessaire d'introduire un temps de retard (t_{RETARD}) entre l'instant de déclenchement du phénomène et l'instant qui coïncide avec le début du transfert des charges sur la matrice

CCD. En particulier dans le cas des tests fusibles, aucun rayonnement n'est observé pendant le régime de préarc. C'est pourquoi un temps de retard est introduit pour synchroniser le début de l'émission lumineuse (début du régime d'arc) avec le déclenchement du mode cinétique de la matrice CCD. Le temps de retard varie depuis $160\ \mu s$ jusqu'à $500\ \mu s$: il dépend de la durée totale d'une trace d'acquisition.

3.2.1.2 Calibration en longueur d'onde

Cette procédure consiste à établir la relation entre les 1242 pixels de la matrice CCD et les longueurs d'onde correspondant au rayonnement intégré. Cette étape doit être réalisée soigneusement dans la mesure où : l'identification des éléments présents dans le plasma d'arc est réalisée par observation des longueurs d'onde centrales des transitions discrètes ; l'évaluation des grandeurs physiques (densité électronique et pression) a pour support les paramètres de profils de raies (longueur d'onde centrale, largeur totale à mi-hauteur).

Longueurs d'onde de référence

En raison du large domaine spectral étudié en particulier dans le cas des tests fusibles ($[350 - 800]\ nm$), il est nécessaire de disposer d'un grand nombre de transitions de référence se répartissant depuis le proche UV jusqu'au proche IR. Deux types de lampes spectrales sont utilisées :

- lampe spectrale basse pression Mercure-Argon ;
- lampes spectrales type OSRAM : Césium, Mercure-Cadmium, Rubidium.

Les valeurs théoriques des longueurs d'onde centrales et leurs conditions d'observation sont données dans les tables spectroscopiques³.

Procédure de calibration

Le logiciel de commande du spectromètre et du contrôleur fournit une procédure de calibration automatique. A partir du spectre issu de la lampe spectrale, la procédure est réalisée en trois étapes :

- **étape 1** : sélection de trois transitions référencées au minimum, et isolées pour éviter toute interférence éventuelle entre les profils de raies ;
- **étape 2** : pour chacune des raies sélectionnées, définition du couple de données : (pixel, longueur d'onde centrale) ;
- **étape 3** : choix d'une procédure de calcul pour établir la relation entre les pixels et les longueurs d'onde pour le domaine spectral observé ; l'approximation linéaire par la méthode des moindres carrés est utilisée.

Les méthodes choisies pour l'interpolation et l'extrapolation des données sont linéaires dans la mesure où la linéarité de la réponse en longueur d'onde de la matrice CCD est vérifiée (Annexe E).

³[KUR96][MAS69][NIS99][NIS95][STR68] [ZAI70]

Précision sur l'observation des longueurs d'onde

La précision attendue sur la valeur observée de la longueur d'onde est un paramètre important notamment dans l'identification des éléments présents dans le plasma d'arc par observation des transitions émises pendant l'extinction, et dans l'observation des décalages des longueurs d'onde centrales des transitions sensibles à l'effet Stark.

Les tests d'évaluation montrent que [BUS98] :

1. Quel que soit le réseau utilisé, la largeur de la fente d'entrée, et le domaine spectral, la précision attendue sur l'observation de la longueur d'onde est inférieure voire de l'ordre du pixel (Annexe E).
2. En raison de la linéarité de la réponse de la matrice CCD en longueur d'onde, cette précision de lecture est valable sur toute la largeur de la matrice, en particulier sur les bords de la matrice CCD.

La formulation des longueurs d'onde observées est donc de la forme : $\lambda \pm \Delta\lambda$ où $\Delta\lambda$ représente l'équivalent en longueur d'onde d'un pixel (qui dépend principalement du réseau utilisé).

3.2.1.3 Etalonnage en intensité

Le système d'acquisition du rayonnement (spectromètre et contrôleur) fournit la distribution de l'énergie rayonnée en fonction de la longueur d'onde, mais dans une unité arbitraire. Deux raisons justifient l'étalonnage en intensité du dispositif optique global :

1. Etant donné que l'énergie rayonnée par le plasma est une grandeur physique, il s'agit d'exprimer cette quantité en fonction d'une grandeur énergétique : celle qui est choisie est la luminance énergétique spectrique.
2. De même que pour la réponse en longueur d'onde, il est nécessaire de connaître la réponse de la matrice CCD et de l'ensemble des éléments qui constituent le dispositif optique, à un rayonnement incident d'énergie connue. Tous les éventuels facteurs d'atténuation sont donc pris en compte, ce qui limite les écarts entre le spectre émis par la source et le spectre observé après passage par le dispositif optique.

Définition de la luminance

La luminance d'une source est définie par le flux énergétique émis par un point pris dans l'élément de surface de la source, dans une direction donnée, par unité d'angle solide et par unité d'aire. La luminance s'exprime en $W.m^{-2}.sr^{-1}$. La luminance énergétique spectrique représente la densité spectrale du flux précédemment défini. Elle s'exprime donc, si la densité spectrale est définie en fonction de la longueur d'onde, en $W.nm^{-1}.m^{-2}.sr^{-1}$.

La luminance est donc l'intégrale de la luminance énergétique spectrique sur un intervalle de longueur d'onde donné.

La source de luminance utilisée pour l'étalonnage est une lampe à ruban de tungstène de marque OSRAM, et de type WI 14. Le certificat d'étalonnage fournit la luminance énergétique spectrique (par pas de 5 nm) correspondant à une luminance donnée pour l'intervalle spectral $[350 - 800] \text{ nm}$, et pour un courant d'alimentation égal à 16 A (fourni par l'alimentation régulée en courant).

Etalonnage de la luminance énergétique spectrique émise par le plasma

La procédure d'étalonnage et l'acquisition du rayonnement issu du plasma doivent être réalisées dans les mêmes conditions géométriques : la distance entre la source étalon et l'extrémité de la fibre qui reçoit le rayonnement doit être identique à la distance entre l'élément émetteur du plasma et l'extrémité de la fibre. Dans le cas contraire, les angles solides d'émission du rayonnement ne sont plus les mêmes, ce qui implique que les énergies rayonnées soient différentes.

Soit E_W l'énergie rayonnée par la lampe étalon. Le signal mesuré correspondant est :

$$S_W(\lambda) = C_W^{te} \times E_W(\lambda)$$

La constante C_W^{te} tient compte des spécificités de l'ensemble des éléments optiques impliqués dans l'acquisition du rayonnement issu de la lampe étalon (en particulier du facteur d'atténuation de chacun des éléments optiques). L'énergie rayonnée par la lampe pour une durée d'exposition t_W est :

$$E_W(\lambda) = t_W \times L_W(\lambda) \times F(\text{Conditions géométriques})$$

où F est une fonction qui prend en compte la position relative de la lampe étalon par rapport à la fibre optique.

De même, le signal mesuré du plasma s'exprime par :

$$\begin{aligned} S_P(\lambda) &= C_P^{te} \times E_P(\lambda) \\ &= t_P \times L_P(\lambda) \times F(\text{Conditions géométriques}) \end{aligned}$$

où C_P^{te} a la même signification que C_W^{te} appliquée à l'acquisition du rayonnement issu du plasma : si les deux acquisitions sont réalisées avec le même dispositif global, alors $C_P^{te} = C_W^{te}$; $E_P(\lambda)$ est l'énergie rayonnée par le plasma pendant une durée d'exposition t_P , pour une position de l'élément émetteur du plasma par rapport à la fibre identique à la position définie précédemment.

La luminance énergétique spectrique de l'élément émetteur du plasma est donc définie par la relation :

$$L_P(\lambda) = \frac{S_P(\lambda)}{S_W(\lambda)} \times \frac{t_W}{t_P} \times L_W(\lambda)$$

L'utilisation de cette formule impose deux contraintes :

1. Les deux types d'acquisition du rayonnement doivent être réalisés dans les mêmes conditions matérielles (fibre optique, lentille de focalisation, miroir, filtre atténuateur en intensité, largeur de la fente d'entrée du spectromètre, réseau, domaine spectral observé, zone d'acquisition sur la matrice CCD).
2. Un positionnement très minutieux des deux sources de rayonnement par rapport à la fibre optique est nécessaire.

Précision attendue sur l'étalonnage en intensité

Les phénomènes étudiés dans ce travail par spectroscopie atomique d'émission sont tous instables ; ils évoluent dans le temps et dans l'espace. Cette double instabilité rend difficile l'estimation de la précision sur la procédure d'étalonnage.

La procédure d'étalonnage appliquée implique que deux conditions soient vérifiées.

Premièrement, lors de l'acquisition du rayonnement, les distances entre la source et la fibre doivent être identiques :

- pour les tests fusibles, cette condition est pleinement vérifiée puisque la colonne d'arc évolue au contact du hublot de visée ; même si le hublot de visée est érodé très partiellement en surface, ce que montre le démontage des boîtiers, la variation de la distance entre la source et la fibre reste négligeable devant la distance totale ;
- pour les tests sur les fils métalliques, la condition est également réalisée ;
- pour les tests sur les contacts métalliques, l'arc créé par décharge capacitive ou par alimentation à courant continu est très instable : cette instabilité a été diminuée en grande partie par l'utilisation d'une cathode de forme conique, ce qui a fortement diminué l'amplitude des variations de la distance entre la source et la fibre.

Par conséquent, pour chaque type de phénomène étudié dans ce travail, la distance entre la source de rayonnement et la fibre peut être considérée comme stable (ce qui justifie l'utilisation d'une fonction F des conditions géométriques identique pour le rayonnement issu de la source et pour celui issu de la lampe étalon).

Deuxièmement, les deux types d'acquisition sont toujours réalisés avec le même dispositif optique global : toutes les éventuelles sources d'atténuation de l'intensité du rayonnement acquis sont donc prises en compte.

La formulation de la luminance énergétique spectrique de la source en fonction de celle de la lampe étalon est donc parfaitement applicable.

La plus importante source d'erreurs est liée à l'existence des phénomènes physiques qui interviennent en particulier dans les arcs d'extinction et les arcs produits par décharge capacitive sur les fils métalliques et sur les contacts métalliques. Les principaux sont les suivants :

- la diffusion du rayonnement non isotrope en raison des gradients de densité au sein de l'élément émetteur ;
- la diffusion de la matière liquide ce qui engendre l'existence de turbulences agissant le volume émetteur ;
- la pression qui implique, dans le cas de la colonne d'arc dans le fusible, la migration des grains de silice ; ces grains sont partiellement érodés en surface : la matière liquide et les vapeurs éventuellement produites au voisinage de l'interface solide influent sur les propriétés géométriques et physiques de l'élément émetteur.

La prise en compte de ces phénomènes dans l'évaluation de la précision sur l'étalonnage est impossible. Pour en limiter les effets sur l'élément émetteur, le point à partir duquel le rayonnement est intégré est toujours choisi au centre du système physique.

Dans le cas du fusible, le point focalisé est confondu avec l'un des brins métalliques d'une section réduite : pendant le régime d'arc, la colonne d'arc évolue régulièrement par rapport à cette zone ; ainsi, puisque la matière liquide est diffusée en direction de la périphérie sous l'influence de la pression, la colonne est donc principalement constituée de vapeurs métalliques (argent) et de vapeurs de silicium et d'oxygène. Même si des gradients existent à l'intérieur de la colonne, l'influence des autres effets susceptibles de modifier les propriétés de l'élément émetteur est fortement atténuée.

L'évaluation de la température et la précision sur les mesures sont directement liées à la précision de l'étalonnage en intensité.

La température est évaluée par la méthode des rapports d'intensité de deux raies émises par le même élément dans le même état d'ionisation ; ces deux raies sont choisies dans le même intervalle spectral d'acquisition. Ainsi, tous les effets susceptibles de fausser la procédure d'étalonnage sont identiques puisque le rayonnement est issu du même volume émetteur, et que le domaine spectral observé est identique. C'est pourquoi la précision sur l'évaluation de la température sera davantage influencée par d'autres facteurs non liés à la procédure d'étalonnage (tels que la connaissance des probabilités de transition).

3.3 Mesure des grandeurs électriques

Les grandeurs électriques sont mesurées à l'aide de capteurs LEM à effet Hall. Ces capteurs génèrent un signal de sortie proportionnel au signal mesuré, et de faible niveau ce qui le rend compatible avec la chaîne de mesure constituée de deux oscilloscopes reliés à un PC par une interface série de type GPIB.

Les deux oscilloscopes servent à acquérir les caractéristiques courant-tension d'une part, et à contrôler la synchronisation du phénomène avec le déclenchement

de l'acquisition sur la matrice CCD d'autre part.

Le dispositif global d'acquisition pour les tests à forte puissance est décrit sur la figure 3.17.

3.4 Imagerie ultra-rapide

L'analyse par spectroscopie donne accès aux grandeurs physiques au sein du plasma d'arc. Pour compléter cette analyse, il est nécessaire de quantifier l'évolution du volume correspondant à la fulgurite obtenue après extinction, de manière à caractériser en partie les mécanismes de dissipation de l'énergie. Pendant le régime d'arc, une fraction importante de la silice est liquéfiée : sous l'effet de la pression, cette masse liquifiée est expulsée vers la périphérie. La visualisation du phénomène de coupure par imagerie ultra-rapide utilise le boîtier expérimental de type A, et donne accès à l'évolution du volume défini en fonction des grandeurs électriques, et suivant deux directions :

- suivant l'axe de l'élément fusible : il s'agit donc de l'évolution en fonction du temps de l'espace interélectrodes, c'est à dire la vitesse de "burn-back" ;
- suivant la largeur de l'élément fusible.

3.4.1 Principe de fonctionnement de l'imagerie ultra-rapide

Spécificités du dispositif

Le phénomène d'extinction du plasma d'arc dans le fusible dure $4ms$. Pour obtenir une évolution détaillée de la fulgurite au cours du régime d'arc, le dispositif d'acquisition doit fournir un nombre suffisant d'images régulièrement réparties sur la durée du régime d'arc.

La caméra utilisée est une CORDIN DYNAFAX type 350 dont les caractéristiques⁴ principales sont données dans le tableau 3.5. Ces tests ont été réalisés sur le site de l'Ecole Centrale de Lyon dans le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, avec l'aide d'un utilisateur expérimenté⁵. En utilisant la cadence maximale accessible, ce dispositif fournit un ensemble de 120 images régulièrement réparties au cours des $3,5ms$ du régime d'arc. Le support d'acquisition est un film photographique de type $35mm$.

Configuration des acquisitions

⁴L'illustration et les caractéristiques sont issues de la documentation technique électronique de CORDIN DYNAFAX

⁵Ecole Centrale Lyon, LMFA, UMR 5509, Ecully

Les acquisitions sont réalisées pour des boîtiers fusibles où l'élément fusible est plaqué sur le hublot de visée. La zone visée est centrée sur les sections réduites et la focalisation est ajustée de telle manière que la zone coïncidant avec la fulgurite obtenue après extinction soit visible sur la prise de vue. Ce réglage a priori trivial est compliqué par la présence de filtre atténuateur en intensité intégré à l'objectif.

Cadence de prise de vue	<ul style="list-style-type: none"> • 224 à 35000 images par seconde • Régime d'arc : $3, 5 \text{ ms} \Rightarrow 120$ images
Format des acquisitions	<ul style="list-style-type: none"> • 224 images ($10, 7 \text{ mm} \times 7, 4 \text{ mm}$) réparties sur un film photographique type 35 mm (longueur utile : 861 mm)
Exposition	Continue et de durée totale prédéfinie

TABLEAU 3.5 – Principales caractéristiques de la caméra ultra-rapide *CORDIN DYNAFAX 350*.

Deux types de filtres sont utilisés :

- filtre atténuateur en intensité : pour éviter la surexposition des films photographiques, il est nécessaire d'atténuer l'intensité du rayonnement émis par le plasma d'arc ; le filtre couramment utilisé est un filtre 1 % ;
- filtre sélectif en longueur d'onde : les deux principaux éléments émetteurs de lumière sont l'argent et le silicium. Pour observer la répartition du rayonnement issu de l'un de ces deux éléments, des filtres interférentiels en longueur d'onde sont insérés dans l'objectif : leurs bandes passantes sont centrées sur les longueurs d'onde des raies les plus intenses.

La cadence de prise de vue est maximale et de l'ordre de 35000 images par seconde ; la durée maximale d'exposition correspondante est de $3, 8 \mu\text{s}$ par image, et l'intervalle entre 2 images est $28, 6 \mu\text{s}$.

3.4.2 Exploitation des films photographiques

La figure 3.19 illustre le fonctionnement de l'acquisition et la formation des images sur le film.

Le film est placé sur la face interne du tambour de diamètre 274 mm . La longueur totale de film utilisable est 861 mm : elle est diminuée de 6 mm en raison du recouvrement des deux extrémités du film.

L'image issue de l'objectif est envoyée à angle droit sur un miroir orthogonal, coaxial au tambour, qui tourne en sens inverse du tambour 14 fois plus vite, et transmet l'image au film par deux chemins optiques distants de 45° . Le film enregistre une image à chaque fois que le miroir tourne de $22, 5^\circ$, en alternant les colonnes à chaque acquisition.

En raison de cette disposition, l'exploitation des images inscrites sur le film se

fait de la manière suivante : la première image est repérée à droite (ou à gauche) sur le film, et prise comme origine des distances sur le film ; la seconde, décalée à gauche (ou à droite) est distante de $103,8\text{ mm}$, et la troisième, à droite (ou à gauche), est distante de $7,7\text{ mm}$. En raison de cette chronologie, les dernières acquisitions sont voisines des premières.

L'exploitation et le traitement des images sont réalisés en trois étapes :

1. Numérisation du film dans son ensemble grâce à un scanner à diapositive.
2. Recherche de la première image et déduction de la chronologie du phénomène à partir des remarques précédentes.
3. Reconstitution chronologique des acquisitions et détermination de la distance interélectrodes. La correspondance donnant les dimensions réelles est établie à partir de la longueur finale de la fulgurite.

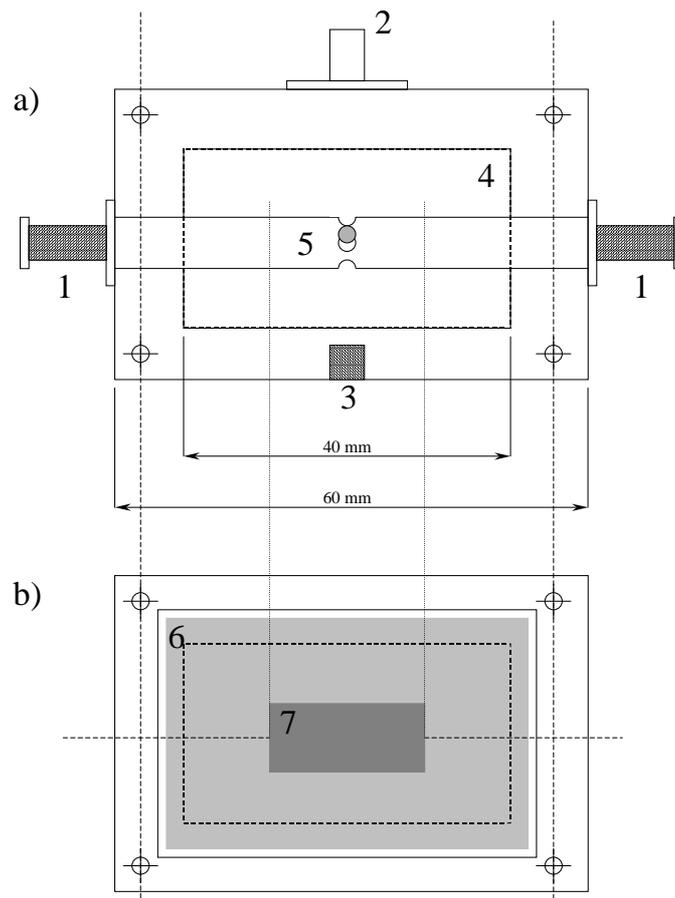


FIGURE 3.3 – *Boîtier fusible expérimental de type A* : la cavité de remplissage est parallépipédique, et l'élément fusible est plaqué sur le hublot de visée. L'illustration a) est une vue de dessus du boîtier fusible. L'illustration b) montre la constitution du couvercle et la position des deux hublots de visée. 1 : électrodes ; 2 : obturateur de la cavité de remplissage ; 3 : orifice de fixation du support du boîtier ; 4 : cavité de remplissage ; 5 : élément fusible - le cercle grisé représente la zone à partir de laquelle le rayonnement est intégré ; 6 : hublot principal de visée (verre) ; 7 : hublot supplémentaire (quartz).

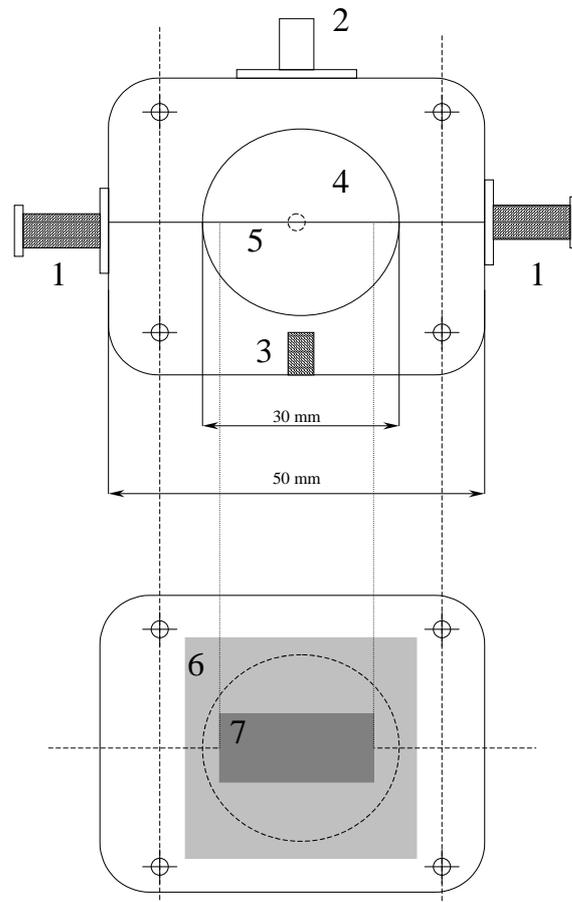


FIGURE 3.4 – *Boîtier fusible expérimental de type B* : la cavité de remplissage est cylindrique, et le chant de l'élément fusible est plaqué sur le hublot de visée. Les symboles ont la même signification que sur la figure 3.3.

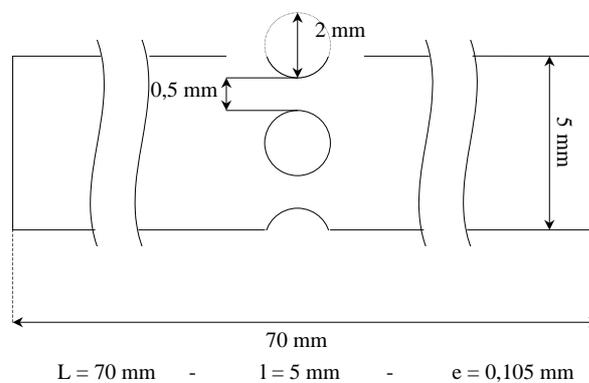


FIGURE 3.5 – *Dimensions de l'élément fusible en argent (ou cuivre) utilisé dans les tests fusibles.*

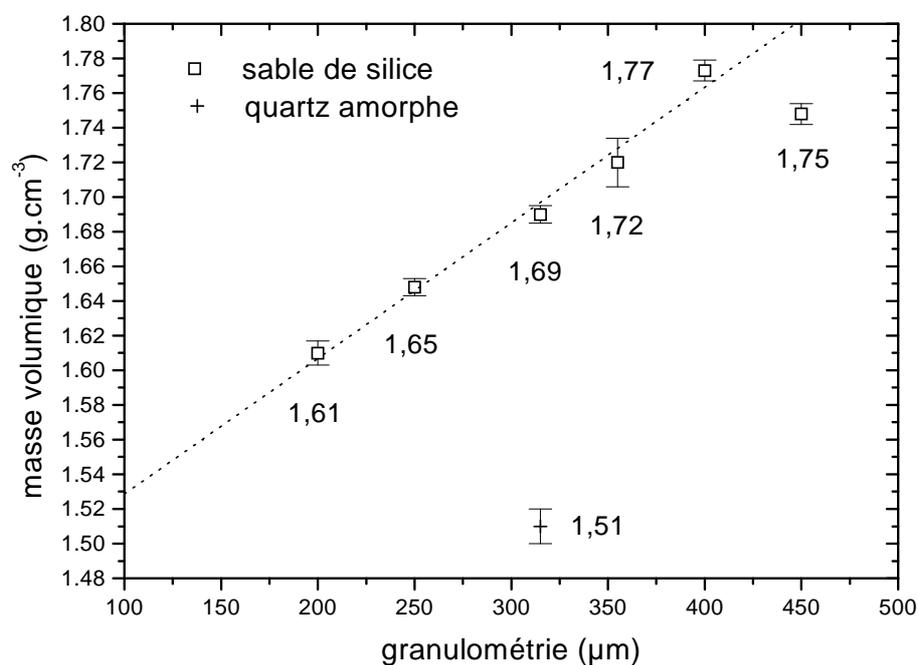


FIGURE 3.8 – Variation de la masse volumique de compactage en fonction de la granulométrie pour les deux matières de remplissage : sable de silice, quartz amorphe (pour le seul domaine $[315 - 355] \mu\text{m}$).

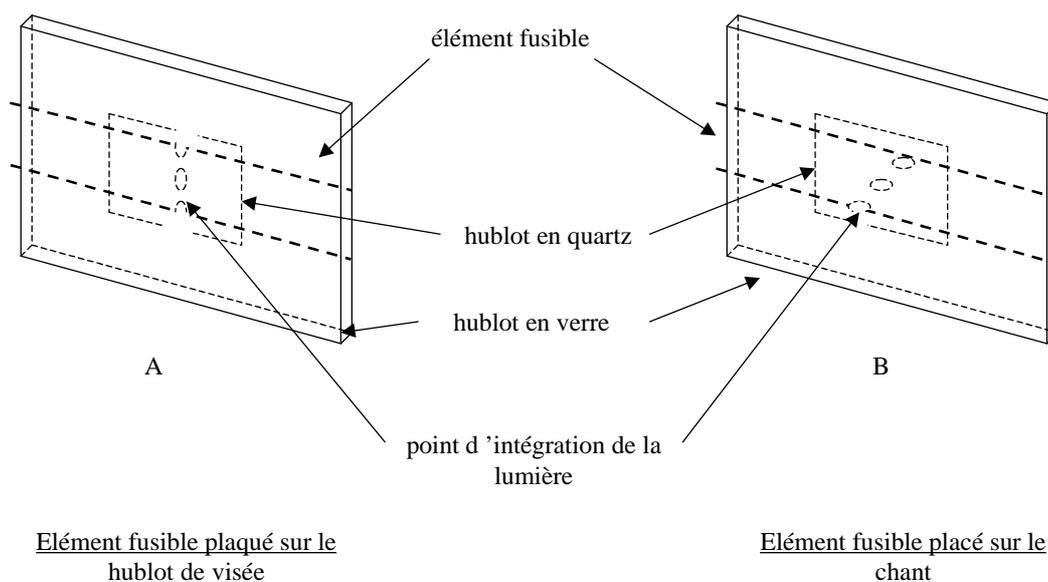


FIGURE 3.9 – Description du hublot de visée (verre et quartz). Positions de l'élément fusible par rapport au hublot de visée global.

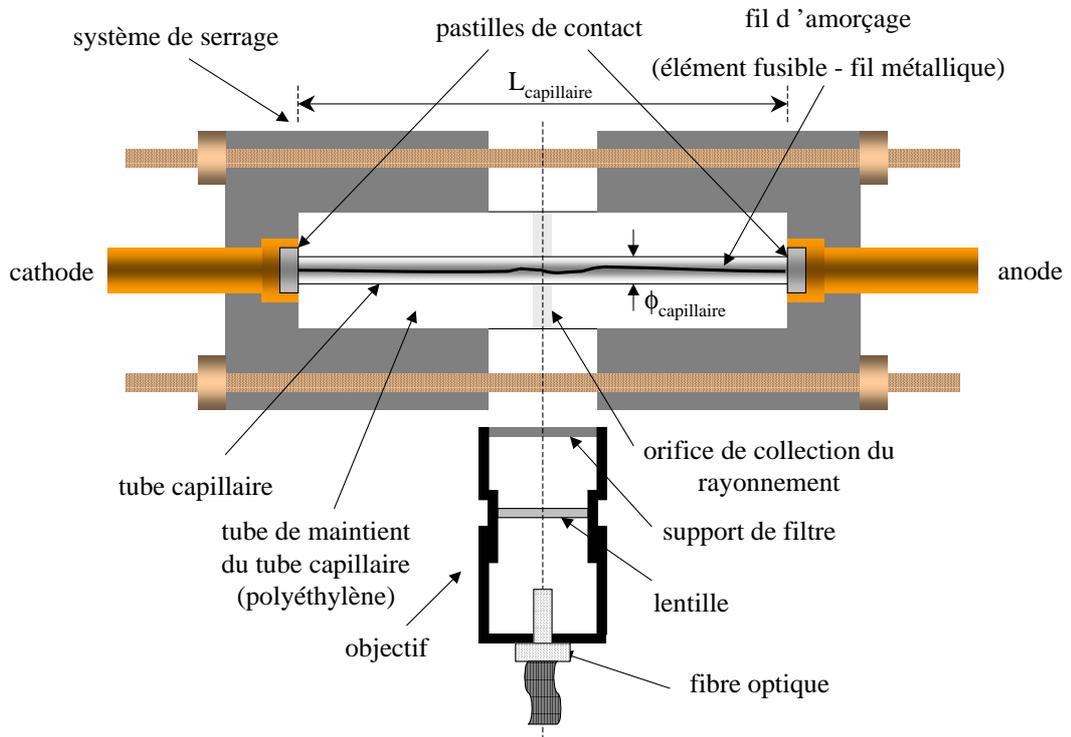


FIGURE 3.10 – Schéma descriptif du capillaire. Longueur du tube capillaire : $L_{\text{capillaire}} = 40 \text{ mm}$. Diamètre du tube capillaire : $\phi_{\text{capillaire}} = 0,2 \text{ mm}$.

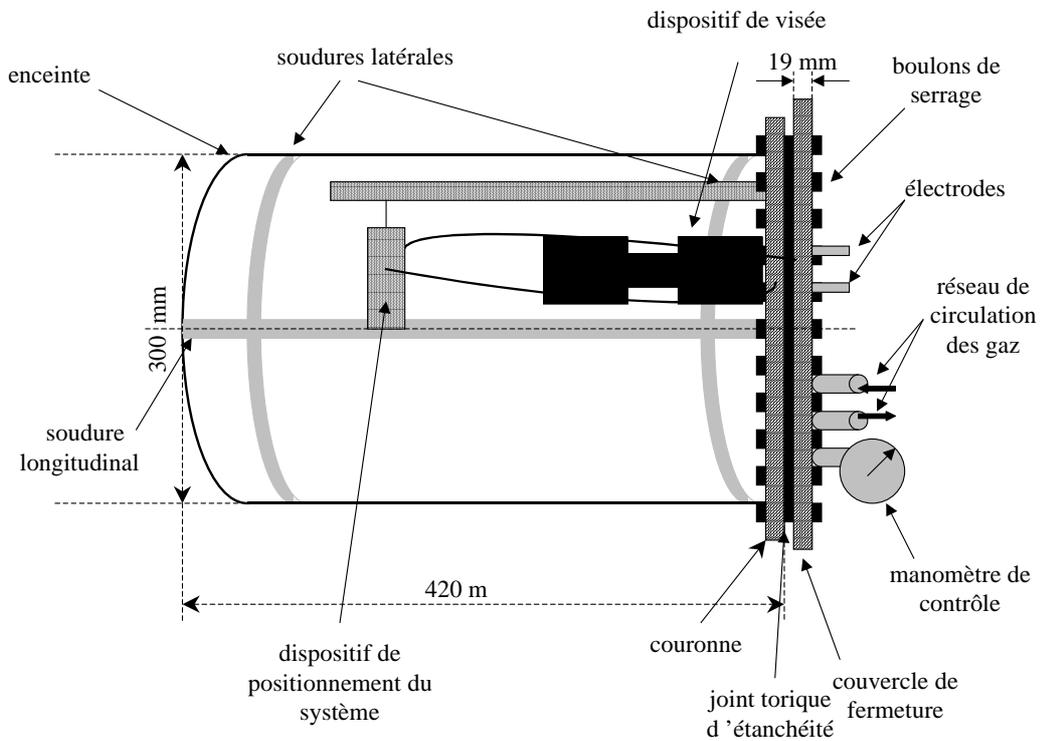


FIGURE 3.11 – Schéma descriptif de l'enceinte 0,1 MPa – 1,0 MPa.

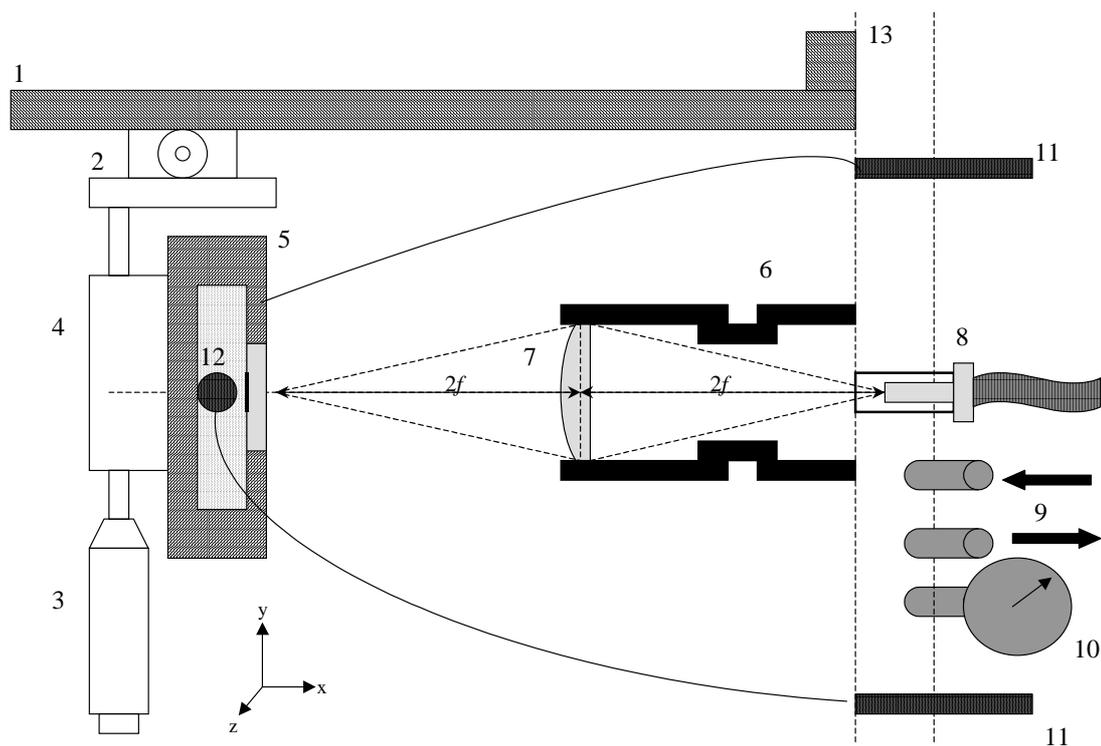


FIGURE 3.12 – Schéma du dispositif d'acquisition de l'enceinte 0,1 MPa – 1,0 MPa. 1 : poutre; 2 : vis micrométrique Z; 3 : vis micrométrique Y; 4 : support de fixation du système; 5 : système (fusible, fil métallique); 6 : tube télescopique; 7 : lentille; 8 : fibre optique; 9 : réseau de circulation des gaz; 10 : manomètre; 11 : électrodes du dispositif; 12 : électrodes du système; 13 : couvercle de l'enceinte.

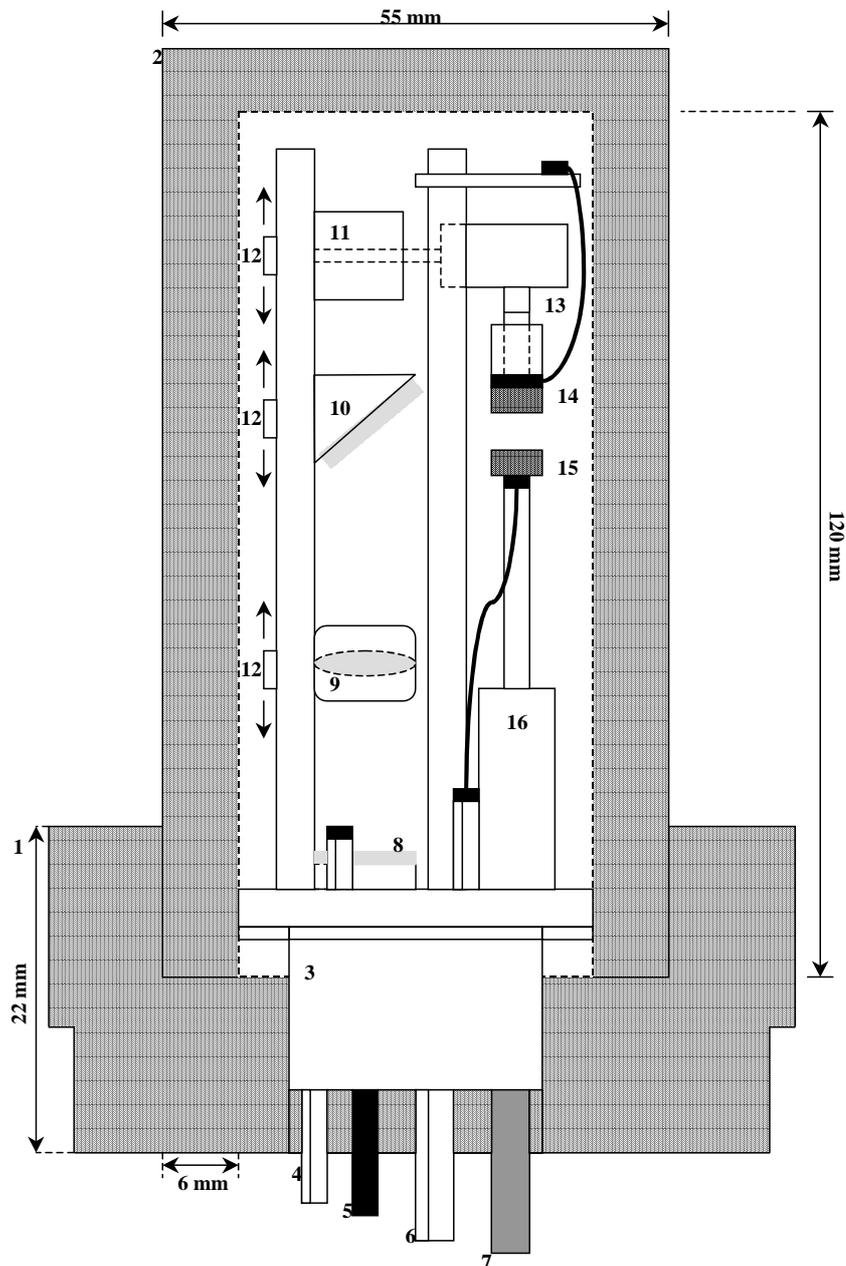


FIGURE 3.13 – Schéma de l'enceinte 0,1 MPa – 3,0 MPa. 1 : bague de fermeture; 2 : corps de l'enceinte; 3 : réceptacle des connexions d'alimentation (courant-gaz-optique); 4 : alimentation de l'électro-aimant; 5 : insert de la fibre optique; 6 : connexions d'alimentation en courant; 7 : conduit des gaz; 8 : hublot de protection de l'extrémité de la fibre optique; 9 : support de la lentille; 10 : support du miroir; 11 : support de l'électro-aimant; 12 : vis de serrage des supports réglables 9-10-11; 13 : électro-aimant; 14 : cathode montée sur un support isolant mobile; 15 : anode; 16 : support réglable de l'anode (isolant).

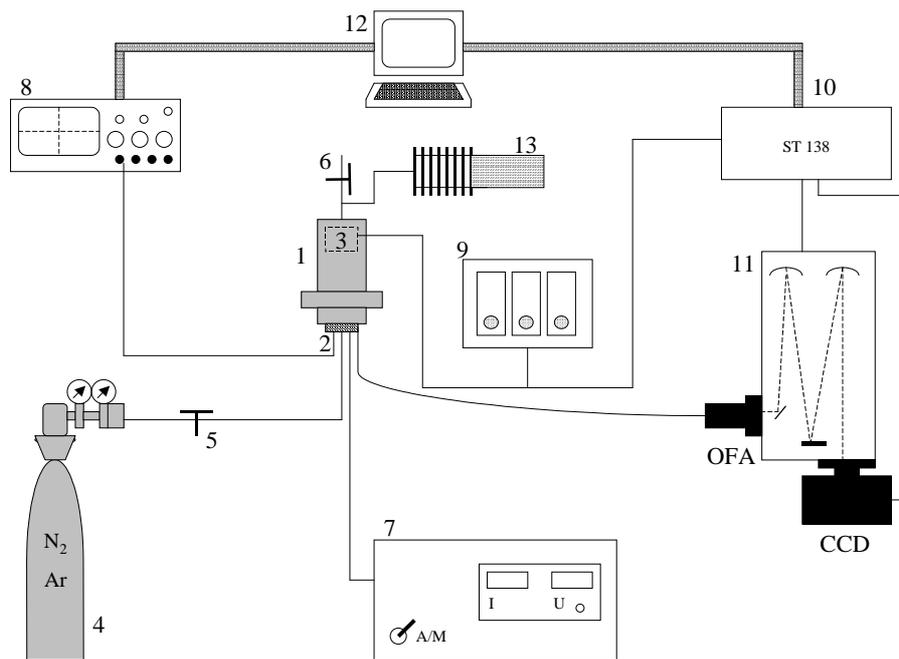


FIGURE 3.14 – Représentation du dispositif de création de l'arc stabilisé en courant et des éléments de mesure. 1 : enceinte 0,1 MPa–3,0 MPa ; 2 : réceptacle des connexions (électrique-gaz-optique) ; 3 : électro-aimant ; 4 : réserve de gaz (azote-argon) muni de détendeurs ; 5 : vanne de remplissage de l'enceinte ; 6 : vanne de vidange de l'enceinte ; 7 : alimentation en courant ; 8 : oscilloscope ; 9 : modules de commande des temps de déclenchement ; 10 : contrôleur (acquisition-régulation en température) de la matrice CCD ; 11 : spectromètre (Adaptateur de Fibre Optique, matrice CCD) ; 12 : PC de commande de l'acquisition ; 13 : pompe à vide.

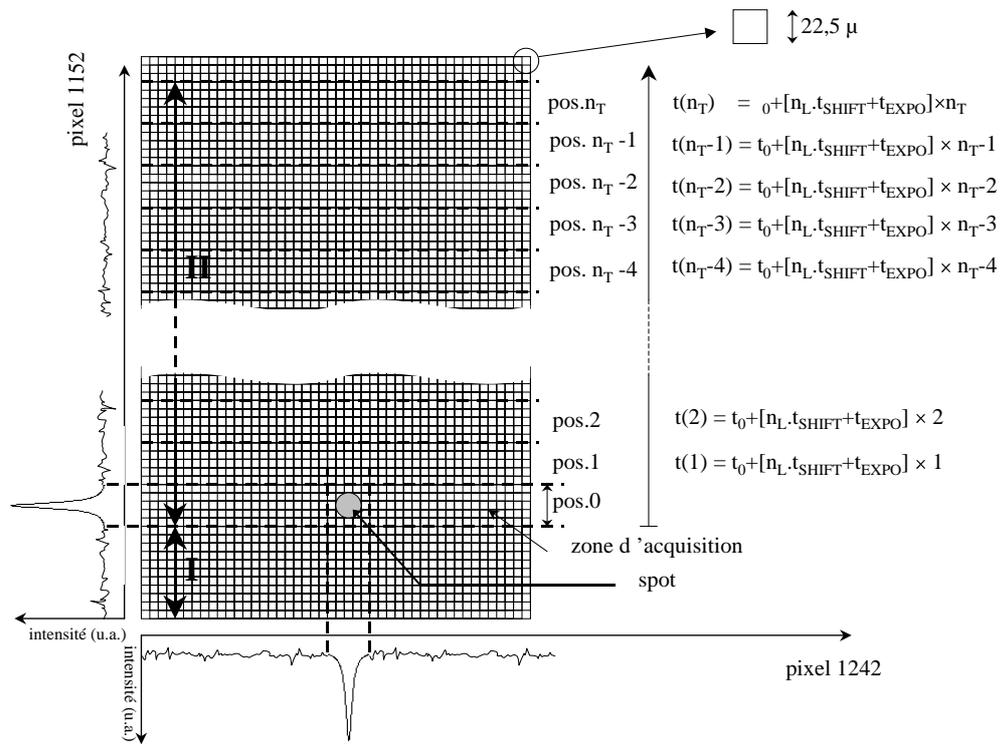


FIGURE 3.15 – Déroulement du mode cinétique; n_T : nombre total de traces d'acquisition; n_L : nombre de lignes dans une trace; t_0 : instant initial (début de l'acquisition); t_{SHIFT} : temps de décalage de chaque ligne; t_{EXPO} : temps d'exposition d'une trace; $t(i)$: instant de la trace d'acquisition numérotée i .

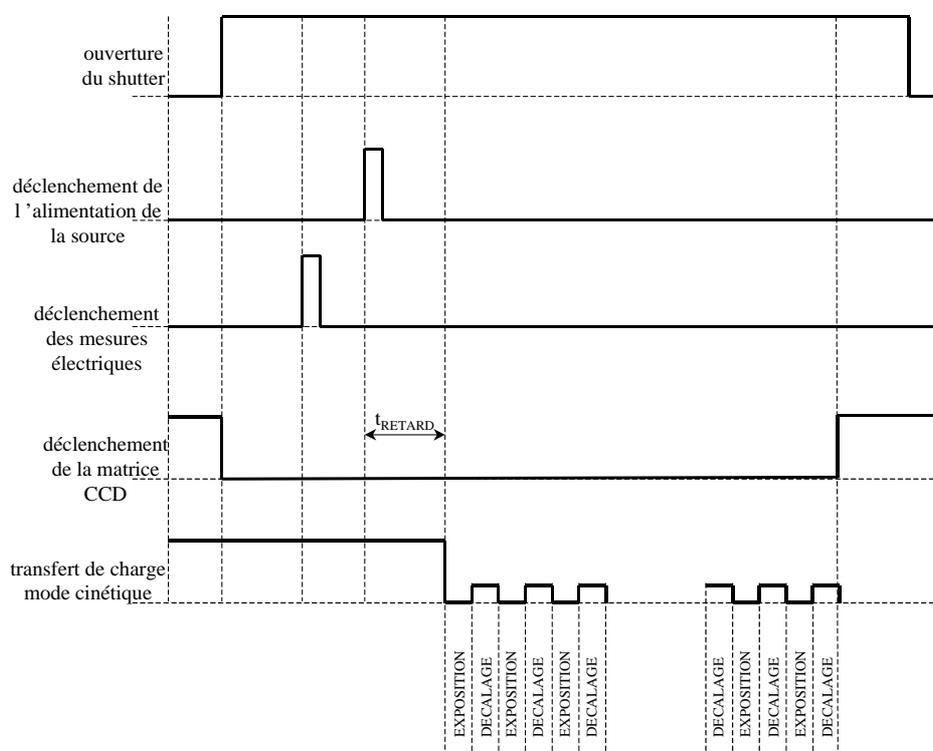


FIGURE 3.16 – Diagramme de synchronisation du mode cinétique avec la source.

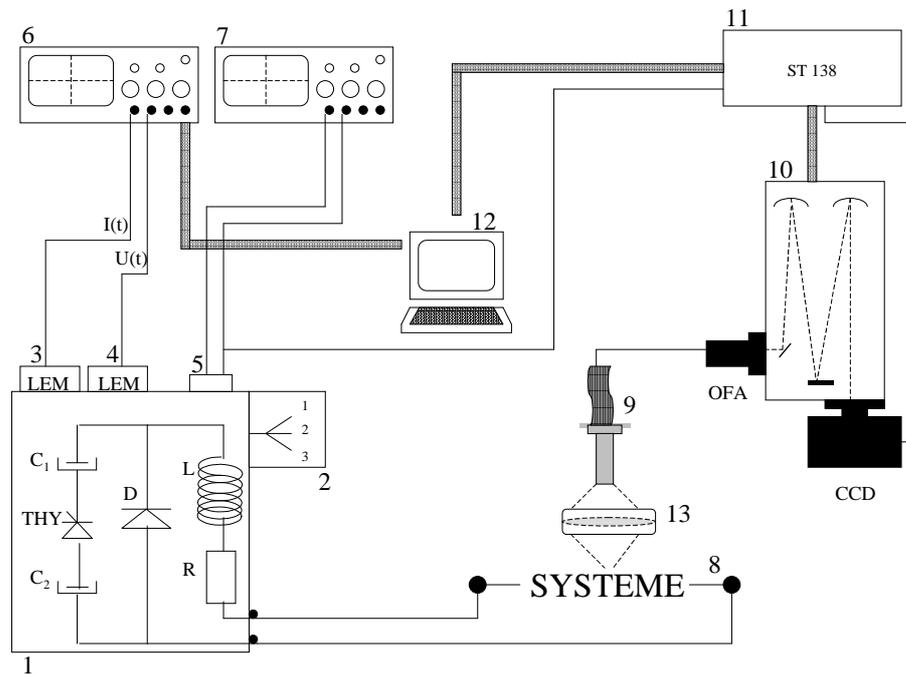


FIGURE 3.17 – Représentation du dispositif global pour les tests à forte puissance. 1 : banc de condensateurs; 2 : contacteur tripolaire (charge-arrêt-décharge); 3 : LEM de courant; 4 : LEM de tension; 5 : potentiomètre de réglage des temps de déclenchement; 6 : oscilloscope des mesures électriques; 7 : oscilloscope de contrôle des temps de déclenchement; 8 : source de rayonnement (fusible-fil métallique-capillaire-contacts $AgSiO_2$); 9 : fibre optique; 10 : spectromètre; 11 : contrôleur; 12 : PC de commande; 13 : support de lentille et de filtre (dispositif de collection du rayonnement dans les tests fusibles).

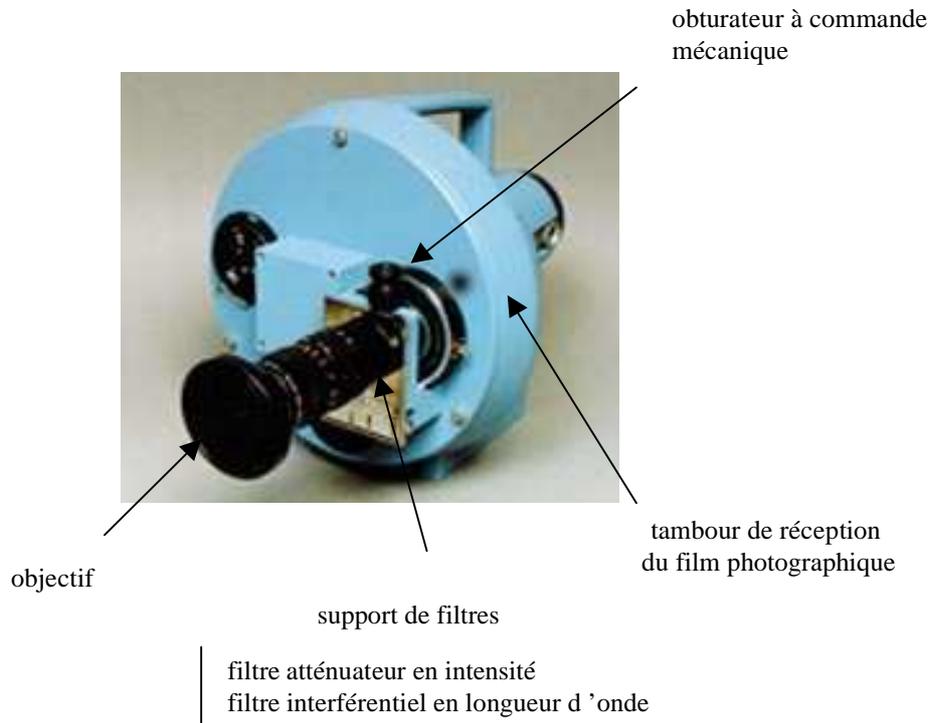


FIGURE 3.18 – Principaux éléments de la caméra ultra-rapide CORDIN DYNAFAX type 350.

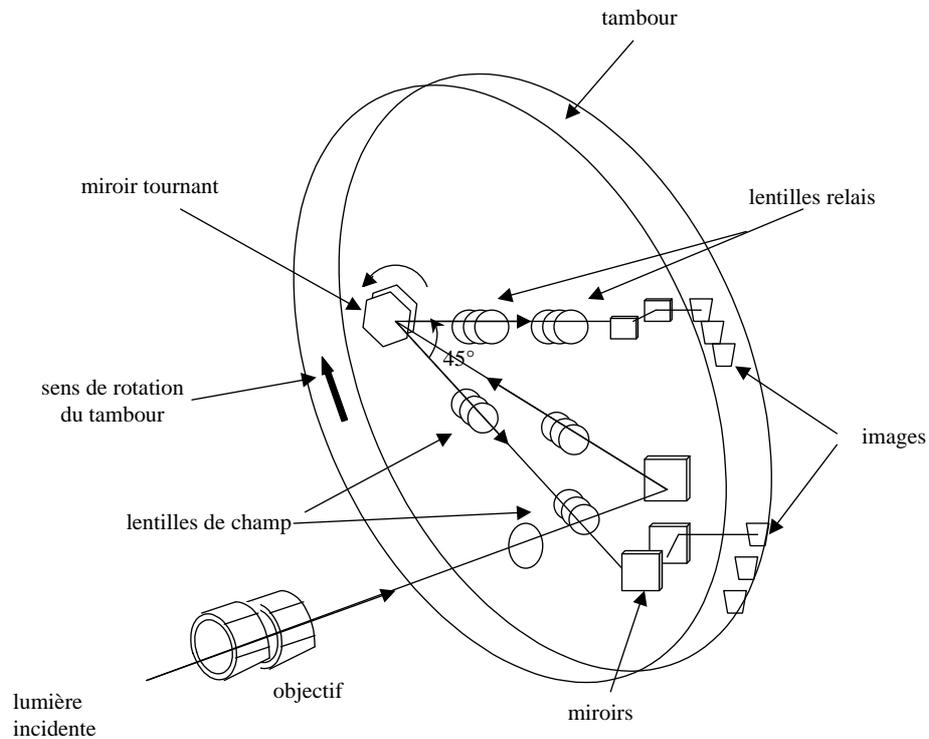


FIGURE 3.19 – Schéma de principe de la caméra ultra-rapide.

Chapitre 4

Influence de la pression sur les grandeurs électriques et spectroscopiques

La pression joue un rôle fondamental dans le mécanisme de coupure car elle favorise l'extinction du plasma d'arc. Les vapeurs de silicium et d'argent créées par l'apport d'énergie sont à l'origine de l'augmentation de pression à l'intérieur de la colonne d'arc.

Le but de cette étude est de quantifier l'influence de ce paramètre sur l'évolution des grandeurs électriques et physiques.

La prise en compte du paramètre pression est indispensable dans la réalisation d'un modèle mathématique réaliste, dans la mesure où elle agit notamment sur :

- les constantes d'équilibre des réactions d'ionisation ;
- les densités des espèces chargées, et donc sur la conductivité électrique de la colonne d'arc ;
- la diffusion de la matière : principalement la matière liquide, en direction de la cartouche à travers la matière de remplissage ;
- la masse volumique du sable compacté au voisinage de la zone de l'arc ; la propagation des ondes de pression au sein du milieu granulaire modifie les propriétés des zones de contact entre grains, et donc la capacité de transfert de l'énergie par conduction thermique de type solide-solide.

L'observation du rayonnement issu du plasma d'arc donne accès à la température et à la densité électronique au sein du plasma d'arc. L'objectif final de l'étude relative à l'influence de la pression est d'exprimer les valeurs de la pression instantanée au sein du plasma d'arc à partir de l'observation des profils des raies associées aux éléments caractéristiques de la zone d'arc. Pour cela, trois dispositifs expérimentaux sont utilisés :

1. Le capillaire : création d'un arc de coupure simplifié en raison de l'absence de la matière de remplissage.

2. L'enceinte $0,1\text{ MPa} - 1,0\text{ MPa}$: création d'un arc par décharge capacitive sur un élément métallique, pour l'observation des profils de raies métalliques dans un milieu où la pression est supérieure à la pression atmosphérique.
3. L'enceinte $0,1\text{ MPa} - 3,0\text{ MPa}$: création d'un arc réglé en courant entre contacts Ag-SiO₂ ; il s'agit d'observer l'évolution des paramètres des profils des raies du silicium ionisé une fois, qui sont utilisées dans le diagnostic des grandeurs physiques.

Ces trois dispositifs sont conçus de manière à quantifier l'évolution des paramètres des profils de raies en tenant compte de deux grandeurs : la puissance électrique et la pression. La dépendance liant le niveau de puissance et les profils des raies sera montrée plus particulièrement dans le cas des spectres issus du plasma d'arc dans le fusible dans le chapitre 5 (Section 5.2.2.3).

4.1 Rayonnement issu du plasma d'arc de fusible et rayonnement issu de la décharge capacitive dans les capillaires

Les deux types de plasmas étudiés dans cette section sont créés par décharge capacitive sur un élément métallique. Les objectifs sont les suivants :

1. **Tests sur les fusibles :**
 - (a) Etude de l'influence d'une surpression dans les interstices sur les grandeurs électriques caractéristiques du mécanisme de coupure.
 - (b) Observation du profil de la puissance lumineuse émise par le plasma en fonction de la surpression.
 - (c) Observation des évolutions corrélées des paramètres de profil de raies et de la puissance électrique.
2. **Tests sur les capillaires :**
 - (a) Variation de l'énergie dissipée dans un milieu à volume fixé, en fonction de la tension de charge.
 - (b) Profils d'émission en fonction de la tension de charge.

4.1.1 Effet d'une surpression au sein de la matière de remplissage

4.1.1.1 Configuration des tests

Les tests sont réalisés sur les boîtiers fusibles expérimentaux de type B, muni d'éléments fusibles en argent de dimensions $70\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 0,105\text{ mm}$. La

Paramètre	Etat du paramètre
Tension de charge (V)	460
Courant présumé (kA)	3,2
$\frac{di}{dt}$ ($A.s^{-1}$)	$2, 1.10^6$
Mode d'aquisition du rayonnement	Cinétique
Domaine spectral (nm)	[620 – 650]
Gaz mis en pression	Air - Argon
Domaine de pression (MPa)	[0, 1 – 0, 7]

TABLEAU 4.1 – *Caractéristiques des acquisitions.*

matière de remplissage est du sable de silice de granulométrie identique à celle du sable industriel. Le hublot de visée est positionné suivant la configuration B. Les autres particularités sont données dans le tableau 4.1.

Les gaz utilisés pour la mise en pression sont de deux natures : air et argon. L'argon joue le rôle de traceur pour déterminer si le gaz présent dans les interstices migre en direction de la colonne d'arc.

Le domaine spectral d'intégration du rayonnement est centré sur les transitions du multiplet Si II (2).

Pour la mise en pression des fusibles expérimentaux et les décharges sur les éléments fusibles seuls, l'enceinte 0, 1 MPa – 0, 7 MPa est utilisée.

4.1.1.2 Evolution de la luminance totale instantanée en fonction de la valeur de la pression

La luminance totale intégrée pour le domaine [620–650] nm est représentée sur la figure 4.1. Le gaz utilisé dans ces tests est l'air. Le but est d'apprécier l'évolution des propriétés d'émission du milieu plasmagène, en fonction de la surpression exercée par l'ensemble représenté par la matière de remplissage, et le fluide sous pression dans les interstices.

L'évolution au cours du mécanisme de coupure est globalement la même pour les trois pressions. Les luminances maximales sont obtenues pour des instants qui se décalent légèrement vers les valeurs supérieures lorsque la pression dans les interstices augmente. Les ordres de grandeurs sont nettement différents. L'énergie totale émise sous forme de rayonnement pour ce domaine spectral varie très fortement : pour $p_A = 0, 5 MPa$, elle est de l'ordre de 60% de la valeur observée pour $p_A = 0, 1 MPa$, et pour $p_A = 0, 7 MPa$, elle ne représente plus que 13%. Le facteur 7 entre les pressions exercées se retrouve sur les énergies totales émises.

La durée totale de l'émission lumineuse varie également : il existe un écart proche de 1 ms entre les valeurs extrêmes des pressions testées.

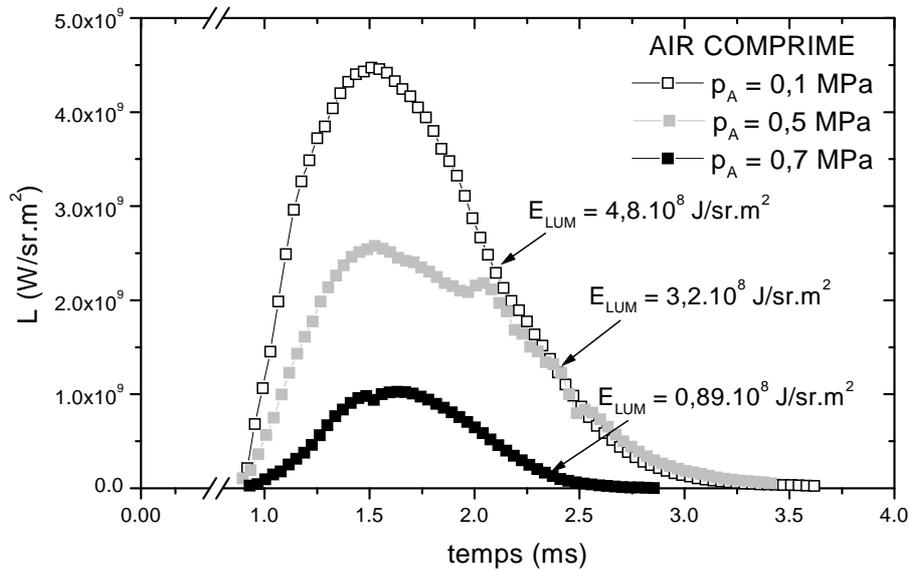


FIGURE 4.1 – Evolution de la luminance totale intégrée sur le domaine d'observation au cours de la coupure, en fonction de la valeur de la pression dans les interstices de la matière de remplissage.

4.1.1.3 Influence sur les grandeurs électriques au cours du mécanisme de coupure

Pression (MPa)	0,1	0,7
$\frac{di}{dt}$ (A.s ⁻¹)	2,18.10 ⁶	2,12.10 ⁶
$t_{i=0A}$ (ms)	4,0	3,2
τ (ms)	0,60	0,44

TABLEAU 4.2 – Constantes de coupure définies pour le courant électrique en fonction de la valeur de surpression dans les interstices de la matière de remplissage.

L'énergie dissipée dans le fusible et l'évolution du courant électrique au cours de la coupure sont représentées sur la figure 4.2.

L'établissement du courant à interrompre est identique pour les deux valeurs de la surpression, ce qui montre que les tests sont réalisés dans les mêmes conditions ; les temps de préarc sont de l'ordre de 0,88ms (les éléments fusibles sont en argent).

La surpression égale à 0,7MPa raccourcit sensiblement la durée du phénomène total : 4,0ms pour $p_A = 0,1$ MPa, et 3,2ms pour $p_A = 0,7$ MPa. Les valeurs maximales de l'ordre de 2100 A sont obtenues simultanément, ce qui montre que la surpression n'agit pas sur l'établissement du courant à interrompre (les $\frac{di}{dt}$ sont les mêmes), ni sur le début du régime d'arc. Les décroissances du

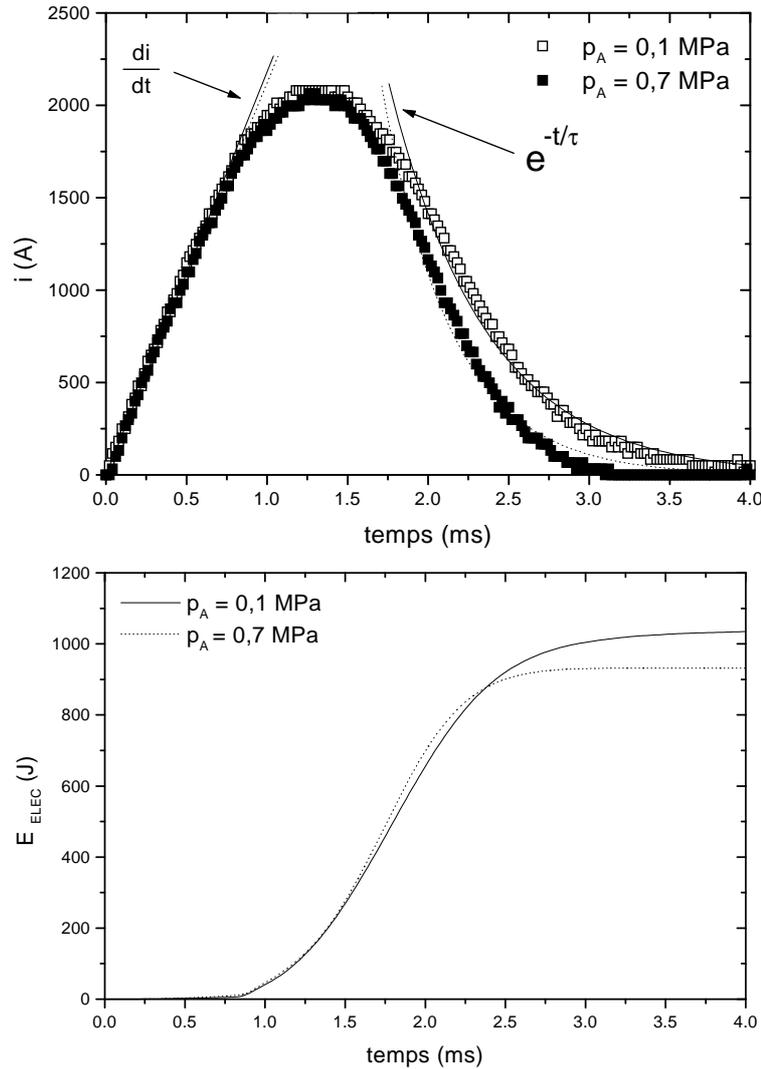


FIGURE 4.2 – Evolution du courant électrique et de l'énergie dissipée en fonction de la surpression dans les interstices.

courant électrique se différencie à partir de 1,4 ms environ. Pour caractériser le retour à zéro du courant électrique, les variations sont représentées par une décroissance exponentielle. Les constantes de temps de coupure qui en sont déduites sont données dans le tableau 4.2 : 0,60 ms pour un boîtier fusible expérimental classique, et 0,44 ms pour une surpression égale à 0,7 MPa. L'énergie totale dissipée est inférieure de 10% dans le cas de la surpression de 0,7 MPa. En raison de la surpression exercée par l'air dans les interstices, et par les grains délimitant la colonne d'arc, les transferts d'énergie sont moins efficaces.

La surpression a pour effet d'agir sur les propriétés du remplissage. L'analyse de la granulométrie et de la masse volumique du sable compacté présentée dans le chapitre 5, montre que ces deux propriétés conditionnent les mécanismes

de transfert de l'énergie en direction de la matière de remplissage : les caractéristiques des interstices entre les grains (en particulier le volume) et les zones de contact entre les grains (surface de contact, nombre de contacts, propriétés mécanique et optique de la surface des grains) influent directement sur les mécanismes de dissipation de l'énergie depuis la zone de l'arc. Pour une granulométrie donnée (la granulométrie est celle d'un sable industriel pour ces tests), les propriétés des vecteurs de dissipation de l'énergie sont modifiés : en particulier, le mécanisme de dissipation par diffusion de la matière liquide vers la périphérie, dépend des propriétés des interstices.

4.1.1.4 Evolution du spectre du multiplet Si II (2) et du rayonnement continu

Evolution du rayonnement continu en fonction de la surpression

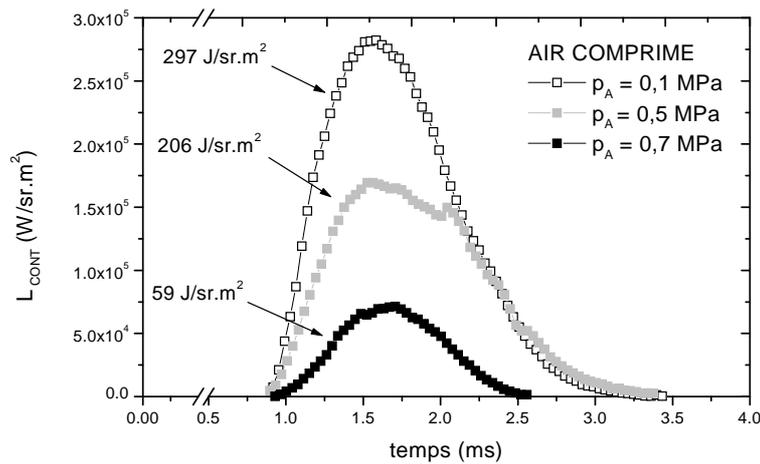


FIGURE 4.3 – Evolution de la luminance du continuum au cours de la coupure en fonction de la valeur de la surpression dans les interstices.

L'évolution de la luminance intégrée du continuum au cours de la coupure est semblable à celle du rayonnement total.

L'énergie totale dissipée pour des surpressions égales à 0,5 MPa et à 0,7 MPa représente respectivement 69% et 20% de l'énergie dissipée par rayonnement dans le cas d'une surpression nulle.

Cette décroissance témoigne d'une diminution globale de la densité en espèces chargées dont la production dépend de l'énergie totale dissipée.

Profils du multiplet Si II (2) en fonction de la surpression

En plus de la variation de l'énergie totale émise sous forme de rayonnement par le plasma d'arc, les profils de raies sont aussi modifiés par la valeur de la surpression dans les interstices (Figure 4.4).

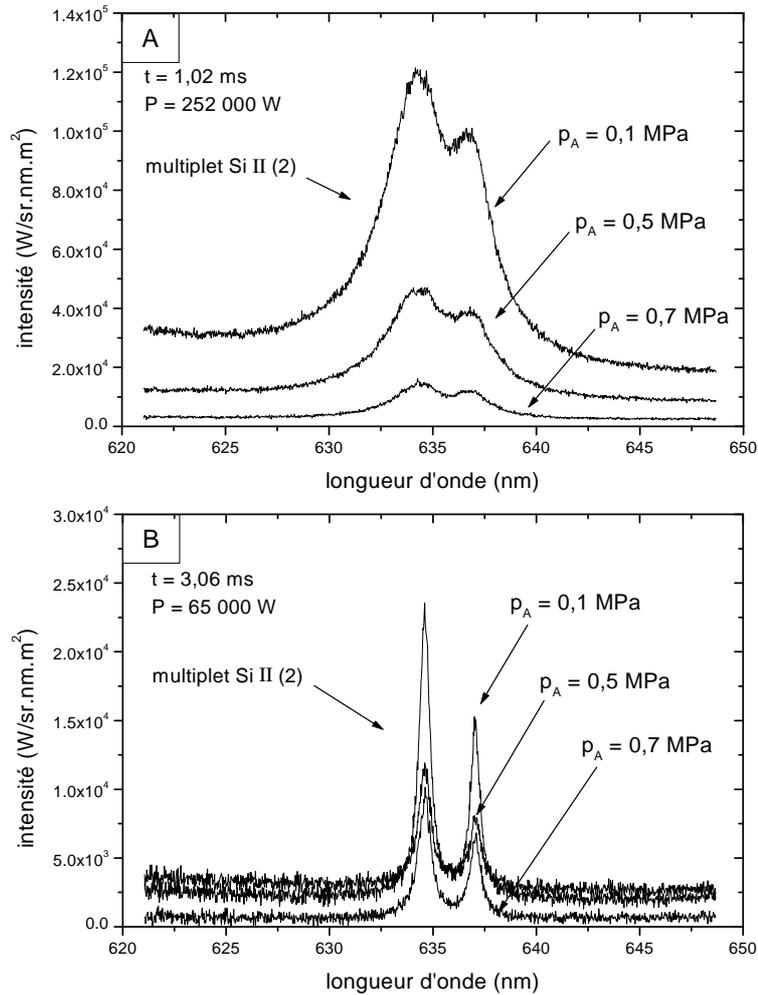


FIGURE 4.4 – Profils des raies du multiplet *Si II (2)* en fonction de la puissance électrique et de la surpression dans les interstices. Illustration A : profils observés en début de phénomène. Illustration B : profils observés en fin de phénomène.

Les profils représentés correspondent aux deux transitions *Si II* centrées à $634,71 \text{ nm}$ et $637,14 \text{ nm}$, et utilisées pour l'évaluation de la densité électronique. Les spectres de l'illustration A sont obtenus $1,02 \text{ ms}$ après le début du phénomène et la puissance correspondante est de l'ordre de 252 kW . L'illustration B correspond à l'instant $3,06 \text{ ms}$ et la puissance est de l'ordre de 65 kW . Les surfaces totales de raies sont fortement influencées par la valeur de surpression dans les interstices : les valeurs obtenues à $0,5 \text{ MPa}$ et $0,7 \text{ MPa}$ représentent respectivement 35% et 9% de l'intensité observée à $0,1 \text{ MPa}$, en début de phénomène. En fin de phénomène, ces valeurs sont de l'ordre de 50% pour les deux surpressions.

Les largeurs à mi-hauteur des deux transitions silicium varient également en fonction de la valeur de surpression. Sur l'ensemble du phénomène, les lar-

geurs à mi-hauteur décroissent avec une surpression croissante. Etant donné que l'élargissement résulte des interactions avec les particules chargées, et que la densité en particules chargées est liée à l'énergie injectée, il est nécessaire de définir un coefficient d'élargissement prenant en compte la puissance électrique.

4.1.1.5 Coefficient d'élargissement par unité de puissance électrique appliqué au multiplet Si II (2)

La surpression appliquée agit sur l'évolution de la puissance électrique. Les paramètres de profils de raies résultent des interactions entre les particules chargées dont la densité dépend de la puissance instantanée. C'est pourquoi, dans le but de comparer les profils de raies en tenant compte de la valeur de surpression, il est nécessaire de définir une grandeur caractérisant l'élargissement et qui soit exprimée par unité de puissance électrique.

Cette grandeur ou coefficient d'élargissement par unité de puissance est représentée sur la figure 4.5. Sur chacune des illustrations, deux courbes d'évolution sont données : la largeur à mi-hauteur exprimée en nanomètre en fonction de la valeur correspondante de la puissance électrique, et la caractéristique puissance-temps pour les points coïncidant avec les observations de la largeur à mi-hauteur.

Deux groupes de points se dégagent pour chaque valeur de pression : ceux qui définissent une variation linéaire de la largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance électrique, et ceux qui s'écartent nettement de cette tendance. Les premiers correspondent à la décroissance de la puissance électrique, tandis que les seconds correspondent au début du phénomène (croissance de la puissance électrique).

Pression (MPa)	0,1	0,5	0,7
$\frac{d\Delta\lambda}{dP} _{634} (nm.W^{-1})$	$8,82.10^{-6}$	$6,39.10^{-6}$	$6,12.10^{-6}$
$\frac{d\Delta\lambda}{dP} _{637} (nm.W^{-1})$	$7,73.10^{-6}$	$4,70.10^{-6}$	$4,41.10^{-6}$

TABLEAU 4.3 – *Coefficients d'élargissement par unité de puissance pour les transitions Si II centrées à 634,71 nm et 637,14 nm. Les pressions sont les valeurs dans l'enceinte (pression absolue).*

L'observation des profils de raies en début de phénomène est rendue difficile en raison de l'existence d'un rayonnement continu intense non constant sur le domaine d'observation, et en raison des profils de raies fortement élargis. De plus, le début du phénomène coïncide avec la croissance rapide de la puissance, et avec l'augmentation de pression due à la création de l'arc. Pour les trois valeurs de la pression, les points obtenus en début de phénomène sont nettement décalés de la tendance linéaire. Il existe un intervalle de puissance dont les valeurs sont observées en début et en fin de phénomène : pour ces mêmes valeurs

de la puissance électrique, les élargissements diffèrent de plusieurs nanomètres. Cet écart observé pour une même valeur de puissance montre donc l'existence

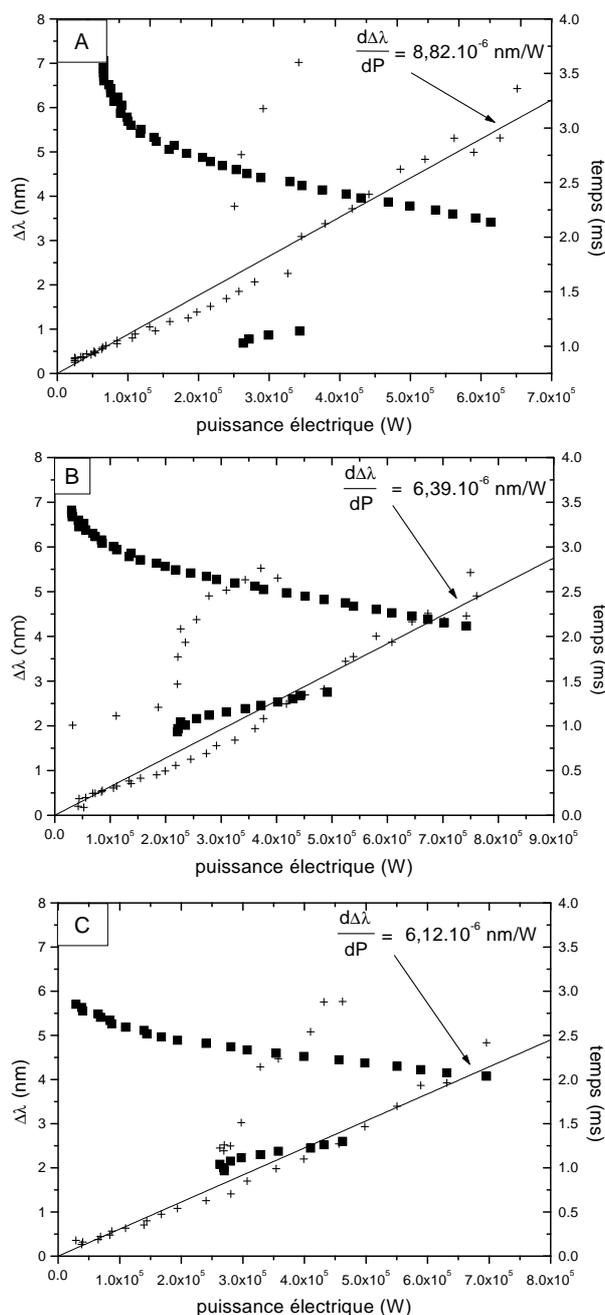


FIGURE 4.5 – Dédution des coefficients d'élargissement par unité de puissance électrique de l'observation de la largeur à mi-hauteur de la transition Si II centrée à 634,71 nm, en fonction de la valeur de surpression. **Illustration A** : surpression nulle ($p_A = 0,1$ MPa). **Illustration B** : surpression égale à $p_A = 0,5$ MPa. **Illustration C** : surpression égale à $p_A = 0,7$ MPa. Courbe + : évolution de la largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance électrique. Courbe ■ : variation correspondante de la puissance électrique en fonction du temps.

d'un effet spécifique de la pression du milieu sur les processus responsables de l'élargissement des raies par collisions avec les particules chargées.

Les coefficients déduits de l'approximation linéaire sont donnés dans le tableau 4.3. L'augmentation de la valeur de surpression induit une diminution du coefficient d'élargissement, ce qui montre que l'élargissement par collisions avec les particules chargées est moindre.

Les valeurs sont différentes pour les deux composantes du multiplet Si II (2) ; toutefois, étant donné que ces deux transitions correspondent à la même configuration spectroscopique, les élargissements devraient être identiques ; l'écart observé est donc dû à l'absorption qui diffère suivant la longueur d'onde.

4.1.1.6 Evolution du coefficient d'élargissement par unité de puissance électrique dans le cas d'éléments fusibles seuls

Configuration des tests

Les décharges capacitatives sont réalisées sur les mêmes éléments fusibles que ceux utilisés dans les tests, mais seuls. La matière de remplissage est enlevée de manière à observer l'évolution des profils du multiplet Si II (2) en minimisant l'influence de la pression due à la création de l'arc. L'apport en silicium consiste en un agrégat à base de grains de sable de silice et de colle aux silicates, qui est placé sur la zone des encoches. Les paramètres électriques de la décharge sont identiques à ceux utilisés dans les tests fusibles.

Coefficient d'élargissement par unité de puissance appliqué au multiplet Si II (2)

Pression (MPa)	0,1	0,5	0,7
$\frac{d\Delta\lambda}{dP} _{634} (nm.W^{-1})$	6,09.10 ⁻⁷	1,31.10 ⁻⁶	1,64.10 ⁻⁶
$\frac{d\Delta\lambda}{dP} _{637} (nm.W^{-1})$	6,08.10 ⁻⁷	8,26.10 ⁻⁷	3,19.10 ⁻⁶

TABLEAU 4.4 – Coefficients d'élargissement par unité de puissance pour les transitions Si II centrées à 634,71 nm 637,14 nm, dans le cas de l'élément fusible seul. Les pressions sont les valeurs dans l'enceinte (pression absolue).

La surpression due à la présence de la matière de remplissage modifie le phénomène observé. Dans le cas de l'élément fusible seul, l'arc de coupure n'est plus contraint par la matière de remplissage, et les valeurs des grandeurs physiques sont inférieures à celles obtenues dans le plasma d'arc de fusible (Annexe G).

L'évolution des coefficients d'élargissement par unité de puissance est donnée dans le tableau 4.4 pour les trois pressions de test, et pour les deux transitions du multiplet (2). L'évolution de la largeur à mi-hauteur de la transition centrée

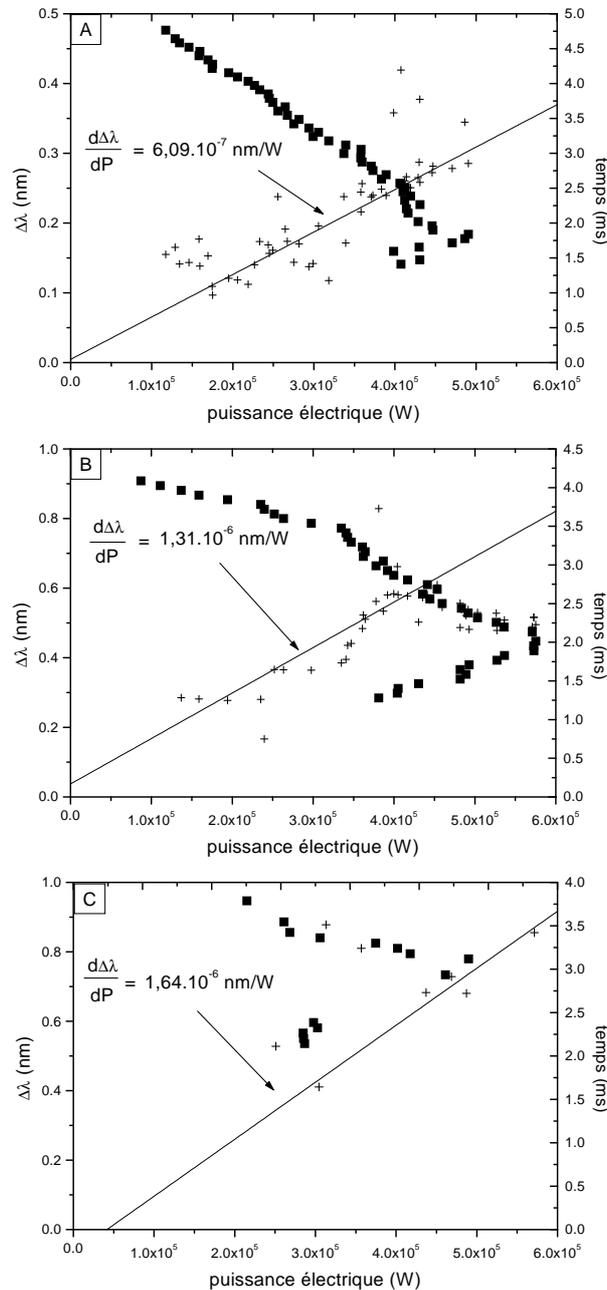


FIGURE 4.6 – Coefficients d'élargissement par unité de puissance électrique pour l'élément fusible sans matière de remplissage, représenté pour la transition Si II centrée à 634,71 nm, en fonction de la valeur de surpression. **Illustration A** : surpression nulle ($p_A = 0,1 \text{ MPa}$). **Illustration B** : surpression égale à $p_A = 0,5 \text{ MPa}$. **Illustration C** : surpression égale à $p_A = 0,7 \text{ MPa}$. Courbe + : évolution de la largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance électrique. Courbe ■ : variation de la puissance électrique en fonction du temps.

à $634,71 \text{ nm}$ est donnée sur les illustrations A à C de la figure 4.6 pour les trois pressions de test ; les valeurs correspondantes de la puissance électrique sont également représentées.

Les valeurs de la puissance électrique varient dans l'intervalle $[10^5 - 6.10^5] \text{ W}$. Contrairement aux observations réalisées dans le cas des décharges sur les fusibles expérimentaux, le coefficient d'élargissement par unité de puissance augmente avec la valeur de pression pour les deux transitions. Les écarts par rapport à l'approximation linéaire correspondent aux points du début du phénomène. L'évolution des coefficients en fonction des trois pressions est régulière pour la transition $634,71 \text{ nm}$; la valeur obtenue pour la transition $637,14 \text{ nm}$ pour la pression $0,7 \text{ MPa}$ s'écarte de la tendance déduite des deux autres pressions : en raison de l'augmentation de la pression, cette transition est difficilement observable et l'erreur commise sur la détermination de la largeur à mi-hauteur est importante.

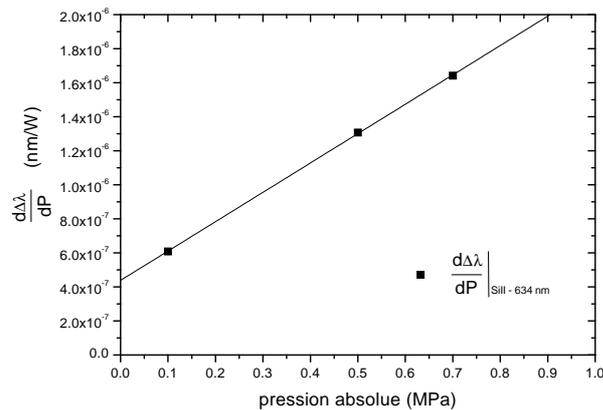


FIGURE 4.7 – Evolution du coefficient d'élargissement par unité de puissance électrique en fonction de la pression dans l'enceinte, pour la transition Si II centrée à $634,71 \text{ nm}$.

La figure 4.7 représente l'évolution des coefficients d'élargissement par unité de puissance électrique en fonction des trois valeurs de pression absolue. L'évolution linéaire montre que pour un domaine de puissance électrique semblable, le coefficient d'élargissement est fonction de la valeur de pression durant la décharge.

Les résultats présentés dans cette première section montrent que l'élargissement des profils des raies Si II observées est lié principalement à la puissance électrique mise en jeu. Etant donné que le niveau d'énergie disponible à chaque instant varie en fonction de la pression dans l'enceinte, les coefficients d'élargissement par unité de puissance électrique dépendent également du niveau de pression : c'est pourquoi il est nécessaire d'analyser plus précisément l'influence de la pression sur les propriétés d'émission des transitions Si II.

4.1.2 Décharges capacitives sur fils métalliques isolés et dans les capillaires : influence du confinement de l'arc

L'influence d'une surpression sur l'extinction du plasma d'arc a été mise en évidence dans la section précédente, dans le cas du plasma d'arc de fusible. L'analyse des principales grandeurs électriques et de l'élargissement des transitions du multiplet Si II (2) montre que ces grandeurs évoluent différemment suivant la pression régnant au sein du milieu où elles existent.

Dans le but de quantifier précisément l'influence de la pression sur les deux types de grandeurs (électrique et physique), l'analyse est complétée par des tests sur les capillaires et sur les fils métalliques seuls. Les deux objectifs principaux sont les suivants :

1. Comparer les ordres de grandeur de l'énergie dissipée dans le milieu étudié, suivant qu'il est initié dans un élément de volume sans contrainte (fil métallique seul), ou dans un milieu de volume défini et isolé.
2. Observer l'évolution des profils de raies métallique et silicium dans les deux types de tests, et exprimer le coefficient d'élargissement par unité de puissance pour chacun des deux types de raies.

4.1.2.1 Durée du phénomène et énergie dissipée en fonction de la pression du milieu

Formulation de la courbe de tendance

Métal	$durée = a_I \cdot p_A^{n_I}$		$E = a_{II} \cdot p_A^{n_{II}}$		$E = a_{III} \cdot U_{CH}^{n_{III}}$	
Ag/Cu	a_I	n_I	a_{II}	n_{II}	a_{III}	n_{III}
Ag	8,76	-1,94	1,16	-1,89	$4,15 \cdot 10^{-3}$	2,08
Cu	8,77	-2,00	1,06	-1,96	$2,22 \cdot 10^{-3}$	2,23

TABLEAU 4.5 – Valeurs des paramètres d'ajustement des courbes de tendance du type : $grandeur(paramètre) = a_i \cdot paramètre^{n_i}$, dans le cas des décharges sur les fils métalliques. **Indice I** : durée de la décharge en fonction de la pression dans l'enceinte. **Indice II** : énergie dissipée en fonction de la pression dans l'enceinte. **Indice III** : énergie dissipée en fonction de la tension de charge. Unités : durée en ms, pression en MPa, énergie en J, tension en V.

Les mesures sont approximées par une courbe de tendance du type :

$$grandeur(paramètre) = a \times paramètre^n$$

où a est une constante dont la valeur et la dimension dépendent de la grandeur observée. Les paramètres déduits de l'approximation sont rassemblés dans le tableau 4.5 pour les trois observations :

- durée du phénomène dans le cas des décharges capacitives sur les fils métalliques en argent et en cuivre, en fonction de la pression à l'intérieur de l'enceinte (Figure 4.8) ;
- énergie dissipée pendant la décharge en fonction de la pression à l'intérieur de l'enceinte et pour les deux métaux (Figure 4.9) ;
- énergie dissipée pendant la décharge en fonction de la tension de charge, et comparaison des valeurs obtenues pour les fils métalliques et les capillaires pour une tension de charge donnée (Figure 4.10).

Les tests sont réalisés dans l'enceinte $0,1\text{ MPa} - 0,7\text{ MPa}$. Le déclenchement du phénomène est synchronisé avec les acquisitions électrique et spectroscopique, pour les tests sur les fils seuls et sur les capillaires. Le gaz utilisé pour la mise en pression de l'enceinte est de l'air.

Les points représentés sur les figures citées correspondent à la valeur moyenne calculée sur deux valeurs au minimum, et l'incertitude représente l'écart type correspondant.

Durée du phénomène

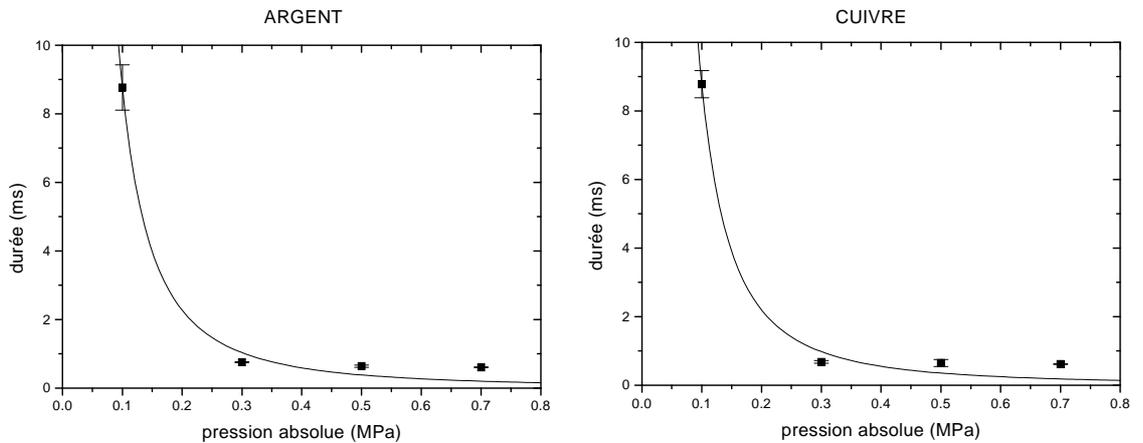


FIGURE 4.8 – *Durée du phénomène en fonction de la pression dans l'enceinte, pour des décharges sur des fils métalliques en argent et en cuivre. Tension de charge : $U_{CH} = 120\text{ V}$.*

La durée du phénomène est observée pour une tension de charge égale à 120 V , et pour quatre valeurs de la pression à l'intérieur de l'enceinte, régulièrement réparties entre $0,1\text{ MPa}$ et $0,7\text{ MPa}$. Les deux métaux (argent et cuivre) sont utilisés en raison de leur emploi dans les tests fusibles. L'augmentation de la pression à l'intérieur de l'enceinte induit une décroissance très rapide de la durée du phénomène. Il existe un facteur de l'ordre de 15 entre les deux pressions extrémales, et pour les deux métaux. La courbe de tendance déduite des points expérimentaux ne traduit aucune différence significative entre les deux métaux ; les points observés pour les pres-

sions supérieures à 0,1 MPa sont semblables en raison de l'incertitude sur les points expérimentaux.

Energie dissipée en fonction de la pression dans l'enceinte

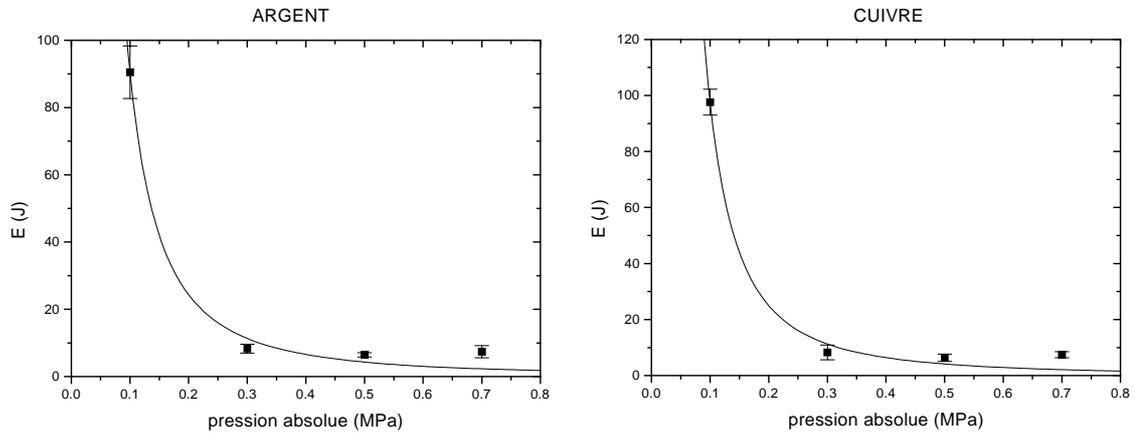


FIGURE 4.9 – Variation de l'énergie dissipée dans le cas des décharges sur les fils métalliques en fonction de la pression au sein du milieu gazeux (air comprimé). Tension de charge : $U_{CH} = 120$ V.

L'évolution décroissante de l'énergie dissipée dans le dispositif pendant la décharge suit la tendance observée pour la durée du phénomène.

Le paramètre n déduit de l'approximation est identique pour les deux grandeurs observées, et pour les deux métaux. Cet accord entre les valeurs obtenues indique qu'en l'absence de matière de remplissage, la quantité totale d'énergie dissipée dans le milieu sous pression dépend directement de la valeur de la pression.

Les valeurs observées pour les pressions supérieures à 0,1 MPa sont du même ordre de grandeur ; l'écart entre ces valeurs n'est pas significatif en raison des incertitudes sur la détermination des données expérimentales.

Comparaison de l'énergie dissipée dans les fils métalliques et dans les capillaires

L'énergie dissipée pendant la décharge augmente logiquement avec la valeur de la tension de charge.

La figure 4.10 montre que :

- l'énergie dissipée dans les capillaires est très nettement inférieure à l'énergie dissipée dans les fils pour la même tension de charge. La surprise induite par la présence du capillaire implique une énergie qui ne représente que 5% de la valeur observée pour les fils métalliques ;

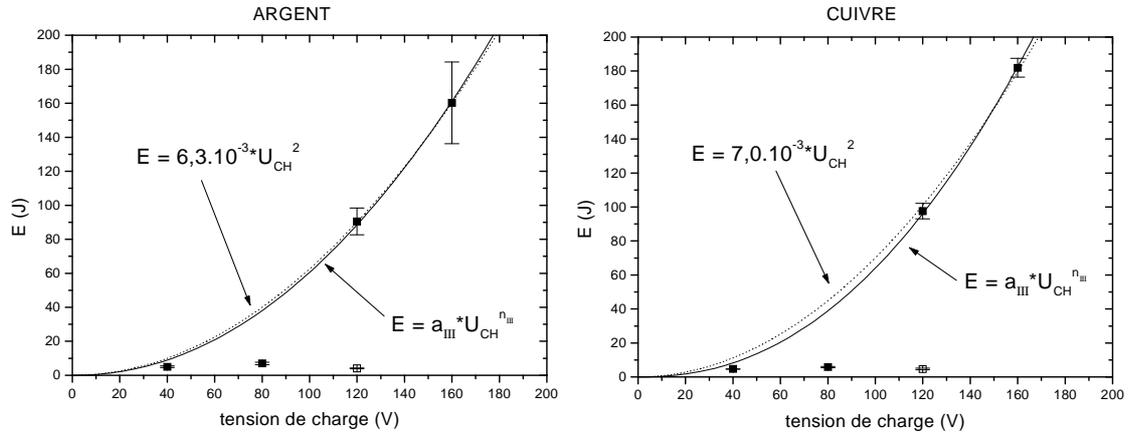


FIGURE 4.10 – Variation de l'énergie dissipée dans le cas des décharges sur les fils métalliques en fonction de la tension de charge, et comparaison avec l'énergie dissipée dans le capillaire. Courbe ■ : fil métallique. Courbe □ : capillaire.

- la courbe de tendance obtenue en fixant $n = 2$ conduit dans le cas de l'argent et du cuivre à une constante a respectivement égale $6,3 \cdot 10^{-3} F$ et $7,0 \cdot 10^{-3} F$.

4.1.2.2 Observation du rayonnement émis pendant la décharge pour les deux dispositifs

Les différences mises en évidence à partir de l'observation des grandeurs électriques se répercutent sur les caractéristiques de l'émission lumineuse : en raison de la différence d'énergie injectée, l'émission lumineuse issue du capillaire est nettement moins intense et de durée très réduite par rapport à celle issue des fils métalliques.

Pour les deux types de tests, le point de création de l'arc est contrôlé par la réalisation d'une zone de section inférieure à celle du fil métallique.

Les deux tests correspondent à une tension de charge égale à $120 V$. Cette tension est choisie car les profils des raies métalliques (argent et cuivre) sont exploitables quelle que soit la valeur de pression.

Décharge sur les fils métalliques

La figure 4.11 représente les profils des transitions Cu I centrées à $510,55 nm$, $515,32 nm$ et $521,82 nm$ pour les quatre valeurs de la pression au sein de l'enceinte et pour des puissances électriques du même ordre de grandeur.

L'augmentation de la pression implique :

1. Une diminution de l'intensité totale des raies.

2. Un élargissement croissant lié pour une valeur de la puissance électrique, à la valeur de pression.
3. Un recouvrement partiel des profils sur les ailes des transitions, d'où une augmentation du pseudo-continuum de raies.
4. L'influence de l'absorption du rayonnement issu des transitions métalliques sur les profils de raies.

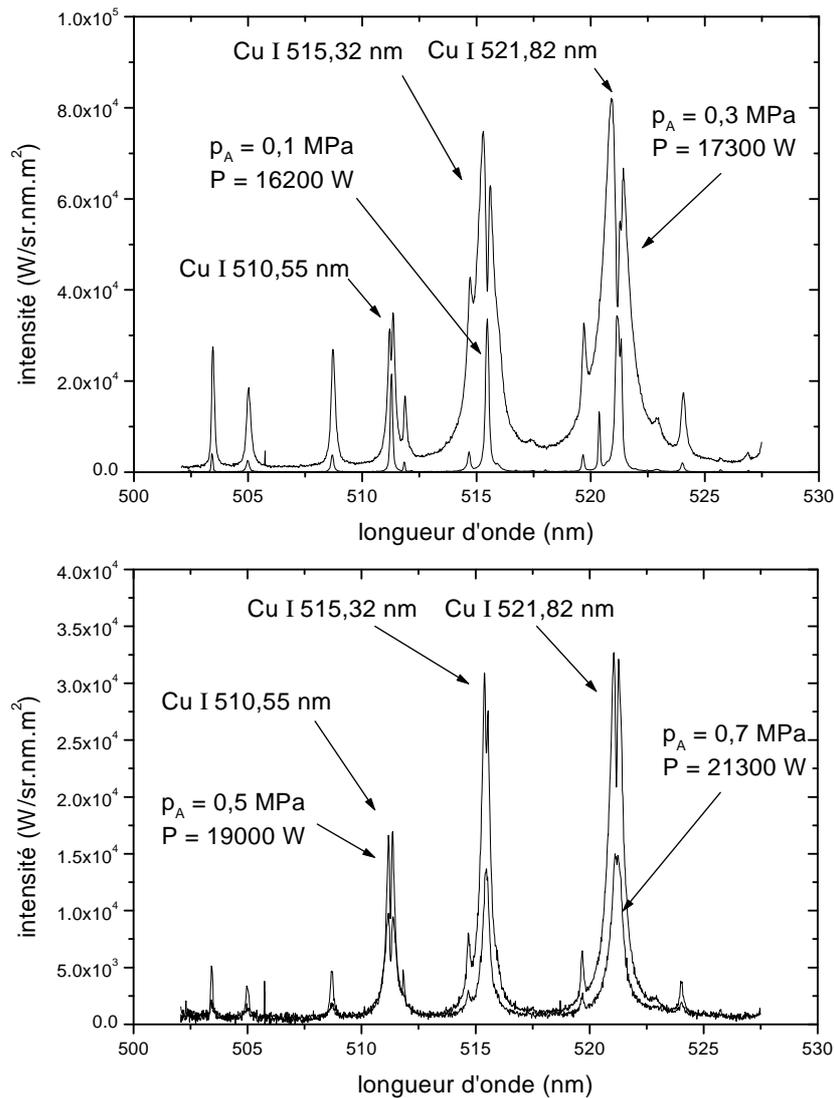


FIGURE 4.11 – *Evolution des profils des raies Cu I centrées à 510,55 nm, 515,32 nm et 521,82 nm en fonction de la pression à l'intérieur de l'enceinte, et pour une tension de charge égale à 120 V.*

Les conséquences de l'augmentation de la pression sont semblables pour les transitions Ag I centrées à 520,91 nm et 546,55 nm ; l'élargissement par absorption est d'autant plus important que ces deux transitions sont résonantes.

L'absorption des raies métalliques est liée à la migration des particules métalliques en direction de la périphérie de la zone d'arc, qui coïncide avec des régions pour lesquelles la température est plus basse.

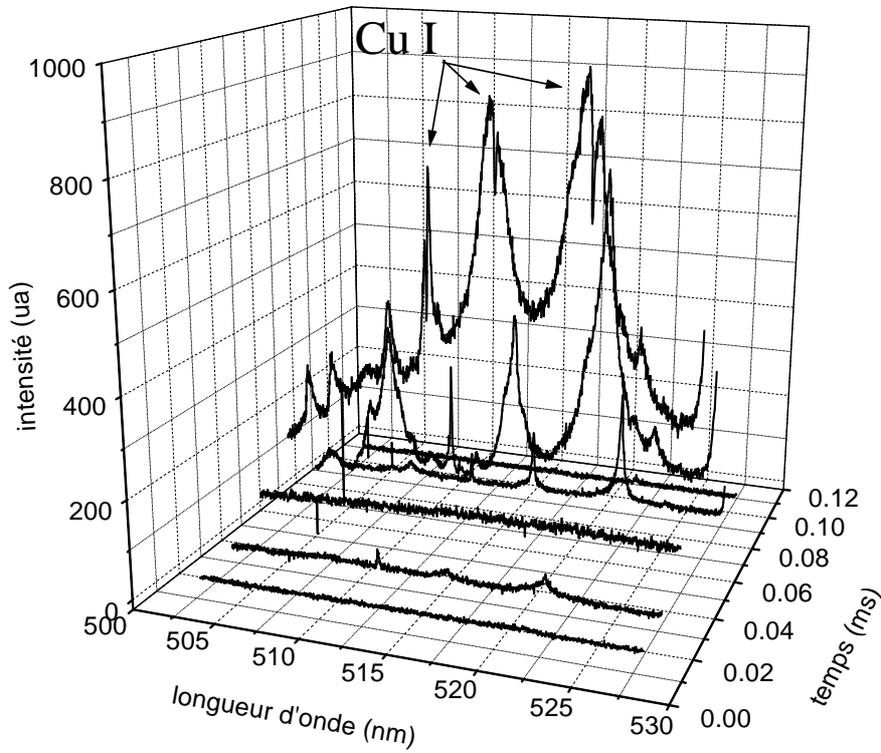
Décharge dans les capillaires

FIGURE 4.12 – *Evolution au cours de la décharge du rayonnement issu du capillaire. Tension de charge : $U_{CH} = 120 V$. Fil métallique en cuivre.*

L'intégration du rayonnement issu du capillaire est difficile en raison de la brièveté du phénomène lumineux d'une part, et de l'intensité relativement faible d'autre part.

La figure 4.12 représente l'évolution des profils des trois raies de cuivre sur une durée de l'ordre de 0,10 ms. L'émission lumineuse se déroule en trois étapes :

1. **Etape 1** : les trois raies métalliques sont visibles en émission sur une durée égale à la durée d'une trace (à $t = 0,04 ms$).
2. **Etape 2** : disparition des raies et émission d'un rayonnement continu sur l'ensemble du domaine spectral observé (à $t = 0,06 ms$).
3. **Etape 3** : observation des trois transitions en émission ; les deux transitions centrées à $515,32 nm$ et $521,82 nm$ sont fortement élargies par absorption, ce qui implique que le pseudo-continuum de raies est très intense.

Les profils des transitions métalliques issues du capillaire ne peuvent être utilisés pour exprimer le coefficient d'élargissement par unité de puissance en raison de l'élargissement par absorption trop important, et du nombre insuffisant de spectres accessibles.

Les transitions Si II utilisées pour l'évaluation de la température et de la densité électronique ne sont pas observées dans les tests capillaires. L'énergie dissipée est nettement inférieure à celle nécessaire pour les exciter. L'influence de la pression, pour une puissance électrique donnée, sur les profils des transitions Si II sera étudiée à l'aide des décharges sur les contacts AgSiO_2 qui constituent l'enceinte $0,1 \text{ MPa} - 3,0 \text{ MPa}$.

4.1.2.3 Evaluation de la température dans le plasma d'arc initié par décharge capacitive sur les fils métalliques

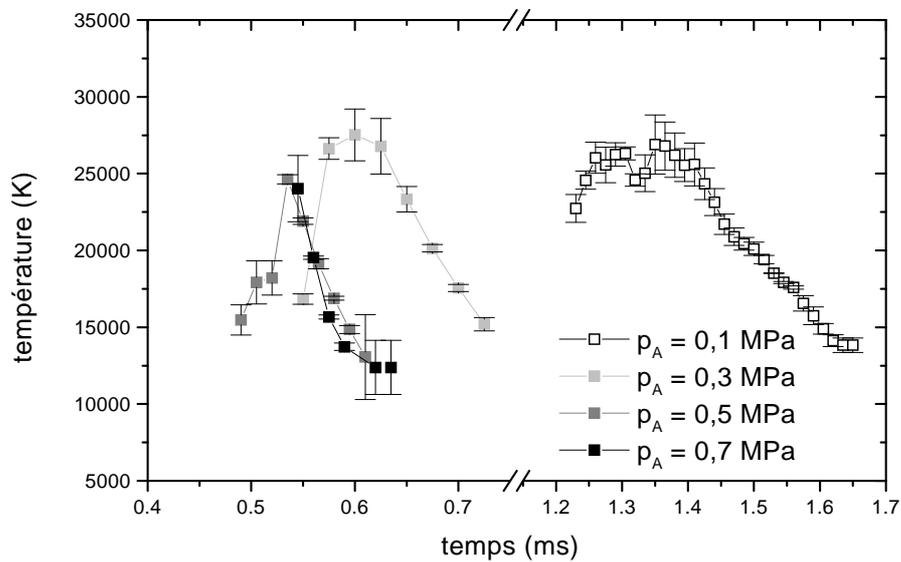


FIGURE 4.13 – *Evaluation de la température dans le plasma d'arc créé par décharge capacitive sur les fils en cuivre, pour les quatre pressions de tests.*

La température est la seule grandeur qui peut être évaluée dans le cas des décharges sur les fils métalliques.

L'hypothèse de l'élargissement par effet Stark n'est pas applicable pour les raies associées à l'argent et au cuivre. D'une part, les raies métalliques sont fortement élargies par absorption du rayonnement par les zones plus froides ; d'autre part, l'effet des collisions sur les niveaux d'énergie est limité [IWA71] [PIC72] : les largeurs à mi-hauteur qui en résultent doivent être observées à l'aide d'un dispositif optique suffisamment dispersif. Pour ces deux raisons, l'évaluation de la densité électronique à partir des profils de raies métalliques n'est pas réalisable.

La température est évaluée en appliquant la méthode des rapports des surfaces totales de raies aux transitions Cu I (Figure 4.13). Etant donné la répartition des niveaux d'énergie, deux valeurs sont calculées.

Les points représentent la moyenne calculée à partir des deux valeurs, et l'incer-

titude correspond à l'écart type associé. L'évolution obtenue pour la pression $0,1 \text{ MPa}$ est décalée de $0,7 \text{ ms}$ car le début de l'émission lumineuse est en retard par rapport aux autres pressions.

Les courbes de température suivent l'évolution de la puissance électrique pour chacune des pressions testées.

Les valeurs maximales sont globalement du même ordre de grandeur. La température décroît depuis 25000 K à 28000 K , jusqu'à 12000 K en fin de phénomène. En raison des faibles niveaux d'énergie dissipée (de l'ordre de 100 J pour une tension de charge égale à 120 V), les valeurs calculées en début de phénomène sont surestimées, d'autant plus que la détermination de la surface totale de la raie est compliquée par le recouvrement partiel des ailes de raies, et par l'absorption du rayonnement.

Lors des tests, les raies Ar I ont été recherchées de manière à préciser la nature du milieu émetteur de rayonnement. Pour cela, les fenêtres d'intégration du rayonnement ont été centrées sur les raies de plus basse énergie d'excitation, de longueur d'onde : $\lambda = 738,40 \text{ nm}$, $750,39 \text{ nm}$, $751,47 \text{ nm}$, $763,51 \text{ nm}$. Aucune de ces raies n'a pu être détectée et utilisée pour confirmer les ordres de grandeur de la température.

4.1.2.4 **Evaluation des coefficients d'élargissement par unité de puissance électrique pour l'argent et le cuivre à l'état neutre**

L'évolution des profils des raies argent et cuivre en fonction de la puissance électrique et de la pression est étudiée dans le cas des décharges sur les fils métalliques. L'avantage principal de ce dispositif est de fournir des spectres exploitables sur l'ensemble des domaines de puissance et de pression testés. L'élargissement par absorption devient très important pour les valeurs extrêmes des intervalles de test : les profils sont alors inexploitablement en raison de l'absorption très intense au centre de la raie.

La méthode d'analyse est semblable à celle présentée précédemment pour les transitions Si II. La première étape consiste à déterminer l'évolution de la largeur à mi-hauteur pour une pression donnée, en fonction de la puissance électrique ; par approximation linéaire appliquée aux points coïncidant avec la décroissance de la puissance électrique, le coefficient d'élargissement par unité de puissance électrique est déduit des ces caractéristiques.

Les résultats sont présentés pour les deux types de transitions métalliques (Figure 4.14) :

1. Transitions Ag I : ce sont les deux raies de résonance centrées à $520,91 \text{ nm}$ et $546,55 \text{ nm}$.
2. Transitions Cu I : ce sont les trois transitions centrées à $510,55 \text{ nm}$, $515,32 \text{ nm}$ et $521,82 \text{ nm}$.

Pour les deux types de transitions, le coefficient d'élargissement augmente avec la pression :

- l'évolution est régulière pour Ag I : le coefficient d'élargissement atteint $3,5 \cdot 10^{-4} \text{ nm} \cdot \text{W}^{-1}$ pour une pression égale à $0,7 \text{ MPa}$, pour la transition centrée à $546,55 \text{ nm}$. L'écart entre les deux raies Ag I pour une même pression est engendrée par l'auto-absorption qui est plus intense pour la raie de plus grande longueur d'onde ;
- pour les transitions Cu I centrées à $515,32 \text{ nm}$ et $521,82 \text{ nm}$, la discontinuité observée dans l'évolution pour la pression égale à $0,5 \text{ MPa}$ est liée à l'évolution des profils de raies et du recouvrement plus ou moins partiel des ailes de raies. La formation du pseudo-continuum de raies complique l'approximation des profils d'intensité expérimentaux par un profil de type lorentzien. Les valeurs sont globalement inférieures à celles observées pour Ag I car l'absorption est moins intense.

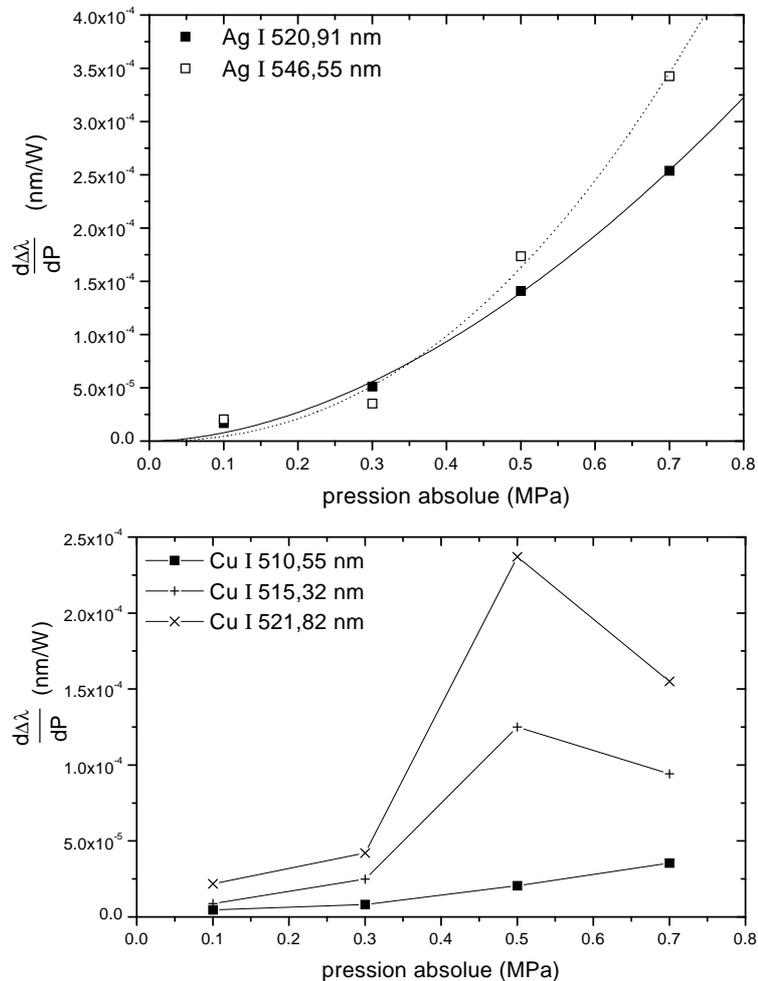


FIGURE 4.14 – Evolution des coefficients d'élargissement par unité de puissance électrique pour les raies métalliques Ag I et Cu I, en fonction de la pression.

La comparaison des coefficients d'élargissement obtenus pour les transitions Si II d'une part, et Ag I et Cu I d'autre part montre qu'il existe un facteur

100 entre les deux groupes de valeurs. La raison principale justifiant cet écart réside dans le mécanisme responsable de l'élargissement des profils de raies :

- dans le cas des raies métalliques, l'amplitude de l'élargissement par absorption du rayonnement augmente fortement avec la puissance électrique d'une part, et avec la pression du milieu d'autre part ; pour ces transitions métalliques, l'élargissement par effet Stark est négligeable par rapport à l'élargissement par absorption ;
- le mécanisme principal d'élargissement des transitions Si II est l'effet Stark. Le rapport des surfaces des deux composantes du multiplet Si II (2) est du même ordre de grandeur que la valeur calculée dans le cadre de l'approximation par couplage LS, ce qui montre que l'influence de l'absorption sur les profils Si II est minime.

Pour évaluer la pression dans le plasma d'arc de fusible à partir de l'observation des profils de raies, il est donc nécessaire de différencier la nature de la transition observée.

Dans le cas des raies métalliques, l'analyse de l'influence de la puissance électrique et de la pression doit être complétée pour un domaine de puissance électrique pour lequel l'effet de l'absorption sur les profils de raies est négligeable. Pour un niveau de puissance donné, et étant donné que les profils ne seront plus élargis par absorption, il sera possible de définir précisément l'évolution de la largeur à mi-hauteur en fonction de la pression.

Dans le cas des transitions Si II, il est nécessaire de définir l'évolution de la largeur à mi-hauteur sur un domaine de pression plus étendu, pour un niveau de puissance donné.

C'est pour répondre à ces deux objectifs que le dispositif lié à l'enceinte $0,1 \text{ MPa} - 3,0 \text{ MPa}$ est utilisé.

4.2 Détermination expérimentale des coefficients d'élargissement par unité de puissance pour les multiplets Si II (1)(2)(3). Application : évaluation de la pression au sein du plasma d'arc de fusible

4.2.1 Configuration des tests

L'ensemble des tests présentés dans cette section est réalisé dans l'enceinte $0,1 \text{ MPa} - 3,0 \text{ MPa}$. L'arc est créé entre deux contacts AgSiO_2 et il est maintenu à l'aide d'une alimentation continue en courant. L'observation des profils de raies est donc réalisée pour un niveau de puissance donné, à une valeur de pression fixée.

Deux gaz différents sont utilisés : argon et azote. L'azote constitue ici un substitut de l'air qui est présent dans les interstices de la matière de remplissage du fusible expérimental. L'emploi de l'azote limite le nombre d'espèces chimiques présentes par rapport à l'air, et son conditionnement autorise des pressions de test jusqu'à $3,0 \text{ MPa}$ qui est la pression limite accessible dans le dispositif. De plus, les transitions N I peuvent contribuer à l'évaluation de la température au sein de l'enceinte. L'utilisation de l'argon est une conséquence des tests : la création et le maintien de l'arc sont des opérations plus facilement réalisées dans une atmosphère d'argon.

La première étape a consisté à déterminer la valeur du courant dans les tests. Etant donné la structure des composants de l'enceinte $0,1 \text{ MPa} - 3,0 \text{ MPa}$, seuls les courants de faible niveau impliquant des énergies modérées peuvent être appliqués pendant une durée de l'ordre de la seconde. Ce contrôle de l'énergie dissipée dans le dispositif est nécessaire en raison de la double nature des contacts AgSiO_2 . La solidité des contacts assurée par la présence de l'argent est diminuée par l'ajout de silice suivant deux proportions : la proportion 90/10 (pourcentage en masse : argent/silice) autorise des tests relativement longs et donc l'acquisition d'un nombre suffisant de spectres. Par contre, la proportion 80/20 est peu utilisée car les contacts se dégradent beaucoup trop rapidement sous l'effet du passage du courant ; ce type de contacts présente l'avantage de fournir une source plus importante de silicium.

Une première série de tests est donc réalisée pour des courants de faible niveau ($I = 5 \text{ A}$) : l'observation concerne les profils des transitions Ag I qu'il est possible d'exciter avec une faible énergie injectée.

Pour exciter les transitions Si II, l'énergie disponible doit être nettement supérieure. Les essais préliminaires ont montré que la dégradation des contacts est excessivement rapide si l'arc est alimenté par un courant continu de niveau adapté à l'excitation des transitions Si II. Par exemple, un courant de 20 A n'autorise qu'un seul essai sur une paire de contacts : la dégradation engendrée sur la surface des contacts rend impossible la création d'un arc supplémentaire. De plus, les projections métalliques sous forme de gouttelettes liquides reconcondensées, et sous forme de vapeur détériorent les éléments optiques utilisés pour la focalisation du rayonnement sur l'entrée du spectromètre. C'est pourquoi, de manière à disposer de l'énergie nécessaire pour exciter les transitions Si II sans dégrader trop rapidement les propriétés des éléments du dispositif d'acquisition, l'arc entre les contacts est aussi créé (et temporairement maintenu) par décharge capacitive.

Pour l'acquisition du rayonnement, le spectromètre est utilisé dans les deux types de tests en mode d'acquisition cinétique : ce mode de collecte du rayonnement autorise l'acquisition d'un grand nombre de spectres sur un temps très court, ce qui augmente la longévité des contacts et préserve les propriétés des éléments des dispositifs optiques et mécaniques.

4.2.2 Exploitation des profils d'intensité

Les observations portent sur les largeurs à mi-hauteur des profils d'intensité des transitions Ag I et Si II. Suivant la nature de l'élément émetteur, deux types de profils sont employés :

Profil lorentzien

Pour les profils des transitions Si II, l'élargissement est principalement dû à l'effet Stark. Etant donné les ordres de grandeur des largeurs à mi-hauteur par rapport à la fonction d'appareil d'une part, et par rapport aux types d'élargissement d'autre part, les profils des transitions Si II sont approximés par un profil de type lorentzien :

$$L(\lambda) = L_0 + \frac{2A}{\pi} \frac{\Delta\lambda}{4(\lambda - \lambda'_0)^2 + \Delta\lambda^2}$$

où $L(\lambda)$ est l'intensité évaluée pour la longueur d'onde λ , L_0 est l'intensité du rayonnement de base (bruit lié au dispositif, et rayonnement continu), A est la surface totale du profil approximé, λ'_0 est la longueur d'onde centrale du profil approximé, et $\Delta\lambda$ est la largeur totale à mi-hauteur du profil.

Dans la pratique, deux éléments supplémentaires sont pris en compte :

- le profil du rayonnement de base peut varier fortement, même sur un intervalle spectral réduit, de l'ordre de $25nm$. Pour prendre en compte ces variations dans l'approximation du profil de raie, le profil du rayonnement de base est représenté par : $L_0(\lambda) = p_0 + p_1 \cdot \lambda + p_2 \cdot \lambda^2$, où (p_0, p_1, p_2) sont les paramètres ajustables du profil correspondant au rayonnement de base ;
- la valeur de la longueur d'onde centrale du profil approximé (λ'_0) est définie d'après le profil expérimental ; l'utilisation des écarts observés par rapport aux valeurs théoriques définies dans l'air dépend de la dispersion du réseau utilisé.

Profil de Voigt

En raison du faible niveau de l'énergie dissipée entre les contacts, les élargissements des transitions Ag I restent globalement inférieurs à $1 nm$ pour les pressions et les puissances testées. De manière à évaluer précisément la largeur à mi-hauteur, le profil d'intensité est approximé par un profil de type Voigt. Le profil de Voigt est le profil résultant de la combinaison de deux fonctions de distribution de l'intensité, où chacune de ces fonctions représente le profil induit par un mécanisme d'élargissement. En supposant que l'un des profils décrit le résultat de la fonction d'appareil (profil gaussien), et que le second profil décrit un profil de dispersion résultant des mécanismes d'élargissement

par interaction entre les particules chargées, le profil de Voigt s'exprime par :

$$L(\lambda) = L(\lambda_0) + A \frac{2\ln 2}{\pi^{\frac{3}{2}}} \frac{\Delta\lambda_L}{\Delta\lambda_G} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{\left(\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\lambda_L}{\Delta\lambda_G}\right)^2 + \left(\sqrt{4\ln 2} \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_G} - t\right)^2} dt$$

où $\Delta\lambda_G$ est la largeur à mi-hauteur correspondant à la fonction d'appareil en supposant un profil gaussien, $\Delta\lambda_L$ est la largeur à mi-hauteur du profil lorentzien. Cette expression analytique est adaptée en tenant compte du profil de distribution du rayonnement de base, et du décalage de la longueur d'onde centrale du profil par rapport à la valeur théorique.

4.2.3 Caractérisation des grandeurs électriques suivant le mode de création de l'arc

4.2.3.1 Arc régulé en courant

Les figures 4.15 et 4.16 représente l'évolution de la puissance électrique en fonction de la pression dans l'enceinte, respectivement pour l'argon et l'azote. L'intervalle de temps égal à 3 ms est adapté de manière à réaliser l'ensemble des acquisitions électriques et spectroscopiques. Cette durée de fonctionnement est possible en raison du faible niveau de courant.

Ces enregistrements sont nécessaires pour établir la relation entre l'instant d'observation d'un profil donné, et la valeur de la puissance électrique qui correspond.

Les tests, dans un premier temps réalisés dans une atmosphère d'azote, ont été complétés par des tests dans l'argon : la raison principale est liée au fait que la création et le maintien de l'arc sont plus difficiles à réaliser dans une atmosphère d'azote pour la même pression. L'argon utilisé se présente sous forme atomique, tandis que l'azote est sous forme moléculaire (N_2). Pour créer le plasma dans l'atmosphère d'argon, il faut fournir l'énergie nécessaire à l'ionisation des atomes d'argon ; pour créer le plasma dans l'atmosphère d'azote, il est nécessaire de fournir l'énergie nécessaire pour la dissociation de la molécule N_2 , et l'énergie nécessaire pour l'ionisation des atomes. Dans ces conditions, et étant donné que le niveau de courant de test ne peut dépasser 5 A pour des raisons liées aux éléments du dispositif, l'initiation et le maintien du plasma d'arc sont nettement plus difficiles dans le cas de l'azote. Ainsi pour une même énergie injectée à un instant donné, la température du plasma d'arc dans l'argon est supérieure à celle obtenue dans l'azote.

Malgré la régulation de l'arc par une alimentation en courant continu, les évolutions de la puissance électrique sont nettement différentes au fur et à mesure que la pression augmente. Pour les plus faibles valeurs de la pression, les caractéristiques sont régulières : les valeurs restent proches d'une puissance moyenne valable sur un intervalle de temps donné. Pour les valeurs supérieures

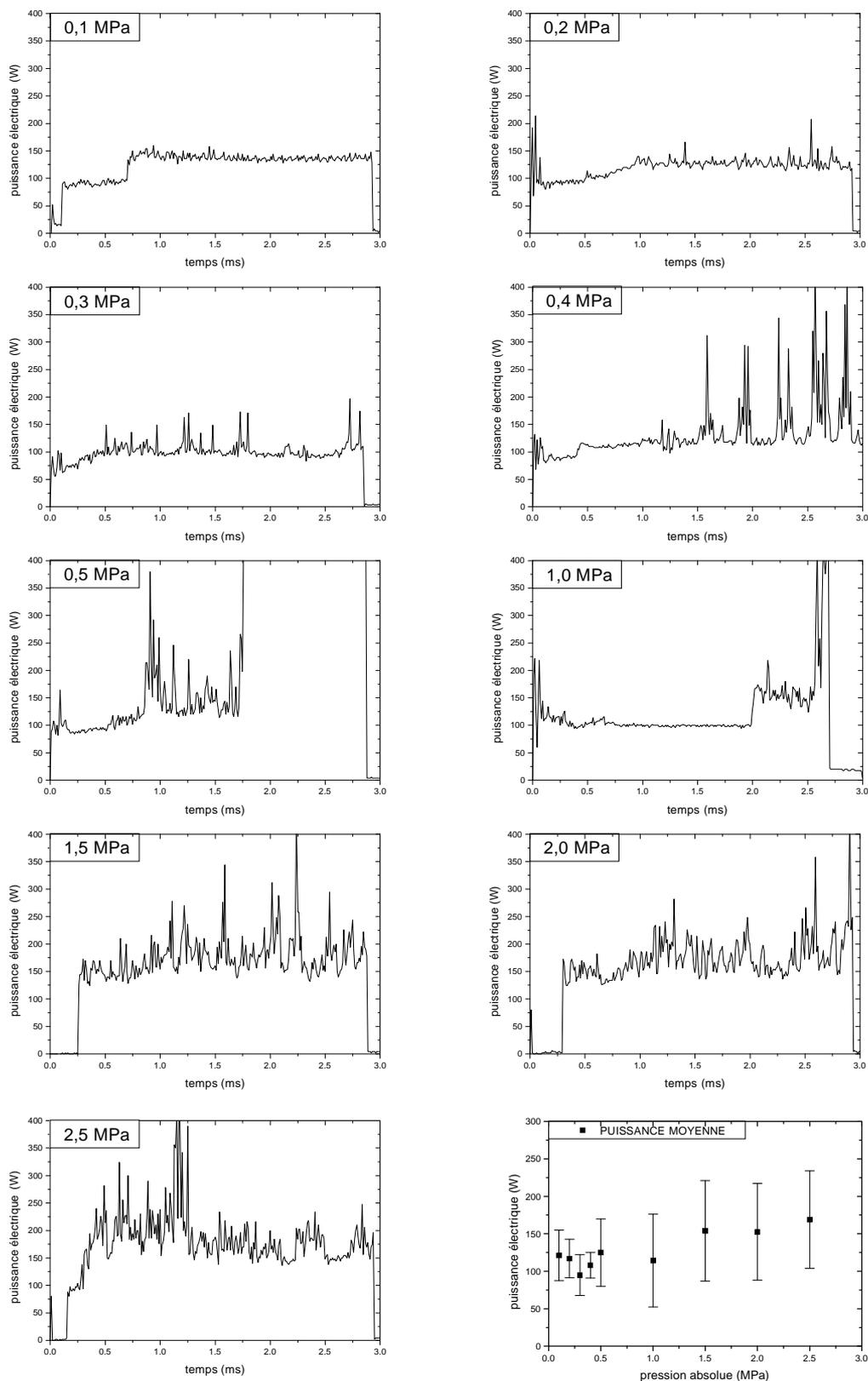


FIGURE 4.15 – *Evolution de la puissance électrique en fonction de la pression à l'intérieur de l'enceinte. Courant d'alimentation : $I = 5$ A. Atmosphère d'argon.*

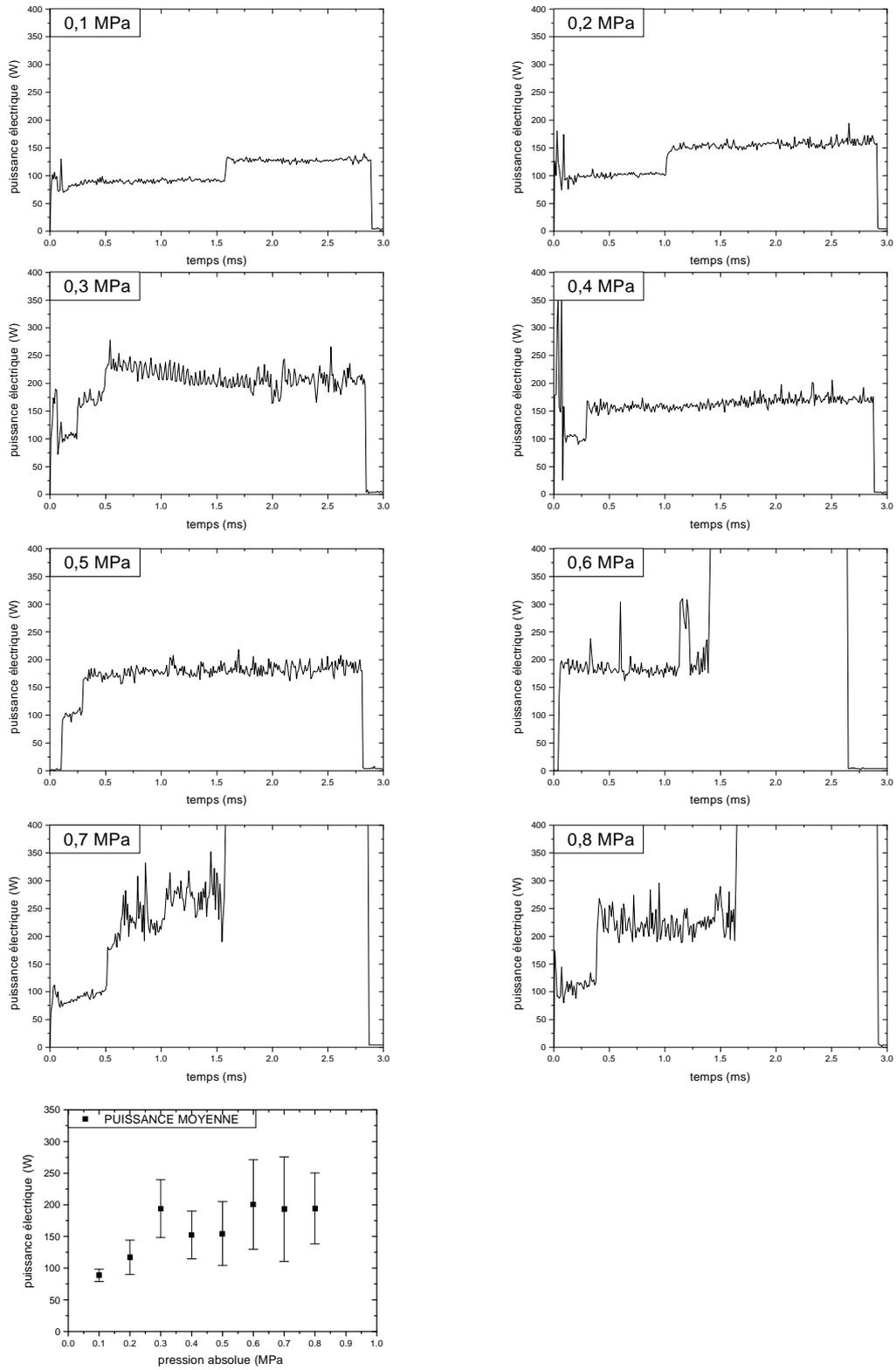


FIGURE 4.16 – Evolution de la puissance électrique en fonction de la pression à l'intérieur de l'enceinte. Courant d'alimentation : $I = 5 A$. Atmosphère d'azote (N_2).

de la pression, les caractéristiques deviennent discontinues. Pour les valeurs maximales accessibles ($2,5 \text{ MPa}$ pour Ar, et $0,8 \text{ MPa}$ pour N_2) l'arc est très difficilement maintenu ; en particulier pour l'azote, il a été nécessaire de réaliser un grand nombre d'essais pour obtenir des caractéristiques exploitables. Ces irrégularités sont liées à l'instabilité de l'arc sur les surfaces des contacts.

Les évolutions des valeurs moyennes de la puissance électrique en fonction de la pression sont calculées pour chaque type de gaz. Les écarts entre les deux gaz ne sont pas significatifs en raison des incertitudes sur les valeurs représentées. Les énergies dissipées varient entre 250 J et 450 J dans le cas de l'argon, et entre 250 J et 550 J dans le cas de l'azote. Ces valeurs sont calculées sur l'intervalle de temps au plus égal à 3 s , pour lequel l'arc est maintenu.

4.2.3.2 Arc créé par décharge capacitive

En raison des niveaux d'énergie supérieurs recherchés, les contacts AgSiO_2 90/10 sont utilisés de manière à limiter la rapidité d'érosion. Les tensions de charge sont égales à 300 V . Cette valeur a été choisie de manière à disposer de l'énergie nécessaire pour l'excitation des transitions Si II, quelle que soit la pression de test.

Durée de la décharge entre les contacts AgSiO_2

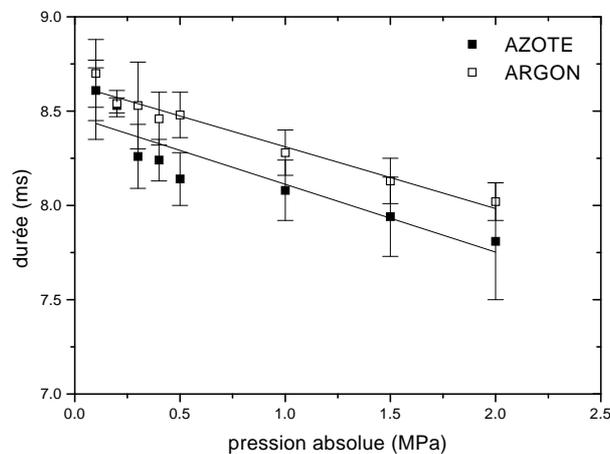


FIGURE 4.17 – *Durée du phénomène dans le cas des décharges entre les contacts AgSiO_2 pour les deux natures de gaz. Tension de charge : $U_{CH} = 300 \text{ V}$.*

Le phénomène a une durée globale de l'ordre de 8 ms à $8,7 \text{ ms}$, qui décroît régulièrement depuis $0,1 \text{ MPa}$ jusqu'à $2,0 \text{ MPa}$ (Figure 4.17). L'écart observé entre les deux gaz est significatif ; étant donné que la création et le maintien de l'arc dans l'azote demandent plus d'énergie que dans l'argon, il est logique que pour les mêmes conditions électriques de test, la durée totale du phénomène

soit inférieure dans l'azote.

La durée totale de la décharge reste inférieure à 10 ms , ce qui autorise des niveaux de courant élevés.

Ordre de grandeur de l'énergie dissipée

Les énergies dissipées augmentent régulièrement sur le domaine de pression étudié depuis 180 J jusqu'à 260 J (Figure 4.18). Aucune différence significative n'est mise en évidence entre les deux natures de gaz. L'ordre de grandeur des incertitudes est assez important, car la qualité des surfaces des contacts peut varier assez fortement d'un essai sur l'autre. Pour limiter partiellement ces écarts, les surfaces des contacts sont régulièrement nettoyées de manière à supprimer les irrégularités qui sont responsables des différences observées.

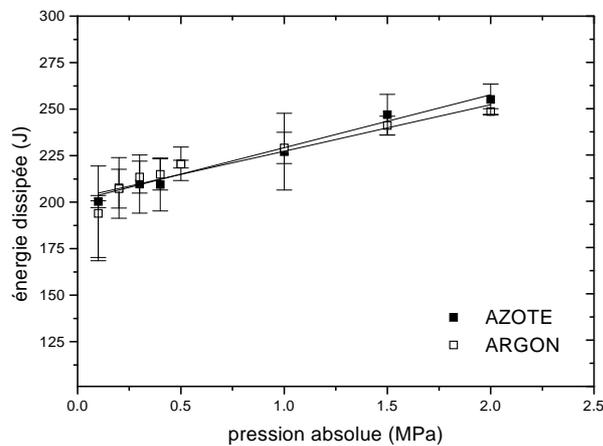


FIGURE 4.18 – *Energie dissipée pendant la décharge entre les contacts AgSiO_2 pour les deux natures de gaz. Tension de charge : $U_{CH} = 300\text{ V}$.*

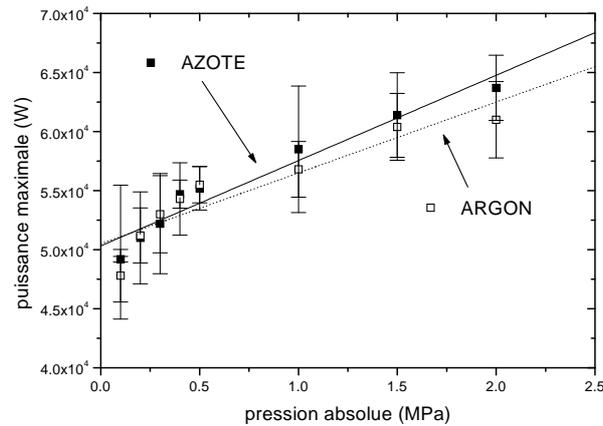


FIGURE 4.19 – *Puissance maximale atteinte pendant la décharge entre les contacts AgSiO_2 pour les deux natures de gaz. Tension de charge : $U_{CH} = 300 \text{ V}$.*

Evolution de la puissance maximale

Les puissances maximales atteintes pendant la décharge sont nettement supérieures aux ordres de grandeur observés dans la section précédente. Les valeurs augmentent régulièrement sur le domaine de pression depuis $4,5 \cdot 10^4 \text{ W}$ jusqu'à $6,5 \cdot 10^4 \text{ W}$ (Figure 4.19). Les écarts entre les deux natures de gaz sont peu significatifs en raison de l'amplitude des incertitudes.

Les grandeurs électriques obtenues par décharge capacitive sous une tension de départ égale à 300 V montrent que les puissances électriques atteintes sont suffisantes pour exciter les transitions Si II, sans engendrer de détérioration irréversible sur les éléments du dispositif d'acquisition.

Les grandeurs observées varient linéairement en fonction de la pression de test. Cette approximation sera utilisée dans l'exploitation des évolutions de la largeur à mi-hauteur.

4.2.4 Détermination des coefficients d'élargissement par unité de puissance électrique pour une pression donnée

Etant donné les ordres de grandeur nettement différents de la puissance électrique dans les deux types de tests, l'analyse de l'évolution de la largeur à mi-hauteur des transitions Ag I est traitée séparément des transitions Si II.

4.2.4.1 Emission des transitions Ag I dans une atmosphère Ar et N₂

Les deux gaz (argon et azote) sont utilisés en raison des difficultés de maintien et de création de l'arc rencontrées avec l'azote. Les deux séries de tests sont réalisées pour un courant continu égal à 5 A.

L'énergie injectée dans ce type de test est relativement faible, ce qui justifie l'ordre de grandeur des intensités maximales des profils des transitions Ag I observées. La figure 4.21 illustre l'évolution du profil de la raie Ag I centrée à 520,91 nm pour des pressions d'argon qui varient depuis 0,1 MPa jusqu'à 2,0 MPa. L'augmentation de la largeur à mi-hauteur avec la pression croissante apparaît nettement : les valeurs correspondant aux spectres présentés sur la figure 4.20 évoluent depuis 0,1 nm jusqu'à 0,6 nm pour des pressions variant depuis 0,1 MPa jusqu'à 2,0 MPa. Il a été montré dans le cas des transitions Si II observées dans le plasma d'arc de fusible, que l'intensité maximale des transitions diminue pour des valeurs croissantes de la pression. Cette tendance se vérifie partiellement sur la figure 4.20. Pendant la phase d'intégration du rayonnement, le point d'observation reste fixe ; par contre, l'arc est relativement instable et les deux points de contact sur les surfaces des électrodes sont donc plus ou moins mobiles. Pour réduire cette mobilité, la forme initiale cylindrique des électrodes a été remplacée par une forme partiellement conique (Annexe D).

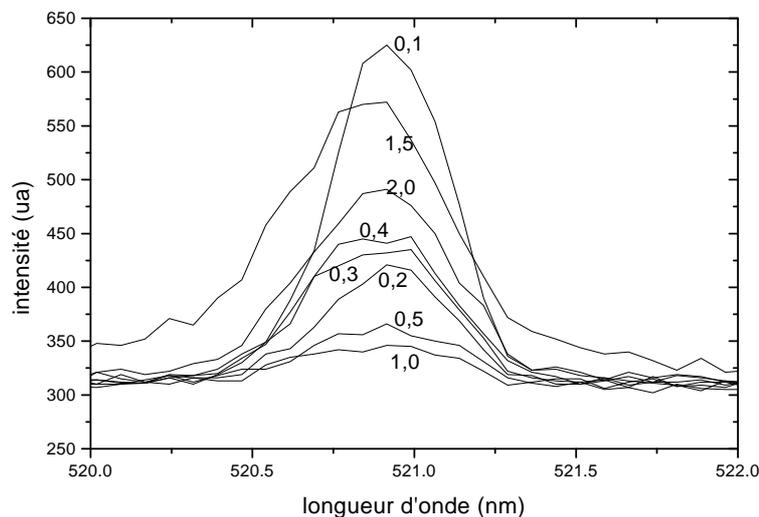


FIGURE 4.20 – Profil de la transition Ag I centrée à 520,91 nm en fonction de la pression en argon. Courant d'alimentation continu : $I = 5$ A. Les chiffres sont les valeurs de la pression exprimée en MPa.

La stabilité résultante est donc augmentée, de même que la rapidité d'érosion. Les durées d'intégration du rayonnement tiennent donc compte de l'instabilité

de l'arc et des intensités émises. La durée optimale retenue pour une trace d'acquisition est égale à 20ms . Même pour cette durée d'intégration du rayonnement, il arrive que l'arc ne coïncide pas avec la zone d'intégration de la lumière ce qui se traduit par une diminution marquée de l'intensité collectée. Pour l'observation des profils Ag I, la démarche suivante est suivie : seules les traces d'acquisition pour lesquelles les intensités sont maximales, sont prises en compte pour l'évaluation des largeurs à mi-hauteur ; ces traces sont celles pour lesquelles l'arc est exactement présent dans la zone d'observation définie par le réglage des éléments du dispositif optique.

La figure 4.21 représente l'évolution des largeurs à mi-hauteur des deux transitions Ag I centrées à $520,91\text{ nm}$ et $546,55\text{ nm}$, pour le domaine de pression $[0,1 - 2,5]\text{ MPa}$, et pour les deux natures du gaz. Les valeurs exprimées sont les moyennes déduites des valeurs expérimentales correspondant au profil de Voigt, pour un ensemble de profils obtenus à un niveau de puissance donné, et pour une valeur de pression. Les barres d'erreur représentent l'écart type correspondant, défini pour les mêmes conditions. La valeur absolue de l'erreur augmente avec la pression : ces fluctuations de plus en plus intenses avec l'augmentation de la pression sont liées aux fluctuations observées sur les caractéristiques de la puissance électrique (Figures 4.15 et 4.16).

L'évolution croissante de la largeur du profil avec la valeur de pression est confirmée pour les deux gaz, et pour l'ensemble des valeurs de pression. Pour le domaine $[0,1 - 0,8]\text{ MPa}$, les élargissements sont semblables pour les deux gaz. En raison de la dispersion limitée du spectromètre, les éventuels écarts liés à la nature du gaz ne peuvent être observés. Par contre, pour le domaine $[0,5 - 0,8]\text{ MPa}$, les écarts sont significatifs, et les élargissements sont supérieurs dans l'argon ; cette évolution est logique car l'énergie nécessaire pour créer le plasma d'arc est inférieure pour l'argon ; l'énergie restante utilisée pour le maintien du plasma est donc logiquement supérieure pour Ar.

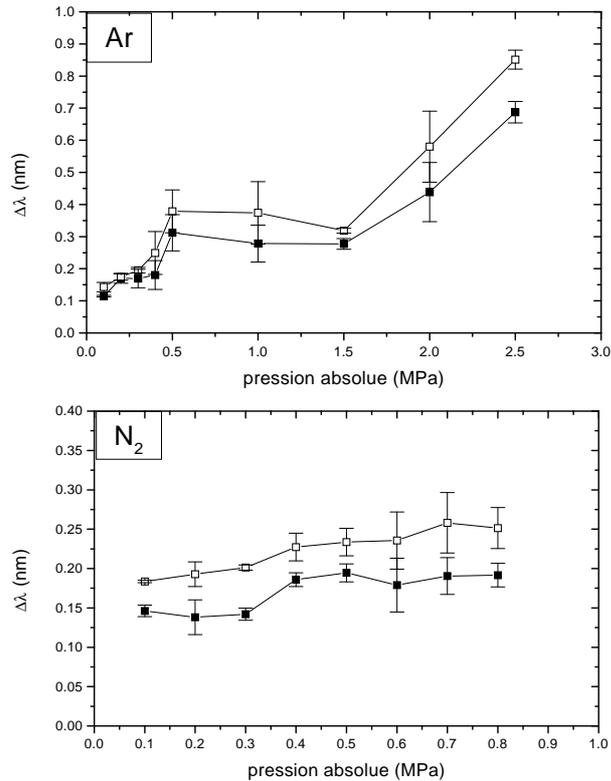


FIGURE 4.21 – Evolution des largeurs à mi-hauteur des deux transitions Ag I centrées à 520,91 nm (■) et 546,55 nm (□) en fonction de la pression en Ar et N₂. Courant d'alimentation continu : $I = 5$ A.

L'écart observé entre les deux transitions Ag I est lié à l'absorption différente pour les deux intervalles spectraux. L'amplitude de la différence reste globalement inférieure à 0,1 nm, sauf pour la pression maximale de test (2,5 MPa).

Les conclusions relatives à l'étude des élargissements des deux transitions Ag I se résument en deux points principaux :

1. La détermination précise de l'influence de la pression sur les profils des raies métalliques implique que les niveaux de puissance électrique soient faibles : de cette manière, les profils ne sont pas déformés par l'absorption et ils peuvent être décrits par un profil lorentzien ; la condition nécessaire pour définir une relation précise entre l'élargissement et la pression est liée à la production d'une caractéristique de puissance la plus continue possible.
2. L'utilisation des profils des raies métalliques en vue de la détermination de la pression par observation du rayonnement n'est pas valable, dans la mesure où l'augmentation simultanée de la puissance électrique et de la valeur de pression intensifie l'absorption des profils.

C'est pourquoi la suite de l'étude se concentre sur l'observation des profils des transitions Si II.

4.2.4.2 Etude des profils d'intensité des multiplets Si II (1) (2) (3) appliquée à l'évaluation de la pression

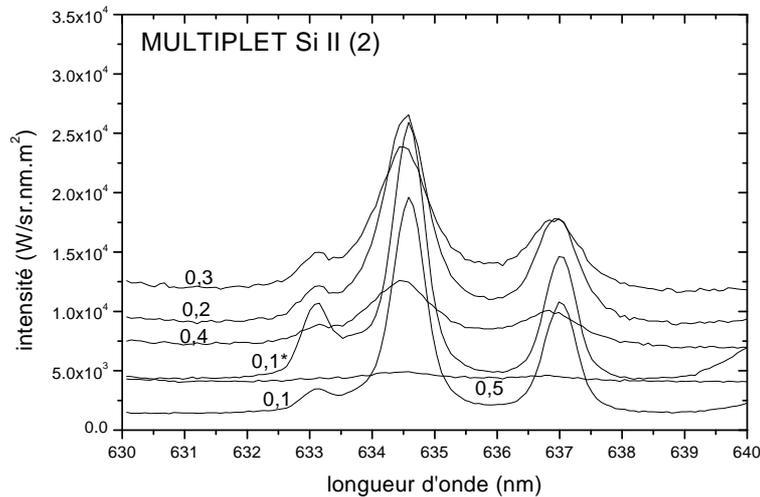


FIGURE 4.22 – Profils du multiplet Si II (2) obtenus pour le domaine de pression $[0, 1 - 0, 5]$ MPa. Les pressions sont indiquées pour chaque profil en MPa, pour l'azote. L'indice * correspond à l'air.

Configuration des tests

L'ensemble des observations présentées dans cette section est issu de décharges capacitatives sur les contacts AgSiO_2 de type 90/10. La tension de charge est 300 V. Pour faciliter la création de l'arc, un élément métallique en argent est inséré entre les deux contacts.

Evolution des profils du multiplet Si II (2) pour le domaine de pression $[0, 1 - 0, 5]$ MPa

L'évolution en fonction de la pression des transitions Si II centrées à 634,71 nm et 637,14 nm est identique à celle observée pour les transitions Ag I (Figure 4.22). L'élargissement augmente très rapidement avec la valeur de pression. Les essais ont été réalisés pour le domaine global $[0, 1 - 2, 0]$ MPa. L'observation des profils n'est possible que jusqu'à 0,5 MPa : pour les pressions supérieures, l'intensité des transitions diminue et l'élargissement augmente rapidement, de ce fait le multiplet (2) n'émerge plus du rayonnement continu. Les puissances électriques sont globalement inférieures d'un facteur 10 par rapport aux niveaux atteints au cours du mécanisme de coupure dans le fusible, ce qui explique en partie la disparition du multiplet Si II (2) pour les pressions supérieures à 0,5 MPa. Les spectres de la figure 4.22 correspondent à une puissance de l'ordre de $5 \cdot 10^4$ W à $8 \cdot 10^4$ W.

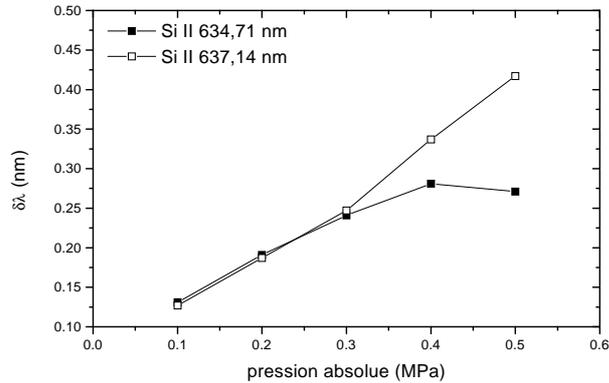


FIGURE 4.23 – Influence de la pression N_2 sur les décalages des longueurs d'onde centrales des deux composantes du multiplet Si II (2) par rapport aux longueurs d'onde théoriques (données dans le chapitre 2). Les points représentent : $\delta\lambda = \lambda_0 - \lambda_{exp}$ pour une pression donnée.

En plus de l'élargissement, l'augmentation de la pression induit un décalage des longueurs d'onde centrales des deux composantes du multiplet Si II (2). Les points de la figure 4.23 montrent que l'augmentation de la pression induit un décalage des longueurs d'onde vers les valeurs inférieures.

Les évolutions de la largeur à mi-hauteur et de la longueur d'onde centrale, en fonction de la pression, suivent les tendances induites par l'hypothèse de l'effet Stark. Pour les pressions supérieures, la probabilité des collisions responsables du déplacement des niveaux d'énergie augmente car le libre parcours moyen des particules présentes diminue. Il semble donc que le niveau de pression conditionne les champs électriques locaux responsables du déplacement des niveaux émetteurs.

Détermination de l'évolution en fonction de la pression des $\Delta\lambda$ Si II (1) (2) (3)

Il a été montré dans les sections précédentes que :

1. La puissance maximale varie linéairement en fonction de la pression (Figure 4.19).
2. L'élargissement à mi-hauteur des transitions Si II est une fonction linéaire de la puissance électrique (Figure 4.6).

Par conséquent, les élargissements des transitions Si II (1) (2) (3) doivent dépendre linéairement de la pression. Pour vérifier cette hypothèse, des tests ont été réalisés dans l'enceinte 0,1 MPa – 3,0 MPa, sur l'ensemble du domaine de pression accessible de manière à suivre l'évolution des largeurs à mi-hauteur de chaque composante de chaque triplet. Les résultats sont présentés sur la figure 4.24.

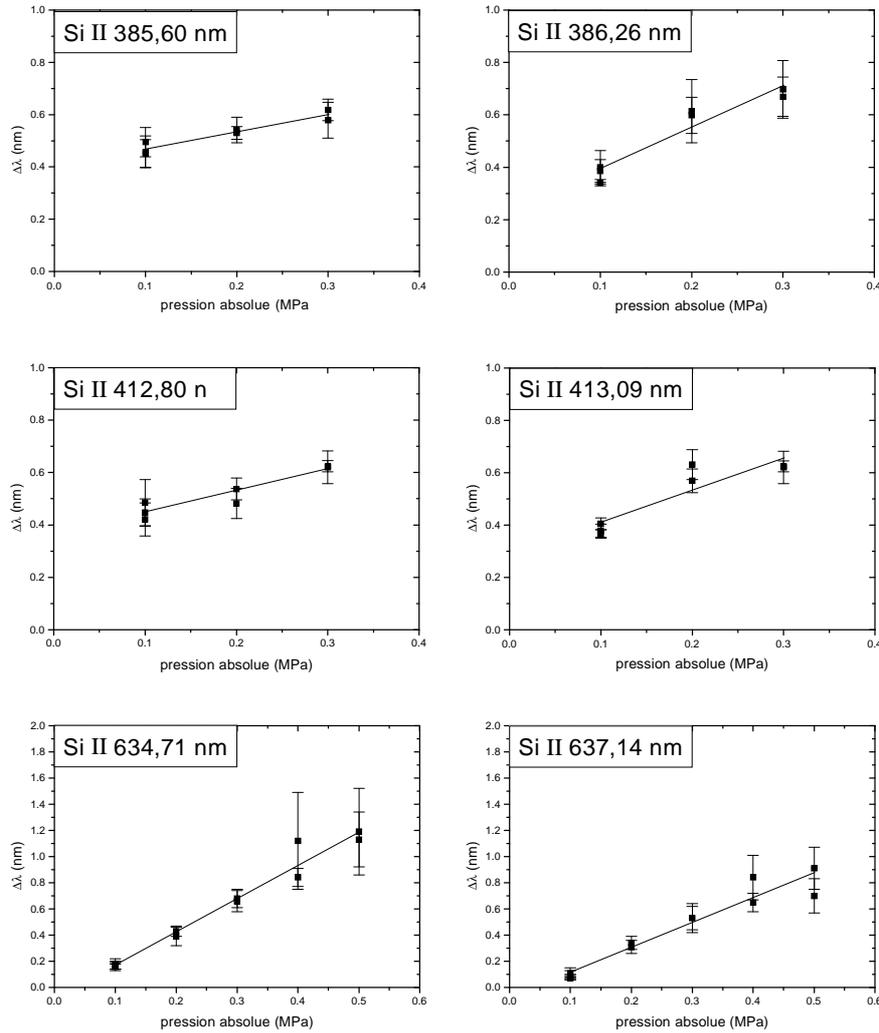


FIGURE 4.24 – *Evolution de l'élargissement en fonction de la pression (N_2) pour les transitions des multiplets Si II (1) (2) (3).*

Lors de la décharge entre les contacts, les multiplets Si II ne sont visibles que sur un intervalle réduit de puissance électrique. Les points représentés sur la figure 4.24 correspondent à la valeur moyenne de la largeur à mi-hauteur pour cet intervalle réduit de puissance et pour une pression donnée. Les barres d'erreur représentent donc les variations liées à la variation limitée de la puissance électrique.

L'observation des largeurs à mi-hauteur concerne les transitions qui sont utilisées pour l'évaluation de la température et de la densité électronique. Pour les multiplets (1) et (3), les transitions se recouvrent partiellement et les deux composantes du multiplet (3) ne sont pas visibles séparément. C'est pourquoi des contraintes sont imposées sur les paramètres ajustables dans la procédure d'approximation. De plus, l'intensité observée pour ces deux multiplets est

faible, ce qui complique la détermination des élargissements, et ces multiplets ne sont visibles que pour les trois plus faibles valeurs des pressions testées.

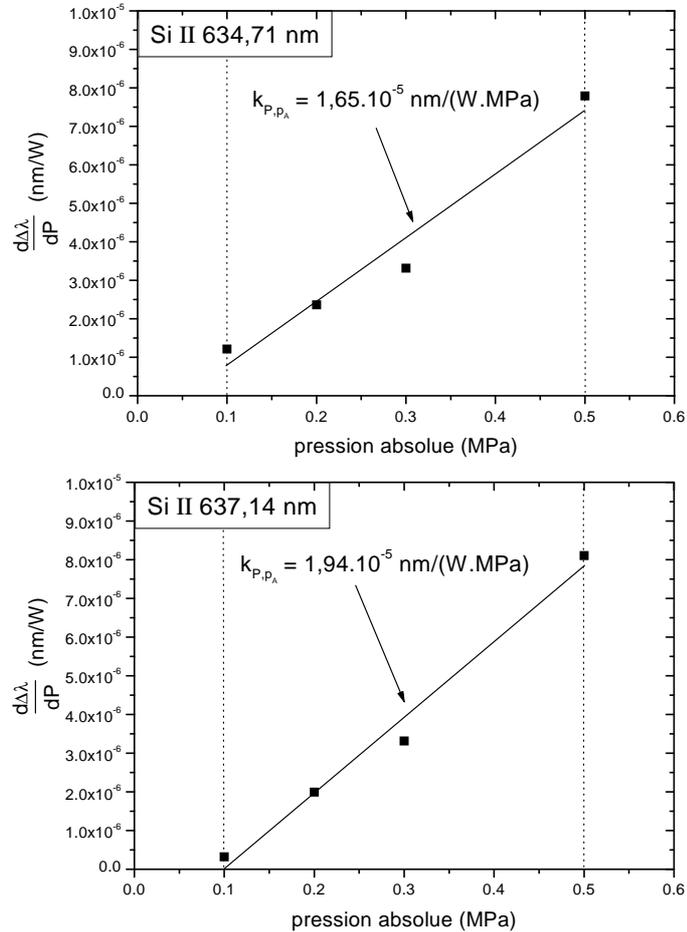


FIGURE 4.25 – Evolution des coefficients d'élargissement par unité de puissance pour les deux composantes du multiplet Si II (2) sur le domaine de pression [0, 1 – 0, 5] MPa.

Seules les deux transitions du multiplet (2) présentent des profils séparés et suffisamment intenses. De plus, aucune contrainte sur la procédure d'ajustement n'est imposée. La précision sur la détermination des largeurs à mi-hauteur est donc supérieure, et la validité des évolutions est améliorée. Les coefficients d'élargissement par unité de puissance seront donc exprimés à partir de ces deux seules transitions.

Coefficients d'élargissement par unité de puissance définis pour le multiplet Si II (2) en fonction de la pression

La méthode employée pour exprimer ces coefficients est la suivante :

1. **Etape 1** : Détermination de la relation linéaire entre la largeur à mi-hauteur et la puissance électrique, pour une pression donnée, et pour le domaine de puissance pour lequel les profils peuvent être exploités.
2. **Etape 2** : Expression des coefficients précédemment définis pour l'ensemble des pressions jusqu'à $0,5 \text{ MPa}$.

Les points déduits pour les deux composantes du multiplet Si II (2) sont représentés sur la figure 4.25. Le point pour la pression $0,4 \text{ MPa}$ ne peut être défini car le nombre d'observations de la largeur à mi-hauteur est d'une part insuffisant, et le domaine de puissance correspondant est n'est pas assez large d'autre part.

A partir de ces caractéristiques, il est possible de définir la loi de variation des coefficients d'élargissement par unité de puissance pour chacune des composantes. L'hypothèse à formuler pour l'application de ces coefficients pour un domaine plus vaste de pression est déduite de l'évolution présentée sur la figure 4.25 : l'évolution des coefficients d'élargissement par unité de puissance en fonction de la pression est supposée linéaire. Cette hypothèse se traduit par l'expression des deux coefficients :

Si II 634,71 nm	:	$k_{P,p_A} = 1,65 \cdot 10^{-5} \frac{\text{nm/W}}{\text{MPa}}$
Si II 637,71 nm	:	$k_{P,p_A} = 1,94 \cdot 10^{-5} \frac{\text{nm/W}}{\text{MPa}}$

Les deux coefficients k_{P,p_A} traduisent donc l'influence de la pression sur l'élargissement de chacune des deux transitions Si II (2), ramenés à l'unité de puissance électrique. L'écart entre les deux valeurs est de l'ordre de 15% : il résulte principalement du profil de la transition centrée à $637,14 \text{ nm}$ dont la plus faible intensité complique la procédure d'approximation.

4.2.5 Evaluation de la pression au sein du plasma d'arc de fusible à partir des coefficients k_{P,p_A}

Les coefficients k_{P,p_A} sont appliqués à la détermination de la pression au sein du plasma d'arc de fusible : les tests utilisés sont ceux présentés dans la section traitant de l'influence d'une surpression dans la matière de remplissage, sur les grandeurs électriques et physiques au cours du mécanisme de coupure. L'évolution de la pression ainsi évaluée est montrée sur la figure 4.26, avec les caractéristiques de la puissance électrique. Les valeurs obtenues en début de phénomène évoluent depuis $0,5 \text{ MPa}$ pour les tous premiers instants du régime d'arc ; les valeurs augmentent très rapidement jusqu'à $3,3 \text{ MPa}$ qui est le maximum observé $0,2 \text{ ms}$ plus tard, pour le test à $p_A^* = 0,1 \text{ MPa}$. Cette augmentation rapide de la pression liée à la création de l'arc est en accord avec les résultats publiés ([SAQ99b] [MUR99b]). L'ordre de grandeur obtenu pour

le coeur de l'arc à partir des coefficients est sensiblement supérieur aux valeurs publiées qui sont mesurées à l'aide de capteurs piézo-électriques.

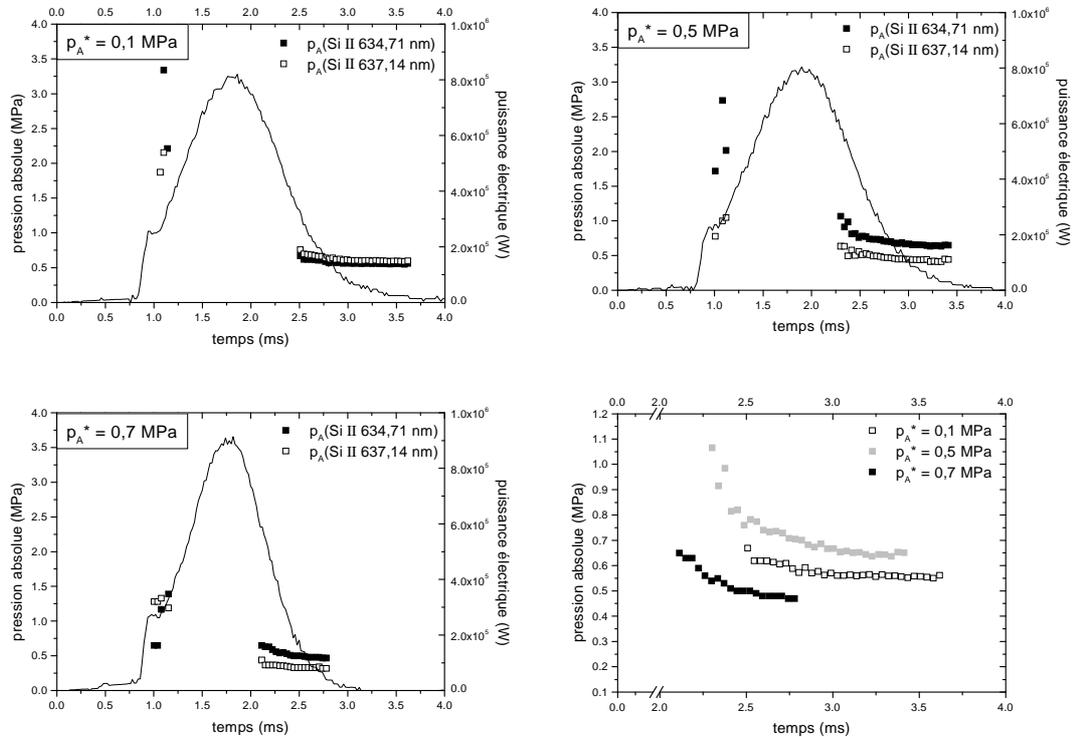


FIGURE 4.26 – Application des coefficients k_{P,p_A} à la détermination de la pression dans le plasma d'arc de fusible pendant le mécanisme de coupure. Les pressions absolues repérées par $*$ sont les valeurs utilisées dans l'étude de l'influence d'une surpression dans la matière de remplissage.

A la décroissance de la puissance électrique, la pression diminue très rapidement. Les mesures ne sont pas réalisables pour l'intervalle de temps $[1, 2 - 2, 0..2, 5] \text{ ms}$ en raison de la disparition des transitions Si II. Les mesures effectuées pour la fin du phénomène indiquent une décroissance depuis $1,0 \text{ MPa}$ jusqu'à $0,5 \text{ MPa}$.

Chapitre 5

Diagnostic des grandeurs physiques dans le fusible en moyenne tension

Ce chapitre détaille les principes physiques qui interviennent dans le mécanisme de coupure des fusibles, avec en particulier l'évaluation des trois grandeurs physiques au sein du plasma d'arc : la température, la densité électronique, et la pression.

Dans la première section, le phénomène de "burn-back" est étudié : plusieurs régimes dans l'évolution de l'espace inter-électrodes sont mis en évidence, et l'analyse est corrélée avec l'évolution simultanée des grandeurs électriques. La deuxième section rassemble les observations issues de l'analyse qualitative du plasma d'arc dans le fusible, et les transitions spectrales identifiées au cours de l'extinction du plasma d'arc sont présentées.

Dans la troisième section, les méthodes d'évaluation des grandeurs physiques sont appliquées au rayonnement issu du plasma d'arc de fusible pendant le phénomène d'extinction. Les différentes méthodes de calcul sont comparées et la précision des résultats est discutée.

La quatrième section rassemble les observations qualitatives et quantitatives sur l'influence spécifique des propriétés de la matière de remplissage sur le phénomène d'extinction, et sur les mécanismes de dissipation de l'énergie électrique injectée.

5.1 Visualisation du phénomène de coupure par imagerie ultra-rapide

5.1.1 Configuration des tests

5.1.1.1 Le boîtier fusible expérimental

Le fusible expérimental utilisé est de type A : la cavité de remplissage est parallélépipédique, et l'élément fusible est plaqué directement sur le hublot de visée (configuration A). L'élément fusible est muni de deux sections réduites (ruban de 5 mm de large), et les tests sont réalisés pour des éléments en argent et en cuivre.

Paramètre	Film 1	Film 2	Film 3	Film 4
Elément fusible	Ag	Cu	Ag	Ag
Fenêtre de visée (nm)	[515-585]	[467-541]	[250-400]	[500-550]
Transitions spectrales	Ag I 520 Ag I 546	Cu I 510 Cu I 515 Cu I 521	Si I 390 Si II 385 (t)	Ag I 520 Ag I 546 Si II 505 (t) Si II 511
Temps de décalage (μs)	28,6	28,6	28,6	28,6
Temps d'exposition (μs)	3,8	3,8	3,8	3,8
Nombre total d'images	85	80	148	153
Intervalle de temps (ms)	[0-3,61]	[0-3,54]	[0-5,67]	[0-5,85]
$\frac{di}{dt}$ ($10^6 A/s$)	2,11	2,13	2,09	2,12
I_{MAX} (A)	2099	2290	2162	2182
$t_{I_{MAX}}$ (ms)	1,23	1,31	1,30	1,26
$I^2.t_{TOTAL}$ ($10^3 A^2.s$)	6,2	7,7	7,0	7,0
Temps de préarc (ms)	0,89	0,98	0,90	0,89
Filtre atténuateur en intensité (% transmission)	1	1	-	-

TABLEAU 5.1 – Configuration des films photographiques. Le symbole (t) désigne un triplet.

La granulométrie du sable de silice est celle d'un sable industriel (Ferraz). Tous les tests sont effectués avec une tension de charge de 560 V , ce qui correspond à un courant de défaut présumé de $3,2\text{ kA}$.

La commande de décharge du banc de condensateurs est synchronisée avec le contrôleur de la caméra ultra-rapide. Trois étapes sont nécessaires à la réalisation d'une acquisition :

1. Préparation du boîtier fusible expérimental, et positionnement sur le dispositif optique : réalisation de la mise au point sur la zone des sections réduites.
2. Réglage de la vitesse de rotation de la caméra : la durée de cette étape est conditionnée par la valeur de la vitesse recherchée ; pour des vitesses coïncidant avec l'acquisition de 35000 images par seconde, le temps de stabilisation est long puisque cette cadence d'acquisition correspond au domaine limite d'utilisation.
3. Commande de l'acquisition par pilotage de l'obturateur de la caméra et par déclenchement de la décharge du banc de condensateurs.

Le contrôleur associé à la caméra est l'organe essentiel de l'acquisition : il assure le contrôle des paramètres d'acquisition (régulation de la vitesse de la caméra, et pilotage de l'obturateur pour la prise de vue), et commande la décharge du banc par envoi d'une impulsion sur la gâchette du thyristor.

5.1.1.2 Sélection du domaine spectral observé

L'observation du phénomène de coupure par imagerie ultra-rapide a deux buts principaux.

Premièrement, il s'agit d'accéder à la vitesse de "burn-back" par observation de l'évolution de la distance inter-électrodes.

Deuxièmement, il s'agit de qualifier l'homogénéité du milieu au cours de l'extinction de l'arc, et d'observer les mécanismes de diffusion de la matière depuis le centre vers la périphérie, en particulier l'expulsion de grains de sable de silice sous forme solide.

Le tableau 5.1 rassemble les spécificités des acquisitions présentées. Quatre films sont détaillés parmi les dix réalisés ; les autres acquisitions sont inexploitable en raison des problèmes de surexposition des films photographiques.

A l'aide de filtres colorés et de filtres interférentiels en longueur d'onde, trois domaines spectraux sont isolés dans l'intégration du rayonnement, car trois objectifs sont recherchés :

- la visualisation de la répartition des vapeurs métalliques dans le cas de l'argent et du cuivre ;
- l'évaluation de la vitesse de "burn-back" par observation de la distance inter-électrodes ;

- la visualisation de la distribution des vapeurs de silicium sur la surface correspondant à la fulgurite, et l’observation de la phase d’extinction de la zone centrale.

Les rayonnements observés sont de nature métallique (film 3 et film 4) ou silicium (film 1 et film 2). Le tableau 5.1 montre que le nombre d’images obtenues varie du simple au double pour les deux types d’acquisition : dans le cas de la fenêtre d’observation centrée sur les espèces métalliques, l’utilisation d’un filtre atténuateur en intensité est indispensable en raison du rayonnement très intense correspondant aux raies métalliques ; pour éviter la surexposition du film photographique, le filtre 1% est inséré dans le dispositif optique, ce qui réduit le nombre d’images accessibles en fin d’extinction : c’est pourquoi les films 1 et 2 ne contiennent que 80 images prises dans l’intervalle de temps $[0 - 3, 6] ms$ (les temps sont tous référencés par rapport au zéro du courant électrique). Pour les acquisitions où la fenêtre d’observation est centrée sur les raies silicium, l’intervalle de temps $[0 - 5, 8] ms$ est décrit par 150 images régulièrement réparties depuis la création de l’arc au niveau des sections réduites jusqu’à l’extinction totale de la source de rayonnement.

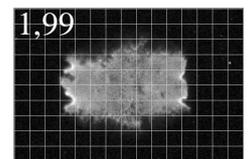
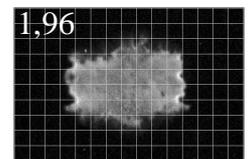
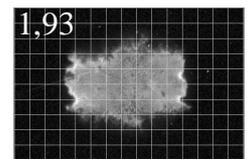
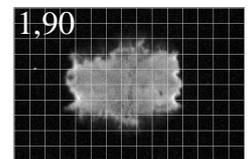
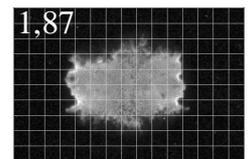
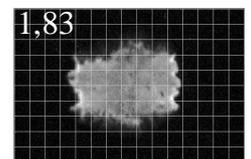
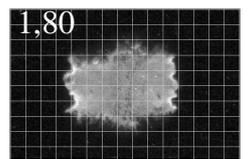
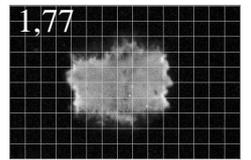
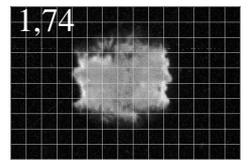
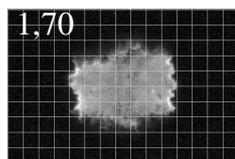
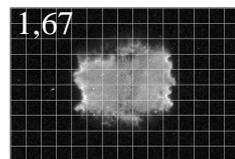
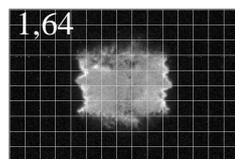
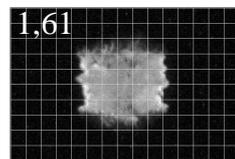
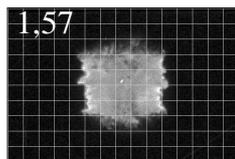
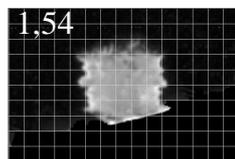
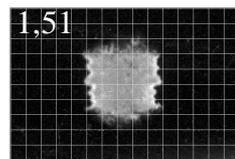
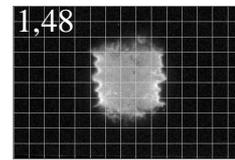
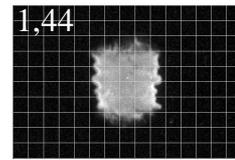
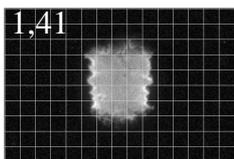
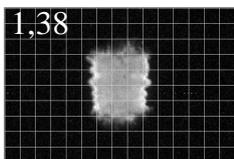
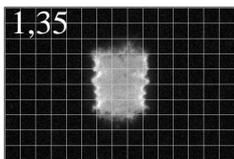
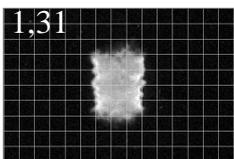
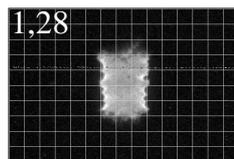
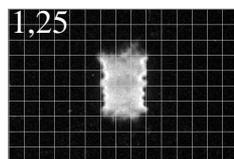
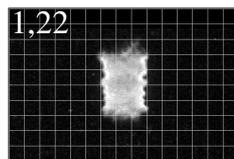
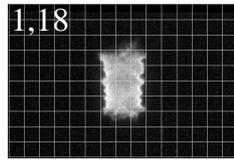
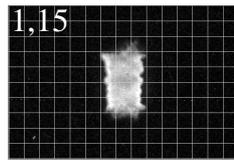
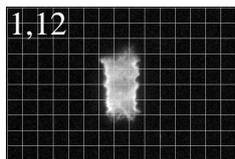
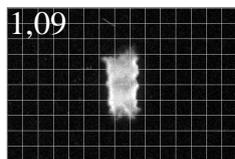
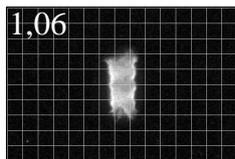
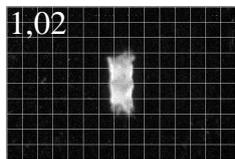
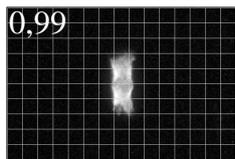
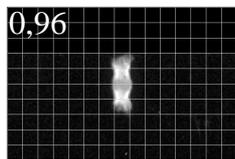
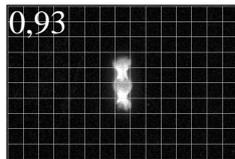
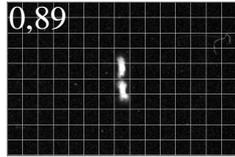
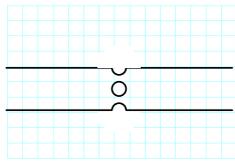
Les tests sont réalisés dans les mêmes conditions de décharge : les pentes d’établissement du courant sont de l’ordre de $2,1.10^6 A.s^{-1}$. Les temps de préarc varient en fonction de la nature de l’élément fusible : ils sont de l’ordre de $0,89 ms$ pour l’argent et de l’ordre de $0,98 ms$ pour le cuivre.

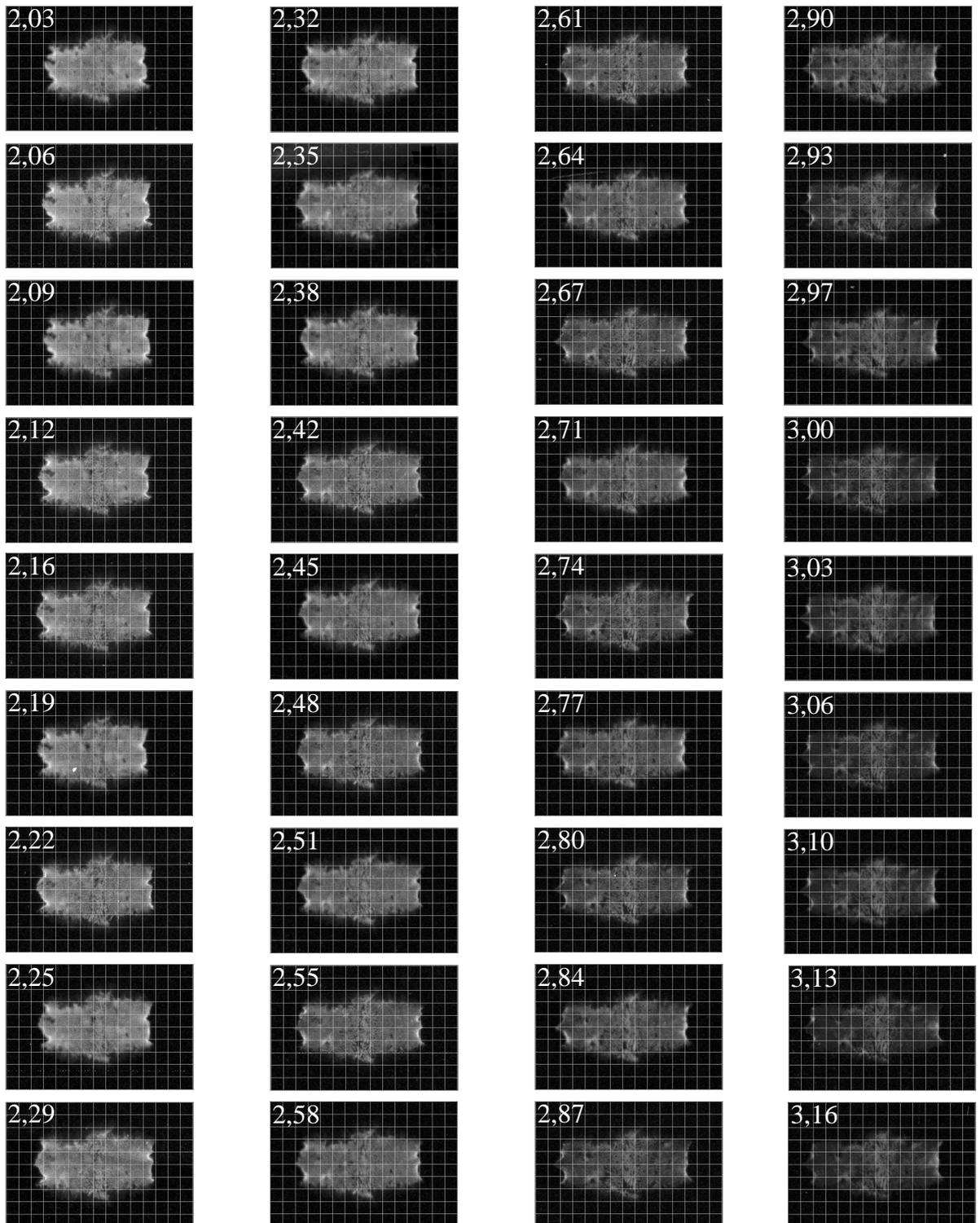
Le temps de préarc est fonction de la géométrie et de la nature de l’élément fusible ; pour une configuration donnée, il sert de référence pour vérifier la validité d’un test. Les temps d’exposition et de décalage sont identiques pour chacune des images ; l’instant de l’image i est donné par :

$$t(i) = t_{PRE-ARC} + i.t_{EXPO} + (i - 1).t_{DECAL}$$

Les contraintes thermiques fluctuent pour les deux natures d’éléments fusibles ; les valeurs différentes obtenues pour l’argent montrent que la masse volumique du sable compacté varie légèrement pour les trois tests.

Pour le film 3, la fenêtre d’intégration correspond à l’intervalle $[200 - 400] nm$. Etant donné que les boîtiers expérimentaux sont munis d’un hublot en verre, la borne inférieure de la fenêtre d’intégration est déplacée vers $350 nm$, car le verre filtre naturellement le rayonnement de longueur d’onde inférieure. Le rayonnement intégré est donc celui du silicium uniquement.





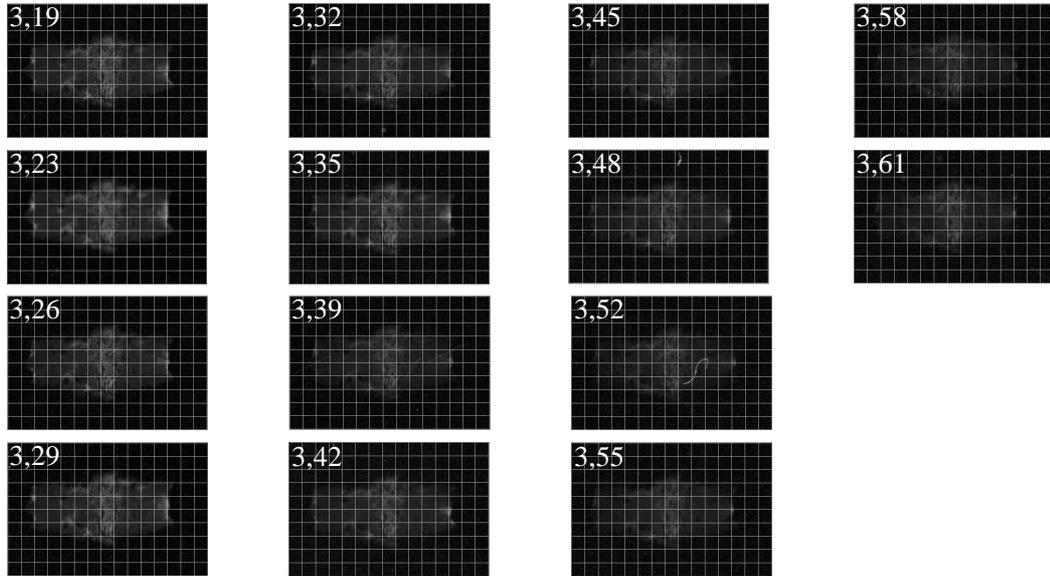


FIGURE 5.1 – Photographies représentant l'évolution de la distance inter-électrodes, obtenues par imagerie ultra-rapide pour le film 1. Le domaine spectral d'intégration du rayonnement est centré sur l'argent neutre. Les chiffres sont les instants d'observation définis par rapport au zéro du courant (en ms).

5.1.2 Exploitation des films photographiques

5.1.2.1 Observation détaillée du phénomène pour une fenêtre d'acquisition centrée sur le rayonnement issu de l'argent

Le film 1 détaillé sur la figure 5.1 est obtenu avec une fenêtre de visée centrée sur le rayonnement issu de l'argent : il montre donc l'évolution de la distance inter-électrodes à partir de laquelle la vitesse de "burn-back" est évaluée.

La première image représente l'élément fusible dans son état initial. Les images suivantes montrent la création de l'arc au niveau des sections réduites et la formation des ponts fondus correspondant aux deux brins métalliques délimitant l'encoche centrale ($[0,89 - 1,02] \text{ ms}$). Les deux ponts fondus se rejoignent très rapidement et l'érosion de l'élément fusible en direction des deux électrodes débute ($[1,02 - 3,61] \text{ ms}$). Le plasma constitué de vapeurs métalliques et de vapeurs de silicium se développe entre les deux extrémités érodées de l'élément fusible.

Le filtre atténuateur en intensité rend impossible l'observation du phénomène en fin de coupure, car l'intensité du rayonnement émis principalement par l'argent devient trop faible pour imprimer le film. Cependant, pour éviter la surexposition du film en début de phénomène, l'atténuation du rayonnement est indispensable pour suivre l'évolution de l'espace inter-électrodes. En par-

ticulier, la limite entre la partie solide du ruban et la partie fondue est visible très nettement.

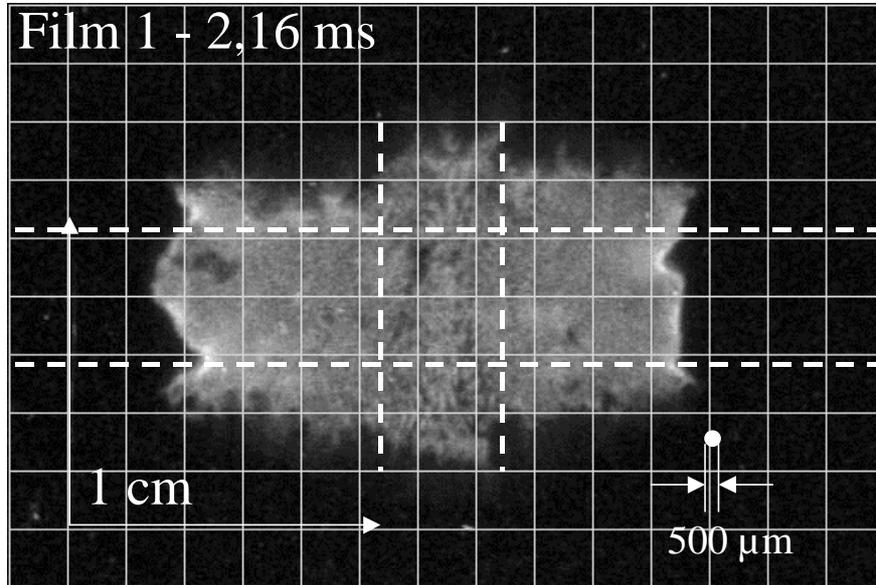


FIGURE 5.2 – Photographie obtenue pour le film 1 pour l'instant 2,16 ms. Observation de la distribution non homogène de l'intensité du rayonnement correspondant à l'argent. Les lignes pointillées verticales délimitent la zone centrale d'intensité inégalement répartie. Les lignes pointillées horizontales représentent l'élément fusible. Le cercle représente un grain sphérique de diamètre 500 μm .

Trois phases dans l'évolution de la distance inter-électrodes se dégagent des images :

– **PHASE I : [0,89-1,99] ms**

Après le régime de préarc pendant lequel l'élément fusible est préchauffé par le passage du courant, le régime d'arc débute et les premiers instants coïncident avec la croissance rapide de l'espace inter-électrodes. Les images montrent une intensité particulièrement forte à l'interface entre la partie solide de l'élément fusible et la partie fondue immédiatement voisine : cette limite est très irrégulière des deux côtés anode et cathode. Aucune dissymétrie liée à la polarité n'est apparente.

La croissance rapide de l'espace inter-électrodes est logique dans la mesure où les valeurs du courant sont proches de la valeur maximale : le courant reste globalement supérieur à $0,67.I_{MAX}$.

– **PHASE II : [2,03-2,77] ms**

Cette deuxième phase dans l'évolution de l'espace inter-électrodes correspond à un taux d'érosion plus modéré; les valeurs du courant sont globalement comprises entre $0,67.I_{MAX}$ et $0,17.I_{MAX}$.

La répartition de l'argent n'est pas homogène sur l'ensemble de la surface observée : les zones les plus intenses qui témoignent d'une densité plus forte sont proches de la partie solide de l'élément d'une part, et elles sont également réparties sur la périphérie de la surface observée, au niveau de l'interface avec les grains solides. Cette répartition montre donc que l'argent est expulsé depuis le centre (zone qui coïncide avec le ruban métallique) vers le contour de la surface qui correspond à la fulgurite après extinction.

La distribution de l'intensité dans la zone centrale est très hétérogène ($[2,16 - 2,48] ms$). La présence de zones sombres est particulièrement visible dans la zone coïncidant avec les sections réduites de l'élément fusible : ces zones qui se répartissent sur toute la hauteur de l'élément fusible correspondent soit à des zones de faible densité métallique, soit à l'image résultant de la présence de grains solides. La figure 5.2 illustre cette zone pour l'instant $2,16 ms$. La hauteur totale de cette zone est supérieure à la largeur du ruban, ce qui montre l'existence des mécanismes de diffusion de la matière en dehors de la zone centrale.

– **PHASE III : [2,80-3,61] ms**

L'intensité du courant décroît depuis $0,17.I_{MAX}$ pour atteindre une valeur quasi nulle à $4,00 ms$. Les images obtenues pour cet intervalle de temps ont une intensité très faible en raison du faible niveau de courant et de l'atténuation due au filtre 1%. La valeur finale de la distance inter-électrodes est obtenue pour les tous derniers instants d'observation.

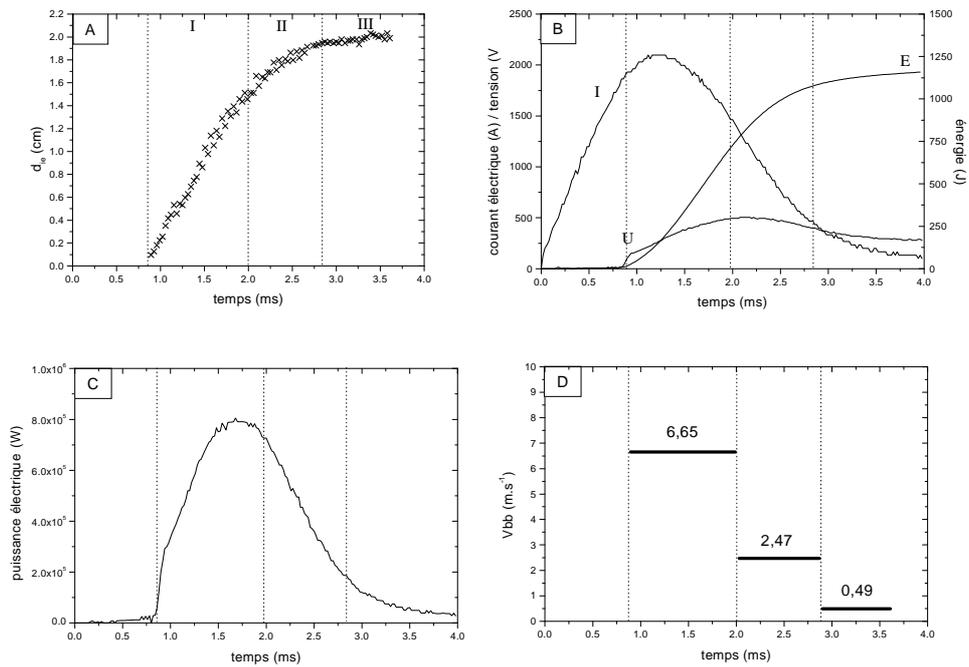


FIGURE 5.3 – *Film 1 - Observation du domaine spectral centré sur l'argent neutre.*

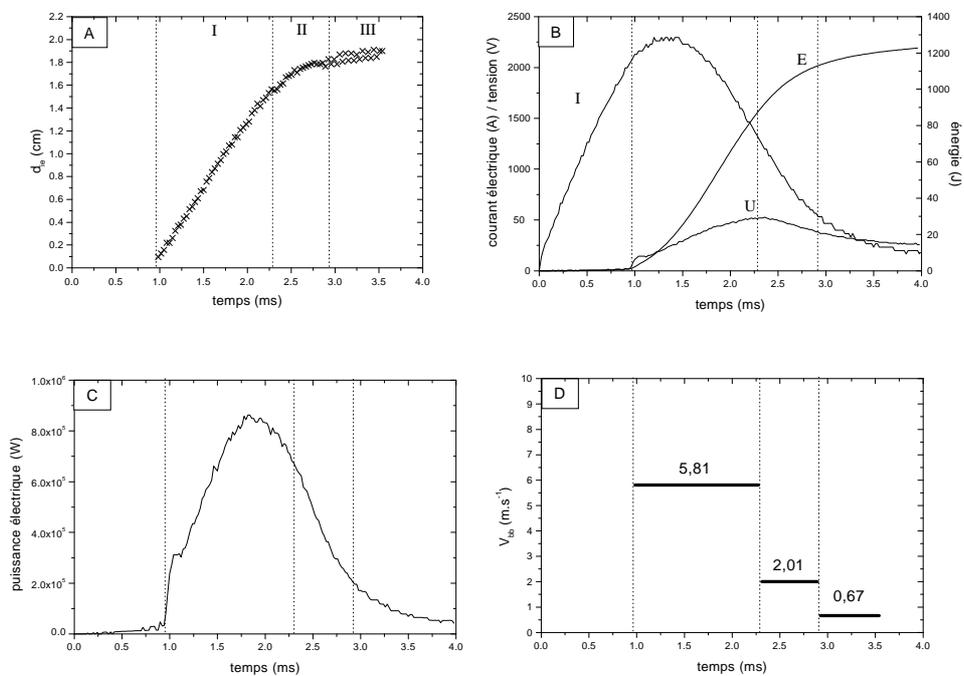


FIGURE 5.4 – *Film 2 - Observation du domaine spectral centré sur le cuivre neutre.*

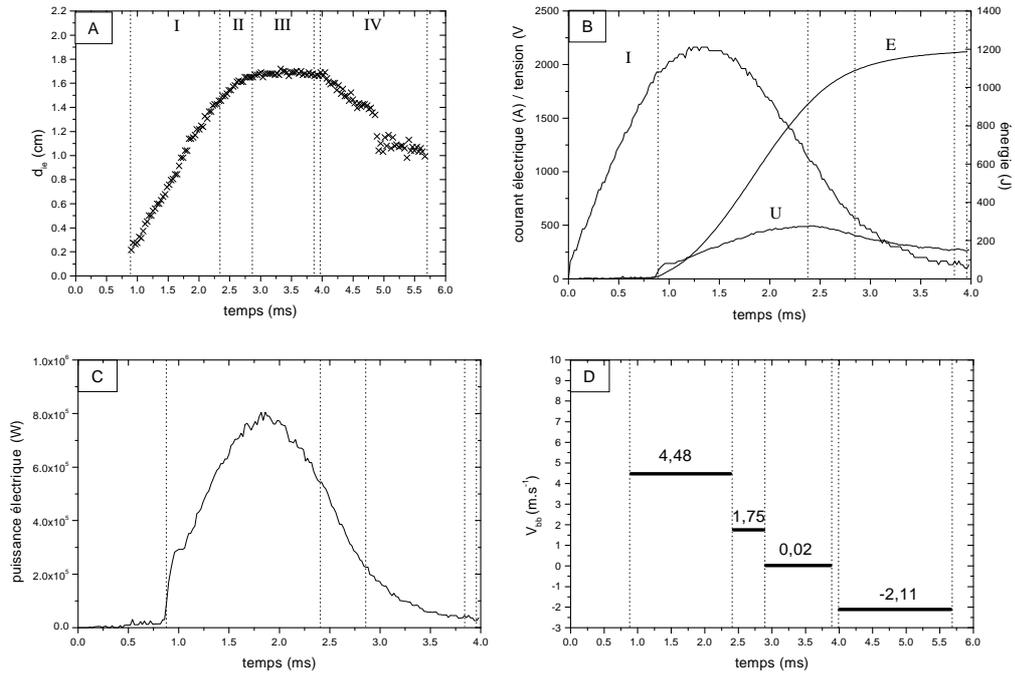


FIGURE 5.5 – *Film 3 - Observation du domaine spectral centré sur le silicium ionisé une fois.*

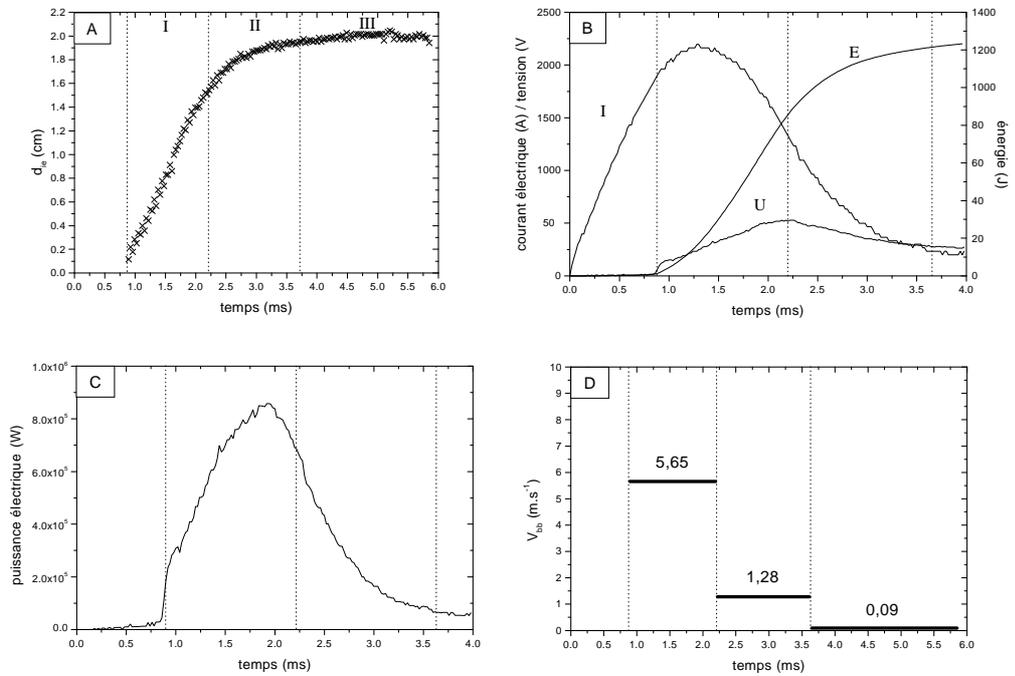


FIGURE 5.6 – *Film 4 - Observation du domaine spectral centré sur l'argent neutre et le silicium ionisé une fois.*

5.1.2.2 Evaluation de la vitesse de "burn-back" à partir de la distance inter-électrodes

Les résultats sont présentés sur les figures 5.3 à 5.6 pour les quatre films. Chacune des figures présente :

- illustration A : l'évolution de la distance inter-électrodes (d_{ie}) en fonction du temps, et les trois phases dans l'évolution de d_{ie} ;
- illustration B : les caractéristiques courant-tension et l'énergie injectée en fonction du temps ;
- illustration C : la puissance électrique dissipée pendant la coupure ;
- illustration D : la vitesse de "burn-back" (V_{bb}) définie pour chacune des phases.

Les grandeurs électriques et les dimensions géométriques nécessaires à l'interprétation des résultats sont données dans le tableau 5.2.

Pour le film 3, une phase supplémentaire (phase IV) est définie pour l'intervalle de temps $[4,00 - 5,67]$ ms. La vitesse déduite notée V_e dans le tableau 5.2 ne représente plus la vitesse de "burn-back", mais la vitesse d'extinction du canal lumineux central.

Grandeur observée	Film 1	Film 2	Film 3	Film 4
Élément fusible	Ag	Cu	Ag	Ag
$V_{bb,I}$ ($m.s^{-1}$)	6,65	5,81	4,48	5,65
$V_{bb,II}$ ($m.s^{-1}$)	2,47	2,01	1,75	1,28
$V_{bb,III}$ ($m.s^{-1}$)	0,49	0,67	0,02	0,09
V_e ($m.s^{-1}$)	--	--	2,11	--
$I^2 \cdot t_{PRE-ARC}$ (% $I^2 \cdot t_{TOTAL}$)	22,1	23,1	19,6	19,3
$I^2 \cdot t_I$ (% $I^2 \cdot t_{TOTAL}$)	65,3	69,0	75,8	71,5
$I^2 \cdot t_{II}$ (% $I^2 \cdot t_{TOTAL}$)	11,6	6,7	3,5	9,2
$I^2 \cdot t_{III}$ (% $I^2 \cdot t_{TOTAL}$)	0,7	1,0	1,1	0,0
$\sum_{i=I}^{III} I^2 \cdot t_i$ (% $I^2 \cdot t_{TOTAL}$)	77,6	76,7	80,4	80,7
$r = \frac{V_{bb,I}}{\frac{d_i}{dt}}$ ($10^{-6} m.A^{-1}$)	3,1	2,7	2,2	2,7
$L_{fulgurite}$ (mm)	20,0	19,0	17,0	21,0
$l_{fulgurite}$ (mm)	14,0	13,0	14,0	13,5

TABLEAU 5.2 – Valeurs des grandeurs électriques et des dimensions de la fulgurite pour les quatre films.

Vitesse de "burn-back"

La détermination de la vitesse de "burn-back" repose sur l'observation du déplacement du front d'érosion de l'élément fusible : seuls les films numérotés 1 et 2 sont donc adaptés pour cette analyse car les fenêtres de visée sont centrées sur les raies métalliques (argent et cuivre).

Les vitesses de "burn-back" sont supérieures dans le cas de l'argent pour les phases I et II. La différence entre les valeurs obtenues pour la phase III n'est pas significative dans la mesure où l'intensité du rayonnement est trop faible pour imprimer suffisamment le film photographique et donc pour déterminer avec précision la distance inter-électrodes. L'ordre de grandeur proche de zéro est logique, puisque pour cet intervalle de temps ($[2,9 - 3,6..4,0] ms$), le courant décroît rapidement depuis $0,17.I_{MAX}$ jusqu'à zéro. Pour les films 3 et 4 pour lesquels le nombre d'images accessibles est supérieur, les vitesses caractérisant la phase III sont respectivement $0,02 m.s^{-1}$ et $0,09 m.s^{-1}$, ce qui montre que l'érosion du ruban métallique est stoppée.

Les conditions des tests pour l'argent et le cuivre sont identiques. Mais, en raison de la nature différente des métaux, il existe deux différences principales dans le déroulement du mécanisme de coupure.

Premièrement, puisque la température de fusion du cuivre est supérieure à celle de l'argent (tableau 5.3), le temps de préarc obtenu avec le cuivre est supérieur de $0,09 ms$ par rapport à celui obtenu avec l'argent.

Deuxièmement, étant donné que le régime de préarc dure plus longtemps dans le cas du cuivre, le temps de préchauffage du ruban (au niveau des sections réduites, et sur le reste de l'élément) est supérieur, et le $I^2.t$ correspondant est lui aussi supérieur.

Malgré ces différentes valeurs absolues, le tableau 5.2 montre que les $I^2.t_{PREARC}$ sont identiques lorsqu'ils sont exprimés en fonction de la valeur totale (en $\% I^2.t_{TOTAL}$), ce qui montre que le préchauffage est équivalent pour les deux tests. Il en résulte donc que le préchauffage de l'élément métallique conditionne le temps nécessaire pour créer l'arc, mais son influence sur la vitesse d'érosion de l'élément n'apparaît pas clairement en raison des faibles durées de préarc.

Température de changement d'état	Ag	Cu	SiO ₂
$T_{FUSION} (^{\circ}C)$	962	1085	1610
$T_{VAPORISATION} (^{\circ}C)$	2162	2562	3000

TABLEAU 5.3 – Températures de fusion et de vaporisation pour l'argent, le cuivre, et la silice (valeurs données à la pression atmosphérique [HAN97][NOU65]).

La grandeur r est définie comme le rapport de la vitesse de "burn-back" évaluée pour la phase I sur le $\frac{di}{dt}$ du courant de test. Les valeurs obtenues pour les films 1, 2 et 4 sont de l'ordre de $2,8.10^{-6} m.A^{-1}$. La valeur correspondant au film 3 n'est pas à prendre en compte car la fenêtre de visée est centrée sur le rayonnement issu du silicium. La valeur de r montre donc que la vitesse de "burn-back", pour la première phase du régime d'arc, est proportionnelle au courant.

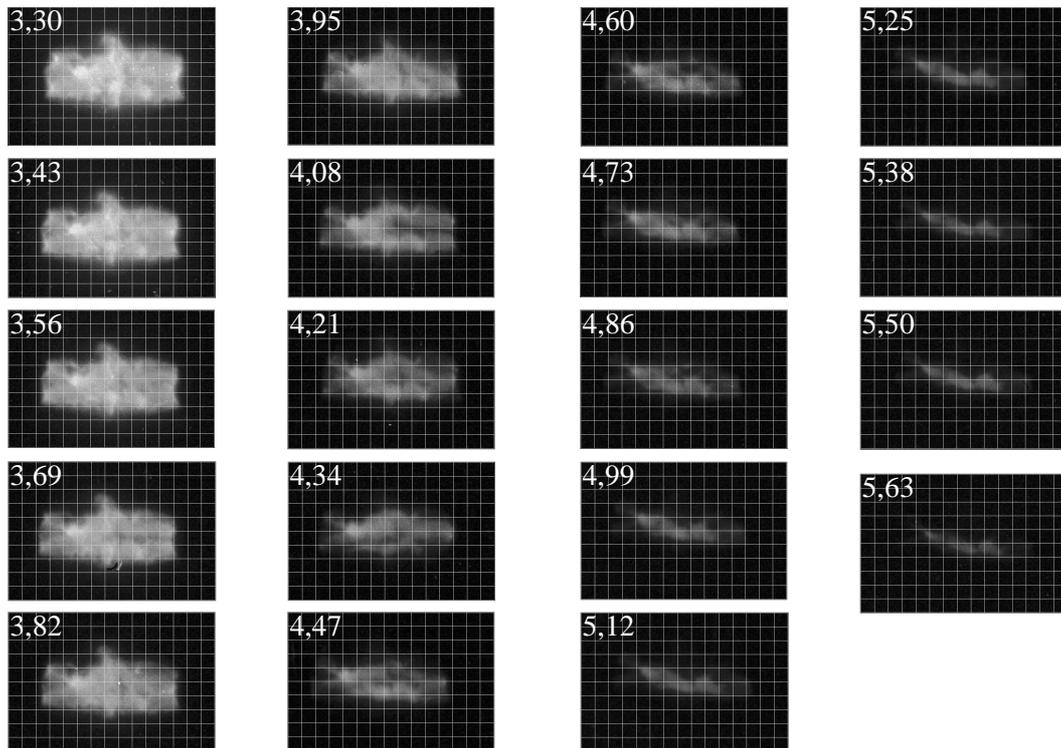


FIGURE 5.7 – Images extraites du film 3 où la fenêtre de visée est centrée sur le rayonnement issu du silicium ionisé une fois. Les photographies représentent l’extinction du milieu émetteur pour les phases III et IV. Les images sont séparées par un pas de temps constant et égal à 0,13 ms.

Extinction de la source de rayonnement

La fenêtre de visée du film 3 est centrée sur l’intervalle spectral [350 – 400] nm, pour lequel il ne correspond que des transitions silicium neutre et ionisé une fois.

La distribution de l’intensité observée sur les images de la figure 5.7 montre que le silicium se répartit sur l’ensemble du volume correspondant à la fulgurite. Le renflement constaté sur les autres acquisitions est toujours visible au niveau de la zone coïncidant avec les sections réduites. Les images correspondant à l’intervalle de temps depuis 3,30 ms jusqu’à 3,82 ms montrent que le renflement est accentué sur la partie supérieure où est placé l’obturateur de la cavité de remplissage : il semble donc que la diffusion suivant cette direction soit facilitée en raison de la présence de l’obturateur.

La distribution de l’intensité du rayonnement n’est pas homogène sur l’ensemble du volume ; l’intensité observée dans la zone centrale est supérieure à celle coïncidant avec la périphérie du volume de la fulgurite, ce qui indique que :

- la densité en silicium est supérieure au centre, dans la zone qui correspond au canal d’arc ;

- la zone centrale est la plus chaude : le silicium ionisé une fois et observé dans cette fenêtre de visée est caractérisé par un niveau d'énergie supérieur de l'ordre de 10 eV ; cette valeur est l'une des plus importantes pour les raies identifiées dans le plasma d'arc de fusible.

C'est pourquoi, pour évaluer les grandeurs physiques dans le plasma d'arc, le rayonnement est intégré à partir de la zone coïncidant avec les encoches.

Pendant la phase terminale de l'observation ($[3,95 - 5,63]\text{ ms}$), l'intensité décroît rapidement, et le gradient d'intensité reste présent : l'intensité des zones périphériques diminue plus rapidement que celle de la zone centrale qui reste visible $1,63\text{ ms}$ après le retour à zéro du courant.

Cette évolution indique donc que la zone centrale reste la plus dense en énergie pendant toute la durée de l'extinction du plasma d'arc, et que, après le retour à zéro du courant, l'énergie emmagasinée résiduelle est dissipée en partie sous forme de rayonnement.

La vitesse d'extinction (V_e) indiquée sur la figure 5.5 représente donc la dynamique avec laquelle le front chaud régresse jusqu'à la disparition totale de la source de rayonnement.

Dissymétrie dans l'évolution de la distance inter-électrodes liée à la polarité

Les valeurs de la vitesse de "burn-back" exprimées jusqu'à présent ont été évaluées à partir de l'observation de la distance inter-électrodes totale : cette méthode est précise pour l'observation des phases I et II en raison de l'intensité suffisante du rayonnement (en particulier au niveau du front d'érosion). Pour déduire la vitesse, il est donc nécessaire de faire l'hypothèse d'une vitesse symétrique par rapport aux deux électrodes.

Elément	$V_{bb}\text{ (}m.s^{-1}\text{)}$	$V_{bb,I}$	$V_{bb,II}$	$V_{bb,III}$
Ag	$V_{bb}(d_{ie})^1$	6,65	2,47	0,49
	Cathode	8,32	2,91	0,79
	Anode	4,99	2,06	0,0
Cu	$V_{bb}(d_{ie})^1$	5,81	2,01	0,67
	Cathode	6,38	1,40	0,0
	Anode	5,52	2,69	0,11

TABLEAU 5.4 – *Evaluation de la vitesse de "burn-back" pour l'anode et la cathode, à partir des films 1 (Ag) et 2 (Cu).*

Dans la section précédente, il a été mis en évidence l'existence d'une zone centrale plus dense en énergie, qui coïncide avec les sections réduites. En prenant comme référence d'espace l'axe de symétrie des sections réduites (orienté

¹Vitesse de "burn-back" déduite de la distance inter-électrodes totale.

suivant la largeur de l'élément fusible), il est possible de déterminer la demi-distance séparant chaque front d'érosion de la zone des sections réduites. La dissymétrie qui apparaît alors entre les deux électrodes est représentée sur la figure 5.8. Les vitesses de "burn-back" définies pour l'anode et la cathode sont données dans le tableau 5.4.

Cette démarche est réalisée pour l'argent et le cuivre : dans les deux cas, étant donné la faible intensité émise pendant la phase III, les valeurs obtenues à partir de la distance totale et à partir des demi-distances divergent. L'analyse des résultats obtenus pour l'intervalle de temps $[1,44 - 1,84] \text{ ms}$ pris dans la phase I, montre un écart significatif entre les vitesses $V_{bb,I}$ évaluées pour l'anode et la cathode, avec des valeurs supérieures pour la vitesse de "burn-back" côté cathode :

$$\frac{V_{bb,I,CATHODE}(Ag)}{V_{bb,I,ANODE}(Ag)} \approx 1,7$$

$$\frac{V_{bb,I,CATHODE}(Cu)}{V_{bb,I,ANODE}(Cu)} \approx 1,2$$

Conclusions sur la vitesse de "burn-back"

1. Dissymétrie liée à la polarité

L'observation de la distance inter-électrodes par imagerie ultra-rapide est une méthode de diagnostic non intrusive, qui donne accès à des mesures régulièrement réparties au cours de l'extinction, avec un pas de temps petit par rapport à la durée totale du phénomène : l'évaluation de la distance inter-électrodes par observation des images est donc précise. Les trois phases définies dans les sections précédentes sont caractérisées par des vitesses constantes qui dépendent de la nature de l'élément fusible (pour une configuration donnée). Ces vitesses sont des valeurs moyennes évaluées pour un intervalle de temps donné dont les limites sont semblables pour les deux natures de l'élément fusible.

La relation de proportionnalité entre la vitesse de "burn-back" et le courant qui est vérifiée pour la phase I confirme les résultats d'autres auteurs [DAA81] [MUR99a]. Cette dépendance n'est pas confirmée pour les phases II et III : pour la phase II, l'évolution de la distance inter-électrodes s'écarte en partie de l'approximation linéaire pour les bornes de l'intervalle de temps ; pour la phase III, l'intensité du rayonnement diminue rapidement ce qui complique la détermination des fronts d'érosion.

Les travaux présentés dans [DAA81] montrent que la vitesse de "burn-back" est identique pour l'anode et la cathode, et que le préchauffage par effet Joule de l'élément fusible influence le mécanisme d'érosion.

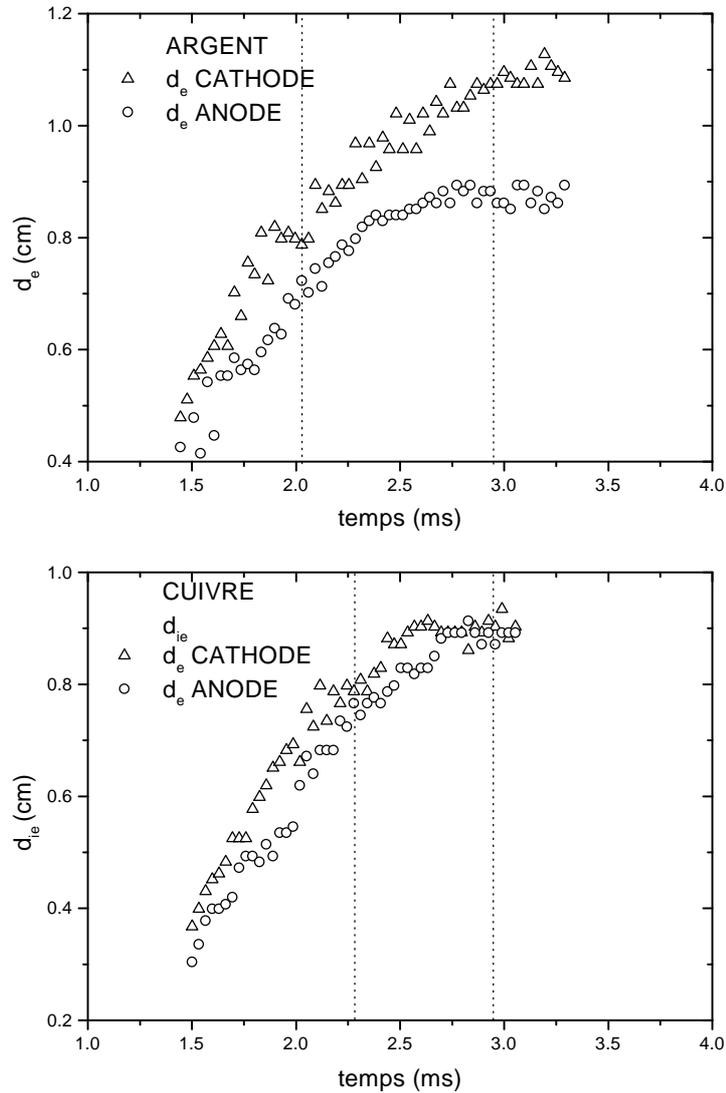


FIGURE 5.8 – Evolution de la dissymétrie de la vitesse de "burn-back" liée à la polarité en fonction du temps ; d_e représente la distance entre la zone centrale (sections réduites) et l'électrode.

Dans nos tests, l'influence du préchauffage est négligeable dans la mesure où les temps de préarc sont petits : 0,89ms pour l'argent et 0,98ms pour le cuivre.

L'existence d'une dissymétrie a été montrée dans la section précédente : les résultats sont valides pour la phase I car l'intensité émise autorise une détermination précise des fronts d'érosion et de la zone centrale coïncidant avec les sections réduites. Les valeurs divergent pour les phases II et III car l'intensité de la zone centrale décroît rapidement ce qui rend imprécis la détermination de la référence d'espace.

Les rapports entre les vitesses côté cathode et anode sont de l'ordre de 1,7

et 1,2 respectivement pour l'argent et le cuivre, pour l'intervalle $[1,44 - 1,84] ms$ de la phase I. Ces valeurs sont déduites de l'observation de 60 images régulièrement espacées dans l'intervalle $[1,44 - 3,29] ms$, dont les quinze premières sont exploitées pour l'évaluation de la vitesse de "burn-back" associée à la cathode et à l'anode pour la phase I.

La dissymétrie de la vitesse de "burn-back" est observée à la fin de la phase I, c'est à dire pendant une période de l'ordre de $0,4 ms$, qui débute $0,5 ms$ après la création de l'arc.

Pour expliquer la dissymétrie du mécanisme d'érosion en direction de la cathode et de l'anode, il est nécessaire de faire la synthèse sur les processus intervenant dans l'érosion [WRI76] :

1. Processus mis en jeu à l'anode

(a) Puissance reçue :

- i. La perte de puissance par l'émission d'un électron depuis la cathode se retrouve sur l'anode.
- ii. L'énergie cinétique de l'électron qui est accéléré par la chute anodique.
- iii. L'apport par conduction thermique et par rayonnement depuis la colonne d'arc.
- iv. L'apport lié au chauffage de l'élément fusible par effet Joule.

(b) Puissance perdue :

- i. Pertes par rayonnement et par conduction en direction du sable de silice et en direction de la partie solide de l'élément fusible.
- ii. Pertes par émission de vapeurs métalliques.

2. Processus mis en jeu à la cathode

(a) Puissance reçue :

- i. Les ions sont accélérés par le champ électrique de la colonne d'arc et par la chute de tension cathodique ; cette énergie est transférée lorsque les ions pénètrent dans la cathode.
- ii. L'énergie libérée par la recombinaison des ions avec les électrons émis par la cathode.
- iii. De même que pour l'anode, l'apport issu de la colonne et l'apport lié au chauffage par effet Joule (iii et iv).

(b) Puissance perdue :

- i. Par émission d'électrons en direction de l'anode.
- ii. Par émission de vapeurs métalliques.

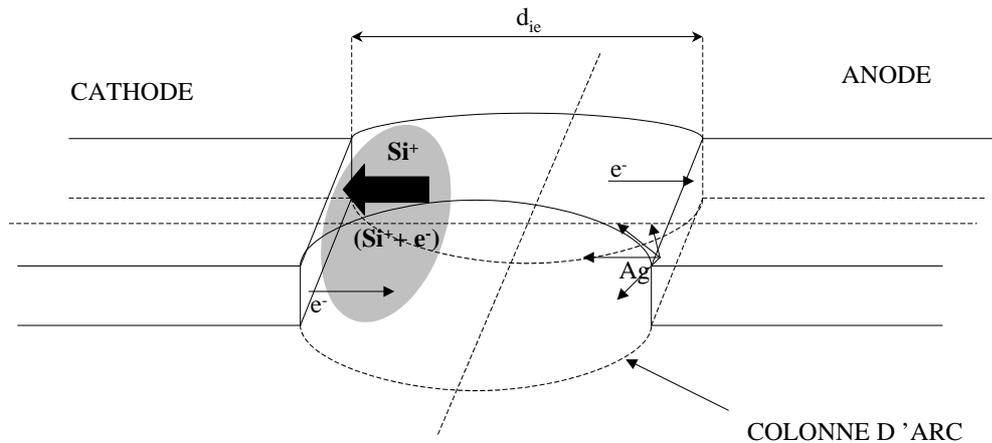


FIGURE 5.9 – Représentation schématique des transferts de charge intervenant dans le mécanisme d'érosion de l'élément fusible.

Les pertes et les apports de puissance liés au transfert par rayonnement et au transfert par conduction se compensent, d'autant plus que les ordres de grandeur de l'énergie impliquée sont négligeables par rapport aux autres processus [WRI76].

Longueur d'onde (nm)	368,334	408,587	418,548	462,004	478,840	502,735
Energie d'excitation (eV)	14,08	14,08	13,73	13,73	13,73	13,73

TABLEAU 5.5 – Transitions associées à l'argent ionisé $AgII$, dont les longueurs d'onde sont comprises dans le domaine observable [360 – 800] nm ([ZAI70]).

L'énergie est donc principalement transférée par les ions et les électrons. En plus des ions métalliques issus de l'érosion de l'anode, il est nécessaire de prendre en compte les ions silicium créés au sein de la colonne d'arc et qui sont accélérés par le champ électrique. L'analyse du rayonnement par spectroscopie montre qu'aucune transition associée à l'argent ionisé une fois n'est détectée ; ce résultat est cohérent avec la redistribution de l'argent en périphérie, soit sous forme de gouttelettes liquides, soit sous forme de vapeurs recondensées sur les grains solides. Puisque les zones périphériques sont peu denses en énergie et que l'argent migre vers ces zones, l'ionisation de l'argent est donc peu probable. Le tableau 5.5 donne les énergies d'excitation associées aux transitions $AgII$ pour le domaine spectral observé par spectroscopie ; les valeurs sont de l'ordre

de 14 eV. De telles valeurs ne sont pas compatibles avec l'énergie disponible en périphérie de la zone d'arc.

La dissymétrie dans l'évolution de la distance inter-électrodes est observée pendant la phase I, pour l'intervalle de temps [1, 44 – 1, 84] ms. Les valeurs de la température et de la densité électronique sont maximales pour cette période ; la puissance électrique reste supérieure à $0,9.P_{MAX}$. Puisque l'énergie présente au sein de la colonne d'arc est maximale, la densité en ions est donc supérieure à celles des phases II et III. Le flux ionique reçu par la cathode est donc plus intense pendant cette période de la phase I que pour les autres phases, et l'énergie issue des recombinaisons est elle aussi supérieure.

La densité d'énergie disponible est donc temporairement plus importante à la surface de la cathode, ce qui explique le taux d'érosion supérieur par rapport à l'anode. La dissymétrie n'apparaît pas dès le début du régime d'arc : l'énergie dissipée est trop peu importante pour produire un nombre suffisant d'ions, et donc créer le déséquilibre de densité d'énergie disponible pour le processus d'érosion.

Cette dissymétrie liée à la polarité n'a été que très rarement constatée : Oliver [OLI76] a montré que le taux d'érosion à la cathode est 1,6 fois supérieur à celui de l'anode, pour des densités de courant d'au maximum $1200 A.mm^{-2}$. Cette valeur converge bien avec celle donnée dans le cas de l'argent, de l'ordre de 1,7.

La dissymétrie du processus d'érosion en direction de la cathode et de l'anode est donc significative dans le cas d'un élément fusible en argent, et d'ordre inférieur dans le cas du cuivre.

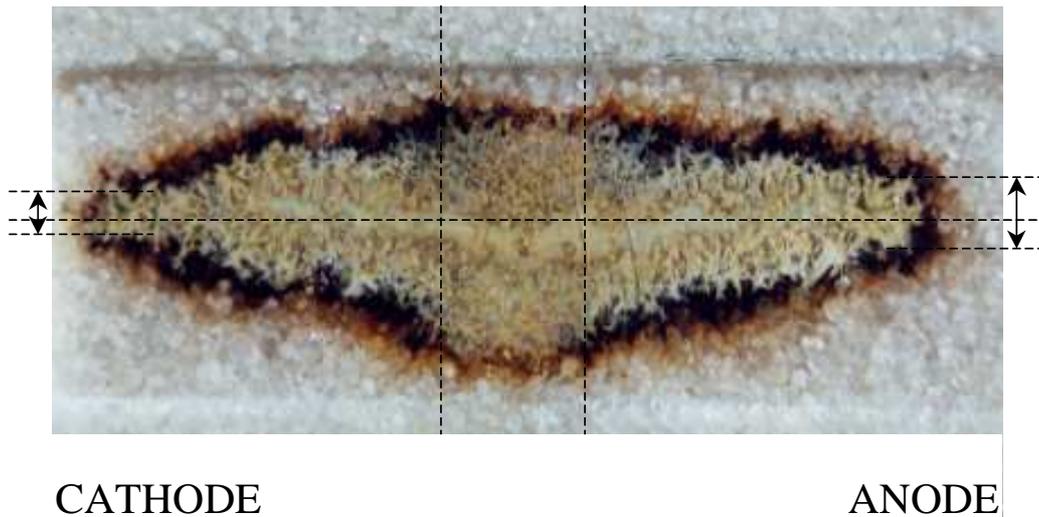


FIGURE 5.10 – *Observation de la géométrie de la fulgurite à l'anode et à la cathode.*

La dissymétrie observée pendant le processus d'érosion est d'autre part confirmée par la forme de la fulgurite obtenue après extinction. La figure 5.10 montre que l'extrémité côté cathode est plus étroite que du côté anode. Pour des densités de courant modérées, la dissymétrie s'explique par le flux d'ions Si II sur la surface de la cathode qui crée le déséquilibre dans le processus d'érosion par rapport à l'anode. L'énergie injectée n'est pas suffisante pour produire des ions métalliques.

2. Influence de la densité de courant

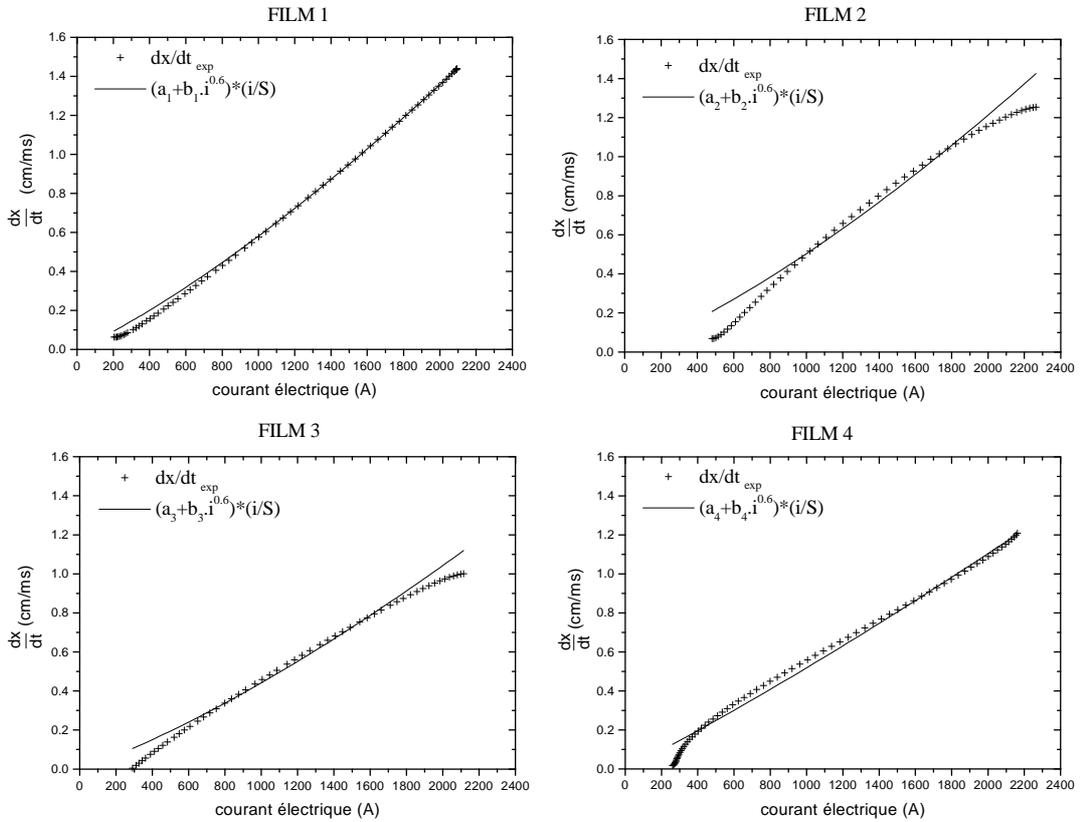


FIGURE 5.11 – Représentation de la linéarité entre la vitesse de "burn-back" et le courant électrique. Les courbes de tendance sont de la forme : $\frac{dx}{dt} = f(i) = a_n + b_n i^{0.6}$, où $n = 1, 2, 3, 4$ représente le numéro du film, et S est la section de l'élément fusible ($5 \cdot 10^{-3} \times 0,105 \cdot 10^{-3} m^2$).

Les valeurs des coefficients r du tableau 5.2 montrent la dépendance linéaire entre le courant électrique et la vitesse de "burn-back" pour la phase I. Cette relation de proportionnalité déjà constatée par d'autres auteurs [TUR73] [WRI76] peut être étendue à l'ensemble du phénomène si l'on tient compte d'une puissance non unité [GNA80] [WIL78]. En tenant compte de la densité de courant

dans l'élément fusible, la vitesse de "burn-back" $\frac{dx}{dt}$ est définie par :

$$\begin{aligned}\frac{\frac{dx}{dt}}{\frac{i}{S}} &= f(i) \\ &= a_n + b_n \cdot i^{0.6}\end{aligned}$$

où n représente le numéro du film, i est la valeur du courant électrique, S est la section de l'élément fusible. La figure 5.11 donne les variations de la vitesse de "burn-back" en fonction de la valeur du courant pour les quatre films : pour chacune des courbes expérimentales, la courbe de tendance représentant $\frac{dx}{dt}$ est donnée ; les paramètres ajustés sont donnés dans le tableau 5.6.

Paramètre	Film 1	Film 2	Film 3	Film 4
Elément fusible	Ag	Cu	Ag	Ag
a_n	$2,04 \cdot 10^{-6}$	$2,44 \cdot 10^{-6}$	$1,51 \cdot 10^{-6}$	$2,37 \cdot 10^{-6}$
b_n	$1,59 \cdot 10^{-8}$	$0,69 \cdot 10^{-8}$	$1,28 \cdot 10^{-8}$	$0,55 \cdot 10^{-8}$

TABLEAU 5.6 – Valeurs des coefficients a_n et b_n définissant la fonction $f(i)$ dans laquelle i est en A , S est en cm^2 , et $\frac{dx}{dt}$ est en cm/ms .

Pour un élément fusible de section donnée, les coefficients a_n et b_n sont constants [WRI76]. Les valeurs sont calculées à partir des résultats obtenus pour un élément fusible de largeur $5 \cdot 10^{-3} m$ et d'épaisseur $0,105 \cdot 10^{-3} m$. La vitesse de "burn-back" définie pour l'élément fusible en argent est donc représentée par :

$$\frac{dx}{dt}(i) = 10^{-6}(2,04 + 1,59 \cdot 10^{-2} \cdot i^{0,6}) \frac{i}{S}$$

où i est en A , S est en cm^2 , et $\frac{dx}{dt}$ est en cm/ms . Cette expression ne tient compte que du film 1 car c'est le seul test avec un élément fusible en argent pour lequel la fenêtre d'observation est centrée sur le rayonnement issu de l'argent.

A partir du taux d'érosion $\frac{dx}{dt}$, le taux d'érosion volumique $\frac{dv}{dt}$, et le coefficient d'érosion volumique C s'expriment par [WIL78] :

$$\begin{aligned}\frac{dv}{dt}(i) &= C \cdot i \\ &= 10^{-6}(2,04 + 1,59 \cdot 10^{-2} \cdot i^{0,6}) \cdot i \text{ (cm}^3/s\text{)} \\ \Rightarrow C &= 10^{-6}(2,04 + 1,59 \cdot 10^{-2} \cdot i^{0,6}) \text{ (cm}^3/A.s\text{)}\end{aligned}$$

Les évolutions déduites pour les films 1 et 2 sont représentées sur la figure 5.12 et comparées avec les évolutions du taux d'érosion du même type :

- Wilkins et Gnanalingam [WIL78], pour des densités de courant variant jusqu'à $11 kA.mm^{-2}$, obtiennent : $\frac{dv}{dt} = 10^{-4}(4,6 \cdot i + 0,236 \cdot i^{1,6})$;

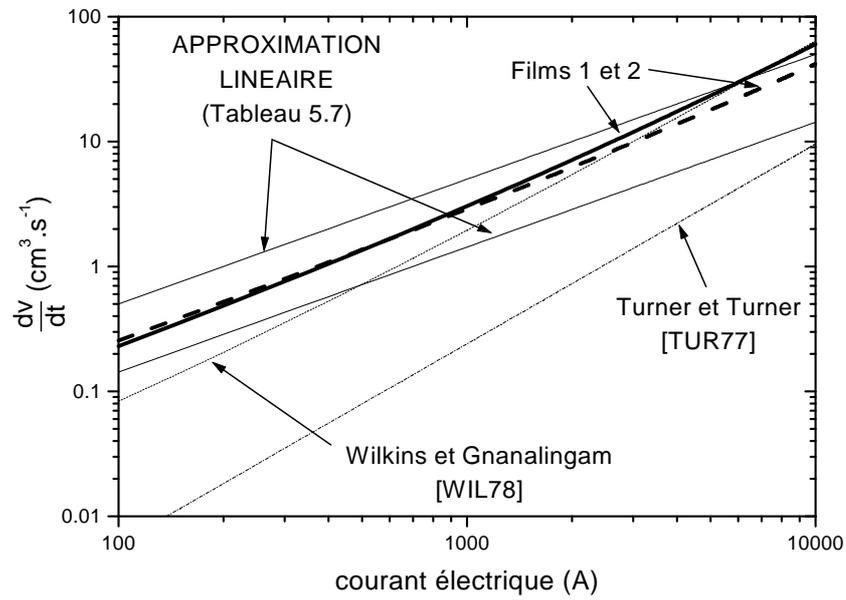


FIGURE 5.12 – Variation du taux d'érosion volumique en fonction du courant électrique. Les droites correspondent aux valeurs minimale et maximale des coefficients obtenus par approximation linéaire (Tableau 5.7).

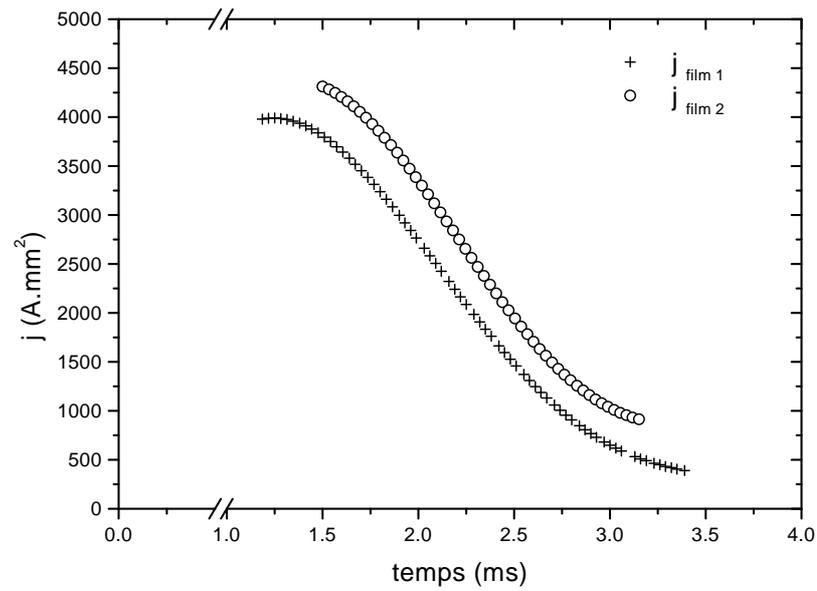


FIGURE 5.13 – Evolution de la densité de courant en fonction du temps pour les acquisitions relatives aux films 1 et 2.

Auteur	C ($cm^3/A.s$)
Kroemer [KRO42]	$2,3.10^{-3}$
Wright et Beaumont [WRI76]	$4,8.10^{-3}$
Danders [DAN77]	$1,43.10^{-3}$
Onuphrienko [ONU77]	$2,5.10^{-3} .. 5,0.10^{-3}$

TABLEAU 5.7 – Valeurs du coefficient d'érosion volumique obtenu par approximation linéaire.

- Turner et Turner [TUR77], d'après l'observation de l'érosion de contacts, obtiennent : $\frac{dv}{dt} = 3,81.10^{-6}.i^{1,6}$.

Ce type d'évolution est complété par les coefficients d'érosion volumique obtenus par approximation linéaire, et dont les valeurs sont données dans le tableau 5.7 : seules les valeurs minimale et maximale sont reportées sur la figure 5.12.

Le $\frac{dv}{dt}$ mesuré pour les films 1 et 2 s'écarte nettement de la tendance donnée par Turner et Turner [TUR77], ce qui est principalement lié au type d'électrodes [WIL78]. Dans [TUR77], les électrodes sont des contacts en argent : une part importante des vapeurs émises retombe sur la surface des contacts d'une part, et une autre part importante de l'énergie sert à chauffer les contacts ce qui explique l'ordre de grandeur inférieur du taux d'érosion.

Les taux d'érosion des films 1 et 2 suivent la tendance donnée par Wright et Gnanalingam [WIL78], mais deux intervalles de variation apparaissent suivant la valeur du courant électrique. Premièrement, pour un niveau de courant jusqu'à 4000 A, les écarts par rapport à la tendance donnée dans [WIL78] sont significatifs : le rapport entre les deux approximations décroît depuis 1,9 pour un courant égal à 500 A, jusqu'à 1,1 pour un courant égal à 4000 A. Deuxièmement, pour des courant supérieurs à 4000 A, les fluctuations sont inférieures à 10% sur l'intervalle considéré. Par conséquent, la densité de courant apparaît comme le facteur principal influençant le taux d'érosion volumique.

Durant le fonctionnement du fusible, une part importante de l'énergie dissipée est rayonnée en direction des zones périphériques à l'arc représentées par le sable de silice et les fronts d'érosion de l'élément fusible. Or le rôle éventuel joué par l'énergie rayonnée dans le processus d'érosion apparaît non négligeable. Onuphrienko [ONU77] considère que la plus grande partie de l'énergie nécessaire pour éroder l'élément fusible est transférée depuis le canal d'arc par rayonnement et par convection. Comme il sera montré dans la section 5.5, les propriétés physiques qui caractérisent le plasma d'arc, telles que la température et la densité électronique, dépendent de la masse volumique de compactage et de la granulométrie moyenne du sable de silice. Etant donné que l'énergie rayonnée est liée à l'énergie du plasma d'arc et donc aux propriétés physiques du plasma d'arc, les propriétés du sable de silice agissent directe-

ment sur l'efficacité du transfert par rayonnement. Oliver [OLI76] montre que les pertes de puissance par rayonnement augmentent d'autant plus que les dimensions du tube de silice fondue sont petites, et ce volume dépend des propriétés du sable. La surpression liée à la production des vapeurs est responsable en grande partie de l'expansion du canal d'arc, ce qui dépend du volume des interstices et des caractéristiques du sable.

3. Synthèse

1. Evolution temporelle de la vitesse de "burn-back"

- (a) La méthode de mesure de la distance inter-électrodes par imagerie ultra-rapide est une méthode non intrusive et donc non perturbatrice du phénomène de "burn-back".
- (b) L'évolution temporelle de la distance inter-électrodes est caractérisée par trois phases. Pour la phase I correspond aux plus fortes densités de courant, la vitesse de "burn-back" évaluée à partir de la distance inter-électrodes totale est de l'ordre de $6,65 \text{ m.s}^{-1}$ pour l'argent, et de l'ordre de $5,81 \text{ m.s}^{-1}$ pour le cuivre. Pour les phases II et III, les ordres de grandeurs sont nettement inférieurs, et la vitesse tend vers une valeur nulle à partir de 3 ms .
- (c) La vitesse de "burn-back" V_{bb} est obtenue à partir de la distance inter-électrodes totale ce qui implique l'hypothèse d'une érosion symétrique en direction de la cathode et de l'anode. L'étude détaillée de la phase I montre l'existence d'une dissymétrie liée à la polarité : la vitesse d'érosion de la cathode est 1,7 fois supérieure à celle de l'anode dans le cas de l'argent, et 1,2 fois supérieure dans le cas du cuivre. Cette dissymétrie signalée dans [OLI76] avec le même facteur de déséquilibre, est liée aux densités de courant qui restent relativement faibles.

2. Corrélation avec la densité de courant

- (a) La dynamique du taux d'érosion dépend principalement de la valeur du courant instantané pour le début du phénomène, et de la densité de courant plus globalement. Pour la phase I, le coefficient r (Figure 5.2) montre la proportionnalité entre la vitesse de "burn-back" et le courant électrique. Pour généraliser cette dépendance à l'ensemble du phénomène, il est nécessaire de relier la vitesse d'érosion à la section de l'élément fusible, et d'exprimer la dépendance sous la forme d'une loi de puissance du type $i^{1,6}$.
- (b) Les coefficients d'érosion surfaciques et volumiques décrivant la dynamique de l'érosion sont fonction des dimensions de l'élément fusible d'une part, et du domaine de densité de courant d'autre part ;

le coefficient C d'érosion volumique dépend directement de la densité de courant.

5.2 Etude qualitative du rayonnement issu du plasma d'arc par spectroscopie atomique d'émission appliquée au visible

5.2.1 Identification des transitions spectrales émises pendant l'extinction dans le domaine visible

En raison de la nature des éléments constitutifs du boîtier fusible expérimental, trois groupes de transitions spectrales sont identifiés :

1. **Les transitions silicium** : à l'état neutre et ionisé une fois.
2. **Les transitions associées à l'élément métallique** : argent et cuivre à l'état neutre.
3. **Les transitions associées aux impuretés** : les éléments chimiques détectés proviennent en majorité du hublot de visée en verre.

L'ensemble des transitions observées et non présentées dans le chapitre 2 sont rassemblées dans le tableau 5.8.

Les transitions métalliques données dans le tableau 5.8 ne sont pas utilisées pour le diagnostic des grandeurs physiques car les intensités spectrales sont faibles, et les profils de raies sont mal définis.

5.2.1.1 Méthodes d'identification

Trois méthodes sont appliquées pour l'identification des transitions observées dans l'extinction du plasma de fusible :

1. **Transitions associées aux silicium** :
Recherche des transitions déjà observées dans les plasmas d'arc de fusible [CHE94][CHI76], et évaluation de la température à partir de ces raies pour confirmer l'identification.
2. **Transitions métalliques** :
Constitution d'une base de données sur les longueurs d'onde associées aux raies métalliques, et comparaison des spectres obtenus dans les tests fusibles avec des spectres obtenus par explosion de fil métallique.
3. **Transitions associées aux impuretés** :
Synthèse des éléments présents dans le hublot de visée : étant donné les faibles proportions de présence, seules les transitions mettant en jeu des énergies d'excitation de faible valeur sont prises en compte.

Longueur d'onde (nm)	Transition	E_u (eV)	A_{ul} (10^8 s^{-1})
----------------------------	------------	---------------	---------------------------------------

TRANSITIONS MÉTALLIQUES

Argent neutre : Ag I ($E_i = 7,850\text{eV}$)

431,107 - 447,608 - 466,848 - 487,418 - 768,778

Cuivre neutre : Cu I ($E_i = 7,726\text{eV}$)

427,522 - 450,923 - 454,012 - 458,684

465,164 - 529,380 - 570,048 - 578,137

IMPURETÉS CHIMIQUES

Calcium neutre : Ca I ($E_i = 6,113\text{eV}$)

422,673 (R)	$4s^2 \ ^1S_0 - 4s4p \ ^1P_1^0$	2,932513	2,18
-------------	---------------------------------	----------	------

Calcium ionisé : Ca II ($E_i = 11,870\text{eV}$)

393,366 (R)	$4s \ ^2S_{\frac{1}{2}} - 4p \ ^2P_{\frac{3}{2}}^0$	3,150985	1,47
396,847 (R)	$4s \ ^2S_{\frac{1}{2}} - 4p \ ^2P_{\frac{1}{2}}^0$	3,12335	1,40

Potassium neutre : K I ($E_i = 4,340\text{eV}$)

766,491 (R)	$4s \ ^2S_{\frac{1}{2}} - 4p \ ^2P_{\frac{3}{2}}^0$	1,617111	$3,87 \cdot 10^{-1}$
769,897 (R)	$4s \ ^2S_{\frac{1}{2}} - 4p \ ^2P_{\frac{1}{2}}^0$	1,609956	$3,82 \cdot 10^{-1}$

Lithium neutre : Li I ($E_i = 5,391\text{eV}$)

670,776 (R)	$2s \ ^2S_{\frac{1}{2}} - 2p \ ^2P_{\frac{3}{2}}^0$	1,847861	$3,72 \cdot 10^{-1}$
670,791 (R)	$2s \ ^2S_{\frac{1}{2}} - 2p \ ^2P_{\frac{1}{2}}^0$	1,847819	$3,72 \cdot 10^{-1}$

Sodium neutre : Na I ($E_i = 5,139\text{eV}$)

588,995 (R)	$3s \ ^2S_{\frac{1}{2}} - 3p \ ^2P_{\frac{3}{2}}^0$	2,104430	$6,22 \cdot 10^{-1}$
589,592 (R)	$3s \ ^2S_{\frac{1}{2}} - 3p \ ^2P_{\frac{1}{2}}^0$	2,102298	$6,18 \cdot 10^{-1}$

Oxygène neutre : O I ($E_i = 13,617\text{eV}$)

777,194	$2p^3 3s \ ^5S_2^0 - 2p^3 3p \ ^5P_3$	10,74093	$3,40 \cdot 10^{-1}$
777,417	$2p^3 3s \ ^5S_2^0 - 2p^3 3p \ ^5P_2$	10,74048	$3,40 \cdot 10^{-1}$
777,539	$2p^3 3s \ ^5S_2^0 - 2p^3 3p \ ^5P_1$	10,740229	$3,40 \cdot 10^{-1}$

TABLEAU 5.8 – Constantes spectroscopiques des transitions métalliques neutres et des transitions issues des impuretés détectées dans le plasma d'arc de fusible et non présentées dans le chapitre 2. Le symbole (R) indique le caractère résonant de la transition. Les longueurs d'onde des transitions métalliques sont exprimées en nm et sont issues des tables spectroscopiques [KUR96] [NIS99] [NIS95] [STR68] [ZAI70].

5.2.1.2 Exploitation des transitions identifiées

Les transitions associées aux impuretés correspondent à cinq éléments issus du hublot en verre de nature sodo-calcique. Elles ont été détectées avant l'ajout du hublot supplémentaire en quartz.

Les transitions associées au calcium, au potassium, au lithium et au sodium sont toutes caractérisées par une énergie d'excitation faible : c'est pourquoi, même si ces éléments sont présents en quantité infime, ils sont aisément détectés dans le spectre d'extinction du plasma d'arc de fusible. D'autre part, toutes les transitions détectées sont caractérisées par un état d'énergie inférieur nul (raies résonantes).

Etant donné que ces éléments sont présents dans le hublot de visée en verre, ils caractérisent les propriétés des zones périphériques du plasma d'arc. Le doublet sodium observé à $588,99 \text{ nm}$ et $589,59 \text{ nm}$ en absorption est utilisé comme traceur des zones externes : les paramètres déduits de l'observation de son profil sont présentés dans la partie suivante.

L'oxygène atomique est principalement issu de la décomposition de la molécule de silice. Le triplet oxygène neutre centré à 777 nm est régulièrement observé au cours de l'extinction, mais les composantes du triplet ne sont pas visibles séparément en raison de l'élargissement du profil. Le multiplet oxygène centré à 798 nm est également observé mais de manière non reproductible car le niveau d'énergie supérieur est de l'ordre de $12,5 \text{ eV}$.

5.2.1.3 Spectres issus de l'observation du plasma d'arc de fusible pendant l'extinction

Les spectres présentés sur les figures 5.14 à 5.17 correspondent aux conditions d'acquisition suivantes :

Paramètres électriques

Les fusibles sont testés sous une tension de charge de 460 V ; la valeur maximale du courant de défaut est de l'ordre de $3,2 \text{ kA}$.

Le $\frac{di}{dt}$ est de l'ordre de $2,1 \cdot 10^6 \text{ A.s}^{-1}$. L'onde de courant limité dure 4 ms , et la valeur maximale atteinte est de l'ordre de $2,2 \text{ kA}$.

Boîtier fusible expérimental

Les spécificités des éléments constitutifs des boîtiers fusibles sont données dans le tableau 5.9.

Paramètres d'acquisition du rayonnement

Le spectromètre est utilisé en mode cinétique. Le domaine visible $[360 - 800] \text{ nm}$ est balayé en six visées à l'aide du réseau 600 t/mm ; les longueurs d'onde centrales des domaines observés sont : 400 nm , 480 nm , 560 nm , 640 nm , 720 nm et 800 nm .

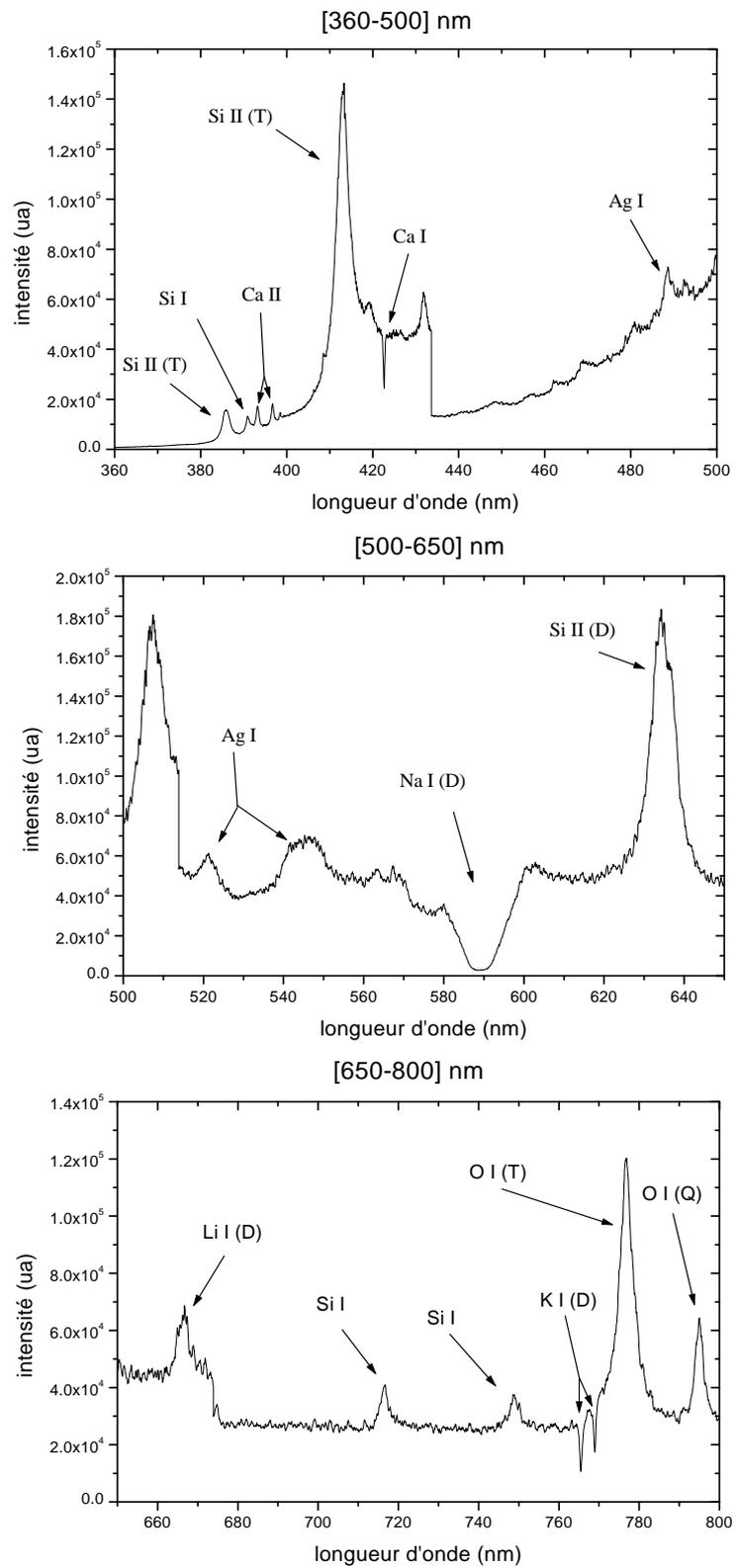


FIGURE 5.14 – *Test fusible avec un élément en argent. Spectre global pour le domaine [360 – 800] nm obtenu 1,25 ms après le début du phénomène.*

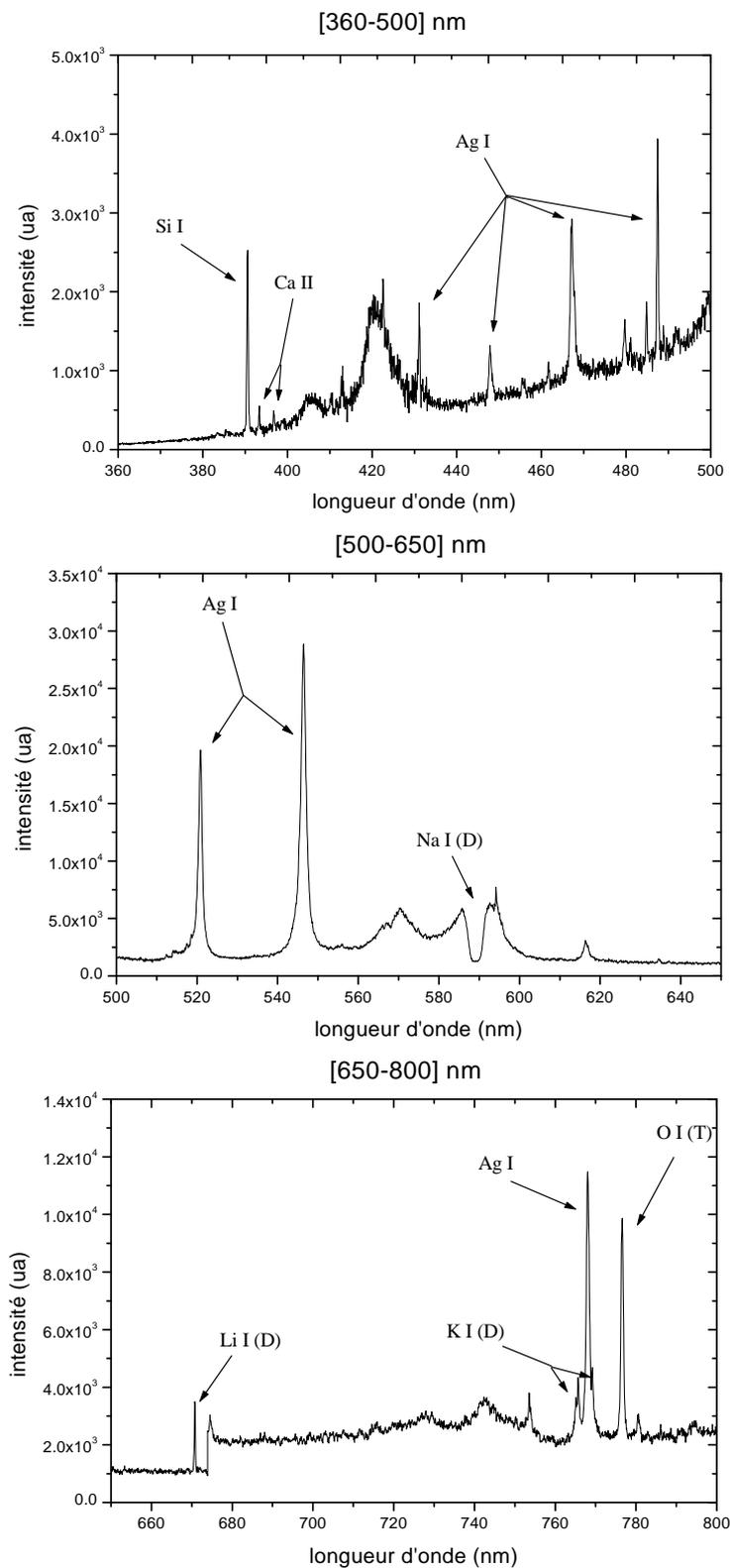


FIGURE 5.15 – *Test fusible avec un élément en argent. Spectre global pour le domaine [360 – 800] nm obtenu 4,00 ms après le début du phénomène.*

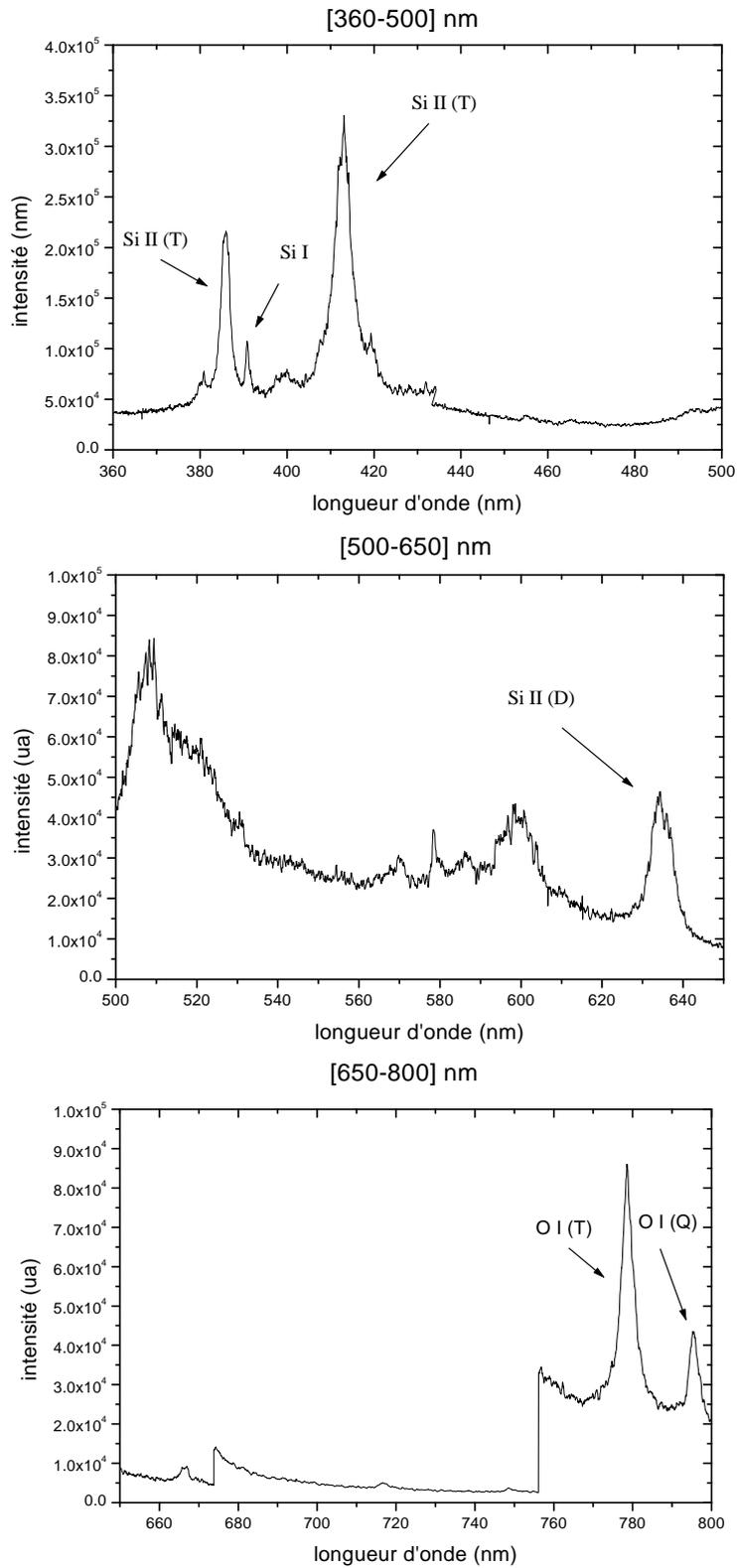


FIGURE 5.16 – Test fusible avec un élément en cuivre. Spectre global pour le domaine [360 – 800] nm obtenu 1,09 ms après le début du phénomène.

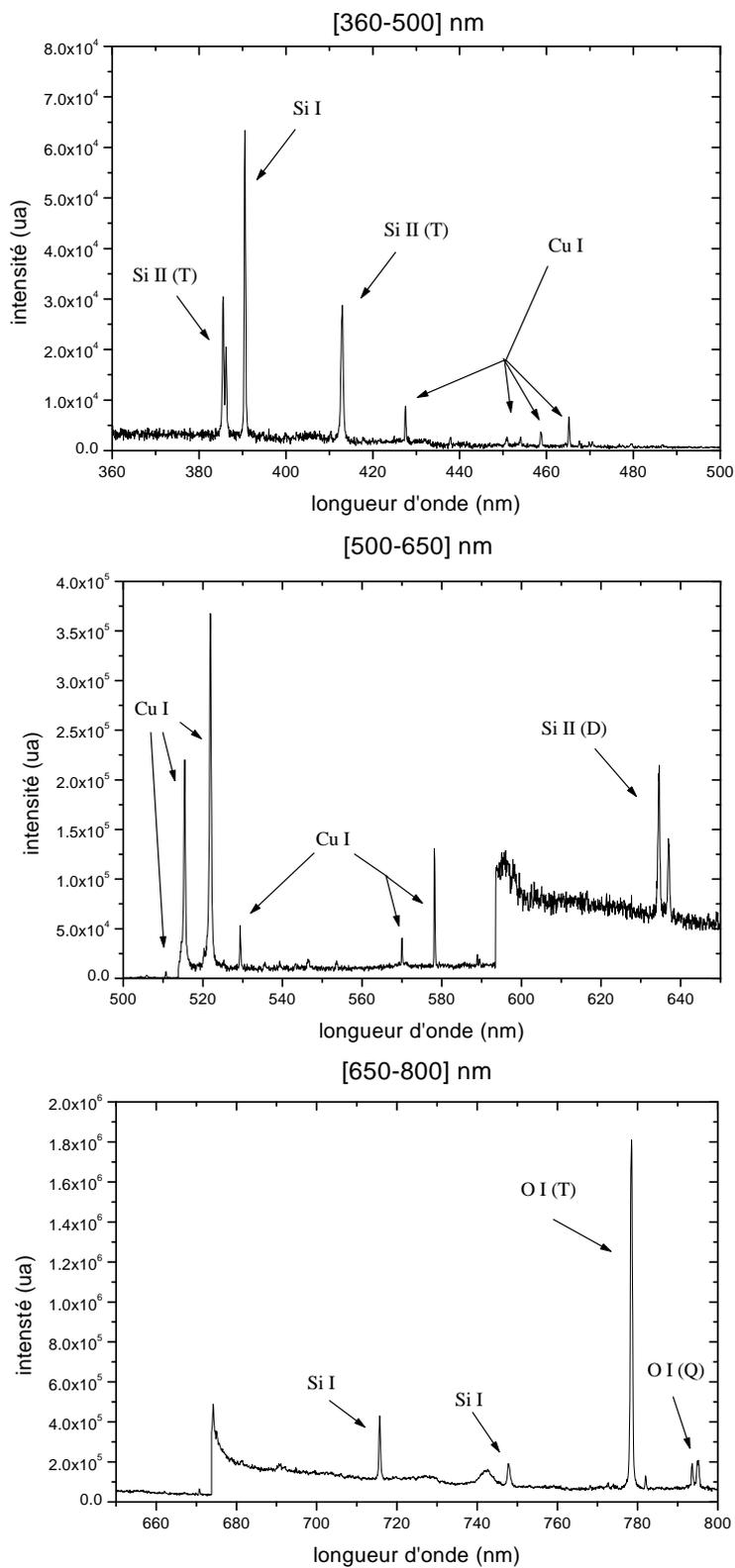


FIGURE 5.17 – *Test fusible avec un élément en cuivre. Spectre global pour le domaine [360 – 800] nm obtenu 3,83 ms après le début du phénomène.*

Paramètre	Test Ag	Test Cu
Élément fusible (70 mm × 5 mm × 0,105 mm)	Argent	Cuivre
Position	Plaqué	Transversal
Type de hublot de visée	Verre	Verre et quartz
Type de boîtier	A	A
Granulométrie du sable de silice	Globale	Globale
Filtre second ordre	Oui	Non

TABLEAU 5.9 – *Caractéristiques des acquisitions des spectres fusibles dans le domaine [360 – 800] nm. Le sable utilisé est celui fourni par la société Ferraz.*

Les instants d'observation des spectres sont déterminés à partir des temps de préarc de chaque test. Le spectre global pour le domaine [360 – 800] nm est présenté pour les acquisitions avec l'argent et le cuivre, en début de phénomène (respectivement 1,25 ms et 1,09 ms) et en fin de phénomène (respectivement 4,00 ms et 3,83 ms). Les temps sont tous référencés par rapport au zéro du courant électrique.

L'existence de second ordre a été étudiée pour l'intervalle spectral global (Figures 5.14 à 5.15). L'analyse ne montre aucune différence par rapport aux acquisitions sans filtre, ce qui traduit l'absence de second ordre de diffraction.

L'observation du rayonnement issu du plasma d'arc montre que :

- les transitions Si II sont présentes dès les premiers instants et leur intensité diminue rapidement au cours de l'extinction ;
- en début de phénomène, les profils de raies sont superposés sur un rayonnement continu intense dont l'intensité décroît rapidement au cours de l'extinction ;
- les raies issues des impuretés sont présentes sur toute la durée d'observation, ce qui montre que le plasma d'arc interagit avec le hublot de visée ; le spectre obtenu pour le domaine [500 – 650] nm (Figure 5.14) est fortement modifié par la présence du doublet sodium en absorption et centré sur 589 nm ;
- les transitions Ag I et Cu I sont difficilement observables en début de phénomène ; elles émergent progressivement du rayonnement continu au cours de l'extinction et apparaissent nettement en émission en fin de phénomène.

En raison des caractéristiques électriques des tests, seules les transitions pour lesquelles les énergies d'excitation sont inférieures à 13 eV sont observées. C'est pourquoi les transitions de type Si III, Si IV d'une part, et Ag II, Cu II d'autre part sont absentes.

5.2.2 Caractérisation des rayonnements discret et continu

Dans le but de comprendre les difficultés liées à l'évaluation des grandeurs physiques dans le plasma d'arc de fusible, les deux types d'émissions (discrète-continue) sont étudiés en tenant compte de l'évolution des grandeurs électriques.

5.2.2.1 Evolution temporelle du spectre associé au silicium

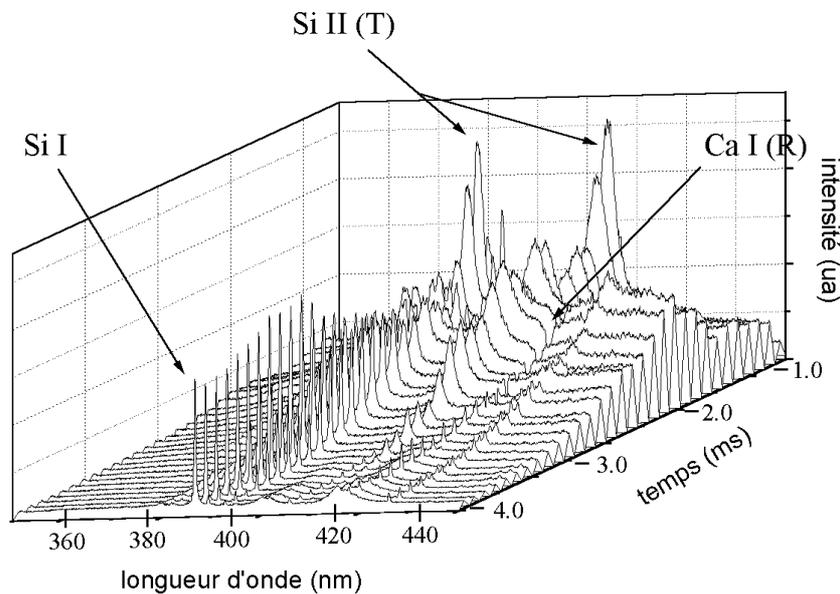


FIGURE 5.18 – *Evolution des transitions Si I et Si II au cours de la coupure pour le domaine centré sur 400 nm. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.*

La figure 5.18 est un exemple d'acquisition centrée sur les triplets Si II utilisés pour l'évaluation de la température au sein du plasma d'arc. Le domaine d'acquisition est centré sur 400 nm et l'intervalle spectral est de l'ordre de 90 nm. L'élément fusible est en argent, et le temps de préarc est de l'ordre de 0,89 ms.

La présence de la transition Ca I témoigne de l'interaction entre l'arc et le hublot de visée en verre.

Les profils des raies observés en début de phénomène sont fortement élargis, et ils sont superposés sur un rayonnement continu important dont l'intensité est maximale vers 2 ms. Pour ce même instant d'observation, les raies Ca I sont présentes en absorption, et le silicium neutre n'est pas apparent.

Pour les instants ultérieurs, le silicium neutre émerge du rayonnement continu

dont l'intensité diminue rapidement, et les profils des transitions Si II deviennent moins élargis et moins intenses. Les profils de raies émergent nettement à partir de 2,2 ms.

L'évaluation des grandeurs physiques ne sera possible qu'en tout début de phénomène, puis à partir de 2,2 ms jusqu'à l'extinction totale.

5.2.2.2 Evolution du profil d'émission en fonction de l'énergie d'excitation de la transition

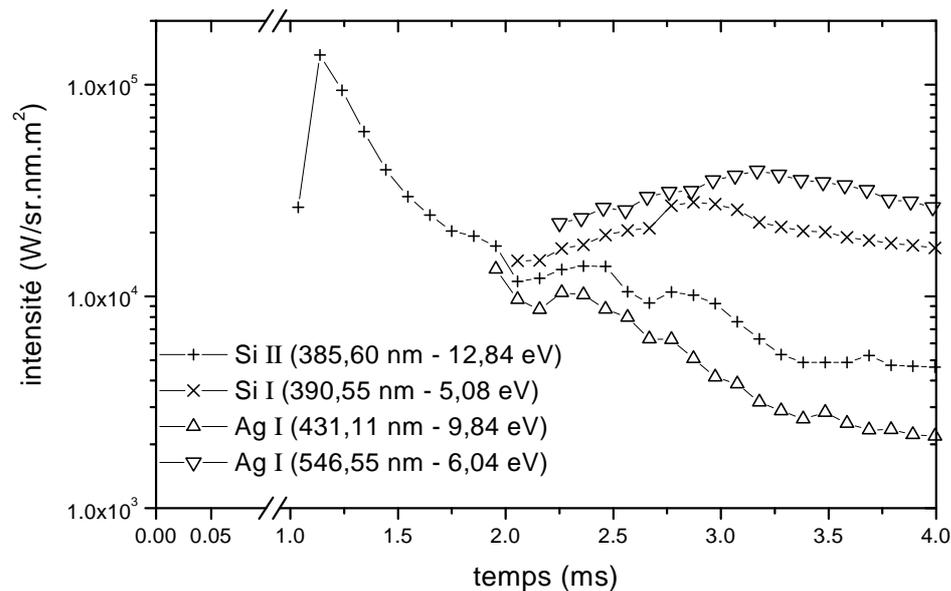


FIGURE 5.19 – Observation de l'émission des transitions silicium et argent au cours de la coupure. Pour chaque transition, les données suivantes sont indiquées : élément - degré d'ionisation - longueur d'onde - énergie d'excitation.

L'évolution de l'intensité des transitions dépend de la valeur de l'énergie d'excitation. La figure 5.19 illustre cette dépendance pour les transitions Si I, Si II et Ag I.

La raie Si II de plus forte énergie d'excitation (12,84 eV) apparaît dès le début du phénomène, et son intensité décroît très rapidement : il existe un facteur 30 entre les intensités en début et fin de phénomène. La raie Si I, d'énergie d'excitation plus basse (5,08 eV) n'émerge du rayonnement continu qu'à partir de 2,2 ms environ. En fin de phénomène, le rapport entre l'intensité du silicium neutre sur le silicium ionisé est de l'ordre de 3,5.

Les transitions Ag I ne sont observées qu'à partir de 2 ms. Les deux raies observées se différencient par l'écart des énergies d'excitation : 9,84 eV pour la raie centrée à 431 nm, et 6,04 eV pour la raie centrée à 546 nm qui est de plus résonante. Il existe un facteur 10 entre les intensités en fin de phénomène. Etant donné que les valeurs des énergies d'excitation conditionnent l'évolution

de l'émission au cours du phénomène, il est utile d'examiner l'influence de la puissance dissipée.

5.2.2.3 Profil de rayonnement et puissance dissipée

Les profils d'intensité des transitions Si II centrées à 634 nm et 637 nm sont représentés sur l'illustration A de la figure 5.20. Pour le domaine d'acquisition centré sur 635 nm , les minima et les maxima de l'intensité émise sont reportés en fonction du temps (noté profil 1); pour ce domaine spectral de largeur 30 nm , la courbe notée profil 2 représente l'intégration du rayonnement émis dans cet intervalle spectral.

L'observation des deux courbes montre une dépendance directe entre la puissance électrique et l'intensité émise. En particulier, les évolutions des maxima d'intensité et de la puissance coïncident sur l'ensemble du phénomène : le maximum des deux paramètres est atteint pour le même instant de l'ordre de $1,8\text{ ms}$, soit $0,9\text{ ms}$ après le début du phénomène.

Cette évolution corrélée est particulièrement vraie dans le cas de raies caractérisées par une énergie d'excitation élevée.

5.2.2.4 Evolution du rayonnement continu au cours de la coupure

L'analyse de l'intensité du rayonnement continu est nécessaire dans la mesure où l'exploitation des profils de raies par ajustement d'un profil de type lorentzien implique la connaissance de ce paramètre.

Sur la figure 5.21, deux évolutions sont représentées. La courbe I_{cont} correspond au rayonnement continu déduit de l'observation des profils d'intensité. La deuxième courbe représente le rayonnement continu évalué en unité arbitraire à partir de la courbe de tendance déduite du chapitre 2 : $n_e^2.T^{-0.5}$. L'évaluation de la température et de la densité électronique est impossible pour l'intervalle de temps $[1,3 - 1,9]\text{ ms}$ en raison des profils de raies non exploitables.

Le maximum d'émission continue déduit des profils d'intensité coïncide avec le maximum de puissance électrique : il est obtenu $1,7\text{ ms}$ après le début du phénomène. L'intervalle de temps $[1,3 - 1,9]\text{ ms}$ est celui pour lequel l'émission continue est la plus intense : c'est pourquoi l'exploitation des profils de raies est impossible pour cette période de l'extinction du plasma d'arc.

5.2.2.5 Puissance lumineuse totale dissipée dans le domaine spectral $[360 - 800]\text{ nm}$

La puissance lumineuse totale est représentée sur la figure 5.22 dans le cas d'un test avec un élément fusible en cuivre.

L'évolution de la luminance totale au cours de la coupure est identique à celle de la puissance électrique. Des divergences entre les deux évolutions apparaissent pour l'intervalle de temps $[1,66 - 2,03]\text{ ms}$, pour lequel la puissance

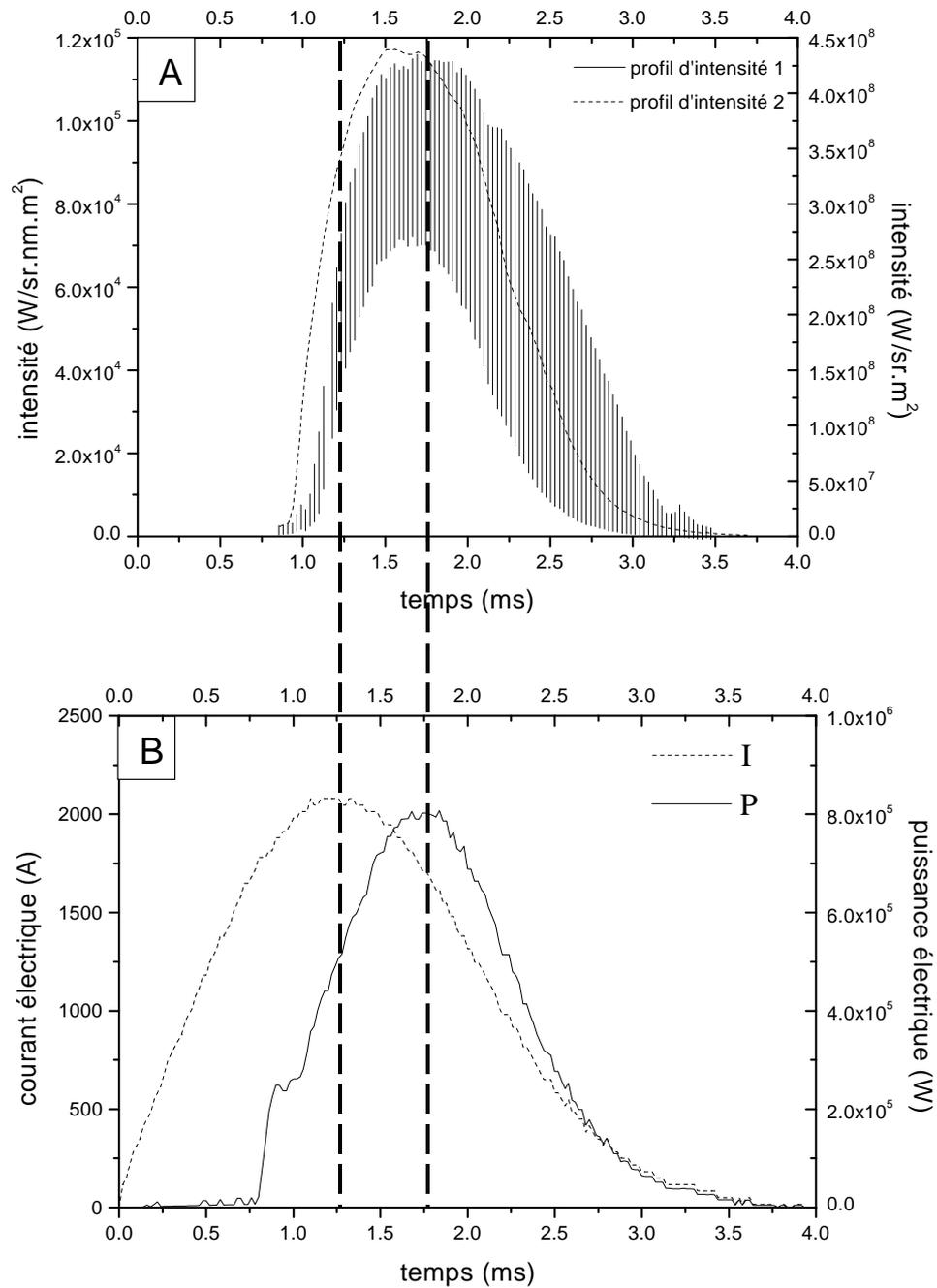


FIGURE 5.20 – Représentation des profils d'intensité et des caractéristiques courant électrique - puissance électrique. Le domaine d'acquisition représente 30 nm et il est centré sur 635 nm. **Illustration A** : le profil d'intensité 1 correspond aux minima et aux maxima d'intensité observés pour chaque trace d'acquisition (W/sr.nm.m²) ; le profil d'intensité 2 correspond au profil intégré sur l'intervalle spectral observé pour chaque trace d'acquisition (W/sr.m²). **Illustration B** : évolutions du courant et de la puissance au cours de la coupure.

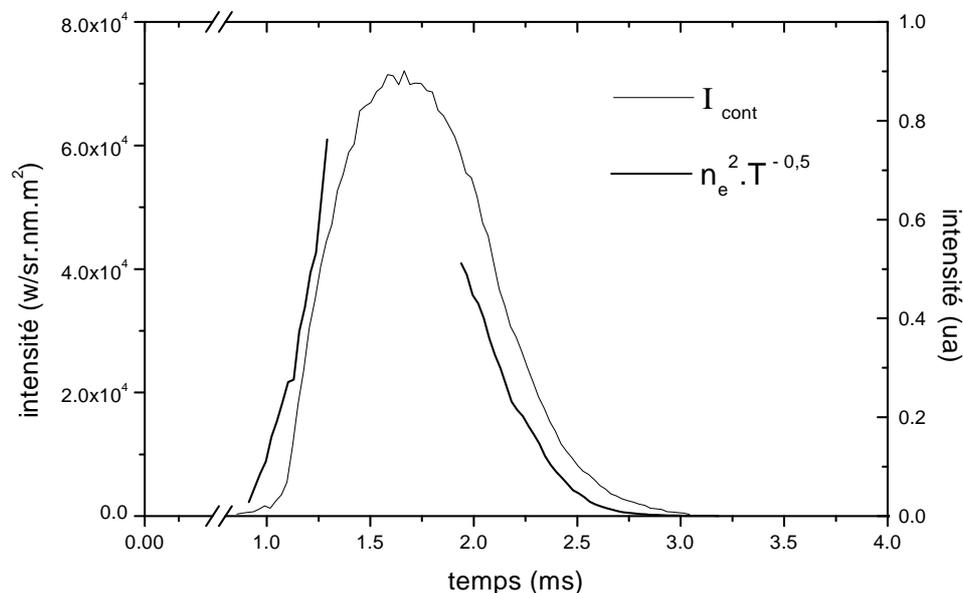


FIGURE 5.21 – Evolution du rayonnement discret et continu pour le domaine centré sur 635 nm. Comparaison entre l'émission continue déduite du spectre expérimental I_{cont} (W/sr.nm.m^2), et la courbe de tendance (chapitre 2) : $n_e^2/T^{0,5}$ (Unité Arbitraire).

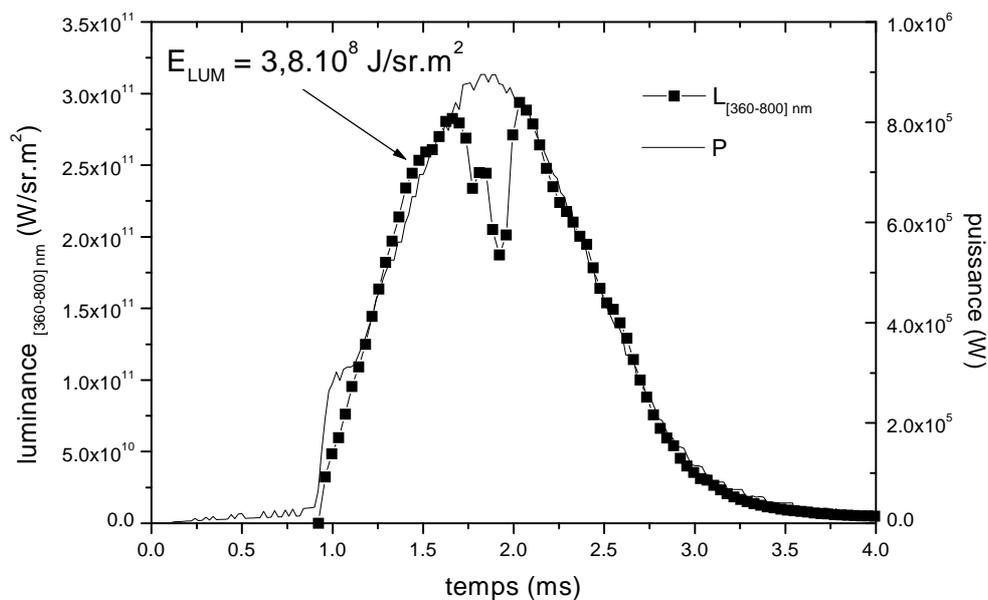


FIGURE 5.22 – Evolution de la luminance totale émise au cours du phénomène de coupure pour le domaine spectral [360 – 800] nm.

électrique est supérieure à $0,90.P_{MAX}$. Pour cet intervalle de temps, les transitions discrètes ne sont plus observables car le rayonnement continu est très important et les élargissements des profils tendent vers leur valeur maximale. D'autre part, étant donné l'évolution de la luminance pour cet intervalle de temps, il est possible que le rayonnement émis par le plasma d'arc soit en partie absorbé par les zones périphériques plus froides.

Le maximum est atteint 2 ms après le début du phénomène : il est de l'ordre de $3.10^{11}\text{ W.sr}^{-1}.m^2$. L'intégration de la puissance lumineuse sur la durée du phénomène et pour le domaine spectral $[360 - 800]\text{ nm}$, donne l'énergie totale rayonnée égale à : $3,8.10^8\text{ J/sr}.m^2$.

5.3 Etude quantitative du plasma d'arc de fusible

L'évaluation des grandeurs physiques (température et densité électronique) au sein du plasma d'arc est une étape essentielle pour la validation de simulations décrivant le phénomène de coupure.

Etant donné la nature du phénomène étudié, l'évolution de ces deux paramètres au cours de la coupure est analysée en prenant en compte l'évolution des principales grandeurs électriques.

5.3.1 Grandeurs électriques

5.3.1.1 Reproductibilité des tests

Les tests étudiés dans cette partie sont tous réalisés dans les mêmes conditions de décharge : la tension de charge est 460 V , le courant de défaut est de l'ordre de $3,2\text{ kA}$, et le $\frac{di}{dt}$ est de l'ordre de $2,1.10^6\text{ A.s}^{-1}$.

Pour s'assurer de la reproductibilité, le temps de préarc est déterminé pour chaque test. Ce temps caractéristique est fonction de la géométrie de l'élément fusible (en particulier les sections réduites) et de la nature de l'élément fusible.

La figure 5.23 représente les temps de préarc obtenus pour des tests réalisés sur des éléments fusibles en argent et en cuivre de mêmes dimensions ($70\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 0,105\text{ mm}$), et pour les mêmes conditions de décharge. Le temps de préarc est de l'ordre de $0,87\text{ ms}$ pour l'argent, et $0,94\text{ ms}$ pour le cuivre.

Les fluctuations par rapport à la valeur moyenne calculée sur 19 tests, restent inférieures à 3%, ce qui justifie l'utilisation de la mesure du temps de préarc pour la vérification de la reproductibilité des tests fusibles.

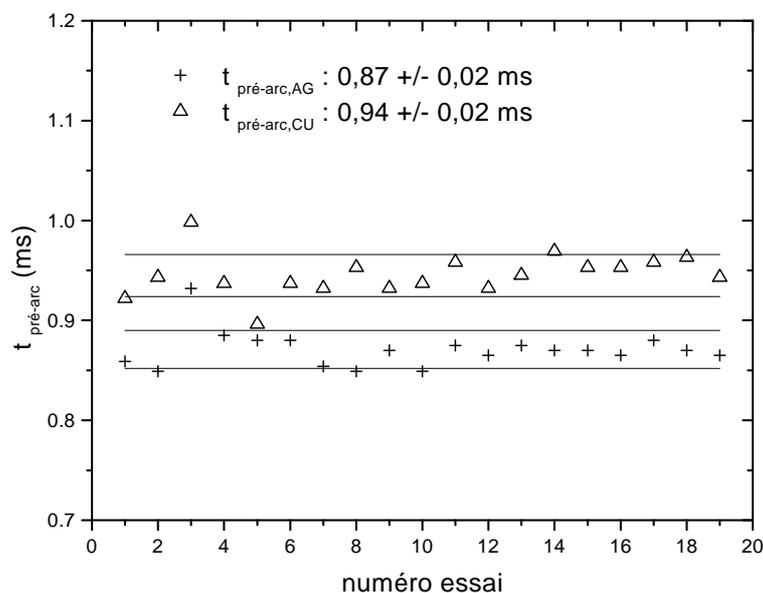


FIGURE 5.23 – Valeurs des temps de préarc pour des éléments fusibles en argent et en cuivre, de dimensions : 70 mm × 5 mm × 0,105 mm. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

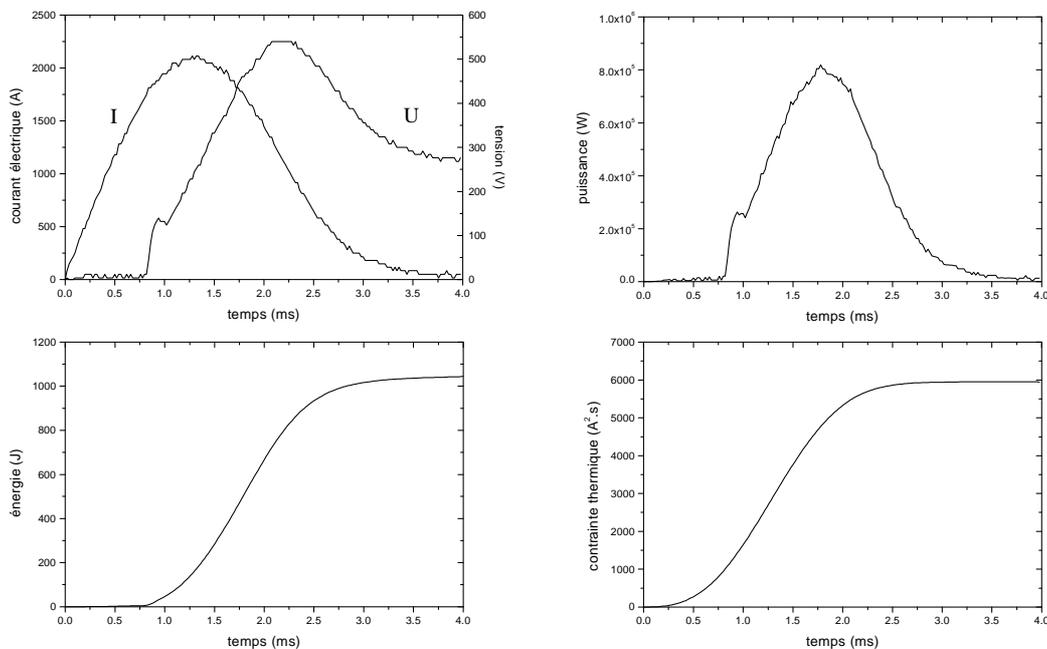


FIGURE 5.24 – Evolution des grandeurs électriques aux bornes du fusible au cours de la coupure. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

5.3.1.2 Puissance électrique dissipée pendant la coupure

La puissance électrique dissipée dans le fusible pendant le phénomène de coupure est représentée sur la figure 5.24. Les valeurs maximales atteintes dans le cas de l'argent et du cuivre sont de l'ordre de $8,4 \cdot 10^5 W$.

5.3.1.3 Energie totale dissipée

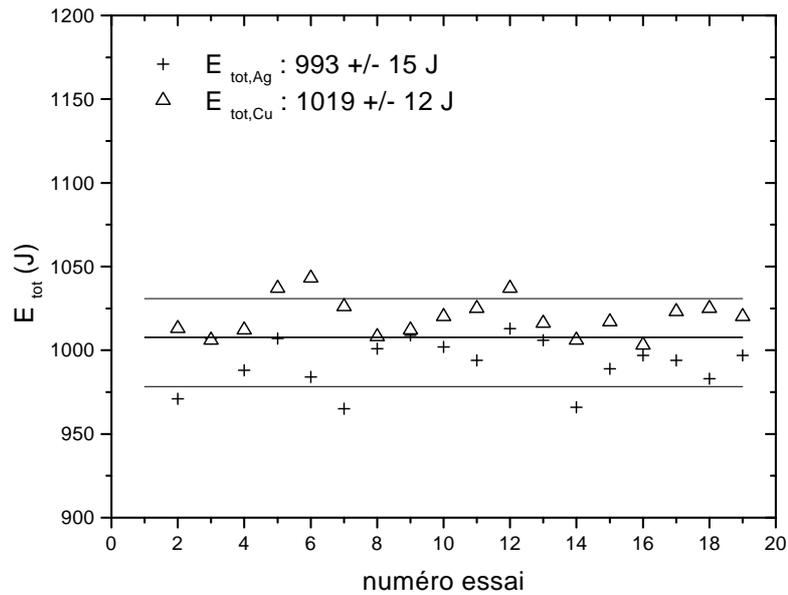


FIGURE 5.25 – *Energie totale dissipée pendant la coupure pour des éléments fusibles en argent et en cuivre de dimensions : $70 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 0,105 \text{ mm}$. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : $3,2 \text{ kA}$.*

L'énergie totale dissipée pendant la coupure varie peu en fonction de la nature de l'élément fusible (Figure 5.25) : $993 J$ dans le cas de l'argent et $1019 J$ dans le cas du cuivre. L'écart se justifie par le temps de préarc supérieur dans le cas du cuivre.

Nature de l'élément fusible	Argent	Cuivre
$\rho_{20^\circ C} (g.cm^{-3})$	10,5	8,96
$L_{FUSION} (J.g^{-1})$	103	205
Volume mis en jeu (cm^3)	$1,05 \cdot 10^{-2}$	$1,05 \cdot 10^{-2}$
Masse de métal (g)	0,110	0,094
$E_{FUSION} (J)$	11,4	19,3

TABLEAU 5.10 – *Energie mise en jeu dans la fusion de l'élément fusible.*

Pendant le mécanisme de coupure, l'énergie est dissipée en direction de l'élément fusible et de la matière de remplissage. L'énergie nécessaire pour la

fusion de l'élément fusible est donnée pour l'argent et le cuivre dans le tableau 5.10. Les masses impliquées sont celles correspondant à la partie de l'élément fusible qui est érodée pendant le "burn-back". Les valeurs calculées sont très faibles par rapport à l'énergie totale dissipée. Le déséquilibre entre l'énergie dissipée dans l'élément fusible, et l'énergie restante dissipée en direction de la matière de remplissage témoigne du rôle fondamental joué par le sable de silice.

5.3.1.4 Contrainte thermique

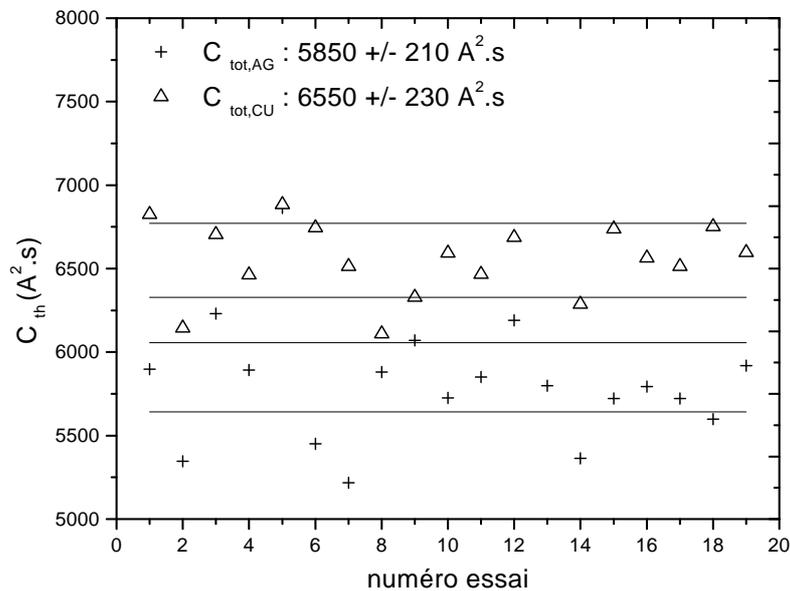


FIGURE 5.26 – *Contrainte thermique totale pour des éléments fusibles en argent et en cuivre de dimensions : $70 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 0,105 \text{ mm}$. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : $3,2 \text{ kA}$.*

L'évolution de la contrainte thermique aux bornes du fusible est donnée sur la figure 5.24. Les valeurs moyennes obtenues pour l'argent et le cuivre sont respectivement de l'ordre de $5800 A^2.s$ et $6600 A^2.s$ (Figure 5.26).

L'évolution des grandeurs électriques détaillées dans cette section dépend fortement des interactions responsables des mécanismes de dissipation de l'énergie en direction de la matière de remplissage. Les grandeurs physiques (température et densité électronique) présentées dans la partie suivante seront analysées en détail dans la section présentant l'influence des propriétés de la matière de remplissage sur le mécanisme de coupure.

5.3.2 Evaluation de la température

Les températures sont évaluées à l'aide de la méthode relative présentée dans le chapitre 2.

Cette méthode est appliquée à des transitions issues du même élément et pour un degré d'ionisation identique. Les deux groupes de transitions sélectionnées sont les suivantes :

1. **Les transitions métalliques** : elles fournissent la température en périphérie de l'arc ; les transitions Cu I centrées à $510,55\text{ nm}$, $515,32\text{ nm}$ et $521,82\text{ nm}$ sont utilisées. Les transitions issues de l'argent neutre ne sont pas employées car l'écart entre les énergies d'excitation est nettement inférieur à 2 eV .
2. **Les transitions silicium** : elles donnent accès à la température au sein du plasma d'arc ; les transitions Si II utilisées sont les triplets centrés à 386 nm et 413 nm .

5.3.2.1 Application de la méthode relative

La méthode relative est appliquée en utilisant deux types de données : les intensités maximales de raies et les surfaces totales. L'exploitation des profils de raies est réalisée par ajustement d'un profil d'intensité de type lorentzien : cette étape est rendue difficile par la présence d'un rayonnement continu intense dont le profil varie sensiblement avec le domaine spectral. Il s'agit de déterminer si la prise en compte de la surface totale apporte une précision supérieure par rapport à l'utilisation des intensités maximales.

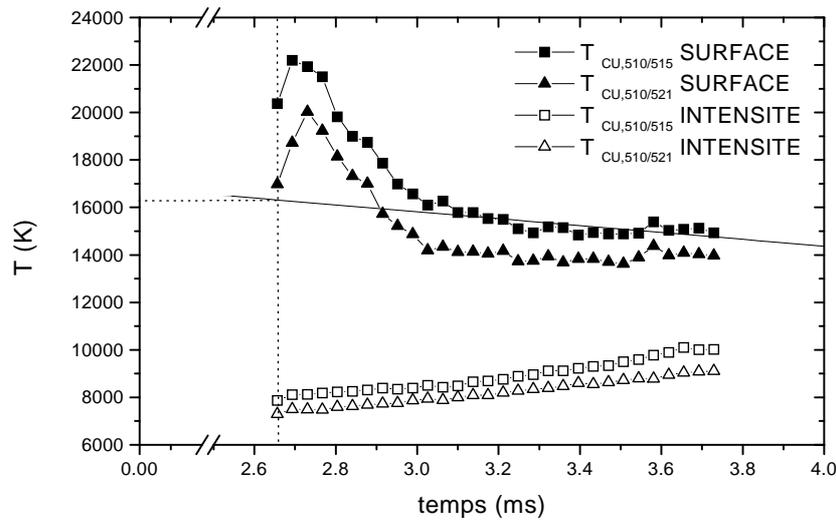


FIGURE 5.27 – *Evaluation de la température du plasma d'arc à partir des transitions Cu I. Comparaison des valeurs obtenues à partir de la méthode relative en utilisant les intensités maximales des raies et en utilisant les surfaces totales des raies. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.*

A partir des intensités maximales de raies

L'évolution de la température à partir des transitions Cu I est représentée en fonction du temps sur la figure 5.27 pour l'intervalle $[2,66 - 3,73]$ ms.

La température évolue depuis 8000 K à 2,66 ms, jusqu'à 10000 K à 3,73 ms.

Cette évolution signifie que :

- l'évolution croissante de la température est incompatible avec l'évolution des grandeurs électriques pour le même intervalle de temps ; de plus, le fusible est un dispositif dont le rôle principal est de dissiper l'énergie : la température maximale ne peut donc pas être obtenue en fin de phénomène ;
- les valeurs restent faibles : elles sont globalement inférieures à 10000 K ; cet ordre de grandeur reste trop faible même en tenant compte du fait que les particules métalliques se répartissent en périphérie de la zone la plus dense en énergie.

L'évolution globale obtenue à partir des intensités maximales semble donc peu valide pour le plasma d'arc de fusible.

A partir des surfaces totales de raies

L'évolution de la température déduite des surfaces totales de raies est nettement différente : la température décroît depuis 22000 K jusqu'à 15000 K sur une durée de 1 ms. La décroissance est rapide jusqu'à 3,0 ms et la valeur se stabilise jusqu'à l'extinction finale.

Les premières valeurs reportées sur la figure 5.27 divergent : ces points coïncident avec l'intervalle de temps pour lequel l'observation et l'exploitation des profils

de raies métalliques ne sont plus possibles en raison du fort élargissement des profils de raies et du rayonnement continu intense.

Synthèse sur l'application de la méthode relative

La température déduite des intensités maximales n'est pas réaliste dans la mesure où elle ne prend pas en compte les élargissements des profils spectraux induits par le mécanisme de coupure.

L'évaluation de la température est donc réalisée à partir des surfaces totales pour les deux types de transitions. La section suivante compare les évolutions observées à partir de ces deux types de transitions.

5.3.2.2 Evolution de la température au cours de la coupure déduite des transitions Si II

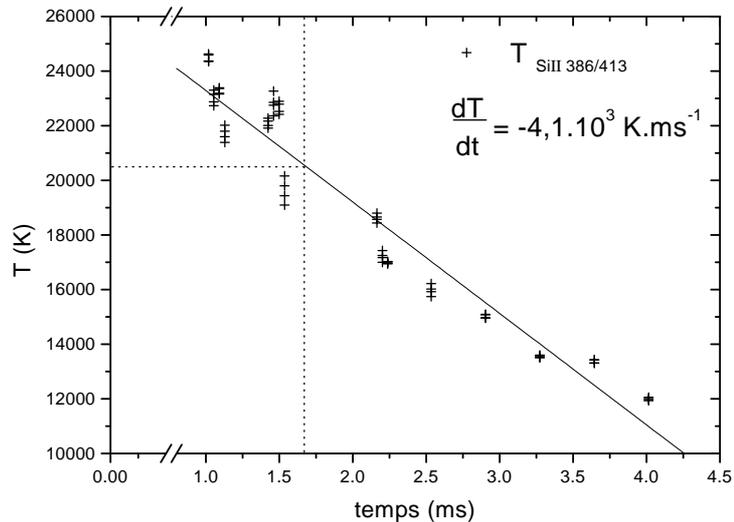


FIGURE 5.28 – Evolution de la température au cours de la coupure à partir des transitions Si II. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3, 2 kA.

L'évolution de la température reportée sur la figure 5.28 est déduite des profils des triplets Si II centrés à 386 nm et 413 nm. Pour chacun de ces triplets, la composante pour laquelle le nombre de transitions par seconde (A_{ul}) est inférieur d'un facteur 10 aux deux autres composantes est négligée ; de plus elles ne sont pas observées sur les spectres car la dispersion n'est pas suffisante. Les profils sont exploités par ajustement d'un profil lorentzien.

Pour chaque instant d'évaluation, les quatre valeurs déduites des quatre surfaces totales de raies sont représentées. Les valeurs diminuent régulièrement sur l'ensemble du phénomène depuis 23000 K jusqu'à 12000 K. La courbe de tendance est déduite par approximation linéaire : le coefficient de décroissance de la température est de l'ordre de $4,1 \cdot 10^3 \text{ K} \cdot \text{ms}^{-1}$. La comparaison des évolutions obtenues à partir des transitions Cu I et Si II montre que :

1. Température déduite de Cu I

- (a) Pour le domaine d'observation accessible $[2,66-4,00]ms$, les valeurs divergent pour les premiers instants d'observation. Pour l'instant $2,66ms$, la valeur déduite du cuivre est de l'ordre de $22000K$, alors que celle déduite du silicium ionisé une fois est de l'ordre de $16000K$. Etant donné que le silicium est localisé dans la zone la plus dense en énergie et donc la plus chaude, les valeurs obtenues au début de l'intervalle d'observation pour le cuivre sont erronées.
- (b) Par conséquent, les transitions Cu I fournissent une valeur de l'ordre de $15000K$, qui reste constante pour l'intervalle $[3,0-4,0]ms$.

2. Température déduite de Si II

- (a) Les triplets Si II sont observables sur la quasi-totalité du phénomène de coupure ; ils donnent donc accès à un grand nombre d'évaluations régulièrement réparties.
- (b) L'évolution globale de la température est logique puisque la décroissance des valeurs est observée sur l'ensemble du phénomène depuis $23000K$ jusqu'à $12000K$.
- (c) La dynamique de variation est sensible : en supposant une décroissance linéaire de la température en première approximation, l'évolution est de l'ordre de $4,1.10^3 K.ms^{-1}$.

5.3.3 Evaluation de la densité électronique

De même que pour la température, il s'agit d'évaluer cette grandeur physique au coeur du plasma d'arc. C'est pourquoi la densité électronique est évaluée à partir de l'observation des paramètres des profils d'intensité des transitions Si II du multiplet centrées à $634,71nm$ et $637,14nm$.

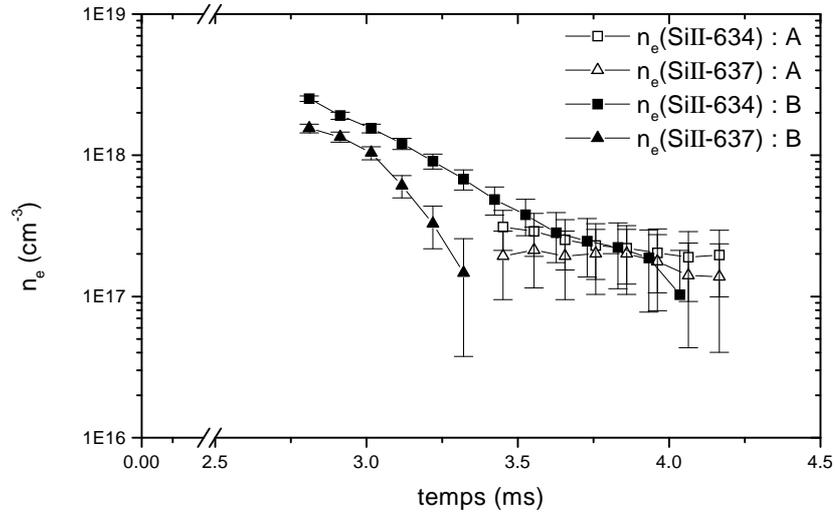


FIGURE 5.29 – *Evaluation de la densité électronique à partir des décalages en longueur d’onde du doublet Si II centré à 634,71 nm et 637,14 nm. Etude de l’influence de la position de l’élément fusible par rapport au hublot de visée : configuration A = élément fusible plaqué sur le hublot ; configuration B = élément fusible placé sur le chant. Tension de charge : 460V ; courant présumé : 3,2 kA.*

5.3.3.1 Hypothèse de l’effet Stark

Il a été montré dans le chapitre 2 que l’élargissement de pression de type Stark est le processus d’élargissement prépondérant pour les transitions Si II. Dans le cadre de cette hypothèse, la densité électronique peut être évaluée par l’observation des décalages en longueur d’onde d’une part, et par l’observation des largeurs à mi-hauteur des profils d’intensité d’autre part.

De plus, de manière à reproduire au plus juste le plasma d’arc de type industriel, deux positions de l’élément fusible par rapport au hublot de visée sont étudiées. La configuration notée A sur la figure 5.29 correspond à l’élément fusible plaqué sur le hublot de visée. La configuration notée B correspond à l’élément fusible placé sur le chant.

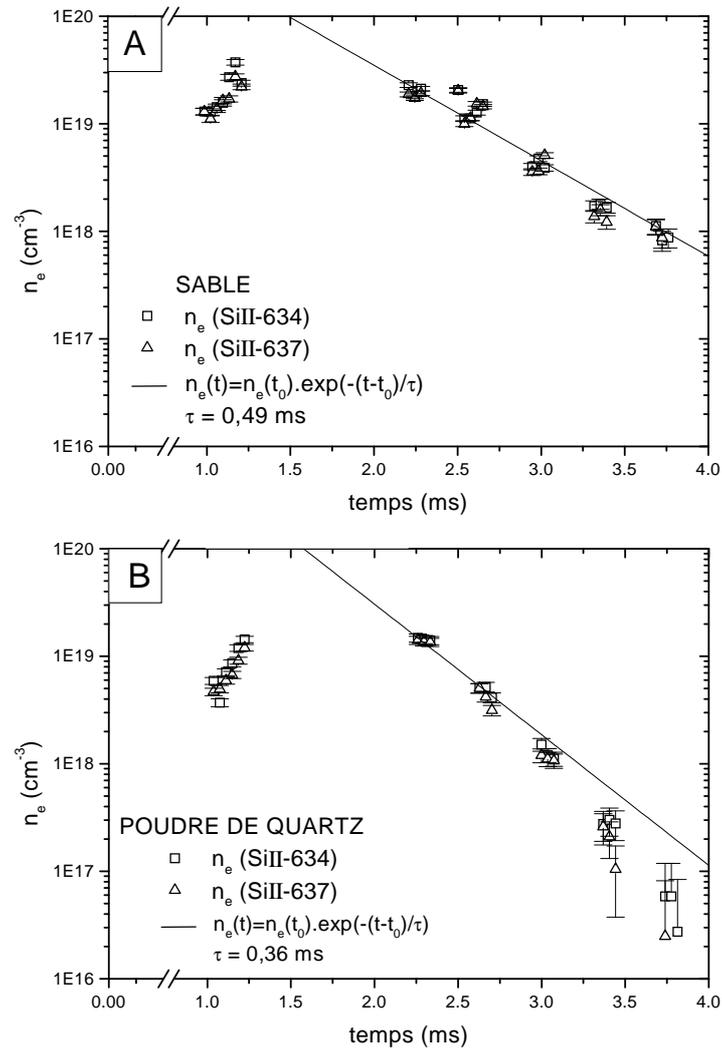


FIGURE 5.30 – Evaluation de la densité électronique à partir des élargissements des profils du doublet Si II centré à 634,71 nm et 637,14 nm. Prise en compte de la nature de la matière de remplissage : **Illustration A** = sable de silice (granulométrie identique à celle du sable industriel) ; **Illustration B** = grains de quartz amorphe ([250–315] μm). Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

Evaluation par observation des décalages en longueur d'onde

L'évolution de la densité électronique présentée sur la figure 5.29 montre que :

- la densité décroît régulièrement pour l'intervalle de temps [2,81–3,93] ms depuis $2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ jusqu'à $1,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$;
- l'incertitude représentée pour chaque évaluation est l'équivalent en longueur de la précision sur l'observation de la longueur d'onde, soit ± 1 pixel ;

- le nombre possible d'évaluations est supérieur dans le cas de la configuration B : étant donné que la surface de contact est inférieure, les interactions entre le plasma d'arc et le hublot de visée sont moindres, et le glissement de la fulgurite sur le hublot est limité.

Evaluation par observation des largeurs à mi-hauteur

Pour estimer l'ordre de grandeur de la précision des densités électroniques évaluées, le premier type d'évaluation est complété par l'évaluation à partir des largeurs à mi-hauteur des profils Si II.

Deux matières de remplissage sont utilisées dans les tests : le but est de déterminer s'il est possible d'observer l'influence des propriétés de la matière de remplissage sur les grandeurs évaluées par spectroscopie. Les deux matières testées sont le sable de silice de granulométrie égale à celle du sable industriel, et les grains de quartz amorphe dont les caractéristiques sont données dans le chapitre 3.

Le nombre de points accessibles par la mesure est augmenté en raison de l'optimisation du réglage des paramètres d'acquisition du mode cinétique d'une part, et de la position de l'élément fusible suivant la configuration B d'autre part.

Les valeurs maximales sont obtenues dans le cas du sable de silice : la densité électronique varie depuis $3,0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ jusqu'à $9,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ sur l'ensemble du phénomène. L'évaluation est impossible pour l'intervalle de temps $[1, 20 - 2, 20] \text{ ms}$ en raison de la disparition du doublet Si II. Les valeurs sont inférieures d'un facteur au moins 2 pour le quartz amorphe. Elles fluctuent de manière significative en fin de phénomène car les intensités des deux transitions Si II deviennent faibles.

5.3.3.2 Constante de temps liée à la décroissance de la densité électronique

Les évolutions présentées sur la figure 5.30 montrent qu'il est possible d'observer l'influence des propriétés de la matière de remplissage sur la densité électronique.

Matière de remplissage	τ_P	τ_{n_e}
Sable de silice	0,46	0,49
Quartz amorphe	0,42	0,36

TABLEAU 5.11 – Comparaison des constantes de temps de décroissance obtenues pour les densités électroniques (τ_{n_e}) et la puissance électrique (τ_P), en fonction de la nature de la matière de remplissage. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

La densité de particules chargées dépend de l'énergie disponible au sein du plasma d'arc. Pour relier l'évolution de la densité électronique avec celle de la puissance électrique, il est nécessaire de définir une constante de décroissance qui décrit la dynamique de variation de la grandeur étudiée. Cette constante de décroissance ($\tau_{grandeur}$) est définie par la relation :

$$grandeur(t) = grandeur(t_0) \times e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{grandeur}}}$$

Cette courbe de tendance est appliquée aux évolutions de la densité électronique (figure 5.30) et de la puissance électrique pour les mêmes intervalles de temps. Les valeurs déduites pour les constantes de décroissance sont données dans le tableau 5.11. Les valeurs de τ_P et τ_{n_e} sont proches dans le cas du sable de silice ; les écarts sont supérieurs dans le cas du quartz amorphe en raison de la dispersion sur les valeurs de la densité électronique obtenue en fin de phénomène.

5.3.4 Précision attendue pour l'évaluation des grandeurs physiques

5.3.4.1 Exploitation des profils d'intensité

D'après les résultats des paragraphes précédents, les transitions Si II sont les seules utilisées pour l'évaluation de la température et de la densité électronique au sein du plasma d'arc.

De manière à optimiser l'exploitation des profils d'intensité par ajustement d'un profil lorentzien, des contraintes sont imposées sur les paramètres d'ajustement, en particulier sur la surface de la transition.

La figure 5.31 représente l'évolution au cours de la coupure des rapports des surfaces calculés pour les composantes des multiplets Si II (1) et (2).

Dans le cas des triplets Si II (1) et (3) utilisés pour l'évaluation de la température, la contrainte sur les rapports des surfaces est imposée sur l'ensemble du phénomène : la procédure d'ajustement diverge légèrement en fin de phénomène, mais les écarts par rapport à la valeur imposée sont négligeables. L'évolution donnée sur l'illustration A de la figure 5.31 pour le multiplet (1) est identique pour le multiplet (3) avec une contrainte imposée à 1,43. Cette démarche est liée au fait que les profils d'intensité se recouvrent en partie pour chaque multiplet.

L'exploitation des profils d'intensité du multiplet Si II (2) est réalisée sans imposer de contrainte sur le rapport des surfaces, car les deux composantes sont nettement distinctes et ne se recouvrent que partiellement sur les ailes de raies. L'illustration B de la figure 5.31 montre les rapports des surfaces déduites des profils d'intensité exploités pour l'évaluation de la densité électronique.

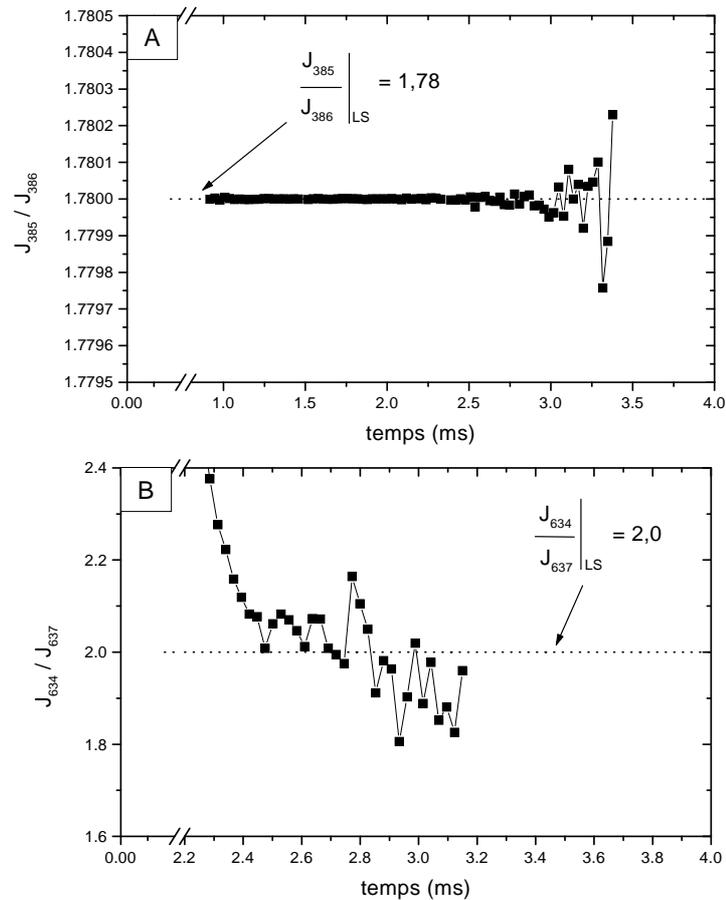


FIGURE 5.31 – Evolution au cours du phénomène de coupure des rapports des surfaces pour les multiplets (1) et (2) du silicium ionisé une fois dans le cadre du couplage LS [LES83]. Tension de charge : 460V ; courant présumé : 3,2kA.

- Deux intervalles de temps dans le phénomène de coupure apparaissent :
- depuis le début du phénomène jusqu'à 2,2ms : étant donné que pour cet intervalle de temps les élargissements et l'intensité totale des raies sont maximaux, les écarts par rapport à la valeur donnée dans le cadre du couplage LS sont importants ;
 - depuis 2,2ms jusqu'à la disparition du multiplet (2), les valeurs convergent vers la valeur théorique.

5.3.4.2 Formulation des grandeurs exploitées

Formulation des températures

Les quatre composantes spectrales exploitées à partir des multiplets Si II (1) et (3) fournissent quatre valeurs obtenues en tenant compte des rapports des surfaces en couplage LS. Pour chaque point d'évaluation, la température

sera exprimée sous la forme :

$$T(t) = \langle T_i(t) \rangle \pm \sigma_{T_i(t)}$$

où $\langle T_i(t) \rangle$ représente la moyenne sur les quatre valeurs exploitées, et $\sigma_{T_i(t)}$ représente l'écart type sur ces quatre valeurs.

Formulation des densités électroniques

Les densités électroniques sont évaluées à partir des profils lorentziens ajustés sur les profils expérimentaux des transitions du multiplet (2). L'incertitude sur la valeur est définie par l'équivalent de l'incertitude sur l'observation de la largeur à mi-hauteur exprimé en cm^{-3} . La densité électronique sera donc exprimée pour chacune des composantes i sous la forme :

$$n_{e,i}(t) = n_e(w_i(t)) \pm \Delta n_e(w_i(t))$$

où $n_e(w_i(t))$ est la densité déduite pour la composante i , et $\Delta n_e(w_i(t))$ représente l'incertitude sur la valeur.

Premiers résultats

Les premiers résultats ont fait l'objet d'une publication présentée dans l'annexe H.

La température est évaluée par application de la méthode relative en utilisant les intensités des multiplets Si II (1) et (3). La densité électronique est déduite de l'observation des décalages en longueur d'onde des deux transitions du multiplet Si II (2).

5.4 Caractérisation de la couche limite sodium

Le profil d'émission du rayonnement issu du plasma d'arc pendant le phénomène de coupure fluctue suivant l'instant d'observation et suivant l'intervalle spectral observé.

Pour l'intervalle de temps $[1, 2-2, 2]ms$, les profils de raies tendent à disparaître au profit d'un rayonnement continu plus intense. Le doublet Na I (D) centré à $589nm$, observé en absorption, est considérablement élargi : il est représentatif de l'existence d'une couche de vapeur de sodium, localisée en périphérie de la zone d'arc, et de température plus basse que la zone d'arc.

A partir du profil Na I (D) en absorption, il est possible d'évaluer les grandeurs physiques caractérisant la couche de vapeur.

5.4.1 Formulation des hypothèses

La procédure détaillée ci-après implique de supposer un milieu homogène.

L'intensité du rayonnement émis par la couche superficielle du plasma $I_\nu(T)$, à la fréquence ν et à la température T est donnée par [ARA99] :

$$I_\nu(T) = B_\nu(T) \cdot e^{-(k_{\nu,Na_1} + k_{\nu,Na_2}) l_{Na}} \quad (5.1)$$

où l_{Na} est l'épaisseur de la couche sodium, et $B_\nu(T)$ est la luminance spectrique du corps noir définie à la fréquence ν et pour la température T :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \times \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (5.2)$$

où h est la constante de Planck, c est la célérité dans le vide, k est la constante de Boltzmann.

Les coefficients d'absorption monochromatiques définis pour les deux transitions Na I s'expriment par [GRI64] :

$$k_{\nu,Na_i} = \frac{\pi e^2}{mc} N_{Na} \cdot f_{Na_i} \cdot p_{\nu,Na_i} \quad (5.3)$$

où e est la charge de l'électron, m est la masse de l'électron, N_{Na} est la densité d'atomes sodium de la couche superficielle, f_{Na_i} est la force d'oscillateur associée à la composante i du doublet, et p_{ν,Na_i} est le profil de distribution de l'intensité pour chacune des deux transitions. Pour chaque raie de résonance, le profil résulte de l'élargissement de résonance qui est défini par un profil lorentzien :

$$p_{\nu,Na_i} = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\gamma_{Na_i}}{2}}{(\nu - \nu_{0,Na_i})^2 + \left(\frac{\gamma_{Na_i}}{2}\right)^2} \quad (5.4)$$

où ν_{0,Na_i} est la fréquence centrale théorique de la transition i , et γ_{Na_i} est la demi-largeur à mi-hauteur de la raie de résonance. Elle s'exprime par [MAR36] :

$$\gamma_{Na_i} = \frac{e^2 f_{Na_i} N_{Na}}{2\pi m \nu_0} \quad (5.5)$$

Les forces d'oscillation pour l'absorption sont calculées à l'aide de l'expression :

$$f_{Na_i} = 1,50 \cdot 10^{-16} \times A_{ul,Na_i} \times \frac{g_{u,Na_i}}{g_{l,Na_i}} \times \lambda_{Na_i}^2 \quad (5.6)$$

où A_{ul,Na_i} est la probabilité d'émission, g_{u,Na_i} (g_{l,Na_i}) est le poids statistique du niveau d'énergie supérieur (inférieur), λ_{Na_i} est la longueur d'onde de la raie de résonance (exprimée en Å). Le calcul donne :

$$\begin{aligned} f_{Na_1} &= 0,647 \quad \text{pour} \quad \lambda_{Na_1} = 588,99 \text{ nm} \\ f_{Na_2} &= 0,322 \quad \text{pour} \quad \lambda_{Na_2} = 589,59 \text{ nm} \end{aligned}$$

5.4.2 Application au spectre du plasma d'arc de fusible

Les spectres étudiés sont issus de tests pour lesquels le hublot de visée n'est constitué que par le hublot en verre. Le sodium observé sur les spectres est issu de ce verre. Il caractérise donc la zone périphérique du plasma d'arc.

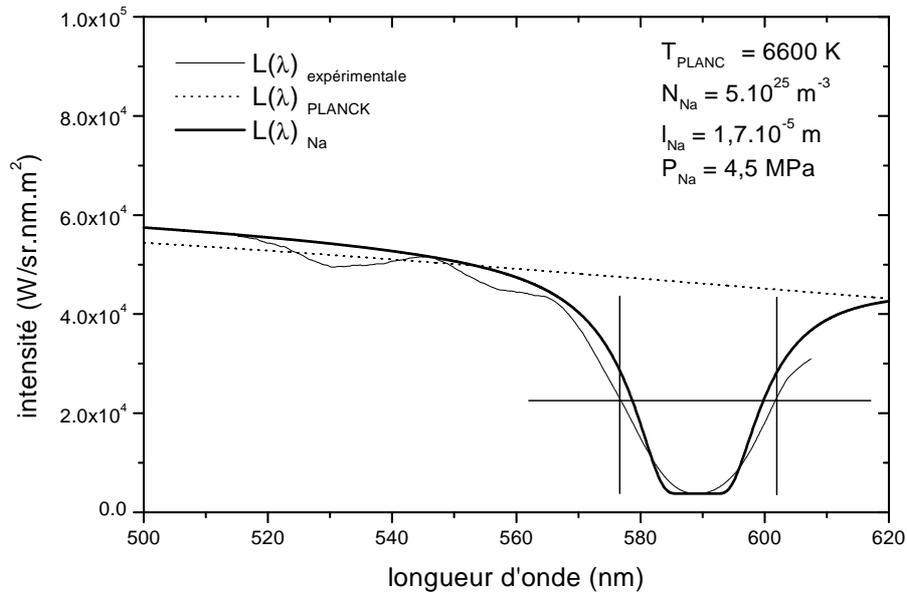


FIGURE 5.32 – Spectre centré sur Na I (D) obtenu 1,77 ms après le début du phénomène. Conditions du test : élément fusible en argent ; tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

Les spectres sont pris dans l'intervalle $[1, 2 - 2, 2] ms$ pour lequel les niveaux de puissance électrique sont les plus grands. L'exemple pris à l'instant 1,77 ms présenté sur la figure 5.32 montre l'existence d'un élargissement de l'ordre de 20 à 25 nm. Pour cet instant d'observation, l'application de la méthode conduit aux paramètres suivants :

$$\begin{aligned}
 T_{PLANCK} &= 6600 \text{ K} \\
 N_{Na} &= 5.10^{25} \text{ at.m}^{-3} \\
 l_{Na} &= 1,7.10^{-5} \text{ m} \\
 P_{Na} &= 4,5 \text{ MPa}
 \end{aligned}
 \tag{5.7}$$

La pression notée P_{Na} est déduite de la densité en atomes de sodium de la couche périphérique par application de la loi des gaz parfaits.

Les valeurs des quatre paramètres pour l'intervalle $[1, 2 - 2, 2] ms$ sont données sur la figure 5.33.

La température déduite par ajustement d'une courbe de corps noir reste ap-

proximativement égale à 6500 K . L'épaisseur de la couche vapeur est globalement comprise entre $10\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$. La dynamique de variation des densités est supérieure, et l'instant d'observation de la valeur maximale coïncide avec le maximum de puissance électrique. Les densités en atome sodium varient depuis $1,5 \cdot 10^{25}\text{ m}^{-3}$ jusqu'à $8 \cdot 10^{25}\text{ m}^{-3}$, ce qui entraîne des pressions absolues de l'ordre de 5 MPa .

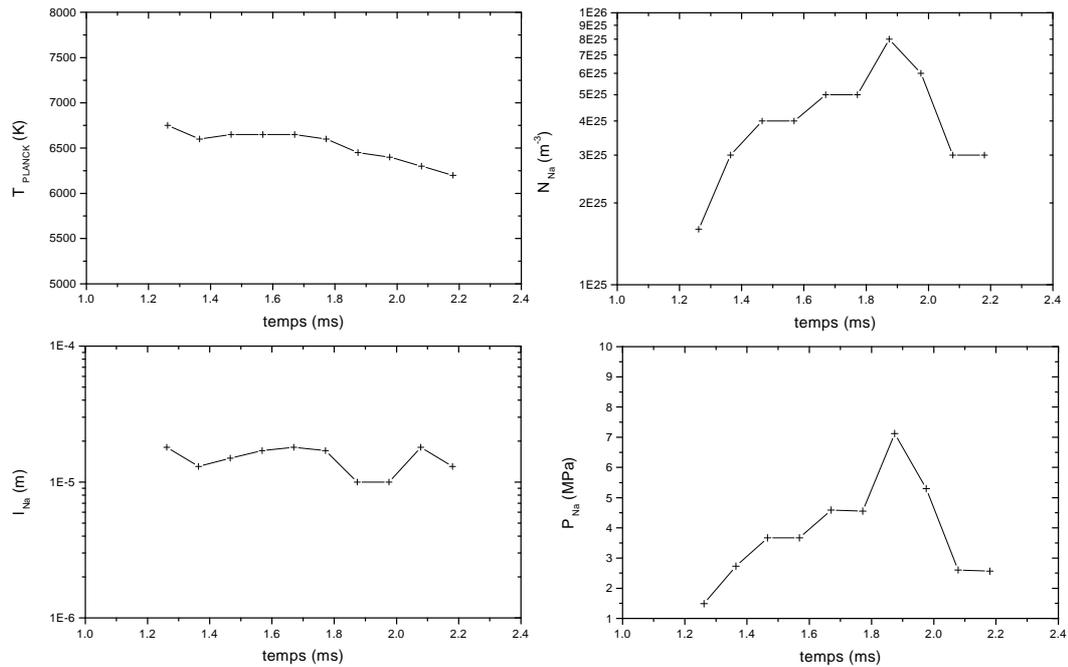


FIGURE 5.33 – Paramètres de caractérisation de la couche limite sodium. T_{PLANCK} : température obtenue par superposition d'un spectre de corps noir ; N_{Na} : densité en atomes Na I ; l_{Na} : épaisseur de la couche limite ; P_{Na} : pression déduite de la densité en atomes Na I. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : $3,2\text{ kA}$.

Les pressions obtenues sont du même ordre de grandeur que celles présentées dans [SAQ99b] et [MUR99a]. Dans [SAQ99b], il est montré que le maximum de pression coïncide avec le maximum de puissance électrique, et vaut $5,6\text{ MPa}$ pour un courant présumé de 4 kA . Les valeurs présentées dans [MUR99a] sont légèrement plus faibles : $1,5\text{ MPa}$ au maximum de puissance électrique. Cette différence s'explique par la différence de distance par rapport à l'arc pour les deux mesures.

5.5 Influence des propriétés de la matière de remplissage sur l'établissement et l'extinction de l'arc de coupure dans le fusible en moyenne tension

La matière de remplissage étudiée est du sable de silice dont les principales caractéristiques sont données dans le chapitre 2.

Le but de cette étude est la compréhension des mécanismes physiques intervenant dans le mécanisme de coupure, et en particulier les mécanismes de transfert de l'énergie. Etant donné que la plus grande partie de l'énergie injectée est dissipée en direction de la matière de remplissage, il est nécessaire de prendre en compte l'influence des propriétés macroscopiques de la matière de remplissage sur les évolutions des paramètres électriques et physiques au cours du phénomène de coupure.

Les grandeurs étudiées sont définies en fonction de deux paramètres : la granulométrie, et la masse volumique du sable compacté, qui sont essentielles dans la mise au point d'un fusible de type industriel.

5.5.1 Configuration des tests

5.5.1.1 Caractéristiques de la matière de remplissage

Dénomination	Intervalle granulométrique (μm)	Masse volumique du sable compacté ($g.cm^{-3}$)
g = 200	[200-250]	1,61
g = 250	[250-315]	1,65
g = 315	[315-355]	1,69
g = 355	[355-400]	1,72
g = 400	[400-450]	1,77
g = 450	[450-500]	1,75

TABLEAU 5.12 – *Masses volumiques de compactage obtenues pour les intervalles de granulométrie étudiés.*

La matière de remplissage est du sable de silice pur à plus de 99,8 %, ce qui limite le nombre d'espèces chimiques observables par spectroscopie. Les six intervalles de granulométrie sont donnés dans le tableau 5.12 ; pour chaque intervalle étudié, la masse volumique du sable compacté est donnée : les valeurs sont celles qui sont obtenues pour un réarrangement maximal des grains.

Pour relier les caractéristiques de la matière de remplissage avec l'efficacité des mécanismes de transfert de l'énergie, il est nécessaire de spécifier la forme des grains.

Définition du facteur de forme

La caractérisation est aisée lorsque les particules peuvent être assimilées à des sphères. Mais il n'existe que très peu de données sur des particules dont la forme est quelconque. D'après [REI76], il est possible de définir un facteur de forme f par l'expression :

$$f = \frac{v}{D^3}$$

où v est le volume de la particule, D est la taille moyenne de la particule.

L'utilisation de ce facteur de forme implique de déterminer le volume d'une particule : ce paramètre est difficilement accessible. A partir de la mesure de la masse d'un grain de sable pour une granulométrie donnée (Annexe F), le volume d'un grain est défini par le rapport de la masse d'un grain sur la densité théorique. Les facteurs de forme obtenus sont représentés sur la figure 5.34 en fonction de la granulométrie. Les valeurs proches de la valeur unité correspondent à une forme irrégulière ; les grains de l'intervalle granulométrique $g = 400\mu m$ sont les plus réguliers.

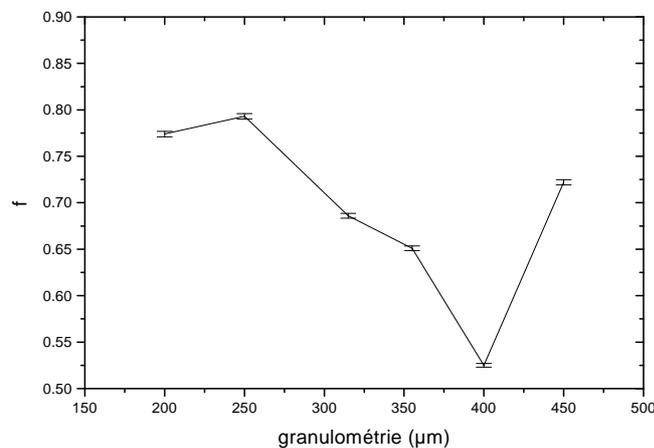


FIGURE 5.34 – Evolution du facteur de forme en fonction de la granulométrie (d'après [REI76]).

Etant donné que le seul paramètre accessible directement par la mesure est la masse d'un grain, les valeurs de la masse déduite de la mesure sont comparées sur la figure 5.35 avec les masses équivalentes correspondant à des grains sphériques et cubiques. Les deux courbes de tendance sont calculées à l'aide des valeurs centrales de chaque intervalle granulométrique. L'évolution des masses mesurées est semblable à celle obtenue en supposant des

grains sphériques; les valeurs coïncident parfaitement pour la granulométrie $g = 400 \mu m$.

Le facteur de forme et l'évaluation de la masse d'un grain montrent donc que la granulométrie pour laquelle la forme des particules est la plus régulière est $g = 400 \mu m$.

Coefficients liés aux mécanismes de dissipation de l'énergie

Soient α_ϕ et α_λ ces deux paramètres définis par :

$$\alpha_\phi = \frac{g^2}{m} \quad [\alpha_\phi] = m^2 \cdot g^{-1} \quad \alpha_\lambda = \frac{g}{m} \quad [\alpha_\lambda] = m \cdot g^{-1}$$

où g est la granulométrie et m est la masse d'un grain.

Les valeurs des deux paramètres sont données sur la figure 5.36; α_ϕ et α_λ sont respectivement liés au flux de puissance et à la conductivité thermique. L'illustration C de la figure 5.36 donne l'évolution en fonction de la granulométrie de la surface totale d'une particule, comparée avec les surfaces obtenues en supposant des grains sphériques et des grains cubiques. Les valeurs expérimentales convergent vers l'approximation cubique. Il existe un facteur 5 entre les surfaces totales extrêmes.

Les conclusions relatives au facteur de forme et au coefficient α_ϕ montrent qu'il est très difficile de définir précisément la forme des grains.

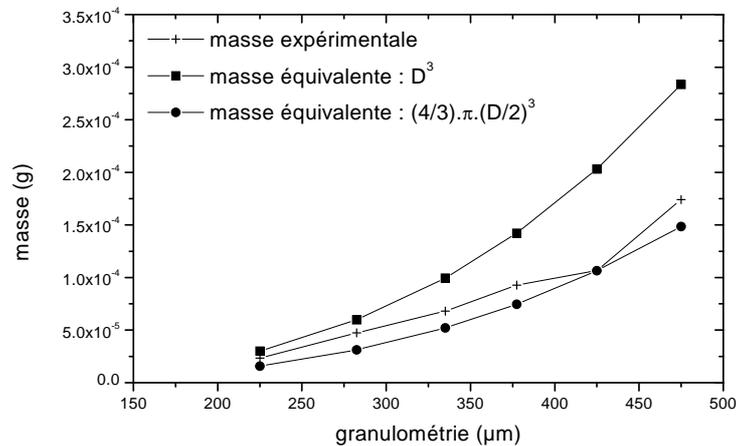


FIGURE 5.35 – Comparaison de la masse mesurée d'un grain de sable de silice avec la masse équivalente déterminée pour les volumes cubiques et sphériques en fonction de la granulométrie.

5.5.1.2 Configuration des acquisitions électriques et spectroscopiques

Les tests sont tous réalisés dans les mêmes conditions de décharge du banc de capacités et d'acquisition du rayonnement.

Conditions de décharge

Les tests sont réalisés avec une tension de charge de 460 V ; le courant de défaut est de l'ordre de $3,2\text{ kA}$; le $\frac{di}{dt}$ est de l'ordre de $2,1 \cdot 10^6\text{ A.s}^{-1}$.

La reproductibilité des tests est vérifiée par observation du temps de préarc.

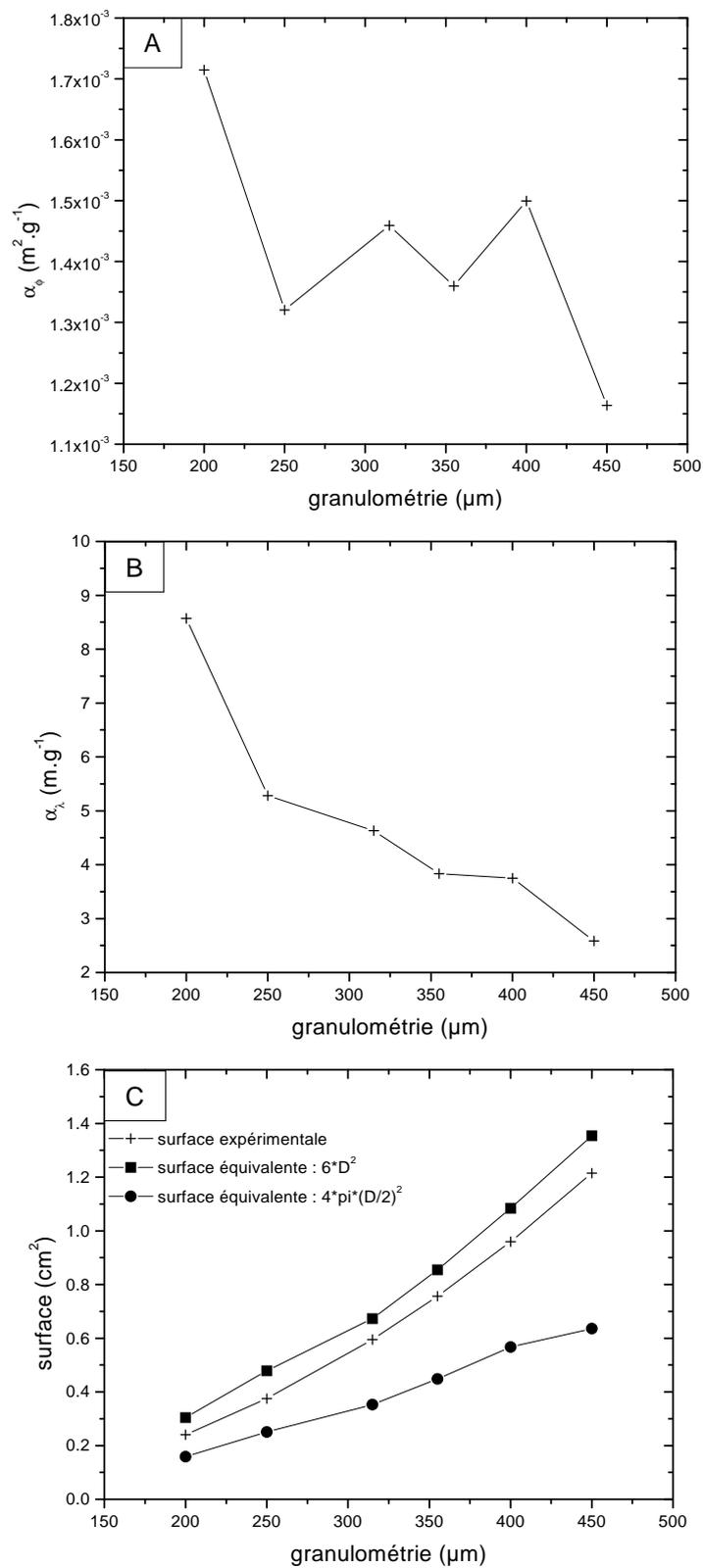


FIGURE 5.36 – Evolution des paramètres α_ϕ (Illustration A), α_λ (Illustration B) et $\alpha_\phi \times m_{1\text{grain}}$ (Illustration C) en fonction de la granulométrie.

Acquisition du rayonnement

Durée d'une trace (<i>ms</i>)	Nombre de traces	Durée totale (<i>ms</i>)	Domaine spectral (<i>nm</i>)
0,038	94	3,52	[355-445]
0,022	143	3,12	[620-650]

TABLEAU 5.13 – Paramètres de réglage du mode cinétique et nombre de traces d'acquisition (figure 3.15).

Le spectromètre est utilisé en mode cinétique. Deux configurations de réglage de la matrice CCD sont adoptées suivant le domaine spectral observé (tableau 5.13).

5.5.2 Mesure des grandeurs électriques

Les résultats sur les grandeurs observées sont présentées sous la forme :

$$grandeur = \langle grandeur \rangle \pm \sigma_{grandeur}$$

où $\langle grandeur \rangle$ est la valeur moyenne de la grandeur déduite de 5 essais au minimum, et $\sigma_{grandeur}$ est l'écart type correspondant.

5.5.2.1 Durée du phénomène

L'observation porte sur l'établissement du courant à interrompre et sur la dynamique de décroissance du courant électrique.

Les valeurs du $\frac{di}{dt}$ sont identiques pour les six granulométries, et sont centrées sur $2,1 \cdot 10^6 \text{ A.s}^{-1}$.

Pour la seconde partie du régime d'arc, le courant décroît suivant une loi exponentielle du type :

$$i(t) = i_0 \cdot e^{-(t-t_0)/\tau}$$

où i_0 est la valeur instantanée du courant pris à l'instant t_0 , et τ est la constante de temps de coupure. Cette courbe de tendance est appliquée pour l'intervalle de temps depuis 2 ms jusqu'à la fin du phénomène.

Les résultats sont présentés sur la figure 5.37 en fonction des deux paramètres (granulométrie et masse volumique du sable compacté). La constante de coupure décroît régulièrement en fonction de la masse volumique d'un facteur 2 depuis $\rho = 1,61 \text{ g.cm}^{-3}$ jusqu'à $\rho = 1,77 \text{ g.cm}^{-3}$. L'évolution en fonction de la granulométrie est semblable : la cassure observée pour $g = 400 \mu\text{m}$ est reproductible.

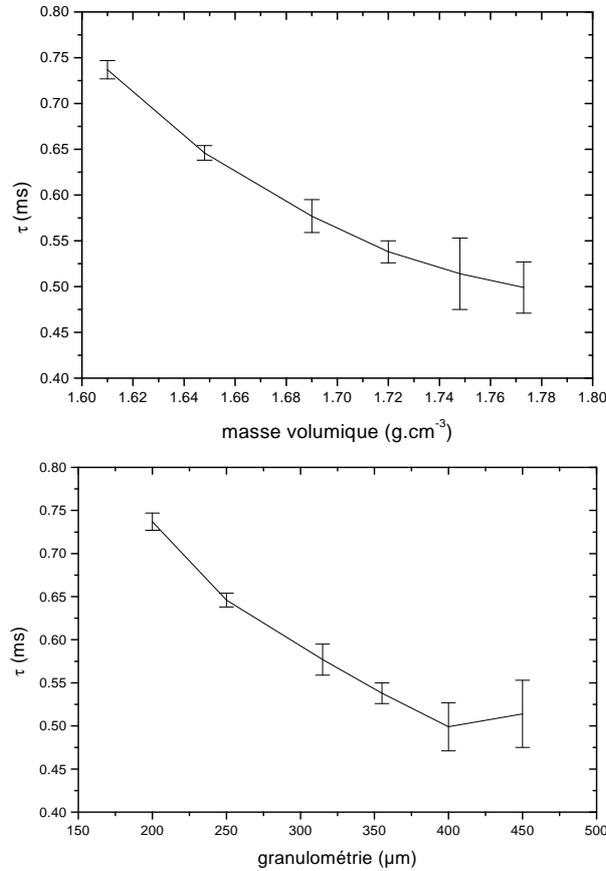


FIGURE 5.37 – Evolution de la constante de temps de coupure en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

5.5.2.2 Contraintes thermiques de préarc et totale

Les contraintes thermiques pour le régime de préarc ($[0 - 0,85] ms$) et pour l'ensemble du phénomène ($[0 - 4] ms$) sont représentées sur la figure 5.38. Ces deux intervalles de temps sont dissociés de manière à déterminer si le régime de préarc est adiabatique d'une part, et de manière à qualifier l'influence des deux paramètres sur l'ensemble du phénomène d'autre part.

Pendant le régime de préarc, la température de l'élément fusible est augmentée par passage du courant électrique, en particulier au niveau des sections réduites. Le temps nécessaire pour créer l'arc dépend principalement de deux facteurs (pour un élément fusible donné) : la valeur du courant électrique et donc le $\frac{di}{dt}$, et les éventuels transferts thermiques au voisinage de l'élément fusible. Le premier facteur est négligé car les valeurs sont identiques pour tous les tests. Par contre, les propriétés de la matière de remplissage conditionnent le transfert de chaleur : le nombre de contacts entre les grains et les surfaces de contact déterminent la capacité de transfert et sont directement liés à la

granulométrie et à la masse volumique. La figure 5.38 montre que la valeur de $I^2.t_{PREARC}$ augmente avec la granulométrie et la masse volumique. Une granulométrie croissante implique que le nombre de contacts entre grains diminue, mais que la surface de contact augmente : cet accroissement est d'autant plus important que la forme du grain est régulière. Par conséquent, le transfert de chaleur par conduction du rayonnement thermique depuis l'élément fusible vers la matière de remplissage augmente ; et étant donné que la conductivité thermique du quartz est quarante fois supérieure à celle de l'air [REI76], la matière de remplissage est donc le principal support de transfert de la chaleur. C'est pourquoi les valeurs de $I^2.t_{PREARC}$ sont supérieures pour les granulométries les plus importantes.

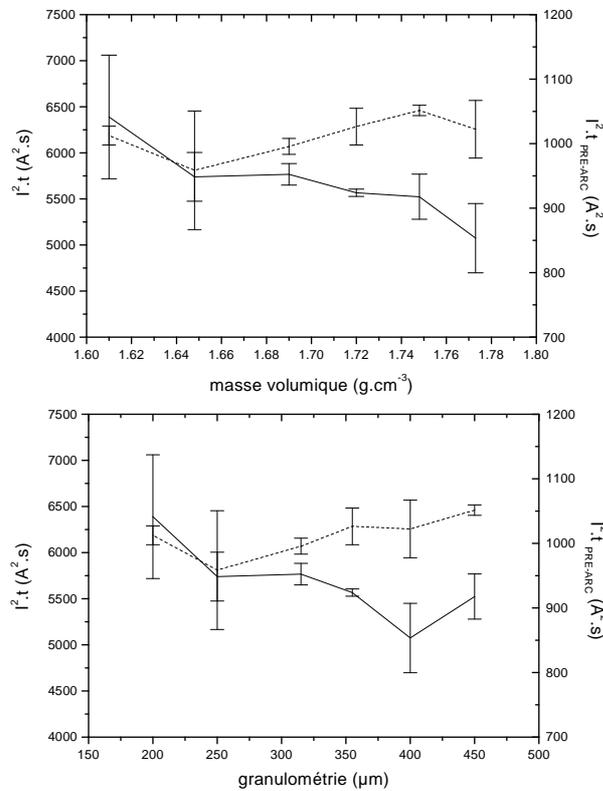


FIGURE 5.38 – Evolution de la contrainte thermique en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. — : grandeur exprimée pour le régime de préarc ; — — : grandeur exprimée pour le phénomène total. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

L'évolution sur l'ensemble du phénomène est différente : les valeurs de $I^2.t$ diminuent avec une masse volumique croissante. Le minimum est obtenu pour $g = 400\mu m$, ce qui correspond à une masse volumique $\rho = 1,77 g.cm^{-3}$, et à la plus petite valeur du facteur de forme. Cette évolution implique l'existence d'un mécanisme de dissipation de l'énergie autre que le transfert par rayonnement.

5.5.2.3 Energie de préarc et énergie totale

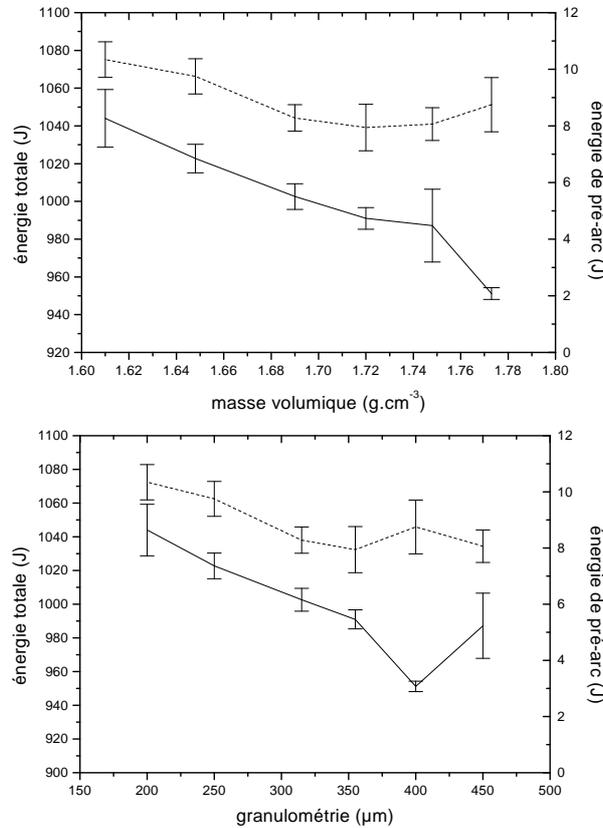


FIGURE 5.39 – Evolution de l'énergie en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. — : grandeur exprimée pour le régime de préarc; — : grandeur exprimée pour le phénomène total. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

L'énergie de préarc et l'énergie totale sont représentées sur la figure 5.39 en fonction de la granulométrie et de la masse volumique.

L'énergie correspondant au régime de préarc reste globalement du même ordre de grandeur : la décroissance observée est de l'ordre de 20%, mais cette variation est à nuancer en raison des incertitudes sur les valeurs mesurées.

L'énergie est nettement décroissante sur l'ensemble du phénomène : la variation en fonction de la masse volumique est régulière ; elle présente un minimum pour la granulométrie $g = 400\mu\text{m}$ qui est de l'ordre de 90% de la valeur maximale obtenue pour la granulométrie la plus faible. Ce rapport égal à 1,1 est le même que le rapport obtenu entre les valeurs extrêmes de la masse volumique du sable compacté (chapitre 3).

La quantité d'énergie dissipée est donc directement influencée par les propriétés de la matière de remplissage. Au début du régime d'arc, l'énergie est en grande partie retenue à l'intérieur du canal d'arc ; elle est responsable de l'augmen-

tation des dimensions et de la température du canal d'arc. Pour le reste du régime d'arc, l'énergie est dissipée en direction de la matière de remplissage.

Trois mécanismes sont à prendre en compte :

1. **Le transfert par rayonnement** : il est généralement négligé en raison de la faible valeur de l'énergie supposée transférée ; son évaluation est de plus complexe ;
2. **Le transfert par diffusion de matière** : sous l'effet de la surpression due à la création de l'arc, la matière liquide diffuse en direction de la périphérie de la colonne d'arc, à travers les grains de silice ; ce mode de transfert sera précisé par l'analyse des dimensions de la fulgurite ;
3. **Le transfert par conduction** : plus la granulométrie augmente, plus le nombre et la surface des contacts entre grains augmentent ; la surface d'échange globale disponible est donc supérieure et le flux dissipé en direction de la matière de remplissage augmente. L'énergie retenue dans la colonne d'arc est donc inférieure, et les dimensions de la fulgurite doivent donc augmenter avec la granulométrie.

5.5.2.4 Structure de la fulgurite

De manière à préciser l'importance du phénomène de diffusion de la matière dans le mécanisme de dissipation de l'énergie, les dimensions externes de la fulgurite sont observées en fonction de la granulométrie et de la masse volumique du sable compacté (figure 5.40).

Deux paramètres principaux influencent la structure de la fulgurite [LAK78] : la géométrie des éléments fusibles (qui est identique pour chacun des tests) et la masse volumique. Les résultats montrent que :

1. La longueur de la fulgurite reste globalement centrée autour d'une valeur moyenne de l'ordre de $18,6 \text{ mm}$; les écarts par rapport à cette valeur moyenne sont engendrés par les fluctuations liées à la mesure, car la limite entre la fulgurite et la partie de l'élément fusible non érodée n'est pas toujours précise. D'autre part, ce résultat montre que les transferts de matière suivant l'axe de l'élément fusible sont négligeables, puisque la largeur de la fulgurite est identique à la partie érodée de l'élément fusible.
2. L'épaisseur et le poids de la fulgurite dépendent directement de la granulométrie et de la masse volumique ; les valeurs maximales sont obtenues pour $g = 450 \mu\text{m}$ et $\rho = 1,75 \text{ g.cm}^{-3}$.

Les mécanismes de diffusion de la matière, responsables de l'expansion de la fulgurite, augmentent donc avec la granulométrie : plus la granulométrie augmente, plus le volume des interstices augmente, ce qui facilite le transfert de la matière.

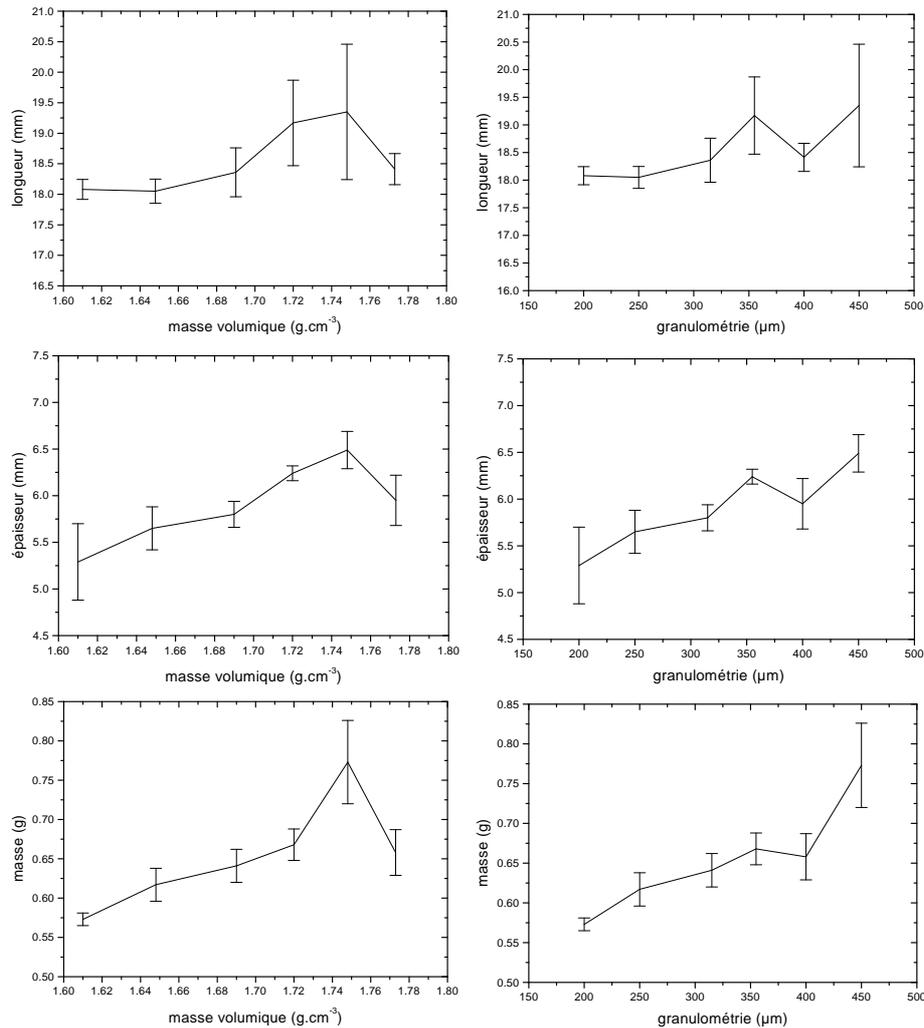


FIGURE 5.40 – *Evolution des dimensions et de la masse de la fulgurite en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.*

La partie interne de la fulgurite est constituée par une cavité dont la section dépend en chaque point de l'énergie dissipée en ce point [LAK78]. Pour les tests réalisés, le volume correspondant est assez important en raison des niveaux de courant à interrompre. Le volume est sensiblement supérieur à celui de l'élément fusible initialement présent dans cette zone.

5.5.2.5 Tension maximale aux bornes du fusible

La figure 5.41 représente l'évolution de la tension maximale observée aux bornes du fusible, en fonction de la masse volumique et de la granulométrie. Les valeurs varient depuis 490 V pour $\rho = 1,61 \text{ g.cm}^{-3}$ jusqu'à 560 V pour $\rho = 1,77 \text{ g.cm}^{-3}$. La valeur maximale est observée pour $g = 400 \text{ }\mu\text{m}$. L'instant correspondant à cette tension maximale dépend également des ca-

ractéristiques de la matière de remplissage : l'instant d'observation est centré dans un intervalle de $0,2\text{ ms}$ de borne inférieure $2,2\text{ ms}$.

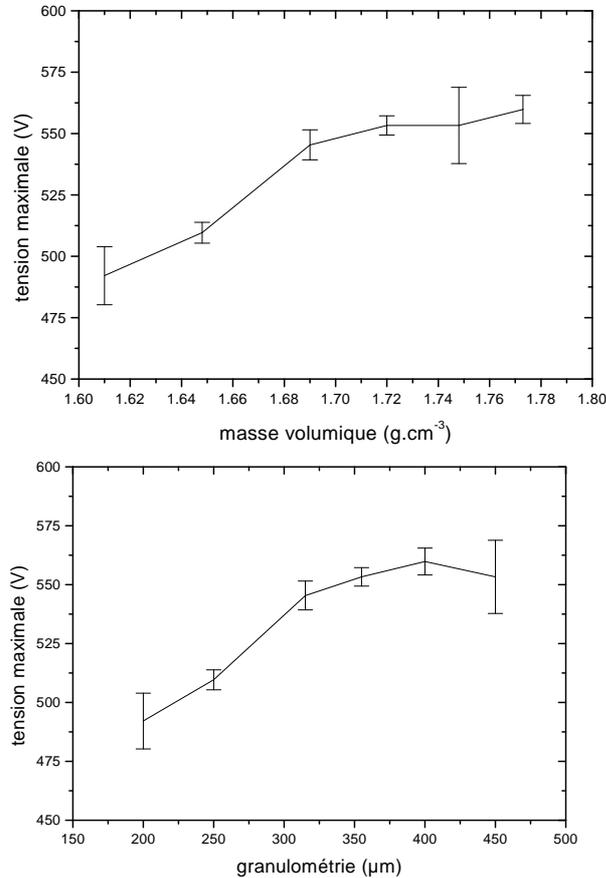


FIGURE 5.41 – Evolution de la tension maximale en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : $3,2\text{ kA}$.

Pour le même domaine de variation des paramètres étudiés, la contrainte thermique totale diminue ; la résistivité de la colonne d'arc semble donc augmenter avec la granulométrie, ce qui tend à réduire la durée du mécanisme d'extinction (Figure 5.37).

5.5.3 Mesure de la température

5.5.3.1 Evolution sur l'ensemble du phénomène

La figure 5.42 représente l'évolution de la température au cours de l'extinction du plasma d'arc pour les six granulométries.

La température décroît régulièrement : de l'ordre de 20000 K à en début de phénomène, jusqu'à 12000 K en fin de phénomène. L'évolution présentée pour

$g = 200 \mu\text{m}$ est nettement différente des autres tendances : en raison de la granulométrie très faible, les grains de sable de silice s'intercalent entre l'élément fusible et le hublot de visée. L'intensité du rayonnement émis est donc atténuée partiellement : c'est pourquoi la température évolue relativement peu sur l'ensemble du phénomène ; elle reste de l'ordre de 16000 K .

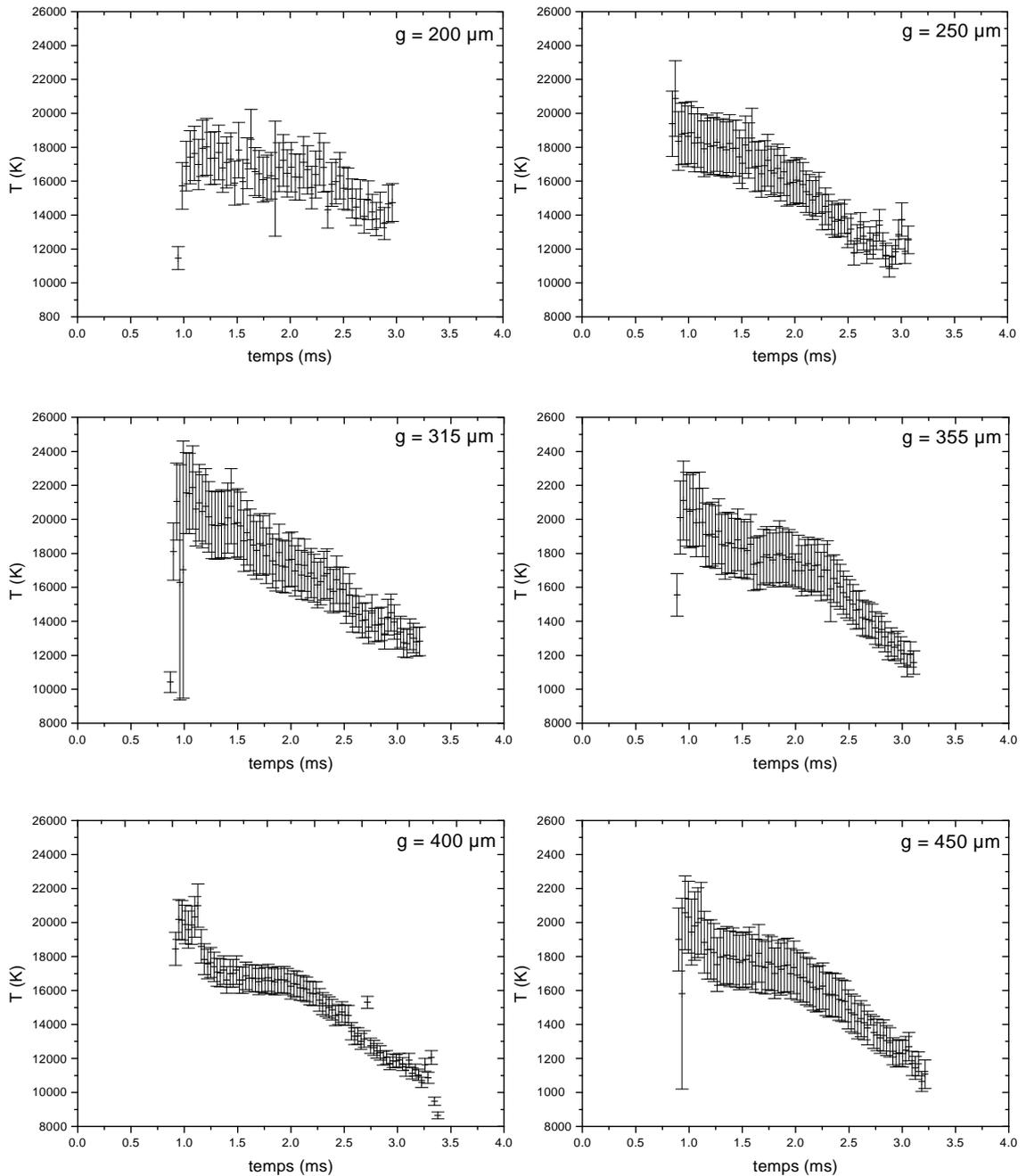


FIGURE 5.42 – Evolution de la température au cours du phénomène de coupure en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : $3,2 \text{ kA}$.

5.5.3.2 Constante de décroissance de la température pour le régime d'arc

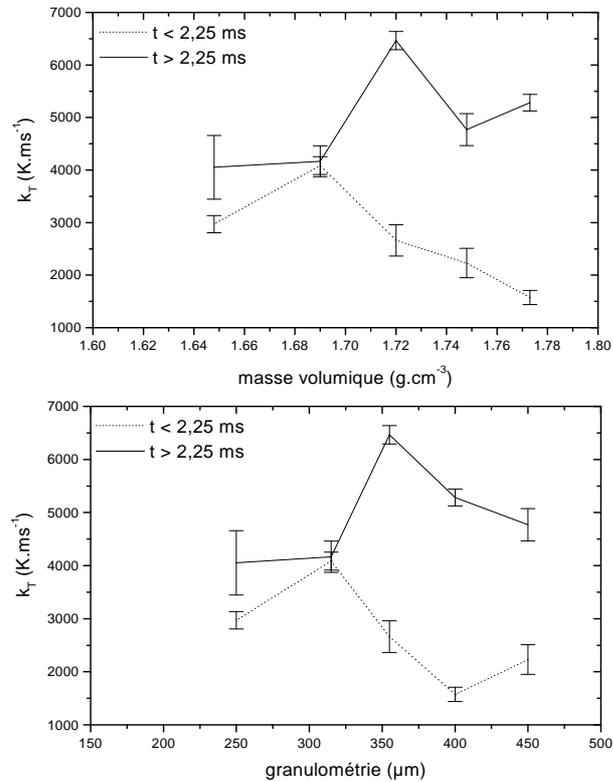


FIGURE 5.43 – Evolution de la constante de décroissance de la température (k_T) en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

Evolution globale

La décroissance de la température peut être décomposée en deux intervalles de temps distincts ; ces deux régimes de décroissance sont définis en fonction de la constante de décroissance de la température (k_T) représentée sur la figure 5.43. L'expression de cette constante résulte de la tendance linéaire observée pour chacun des deux intervalles observés :

- **depuis le début du régime d'arc jusqu'à 2,25 ms** : la décroissance de la température est plus rapide pour les granulométries les plus faibles. Il existe un facteur 2,6 entre les granulométries $g = 315 \mu\text{m}$ et $g = 400 \mu\text{m}$;
- **depuis 2,25 ms jusqu'à la fin du phénomène** : le coefficient de décroissance de la température augmente avec la granulométrie et la masse volumique. La valeur maximale est obtenue pour la granulométrie $g = 350 \mu\text{m}$.

Justification de l'évolution en deux phases

1. Intervalle de temps [0,85-2,25] ms

- (a) Pour les granulométries les plus faibles, l'énergie emmagasinée est la plus importante, car les mécanismes de diffusion de la matière liquide sont les moins efficaces en raison du volume plus faible des interstices ; donc, pour un instant donné, la température est plus importante : ceci est en particulier nettement observé au début de l'intervalle de temps.
- (b) Le paramètre α_λ ¹ est supérieur pour les plus faibles granulométries ; la capacité à dissiper l'énergie par conduction thermique est plus importante, et ce mécanisme assure donc le transfert de l'énergie en début de phénomène.
- (c) Pour les plus grandes granulométries, le paramètre α_λ est le plus petit ; la température et la constante de décroissance sont donc plus faibles, d'autant plus que l'énergie emmagasinée est inférieure car la diffusion de matière est plus importante.
- (d) Pour l'instant 2,25 ms, les températures sont identiques : de l'ordre de 17000 K quelle que soit la granulométrie ; ce résultat est logique dans la mesure où les énergies emmagasinées sont de l'ordre de 840 J : les écarts entre les différentes granulométries sont inférieurs à 3%.

2. Intervalle de temps [2,25-4,00] ms

- (a) Les constantes de décroissance de la température sont supérieures pour les plus grandes granulométries ; les valeurs maximales sont obtenues pour $g = 350 \mu m$ et $g = 400 \mu m$.
- (b) Puisque les valeurs correspondantes de α_λ sont minimales, le transfert par conduction thermique est secondaire.
- (c) L'observation de l'évolution des épaisseurs de la fulgurite en fonction de la granulométrie montre que le flux de matière dans la direction perpendiculaire au ruban métallique est prépondérant. L'épaisseur initiale du ruban métallique est 0,105 mm ; l'épaisseur centrale finale pour $g = 200 \mu m$ est de l'ordre de 5,3 mm, et de l'ordre de 6,5 mm pour $g = 450 \mu m$, ce qui correspond à un facteur multiplicatif égal à 50 et 62 respectivement. L'accroissement de ce facteur entre les granulométries extrêmes est de l'ordre de 20%. Etant donné l'intensité de ce mécanisme de transfert, et l'écart constaté pour les granulométries limites, la dissipation de l'énergie par diffusion de la matière apparaît comme le mécanisme prépondérant qui justifie la décroissance de la température pour cet intervalle de temps.

¹Le paramètre α_ϕ n'est pas exploité car l'amplitude de variation sur l'intervalle de granulométrie est trop faible.

5.5.4 Mesure de la densité électronique

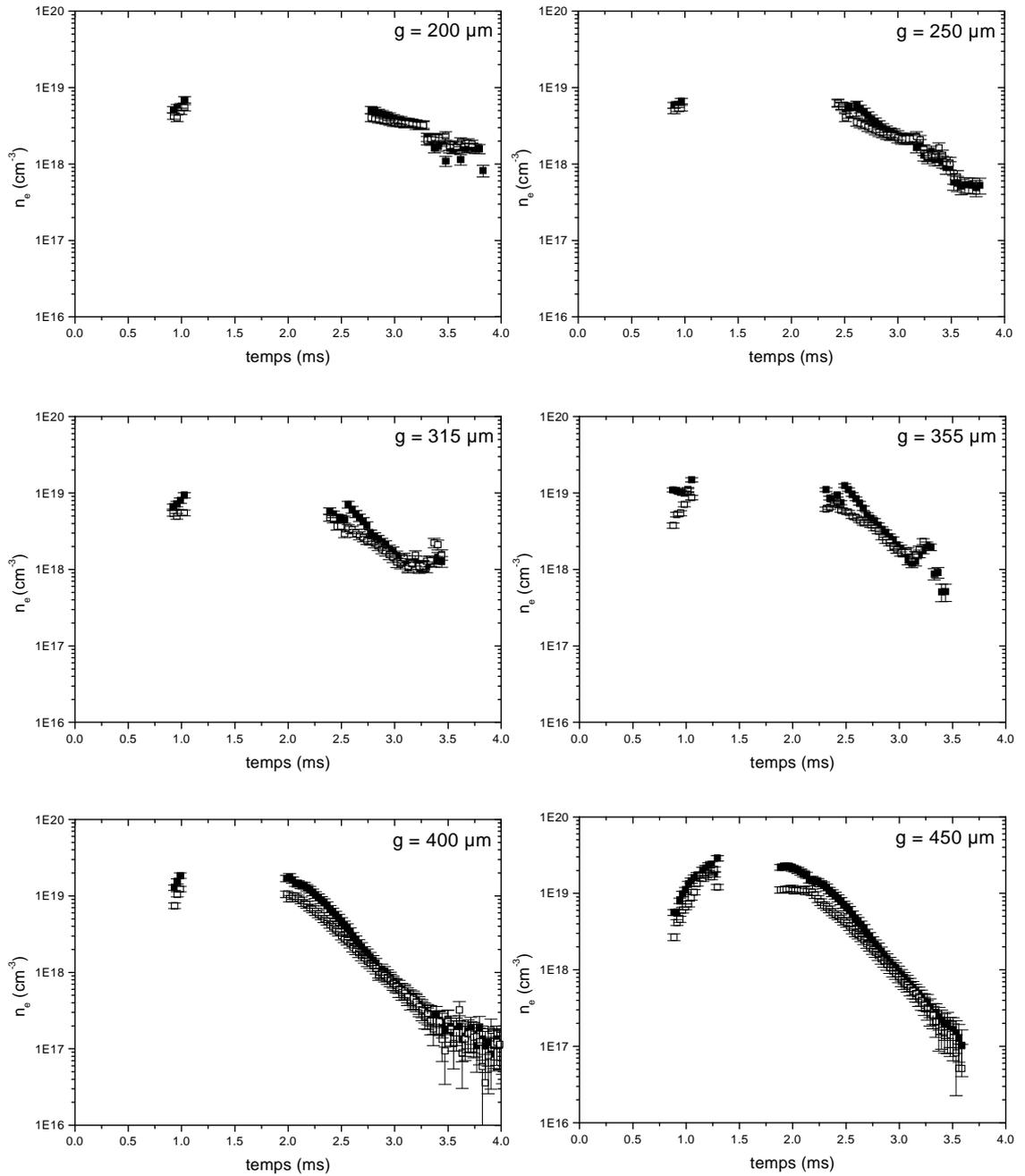


FIGURE 5.44 – Evolution de la densité électronique au cours du phénomène de coupure en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. \blacksquare : densité électronique déduite de la transition Si II (2) centrée à 634,71 nm ; \square : densité électronique déduite de la transition Si II (2) centrée à 637,14 nm. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

5.5.4.1 Evolution sur l'ensemble du phénomène

Les mesures de la densité électronique sont reportées sur la figure 5.44. Les évolutions au cours de la coupure varient nettement d'une granulométrie à une autre. En particulier, le nombre de mesures accessibles en début de phénomène augmente avec la granulométrie. Pour l'intervalle de temps $[1,00 - 2,50] ms$, les spectres de raies sont inexploitablement en raison de l'élargissement important et du rayonnement continu trop intense. La borne supérieure de l'intervalle de temps tend vers $2,00 ms$ pour les granulométries les plus importantes.

Les valeurs sont du même ordre de grandeur en début de phénomène. La densité électronique varie depuis $4.10^{18} cm^{-3}$ jusqu'à $1,8.10^{18} cm^{-3}$; l'évolution est sensiblement linéaire ce qui justifie d'exprimer une constante d'établissement de la densité électronique.

Pour la deuxième partie du régime d'arc, les évolutions sont décroissantes et dépendent de la granulométrie. Pour les granulométries les plus basses, les valeurs sont au moins de l'ordre de $10^{18} cm^{-3}$. Pour $g = 400 \mu m$ et $g = 450 \mu m$, l'ordre de grandeur en fin d'extinction est voisin de $10^{17} cm^{-3}$. Il existe donc un facteur dix entre les granulométries extrêmes. Pour qualifier la dynamique de décroissance de la densité électronique, il est possible d'approximer les variations par une décroissance exponentielle caractérisée par une constante de temps.

5.5.4.2 Constante d'établissement de la densité électronique en début de régime d'arc

L'évolution des constantes d'établissement de la densité électronique est représentée sur la figure 5.45 en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie.

Pour le domaine de masse volumique étudié, la constante d'établissement de la densité électronique varie d'un facteur 10 : de l'ordre de $0,8.10^{19} cm^{-3}.ms^{-1}$ pour $\rho = 1,61 g.cm^{-3}$, à $10,3.10^{19} cm^{-3}.ms^{-1}$ pour $\rho = 1,77 g.cm^{-3}$.

Les densités électroniques obtenues en début de phénomène s'ordonnent de la manière suivante :

$$n_{e,250} < n_{e,315} < n_{e,355} < n_{e,400}$$

La valeur obtenue pour $g = 200 \mu m$ n'est pas prise en compte en raison des problèmes d'atténuation dûs aux grains de sable intercalés entre le hublot de visée et l'élément fusible. La valeur obtenue pour $g = 450 \mu m$ s'écarte de cette tendance.

La détermination des constantes d'établissement s'appuie sur les densités électroniques obtenues en début de phénomène ($t \lesssim 1,25 ms$). La figure 5.44 montre que le nombre d'évaluations accessibles est supérieur pour les plus

grandes granulométries, ce qui augmente la précision des constantes d'établissement de la densité électronique correspondantes.

Les électrons présents dans le plasma d'arc proviennent principalement de l'ionisation du silicium. Donc, si la densité électronique augmente avec la granulométrie, cela signifie que davantage d'atomes de type silicium sont ionisés ; or ces atomes proviennent de la matière de remplissage ; cela indique que la quantité de matière injectée dans le plasma est supérieure pour les plus grandes granulométries, ce qui est logique car l'énergie est dissipée plus efficacement pour ces granulométries. D'autre part, la surface des grains est supérieure pour les plus grandes granulométries (Figure 5.36) : la surface de contact entre la matière fluide et les grains compacts est donc plus importante, de même que l'émission électronique qui en résulte.

Ce comportement est donc lié à la dissipation de l'énergie par diffusion de la matière liquide en direction de la matière de remplissage.

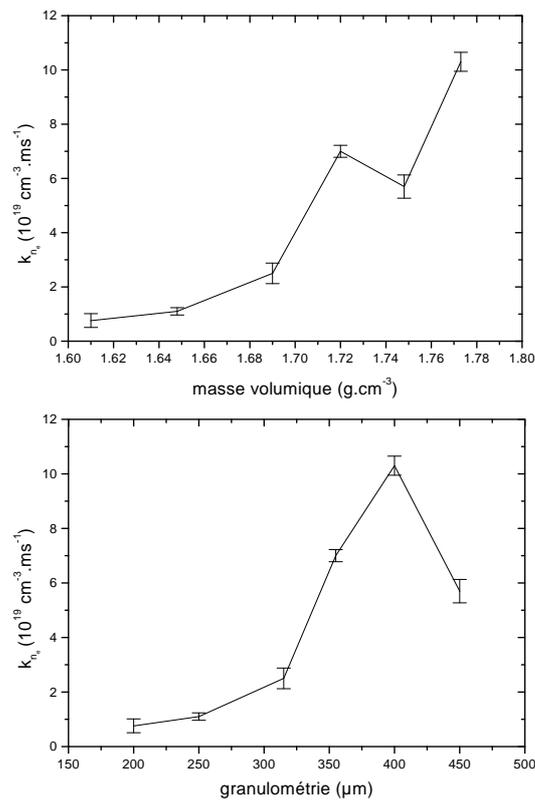


FIGURE 5.45 – Evolution de la constante d'établissement de la densité électronique en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

5.5.4.3 Constante de coupure définie à partir de la décroissance de la densité électronique pour l'intervalle [2,25-4,00] ms

L'analyse de l'évolution de la constante de coupure définie à partir du courant électrique a montré que l'extinction est d'autant plus rapide que la masse volumique augmente (Figure 5.37).

La constante de coupure définie à partir de l'évolution de la densité électronique est représentée sur la figure 5.46 en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. Elle est définie à partir de :

$$n_e(t) = n_0 \cdot e^{-(t-t_0)/\tau_{ne}}$$

où n_0 est la densité électronique à l'instant t_0 , et τ_{ne} est la constante de temps liée à la densité électronique. Le point correspondant à $g = 200 \mu m$ n'est pas représenté ; la valeur de l'ordre de 0,95 s'écarte très nettement de la tendance observée à partir des autres points ; les observations spectroscopiques pour cette granulométrie sont faussées par l'atténuation de l'intensité du rayonnement.

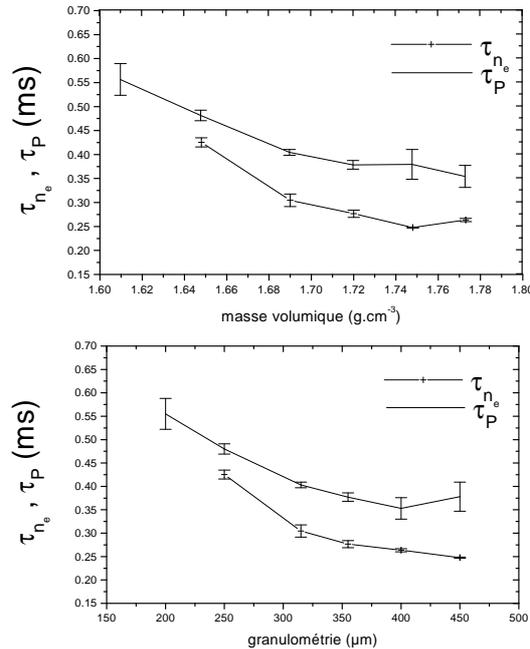


FIGURE 5.46 – Evolution de la constante de temps de décroissance de la densité électronique (τ_{n_e}) et de la constante de temps de décroissance de la puissance électrique (τ_P) en fonction de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. Tension de charge : 460 V ; courant présumé : 3,2 kA.

Les valeurs sont fortement influencées par les propriétés de la matière de remplissage. La constante de temps τ_{n_e} est minimale pour $g = 450 \mu m$ et vaut 0,25 ms. Cette évolution est cohérente avec la dissipation de l'énergie

qui est globalement plus intense pour les plus fortes granulométries, et avec la constante de temps définie à partir du courant électrique.

Les constantes de temps définies à partir de l'évolution de la puissance électrique indiquent une évolution semblable. Cette similarité est logique dans la mesure où les électrons sont issus de l'ionisation du silicium, processus qui dépend de la puissance disponible. Les valeurs sont de l'ordre de 75% des constantes de temps obtenues pour la densité électronique; les valeurs pour $g = 250 \mu m$ et $g = 450 \mu m$ s'écartent de cette tendance puisqu'elles représentent respectivement 89% et 66%. La justification de ces écarts est liée aux mécanismes de dissipation de l'énergie :

- pour les plus faibles granulométries, le mécanisme de dissipation de l'énergie par diffusion de la matière liquide dans les interstices de la matière de remplissage est moins intense. Le temps nécessaire au transfert d'énergie est donc plus long, et le retour de la colonne d'arc vers l'état d'équilibre est lui aussi plus lent ;
- pour la granulométrie $g = 450 \mu m$, le mécanisme de diffusion est le plus important comme le montrent les dimensions externes de la fulgurite. Une plus grande partie de l'énergie est dissipée en direction de la matière de remplissage, ce qui fait que le retour de la colonne d'arc vers l'état d'équilibre est plus rapide.

L'analyse des grandeurs physiques confirme donc les résultats issus de l'analyse des grandeurs électriques. L'efficacité de l'extinction augmente avec la granulométrie, et la raison principale réside dans le mécanisme de dissipation de l'énergie par diffusion de la matière solide en direction de la matière de remplissage. C'est pourquoi il est nécessaire de quantifier la taille des particules du milieu granulaire, la masse volumique du sable compacté, la forme des particules.

5.5.5 Synthèse sur l'influence des propriétés de la matière de remplissage sur les processus de dissipation de l'énergie dans le mécanisme de coupure

5.5.5.1 Conclusions sur les grandeurs géométriques, électriques et physiques

1. Forme des grains :

Le raisonnement suivant est effectué en fonction des formes de grain schématisées de façon extrême : sphère, cube.

- (a) Le facteur de forme f montre que le volume réel des grains de sable de silice est semblable à celui d'un cube à 33% près pour toutes les granulométries sauf $g = 400 \mu m$ pour laquelle l'écart est de l'ordre de 50%.

- (b) L'évaluation de la masse d'un grain confirme la conclusion précédente : la valeur obtenue pour $g = 400\mu m$ est identique à la masse d'un grain supposé sphérique. Cette granulométrie correspond donc à la forme de grain la plus régulière.
- (c) L'évaluation de la surface d'un grain disponible pour les transferts d'énergie montre que la valeur effective tend vers la valeur obtenue pour des grains supposés cubiques. Les grains sont donc assimilables à des ellipsoïdes plus ou moins aplaties.

2. Grandeurs géométriques et électriques :

- (a) Le temps de coupure, la contrainte thermique totale, et l'énergie totale sont minima pour une masse volumique maximale du sable compacté, et pour la granulométrie $g = 400\mu m$.
- (b) L'épaisseur au centre de la fulgurite, et la masse de la fulgurite augmentent avec la masse volumique et la granulométrie, et sont maximales pour $g = 450\mu m$.
- (c) La tension maximale aux bornes du fusible, pendant la coupure, est obtenue pour la masse volumique maximale, soit $g = 400\mu m$. L'énergie est donc plus rapidement dissipée depuis la colonne d'arc en direction du sable de silice pour les plus grandes valeurs de la masse volumique du sable compacté et de la granulométrie. La surpression due à la création de l'arc (vapeurs métallique et de silicium) expulse la matière liquide vers la périphérie, à travers les interstices dont le volume augmente avec la granulométrie. La coupure est d'autant plus facilitée que la mobilité des charges est supérieure pour les plus grandes granulométries.

3. Décroissance de la température :

- (a) Pour la première partie du régime d'arc ($t < 2,25ms$), le $\frac{dT}{dt}$ est maximum pour les plus faibles masses volumiques ; la surpression liée à la création des vapeurs d'argent et de silicium est supérieure en raison des interstices de volume inférieur.
- (b) Pour la deuxième partie du régime d'arc ($t > 2,25ms$), le $\frac{dT}{dt}$ est maximum pour $g = 350\mu m$: la surpression associée au volume plus grand des interstices accélère la dynamique de décroissance de la température ; le mécanisme de transfert par diffusion de la matière liquide est donc plus efficace.

4. Etablissement et décroissance de la densité électronique :

- (a) k_{n_e} est supérieure pour la masse volumique maximale, soit $g = 400\mu m$. Etant donné que la surpression en début de régime d'arc est plus faible pour les plus grandes granulométries, l'énergie présente au sein de la colonne d'arc est donc plus importante : elle favorise

donc l'augmentation de la densité électronique au sein de la colonne par rapport aux granulométries plus faibles.

- (b) A la décroissance de la puissance électrique, τ_{n_e} est d'autant plus petite que la granulométrie augmente, car les mécanismes de dissipation de l'énergie sont plus efficaces : l'énergie disponible pour assurer l'ionisation des atomes de silicium principalement décroît plus rapidement.

5.5.5.2 Synthèse sur les modes de transfert de l'énergie

L'influence des propriétés de la matière de remplissage sur l'établissement et l'extinction du plasma d'arc a été montrée aussi bien par l'analyse des grandeurs électriques que par l'analyse des grandeurs physiques. Les domaines étudiés de la granulométrie et de la masse volumique du sable compacté sont peu étendus : le premier correspond à un intervalle de $250 \mu m$, le second à un intervalle de l'ordre de $0,16 g.cm^{-3}$. Les intervalles choisis sont dans les deux cas très proches des valeurs utilisées dans la conception des fusibles de type industriel.

Parmi les processus susceptibles d'assurer le transfert de l'énergie, la conductivité effective du milieu est le plus problématique [MCE77]. Dans le cas d'un milieu hétérogène pour lequel les phases solide et fluide (liquide et gazeuse) sont présentes, il existe un ensemble de facteurs influençant la conductivité thermique effective du milieu [TSO87]. Ces facteurs sont répertoriés en deux groupes suivant leur influence :

1. Facteurs primaires :

- (a) La conductivité thermique de la phase solide présente sous forme dispersée.
- (b) La conductivité thermique de la phase fluide présente sous forme continue.
- (c) La proportion relative des deux phases dans la zone mixte.

Dans le cas du fusible, la phase solide est constituée de grains de sable de silice solides, et de grains partiellement liquéfiés en surface. La phase fluide est formée par la silice fondue, et les vapeurs de silicium et d'argent. L'argent liquide, observé en périphérie lointaine de la colonne d'arc sous la forme de gouttelettes liquides recondensées a une influence négligeable. La zone mixte, localisée entre la colonne d'arc et le milieu granulaire, est principalement constituée de grains solides plus ou moins liquéfiés en surface qui se répartissent sur l'ensemble du volume occupé par la silice fondue. La présence de matière sous ces différentes phases complique considérablement l'évaluation du transfert par conduction thermique.

2. Facteurs secondaires :

- (a) Le transfert de chaleur par rayonnement : il est fonction de la température, des propriétés optiques des phases dispersée (surface des particules) et continue (milieu plus ou moins transparent), de la distance entre les particules solides.
- (b) La dépendance vis à vis de la pression : la conductivité thermique reste indépendante de la pression tant que le libre parcours moyen des espèces reste inférieur à la distance définie par les interstices. Dans le cas contraire, cette distance doit être paramétrée, en tenant compte du fait qu'elle varie suivant l'inverse de la pression.
- (c) Le transfert de chaleur aux interfaces solide-solide : suivant les propriétés mécaniques du milieu granulaire, l'écrasement au niveau des points de contact varie sous l'action d'une force mécanique ; l'importance de l'écrasement, qui conditionne l'intensité des transferts, dépend en plus des propriétés mécaniques, de la rugosité de la surface des grains et donc du nombre et de la surface de ces points de contact.
- (d) Le transfert par convection est négligé dans la mesure où les interstices sont de faible volume.

Il apparaît que la pression, la température, la distribution granulométrique et la forme des particules, les propriétés mécaniques et optiques des différentes phases influent sur la conductivité effective. C'est pourquoi il est difficile de l'estimer.

Conclusion

Dans le cadre de la démarche entreprise par le laboratoire, la mise au point d'une simulation réaliste du phénomène d'extinction impliquait une meilleure connaissance des grandeurs physiques au sein du plasma créé pendant la coupure. Cette étude s'est donc focalisée sur l'évaluation de la température, de la densité électronique, de la pression et de leur évolution en fonction du temps.

Pour mener à bien les différentes actions de recherche, deux types de dispositifs ont été mis au point. Le premier en liaison directe avec le fusible industriel est le boîtier fusible expérimental adapté à la mesure simultanée des grandeurs électriques et à la collection directe du rayonnement lors du mécanisme de coupure. Le second, focalisé sur l'étude de la pression, est constitué des deux enceintes pour les domaines de pression $0,1\text{MPa} - 0,7\text{MPa}$ et $0,1\text{MPa} - 3,0\text{MPa}$ et du capillaire ; ils sont adaptés à l'étude de l'influence de la pression sur les grandeurs électriques et spectroscopiques.

La visualisation du phénomène d'arc par imagerie ultra-rapide a fourni l'évolution de la vitesse de "burn-back" en fonction de la période d'observation au cours du régime d'arc, et a montré l'existence d'une vitesse dissymétrique liée à la polarité de l'électrode, pour un niveau de densité de courant donné.

L'analyse spectrale du rayonnement émis pendant la coupure conduit aux évolutions de la température et de la densité électronique au coeur du plasma d'arc à partir des transitions Si II.

Le dispositif global d'acquisition est adapté à l'étude de l'influence de paramètres macroscopiques tels que la granulométrie et la masse volumique du sable de silice compacté, sur les grandeurs électriques et physiques. Cette étude a montré qu'il est possible d'optimiser l'efficacité de la coupure si l'on sélectionne les valeurs des deux paramètres précédemment cités qui conditionnent les mécanismes de transfert de l'énergie.

Le rôle fondamental joué par la pression au cours du mécanisme de coupure a justifié la mise au point de trois dispositifs supplémentaires au sein du laboratoire. La synthèse des observations issues de ces trois dispositifs a conduit à

la formulation d'une méthode de mesure de la pression à partir des profils de distribution de l'intensité des transitions Si II. Les pressions ainsi obtenues ont confirmé les valeurs déjà observées au laboratoire. L'ordre de grandeur sensiblement supérieur est lié à l'utilisation des transitions Si II caractéristiques de la zone centrale du plasma d'arc et donc à la nature et au point d'application d'un capteur de mesure différent.

La réalisation d'une modélisation physique des transferts d'énergie depuis le canal d'arc en direction du sable de silice implique la connaissance de deux types d'information. Premièrement, étant donné que le plasma créé pendant le fonctionnement du fusible constitue la source de ce flux, il est nécessaire de connaître les valeurs des grandeurs physiques au coeur du plasma. Deuxièmement, l'évolution de ces grandeurs au cours de l'extinction et en fonction des propriétés du sable de silice, est utile pour évaluer les propriétés instantanées de cette source d'énergie. L'évaluation des grandeurs (T , N_e , P) et de l'énergie rayonnée par le plasma pendant la coupure, réalisée dans ce travail, constitue une base de données pour la mise en forme de cette modélisation.

L'influence des propriétés du sable de silice sur l'efficacité de l'extinction doit d'autre part être appliquée à l'étude de la zone critique de fonctionnement du fusible, c'est à dire pour des courants de défaut de faible niveau. De plus, il est nécessaire d'évaluer la pression maximale afin de compléter les valeurs obtenues à partir des paramètres des profils des raies Si II. Pour cela, des capteurs purement mécaniques, non sensibles à la nature électrique du phénomène de coupure seront utilisés pour mesurer la pression maximale au voisinage du canal d'arc.

Bibliographie

- [AIP96] Atomic, Molecular and Optical Physics Handbook, American Institute of Physics, Ed. W.F. Drake, 1996
- [ARA99] S. Arai, Proc. ICEFA (Turin, Italy), pp 119-24, 1999
- [BAR91] D.R. Barrow, A.F. Howe, Proc. ICEFA (Nottingham, England), pp 221-25, 1991
- [BEZ97] M. El Bezzari, Thèse de doctorat d'état, Université Paris VI, 1997
- [BLA87] E. Blanquart, Mémoire d'ingénieur CNAM Electrotechnique, Université Clermont II, 1987
- [BOT89] J.S.M. Botterill, A.G. Salway, Y. Teoman, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 3, n° 3, pp 595-609, 1989
- [BOU94] M.I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender, Thermal Plasmas - Vol 1, Plenum Press, 1994
- [BUS98] W. Bussière, Rapport de DEA, Université Clermont II, 1998
- [BUS99] W. Bussière, Proc. ICEFA (Turin, Italy), pp 113-17, 1999
- [CAB71] F. Cabannes, J. Chapelle, Spectroscopic Plasma Diagnostics, Volum 1, Chapter 7, Wiley Interscience-NY , 1971
- [CHE94] L.A.V. Cheim, A.F. Howe, Proc. IEE- Sci. Meas. Technol, Vol 141, n° 2, pp 123-28, 1994
- [CHI76] T. Chikata, Y. Ueda, Y. Murai, T. Miyamoto, Proc. ICEFA (Liverpool, England), pp 114-21, 1976
- [CWI93] K. Cwidak, T. Lipski, Proc. of the 7th SAP (Lodz, Poland), Part 1, pp 202-05, 1993
- [DAA83] J.E. Daalder, E.F. Schreurs, Arcing Phenomena in High Voltage Fuses, EUT Report 83-E-137, 1983
- [DAA81] J.E. Daalder, R.M. Hartings, Proc. SAP (Lodz, Poland), Part 2, pp 158-164, 1981
- [DAN77] M. Danders, Wiss. Ber AEG-Telefunken, 50, pp 32-38, 1977
- [DUR00] A. Durand, Mémoire d'ingénieur CNAM, Physique-Instrumentation, Université Clermont II, 2000

- [FAU96] P. Fauchais, J.F. Coudert, Mesures de température dans les plasmas thermiques, *Rev Gén Therm*, 35, pp 324-337, 1996
- [FAU98] J. Fauconneau, Thèse de doctorat d'état, Université Clermont II, 1998
- [GNA80] S. Gnanalingam, R. Wilkins, *Proc. IEE*, Vol 127, Pt. C, n° 6, pp 434-40, 1980
- [GRI64] H.R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill Book Company, 1964
- [GRI74] H.R. Griem, *Spectral line broadening by plasmas*, Academic Press (London, N.Y.), 1974
- [HAN97] *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, 77th Edition, 1997
- [HEY77] J. D.Hey, Estimates of Stark broadening of some Si(II) lines, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol 18, pp 425-31, 1977
- [IID93] T. IIDA, R.I.L. Guthrie, *The Physical Properties of Liquid Metals*, Clarendon Press-Oxford, 1993
- [IWA71] M. Iwao, K. Jayaram, Theoretical estimation of the spectral line broadening constants of copper I, *Acta Physica Polonica*, Vol. A40, Fasc. 4, pp 527-34, 1971
- [KON76] N. Konjevic, W.L. Wiese, Experimental Stark widths and shifts for non-hydrogenic spectral lines of ionized atoms, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, vol 5, n° 2, pp 259-308, 1976
- [KON70] N. Konjevic, J. Puric, L.J. Cirkovic, J. Labat, Measurements of the Stark broadening parameters of several Si II lines, *J.Phys. B : Atom. Molec. Phys.*, vol 3, pp 999-1003, 1970
- [KRO42] H. Kroemer, *Archiv. fur Elektrotechnik*, 36, pp 455-470, 1942
- [KUR96] R.L. Kurucz, CD-ROM 23, Atomic Spectral Line Database, <http://cfa-www.harvard.edu/amdata/ampdata/kurucz23/sekur.html>, 1996
- [LAK78] C.S. Lakshminarashima, M.R. Barrault, R. Oliver, *Proc. IEE*, Vol 125, n° 5, pp 391-99, 1978
- [LEA73] J.G. Leach, P.G. Newbery, A. Wright, *Proc. IEE*, Vol 120, n° 9, pp 987-93, 1973
- [LEE99] Sei-Hyun Lee, In-Sung Kim, Sang-Ok Han, The test method to acquire the optimal parameter for C-L fuse, *Proc. ICEFA (Turin, Italy)*, pp 265-70, 1999
- [LES83] A. Lesage, B.A. Rathore, I.S. Lakicevic, J. Puric, *Physical Review A*, 28, 4, pp 2264-68, 1983
- [LIP76] T. Lipski, J. Ossowicki, *Proc. ICEFA (Liverpool, England)*, pp 231-35, 1976

- [MAR36] H. Margenau, W.W. Watson, Reviews of Modern Physics, Vol 8, pp 22-53, 1936
- [MAS69] Massachusetts Institute of Technology, Wavelength tables with intensities in arc, spark, or discharge tube, MIT Press, Massachusetts, 1969
- [MCE77] P.M. McEwan, Numerical determination of the thermal conductivity of powdered fuse filler, Int. Symp. on Switching Arc Phenomena, Lodtz, Poland, pp 282-86, 1977
- [MOR90] D. Morvan, P. Humbert, N. Madigou, J. Amouroux, S. Cavadias, Analyse du transfert de matière entre un plasma réactif et le silicium - Etude expérimentale et modélisation, Colloque de Physique, C5, Suppl. 18, Tome 51, pp 253-61, 1990
- [MUR99a] V. Murin-Borel, Thèse de doctorat d'état, Université Clermont II, 1999
- [MUR99b] V. Murin-Borel, Proc. ICEFA (Turin, Italy), pp 125-28, 1999
- [NIS95] NIST Database for Atomic Spectroscopy (version 1.0), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, 1995
- [NIS99] National Institute of Standards and Technology, <http://aeldata.phy.nist.gov/archive/el.html>, 1999
- [NOU65] Nouveau Traité de Chimie Minérale, Masson et C^{ie} Editeurs, Tome VIII, Deuxième Fascicule, 1965
- [OKA97] M. Okazaki, I. Ito, R. Toei, AIChE Symposium Series, n° 163, Vol 73, pp 164-76, 1997
- [OLI76] R. Oliver, The behaviour of d.c. overcurrent arcs in cartridge fuselinks, Proc. ICEFA (Liverpool, England), pp 101-09, 1976
- [ONU77] Y. Onuphrienko, On researches of the arcing process in fuses with filler, 3rd Int. Symp. on Switching Arc Phenomena (Lodtz, Poland), 1977
- [OZA71] N. Ozaki, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., Vol 11, pp 1463-73, 1971
- [PEC67] C. Pecker-Wimel, Introduction à la Spectroscopie des Plasmas, GORDON-BREACH, DUNOD Editeur, 1967
- [PIC72] G. Pichler, Quadratic Stark constants of neutral copper and silver spectral lines in the Coulomb approximation, Fizika, 4, pp 235-43, 1972
- [REI76] C.A. Reineri, J.C. Gomez, F. Magnago, Proc. ICEFA (Liverpool, England), pp 114-21, 1976
- [RIC68] J. Richter, Plasma Diagnostics, Chap 1, Ed. W. Lochte-Holtgreven, 1968
- [SAQ99a] M.A. Saqib, A.D. Stokes, Proc. ICEFA (Turin, Italy), pp 107-10, 1999

- [SAQ99b] M.A. Saqib, A.D. Stokes, Proc. ICEFA (Turin, Italy), pp 83-85, 1999
- [SAQ99c] M.A. Saqib, A.D. Stokes, Proc. ICEFA (Turin, Italy), pp 129-32, 1999
- [SAQ99d] M.A. Saqib, A.D. Stokes, Proc. ICEFA (Turin, Italy), pp 275-78, 1999
- [STR68] A.R. Striganov, N.S. Sventitiskii, Table of spectral lines of neutral and ionized atoms, IFI/Plenum, N.Y., Washington, 1968
- [TSO87] E. Tsotsas, H. Martin, Thermal conductivity of packed beds : a review, Chem. Eng. Process., 22, pp 19-37, 1987
- [TUR73] H.W. Turner, C. Turner, Proc. ICEFA (Lodz, Poland), pp 253-56, 1973
- [TUR77] H.W. Turner and C. Turner, Calculation of the burn-back rate of a fuse element and its relation to contact erosion, Proc. of the 3rd Int. Symp. on Switching Arc Phenomena, Lodz, Poland, pp 334-37, 1977
- [WIL78] R. Wilkins and S. Gnanalingam, Burn-back rates of silver fuse elements, Proc. of the 5th Int. Conf. on Gas Discharge, pp 195-98, 1978
- [WOL97] F. Wollschläger, J. Mitsching, D. Meiners, M. Despiesse, J. Richou, A. Lesage, Measurements of the ionised silicon multiplet (1) Stark parameters by two different methods, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, vol 58, n° 1, pp 135-40, 1997
- [WRI97] A. Wright, P.G. Newbery, Electric fuses, 2nd edition, IEE Power Series 20, 1997
- [WRI76] A. Wright, K.J. Beaumont, Proc. IEE, Vol 123, n° 3, pp 252-58, 1976
- [ZAI70] A.N. Zaidel's, V.K. Prokof'ev, S.M. Raiskii, V.A. Slavnyi, E.Ya. Shreider, Tables of spectral lines, IFI/Plenum, N.Y., London, 1970

Annexes

ANNEXE A - Efficacité du tamisage du sable de silice en fonction de la masse tamisée

ANNEXE B - Formulation des contraintes exercées par la pression sur les soudures latérale et longitudinale, et les boulons de serrage de l'enceinte $0,1 \text{ MPa} - 3,0 \text{ MPa}$

ANNEXE C - Réglage des alignements optiques dans l'enceinte $0,1 \text{ MPa} - 3,0 \text{ MPa}$: correction des erreurs de parallaxe

ANNEXE D - Mécanisme de création de l'arc entre les contacts métalliques dans l'enceinte $0,1 \text{ MPa} - 3,0 \text{ MPa}$

ANNEXE E - Principe de fonctionnement du spectromètre

ANNEXE F - Détermination de la masse d'un grain de sable de silice en fonction de la granulométrie et précision attendue

ANNEXE G - Evaluation de la température et de la densité électronique pour les décharges sur les éléments fusibles avec agrégat (sable de silice - colle aux silicates)

ANNEXE H - Publication : Measurements of time-resolved spectra of fuse arcs using a new experimental arrangement

Annexe A

Efficacité du tamisage du sable de silice en fonction de la masse tamisée

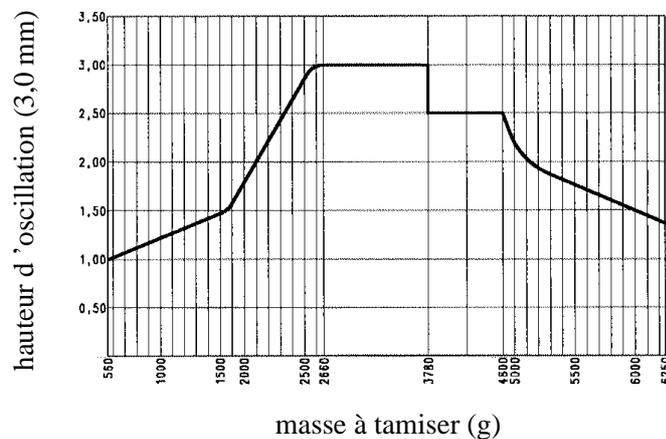


FIGURE. A2.1 - *Diagramme de charge de la tamiseuse AS 200 : représentation des hauteurs d'oscillation en fonction de la masse de la tour de tamisage.*

Diagramme de charge pour la tamiseuse AS 200 BASIC (RETSCH)

Le diagramme de charge (Figure A2.1 issue de la documentation technique RETSCH) est donné pour $230\text{ V} - 50\text{ Hz}$, pour des masses totales de la tour de tamisage (tamis et matière à tamiser) variant entre 560 g et 6250 g . La tamiseuse AS 200 BASIC est une tamiseuse à résonance, dont les hauteurs d'élévation réalisables sont fonction du chargement du porte-tami.

La courbe montre que la hauteur d'élévation maximale est atteinte pour une masse totale située entre 2650 g et 4800 g . Etant donné que la masse maximale de sable que peut contenir un tamis est de l'ordre de 1600 g , le tamisage est réalisé en associant un nombre suffisant de tamis de manière à obtenir une masse totale dans l'intervalle cité précédemment. La distribution granulométrique du sable de silice montre qu'il n'est pas possible d'utiliser de telles masses pour les intervalles extrêmes : ce problème est en partie résolu par des temps de tamisage plus longs et par l'ajout d'une surcharge adaptée.

Annexe B

Formulation des contraintes exercées par la pression sur les soudures latérale et longitudinale, et les boulons de serrage de l'enceinte 0,1 MPa - 3,0 MPa [DUR00]

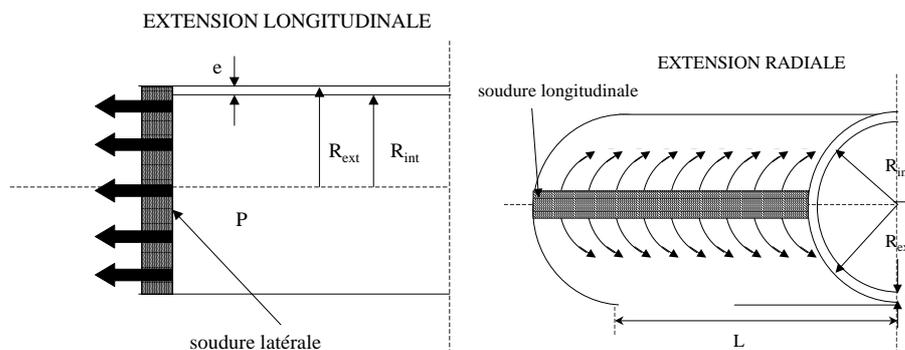


FIGURE. A3.1 - Représentation des contraintes longitudinales et radiales.

Contrainte longitudinale

$$\sigma_l = \frac{PR_{int}}{e}$$

R_{int} : rayon intérieur du corps de l'enceinte

R_{ext} : rayon extérieur du corps de l'enceinte

e : épaisseur de la paroi du corps de l'enceinte

P : pression à l'intérieur de l'enceinte

Contrainte radiale

$$\sigma_r = \frac{PR_{int}^2}{R_{ext}^2 - R_{int}^2}$$

Contrainte dans les boulons de serrage

$$\sigma_v = \frac{PR_{int}^2}{16R_v^2}$$

R_v : rayon efficace de la vis de serrage

Annexe C

Réglage des alignements optiques dans l'enceinte 0,1 MPa - 1,0 MPa : correction des erreurs de parallaxe

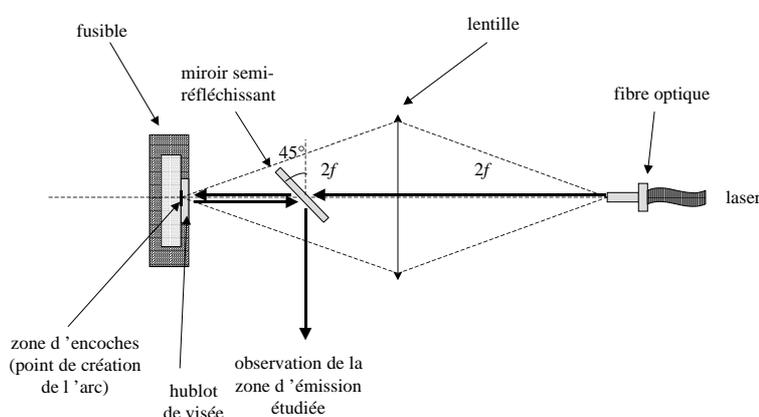


FIGURE. A4.1 - Correction des erreurs de parallaxe pour le réglage du point d'intégration du rayonnement dans les tests fusibles.

La détermination précise du point à partir duquel le rayonnement est intégré est réalisée à l'aide d'un laser : le principe du réglage est de faire coïncider le point objet avec la source de rayonnement, et le point image avec l'entrée de la fibre optique (Figure A4.1). Le hublot de visée implique la réflexion du faisceau laser incident. Pour s'assurer du point visé, le miroir semi-réfléchissant à 45° projette l'image de la zone observée et supprime donc les éventuelles erreurs de focalisation.

Spécification des éléments du dispositif optique

- Lentille convergente NEWPORT, Achromatique $400 - 700 \text{ nm}$, focale $50,8 \text{ mm}$.
- Filtres atténuateurs en intensité EALING "Neutral Density" ($0,1 - 1 - 10 - 50 \%$).
- Tablette MICROCONTROLE 2 axes.

- Manomètre BLONDELE S.A. haute précision à lame acier.
- Fibre optique multimode silice/silice NICS.
- Objectif : tubes à diamètre variable usinés en POM (polyacétal).
- Miroir JOBIN/YVON 98%.
- Laser type Hélium-Néon, Classe II 0,95 *Mm*.

Annexe D

Mécanisme de création de l'arc entre contacts métalliques dans l'enceinte 0,1 MPa - 3,0 MPa

Schéma de principe du mécanisme utilisé pour l'arc régulé en courant de faible niveau

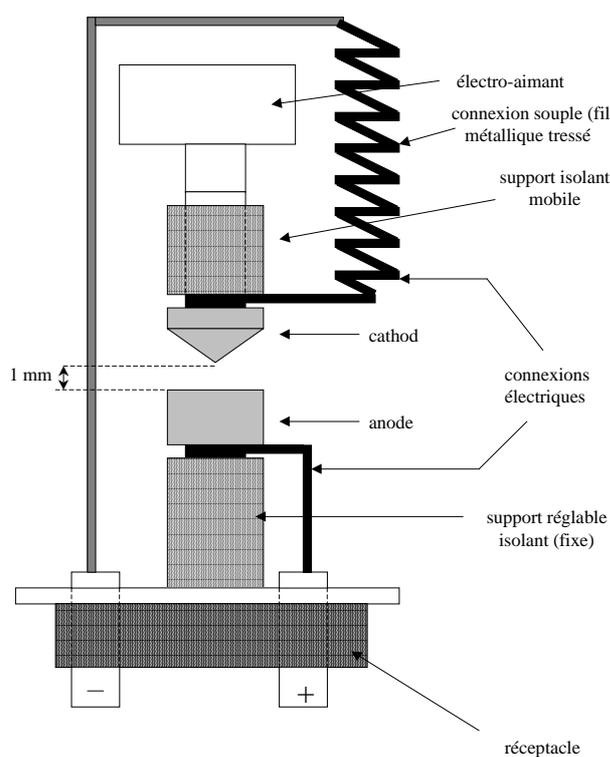


FIGURE. A5.1 - Représentation du système d'électrodes pour la création de l'arc entre contacts régulé en courant.

Eléments constitutifs

1. Le réceptacle : support de fixation des connexions d'alimentation.
2. L'électro-aimant : activé par un circuit de commande indépendant.

3. Les supports de fixation des contacts AgSiO_2 : constitués par un matériau isolant (type Céloron), suffisamment léger pour faciliter le mouvement oscillant de l'électro-aimant.
4. La cathode : contact AgSiO_2 de forme conique pour focaliser le point de création de l'arc.
5. Les connexions électriques : fils métalliques de diamètre adapté au courant de faible niveau. La connexion sur la cathode est en fil métallique tressé, ce qui diminue les efforts exercés sur l'électro-aimant et facilite le mouvement oscillant.

Les contacts AgSiO_2

Deux proportions d'argent et de silice sont utilisées : 90/10 et 80/20. Le choix est conditionné par le courant de création de l'arc.

Spécification des composants principaux du dispositif

- Bombe calorimétrique IKA LABORTENIK 305 ml, p. max 23 MPa.
- Electrodes METALOR CONTACTS : AgSiO_2 - 90/10 - 80/20.
- Electro-aimant miniature P.E.D 12 V, 1,5 W.
- Lentille MICROCONTROLE Achromatique, $f = 19\text{ mm}$, $\Phi = 12,7\text{ mm}$.

Schéma de principe du mécanisme utilisé pour l'arc créé par décharge capacitive (courant de fort niveau)

Ce dispositif est adapté pour supporter la création d'arc de forte puissance par décharge capacitive (Figure A5.2). L'arc est créé par rupture d'un pont fondu représenté par un fil d'argent de section et de longueur contrôlées. Les connexions en fil tressé du dispositif précédent sont remplacées par des connexions pouvant supporter plusieurs centaines d'ampères pendant 2 à 3 secondes.

Schéma de principe du circuit d'alimentation et de déviation du courant dans l'arc

La puissance maximale injectée est de l'ordre de 15 kW. Cette puissance dégage donc une quantité de chaleur non négligeable qui se dissipe en direction des éléments constitutifs de l'enceinte : les connexions électriques gainées d'isolant, les supports en matériau plastique des éléments optiques, les supports en isolant (Céloron) des contacts métalliques. Etant donné que le dispositif n'est pas équipé d'un système d'évacuation de la chaleur, il est donc nécessaire de limiter la chaleur produite par un contrôle de la durée du phénomène. Les temps de déclenchement sont contrôlés par des modules électromécaniques ((7-8-9) sur la figure A5.3) alimentés indépendamment du reste du circuit d'alimentation des contacts métalliques. Pour limiter la durée de l'arc, le courant est dérivé une fois que la mesure est réalisée. Cette dérivation est commandée par

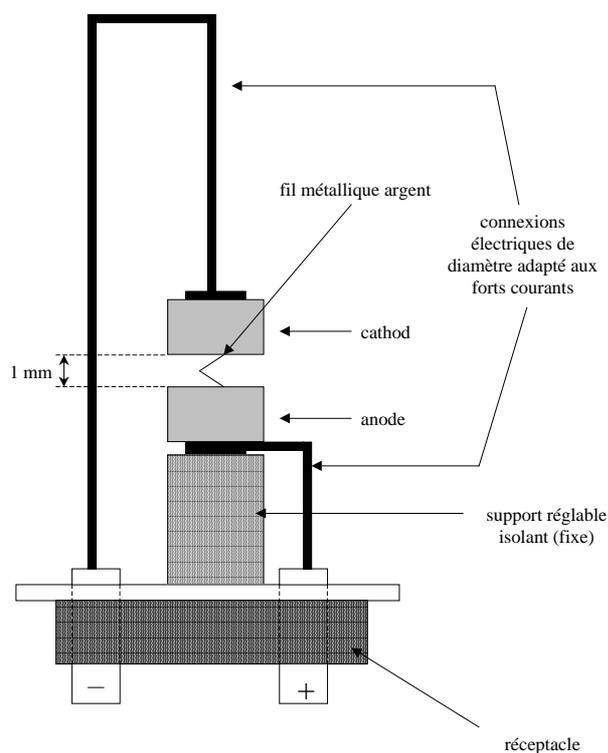


FIGURE. A5.2 - Représentation du système d'électrodes pour la création de l'arc entre contacts pour les courants de fort niveau (décharge capacitive).

un thyristor (4) monté en parallèle par rapport à l'arc.

La résistance de puissance ($2\text{ k}\Omega$) est montée en série avant la dérivation : son rôle est d'éviter à l'alimentation de débiter en situation de court-circuit, et de stabiliser l'alimentation avant l'apparition de l'arc [DUR00]. Le thyristor déclenché par une commande électromécanique automatise la déviation du courant et la synchronise avec la mesure (Figure A5.4).

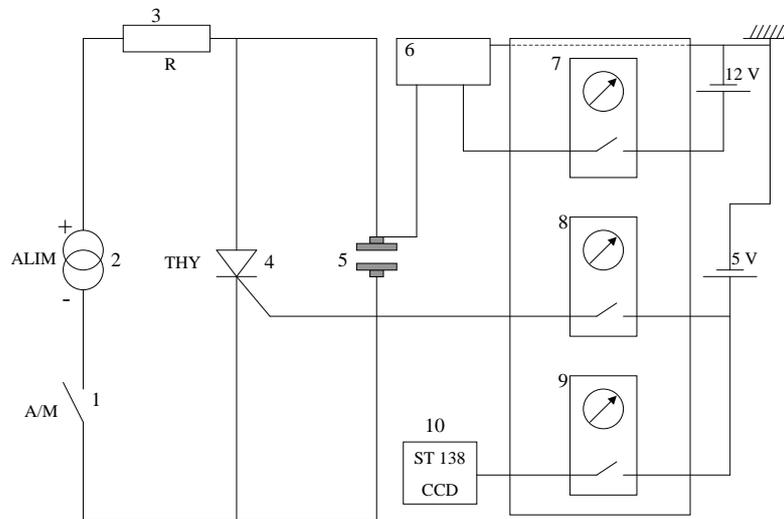


FIGURE. A5.3 - Représentation de la source de puissance et du circuit de déviation du courant dans l'arc. 1 : interrupteur de commande de l'alimentation en courant; 2 : alimentation en courant; 3 : résistance de puissance; 4 : thyristor; 5 : contacts AgSiO_2 ; 6 : électro-aimant; 7 : commande du déclenchement de l'électro-aimant; 8 : commande du thyristor; 9 : commande du déclenchement de l'acquisition du rayonnement; 10 : contrôleur ST 138 et matrice CCD.

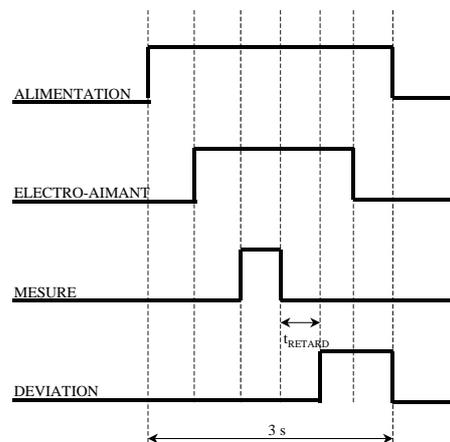


FIGURE. A5.4 - Chronologie de déclenchement pour les tests régulés en courant.

Annexe E

Principe de fonctionnement du spectromètre

Schéma de principe du spectromètre et de l'adaptateur de fibre optique

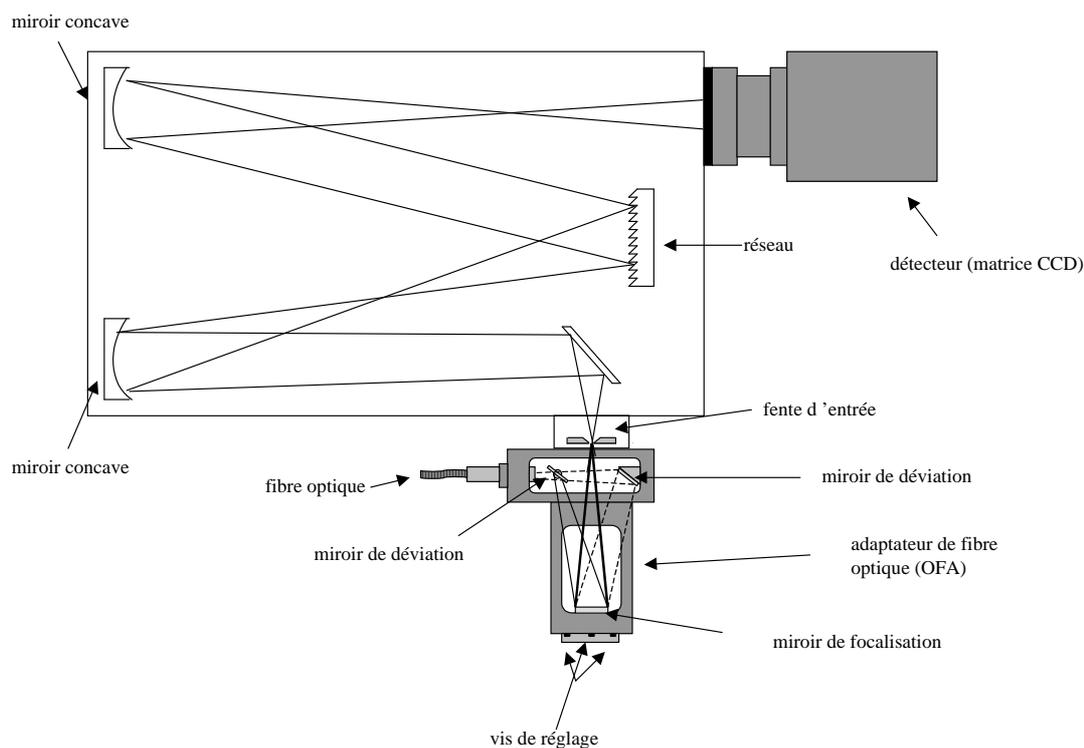


FIGURE. A6.1 - Schéma du spectromètre CHROMEX 500 IS et de l'adaptateur de fibre optique (OFA).

Les éléments constitutifs de l'adaptateur de fibre optique (OFA) sont détaillés sur la figure A6.1. Le rayonnement incident issu de la fibre optique est dévié par un miroir fixe à 45° . La focalisation sur la fente d'entrée est réalisée à l'aide du miroir de focalisation : les mouvements sont possibles dans les trois dimensions en raison de la présence de trois vis de réglage situées à

l'extérieur de l'OFA. La qualité de ce réglage conditionne la configuration du mode cinétique d'acquisition sur la matrice CCD.

Linéarité de la réponse en longueur d'onde de la matrice CCD

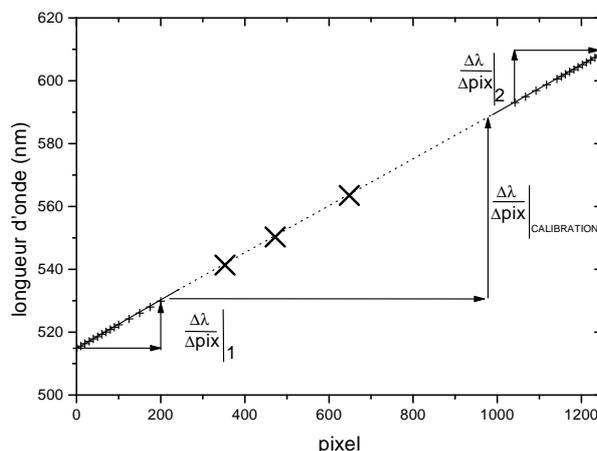


FIGURE. A6.2 - Illustration de la linéarité de la réponse du spectromètre en longueur d'onde pour le domaine centré sur 560 nm.

La linéarité de la réponse de la matrice CCD en longueur d'onde est illustrée pour la configuration suivante (Figure A6.2) :

- Domaine spectral centré sur 560 nm.
- Réseau : 600 t/mm.
- Largeur de fente d'entrée : 80 μm.
- Lampe spectrale Césium.

Les points utilisés pour la procédure de calibration sont représentés par les symboles × ; ils définissent la relation linéaire entre les longueurs d'onde et les pixels. Les points + sont les longueurs d'onde observées pour les pixels situés sur les bords de la matrice CCD. Pour chacune des deux extrémités de la matrice, les pentes des droites définissant la relation d'équivalence sont telles que : $\frac{\Delta\lambda}{\Delta pix} \Big|_1 = \frac{\Delta\lambda}{\Delta pix} \Big|_2 = \frac{\Delta\lambda}{\Delta pix} \Big|_{CALIBRATION}$, où $\frac{\Delta\lambda}{\Delta pix} \Big|_{CALIBRATION}$ est la pente de calibration.

Précision sur les longueurs d'onde centrales observées

Configuration des acquisitions :

- Domaine spectral centré sur 560 nm.
- Réseau : 600 t/mm.
- Largeur de fente d'entrée : 80 μm.
- Lampe spectrale Césium.

pixel	λ_{air} (nm) [STR68]	$\delta\lambda = \lambda_{air} - \lambda_{exp}$ (nm)
353	541,36145	+ 0,002
423	546,19231	- 0,020
472	550,38843	- 0,005
648	563,667	+ 0,015
687	566,40183	- 0,012
928	584,51410	- 0,012
1148	601,04905	+ 0,006

TABLEAU. A6.1 - *Écarts entre les longueurs d'onde théoriques dans l'air et les valeurs observées dans le cas de transitions Césium (spectre de lampe de calibration en longueur d'onde).*

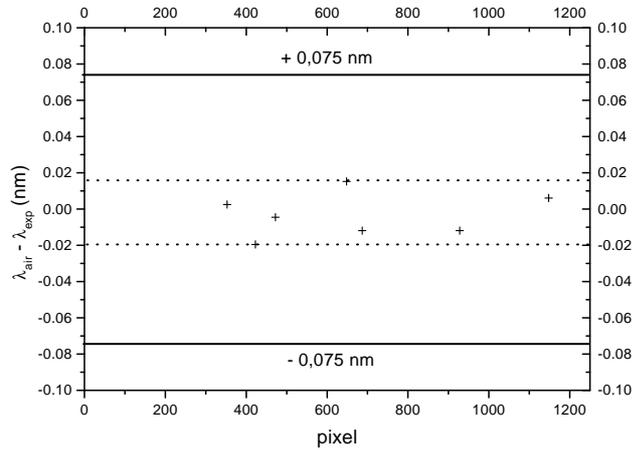


FIGURE. A6.3 - *Représentation des écarts observés pour les longueurs d'onde et de l'équivalent en longueur d'onde d'un pixel ($\pm 0,075$ nm) pour la configuration donnée dans le texte.*

Les longueurs d'onde théoriques dans l'air (λ_{air}) sont données dans le tableau A6.1, ainsi que les pixels correspondants et les écarts observés avec les valeurs expérimentales (λ_{exp}).

La figure A6.3 montre la valeur absolue de l'écart en longueur d'onde : les valeurs sont comprises dans un intervalle de l'ordre de $0,04$ nm. L'observation des écarts en longueur d'onde a été réalisée pour le domaine visible.

La valeur retenue est $2 \times \Delta\lambda_{(1\text{ pixel})}$.

Annexe F

Détermination de la masse d'un grain de sable de silice en fonction de la granulométrie et précision attendue

Mesure de la masse d'un grain de sable de silice en fonction de la granulométrie

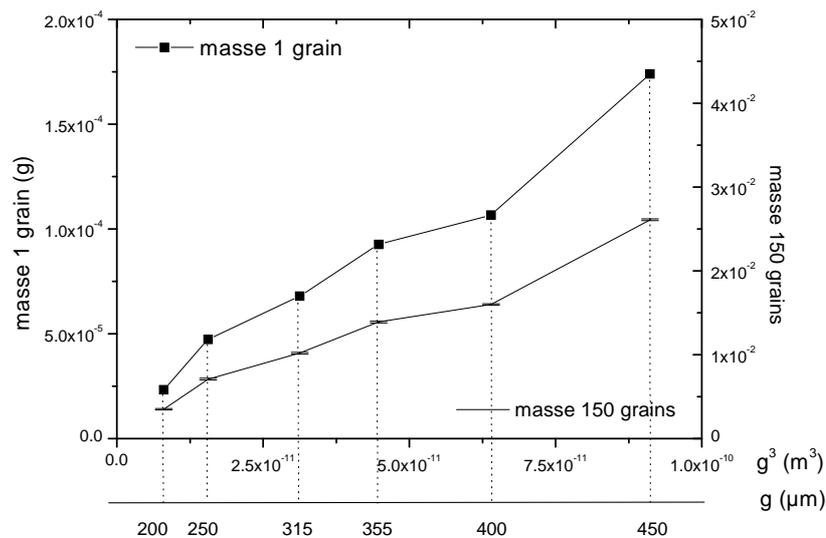


FIGURE. A7.1 - Représentation de la masse d'un grain de sable de silice et de 150 grains en fonction de la granulométrie.

La détermination de la masse d'un grain de sable est déduite de la mesure de la masse de 150 grains. L'évolution de la masse est logiquement linéaire avec le cube de la granulométrie ; seul le point à 450 μm dévie de la tendance linéaire, ce qui peut être engendré par une distribution non homogène des particules dans l'intervalle [450 – 500] μm .

Facteurs pris en compte dans la mesure et l'évaluation de la précision

L'illustration A de la figure A7.2 montre la linéarité entre la masse mesurée et le nombre de grains. Les écarts par rapport à cette évolution linéaire peuvent

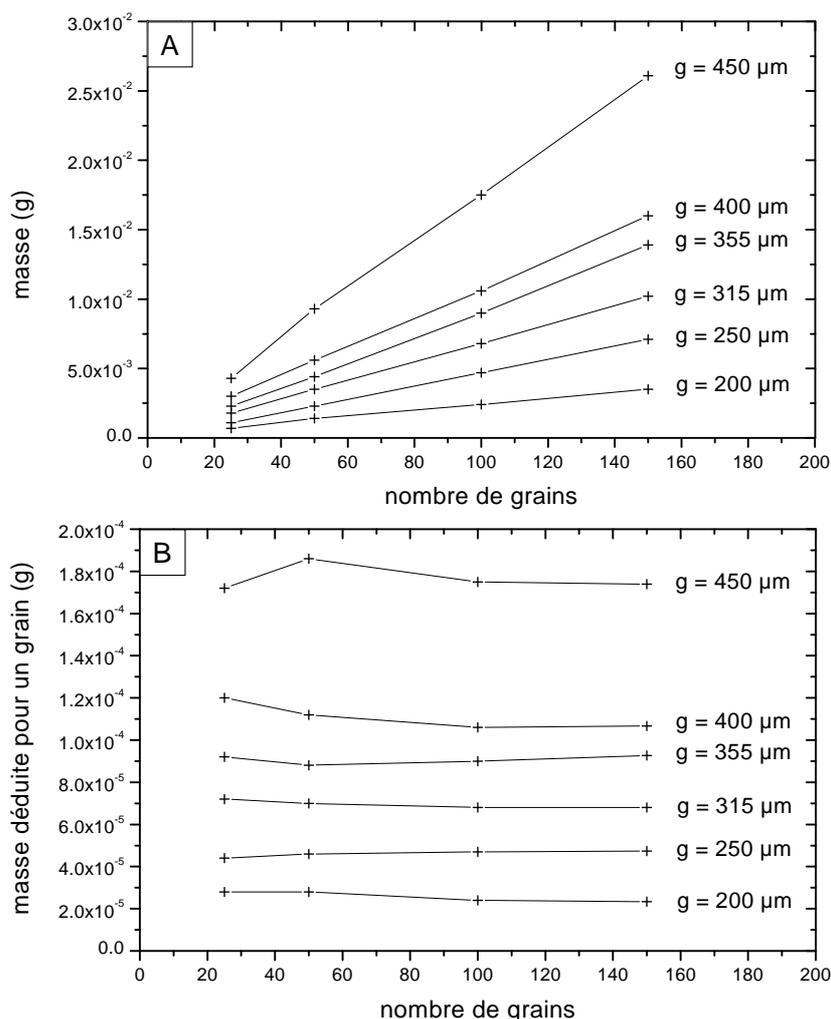


FIGURE. A7.2 - **Illustration A** : vérification de la proportionnalité entre la masse mesurée et le nombre de grains utilisés. **Illustration B** : nombre de grains nécessaires pour assurer la convergence de la masse mesurée.

être sensibles si le nombre de grains utilisés n'est pas suffisant.

Pour s'assurer de la convergence des résultats dans la détermination de la masse d'un grain, l'illustration B montre l'évolution de la masse déduite en fonction du nombre de grains utilisés. Les valeurs convergent pour un nombre de grains au moins égal à 100.

Nombre de particules par unité de volume

De manière à qualifier les modes de dissipation de l'énergie en direction de la matière de remplissage, il est utile de définir en fonction de la granulométrie, le nombre de grains par unité de volume. Les valeurs présentées sur la figure A7.3

sont déduites de la masse totale de sable de silice contenue dans la cavité de remplissage ; connaissant la masse d'un grain pour une granulométrie donnée, il est aisé de déduire le nombre de grains par unité de volume.

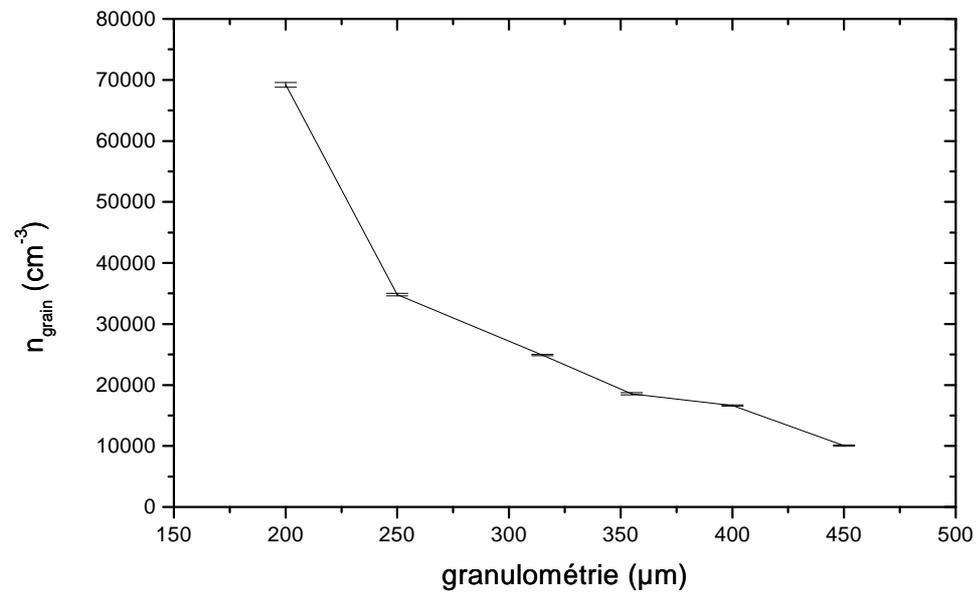


FIGURE. A7.3 - *Evolution du nombre de grains par unité de volume en fonction de la granulométrie.*

Annexe G

Evaluation de la température et de la densité électronique pour les décharges sur les éléments fusibles avec agrégat (sable de silice - colle aux silicates)

Evolution de la densité électronique en fonction de la température

La détermination de la densité électronique est réalisée à partir de l'observation des largeurs à mi-hauteur des deux transitions du multiplet Si II (2). La température est évaluée en appliquant la méthode des rapports des surfaces des raies associées aux multiplets (1) et (3) du silicium ionisé une fois. Le nombre de points accessibles diminue avec l'augmentation de la valeur de la surpression en raison du continuum plus intense et des profils de raies non résolus.

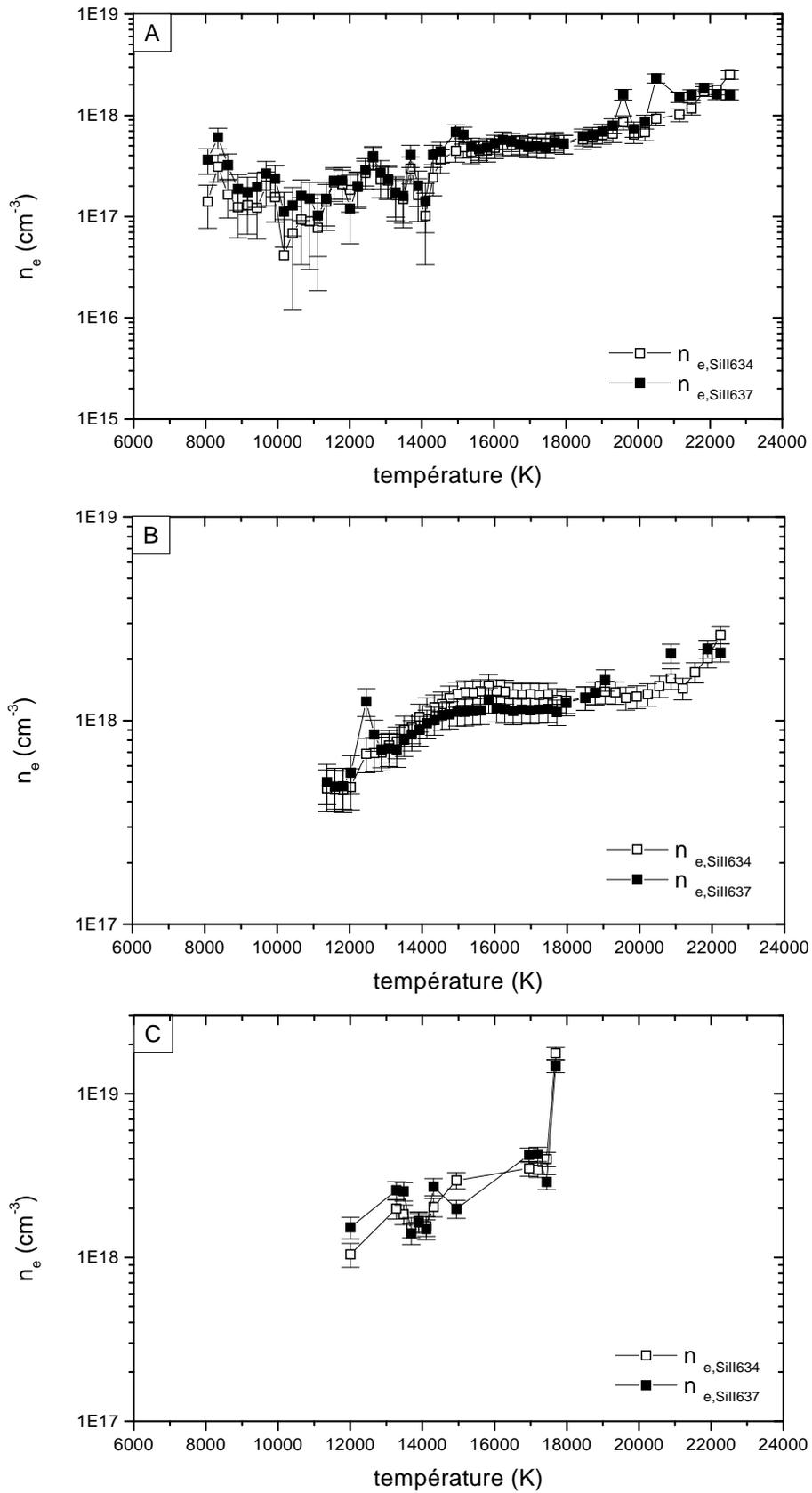


FIGURE. A8.1 - Densité électronique en fonction de la température pour la pression 0,1 MPa (Illustration A) et les deux surpressions 0,5 MPa (Illustration B) et 0,7 MPa (Illustration C).

Annexe H

Publication : Measurements of time-resolved spectra of fuse arcs
using a new experimental arrangement

Mesure des grandeurs (T, N_e, P) au sein du plasma d'arc des fusibles en moyenne tension

BUSSIERE William
Clermont-Fd 2000

Thèse de Doctorat d'Université

Ce travail traite de la détermination expérimentale des grandeurs électriques et physiques lors du mécanisme de coupure dans les fusibles en moyenne tension.

Les résultats sont présentés dans deux parties : la première traite de l'influence de la pression sur les grandeurs électriques et physiques caractérisant un arc dans une atmosphère sous pression, la seconde présente l'étude des mécanismes de création et d'extinction de l'arc.

L'étude relative à l'influence de la pression repose sur trois dispositifs de mesure des grandeurs électriques et spectroscopiques. Une méthode de détermination de la pression à partir des paramètres des profils des transitions Si II (2) est présentée, et appliquée à l'évaluation de la pression au sein du fusible en moyenne tension.

L'étude du fonctionnement du fusible en moyenne tension concerne trois points : la vitesse de "burn-back", l'influence des propriétés du sable de silice sur le mécanisme de coupure, et l'évolution de la température et de la densité électronique au sein du plasma d'arc pendant la coupure.

- la vitesse de "burn-back" est déterminée par imagerie ultra-rapide. Une dissymétrie sensible entre les vitesses à la cathode et à l'anode apparaît dès le début du régime d'arc ;
- la masse volumique de compactage et la granulométrie du sable conditionnent l'efficacité des mécanismes de transfert de l'énergie depuis la colonne d'arc vers la périphérie. La diffusion du fluide dans les interstices joue un rôle prépondérant dans le mécanisme de coupure, et explique pourquoi les plus grandes granulométries étudiées impliquent les coupures les plus brèves ;
- les évolutions de la température et de la densité électronique montrent une dynamique de variation importante sur l'ensemble du phénomène. Les coefficients d'établissement et d'extinction des deux grandeurs sont dépendants des propriétés du sable.

Mots clés : fusible - sable de silice - température - densité électronique - pression - spectroscopie - silicium - "burn-back".

Key words : fuse - silica sand - temperature - electronic density - pressure - spectroscopy - silicon - burn-back